

5391

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ**

**ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ
ИНТЕРФЕРЕНЦИИ С ПОМОЩЬЮ
ИНТЕРФЕРОМЕТРА
МАЙКЕЛЬСОНА**

Методические указания
к лабораторной работе

Рязань 2019

УДК 535

Изучение явления интерференции с помощью интерферометра Майкельсона: методические указания к лабораторной работе / Рязан. гос. радиотехн. ун-т; сост.: Б.С. Бобров, А.П. Соколов, А.И. Улитенко. Рязань, 2019. 8 с.

Изложены элементы теории и метод определения малых перемещений одного из зеркал интерферометра. Описан порядок выполнения работы. Даны указания по обработке результатов эксперимента. Приведены вопросы для проверки знаний и самоконтроля.

Предназначены для студентов всех специальностей, изучающих раздел «Оптика».

Ил. 3. Библиогр.: 4 назв.

Интерферометр Майкельсона, разность хода, когерентность, пьезокерамический элемент, He-Ne лазер

Печатается по решению редакционно-издательского совета Рязанского государственного радиотехнического университета.

Рецензент: кафедра общей и экспериментальной физики РГРТУ (зав. кафедрой доц. М.В. Дубков)

Изучение явления интерференции с помощью интерферометра
Майкельсона

Составители: Б о б р о в Борис Сергеевич
С о к о л о в Александр Павлович
У л и т е н к о Александр Иванович

Редактор М.Е. Цветкова
Корректор С.В. Макушина

Подписано в печать . Формат бумаги 60×84 1/16.

Бумага писчая. Печать трафаретная. Усл. печ. л. 0,5.

Тираж 200 экз. Заказ

Рязанский государственный радиотехнический университет.

390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1.

Редакционно-издательский центр РГРТУ.

Цель работы: изучение принципа действия интерферометра Майкельсона, получение и исследование интерференционной картины.

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ И МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТА

В интерферометре Майкельсона осуществляется интерференция двух монохроматических волн одинаковой частоты. Такие волны по определению имеют бесконечную продолжительность во времени. Очевидно, что в природе они не существуют. Поэтому на практике наблюдается интерференция квазимонохроматических волн. Такие волны можно получить в результате разделения одной и той же волны на две части. Однако полной аналогии с интерференцией монохроматических волн здесь не получится, поскольку каждая из волн имеет конечное время когерентности $\tau = \frac{1}{\Delta\omega}$, где $\Delta\omega$ – ширина спектра излучения источника света.

Рассмотрим сложение двух гармонических колебаний одного периода с амплитудами a_1 и a_2 и начальными фазами φ_1 и φ_2 :

$$S_1 = a_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \text{ и } S_2 = a_2 \sin(\omega t + \varphi_2). \quad (1)$$

При сложении таких колебаний, происходящих по одному направлению, получится вновь гармоническое колебание того же периода:

$$S_1 + S_2 = A \sin(\omega t + \varphi_0), \quad (2)$$

амплитуда A и фаза φ_0 которого определяются из следующих соотношений:

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

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2}. \quad (4)$$

Выражение (3) показывает, что квадрат амплитуды результирующего колебания не равняется сумме квадратов амплитуд исходных колебаний. Результат сложения зависит от разности фаз $(\varphi_1 - \varphi_2)$ и может иметь любое значение в пределах от $A^2 = (a_1 - a_2)^2$ до

$A^2 = (a_1 + a_2)^2$. Очевидно, что первое возможно при $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$, а второе – при $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$.

Введем обозначение $\psi = \varphi_1 - \varphi_2$ и вычислим средний квадрат амплитуды результирующего колебания за некоторый промежуток времени τ , значительно больший, нежели время нерегулярных изменений фазы ψ :

$$\begin{aligned} \langle A^2 \rangle &= \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} A^2 dt = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} (a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \psi) dt = \\ &= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \psi dt. \end{aligned} \quad (5)$$

Если в течение времени наблюдения ψ остается неизменным, то

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \psi d\tau = \cos \psi, \quad (6)$$

следовательно,

$\langle A \rangle = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \psi$, т.е. $I \neq I_1 + I_2$. (Здесь и далее под I понимается интенсивность, пропорциональная A^2 .)

Если же разность фаз изменяется совершенно беспорядочно, то интеграл (6) стремится к нулю и мы имеем: $\langle A^2 \rangle = a_1^2 + a_2^2$, т.е. $I = I_1 + I_2$. Поэтому при сложении двух колебаний одного периода надо различать два случая.

1. Разность фаз колебаний сохраняется неизменной за время τ , достаточное для наблюдений. Средняя энергия результирующего колебания отличается от суммы средних энергий исходных колебаний. В этом случае колебания называются **когерентными**, а явление сложения таких колебаний – **интерференцией колебаний**.

2. Разность фаз колебаний беспорядочно меняется за время наблюдения. Средняя энергия результирующего колебания равна сумме средних энергий исходных колебаний. Колебания в этом случае называются **некогерентными**, а при их сложении всегда имеет место суммирование интенсивностей, т.е. **интерференция не наблюдается**.

Строго гармонические колебания одинаковой частоты всегда

когерентны между собой, так как они делятся, не обрываясь, имеющаяся разность фаз у них сохраняется без изменения сколько угодно долгое время.

В соответствии с вышесказанным условием интерференции волн одной и той же частоты будет являться их когерентность, т.е. сохранение неизменной за время наблюдения разности фаз. Для простоты будем полагать, что волны одинаково линейно поляризованы. При этом результат интерференции будет определяться как разностью фаз интерферирующих волн в месте наблюдения (которая зависит от начальной разности фаз волн), так и разностью расстояний, отделяющих точку наблюдения от источников каждой из волн.

Рассмотрим две когерентные волны, исходящие из источников S_1 и S_2 (рис. 1), колебания в которых направлены перпендикулярно к плоскости чертежа. Допустим, что обе волны имеют равные амплитуды. Тогда колебания, вызываемые первой и второй волнами в точке наблюдения M , будут иметь вид:

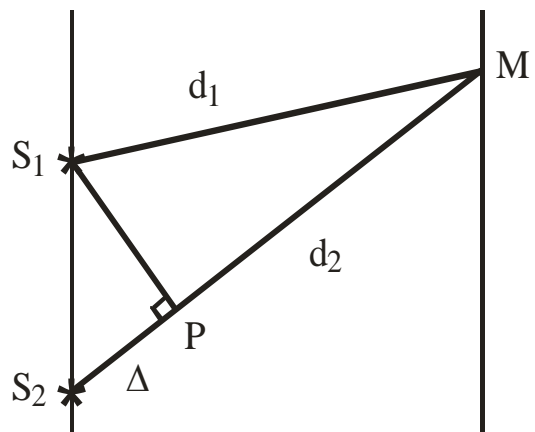


Рис. 1

$$S_1 = a \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_1}{\lambda} \right),$$

$$S_2 = a \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_2}{\lambda} \right) - \varphi \right],$$

где $d_1 = S_1M$ и $d_2 = S_2M$, λ – длина волны, а φ – начальная разность фаз.

При сложении колебаний в точке M будем иметь:

$$\begin{aligned} S = S_1 + S_2 &= 2a \cos \left(\frac{\pi(d_2 - d_1)}{\lambda} + \frac{1}{2}\varphi \right) \times \\ &\times \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_2 + d_1}{2\lambda} \right) - \frac{1}{2}\varphi \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Таким образом, в точке M имеет место колебание с амплитудой

$$2a \cos\left(\frac{\pi(d_2 - d_1)}{\lambda} + \frac{1}{2}\varphi\right) \text{ и интенсивностью } 4a^2 \cos^2\left(\frac{\pi(d_2 - d_1)}{\lambda} + \frac{1}{2}\varphi\right).$$

Для когерентных волн φ постоянна, и различие интенсивности света в разных точках зависит только от разности $(d_2 - d_1)$, которая называется *разностью хода*. Благодаря этой разности расстояний, колебания, вызванные этими волнами в точке их встречи, будут обладать *разностью фаз* даже в том случае, когда начальные фазы обеих волн были одинаковы. Разность фаз ψ , возникающая за счет разности хода волн $\Delta = d_2 - d_1$, будет равна $\psi = 2\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda}$.

Обозначим $\Delta = m\lambda$, где m – любое число (целое или дробное). Тогда разность фаз запишется как $\psi = 2\pi m$. В случае равенства начальных фаз ($\psi=0$) выражение для интенсивности двух интерферирующих волн с одинаковыми амплитудами примет вид:

$$I = 4a^2 \cos^2\left\{\frac{\pi(d_2 - d_1)}{\lambda}\right\} = 4a^2 \cos^2 m\pi. \quad (8)$$

Целым значениям m соответствует различие по фазе на $2\pi m$ (и интенсивность пропорциональна $4a^2$). При m полуцелом фазы складывающихся колебаний противоположны (и интенсивность равна нулю). Следовательно, при целом m имеем максимумы, при полуцелом m – минимумы.

Данное распределение интенсивностей представляет собой интерференционную картину.

Возможность наблюдения чередующегося распределения светлых и темных полос в интерференционной картине существенно зависит от освещенности этого фона. Поэтому для оценки видимости, или контрастности, интерференционной картины в некоторой точке интерференционного поля Майкельсон ввел параметр видимости V , определяемый как

$$V = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}},$$

где E_{\max} и E_{\min} – максимальная и минимальная освещенности

интерференционных полос вблизи выбранной точки поля. Параметр $V=1$ соответствует наиболее контрастной интерференционной картине, а $V=0$ – полному ее исчезновению. Для того чтобы человеческий глаз мог уверенно различать чередование светлых и темных полос на интерференционной картине, значение V должно быть не менее 0,1 или $E_{\min} \approx 0,82 E_{\max}$.

Если колебания в точку M пришли от одного источника, но разными путями, то в этом случае говорят о временной когерентности. Если же колебания в точку M пришли из различных точек волнового поля, пройдя одинаковые пути, тогда говорят о пространственной когерентности. Интерферометр Майкельсона применяется для исследования как временной, так и пространственной когерентности. Принципиальная схема интерферометра приведена на рис. 2. Свет источника S с помощью светоделительной пластины 3, имеющей коэффициент отражения $R \cong 50\%$,

разделяется на два пучка. Луч I отражается от зеркала 1 и проходит через пластину 3 в направлении I'. Луч II отражается зеркалом 2, установленным перпендикулярно к зеркалу 1, и после отражения пластиной 3 распространяется в направлении II'. Если зеркало 2 и изображение зеркала 1 в пластине 3 (плоскость 1') параллельны,

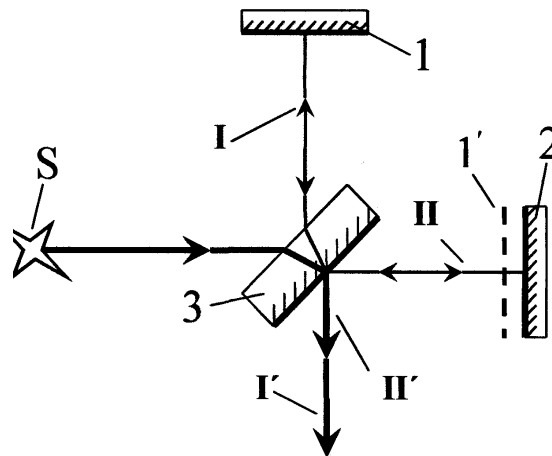


Рис. 2

то при освещении интерферометра расходящимся пучком света с осевой симметрией наблюдаемая интерференционная картина лучей I' и II' имеет вид колец (полосы равного наклона). Эти кольца можно рассматривать как результат интерференции лучей, отражаемых от воздушного слоя между плоскостями 1' и 2. Разность хода между лучами I' и II', которые возникают в результате отражения волны от плоскопараллельного слоя 1' 2, определяется формулой

$$\Delta = 2d \cos \theta = 2(l_1 - l_2) \cos \theta, \quad (9)$$

где $d = l_1 - l_2$ – расстояние между плоскостями 1' и 2, равное разности длин плеч интерферометра. Учитывая, что $\Delta = m\lambda$, окончательно получим:

$$2d \cos \theta = m\lambda. \quad (10)$$

Отсюда видно, что уменьшающимся значениям m соответствуют увеличивающиеся значения угла θ , т.е. кольца больших радиусов соответствуют меньшим порядкам интерференции. Лучи от точечного источника S расходятся аксиально-симметрично под всевозможными углами θ . При малой разности хода Δ между лучами I' и II' кольца будут редкими и большого диаметра. С увеличением Δ , например за счет перемещения зеркала 2, диаметр колец уменьшается и их количество возрастает.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Принципиальная схема экспериментальной установки приведена

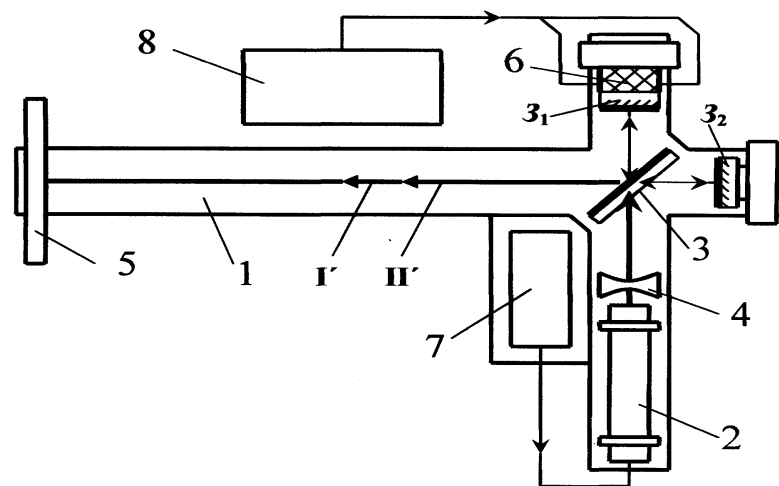


Рис. 3

на рис. 3. Детали интерферометра Майкельсона размещены на массивном основании 1. В качестве источника света использован *He-Ne* лазер 2.

Для получения расходящегося пучка света применяется линза 4. Зеркала 3_1 и 3_2 и светоделительная пластина 3 помещены в юстировочные головки, позволяющие менять угловое положение зеркал. Линейное перемещение зеркала 3_1 осуществляется с помощью пьезокерамического элемента 6. Интенсивность интерференционных полос регистрируется визуально на экране 5. Источники напряжения 7 и 8 предназначены для питания лазера 2 и пьезокерамического элемента 6.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с размещением деталей интерферометра.
2. Включить блок питания лазера 7.
3. Произвести юстировку зеркал, добиваясь совмещения световых пучков I' и II' на экране 5. При правильной юстировке на экране должна появиться интерференционная картина в виде колец.
4. Включить источник напряжения 8. Изменяя напряжение на пьезокерамическом элементе 6 в пределах $5 \div 50$ В, наблюдать изменение радиуса интерференционных полос при увеличении и уменьшении напряжения. Определить знак изменения разности хода интерферирующих лучей.
5. Изменяя напряжение на пьезокерамическом элементе, последовательно записывать значения U , при которых на экране в центре интерференционной картины наблюдаются максимумы интенсивности света.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. По результатам пункта 5 построить график зависимости перемещения зеркала 3_1 от напряжения на пьезокерамическом элементе 6. Величину перемещения $d = l_1 - l_2$ найти из формул (9) и (10), приняв $\cos\theta = 1$. При расчете по формулам (9) и (10) учитывать, что при переходе от одного максимума к другому разность хода Δ

изменяется на величину, равную длине волны λ . Поскольку разность хода и перемещение зеркала Δ' связаны линейной зависимостью, то, как следует из формулы (10), при изменении Δ на величину $q\lambda$ ($q = 0, 1, 2 \dots$) одно из зеркал интерферометра перемещается на $\Delta' = q \frac{\lambda}{2}$. Отсчет значений q начинать с $q = 0$ при минимальном U . Для *He-Ne* лазера $\lambda = 0,63$ мкм.

2. По углу наклона зависимости Δ' от U определить величину линейного перемещения пьезокерамического элемента, приходящуюся на 1 В.

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Объяснить устройство и принцип работы интерферометра Майкельсона.
2. Объяснить механизм образования полос равного наклона и равной толщины. Где они локализованы?
3. Объяснить смысл понятий пространственной и временной когерентности волн и их влияние на качество интерференционной картины.
4. Где применяется интерферометр Майкельсона?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высшая школа, 1997. С. 316-331.
2. Соколов А.П., Соколов А.А. Интерференция света: методические указания к самостоятельной работе/ Рязан. гос. радиотехн. ун-т. Рязань, 2009. С. 1-20.
3. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1970. С. 62-136.
4. Матвеев А.Н. Оптика. М.: Высшая школа, 1985. С. 147-159.