

разработанных акустооптических дефлекторных ячеек с предельным разрешением 400 позиций по критерию Рэля и быстродействием 10 мкс. Разработан макет управляемого от ЭВМ двухкоординатного акустооптического дефлектора с разрешением  $100 \times 100$  позиций, соотношением сигнал/фон 70:1. Дефлектор на  $\text{TeO}_2$  характеризуется низкими управляющими электрическими мощностями, широкой полосой частот дифракции, простой оптической системой, высоким оптическим качеством световодов из  $\text{TeO}_2$ . Следует отметить, что по совокупности положительных качеств монокристаллы  $\text{TeO}_2$  в настоящее время являются одним из лучших материалов для разработки дефлектора света.

Авторы благодарят П. Е. Твердохлеба и К. М. Соболевского за внимание к работе, Ю. Л. Обозненко и Л. Н. Магдича за технологическую помощь, Л. М. Беляева и А. А. Годовикова за предоставленные образцы монокристаллов  $\text{TeO}_2$ , И. М. Сильвестрову и Ю. В. Писаревскому за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Warner A. W., White D. L. and Bonner W. A. Acoustooptic light deflectors using optical activity in paratellurite.—“J. Appl. Phys.”, 1972, vol. 43, N 11, p. 4489—4495.
2. Yano T., Kawabuchi M., Fukumoto A. and Watanabe A.  $\text{TeO}_2$  anisotropic Bragg light deflector without midband degeneracy.—“Appl. Phys. Lett.”, 1975, vol. 26, N 12, p. 689—691.
3. Брыжина М. Ф., Есаян С. Х. Анизотропный акустооптический дефлектор на одноосных кристаллах с оптической активностью.—ЖТФ, 1977, т. 47, вып. 9, с. 1937—1943.
4. Сиротин Ю. И., Шаснольская М. П. Основы кристаллофизики. М., «Наука», 1975.
5. Uchida N. Optical properties of single-crystal paratellurite ( $\text{TeO}_2$ ).—“Phys. Rev. B”, 1971, vol. 4, N 10, p. 3736—3744.
6. Dixon R. W. Acoustic diffraction of light in anisotropic media.—“IEEE J. Quant. Electron.”, 1967, vol. QE-3, N 2, p. 85—93.
7. Uchida N., Niizeki N. Acoustooptic deflection materials and techniques.—“Proc. of the IEEE”, 1973, vol. 67, N 8, p. 21—42.
8. Богданов С. В. и др. Двухкоординатный акустооптический дефлектор.—«Автометрия», 1975, № 3, с. 12—18.

*Поступила в редакцию 25 августа 1978 г.*

УДК 535.41.07

**Н. Д. ГОЛДИНА, М. И. ЗАХАРОВ**

*(Новосибирск)*

#### **О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ОТРАЖАЮЩЕГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА С ЗАДАНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ**

1. Если переднее зеркало двухзеркального многолучевого отражающего интерферометра обладает заметным поглощением, то интерференционные полосы в общем случае имеют асимметричный профиль [1]. Это свойство может быть использовано в ряде интерференционных устройств. Например, в интерференционных фильтрах асимметрия зависимости коэффициента отражения от частоты предоставляет возможность выделять слабую линию спектра, подавляя фон, создаваемый соседней сильной линией [2]. Асимметричное распределение интенсивности нашло также интересное применение для

получены в последние годы (библиография по этому вопросу приведена в [5]). Было показано, что такими характеристиками, как контраст, ширина полос, асимметрия, можно управлять независимо в широких пределах. Это стало возможным при использовании в качестве переднего зеркала тонкой ( $\ll \lambda$ ) металлической пленки в комбинации с диэлектрическими многослойниками. Успеху способствовали примененные модели проводящей поверхности для описания оптических свойств поглощающей пленки и разработка нового метода расчета коэффициента отражения  $\tilde{R}$  интерферометра для идеального случая, когда  $\tilde{R}_{\max}=1$ . В [6] введены три параметра  $\xi'$ ,  $\xi''$  и  $\eta$  для анализа  $\tilde{R}$ :

$$\tilde{R} = 1 - 4\xi' / [(1 + \xi')^2 + (\xi'' - \eta \operatorname{ctg} \varphi)^2]. \quad (1)$$

Параметры  $\xi'$ ,  $\xi''$  и  $\eta$  определяются через коэффициенты отражения  $R_1$  и  $R_2$  и пропускания  $T$  переднего зеркала в бегущей волне (рис. 1):

$$\xi' = A_2/T; \quad \xi'' = 2\sqrt{R_1 R_2} \sin \theta / A_1; \quad \eta = A_2/A_1, \quad (2)$$

где  $A_1 = 1 - R_1 - T$ ;  $A_2 = 1 - R_2 - T$ ;  $\theta = \arccos [(T^2 - 2T + (1 - R_2)(1 - R_1)) / (2T\sqrt{R_1 R_2})]$ ,  $\varphi = 2\pi l/\lambda$  ( $l$  — оптическая длина интерферометра).

Для анализа зависимости  $\tilde{R}(\varphi)$  произвольной формы удобно ввести следующие характеристики (рис. 2): 1) контраст интерференционной полосы  $C = (\tilde{R}_{\max} - \tilde{R}_{\min}) / \tilde{R}_{\max}$ ; 2) расстояние  $\Delta$  между максимумом и ближайшим к нему (в сторону увеличения  $\varphi$ ) минимумом; 3) ширина  $\Delta_{1/2}$  кривой  $\tilde{R}(\varphi)$  на уровне  $(\tilde{R}_{\max} + \tilde{R}_{\min})/2$ . Величины  $\Delta$  и  $\Delta_{1/2}$  характеризуют асимметрию полос и соотношение ширины темных и светлых промежутков. Контраст  $C$ , как следует из (1), зависит от одного параметра  $\xi'$ :

$$C = 4\xi' / (1 + \xi')^2, \quad (3)$$

а характеристики кривой  $\Delta$  и  $\Delta_{1/2}$  определяются выражениями

$$\Delta = \operatorname{arctg}(\eta/\xi''); \quad \Delta_{1/2} = \operatorname{arctg}(2\eta(1 + \xi') / (\xi''^2 + \eta^2 - (1 + \xi')^2)). \quad (4)$$

Формула (1) удобна для анализа кривых  $\tilde{R}(\varphi)$ . В частности, из нее следует, что идеальный контраст достигается при  $\xi' = 1$ . Вопрос о получении  $\xi' = 1$  и  $\xi'' = 0$ , т. е. симметричных полос при идеальном

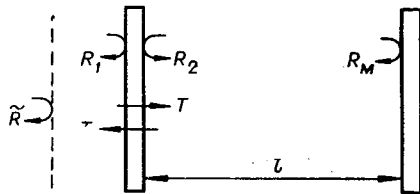


Рис. 1. Схема интерферометра.

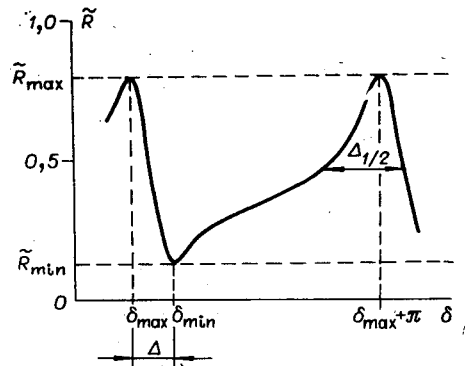


Рис. 2. Зависимость энергетического коэффициента отражения интерферометра  $\tilde{R}$  от  $\delta = 2\varphi + \alpha_2$ .

контрасте ( $C=1$  и  $\Delta=\pi/2$ ), исследовался в работе [7]. Также было показано, что одновременное изменение характеристик  $\Delta$  и  $\Delta_{1/2}$  возможно за счет изменения толщины диэлектрических слоев в структуре переднего зеркала [8]. Но задача получения произвольных значений  $\Delta$  и  $\Delta_{1/2}$  не рассматривалась, и выражения (2), (4) не дают простой связи между этими характеристиками и параметрами переднего зеркала в бегущей волне.

В настоящей работе исследуется возможность синтеза отражающего интерферометра с заданными характеристиками  $\Delta$  и  $\Delta_{1/2}$  в общем случае, когда  $\bar{R}_{\max} \leq 1$ .

2. Рассмотрим нормальное падение плоской световой волны на интерферометр, изображенный на рис. 1. Коэффициент отражения по полю  $\tilde{r}$  как функцию расстояния между зеркалами можно представить графически вектором, конец которого описывает окружность на комплексной плоскости. Согласно [9], [10],  $\tilde{r}$  можно записать в виде

$$\tilde{r} = \sqrt{\bar{R}} e^{i\tilde{\alpha}} = e^{i(\alpha_1 + \theta)} \left\{ \sqrt{\bar{R}_1} e^{-i\theta} + \frac{TR_M \sqrt{\bar{R}_2}}{1 - R_2 R_M} + \frac{T \sqrt{\bar{R}_M}}{1 - R_2 R_M} e^{i\Phi} \right\}, \quad (5)$$

куда, кроме  $R_1$ ,  $R_2$  и  $T$ , входят коэффициент отражения второго зеркала  $R_M$ ; угол  $\theta = 2\beta - \alpha_1 - \alpha_2$ , связывающий фазовые сдвиги при отражении от первого зеркала ( $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ ) и при прохождении ( $\beta$ ), и переменная  $\Phi$ , которая выражается через  $\delta = 2\varphi + \alpha_2$  следующим образом:

$$\operatorname{tg}(\Phi/2) = -\operatorname{tg}(\delta/2)/\rho. \quad (6)$$

Здесь

$$\rho = (1 - \sqrt{\bar{R}_2 R_M}) / (1 + \sqrt{\bar{R}_2 R_M}). \quad (7)$$

Фазовый сдвиг при отражении от второго зеркала включен в  $\Phi$ . Первые два члена выражения (5) дают в сумме не зависящий от  $\delta$  постоянный вектор  $\vec{OB} = \vec{OA} + \vec{AB}$  (рис. 3), а третий вектор  $\vec{BC}$  поворачивается на угол  $\Phi$  с изменением  $\delta$ , его конец описывает окружность с радиусом, равным  $T\sqrt{\bar{R}_M}/(1 - R_2 R_M)$ . Угол  $\Phi$  зависит от  $\delta$  нелинейно, как видно из (6); на рисунке показаны дуги  $\delta = \text{const}$  с равномерным интервалом по  $\delta$  при изменении  $\delta$  в пределах периода. Семейство окружностей на рис. 3 соответствует различным значениям  $R_M$ . Окружность для  $R_M = 1$  касается круга с единичным радиусом. Если  $R_M = 0$ , то окружность стягивается в точку  $A$ , при этом, как следует из (5),  $\tilde{r} = \sqrt{\bar{R}_1} e^{i\alpha_1} = \text{const}$  и не зависит от  $\delta$ . Точка  $A$  на комплексной плоскости соответствует коэффициенту отражения переднего зеркала в бегущей волне  $R_1$ . Через эту точку проходят все изофазы  $\delta = \text{const}$ .

Воспользуемся графическим представлением коэффициента отражения  $\tilde{r}$  для анализа формы кривой  $\bar{R}(\delta)$ , показанной на рис. 2. К характерным точкам функции  $\bar{R}(\delta)$  относятся точки экстремумов. Максимальному значению  $|\tilde{r}|$  на рис. 3 соответствует вектор  $\vec{OC}$ , образующий угол  $-\gamma = \alpha_1 + \theta = \alpha_{\max}$  с горизонтальной осью, которой соответствует  $\Phi = 0$ . В зависимости от параметров переднего зеркала  $R_1$ ,  $R_2$  и  $T$  угол  $\gamma$  принимает значения от 0 до  $2\pi$ . Известно,

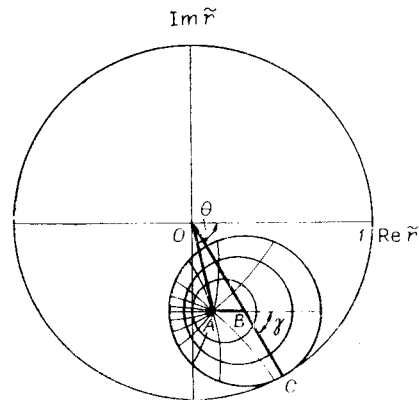


Рис. 3. Графическое представление коэффициента отражения интерферометра на комплексной плоскости  $\tilde{r}$ .

что интерференционные полосы в проходящем свете всегда симметричны (если не учитывать дисперсии параметров зеркал), а потому центр окружности для амплитудного коэффициента пропускания лежит всегда на горизонтальной оси комплексной плоскости. Следовательно, угол  $\gamma$  характеризует смещение по  $\delta$  максимумов коэффициента пропускания и коэффициента отражения относительно друг друга, причем  $\delta_{\text{сдв}} = \arctg(\rho \operatorname{tg}(\gamma/2))$ .

Используя рис. 3 и формулу (5), выразим  $\gamma$  через энергетические характеристики зеркал (здесь  $R_M \leq 1$ , а в первом зеркале допускается объемное поглощение):

$$\cos \gamma = \frac{\sqrt{R_1}(1 - R_2 R_M) \cos \theta + T R_M \sqrt{R_2}}{\sqrt{R_M} [(1 - R_2 R_M)(1 - R_2 - 2T) + T^2] + R_1(1 - R_M)(1 - R_2 R_M)}, \quad (8)$$

где

$$\cos \theta = \frac{T^2 - 2T \sqrt{\tilde{R}'_{\max}} + (\tilde{R}'_{\max} - R_1)(1 - R_2)}{2T \sqrt{R_1 R_2}}$$

или

$$\cos \theta = \frac{T^2 + 2T \sqrt{\tilde{R}'_{\min}} + (\tilde{R}'_{\min} - R_1)(1 - R_2)}{2T \sqrt{R_1 R_2}}. \quad (9)$$

Величины  $\tilde{R}'_{\max}$  и  $\tilde{R}'_{\min}$  учитывают объемное поглощение в первом зеркале и определяются как  $\tilde{R}_{\max}$  и  $\tilde{R}_{\min}$  при  $R_M = 1$ . При отсутствии объемного поглощения угол  $\theta$  зависит только от параметров  $R_1$ ,  $R_2$  и  $T$ . Из того же рисунка и (5) можно найти максимальное и минимальное значения  $\tilde{R}$  и контраст  $C$ :

$$\tilde{R}'_{\max} = \left( K \pm \frac{T \sqrt{R_M}}{1 - R_2 R_M} \right)^2, \quad C = \frac{2T \sqrt{R_M} K}{(1 - R_2 R_M) \left( K + \frac{T \sqrt{R_M}}{1 - R_2 R_M} \right)^2}, \quad (10)$$

где

$$K = \sqrt{R_1 + \frac{T^2 R_2 R_M^2}{(1 - R_2 R_M)^2} + \frac{2T \sqrt{R_1 R_2} R_M}{1 - R_2 R_M} \cos \theta}.$$

Эти громоздкие выражения (8), (10) значительно упрощаются в случае  $R_M = 1$ :

$$\cos \gamma = \left[ \left( \frac{A_2}{T} \right)^2 + R_2 - R_1 \left( 1 + \frac{A_2}{T} \right)^2 \right] / \left( 2 \frac{A_2}{T} \sqrt{R_2} \right); \quad (11)$$

$$C = 4 \frac{A_2}{T} / \left( 1 + \frac{A_2}{T} \right)^2. \quad (12)$$

Используя параметрическое представление окружности, можно получить следующее выражение для  $\tilde{R}$ :

$$\frac{\tilde{R}}{\tilde{R}_{\max}} = 1 - C \frac{\left( \rho \sin \frac{\gamma}{2} - \cos \frac{\gamma}{2} \operatorname{tg} \frac{\delta}{2} \right)^2}{\rho^2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\delta}{2}}, \quad (13)$$

где в правую часть входят три параметра  $\rho$ ,  $\gamma$  и  $C$ , которые выражаются через параметры переднего зеркала формулами (7), (8), (10). Эта формула является новым выражением для  $\tilde{R}$  и позволяет обобщить формулу (1) на случай  $\tilde{R}_{\max} < 1$ :

$$\frac{\tilde{R}}{\tilde{R}_{\max}} = 1 - \frac{4\xi'}{(1+\xi')^2 + (\xi'' - \eta \operatorname{ctg} \varphi)^2}. \quad (14)$$

Параметры  $\rho$ ,  $\gamma$  и  $C$  в (13) связаны с  $\xi'$ ,  $\xi''$  и  $\eta$  в (14) следующими соотношениями:

$$C = 4\xi'/(1+\xi')^2; \quad \xi''/\eta = -(1-\rho^2) \sin \gamma / (2\rho); \quad (1+\xi')/\eta = \rho \sin^2(\gamma/2) + \cos^2(\gamma/2)/\rho. \quad (15)$$

Из (13) видно, что максимальное значение  $\tilde{R}$  достигается при  $\operatorname{tg}(\delta_{\max}/2) = \rho \operatorname{tg}(\gamma/2)$ , а минимальное — при  $\operatorname{tg}(\delta_{\min}/2) = -\rho \operatorname{ctg}(\gamma/2)$ . Отсюда следует, что расстояние между максимумом и минимумом

$$\Delta = \delta_{\max} - \delta_{\min} = \operatorname{arctg}(2\rho / ((1-\rho^2) \sin \gamma)), \quad (16)$$

а ширина кривой определяется выражением

$$\Delta_{1/2} = \operatorname{arctg}(2\rho / ((1-\rho^2) \cos \gamma)). \quad (17)$$

Связь между  $\Delta$  и  $\Delta_{1/2}$  в виде сетки кривых  $\rho = \text{const}$  и  $\gamma = \text{const}$  показана на рис. 4 для области изменения  $\Delta$  и  $\Delta_{1/2}$  от 0 до  $\pi/2$ . И, наконец, третья характеристика кривой  $\tilde{R}(\delta)$  — контраст полос — входит в качестве самостоятельного параметра в формулу (13) и определяется только отношением  $A_2/T$  для  $R_M = 1$  или более сложным выражением (10) для  $R_M < 1$ . Преимуществом формулы (13) по сравнению с (14) является то, что один из параметров ( $\rho$ ) связан только с одним параметром переднего зеркала  $R_2$  и не зависит от  $R_1$  и  $T$ . Это обстоятельство упрощает задачу синтеза переднего зеркала.

Поясним это на конкретном примере одной из оптимальных и удобных для изготовления структур переднего зеркала [5], когда оно состоит из поглощающей пленки и диэлектрического многослойника, обращенного к заднему зеркалу ( $R_M$  считаем равным 1). Подбором толщины и материала поглощающей пленки можно получить любой заданный контраст, согласно [5]. Далее структура диэлектрического многослойника составляется таким образом, чтобы  $R_2$  соответствовало заданному  $\rho$  (по (7)), а  $R_1$  имело значение, найденное из (11) после подстановки в него заданного  $\gamma$  и величин  $A_2/T$  и  $R_2$ . Такие зеркала с заданными  $R_1$  и  $R_2$  можно конструировать, подбирая толщину диэлектрических слоев численными или графическими методами. Проблема создания несимметричных зеркал ( $R_1 \neq R_2$ ) теоретически исследовалась Кардом [11].

Рассмотрим три предельных случая асимметрии  $\tilde{R}(\delta)$ , представляющих практический интерес. Симметричные полосы

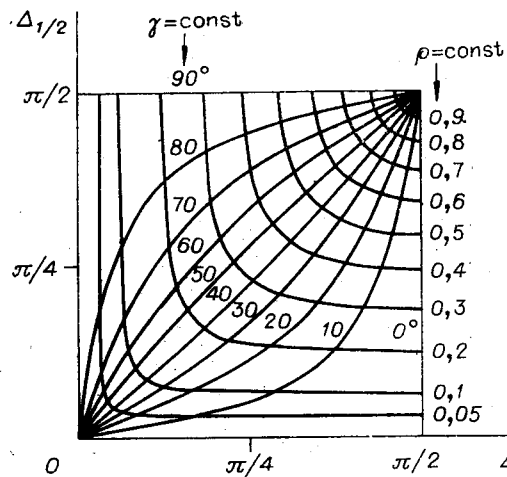


Рис. 4. Связь между  $\Delta$  и  $\Delta_{1/2}$  в зависимости от параметров  $\rho$  и  $\gamma$ .

с узкими максимумами на темном фоне получаются при  $\gamma=0$ . Уравнение (13) для  $\bar{R}$ , когда  $C=1$  (идеальный контраст), перепишется в виде

$$\bar{R} + \bar{R}_{\max} [1 + \operatorname{tg}^2 (\delta/2) / \rho^2]^{-1}. \quad (18)$$

Для интерферометра с симметричными полосами из (11) можно получить следующую связь между параметрами переднего зеркала:

$$\sqrt{R_1} = \frac{\frac{A_2}{T} - \sqrt{R_2}}{1 + \frac{A_2}{T}} \text{ или } \sqrt{R_1} = (1 - \sqrt{R_2})/2 \text{ при } C=1. \quad (19)$$

Эти простые соотношения значительно облегчают контроль параметров при изготовлении переднего зеркала.

При  $\gamma=\pi/2$  светлые и темные полосы имеют одинаковую ширину, а асимметрия полос при этом наибольшая (при заданном значении  $\rho$ ). Уравнение для  $\bar{R}$  при  $C=1$

$$R = \frac{1}{2} \bar{R}_{\max} \frac{\left(\rho + \operatorname{tg} \frac{\delta}{2}\right)^2}{\rho^2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\delta}{2}}. \quad (20)$$

Для получения полос с наибольшей асимметрией параметры переднего зеркала должны быть связаны следующим образом:

$$R_1 = \left[ \left(\frac{A_2}{T}\right)^2 + R_2 \right] / \left(1 + \frac{A_2}{T}\right)^2 \text{ или } R_1 = \frac{1 + R_2}{4} \text{ при } C=1. \quad (21)$$

Симметричные полосы с узкими минимумами на светлом фоне (эта картина характерна для интерферометра Фабри—Перо в отраженном свете) получаются при  $\gamma=\pi$ . Выражение для  $\bar{R}$  при этом ( $C=1$ ) имеет вид

$$\bar{R} = \bar{R}_{\max} [1 + \rho^2 \operatorname{ctg}^2 (\delta/2)]^{-1}. \quad (22)$$

Параметры переднего зеркала при  $\gamma=\pi$  связаны, согласно (11), так:

$$\sqrt{R_1} = \left(\frac{A_2}{T} + \sqrt{R_2}\right) / \left(1 + \frac{A_2}{T}\right) \text{ или } \sqrt{R_1} = (1 + \sqrt{R_2})/2 \text{ при } C=1. \quad (23)$$

Кроме рассмотренных предельных случаев, могут быть получены интерференционные полосы произвольного профиля, для которых также можно определить связь параметров в бегущей волне из выражения (11) для заданных  $\rho$ ,  $\gamma$  и  $C$ .

Многообразие характеристик отражающего интерферометра с поглощающей пленкой значительно расширяет области применения многолучевых интерферометров и открывает дополнительные возможности при разработке ряда устройств. Рассмотрим это на примере оптических частотных дискриминаторов, при создании которых важны резкость полос и крутизна склона кривой  $\bar{R}(\delta)$ . Для симметричных кривых с узкими максимумами из (18) следует, что крутизна склона максимальна на уровне  $\bar{R}=0,75$  и равна  $(\partial \bar{R} / \partial \delta)_{\max} = 0,65/\rho$ , как и для интерферометра Фабри—Перо в проходящем свете. При этом линейный (рабочий) участок кривой сравнительно невелик. Для кривых с наибольшей асимметрией протяженность рабочего участка дискриминационной характеристики больше, так как максимальное значение крутизны, равное  $1/\rho$  (что в 1,5 раза выше, чем для симметричных кривых), достигается на уровне  $\bar{R}=1/2$  на крутом склоне. Еще одно

преимущество кривых с наибольшей асимметрией — это наличие пологого склона, на рабочем участке которого крутизна равна  $\rho$ . Интересно отметить, что для малых значений  $\rho$  касательные в точках перегиба на крутом и пологом склонах  $\tilde{R}(\delta)$  перпендикулярны друг другу.

Фактор резкости  $F$ , определяемый здесь как  $|\partial^2 \tilde{R} / \partial \delta^2|$  при  $\tilde{R} = \tilde{R}_{\max}$ , можно получить из (13):

$$F_{\min} = \left| \frac{\partial^2 \tilde{R}}{\partial \delta^2} \right|_{\min} = \frac{\tilde{R}_{\max} - \tilde{R}_{\min}}{\tilde{R}_{\max}} (1 \pm \cos \gamma)^2. \quad (24)$$

Понятие «фактор резкости полос» было введено ранее для симметричных кривых и характеризует скорость изменения  $\tilde{R}$  на параболическом участке вблизи экстремума [5]. Из (24) видно, что фактор резкости имеет максимальное значение для симметричных кривых, равное  $2\tilde{R}_{\max}/\rho^2$  при  $C=1$ . Для кривых с наибольшей асимметрией фактор резкости в экстремумах в 4 раза меньше.

3. С целью сравнения расчета с экспериментом был проведен анализ осциллограмм  $\tilde{R}(\delta)$ , полученных на измерительной установке [7]. Осциллограммы для 5 различных вариантов переднего зеркала приведены на рис. 5. Коэффициент отражения заднего зеркала во всех измерениях был равен 99,5%. На рис. 5, а, г, кроме  $\tilde{R}(\delta)$ , приведены зависимости коэффициента пропускания интерферометра  $\tilde{T}(\delta)$ . Так как коэффициент пропускания заднего зеркала мал ( $\sim 0,1\%$ ), то  $\tilde{T}_{\max}$  — небольшая величина по сравнению с  $\tilde{R}_{\max}$ . На осциллограммах масштаб  $\tilde{T}(\delta)$  увеличен. Кривые  $\tilde{T}(\delta)$  имеют везде симметричный вид. Нижние горизонтальные линии у кривых нулевые. В таблице приведены следующие величины: параметры переднего зеркала  $R_1$ ,  $R_2$  и  $T$ ; параметры  $\rho$  и  $\gamma$ , рассчитанные по (7) и (11); характеристики  $\Delta$  и  $\Delta_{1/2}$ , вычисленные по (16) и (17) и измеренные на осциллограммах рис. 5, а—д. Экспериментальные данные достаточно хорошо совпадают с расчетными. Наибольшее несовпадение для  $\Delta$  получается при углах  $\gamma$ , близких к  $\pi$ , так как в формулу (16) входит величина  $1/\sin \gamma$  (см. вариант б в таблице). Измеренное значение  $\Delta_{1/2}$  отклоняется от расчетного при углах  $\gamma$ , близких к  $\pi/2$  (вариант д), так как в формуле

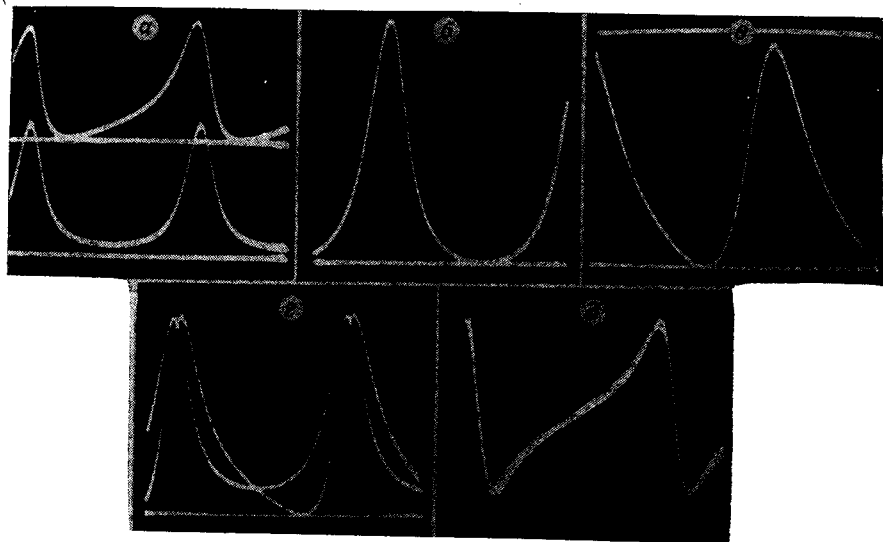


Рис. 5. Осциллограммы зависимости  $\tilde{R}$  и  $\tilde{T}$  от  $\delta$ .

| Вариант (см. рис. 5) | Структура переднего зеркала | $T$   | $R_1$ | $R_2$ | $\rho$ | $\gamma$ , град | $\Delta_{1/2}$ расч., град | $\Delta$ расч., град | $\Delta_{1/2}$ экс., град | $\Delta$ экс., град |
|----------------------|-----------------------------|-------|-------|-------|--------|-----------------|----------------------------|----------------------|---------------------------|---------------------|
| <i>a</i>             | K—Ni—B                      | 0,323 | 0,123 | 0,305 | 0,29   | 33,5            | 37                         | 49                   | 45                        | 45                  |
| <i>b</i>             | K—Ni+ZnS—B                  | 0,358 | 0,07  | 0,269 | 0,32   | 11              | 35,5                       | 75                   | 40                        | 90                  |
| <i>в</i>             | K—Ni+ZnS—B                  | 0,41  | 0,131 | 0,168 | 0,42   | 325             | 51                         | 120                  | 63                        | 121                 |
| <i>г</i>             | K—Ag—B                      | 0,435 | 0,102 | 0,264 | 0,32   | 309             | 48,5                       | 48,5                 | 50                        | 50                  |
| <i>д</i>             | K—Ni+4сл+В                  | 0,153 | 0,473 | 0,49  | 0,176  | 78              | 61                         | 20,5                 | 80                        | 20                  |

(17) фигурирует величина  $1/\cos \gamma$ . Экспериментальная величина относительного смещения максимумов  $\tilde{R}$  и  $\tilde{T}$  также хорошо соответствует расчетному значению сдвига  $\text{tg } \delta_{\text{сдв}} = \rho \text{tg}(\gamma/2)$ . На рис. 5, *a*  $\delta_{\text{сдв}} = 5^\circ$ , на рис. 5, *в* —  $9^\circ$ , расчетные значения равны 5 и  $8,6^\circ$  соответственно.

### ВЫВОДЫ

Был выполнен анализ характеристик отражающего интерферометра, состоящего в общем случае из произвольных зеркал. С привлечением графического представления коэффициента отражения интерферометра на комплексной плоскости получено аналитическое выражение (13) для  $\tilde{R}$ , в которое входят три новых параметра, связанные простыми соотношениями с характеристиками кривой  $\tilde{R}(\delta)$  и с параметрами переднего зеркала  $R_1$ ,  $R_2$  и  $T$ . Исследована возможность управления контрастом, шириной и асимметрией интерференционных полос. Рассмотрены частные случаи: симметричных полос с узкими максимумами на темном фоне, полос с наибольшей асимметрией при равенстве светлых и темных промежутков и симметричных полос с узкими минимумами на светлом фоне. Выведены соотношения между параметрами  $R_1$ ,  $R_2$  и  $T$ , облегчающие контроль в процессе изготовления переднего зеркала.

Проведенные эксперименты подтвердили возможность расчета и синтеза интерферометра с заданными характеристиками.

Полученные результаты позволяют расширить область применения многолучевых интерферометров. В частности, появилась возможность создания оптических частотных дискриминаторов с улучшенными характеристиками. Можно предположить, что интерферометр с тремя независимо управляемыми характеристиками послужит основой для создания новых устройств, которые найдут применение в системах оптической обработки информации.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Namy M. Sur les franges de reflexion les lames argentees.— "J. de Phys.", 1906, t. 5, p. 789—809.
2. Голдина Н. Д., Троицкий Ю. В. Узкополосные фильтры в отраженном свете.— «Опт. и спектр.», 1976, т. 40, с. 935—937.
3. Koronkevitch V. P., Lenkova G. A., Mikhaltsova I. A., Remesnik V. G., Fateev V. A., Tsukerman V. G. Kinoform optical elements.— In: Optical information processing. N. Y.—L., Plenum Press, 1976, p. 153—170.
4. Cowpie A. R. Phase condition for light incident normally on a semireflecting film.— "J. Opt. Soc. Am.", 1957, vol. 47, p. 123—136;  
Formation of transmission-like reflection fringes.— "J. Opt. Soc. Am.", 1963, vol. 53, p. 425—428.



5. Троицкий Ю. В. Одночастотная генерация в газовых лазерах. Новосибирск, «Наука», 1975.
6. Захаров М. И., Троицкий Ю. В. Расчет оптического резонатора с селекцией мод за счет поглощения и рассеяния света.— «Опт. и спектр.», 1971, т. 30, с. 490—495.
7. Голдина Н. Д., Захаров М. И., Троицкий Ю. В. Синтез характеристик многолучевого отражающего интерферометра.— «Автометрия», 1975, № 3, с. 107—118.
8. Goldina N. D., Troitsky Ju. V. Generation of asymmetric interference fringes in reflected light.— In: Optical information processing. N. Y.—L., Plenum Press, 1976, p. 75—83.
9. Hunzinger J. J. Interferences par reflexions multiples avec facteur de reflexion variable.— «Rev. d'Optique», 1954, t. 33, p. 455—460.
10. Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М., ГИФМЛ, 1958.
11. Кард П. Г. К теории несимметричных зеркал.— «Изв. АН ЭстССР. Сер. физ.-мат.», 1964, № 4, с. 359—368;  
Теория многослойных несимметричных отражателей.— «Опт. и спектр.», 1961, т. 10, с. 384—389.

*Поступила в редакцию 19 июля 1978.*

---