

Г. С. ГОРЕЛИК

О ПРИМЕНЕНИИ МОДУЛЯЦИОННОГО МЕТОДА В ОПТИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 6 II 1952)

1. Здесь имеется в виду модуляционный метод, применяемый для измерения интенсивности слабого радиоизлучения, имеющего сплошной спектр (¹, ²), и интенсивности электрических флуктуаций (³), а также в фотометрии (см., например, (⁴)). Недавно модуляционный метод с успехом применен к тонким интерференционным измерениям в радиофизике (⁵).

Работы последних лет по оптической интерферометрии свидетельствуют о том, что назрела потребность в новых методах, позволяющих увеличить чувствительность (разрешающую способность) и точность измерений. Одним из таких новых методов является многолучевая интерферометрия (⁶).

Мы хотим обратить внимание на другой метод повышения чувствительности и точности оптических интерференционных измерений. Он состоит в применении к оптическим интерференционным измерениям модуляционного метода. В настоящей заметке обсуждаются некоторые открываемые этим методом возможности. Часть наших соображений является перенесением в оптику идеи модуляционного радиоинтерферометра И. Л. Берштейна (⁵), позволившего ему измерять разности хода порядка одной миллионной длины волны, причем это вовсе не являлось пределом.

2. Мы здесь понимаем оптическую интерферометрию очень широко, охватывая этим термином и такие эксперименты, как исследование тонкой структуры спектральной линии дифракционной решеткой или исследование пространственной структуры источника света (например двойной звезды) телескопом и т. д. Обычные оценки разрешающей силы, применяемые в оптике, относятся лишь к определенным (обычным) методам наблюдения интерференционной картины.

Представим себе, что мы замодулировали целесообразным образом свет, образующий интерференционную картину, и что мы анализируем различные участки последней с помощью фотоэлемента резонансного электрического фильтра, настроенного на частоту модуляции, и выходного электроизмерительного прибора. Будем называть «измерительной установкой» совокупность оптического интерференционного устройства и всех остальных перечисленных приборов. Мы утверждаем, что при заданном оптическом интерференционном устройстве разрешающая сила измерительной установки может быть сделана сколь угодно большой путем целесообразного выбора частоты модуляции и достаточного сужения полосы пропускания фильтра. Подчеркнем, что

чем уже полоса пропускания фильтра, тем больше должна быть продолжительность измерения.

Далее следуют иллюстрации этого утверждения. Эксперимент, демонстрирующий некоторые возможности модуляционного метода в оптической интерферометрии, описан в другой заметке (7).

3. На рис. 1 показана упрощенная схема обычного оптического интерференционного опыта для обнаружения и измерения разности оптических путей AMB и $AM'B$ (A — источник света, B — поле зрения окуляра или фотопластинка); ANB — вспомогательный оптический путь. Сначала свет посылается по путям AMB и ANB . Затем свет посылается по путям $AM'B$ и ANB . Выходной прибор (глаз, устройство для фотометрирования) реагирует на смещение интерференционной картины. Если при расстоянии L между серединами соседних полос минимально обнаруживаемое выходным прибором смещение полос равно ΔL , то минимально обнаруживаемая таким способом разность фаз на путях $AMB, AM'B$ есть $\epsilon_0 = 2\pi\Delta L/L$, а разность фаз, большая, чем ϵ_0 , может быть измерена с точностью $\pm \epsilon_0$.

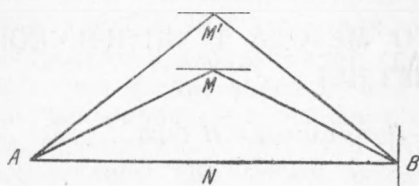


Рис. 1

Превратим теперь схему рис. 1 в модуляционный интерферометр. Это можно сделать, например, так (рис. 2). С помощью двух затворов, периодически срабатывающих в противофазе с частотой F , свет посылается по путям $AMB, AM'B$ по переменн о. Вспомогательный луч ANB не прерывается. В точ-

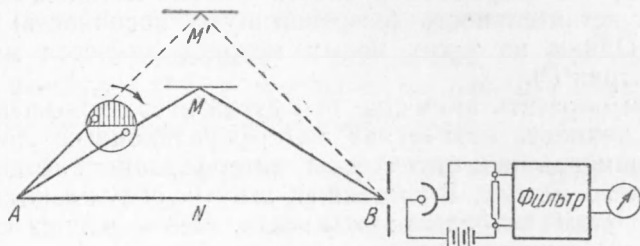


Рис. 2

ке B за узкой щелью находится фотозлемент. Напряжение, снимаемое с фотозлемента, анализируется резонансным фильтром, настроенным на частоту F . Оно имеет вид

$$u = A + B \cos [\Phi + f(t)],$$

где A, B зависят от интенсивностей интерферирующих лучей (для простоты считаем интенсивности лучей $AMB, AM'B$ одинаковыми); Φ — разность фаз между путями AMB, ANB ; $f(t)$ — периодическая функция времени t , равная нулю, когда свет идет по пути AMB , и равная разности фаз ϵ между путями $AM'B$ и AMB , когда свет идет по пути $AM'B$. При этом

$$A = \bar{A} + a(t), \quad B = \bar{B} + b(t), \quad \Phi = \bar{\Phi} + \varphi(t),$$

где черта сверху означает среднее значение, а $a(t), b(t), \varphi(t)$ — случайные функции. Их можно (и целесообразно) в свою очередь представить в виде суммы «медленных» слагаемых (будем называть их уходами) a_1, b_1, φ_1 и «быстрых» слагаемых (флуктуаций) a_2, b_2, φ_2 .

Уходы обусловлены случайными изменениями яркости источника света, температуры воздуха, тока фотоэлемента. Флуктуации обусловлены прежде всего дробовым эффектом фотоэлемента.

Считая ϵ достаточно малым, мы можем написать

$$u = A + B \cos \Phi - B \sin \Phi \cdot f(t) = P + Q f(t),$$

где

$$P = \bar{A} + a(t) + [\bar{B} + b(t)] \cos [\bar{\Phi} + \varphi(t)], \quad -Q = [\bar{B} + b(t)] \sin [\bar{\Phi} + \varphi(t)].$$

Величины P, Q состоят из постоянных слагаемых \bar{P}, \bar{Q} , медленно меняющихся случайных слагаемых (уходов) $p_1(t), q_1(t)$ и быстрых слагаемых (флуктуаций) $p_2(t), q_2(t)$:

$$u = \bar{P} + p_1(t) + p_2(t) + [\bar{Q} + q_1(t) + q_2(t)] f(t).$$

Резонансный фильтр, настроенный на частоту F (рис. 2), отсекает если эта частота достаточно велика, слагаемую $\bar{P} + p_1$; он отсекает также $q_2 f$. Напряжение на выходе такого фильтра, измеряемое выходным прибором, имеет вид синусоиды с медленно меняющейся амплитудой

$$U = K(t) \left\{ p_F(t) + [\bar{Q} + q_0(t)] \frac{2\epsilon}{\pi} \right\}.$$

Здесь $K(t)$ — коэффициент усиления фильтра (он никогда не бывает строго постоянным во времени); $p_F(t)$ — проходящая через фильтр узкополосная составляющая флуктуаций $p_2(t)$ (расположенная около частоты F); $q_0(t)$ — проходящая через фильтр узкополосная составляющая уходов (расположенная около частоты 0); $2\epsilon/\pi$ — первый коэффициент Фурье функции $f(t)$.

Как известно,

$$\overline{p_F^2} = w \Delta F,$$

где ΔF — ширина полосы пропускания фильтра; w — константа, не зависящая от ΔF (см., например, (2)). Поэтому, как бы ни было мало ϵ , при достаточно узкой полосе фильтра имеем практически

$$U = S \frac{2\epsilon}{\pi},$$

где $S = K(t) [\bar{Q} + q_0(t)]$.

Это означает, что установка позволяет обнаруживать при достаточно малой ΔF (по отличию U от нуля) сколь угодно малые ϵ .

Полученный результат относится к чувствительности установки. Точность измерения ограничена случайными изменениями величины S около ее среднего значения. Но пусть измерение производится нулевым модуляционным способом ((ср. (2)): например, разность хода $AM'B - AMB$ компенсируется введением в AMB и $AM'B$ клина, создающего эталонный сдвиг фаз. Тогда влияние случайных изменений величины S исключается, и ϵ может быть измерена с точностью, сколь угодно большой при достаточно малой ΔF .

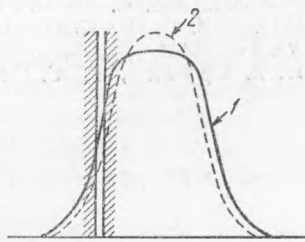


Рис. 3. 1 — поле включено, 2 — поле выключено

4. Представим себе, что с помощью оптического интерференционного прибора мы наблюдаем слабо выраженный эффект Зеемана — такой, что расщепление линии меньше предела разрешения в обычном понимании (рис. 3). Будем периодически (с частотой F) включать и выключать магнитное поле, вызывающее эффект Зеемана. С помощью узкой щели будем принимать на фотоэлемент часть интерференционной картины. Включим фотоэлемент по схеме рис. 2, настроив фильтр на частоту F . Согласно п. 3, мы сможем обнаружить при подходящем выборе частоты модуляции и достаточно малой полосе фильтра ΔF сколь угодно малое периодическое изменение интенсивности света в той части линии, которая попадает на фотоэлемент. Исследуя таким образом различные части изображения, мы обнаружим сколь угодно малое изменение распределения интенсивности в спектре под действием магнитного поля.

Автор признателен В. С. Троицкому за критические замечания, сделанные при обсуждении работы.

Физико-технический институт
при Горьковском государственном университете

Поступило
6 II 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ R. H. Dicke, Rev. Sc. Instr., 17, 289 (1946). ² В. С. Троицкий, ЖТФ, 22, 994 (1951). ³ В. С. Троицкий, А. Г. Любина и А. В. Золотов, ДАН, 80, 583 (1951). ⁴ E. G. Walsh and H. S. Wolff, Nature, 167, 683 (1951). ⁵ И. Л. Берштейн, ДАН, 75, 635 (1950). ⁶ С. Толанский, Усп. физ. наук, 30, 103 (1946). ⁷ И. Я. Брусин, Г. С. Горелик и С. А. Пиковский, ДАН, 83, № 4 (1952).