

И. Л. БЕРШТЕИН

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ВЕСЬМА МАЛЫХ ИЗМЕНЕНИЙ РАЗНОСТИ ХОДА ДВУХ СВЕТОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

(Представлено академиком Н. Н. Андреевым 8 XII 1953)

Ранее мною был разработан радиофизический метод наблюдения и измерения весьма малых изменений разности фаз двух колебаний. Этот метод был применен для изучения флуктуаций колебания лампового генератора (1) и для осуществления опыта Саньяка на радиоволнах (2).

Как было указано Г. С. Гореликом (3), аналогичный метод может быть применен также в оптике. Применение метода в оптике позволяет наблюдать весьма малые изменения разности хода двух интерферирующих световых колебаний (например, порядка сотых и тысячных долей ангстрема). В настоящей статье речь будет идти лишь о том случае, когда изменения разности хода происходят по периодическому закону.

Возможность практического осуществления указанного метода в оптике была показана на опыте в работе И. Я. Брусина, Г. С. Горелика и С. А. Пиковского (4). В этом опыте применен интерферометр Майкельсона, в котором одно из зеркал было приклеено к мембране обычного телефона. При пропускании через катушку телефона переменного тока мембрана вместе с зеркалом колебалась. Это приводило к периодическому изменению разности хода интерферирующих световых колебаний. Эффект наблюдался при помощи фотоумножителя и усилительной радиоаппаратуры. Авторы указывают, что минимально обнаружимая амплитуда смещения зеркала в их опытах была порядка 1 А.

Для оценки величины малых смещений зеркала в указанном опыте на катушку телефона сначала подавались сравнительно большие напряжения, при которых смещения имели порядок десятых долей длины световой волны. Используя свойства функции Бесселя 1-го порядка (местоположение и величину 1-го максимума), а также линейность амплитуды смещения и подводимого к телефону напряжения, можно было затем определять величину малых смещений зеркала. Между тем метод может явиться особенно ценным для тех случаев, когда необходимо измерять весьма малые изменения разности хода, причем практические условия не позволяют получать изменения порядка десятых долей длины волны.

В настоящей статье дается теория метода наблюдения весьма малых периодических изменений разности хода двух световых колебаний, указывается способ, позволяющий производить непосредственное количественное измерение величины эффекта, а также анализируются пределы возможностей метода.

Положим, что интерферируют два световых колебания, причем интенсивность одного из них равна A_1 , а второго A_2 . Будем также для простоты считать, что эти интенсивности равномерно распределены в интервале волновых чисел $k_0 - \frac{\Delta k}{2}$, $k_0 + \frac{\Delta k}{2}$. Обозначим разность хода обоих колебаний L , а ее весьма малое изменение (по сравнению с длиной вол-

ны) через l . Элементарные выкладки показывают, что интенсивность результирующего колебания равна

$$A = A_1 + A_2 + 2\sqrt{A_1 A_2} \frac{\sin \frac{\Delta k(L+l)}{2}}{\frac{\Delta k(L+l)}{2}} \cos [k_0(L+l)]. \quad (1)$$

Пусть результирующее колебание попадает на фотокатод. Величину фототока получим, умножив A на некоторый коэффициент α (который считаем постоянным в интервале Δk). Подберем параметры установки так, чтобы

$$k_0 L = 2\pi(n + 1/4), \quad |n| = 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

При этом среднее значение фототока будет

$$I_0 = \alpha A_1 + \alpha A_2 = I_1 + I_2, \quad (3)$$

где I_1 и I_2 — фототоки, даваемые каждым из световых колебаний в отдельности. Переменная составляющая фототока равна

$$\Delta I = 2\sqrt{I_1 I_2} m k_0 l, \quad (4)$$

где введена величина видимости интерференционной картины

$$m = \frac{\sin(\Delta k L / 2)^2}{\Delta k L / 2}. \quad (5)$$

Положим, что $l = l_0 \sin \Omega t$. Тогда амплитуда переменной составляющей фототока будет

$$(\Delta I)_{\max} = 2\sqrt{I_1 I_2} m k_0 l_0. \quad (6)$$

Переменная составляющая фототока создает на импедансе, включенном на выходе фотоумножителя, переменное напряжение частоты Ω , которое усиливается и затем измеряется. Зная параметры электрической части аппаратуры, можно определить величину $(\Delta I)_{\max}$, а отсюда и величину l_0 .

Наблюдения удобно производить в следующем порядке: будем изменять величину L в пределах примерно $\pm \lambda/4$ для наблюдения максимума I_{\max} и минимума I_{\min} постоянной составляющей фототока (соответствующих максимуму и минимуму интерференционной картины). Как следует из (1), они равны

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} m, \quad (7)$$

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} m. \quad (8)$$

После этого устанавливается значение L , при котором фототок равен $I_0 = I_1 + I_2$, и производится определение величины $(\Delta I)_{\max}$. Из (7) и (8) получаем

$$\sqrt{I_1 I_2} m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{4}. \quad (9)$$

Подставив это в (6), находим

$$l_0 = \frac{2(\Delta I)_{\max}}{(I_{\max} - I_{\min}) k_0} \frac{1}{4} = \frac{(\Delta I)_{\max}}{\pi(I_{\max} - I_{\min})} \lambda. \quad (10)$$

Определим предел возможностей метода, который лимитируется уровнем электрических флуктуаций. Найдем минимально обнаружимую величину $I_{0 \min}$, понимая под ней такое значение I_0 , при котором интенсивность полезного эффекта будет равна интенсивности флуктуаций.

При применении фотоумножителя можно пренебречь тепловым эффектом и учитывать лишь дробовой эффект фототока (см., например, обзор (5)), причем средний квадрат флуктуаций тока фотокатода (пренебрегая темновым током) может быть определен по формуле

$$I_m^2 = 2(1+B)eI_0\Delta f; \quad (11)$$

здесь e — заряд электрона, I_0 — среднее значение тока фотокатода, Δf — полоса пропускания усилителя, B — величина, которая может быть принята равной 1,5.

Средний (по времени) полезный эффект равен

$$\frac{(\Delta I)_{\max}^2}{2} = 2I_1I_2mk_0^2I_0^2. \quad (12)$$

Так как величины I_0 и I_m в формуле (11) отнесены к катоду фотоумножителя (т. е. к первичному фототоку), то величины I_1, I_2 и $(\Delta I)_{\max}$ в (12) также отнесем к катоду. Приравнявая (11) и (12), найдем минимально обнаружимую величину I_0 :

$$I_{0 \min} \frac{1}{mk_0} = \sqrt{\frac{(1+B)eI_0\Delta f}{I_1I_2}} = \frac{10^{-10}}{m} \sqrt{\frac{I_0\Delta f}{I_1I_2}} \lambda. \quad (13)$$

Положив $I_2 = I_1 = 1/2 I_0$, будем иметь

$$I_{0 \min} = \frac{1,4 \cdot 10^{-10}}{m} \sqrt{\frac{\Delta f}{I_1}} \lambda. \quad (14)$$

При помощи простой оптической аппаратуры и лампы накаливания в качестве источника света легко получить $I_1 \sim 10^{-8}$ а при $m \sim 0,9$. Подставив в (14) $I_1 = 10^{-8}$ а, $m = 0,85$, $\lambda = 5000$ Å, $\Delta f = 0,5$ гц, получим

$$I_{0 \min} = 0,006 \text{ Å.}$$

Применение более мощного источника света (например лампы СВД) дает возможность уменьшить величину $I_{0 \min}$ примерно на порядок.

Вышеизложенная теория была подвергнута автором совместно с П. Б. Ивановым и В. Л. Сибиряковым экспериментальной проверке. Одно из зеркал интерферометра Майкельсона наклеивалось на пластинку, изготовленную из кварца или титаната бария, на которую подавалось переменное электрическое напряжение частоты 480 гц. При этом измерялись смещения, вызванные пьезоэлектрическим (линейным) эффектом. Усилитель, включенный после фотоумножителя, был настроен на ту же частоту 480 гц. Для изучения смещений, вызванных электрострикционным (четным) эффектом на пластинку подавалось напряжение частоты 240 гц (так как четный эффект удваивает частоту колебаний пластинки). Таким образом, методика эксперимента позволяет легко различать смещения, вызванные четным и нечетным эффектами.

Смещение зеркала на некоторую величину вызывает изменение длины хода одного из пучков света на удвоенную величину. Поэтому минимально обнаружимое смещение зеркала будет вдвое меньше определенной выше величины $I_{0 \min}$. В наших опытах минимально обнаружимое смещение зеркала было 0,002—0,003 Å. Смещения порядка сотых и десятых

долей ангстрема возможно было измерять с погрешностью, не превышающей 5—10%.

Рассмотренный метод измерения весьма малых изменений разности хода двух световых колебаний может найти применение для ряда физических исследований. Для примера можно указать на исследование механических смещений, вызванных малыми пьезоэлектрическими, электрострикционными и магнитострикционными эффектами.

Исследовательский физико-технический институт
при Горьковском государственном университете

Поступило
30 XI 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ И. Л. Берштейн, Изв. АН СССР, сер. физ., 14, 2, 145 (1950). ² И. Л. Берштейн, ДАН, 75, № 5, 635 (1950). ³ Г. С. Горелик, ДАН, 83, № 4, 549 (1952). ⁴ И. Я. Брусин, Г. С. Горелик, С. А. Пиковский, ДАН, 83, № 4, 553 (1952). ⁵ Н. О. Чечик, Усп. физ. наук, 37, № 1, 74 (1949).