[4] Ю. В. Троицкий. Письма ЖТФ, *1*, 200, 1975.
[5] B. K. Garside. IEEE J. Quant. El., *5*, 97, 1969.
[6] W. E. Lamb. Phys. Rev., *134*, A1429, 1964.
[7] Ф. А. Королев, В. М. Салимов, А. И. Одинцов. Радиотех. и электрон., *18*, 209, 1973.
[8] В. В. Лебедева, А. И. Одинцов, В. М. Салимов. ЖТФ, *38*, 1373, 1968.
[9] F. Gires, P. Tournois, C. R. Acad. Sc. Paris, 258, 6112, 1964.

Поступило в Редакцию 17 января 1977 г.

УДК 535.411

СЛУЧАЙНЫЕ ДЕФЕКТЫ СРЕДЫ И ЗЕРКАЛ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ—ПЕРО

Т. Н. Сирая, А. Л. Эцина и И. Ш. Эцин

Распределение интенсивности в интерферометре Фабри—Перо выражается как [1]

$$I = I_0 \frac{T^2}{1-(\tau R)^2} \left\{ 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} G_k \cos 2\pi k m \right\}, \tag{1}$$

где I_0 — интенсивность падающего на интерферометр света; T, R — коэффициенты пропускания и отражения полупрозрачных покрытий; τ — коэффициент пропускания среды; k — целое число; $m=2nh/\lambda$ — порядок интерференции; n — показатель преломления среды; h — расстояние между зеркалами; λ — длина волны света. Функция G_k зависит от формы контура спектральной линии и для гауссовского распределения имеет вид

$$G_k = (\tau R)^k \exp\left(-\frac{\pi^2 \mu^2 k^2}{4 \ln 2}\right),$$

где $\mu = 2h\Delta\sigma$ — доля порядка, занимаемая линией с шириной $\Delta\sigma$ (в волновых числах). Это распределение можно наблюдать в идеализированных условиях, когда оптическую длину пути луча nh можно считать постоянной для рабочего участка зеркал. В реальных устройствах имеются отклонения поверхности зеркал от плоскости (микрорельеф, точки, царапины), связанные с несовершенством технологии их изготовления, а прозрачная среда между зеркалами может содержать микронеоднородности. При этом nh, а следовательно, и m меняются при переходе от одной точки зеркала к другой. Рассмотрим случай, когда оптическая длина пути луча изменяется случайным образом. Предположим, что распределение гауссовское, m_0 — среднее значение порядка интерференции, а среднее квадратическое отклонение m равно $\sigma_m \ll m_0$. Тогда вероятность того, что значение порядка интерференции находится в интервале (m_0+m_1, m_0+m_1+dm), определяется как $(1/\sqrt{\pi}\, c) \exp(-m_1/c)^2\, dm$, где $c=\sqrt{2}\sigma_m$. Усреднением по всей площади светового пучка значение I можно получить заменой в (1) m на сумму m_0+m_1 и последующим вычислением математического ожидания полученной функции

$$I = I_0 \frac{T^2}{1-(\tau R)^2} \left\{ 1 + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{k=1}^{\infty} (\tau R)^k \exp\left(-\frac{\pi^2 \mu^2 k^2}{4 \ln 2}\right) \cos 2\pi k (m_0 + m_1) \times \right.$$
$$\left. \times \frac{1}{\sqrt{\pi}\, c} \exp\left(-\frac{m_1}{c}\right)^2 dm_1 \right\}.$$

Отсюда, используя стандартный интеграл [2]

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-g^2 y^2) \cos[p(y+a)]\, dy = \frac{\sqrt{\pi}}{g} \exp\left(-\frac{p^2}{4g^2}\right) \cos pa$$

и разложение в ряд для экспоненты, получаем

$$I = I_0 \frac{T^2}{1-(\tau R)^2} \left\{ 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (\tau R)^k \exp\left(-\frac{\pi^2 \mu^2 k^2}{4 \ln 2}\right) \cos 2\pi k m_0 \exp(-\pi^2 k^2 c^2) \right\}. \tag{2}$$

или

$$I = I_0 \frac{T^2}{1-(\tau R)^2} \left\{ 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (\tau R)^k \exp\left(-\frac{\pi^2 \mu^2 k^2}{4 \ln 2}\right) \cos 2\pi k m_0 \times \right.$$
$$\left. \times \left[1 + \sum_{S=1}^{\infty} \frac{(-1)^S}{S\,!} (\pi k c)^{2S} \right] \right\}. \qquad (2')$$

Выражения (2) и (2′) существенно отличаются от выражения (5) работы [3], полученного для этого же случая. Из рис. 1 видно, что изменения I, рассчитанные по формуле (2), качественно совпадают с данными [3]. Действие случайных дефектов сводится

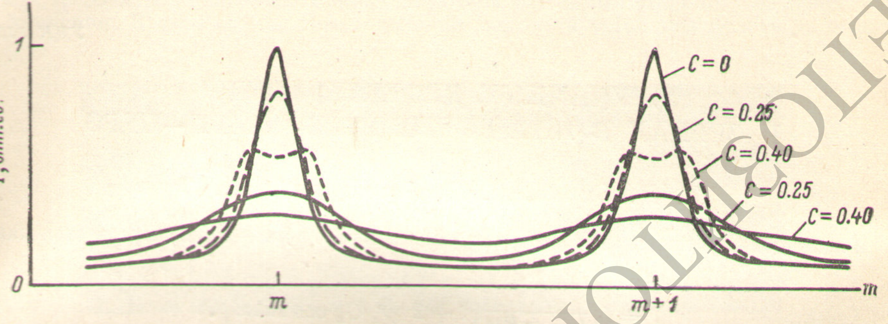

Рис. 1. Распределение интенсивности I в интерферометре Фабри—Перо при $\tau R=0.83$, $\mu=0.1$.

Сплошные линии соответствуют формуле (2), штриховые линии соответствуют данным работы [3].

к расширению аппаратной функции и уменьшению пропускания в максимумах интерференции, при этом положения максимумов остаются несмещенными. Однако распределения, полученные нами (рис. 1), характеризуются значительно большим расширением интерференционных полос и уменьшением пропускания в максимуме. По нашему мнению, указанные в [3] результаты ошибочны, что вызвано некорректной записью исходного интеграла (4) в этой работе.

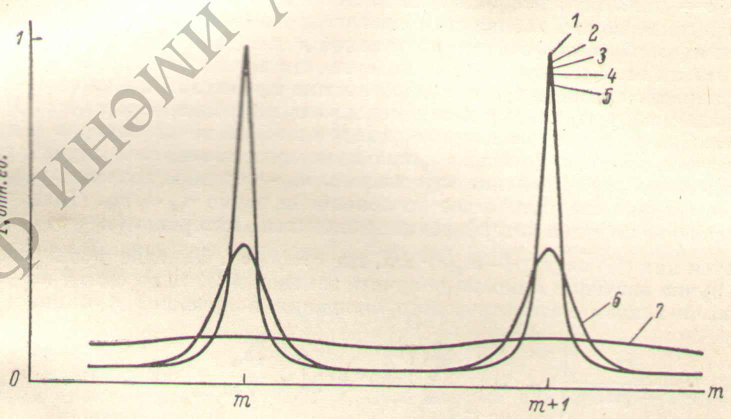

Рис. 2. Распределение интенсивности при $\tau R=0.83$, $\mu=0$.

1 — $c=0$, *2* — $c=0.0005$, *3* — $c=0.001$, *4* — $c=0.01$, *5* — $c=0.05$; *6* — $c=0.1$, *7* — $c=0.5$.

Приведем оценки влияния микронеоднородностей среды. Если средой является оптическое стекло [4], то размазывание контура распределения интенсивности может быть вызвано наличием кристаллитов [5]. Предположим, что изменение показателя преломления при переходе от центра кристаллита к его периферии равно Δn, средний размер неоднородностей Δx и суммарный объем центральных частей микронеоднородностей равен объему его периферийных частей. Тогда σ_m будет выражаться как $2\Delta n \Delta x \sqrt{N}/\lambda$, где $N \approx h/2\Delta x$ — среднее число микронеоднородностей. Отсюда $\sigma_m \approx \approx \sqrt{2}\, \Delta n \sqrt{\Delta x h}/\lambda$. При реальных значениях $\Delta x = 10$ нм, $\Delta n = 10^{-4}$, $\lambda = 0.6$ мкм получаем $c=\sqrt{2}\sigma_m=3\cdot 10^{-3}$. На рис. 2 приведены результаты расчетов по формуле (2) для различных значений c. При расчетах принималось $\mu=0$ (монохроматическое излучение) и $\tau R=0.83$ (алюминий). Из рис. 2 следует, что при значениях c порядка $10^{-2} \div 10^{-4}$, характерных для микронеоднородного строения стекла, распределение интенсивности практически не отличается от описываемого функцией Эйри. В принципе возможны увеличенные значения c, связанные с микронеоднородностями, обусловленными несовершенством технологии изготовления стекла. При этом размазывание интерференционной «полосы» становится заметным.

Полученные в работе результаты можно использовать для оценок эффекта расширения контура аппаратной функции в реальных устройствах для прецизионных измерений длин волн, длины, показателя преломления.

Литература

[1] K. Krebs, A. Sauer. Ann. Phys., *13*, 359, 1953.

[2] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. «Наука», М., 1971.

[3] R. M. Hill. Opt. Acta, *10*, 141, 1963.

[4] А. Л. Брикс, Е. А. Волкова. ПТЭ, № 3, 191, 1976.

[5] Л. И. Демкина. Физико-химические основы производства оптического стекла. «Химия», Л., 1976.

Поступило в Редакцию 17 марта 1976 г.
В окончательной редакции 15 декабря 1977 г.

УДК 621.391.63

ПРИБЛИЖЕННОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПРОПУСКАНИЯ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

Б. М. Лавринович

Основные световые потери в единичном волоконном световоде обусловлены поглощением света материалом волокна и многочисленными отражениями света от границы раздела сердцевина—оболочка волокна. Световые потери из-за отражения конических пучков света с апертурными углами $u_A \leqslant 30°$ от торцов волокна с показателем преломления $n=1.6-1.8$ невелики; коэффициент отражения ρ_A конуса лучей с углом $u_A \leqslant 30°$ не превышает величины 0.06—0.08, а соответствующий коэффициент пропускания — величины 0.846—0.884 [1].

Коэффициент пропускания τ_A конических пучков с апертурным углом u_A единичного волокна диаметром d, длиной l, натуральным показателем поглощения материала волокна ε' и коэффициентом единичного полного внутреннего отражения ρ в соответствии с [1] равен

$$\tau_A = \frac{2n^2 (1-\rho_A)^2}{\sin^2 u_A} \int\limits_0^{u_{A_c}} e^{2.72 \frac{l}{d} \operatorname{tg} u_c \lg \rho - \varepsilon' l \sec u_c} \cos u_c \sin u_c \, du_c, \qquad (1)$$

где угол наклона u_c в волокне связан с углом наклона луча u на входе в волокно зависимостью $n \sin u_c = \sin u$. Коэффициент пропускания τ_A может быть вычислен с помощью ЭВМ, либо приближенным способом, например по формуле Симпсона [2], что, однако, весьма трудоемко.

Для большинства волоконных световодов коэффициент τ_A можно определить с известной погрешностью по простой формуле, получаемой из выражения (1). Действительно, при $u_A \leqslant 30°$, $n=1.6-1.8$ углы $u_c \leqslant 16-18°$ и с погрешностью, не превышающей 5%, можно положить $\operatorname{tg} u_c \approx \sin u_c$, $\sec u_c \approx 1$. При этом

$$\tau_A \approx \frac{2n^2 (1-\rho_A)^2 e^{-\varepsilon' l}}{\sin^2 u_A} \int\limits_0^{u_{A_c}} e^{2.72 \frac{l}{d} \lg \rho \sin u_c} \sin u_c \, d(\sin u_c) =$$

$$= \frac{0.27 n^2 d^2 (1-\rho_A)^2 e^{-\varepsilon' l}}{l^2 \sin^2 u_A \lg^2 \rho} \left[1 - \left(1 - \frac{2.72 l \sin u_A \lg \rho}{nd} \right) 10^{\frac{1.18 l \sin u_A \lg \rho}{nd}} \right]. \qquad (2)$$

Так коэффициент пропускания τ_A световодом длиной $l=10$ м, диаметром $d=100$ мкм, $\rho=0.99990$ и $\varepsilon'=0.106$ конических пучков с $u_A=30°$, определенный по формуле (2), равен 0.0448, в то время как расчет на ЭВМ по точной формуле (1) дает значение $\tau_A=0.03753$ [1]. Исследование показывает, что приближенная формула ведет