

Рис. 8. Суммарная ошибка изготовления двух эталонных поверхностей, измеренная в разных местах (а — в)

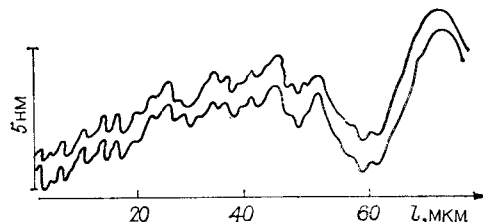


Рис. 9. Профиль поверхности кристалла кварца, полученный путем двукратного сканирования по одному и тому же месту

стики профилограмм, полученные с помощью описанного выше профилографа, хорошо согласуются с соответствующими результатами [9], полученными на контактном профилографе модели 201.

ЛИТЕРАТУРА

1. Застрогин Ю. Ф. Контроль параметров движения с использованием лазеров.— М.: Машиностроение, 1981.
2. Hung C—C. Optical heterodyne profilometer // Opt. Eng.—1984.— V. 23, N 4.— P. 365.
3. ГОСТ 2789-73. Шероховатость поверхности. Параметры и характеристики.— Введ. 1973.
4. А. с. 1285320 (СССР). Устройство для измерения сдвига интерференционных полос/Н. П. Шестаков, А. П. Шешуков, В. А. Фроленко.— Опубл. в БИ, 1987, № 3.
5. Андрущак Е. А., Тычинский В. П. Цифровая фазометрическая система счета целой и дробной доли полосы для гомодинного интерферометра // ПТЭ.—1980.— № 2.
6. Ребрин Ю. К. Управление оптическим лучом в пространстве.— М.: Сов. радио, 1977.
7. Линник Ю. В. Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений.— Изд. 2.— М.: Физматгиз, 1962.
8. Отнес Р., Эноксон Л. Прикладной анализ временных рядов.— М.: Мир, 1982.
9. Шестаков Н. П., Шешуков А. П., Фроленко В. А., Гоняев В. С. Интерференционный профилограф.— Красноярск, 1986. (Препринт/АН СССР, Физ. ин-т, № 367Ф).

Поступила в редакцию 25 апреля 1986 г.

УДК 535.417.2

М. И. ЗАХАРОВ

(Новосибирск)

АППАРАТНЫЕ ФУНКЦИИ И СЕЛЕКТИВНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОЛУЧЕВЫХ ОТРАЖАЮЩИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ С АНИЗОТРОПНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

1. В последние годы значительно возрос интерес к двухзеркальным многолучевым интерферометрам, работающим в отраженном свете [1]. Отражающий интерферометр с поглощающим передним зеркалом, как показали теоретические и экспериментальные исследования [2], не только не уступает по своим параметрам интерферометру Фабри — Перо для проходящего света, но и превосходит его по контрасту интерференционной картины и по возможности получения требуемой асимметрии полос. К сожалению, область применения такого интерферометра ограничена требованиями к уровню допустимой мощности падающего излучения и к толщине поглощающего слоя по сравнению с длиной волны. Один из путей преодоления указанных недостатков — замена поглощающего зеркала дифракционным [1, 3].

Не менее перспективны, на наш взгляд, поляризационные методы, для которых характерно применение поляризатора, установленного перед

интерферометром со стороны источника света, и, как минимум, еще одного анизотропного элемента. Попытка уменьшения поляризационными средствами нежелательных тепловых эффектов, присущих поглощающему зеркалу, предпринята в [4], где в качестве переднего зеркала селективного отражателя в лазерном резонаторе, содержащем поляризатор, предложено использовать элемент, обладающий амплитудно-фазовой анизотропией.

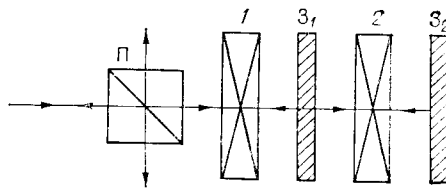
В ряде работ рассмотрены модификации интерферометра Фабри — Перо, в которых между зеркалами помещен элемент, обладающий чисто фазовой анизотропией, например, двупреломляющая пластинка [5] или ячейка Фарадея [6]. В отраженном свете, поляризованном перпендикулярно падающему, интерферометр с анизотропной фазовой пластинкой формирует узкие полосы на темном фоне [5], т. е. «необращенную» интерференционную картину. Это происходит потому, что луч нулевого порядка, отраженный от переднего зеркала в сторону поляризатора, не участвует в формировании указанных интерференционных полос. При этом в отраженном свете, поляризованном параллельно падающему, интерференционная картина остается «обращенной», что ограничивает функциональные возможности интерферометров этого типа.

Более универсальным является анизотропный отражающий интерферометр (АОИ) [7], в котором, кроме анизотропной фазовой пластинки между зеркалами, имеется дополнительная анизотропная фазовая пластинка, установленная между поляризатором и передним зеркалом. Анизотропные пластинки в сочетании с поляризатором позволяют регулировать амплитуды и фазы отраженных лучей всех порядков и формировать интерференционную картину с требуемыми характеристиками.

Цель настоящей работы — разработка методики нахождения аппаратных функций АОИ с уточнением некоторых из полученных ранее результатов [8] на основе более строгого и более общего подхода, а также исследование селективных свойств АОИ, позволяющее оценить их потенциальные возможности.

2. В рассматриваемом АОИ (см. рисунок), состоящем из линейного поляризатора Π и двух соосных зеркал Z_1 и Z_2 , между поляризатором и передним зеркалом Z_1 установлена первая (наружная) анизотропная фазовая пластинка 1, а между зеркалами — вторая (внутренняя) анизотропная фазовая пластинка 2. Каждая из фазовых пластинок несет известную разность фаз между собственными волнами, поляризации которых в зависимости от вида пластинок могут быть линейными или круговыми, а в общем случае эллиптическими. Для устранения паразитных отражений и уменьшения вносимых потерь поверхности фазовых пластинок должны быть просветлены.

АОИ работает следующим образом. Световая волна, прошедшая через поляризатор и первую пластинку, по отношению ко второй пластинке представляет собой сумму волн с ортогональными собственными поляризациями. Эти волны, отражаясь от системы зеркал Z_1 и Z_2 с пластиной 2 между ними, испытывают многолучевую интерференцию независимо друг от друга, а затем, пройдя в обратном направлении через пластинку 1, интерферируют между собой. В результате этого в промежутке между первой пластинкой и поляризатором формируется отраженная волна, поляризация которой зависит от частоты падающей волны, от расстояния между зеркалами, а также от параметров пластинок и коэффициентов отражения зеркал. Поляризатор позволяет преобразовать изменение поляризации в изменение амплитуды, т. е. в потери. Таким образом, АОИ является селективным отражателем, аппаратная функция которого зависит от частоты падающей волны.



С точки зрения практических применений АОИ наибольший интерес

$$\mathbf{E}' = \widehat{J}\mathbf{E}, \quad (1)$$

где \widehat{J} — матрица Джонса для АОИ. Представим эту матрицу в виде произведения

$$\widehat{J} = \widehat{P}\widehat{M}\widehat{P},$$

в котором

$$\widehat{M} = t_n^2 \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix}$$

— матрица Джонса для АОИ без учета действия поляризатора; t_n — амплитудный коэффициент пропускания фазовой пластинки I ;

$$\widehat{P} = \begin{pmatrix} p_x & 0 \\ 0 & p_y \end{pmatrix} = p_y \begin{pmatrix} \tau & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

— матрица Джонса для линейного поляризатора в его собственных осях; p_x и p_y — экстремальные амплитудные коэффициенты пропускания поляризатора. Для определенности будем считать, что $0 \leq p_x \leq p_y$ и, следовательно, $0 \leq \tau \leq 1$. Можно показать, что независимо от типа используемых в АОИ фазовых пластинок $\det \widehat{M} = t_n^4 \rho_+ \rho_-$, где

$$\rho_{\pm} = r_1' + \frac{t_1 t_1' r_2 t_2^2 \exp [2i(\delta \pm \varphi)]}{1 - r_1 r_2 t_2^2 \exp [2i(\delta \pm \varphi)]} \quad (2)$$

— полученные по методу Эйри амплитудные коэффициенты отражения системы зеркал Z_1 и Z_2 с фазовой пластинкой 2 между ними для волн, являющихся собственными волнами этой пластинки; t_2 — амплитудный коэффициент пропускания фазовой пластинки 2 ; t_1 и t_1' — амплитудные коэффициенты пропускания переднего зеркала для встречных волн; r_1 и r_2 — амплитудные коэффициенты отражения внутренних (обращенных навстречу друг к другу) поверхностей зеркал; r_1' — амплитудный коэффициент отражения внешней поверхности переднего зеркала; 2φ — разность фаз между собственными волнами фазовой пластинки 2 ; $\delta = 2\pi\nu l/c$ — изотропный набег фазы за один проход между зеркалами; l — оптическая длина отрезка между зеркалами при $\varphi = 0$; ν — частота падающей волны; c — скорость света. В дальнейшем будем считать, что зависимостью коэффициентов отражения зеркал и параметров анизотропных элементов от частоты можно пренебречь внутри интервала, по крайней мере в несколько раз большего по сравнению с областью дисперсии АОИ.

При отражении волны от анизотропной оптической системы состояние ее поляризации обычно меняется. Однако существуют такие состояния, которые воспроизводятся после отражения, т. е. $\mathbf{E}' = \widetilde{\rho}\mathbf{E}$, где $\widetilde{\rho}$ — комплексный множитель, или с учетом (1)

$$\widehat{J}\mathbf{E} = \widetilde{\rho}\mathbf{E}. \quad (3)$$

Эти состояния являются собственными поляризациями АОИ и реализуются, например, при его использовании для частотной селекции в оптических резонаторах [9]. Вектор Джонса \mathbf{E} , определяющий такое состояние поляризации, называется собственным вектором матрицы \widehat{J} , соответ-

ствующим собственному значению $\tilde{\rho}$. При таком подходе $\tilde{\rho}$ имеет смысл амплитудного коэффициента отражения АОИ для падающей волны с указанной поляризацией, а зависимость энергетического коэффициента отражения АОИ от δ , т. е. $\tilde{R} = |\tilde{\rho}|^2 = \tilde{R}(\delta)$, — его аппаратная функция.

Таким образом, нахождение вида аппаратной функции рассматриваемого устройства сводится к определению собственных значений матрицы \tilde{J} . Собственные значения матрицы \tilde{J} , являющиеся решением соответствующего ей характеристического уравнения, выражаются формулой

$$\tilde{\rho}_{1,2} = t_n^2 p_y^2 \left[\frac{\tau^2 \rho_{xx} + \rho_{yy}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\tau^2 \rho_{xx} + \rho_{yy}}{2} \right)^2 - \tau^2 \rho_+ \rho_-} \right], \quad (4)$$

которая при $\tau = 0$ значительно упрощается

$$\tilde{\rho} = \tilde{\rho}_1 = t_n^2 p_y^2 \rho_{yy}, \quad \tilde{\rho}_2 = 0. \quad (5)$$

Поскольку, как видно из (4) и (5), АОИ с частичным поляризатором (т. е. при $0 < \tau < 1$) является более сложной для расчета системой, чем АОИ с полным поляризатором (т. е. при $\tau = 0$), то целесообразно сначала рассмотреть свойства последнего, для которого уравнение (3) имеет единственное, отличное от нуля решение и соответствующее ему собственное значение, определяемое формулой (5).

4. Элемент ρ_{yy} матрицы \tilde{J} имеет вид

$$\rho_{yy} = u\rho_+ + v\rho_-. \quad (6)$$

Здесь u и v — комплексные коэффициенты, зависящие от вида анизотропии и параметров наружной фазовой пластинки, а также в случае использования линейной внутренней фазовой пластинки от ориентации оптической оси последней [8], причем $|u| + |v| = 1$. Как следует из формулы (6) с учетом (2), получение «необращенной» интерференционной картины в отраженном свете возможно, например, при условии $v = -u$, поскольку в этом случае достигается подавление луча, отраженного от внешней поверхности переднего зеркала. Используя указанные соотношения между u и v , а также выражения (2) и (6), нетрудно получить явное выражение для аппаратной функции $\tilde{R}(\delta)|_{\tau=0} = \tilde{R}_y(\delta)$:

$$\tilde{R}_y(\delta) = \frac{R_2 T_1^2 \sin^2 2\varphi}{(1 + R_1 R_2 - 2 \sqrt{R_1 R_2} \cos 2\varphi \cos 2\delta)^2 - (2 \sqrt{R_1 R_2} \sin 2\varphi \sin 2\delta)^2}, \quad (7)$$

где $T_1 = t_1 t_1'$ и $R_1 = r_1^2$ — энергетические коэффициенты пропускания и отражения переднего зеркала; $\sqrt{R_1 R_2} = r_1 r_2 t_n^2$; R_2 — параметр, учитывающий потери энергии в зеркале Z_2 и во внутренней фазовой пластинке; множители t_n^4 и p_y^4 опущены, так как они не влияют на вид аппаратной функции ($t_n^4 \approx p_y^4 \approx 1$).

Среди множества разновидностей аппаратных функций, соответствующих различным значениям φ , можно выбрать два вида зависимости $\tilde{R}(\delta)$ с эквидистантным расположением максимумов

$$\tilde{R}_y^{(1)}(\delta) = \frac{(\tilde{R}_y)_{\max}}{1 + F \cos^2 2\delta} \quad \text{при } \cos 2\varphi = 0; \quad (8)$$

$$\tilde{R}_y^{(2)}(\delta) = \frac{(\tilde{R}_y)_{\max}}{1 + 4F(F+1) \sin^4 \delta} \quad \text{при } \cos 2\varphi = \frac{2 \sqrt{R_1 R_2}}{1 + R_1 R_2}, \quad (9)$$

где

$$(\tilde{R}_y)_{\max} = \frac{R_2 T_1^2}{(1 - R_1 R_2)^2}; \quad F = \frac{4R_1 R_2}{(1 - R_1 R_2)^2}.$$

При отсутствии потерь на поглощение и рассеяние в переднем зеркале, т. е. при $T_1 = 1 - R_1$, можно записать $F = F_0 (\tilde{R}_y)_{\max}$, где $F_0 = 4R_1 / (1 - R_1)^2$.

Полученные формулы позволяют определить основные характеристики двух вариантов АОИ. Выражение (9) напоминает функцию пропус-

кания трехзеркального изотропного интерферометра, рассмотренного в [10], а выражение (8) имеет вид функции Эйри, описывающей пропускание интерферометра Фабри — Перо толщиной $2l$ и с дополнительным сдвигом фазы, равным $\pi/2$, состоящего из одинаковых зеркал с коэффициентами отражения, равными произведению $R_1 R_2$. Поскольку при одинаковых значениях l АОИ с аппаратной функцией $\tilde{R}_y^{(1)}$ имеет вдвое меньшую область дисперсии, равную $c/4l$, и указанный выше дополнительный фазовый сдвиг, что затрудняет сравнительный анализ, то есть смысл изменить параметр l в этом варианте АОИ следующим образом: $l \rightarrow l/2 \pm \lambda/8$, где $\lambda = c/v$ — длина волны. Тогда вместо (8) получим

$$\tilde{R}_y^{(1)}(\delta) = \frac{(\tilde{R}_y)_{\max}}{1 + F \sin^2 \delta}. \quad (10)$$

Величина максимального коэффициента отражения в формулах (8) — (10) в приближении малых потерь, т. е. при $1 - (\tilde{R}_y)_{\max} \ll 1$, может быть представлена как

$$(\tilde{R}_y)_{\max} \approx 1 - \frac{2}{1 - R_1} (1 - R_1 - T_1) - \frac{1 + R_1}{1 - R_1} (1 - R_2).$$

Отсюда видно, поскольку R_2 зависит от пропускания внутренней фазовой пластинки 2, связанного, как и параметр φ , с толщиной этой пластинки, то значения $(\tilde{R}_y)_{\max}$ в формулах для $\tilde{R}_y^{(1)}(\delta)$ и $\tilde{R}_y^{(2)}(\delta)$ должны несколько отличаться друг от друга. Это отличие в случае необходимости может быть учтено тривиальным образом. Здесь же для удобства сравнения двух вариантов АОИ будем считать одинаковыми и области дисперсии, и максимальные значения коэффициентов отражения.

Рассмотрим теперь аппаратную остроту, которая определяется как отношение области свободной дисперсии к ширине аппаратной функции. Аппаратная функция $\tilde{R}_y^{(2)}(\delta)$ имеет более плоскую вершину и, следовательно, большую ширину вблизи максимума, однако на уровне $0,5(\tilde{R}_y)_{\max}$ (при $F \gg 1$) ее ширина приблизительно в $\sqrt{2}$ раз меньше (аппаратная острота соответственно в $\sqrt{2}$ раз выше [8]) по сравнению с $\tilde{R}_y^{(1)}(\delta)$. Легко видеть, что ширина рассматриваемых аппаратных функций одинакова на уровне $(\tilde{R}_y)_{\max} \left[1 + \frac{1}{4(1+F)}\right]^{-1} \geq 0,8 (\tilde{R}_y)_{\max}$.

И наконец, определим контраст интерференционной картины, т. е. отношение $(\tilde{R}_y)_{\max}/(\tilde{R}_y)_{\min}$: $C^{(1)} = 1 + F$ для АОИ с аппаратной функцией $\tilde{R}_y^{(1)}(\delta)$ и $C^{(2)} = (1 + 2F)^2$ для АОИ с аппаратной функцией $\tilde{R}_y^{(2)}(\delta)$. Отсюда следует, что при $F \gg 1$ $C^{(2)}/C^{(1)} \approx 4F$.

Полученные результаты показывают, что АОИ с аппаратной функцией $\tilde{R}_y^{(2)}(\delta)$ превосходит по аппаратной остроте и контрасту интерференционной картины АОИ с аппаратной функцией $\tilde{R}_y^{(1)}(\delta)$, а следовательно, и работающий на пропускание интерферометр Фабри — Перо. При этом необходимо учесть, что использованное при выводе формул (7) — (10) соотношение между параметрами u и v , при котором достигается полное подавление луча, отраженного от внешней поверхности переднего зеркала АОИ, не является оптимальным с точки зрения получения предельных характеристик интерференционной картины. Действительно, поскольку из принципа работы АОИ следует, что он как бы состоит из двух многолучевых интерферометров, установленных в разные плечи двухлучевого интерферометра типа Майкельсона, то существует возможность достижения максимального контраста путем соответствующего выбора параметров u и v , а также φ , R_1 и R_2 [11]. Аппаратная функция АОИ в этом варианте имеет вид

$$\tilde{R}_y^{(3)}(\delta) = \frac{(\tilde{R}_y)_{\max}}{1 + (F + \sqrt{F^2 - 1})^2 \operatorname{tg}^4 \delta}.$$

Ее вершина является еще более плоской, а склоны более крутыми, чем у $\tilde{R}_y^{(2)}(\delta)$. Ширина аппаратных функций $\tilde{R}_y^{(2)}(\delta)$ и $\tilde{R}_y^{(3)}(\delta)$ одинакова на уровне $(\tilde{R}_y)_{\max} \{1 + [\sqrt{4F(F+1)} - (F + \sqrt{F^2 - 1})]^2\}^{-1}$, который при $F \gg 1$ близок к $0,5 (\tilde{R}_y)_{\max}$, а при $F = 1$ приблизительно равен $0,23 (\tilde{R}_y)_{\max}$.

5. Свойства АОИ с частичным поляризатором, как видно из формулы (4), в значительной степени зависят от фазовых соотношений между стоящими на главной диагонали элементами матрицы \tilde{J} , имеющими смысл амплитудных коэффициентов отражения АОИ для волн, поляризованных линейно вдоль осей x и y . Если пренебречь потерями во внутренней фазовой пластинке и зеркалах, положив $R_2 = 1$ и $T_1 = 1 - R_1$, то аппаратную функцию, например, при $\rho_{yy} = \rho_{xx} = \frac{i}{2}(\rho_+ - \rho_-)$ можно представить в следующем виде:

$$\tilde{R}_{1,2}(\delta) = \tilde{R}_y(\delta) \left(\frac{1 + \tau^2}{2} \right)^2 \left| 1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{2\tau}{1 + \tau^2} \right)^2 \frac{1}{\tilde{R}_y(\delta)}} \right|^2, \quad (11)$$

а при $\rho_{yy} = -\rho_{xx} = \frac{1}{2}(\rho_+ - \rho_-)$

$$\tilde{R}_{1,2}(\delta) = \tilde{R}_y(\delta) \left(\frac{1 - \tau^2}{2} \right)^2 \left| 1 \pm \sqrt{1 + \left(\frac{2\tau}{1 - \tau^2} \right)^2 \frac{1}{\tilde{R}_y(\delta)}} \right|^2.$$

Знаки «+» и «-» перед квадратным корнем относятся к «сильной» и «слабой» собственным волнам соответственно, а $\tilde{R}_y(\delta)$ определяется выражением (9) либо (10), в котором следует положить $(\tilde{R}_y)_{\max} = 1$.

При настройке АОИ на максимум коэффициента отражения «сильной» волны, когда $(\tilde{R}_1)_{\max} = 1$, коэффициент отражения для «слабой» волны минимален: $(\tilde{R}_2)_{\min} = \tau^4$. Введение расстройки приводит к уменьшению \tilde{R}_1 и к увеличению \tilde{R}_2 . Значительный интерес представляет влияние параметра τ на зависимость $\tilde{R}_1(\delta)$ при малых расстройках, т. е. вблизи $\tilde{R}_1 = 1$. Для случая $\rho_{yy} = \rho_{xx}$

$$\tilde{R}_1(\delta) \approx 1 - \frac{1 + \tau^2}{1 - \tau^2} \Delta \tilde{R}_y(\delta),$$

где $\Delta \tilde{R}_y(\delta) = 1 - \tilde{R}_y(\delta)$, т. е. при $\tau > 0$ зависимость $\tilde{R}_1(\delta)$ становится более резкой, чем при $\tau = 0$, в $(1 + \tau^2)/(1 - \tau^2)$ раз, а для случая $\rho_{yy} = -\rho_{xx}$ зависимость $\tilde{R}_1(\delta)$ является во столько же раз менее резкой.

Согласно (11) \tilde{R}_1 при увеличении расстройки уменьшается до тех пор, пока не станет равным \tilde{R}_2 при значении δ , удовлетворяющем уравнению

$$\tilde{R}_y(\delta) = (2\tau/(1 + \tau^2))^2, \quad (12)$$

которое имеет решение при $\tau_0 \leq \tau \leq 1$, где $\tau_0 = (1 - \sqrt{1 - (\tilde{R}_y)_{\min}}) / \sqrt{(\tilde{R}_y)_{\min}}$. Дальнейшее увеличение расстройки до значения δ , при котором $\tilde{R}_y(\delta) = (\tilde{R}_y)_{\min}$, соответствующее половине области дисперсии, сопровождается лишь изменением фаз комплексных коэффициентов отражения ρ_1 и ρ_2 , равных по модулю друг другу и параметру τ в указанной области изменения δ . Из этого следует, что при $\tau_0 \leq \tau \leq 1$ $(\tilde{R}_1)_{\min} = (\tilde{R}_2)_{\max} = \tau^2$. Если же $0 \leq \tau \leq \tau_0$, то уравнение (12) не имеет решения и, следовательно, $(\tilde{R}_1)_{\min} > \tau^2 > (\tilde{R}_2)_{\max}$. Таким образом, формула (11) соответствует интерференционной картине, контраст которой максимален при $\tau = \tau_0$ и равен τ_0^{-2} . Он выше, чем при $\tau = 0$, в $(1 + \sqrt{1 - (\tilde{R}_y)_{\min}})^2$ раз. Эта величина при малых значениях $(\tilde{R}_y)_{\min}$ близка к 4.

6. Полученные результаты показывают, что АОИ являются весьма перспективными для спектральных и поляризационных измерений, частотной селекции в лазерах, измерения перемещений и других применений. Нельзя не согласиться с автором работы [1] в том, что многолучевые двухзеркальные отражающие интерферометры обладают большими

потенциальными возможностями и гибкостью. Это в первую очередь относится к АОИ, в которых можно оперативно управлять характеристиками интерференционной картины [7, 12].

ЛИТЕРАТУРА

1. Троицкий Ю. В. Многолучевые интерферометры отраженного света.— Новосибирск: Наука, 1985.
2. Голдина Н. Д., Захаров М. И., Троицкий Ю. В. Синтез характеристик многолучевого отражающего интерферометра // Автометрия.— 1975.— № 3.
3. Бельтюгов В. Н., Троицкий Ю. В. Выбор и расчет структуры диэлектрического дифракционного селектора // Квантовая электрон.— 1975.— Т. 2, № 2.
4. Goldina N. D., Zakharov M. I., Troitsky Yu. V. Optical resonator using anisotropic metal film for mode selection // Appl. Opt.— 1971.— V. 11, N 2.— P. 261—264.
5. Bölgler B. A multiple-beam interferometer with transmission-like fringes in reflection // Opt. Commun.— 1971.— V. 4, N 4.— P. 313—315.
6. Rosenberg R., Rubinstein C. B., Herriott D. R. Resonant optical Faraday rotator // Appl. Opt.— 1964.— V. 3, N 9.— P. 1079—1083.
7. А. с. 945641 (СССР). Многолучевой интерферометр для спектральных и поляризационных измерений/М. И. Захаров.— Оpubл. в БИ, 1982, № 27.
8. Захаров М. И., Прилепских В. Д. Характеристики многолучевого отражающего интерферометра с анизотропными элементами // Журн. прикл. спект.— 1985.— Т. 43, № 5.
9. Захаров М. И., Прилепских В. Д. Частотная селекция в лазерах при помощи анизотропного отражающего интерферометра.— Новосибирск, 1984.— Рукопись деп. в ВИНТИ, № 6435.
10. Скоков И. В. Оптические интерферометры.— М.: Машиностроение, 1979.
11. Заявка на изобрет. № 3861 405/25. Спектрметр/М. И. Захаров.— Полож. реш. 28.05.86.
12. Захаров М. И., Прилепских В. Д. Управление профилем интерференционных полос в анизотропном многолучевом интерферометре.— Новосибирск, 1984.— Рукопись деп. в ВИНТИ, № 6436.

Поступила в редакцию 21 июля 1986 г.

УДК 681.7.013.8

С. Т. БОБРОВ

(Ленинград)

ВЛИЯНИЕ ОШИБОК ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ ЛИНЗ НА КАЧЕСТВО ФОРМИРУЕМОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

В настоящее время известно два способа синтеза структуры дифракционных оптических элементов (ДОЭ) со ступенчатым профилем штриха [1]. В обоих способах главным инструментом служит комплект фотошаблонов (ФС), позволяющих создать на поверхности ДОЭ фоторезистивные маски, через окна которых производится травление подложки элемента. Каждая вновь создаваемая маска должна быть при этом согласована с уже имеющейся на подложке структурой, т. е. надо совместить с этой структурой соответствующий ФС.

В первом способе синтеза ступенчатого профиля травление производится всякий раз на одну и ту же глубину, равную глубине одной ступени. В итоге для создания ДОЭ с N уровнями в профиле штриха требуется $(N - 1)$ фотошаблон (см. рис. 2 из [1]), причем каждый ФС содержит одно окно в пределах штриха элемента, т. е. пространственная частота всех ФС одинакова, поэтому будем называть такой комплект одночастотным. Во втором способе травление осуществляется на разную глубину, а фотошаблоны имеют различное число окон в пределах штриха ДОЭ, т. е. различную пространственную частоту. В [1] показано, что N -уровневый ДОЭ можно изготовить с помощью L ФС, где $2^{L-1} < N \leq 2^L$, т. е. требуется меньшее число ФС, чем в первом способе. Наибольший