

**Руководство
к лабораторным
работам
по курсу
общей физики**

ОПТИКА

ВЫПУСК СЕДЬМОЙ

**Интерференция
и дифракция света**

УДК 535

Рекомендуют к изданию: кафедра оптики Саратовского университета,
профессор И.М. Уманский

РУКОВОДСТВО К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ
ПО КУРСУ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

ОПТИКА

Выпуск седьмой

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Под редакцией профессора В.П. Рябухо

Компьютерный вариант издания
выполнен под редакцией
доцента А.Г. Величко и профессора В.П. Рябухо
на кафедре оптики СГУ в 2002 г.

Компьютерная верстка и графика
А.Г. Величко и И.Ф. Миненковой

$$Ц \frac{1704050000 - 513}{176(02) - 97}$$
 Без объявл.

1997 г.

Составители: *Цой Валерий Иванович,*
Березин Кирилл Валентинович

Учебное издание

РУКОВОДСТВО К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ
ПО КУРСУ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

О П Т И К А

Выпуск восьмой

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Под редакцией профессора В.П. Рябухо

410071, Саратов, Астраханская, 83

ГосУНЦ «Колледж»

Отпечатано на ризографе изд-ва Гос УНЦ «Колледж»

СОДЕРЖАНИЕ

1. Лабораторная работа № 1.

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА В СХЕМЕ ЮНГА С
ЛАЗЕРНЫМ ИСТОЧНИКОМ 3

2. Лабораторная работа № 2.

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА ОТ ДВУХ
ЩЕЛЕЙ12

Лабораторная работа № 1

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА В СХЕМЕ ЮНГА С ЛАЗЕРНЫМ ИСТОЧНИКОМ

Цели работы:

- 1) изучение явления интерференции света с помощью интерференционной схемы Юнга;
- 2) определение длины волны излучения лазерного источника с использованием явления интерференции света.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Сложение гармонических колебаний

Пусть в некоторой точке пространства две *монохроматические** волны с *одинаковой* частотой ω возбуждают гармонические колебания E_1 и E_2 вдоль *одного* направления. Представим эти колебания в вещественной форме:

$$E_1 = a_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \quad E_2 = a_2 \cos(\omega t + \varphi_2), \quad (1)$$

где a_1 и a_2 , φ_1 и φ_2 - амплитуды и начальные фазы колебаний (начальная фаза - это фаза в тот момент времени, который принимается за нулевой $(\omega t + \varphi)|_{t=0} = \varphi$).

Если ввести комплексные амплитуды $A_1 = a_1 \exp(i\varphi_1)$ и $A_2 = a_2 \exp(i\varphi_2)$, то в комплексной форме те же колебания представляются так:

$$E_1 = A_1 \exp(i\omega t), \quad E_2 = A_2 \exp(i\omega t). \quad (2)$$

Результирующее колебание будет

* *Монохроматическая (одночастотная) волна* — это строго синусоидальная волна с постоянными во времени частотой ω , амплитудой a и начальной фазой φ . Амплитуда и фаза колебаний могут меняться от одной точки пространства к другой, частота одна и та же для колебательного процесса *во всем пространстве*. Монохроматическое колебание в каждой точке пространства длится *бесконечно долго*, не имея ни начала, ни конца во времени. Поэтому строго монохроматические колебания и волны никогда не могут быть точно реализованы на практике.

$$E = E_1 + E_2 = (A_1 + A_2) \exp(i\omega t).$$

Это также монохроматическое колебание с той же частотой ω и комплексной амплитудой $A = A_1 + A_2$. Чтобы найти вещественную амплитуду a и начальную фазу φ результирующего колебания, запишем последнее соотношение так:

$$a \exp(i\varphi) = a_1 \exp(i\varphi_1) + a_2 \exp(i\varphi_2). \quad (2a)$$

Умножая его на комплексно сопряженное, получим формулу для определения вещественной амплитуды суммарного колебания

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (3)$$

После отделения вещественной части от мнимой в соотношении (2a) имеем

$$a \cos \varphi = a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2, \quad a \sin \varphi = a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2.$$

Отсюда получим формулу для начальной фазы суммарного колебания

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2}. \quad (4)$$

На рис.1 приведена векторная диаграмма сложения рассматриваемых колебаний, из которой также нетрудно получить результаты (3) и (4).

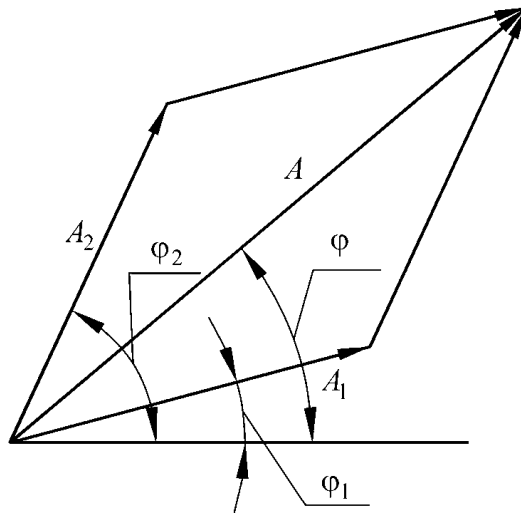


Рис.1. Векторная диаграмма для определения амплитуды результирующего колебания при суперпозиции двух гармонических колебаний с различными фазами

Вводя интенсивности колебаний, которые пропорциональны квадрату амплитуды, результат (3) можно записать в виде

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (5)$$

Если колебания синфазны, т. е. фазы φ_1 и φ_2 одинаковы или отличаются на четное число π , то интенсивность I максимальна и равна

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2. \quad (6)$$

Если колебания противофазны, т.е. фазы φ_1 и φ_2 отличаются на нечетное число π , то получается минимальная интенсивность:

$$I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2. \quad (7)$$

Практически мы никогда не имеем строго гармонические колебания, описываемые (1). Колебания в световой волне время от времени обрываются и возникают вновь уже с иной, случайным образом измененной фазой и амплитудой, т. е. не являются строго гармоническими. В таком случае и результирующая интенсивность ($I \sim a^2$) также меняется с течением времени. Характерное время τ_c , в течение которого амплитуда и начальная фаза колебаний в световой волне остаются практически постоянными, называется *временем когерентности*.

Наблюдая эту интенсивность, мы могли бы получить изменяющиеся значения; однако для этого необходимо применить для наблюдения прибор, который реагировал бы достаточно быстро, чтобы отмечать изменения I . Всем приемникам света присуща определенная *инерционность*, т. е. отличное от нуля время, в течение которого они сохраняют память о световом сигнале. Это *время разрешения* приемника τ . Например для глаза $\tau \sim 0,1$ с. Современные наиболее быстродействующие фотоприемники имеют время разрешения порядка 10^{-10} с. Средний период колебаний T электромагнитного поля в оптической области спектра составляет около 10^{-15} с. Поэтому фотоприемник, как правило, способен регистрировать не мгновенное, а усредненное за время разрешения τ световые величины $\langle I \rangle = \langle a^2 \rangle$, где угловые скобки означают усреднение

$$\langle \dots \rangle = \tau^{-1} \int_0^{\tau} \dots dt.$$

Разность фаз $\psi = \varphi_1 - \varphi_2$ монохроматических колебаний определяется разностью начальных фаз и постоянна во времени. Средний квадрат амплитуды результирующего колебания за промежуток времени τ , длительный по сравнению со временем τ_c нерегулярных изменений фазы ψ определяется выражением:

$$\langle I \rangle \sim \langle a^2 \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} a^2 d\tau = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} (a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \psi) d\tau = \langle a_1^2 \rangle + \langle a_2^2 \rangle + \frac{2}{\tau} \int_0^{\tau} a_1a_2 \cos \psi d\tau. \quad (8)$$

Если разность фаз ψ и амплитуды a_1, a_2 остаются неизменными в течение времени наблюдения τ , то

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} a_1 a_2 \cos \psi d\tau = a_1 a_2 \cos \psi.$$

Следовательно

$$\langle a^2 \rangle = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \psi, \quad \text{т. е.} \quad \langle I \rangle \neq \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle.$$

При случайных обрывах и возобновлениях колебаний разность фаз ψ изменяется во времени совершенно беспорядочно, многократно принимая за время τ все значения от 0 до 2π . Поэтому $\langle a_1a_2 \cos \psi \rangle$ стремится к нулю, и мы имеем

$$\langle a^2 \rangle = \langle a_1^2 \rangle + \langle a_2^2 \rangle, \quad \text{т. е.} \quad \langle I \rangle = \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle.$$

Итак, при сложении двух колебаний надо различать два предельных случая.

1. Разность фаз колебаний сохраняется неизменной за время τ , достаточное для наблюдений. Средняя энергия результирующего колебания отличается от суммы средних энергий исходных колебаний и может быть больше или меньше нее в зависимости от значения разности фаз. В этом случае колебания называются *когерентными*, т.е. имеет место явление *интерференции колебаний*.

2. Разность фаз колебаний беспорядочно меняется за время наблюдения. Средняя энергия результирующего колебания равна сумме средних энергий исходных колебаний. При их сложении наблюдается простое суммирование интенсивностей, т.е. интерференция не имеет места.

Интерференция волн и когерентность

Если колебания в волнах когерентны, то согласно изложенным законам сложения колебаний при наложении двух или более волн в пространстве в разных его точках происходит взаимное усиление или ослабление колебаний в зависимости от разности фаз. Это явление называется *интерференцией колебаний*. В результате интерференции происходит перераспределение в пространстве энергии интерферирующих волн, что приводит к образованию *интерференционной картины* в виде чередующихся светлых и темных полос.

Реальные источники света состоят из огромного множества излучающих атомов и молекул, которые в общем случае (кроме лазеров) излучают независимо и не настолько согласованно, чтобы создать когерентную волну. Излучение атомов обрывается и возникает со случайно изменяющейся фазой, следовательно, не является строго монохроматическим, хотя за время одного акта излучения оно близко к гармоническому колебанию. Среднее время τ_c , в течении которого амплитуда, частота и начальная фаза колебаний остаются почти неизменными, называется *временем когерентности*. Для строго монохроматического излучения τ_c бесконечно велико. Так как за время τ_c колебание в волне распространяется на расстояние $l_c = c\tau_c/n$, где n - показатель преломления среды, в которой распространяется электромагнитная волна, то на расстояниях, не превышающих l_c вдоль направления распространения колебания когерентны. Поэтому величина $l_c = c\tau_c/n$ называется *длиной когерентности* или *длиной волнового цуга* (рис. 2).

В реальных волнах амплитуда и фаза колебаний изменяется не только вдоль направления распространения волны, но и в поперечном сечении пучка. Максимальное расстояние между точками в поперечном сечении пучка, при котором колебания в них остаются когерентными, называется *поперечным радиусом пространственной когерентности*. Радиус и площадь поперечного сечения пучка, в любой паре точек которого колебания когерентны, называется площадью пространственной когерентности. Площадь пространственной когерентности тем больше, чем меньше угловые размеры источника света. Для солнечного света при средней длине волны $\bar{\lambda} = 0,5$ мкм на поверхности Земли радиус площадки когерентности составляет примерно 0,06 мм.

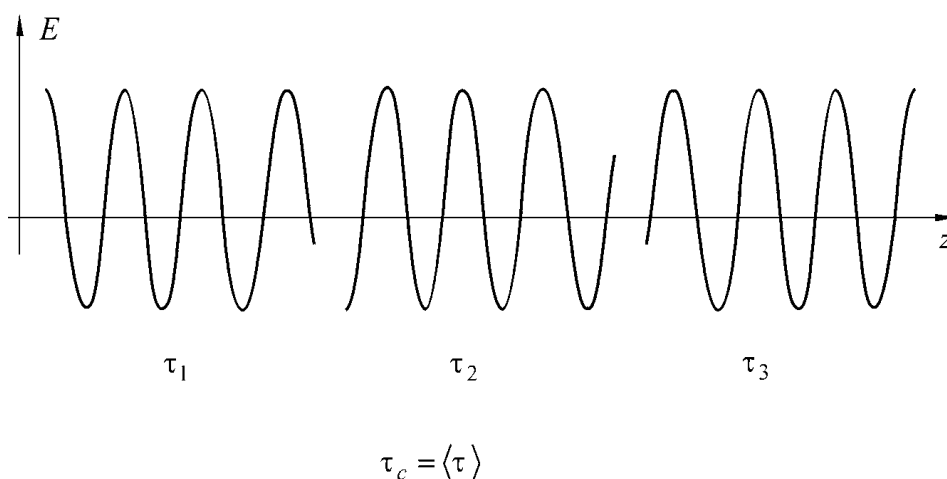


Рис.2. Модельное представление некогерентной волны в виде последовательности цугов

Опыт Юнга

Первая экспериментальная установка для наблюдения интерференции света была осуществлена Юнгом в 1807 г. (рис. 3).

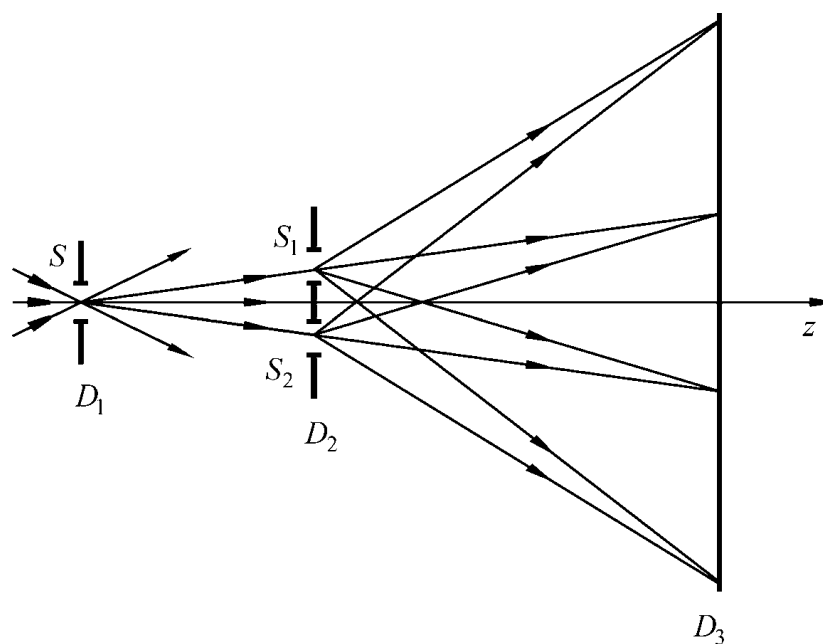


Рис. 3. Схема интерференционного опыта Юнга:
 S - малое отверстие в первом экране D_1 (источник света);
 S_1, S_2 - малые отверстия в экране D_2 ;
 D_3 - экран в дальней зоне дифракции света для наблюдения системы интерференционных полос

Свет от квазимонохроматического источника S с относительно малыми угловыми размерами падал на два небольших отверстия S_1 и S_2 в экране D_2 , расположенных на достаточно малом расстоянии друг от друга (рис. 3). Световые поля

в пределах этих отверстий действуют как вторичные источники, а световые пучки от них в результате дифракции перекрываются на достаточно большом расстоянии позади экрана D . В области перекрытия световых пучков возможно наблюдение явления интерференции света и образование системы светлых и темных полос.

Юнг первый в ясной форме установил принцип сложения амплитуд, объяснив явление интерференции. С помощью своей схемы, Юнг также впервые измерил длины световых волн, хотя эти измерения и не были достаточно точными.

Расчет разности хода от двух когерентных источников

Предположим, что интерференционная картина образуется от точечных источников S_1 , S_2 и наблюдается в плоскости xOy , нормальной к перпендикуляру CO , восстановленному в середине отрезка, соединяющего точки S_1 и S_2 , а ось x выберем параллельной S_1S_2 (рис. 3). Пусть d - расстояние между отверстиями, а z - расстояние между отрезком S_1S_2 и плоскостью наблюдения.

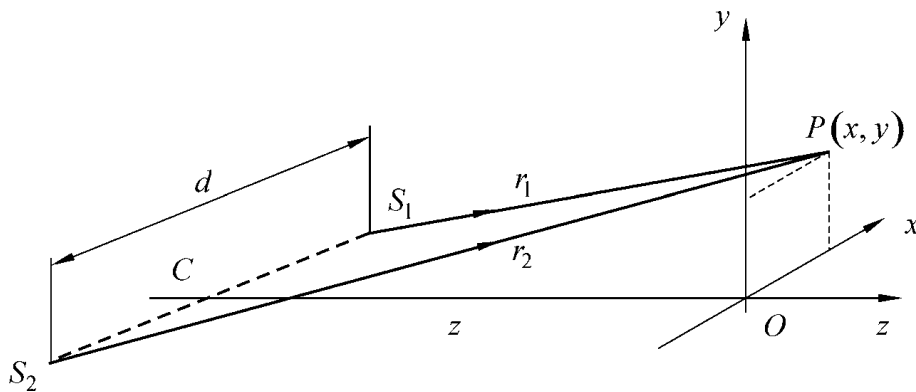


Рис.4. К расчету разности хода интерферирующих волн в схеме Юнга

Для точки $P(x, y)$, лежащей в плоскости наблюдения, имеем

$$r_1 = S_1P = \sqrt{y^2 + z^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2}, \quad (9a)$$

$$r_2 = S_2P = \sqrt{y^2 + z^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2}, \quad (9б)$$

следовательно,

$$r_2^2 - r_1^2 = 2xd. \quad (10)$$

Разность геометрических путей света от источников S_1 и S_2 до P можно представить в виде

$$\Delta r = r_2 - r_1 = \frac{2xd}{r_2 + r_1}. \quad (11)$$

Интерференция возникает в том случае, когда разность хода меньше длины когерентности волн. Вследствие малости длины когерентности волн естественного белого света интерференционная картина будет наблюдаться только, если d значительно меньше z . Тогда при условии, что x и y также малы по сравнению с z , находим

$$r_2 + r_1 \sim 2z \quad (12)$$

и, отбрасывая члены второй и высших степеней величин d/z , x/z и y/z , находим

$$\Delta r = \frac{d}{z} x. \quad (13)$$

Если n показатель преломления среды (предполагается, что она однородна), в которой происходит опыт, то оптическая разность хода от S_1 и S_2 до P равна

$$\Delta = n\Delta r = \frac{nd}{z} x, \quad (14)$$

а соответствующая разность фаз

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta. \quad (15)$$

Так как угол S_1PS_2 очень мал, то допустимо считать, что волны от S_1 и S_2 движутся к P приблизительно по одному и тому же направлению, и интенсивность в интерференционной картине можно рассчитать по формуле (5). Согласно (5) и (14) максимумы интенсивности будут наблюдаться при

$$x = \frac{mz\lambda}{nd}, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (16a)$$

а минимумы интенсивности при

$$x = \frac{(m + 0.5)z\lambda}{nd}, \quad (16б)$$

Таким образом, образуется интерференционная картина в окрестности точки O , которая состоит из прямолинейных светлых и темных полос, называемыми *интерференционными полосами Юнга*. Они находятся на равных расстояниях друг от друга и ориентированы под прямым углом к линии S_1S_2 , соединяющей оба источника. Расстояние между соседними светлыми (или темными) полосами – период полос, равно

$$\Lambda = \frac{\lambda z}{nd}. \quad (17)$$

В любой точке интерференционной картины число m , определяемое соотношением

$$m = \frac{\psi}{2\pi} = \frac{\Delta}{\lambda}, \quad (18)$$

m называется *порядком интерференции* в этой точке; следовательно, светлым полосам соответствуют целые порядки.

Из формул (16a) и (16б) видно, что зная расстояние от центра картины ($m = 0$) до полосы m -го порядка, можно определить длину волны

$$\lambda = \frac{ndx}{mz}. \quad (19)$$

Из рис. 3 видно, что простейшая схема интерференционного опыта Юнга требует двух систем отверстий. Первое S ограничивает область источника, и тем самым обеспечивает пространственную когерентность. На двух других, S_1 и S_2 возникают когерентные волны, интерферирующие между собой.

Для проведения опыта Юнга с лазерным источником света первое отверстие S не нужно, поскольку лазерное излучение обладает *высокой интенсивностью при практически полной пространственной когерентности в сечении пучка света и высокой степени временной когерентности* (длина когерентности излучения разных лазеров равна от нескольких миллиметров до сотен метров).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Задание: Определить длину волны гелий-неонового или полупроводникового лазеров и проверить с помощью схемы Юнга закон сохранения энергии при интерференции световых волн.

Принадлежности: пластина с двумя отверстиями и шторками, закрепленная на рейтере; линейка; экран на рейтере, и полупроводниковый лазеры.

ВНИМАНИЕ!!! НЕ ДОПУСКАЙТЕ ПОПАДАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА СВЕТА В ГЛАЗА

Проверка закона сохранения энергии при интерференции световых волн.

1. Расположите на расстоянии 1-2 см от выходного окна лазера пластинку с отверстиями, а на расстоянии 1-1,5 м от него экран для наблюдения интерференционных полос.
2. Включите блок питания лазера в сеть (~ 220 В).
3. Включите лазер тумблером переводя его в положение “вкл.” или “1”.
4. Убедитесь, что оба открытых отверстия в пластине попадают в апертуру лазерного пучка, при этом на экране должна появиться устойчивая интерференционная картина в виде системы прямолинейных вертикальных красных* и темных полос.
5. Уберите экран и на его место поместите фотоприемник, подсоединенный к микроамперметру. Интерференционная картина должна проецироваться на светочувствительную поверхность фотоэлемента. Сделайте отсчет A по шкале микроамперметра.
6. Не меняя положения лазера и пластины с отверстиями, аккуратно закройте шторкой одно из отверстий, при этом интерференционная картина пропадает.
7. Сделайте отсчет по шкале микроамперметра A_1 .
8. То же с другим отверстием A_2 .
9. Результаты измерений занесите в таблицу и сделайте вывод о выполнении закона сохранения энергии при интерференции световых волн.

* Частота излучения используемых в работе лазеров соответствует красному цвету.

Определение длины волны *He-Ne* лазера или полупроводникового лазера

1. Повторите операции 1-4, указанные в первом задании.
2. Измерьте линейкой точное расстояние от пластины до экрана (z).
3. Измерьте линейкой расстояние $2x$ между двумя первыми максимумами $m = 1$ и $m = -1$, лежащими по обе стороны от центрального ($m = 0$), найдите x .
4. По формуле (19), при известном значении d и $n \cong 1$, вычислите длину волны излучения лазера.
5. Определите возможные источники погрешностей измерений при определении длины волны.

Контрольные вопросы и задания

1. Построить векторную диаграмму для сложения двух гармонических колебаний.
2. Дать определение явлению интерференции волн.
3. Что такое время разрешения фотоприемника?
4. Что такое время и длина когерентности?
5. Что такое радиус пространственной когерентности?
6. Построить ход лучей в интерференционной схеме Юнга.
7. Получить формулу для расчета разности хода от двух когерентных источников света.
8. Сформулировать условия максимумов и минимумов интенсивности света в интерференционной картине.
9. Получить формулу для определения периода схемы Юнга.
10. Почему при использовании лазера отпадает необходимость в использовании первого отверстия S в схеме Юнга?

Литература

1. Сивухин Д.В., Общий курс физики. М.: Наука, 1980. т. IV. с. 190.
2. Ландсберг Г.С., Общий курс физики. М.: Наука, 1976. с. 43.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. с. 292.

Лабораторная работа № 2

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА ОТ ДВУХ ЩЕЛЕЙ

Цель работы:

Изучить явление интерференции световых пучков, претерпевших дифракцию на двух одинаковых параллельных щелях, оценить спектральную ширину полосы пропускания фильтра, а также оценить по сдвигу наблюдаемой дифракционной картины непараллельность поверхностей стеклянной пластинки.

Общие положения

Работа содержит два независимых задания и выполняется с помощью интерференционного рефрактометра ЛИР-2. Перед выполнением работы необходимо ознакомиться с руководством к предыдущей работе в данном выпуске, а также с оптической схемой и принципом действия прибора ЛИР-2 по методическому руководству “Оптика. Выпуск 2. Рефрактометрия”.

В приборе ЛИР-2 используется стандартная схема наблюдения картин дифракции света в фокальной плоскости линзы, представленная на рис.1.

Как видно из рис.1, излучение от двух щелей можно разложить на систему параллельных лучей с переменным углом дифракции φ , сходящихся в фокальной плоскости линзы L . Положение точки схождения B любой пары параллельных лучей относительно центра дифракционной картины O вычисляется по формуле

$$x = f \operatorname{tg} \varphi \quad (1)$$

и зависит от угла дифракции φ . От угла φ зависит также и оптическая разность хода Δ между лучами от щелей S_1 и S_2 . При некотором угле дифракции φ в точке B фокальной плоскости будет наблюдаться максимум интенсивности, обусловленный интерференцией лучей от двух щелей, если разность хода для этих пучков составит целое число длин волн λ ($\Delta = m\lambda$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Если разность хода между интерферирующими лучами от щелей составит полуцелое число длин волн ($\Delta = (2m + 1)\lambda/2$), то в точке B будет минимум.

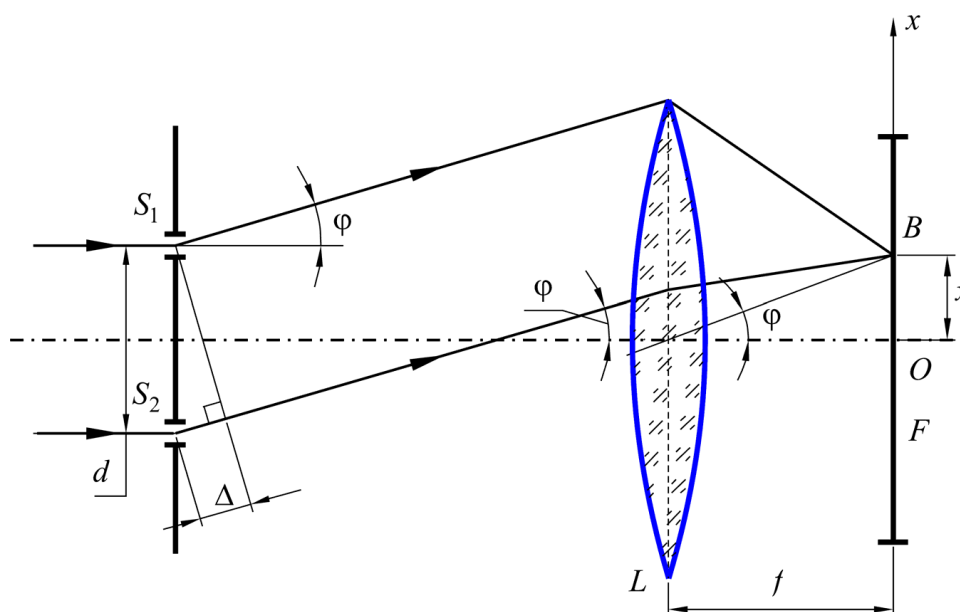


Рис.1. Ход лучей, дифрагирующих по углом φ на щелях S_1, S_2 : d - расстояние между щелями; Δ - оптическая разность хода между соответственными лучами от двух щелей S_1 и S_2 ; L - собирающая линза; f - фокусное расстояние линзы; F - фокальная плоскость линзы

Таким образом, в фокальной плоскости F образуется дифракционная картина от совместного действия волн от двух щелей, представляющая собой чередование светлых (максимумов) и темных (минимумов) интерференционных полос. При этом, чем дальше от главного фокуса располагается точка B , тем большей разностью хода обладают лучи, приходящие в эту точку, и тем больший порядок дифракции m наблюдается в этой точке.

Приведенные рассуждения справедливы для монохроматического излучения с длиной волны λ . Если излучение не является монохроматическим, а лежит в спектральном интервале $\Delta\lambda$, то возможно перекрывание в точке B , например, светлых полос соседних порядков m и $m+1$ для двух различных длин волн λ' и λ , лежащих в интервале $\Delta\lambda$, если

$$\Delta = m\lambda' = (m+1)\lambda. \quad (2)$$

В результате в области больших порядков m дифракционная картина теряет контрастность. Тем не менее даже при освещении видимым белым светом с достаточно большим $\Delta\lambda$ несколько интерференционных полос, соответствующих низким порядкам интерференции, можно наблюдать непосредственно глазом.

Приборы и принадлежности

Так как используемый в работе прибор ЛИР-2 предназначен для определения показателя преломления жидких сред и имеет ненужную для данной работы термокамеру, то последняя из прибора удалена.

Используются следующие принадлежности, выдаваемые лаборантом:

- окно-держатель, помещаемый в корпус прибора и служащий для крепления на нем оптических элементов, вводимых в дифрагирующие пучки света;
- поляридная пленка в кадровой рамке;

- поляроидная пара, представляющая собой две поляроидные пленки в разных половинах кадра со скрещенной ориентацией оптических осей;
- окулярный светофильтр;
- исследуемая стеклянная пластинка.

ВНИМАНИЕ !!!

НЕ ПРИКАСАЙТЕСЬ К ЗЕРКАЛЬНЫМ ЩЕЛЯМ ПРИБОРА ЛИР-2 !

Задание 1. Наблюдение картины дифракции света на двух щелях

1.1. Включите прибор в сеть ~ 220 В.

1.2. Включите осветительную лампу прибора тумблером, расположенным в нижней части прибора. Убедитесь, что корпус прибора пуст. При этом в окуляр должны наблюдаться верхняя и нижняя дифракционные картины, причем нижняя картина должна состоять в своей центральной части из четких темных и светлых вертикальных интерференционных полос.

1.3. Совместите верхние подвижные интерференционные полосы с нижними неподвижными полосами вращением микрометрического винта компенсатора. При этом показание по грубой шкале на измерительном винте будет вблизи начала шкалы прибора.

1.4. Перекройте путь лучам от одной из щелей с помощью экрана или просто листочком бумаги. Интерференционные полосы исчезнут, освещенность наблюдаемого в окуляр поля уменьшится. Откройте путь лучам от первой щели и перекройте лучи от второй щели. Сравните наблюдаемую картину с предыдущей. Объясните эти наблюдения.

1.5. Аккуратно навесьте на держатель рамку с поляроидом, пользуясь вырезами, и установите его в прибор на пути пучков от щелей. Убедитесь, что интерференционные полосы, хотя и несколько искажены из-за несовершенства поляроидной пленки, достаточно отчетливо наблюдаются. Замените поляроид на поляроидную пару. Сравните наблюдаемую картину с предыдущей, а также с той, которая получалась при выполнении пункта 1.4. Объясните эти результаты наблюдения.

1.6. Освободите корпус прибора. Сосчитайте число полос m_0 , видимых справа или слева от центральной полосы первого порядка, а затем посмотрите на ту же картину через светофильтр, поместив его между глазом и окуляром. Понемногу сдвигая поворотом винта компенсатора верхнюю картину, убедитесь, что число видимых через светофильтр полос увеличилось. Запомните это число m_1 .

Из всего непрерывного спектра белого излучения глаз, в соответствии со спектральной кривой чувствительности, регистрирует излучение хотя и в относительно широком, но конечном интервале длин волн $\Delta\lambda$ (см. рис. 2). Можно считать, что глазом фильтруется излучение в эффективной полосе длин волн $\Delta\lambda \cong 100$ нм на уровне относительной чувствительности 50% в окрестности длины волны $\lambda \cong 550$ нм. Такое излучение обладает хотя и малой, но конечной длиной когерентности.

$$l_c = \lambda^2 / \Delta\lambda . \quad (3)$$

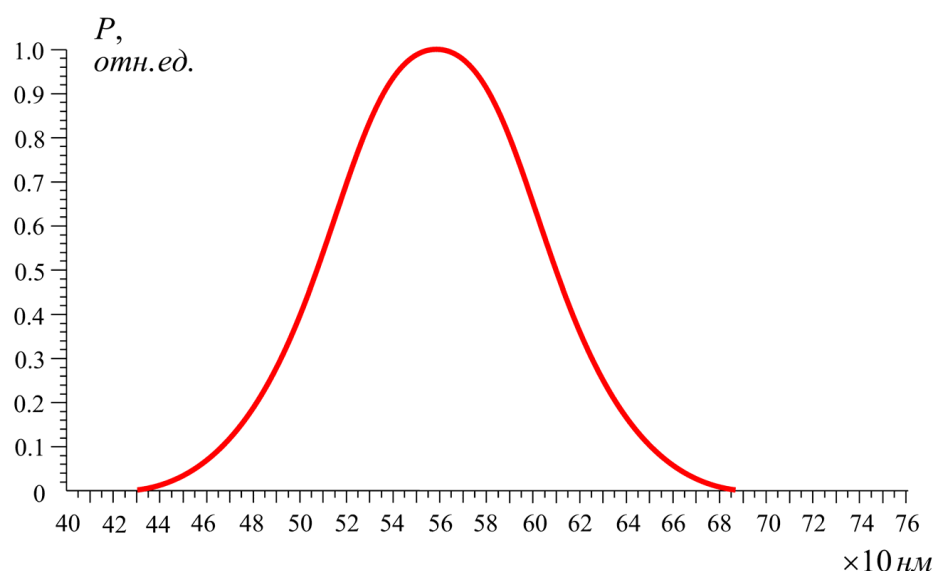


Рис.2. Примерный вид спектральной кривой чувствительности глаза

Как известно, интерференционные полосы возникают в тех областях, где оптическая разность хода между интерферирующими лучами не превышает длину когерентности. Так как при переходе от одной полосы к другой, соседней, разность хода изменяется на одну длину волны, то число полос в интерференционной картине, наблюдаемой в свете с конечной длиной когерентности, ограничено и примерно равно

$$m = \lambda / \Delta\lambda . \quad (3)$$

Оцените это число для белого света, воспринимаемого глазом, и сравните с тем, что вы наблюдали. Оцените ширину полосы $\Delta\lambda$ светофильтра, предварительно узнав среднюю длину волны пропускания светофильтра у преподавателя.

Задание 2. Оценка непараллельности поверхностей стеклянной пластинки

Метод измерения

Если в дифрагировавшие лучи помещена прозрачная пластинка, грани которой не вполне параллельны, она изменяет направление распространения света, в результате чего точка, в которую световые волны приходят с нулевой разностью хода $\Delta = 0$ и в которой образуется нулевой главный максимум, смещается от первоначального положения на главной оптической оси на некоторое расстояние δx (см. рис.3)

$$\delta x = f \operatorname{tg}(\beta - \alpha), \quad (4)$$

где f - фокусное расстояние линзы, β - угол преломления на выходе из пластинки, α - угол между поверхностями пластинки. Очевидно, и вся интерференционная картина смещена относительно картины без пластинки на то же расстояние.

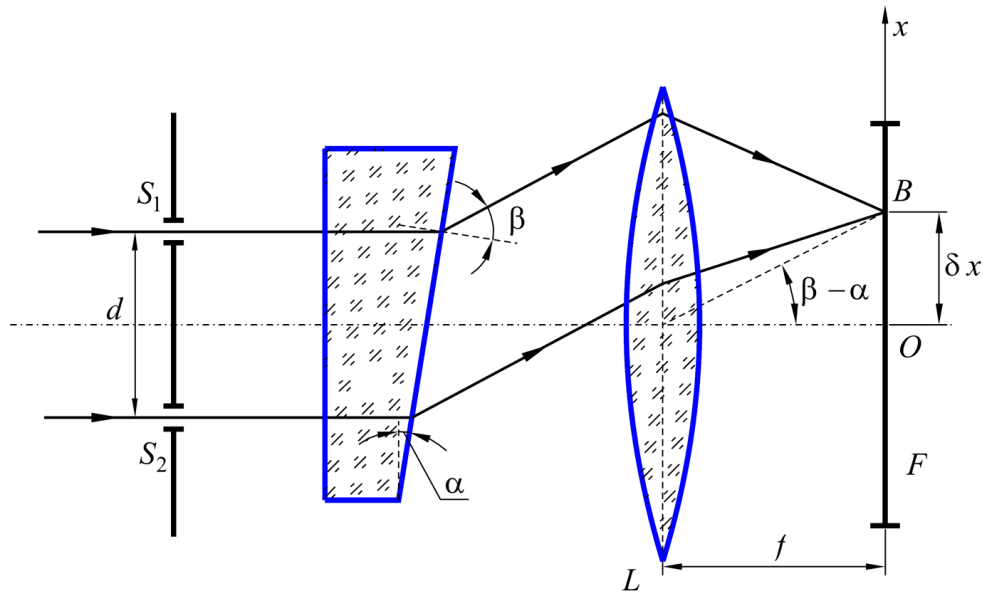


Рис.3. Сдвиг дифракционной картины прозрачной неплоскопараллельной пластинкой

Когда пластинка перекрывает только верхнюю часть светового потока от щелей, нижняя его часть образует дифракционную картину с главным нулевым максимумом на главной оптической оси (рис.1). Разность хода между нижними лучами, попадающими в данную точку фокальной плоскости на расстоянии δx от главной оси при $\varphi = \beta - \alpha$ будет равна

$$\Delta_0 = d \sin(\beta - \alpha). \quad (5)$$

Следовательно, сдвиг интерференционной картины пластинкой происходит на число полос, определяемое из условия $\Delta_0 = m\lambda$. Так как углы α и β малы, то можно перейти от значений синуса к значениям его аргумента, выраженного в радианах. Тогда преломление на выходе из пластинки можно описать соотношением $\beta = n\alpha$, где n - показатель преломления стекла. Следовательно, соотношение (5) принимает форму

$$\Delta_0 = d(\beta - \alpha) = d(n\alpha - \alpha) = d(n - 1)\alpha. \quad (6)$$

Отсюда число полос, на которое сдвигается картина, равно

$$m = \frac{d(n - 1)\alpha}{\lambda}. \quad (7)$$

Очевидно, сосчитав число полос, на которое сдвигается интерференционная картина, можно оценить искомый угол α по формуле, вытекающей из предыдущей:

$$\alpha = \frac{m\lambda}{d(n - 1)}. \quad (8)$$

Весьма важным для описанного способа измерения угла α оказывается то, что значение оптической разности хода Δ_0 остается постоянным в первом порядке малости при небольшом наклоне передней поверхности пластинки относительно плоскости, перпендикулярной к главной оси. Как видно из рис. 4, полный угол отклонения луча δ пластинкой складывается из угла отклонения передней гранью ($i - \psi$) и угла

отклонения задней гранью ($\eta - \theta$), где i, θ - углы падения, ψ, η - углы преломления на первой и второй гранях, соответственно. Нетрудно проверить, что $\psi + \theta = \alpha$, так что $\delta = i + \eta - \alpha$. Но по закону преломления при падении под малыми углами $\psi = ni$, $\theta = m\eta$, откуда $\delta = i + \eta - \alpha = ni + m\eta - \alpha = (n-1)\alpha$ **независимо от угла наклона i пластинки** в первом порядке малости. Следовательно, величина δx сдвига дифракционной картины пластинкой при поворотах пластинки на углы $i \cong 0.1 \text{ rad} \cong 5 \text{ grad}$ не меняется с точностью до $i^2 \cong 0.01 \cong 1\%$.

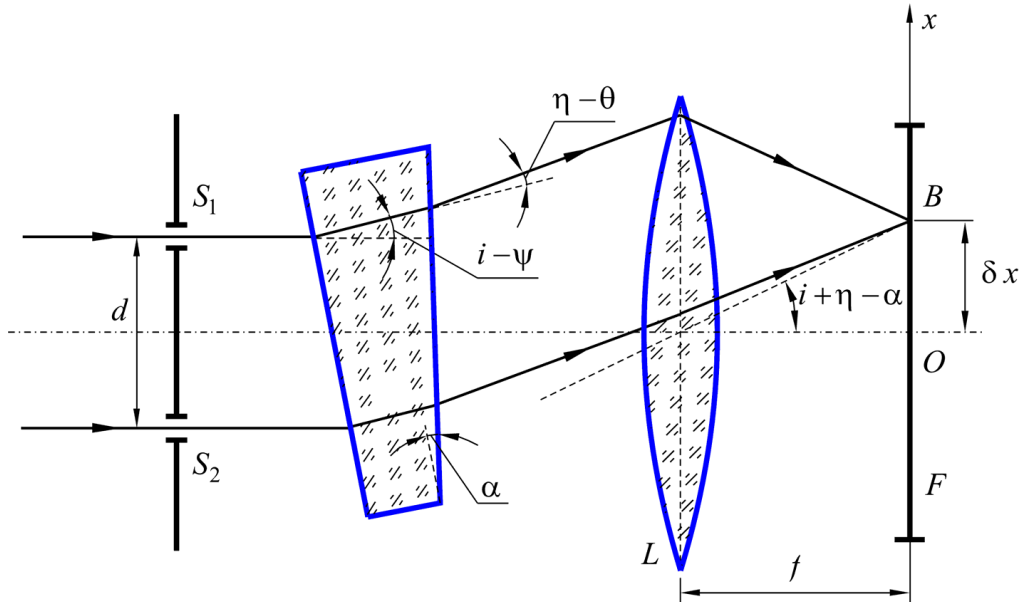


Рис.4. Сдвиг дифракционной картины слегка наклоненной прозрачной пластинкой

За сдвигом интерференционной картины можно проследить не только по изменению направления распространения дифрагировавших пучков. Можно также рассмотреть изменение номера интерференционной полосы, образованной интерферирующими пучками с одним и тем же фиксированным направлением распространения. (Напомним, что нулевой полосой или полосой нулевого порядка считается та полоса, которая образуется при нулевой разности хода между интерферирующими пучками). Прозрачная пластина на пути двух дифрагировавших пучков от двух щелей вносит оптическую разность хода между этими пучками, равную $\delta l(n-1)$, где δl - геометрическая разность толщин пластинки в точках, отделенных друг от друга расстоянием d между пучками. Если угол между гранями пластинки в сечении, перпендикулярном к щелям, равен α , то $\delta l = \alpha d$. Таким образом, с учетом разности хода, обусловленной дифракцией на углы φ , полная разность хода между пучками от двух щелей равна

$$\Delta' = d \sin \varphi + \alpha d (n-1). \quad (10)$$

Следовательно, на месте нулевой полосы исходной интерференционной картины без пластинки, то есть в направлении $\varphi = 0$, в присутствии пластинки оказывается полоса с номером

$$m = \Delta' / \lambda = \frac{\alpha d (n-1)}{\lambda}. \quad (11)$$

Эта формула в точности соответствует выведенной ранее формуле (7).

Порядок измерений

1. Включите прибор в сеть ~ 220 В.
2. Включите лампочку прибора тумблером, расположенным в нижней части прибора. Убедитесь, что корпус прибора пуст. При этом в окуляр должны наблюдаться верхняя и нижняя дифракционные картины, причем нижняя картина должна состоять в своей центральной части из четких темных и светлых вертикальных интерференционных полос.
3. Установите вращением микрометрического винта компенсатора хорошо запоминаемую картину. Например, можно крайнюю правую полосу верхней подвижной части совместить с центральной полосой нижней. Сделайте отсчет N_1 , по шкалам на стебле и барабане микрометра.
4. Закрепите исследуемую стеклянную пластинку на держателе с помощью имеющихся на нем зажимов так, чтобы стекло перекрывало только верхнюю половину окна держателя. Установите держатель с пластинкой в прибор и отрегулируйте положение пластинки, сдвигая ее вверх и вниз так, чтобы нижняя картина формировалась лучами, проходящими под пластинкой, а верхняя лучами через нее. Верхняя картина окажется сдвинутой по сравнению с установленной без пластинки.
5. Восстановите вращением винта компенсатора то характерное расположение полос, которое вы установили в отсутствие пластинки в пункте 3, затем снимите отсчет N_2 .
6. Оцените величину угла между гранями пластинки α по формуле (8). Расстояние d между щелями равно 14 мм. Число полос m , на которое смещает картину пластинка, определяется соотношением

$$m = |N_1 - N_2|k, \quad (9)$$

где k имеет смысл числа полос, на которое смещается картина при повороте измерительного барабана на одно его деление. Это число приблизительно равно $1/30$, но будет лучше, если вы определите его самостоятельно. Заметим, что в общем случае число полос, на которое сдвигается интерференционная картина, не целое, а дробное.

Содержание отчета о работе

Протокол должен содержать оптические схемы из рис.1 и рис.3 и рабочие формулы.

Результатом выполнения задания 1 должны быть: краткие выводы из наблюдений по пунктам 1.4 и 1.5, оценка по наблюдаемым данным ширины спектральной полосы пропускания светофильтра, а также зарисовки наблюдаемых интерференционных картин и вида поля зрения в окуляре.

Результатом выполнения задания 2 должна быть оценка малого угла α между поверхностями прозрачной пластинки, выраженная в различных угловых единицах: радианах, градусах, минутах, секундах.

Контрольные вопросы

1. Как зависит положение максимума освещенности при дифракции света от щели в фокальную плоскость линзы от положения щели и от направления падающего пучка?
2. Почему при освещении щелей светом с взаимно ортогональной поляризацией интерференция отсутствует?
3. Чем ограничивается число наблюдаемых полос в двухлучевой интерференционной картине?
4. Чем вызываются смещения интерференционных полос?

Литература

1. Руководство к лабораторным работам по курсу общей физики. Оптика. Выпуск 2. Рефрактометрия. Изд. Саратов. ун-та, 1988.
2. Руководство к лабораторным работам по курсу общей физики. Оптика. Выпуск 4. Интерференция и дифракция света. Изд. Саратов. ун-та, 1988.
3. Лансберг Г. С. Оптика. - М.: Наука, 1976. с.191.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1970. с.292.