

36. Smart A. B., Moore C. J.— In: Proc. 2-nd Internat. Workshop on Laser Velocimetry. USA: Purdue University, 1975, p. 360.
37. Johnson B. V., Boutier A.— Ibid, p. 357.
38. Orloff K. R., Corsiglia V. R., Biggers J. C., Ekstedt T. W. Investigating complex aerodynamic flows with a laser velocimeter.— In: Proc. of the LDA-Symp. «The Accuracy of Flow Measurements by Laser Doppler Methods», Copenhagen, 1975. Printed in Denmark, 1976.
39. Landan J. Wake field measurements on a ship model with an LDA-system.— Disa Information, 1981, N 2.
40. Walter K., Larsen P. S. LDA countner processor application to turbo-machinery.— Disa Information, 1980, N 25.
41. Grabek E., Mierzwinski S., Popiotek Z., Petasz J. Application of the LDA to industrial problems.— Ibid.
42. Chandra K. B., et al. Laser anemometer measurements of pulsatile flow past valve processes.— J. Biomechanics, 1983, vol. 16, N 10, p. 865—873.
43. Ahmed S. A., Giddens D. P. Velocity measurements in steady flow through axisymmetric stenoses at moderate Reynolds number.— J. Biomechanics, 1983, vol. 16, N 7, p. 505—516.

Поступила в редакцию 3 августа 1984 г.

УДК 681.787.6

Ю. В. ТРОИЦКИЙ

(Новосибирск)

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Первые существенные наблюдения и расчеты, относящиеся к многолучевой интерференции в отраженном свете, содержатся в работах О. Луммера [1], Р. Вуда [2] и М. Ами [3]. Однако очень долгое время отражательные интерференционные устройства находились в тени и по распространенности значительно уступали более простым и лучше изученным приборам проходящего света, например обычному интерферометру Фабри — Перо. Отражающие интерферометры (ОИ) рассматривались как приборы с трудноуправляемыми и довольно низкими параметрами, пригодные лишь для узкого круга задач, в которых стандартные схемы «на пропускание» по какой-то причине не могут быть использованы, например в случае непрозрачного зеркала.

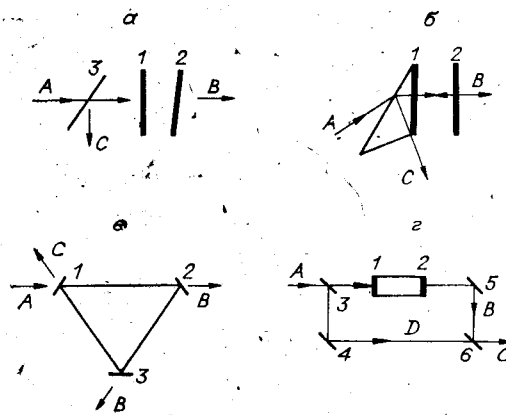
Резкий подъем исследований и применений оптики, связанный с возникновением квантовой электроники, коснулся и такой сравнительно консервативной области, как интерферометрия. Разнообразие возникающих задач заставляет искать новые интерференционные системы, уточнять методы расчета и изготовления интерферометров, оценивать заново их возможности и области применения. Выяснилось, что отражающие интерферометры благодаря многообразию их характеристик и приспособляемости к различным конкретным задачам могут рассчитывать на заметную роль в современной оптике.

Следует упомянуть, что успехи в методах расчета и технологии многослойных оптических покрытий также содействовали прогрессу отражательной интерферометрии. Можно сказать, что достижение того или иного заданного свойства ОИ на 90 % сводится к задаче конструирования и изготовления отражающего покрытия зеркал. В других интерферометрах эта зависимость не так критична.

В настоящей статье, являющейся дополнением к опубликованным обзорам [4] и [5], будут описаны некоторые достижения последних лет в области многолучевой отражательной интерферометрии.

Рис. 1. Разновидности многолучевых отражающих интерферометров (а — в) и их «трансмиссионный» эквивалент (г).

Показаны направления падающего (А), проходящего (В) и отраженного (С) лучей.



§ 1. Общие свойства отражающих интерферометров. На рис. 1 показано несколько вариантов многолучевых интерферометров. На рис. 1, а представлена самая простая схема, состоящая из двух зеркал 1 и 2. В зависимости от условий

освещения и наблюдения интерференционной картины она позволяет получить интерференцию Фабри — Перо (линии равного наклона) или Физо (линии равной толщины). Интерференция может наблюдаться как в проходящем (луч В), так и в отраженном (луч С) свете. Рис. 1, б отличается от рис. 1, а лишь тем, что вместо отдельной светоделительной пластинки 3 для наблюдения отраженной картины используется обратная сторона клиновидной подложки зеркала 1. На рис. 1, в показан кольцевой интерферометр, образованный зеркалами 1—3.

Во всех случаях поле, излучаемое в направлении В, пропорционально внутреннему полю интерферометра, а в направлении С значительно отличается от него и представляет сумму поля, выходящего изнутри интерферометра, и части падающего поля. Поле в направлении С будем в дальнейшем называть «отраженным». Оно гораздо сложнее, чем поле, излучаемое в направлении В. Причина этого поясняется рис. 1, г, где изображен «трансмиссионный» эквивалент отражающего интерферометра. Здесь поле, возникающее в многолучевом интерферометре (зеркала 1 и 2), по выходе из него в свою очередь интерферирует с частью падающего поля, ответвленной при помощи зеркал 3 и 4 (используются также вспомогательные зеркала 5 и 6). Результирующее поле зависит от разности фаз и отношения амплитуд суммируемых полей и, конечно, значительно сложнее, чем поле внутри многолучевого интерферометра, так как характеризуется двумя добавочными параметрами. В эквивалентной схеме, приведенной на рис. 1, г, можно регулировать эти два добавочных параметра, изменяя разность хода лучей В и D и ослабляя один из них, в результате чего получаем такую же интерференционную картину, как в направлении С в схемах, представленных на рис. 1, а—в. Однако есть и различия. Два дополнительных параметра в схемах, показанных на рис. 1, а—в, задаются конструкцией зеркала 1, и их «регулировка» в готовом интерферометре невозможна. Для их изменения требуется изготовить новое зеркало с заранее заданными, иногда довольно сложными свойствами.

Конечно, схемами рис. 1, а—в не ограничивается разнообразие отражающих интерферометров; можно представить и другие варианты, состоящие из зеркал и призм. Но их основные черты присущи уже простейшей двухзеркальной системе, поэтому в дальнейшем для определенности будем иметь дело только с этой системой. Для простоты рассмотрим лишь случай нормального падения света на интерферометр, что позволяет выявить основные свойства ОИ, а затем исходя из них описать в случае необходимости конкретные частные случаи наблюдения интерференции в отраженном свете. Мы не будем также касаться практически важных, но не представляющих принципиальной новизны вопросов о влиянии некогерентной засветки, несовершенстве геометрии оптических элементов и т. п.

§ 2. Особенности характеристик отражающих интерферометров. Исследуем основные отличия ОИ от многолучевых интерферометров, рабо-

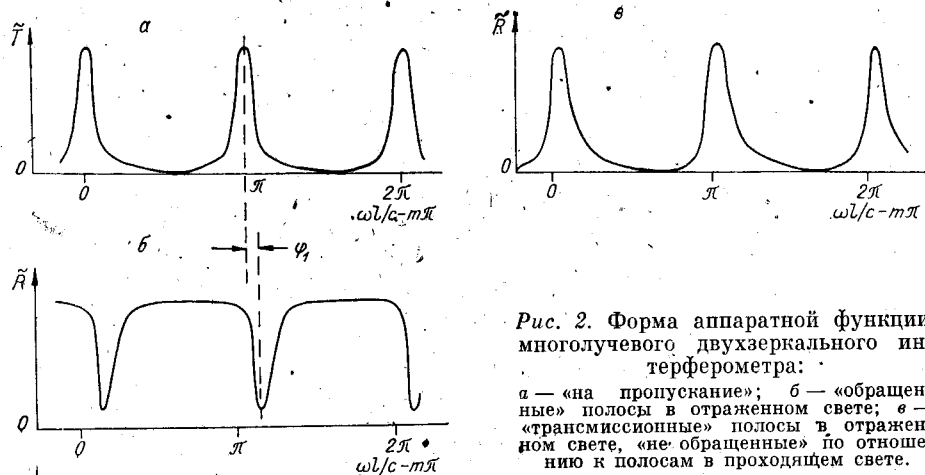


Рис. 2. Форма аппаратной функции многолучевого двухзеркального интерферометра:

а — «на пропускание»; б — «обращенные» полосы в отраженном свете; в — «трансмиссионные» полосы в отраженном свете, «не обращенные» по отношению к полосам в проходящем свете.

тающих «на пропускание» (ПИ). На рис. 2, а показана типичная зависимость коэффициента пропускания $\tilde{T}(\varphi)$ двухзеркального многолучевого интерферометра от набега фазы $\varphi = \omega l/c$ на его длине l . На рис. 2, б изображена аналогичная зависимость коэффициента отражения $\tilde{R}(\varphi)$ в самом простом случае, когда первое зеркало интерферометра имеет очень маленькое поглощение. Кривая $\tilde{R}(\varphi)$ «обращена» относительно функции $\tilde{T}(\varphi)$: узкие максимумы \tilde{T} соответствуют резким минимумам \tilde{R} . Если поглощение не равно нулю, то минимумы $\tilde{R}(\varphi)$ могут быть слегка асимметричны и сдвинуты на величину φ_1 относительно максимумов $\tilde{T}(\varphi)$. В дальнейшем отражающий интерферометр с «обращенными» по отношению к $\tilde{T}(\varphi)$ характеристиками для краткости будем обозначать ООИ.

Другая противоположная по характеру и виду кривая $\tilde{R}(\varphi)$ представлена на рис. 2, в: узкие максимумы примерно соответствуют положению максимумов \tilde{T} и расположены на фоне широких областей малого отражения. Эти «трансмиссионные», не обращенные по отношению к $\tilde{T}(\varphi)$ характеристики получаются при введении значительного специально рассчитанного поглощения в первое зеркало ОИ. Такой вариант в дальнейшем будем кратко обозначать НОИ. Между предельными сравнительно простыми случаями ООИ и НОИ существует большое число промежуточных вариантов с характеристиками, отличающимися асимметрией и контрастом.

Перечислим некоторые достижения последних лет в области отражательной интерферометрии.

1. Было обнаружено [6, 7], что «обращенная» интерференционная картина (см. рис. 2, б), которая раньше в силу ряда недостатков считалась нежелательной, имеет очень важное достоинство: при фотоэлектрической регистрации настройка на узкие минимумы отражения позволяет резко снизить дробовые шумы фотодетектора (ФД) (вследствие малой величины постоянной составляющей тока фотодетектора) и увеличить крутизну по сравнению с настройкой на максимум пропускания интерферометра Фабри — Перо. При этом достигается чувствительность к изменениям частоты света или набега фазы, являющаяся рекордной по отношению ко всем известным интерференционным системам. В принципе это существенно улучшает перспективы использования интерферометров в устройствах для стабилизации частоты лазеров, для регистрации субангстремных перемещений и колебаний, в сверхчувствительных сейсмометрах, детекторах гравитационных волн и т. п. Режим наивысшей чувствительности интерферометров с обращенными полосами соответствует случаю, когда минимумы отражения доходят до нуля. Этот режим легко реализовать, если оба зеркала интерферометра сделать оди-

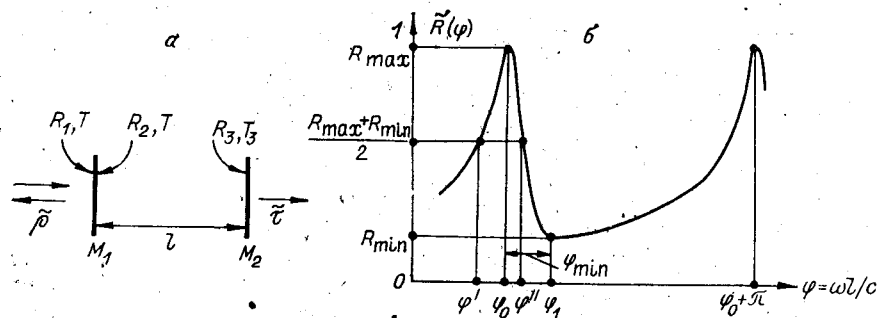


Рис. 3. Обозначение параметров двухзеркального интерферометра (а) и параметров его аппаратной функции (б) в отраженном свете.

наковыми. Но это положение справедливо лишь при условии, что поглощение в зеркалах очень мало по сравнению с пропусканием. Если же речь идет об интерферометрах рекордной чувствительности, то приходится использовать очень «плотные» зеркала, для которых это условие не выполняется. Теперь известно, что режим согласования интерферометра с источником ($R_{min} = 0$) может быть получен и для очень плотных зеркал, когда существенную роль играет поглощение. Зеркала при этом должны быть сделаны неодинаковыми.

2. Удалось найти [8] практический способ создания необращенных многолучевых полос (узкие светлые линии на темном фоне, рис. 2, в) в отраженном свете. Способ основан на применении металлодиэлектрических зеркал с резко выраженной асимметрией: высокий коэффициент отражения изнутри интерферометра, необходимый для обеспечения большого числа интерферирующих лучей, сочетается в них с малым отражением в сторону источника света, что создает необращенный характер и высокий контраст полос. Благодаря тому, что поглощение в этих зеркалах локализовано в очень тонком слое, можно получить резкость, контраст и яркость интерференционных полос, не уступающие аналогичным параметрам обычного интерферометра Фабри — Перо, а в некоторых случаях даже превосходящие их.

3. Следует упомянуть появление «дифракционного» ОИ [9]. Многолучевая разновидность этого интерферометра, предназначенная для создания необращенной характеристики, основана на использовании асимметричных «дифракционных» зеркал, в которых асимметрия отражения (т. е. нулевого порядка дифракции) достигается благодаря тому, что дифракция зависит от направления падения света на зеркало. Найдены и практически реализованы конкретные дифракционные структуры таких зеркал (из металла, диэлектрика или их сочетаний), при которых получается максимальная яркость света, отраженного ОИ. Дифракционный ОИ сохраняет многие преимущества ОИ с сосредоточенным поглощением и в определенной степени избавляет от тепловых эффектов, что представляет ценность при работе с мощными лазерными системами.

4. Выяснилась особая приспособленность ОИ для систем с гетеродинированием оптических сигналов. «Нулевой» луч, отраженный от первого зеркала в сторону источника света, имеет совершенно иные спектральные, корреляционные, шумовые и т. п. характеристики по сравнению с лучом, выходящим изнутри интерферометра. Одинаковая направленность и геометрическое совпадение этих двух лучей облегчают их фотосмешение на одном детекторе и создают основу для эффективных способов регистрации параметров падающего света и интерферометра. Так, в работе [10] при помощи ООИ реализован оптический аналог частотного дискриминатора Паунда и достигнута рекордная степень стабилизации частоты лазера. Более того, на выходе фотодетектора получен сигнал, пропорциональный отклонению фазы колебаний лазера от среднего значения, благодаря чему преодолено ограничение, опреде-

ляемое соотношением между шириной резонансной кривой дискриминатора и его быстродействием.

Заметим, что при интерферометре, работающем на пропускание, для аналогичного гетеродинирования необходимо сооружение добавочного интерферометра Маха — Цендера, как это изображено на рис. 1, 2, с соответствующим ухудшением стабильности и других параметров.

5. Обнаружилась нестандартность временного отклика ОИ. Нулевой луч мгновенно реагирует на изменение падающего света, а поле, выходящее изнутри интерферометра, имеет временные характеристики, определяемые временем установления или затухания резонансного поля ОИ. Этот эффект позволяет создать ряд практически важных устройств, например преобразователи длительности импульсов на основе ОИ [11].

6. В последние годы было установлено, что ОИ обладает своеобразными фазовыми характеристиками [12]. Благодаря этому возникает ряд полезных эффектов, на которые ранее в интерферометрии не обращалось внимания. Связь фазового сдвига и амплитуды отраженной волны в отличие от интерферометра Фабри — Перо не подчиняется известным дисперсионным соотношениям Крамерса — Кронига и отличается значительной гибкостью. Можно в принципе изготовить чисто фазовый ОИ, в котором вариация фазы не сопровождается изменением амплитуды.

Наблюдающийся сейчас рост интереса к отражающим интерферометрам позволяет предположить, что будут открыты и другие полезные особенности этих приборов.

§ 3. Сводка формул для вычисления параметров ОИ. Рассматриваемый нами двухзеркальный интерферометр изображен на рис. 3, а. Здесь R_1, R_2 — энергетические коэффициенты отражения первого зеркала M_1 со стороны источника света и изнутри интерферометра, Ψ_1 и Ψ_2 — фазы отражения. Энергетический коэффициент пропускания T и соответствующая фаза Φ не зависят от направления падения света. Второе зеркало характеризуется параметрами R_3, Ψ_3 и T_3 . Для расчета комплексного коэффициента отражения интерферометра (например, [13]) обычно используется формула

$$\tilde{\rho} = \sqrt{R_1} \exp(i\Psi_1) [1 + (1/U) \exp(-i\vartheta) / ((1/\mathcal{R}) \exp(i2\varphi) - 1)], \quad (1)$$

где $U = \sqrt{R_1 R_2} / T$, $\mathcal{R} = \sqrt{R_2 R_3}$, $\vartheta = \Psi_1 + \Psi_2 - 2\Phi$, $\varphi = \omega l / c - (\Psi_2 + \Psi_3) / 2$, l — длина интерферометра, ω — круговая частота, c — скорость света. В формуле (1) второе слагаемое в квадратных скобках пропорционально внутреннему полю интерферометра.

Из (1) можно получить формулу Дюфура — Унцингера:

$$\tilde{\rho} = \sqrt{R_1} \exp(i\Psi_1) [1 + \mathcal{R}^2 \exp(-i\vartheta) / U(1 - \mathcal{R}^2) + \mathcal{R} \exp(-i\vartheta - i\gamma) / U(1 - \mathcal{R}^2)]. \quad (2)$$

Здесь введено обозначение: $\gamma = 2 \arctg\{[(1 + \mathcal{R}) / (1 - \mathcal{R})] \operatorname{tg} \varphi\}$.

Наконец, если $R_3 = 1$ и максимальное значение $|\tilde{\rho}|^2$ равно единице, имеем [4, 14]

$$\tilde{\rho} = (1 - G - i[B - H \operatorname{ctg}(\omega l / c)]) / (1 + G + i[B - H \operatorname{ctg}(\omega l / c)]), \quad (3)$$

где

$$G = A_2 / T, \quad B = (2\sqrt{R_1 R_2} / A_1) \sin \vartheta, \quad H = A_2 / A_1, \quad (4)$$

$A_1 = 1 - T - R_1$, $A_2 = 1 - T - R_2$ — коэффициенты поглощения света в первом зеркале ОИ. Если $|\tilde{\rho}|_{\max}^2$ равно не единице, а некоторой величине R_{\max} , то для функции $\tilde{\rho} / \sqrt{R_{\max}}$ тоже справедливо выражение (3) с тем отличием, что входящие в его состав параметры G, B и H должны определяться несколько сложнее [15].

Все три формулы (1) — (3) позволяют найти $\tilde{R} \equiv |\tilde{\rho}|^2$. В частности, можно получить формулу Ами:

$$\tilde{R} = R_1 + T \frac{TR_3 - 2R_3 \sqrt{R_1 R_2} \cos \vartheta + 2 \sqrt{R_1 R_3} \cos(2\varphi + \vartheta)}{1 + R_2 R_3 - 2 \sqrt{R_2 R_3} \cos 2\varphi}. \quad (5)$$

Приведенные формулы имеют существенный недостаток: в них входит параметр ϑ , методы измерения которого неизвестны. Поэтому все формулы лишены предсказательной силы и пригодны для решения лишь ограниченного числа задач. Возможный выход состоит в вычислении параметра ϑ по известной физической структуре отражающего покрытия зеркала M_1 , если заданы характеристики материалов, из которых состоит это покрытие.

На рис. 3, б показан общий вид характеристики $\tilde{R}(\varphi)$ с обозначением положения максимума $\varphi = \varphi_0$ и минимума $\varphi = \varphi_1$, $\tilde{R}(\varphi_0) = R_{\max}$ и $\tilde{R}(\varphi_1) = R_{\min}$, а также точек φ' и φ'' , в которых $\tilde{R}(\varphi') = \tilde{R}(\varphi'') = (R_{\max} + R_{\min})/2$. Из (2) можно получить

$$R_{\max} = R_1 \{ \sqrt{1 + [\mathcal{R}^2/U(1 - \mathcal{R}^2)]^2 + (2\mathcal{R}^2/U(1 - \mathcal{R}^2)) \cos \vartheta} + \mathcal{R}/U(1 - \mathcal{R}^2) \}, \quad (6)$$

$$R_{\min} = R_1 \{ \sqrt{1 + [\mathcal{R}^2/U(1 - \mathcal{R}^2)]^2 + (2\mathcal{R}^2/U(1 - \mathcal{R}^2)) \cos \vartheta} - \mathcal{R}/U(1 - \mathcal{R}^2) \}. \quad (7)$$

Определим резкость \mathcal{F} как отношение расстояния между максимумами кривых $\tilde{R}(\varphi)$, к ширине максимумов на уровне $(R_{\max} + R_{\min})/2$, т. е. $\mathcal{F} = \pi/(\varphi'' - \varphi')$. Из (2) следует

$$\mathcal{F} = \pi \left\{ \operatorname{arctg} \left[\frac{1 - \mathcal{R}^2}{2\mathcal{R}} \sqrt{1 + \left(\frac{\sin \vartheta}{b_0 + \cos \vartheta} \right)^2} \right] \right\}^{-1}, \quad (8)$$

где $b_0 = (\mathcal{R}^2/U)/(1 - \mathcal{R}^2)$; считается, что $b_0 + \cos \vartheta > 0$. Если кривая $\tilde{R}(\varphi)$ обращена, т. е. имеет узкие минимумы, то за ширину этих минимумов можно принять величину $\pi - (\varphi'' - \varphi')$ и вместо параметра \mathcal{F} целесообразно пользоваться параметром $\mathcal{F}' = \pi/(\pi - \varphi'' + \varphi') = 1/(1 - 1/\mathcal{F})$. Если $b_0 + \cos \vartheta < 0$, то вычисления по формуле (8) дают резкость \mathcal{F}' по минимуму.

В некоторых приложениях ОИ (внутрилазерная частотная селекция, модуляционный дискриминатор с малой модуляцией фазы и т. п.) используется область характеристики $\tilde{R}(\varphi)$, близкая к максимуму. Тогда вместо резкости \mathcal{F} имеет смысл применять другой параметр — «остроту» F , определяемую равенством

$$F = - (1/2R_{\max}) (d^2 \tilde{R}/d\varphi^2)_{\varphi=\varphi_0, \varphi_1}. \quad (9)$$

При $R_{\max} = 1$ формула (3) дает

$$(F)_{\varphi_0} = 4G/H^2 = 4A_1^2/A_2 T. \quad (10)$$

Интересно отметить, что в (10) не входят параметры ϑ и B .

§ 4. Отражающий интерферометр с обращенными полосами (ООИ). Узкие темные интерференционные полосы на светлом фоне получаются при малом поглощении в первом зеркале ОИ. Такие зеркала чаще всего представляют собой диэлектрические многослойники, состоящие из диэлектриков с чередующимися показателями преломления n_3 и n_4 . Коэффициент поглощения таких зеркал обычно порядка 10^{-2} или меньше. Будем рассматривать случай плотных зеркал, когда величины T и $1 - R_3$ также значительно меньше единицы. Отбрасывая в (5) члены высшего порядка малости по A_1 , A_2 , T и $1 - R_3$, для области вблизи резонанса ($\operatorname{tg}^2 \varphi \ll 1$) получаем [5]

$$\tilde{R} = 1 - (2AT - 4T\varepsilon \operatorname{tg} \varphi) / ((A + T/2)^2 + 4 \operatorname{tg}^2 \varphi), \quad (11)$$

где $A = (A_2 + 1 - R_3)/2$; $\varepsilon = \vartheta - (2m + 1)\pi$ — малая величина, по крайней мере порядка $\sqrt{A_2}$. Если $\varepsilon \neq 0$, то кривая $\tilde{R}(\varphi)$ достигает минимума не при $\varphi = m\pi$ (в этой точке имеет место максимум пропускания интерферометра, если $T_3 \neq 0$), а при

$$\varphi_1 = m\pi - \varepsilon(2A + T)/16A, \quad (12)$$

и сама кривая $\tilde{R}(\varphi)$ становится слегка асимметричной. Для проведения дальнейших оценок необходимо вычислить «комбинированную фазу» ϑ

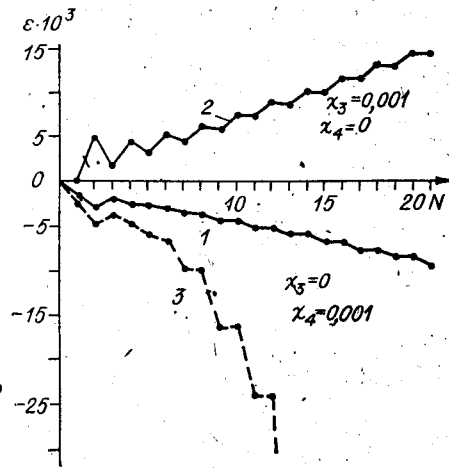


Рис. 4. «Комбинированная фаза» $\vartheta = \Psi_1 + \Psi_2 - 2\Phi$ четвертьволнового диэлектрического многослойника в зависимости от числа N его слоев.

По вертикали отложена величина $\varepsilon = \vartheta - (2m + 1)\pi$, где m подбирается из условия $\varepsilon < \pi$. Линия 1 соответствует поглощению в диэлектрике с большим показателем преломления ($n_4 = 2,3$); линия 2 — менее плотному диэлектрику ($n_3 = 1,35$); линия 3 показывает энергетическое ограничение на величину ε (следует сравнить с линией 1).

типичных многослойников, задав показатели поглощения χ_3 и χ_4 входящих в него диэлектриков. Расчет проводился нами при помощи рекуррентных формул Власова, и его результаты представлены на рис. 4.

Здесь по горизонтали отложено число N четвертьволновых слоев с показателями преломления $n_3 = 1,35$ и $n_4 = 2,3$; слои, начиная с n_4 , наносились на подложку $n_s = 1,46$. По вертикали отложена величина $\varepsilon = \vartheta - (2m + 1)\pi$. Если оба диэлектрика не поглощают, то $\varepsilon = 0$. Если не поглощает диэлектрик малой плотности ($\chi_3 = 0$), а второй диэлектрик имеет показатель поглощения $\chi_4 = 0,001$, то получаются точки, лежащие на линии 1, $\varepsilon < 0$. Если же $\chi_3 = 0,001$ и $\chi_4 = 0$, то $\varepsilon > 0$ (линия 2). В промежуточных случаях, как показывают численные расчеты, ε равно сумме двух слагаемых, из которых одно пропорционально χ_3 , а другое — χ_4 :

$$\varepsilon = C_3\chi_3 + C_4\chi_4, \quad (13)$$

причем $C_4 < 0$. Постоянные C_3 и C_4 при указанных выше значениях n_3 и n_4 могут быть определены из рис. 4. Линия 3 на рис. 4 дает предельные значения ε , допустимые с точки зрения закона сохранения энергии при конкретных параметрах многослойника, соответствующих точкам линии 1.

В видимой области спектра поглощением обладает главным образом диэлектрик большой плотности и при типичных значениях $\chi_3 = 10^{-4}$ и $\chi_4 = 10^{-3}$ имеем отрицательные значения ε , по порядку величины равные $4-5 \cdot 10^{-3}$ для $N \sim 13-15$. Для сравнения укажем, что соответствующие значения A_1 и A_2 в этих условиях равны $2-3 \cdot 10^{-3}$.

Проведенная оценка ε дает основание опустить второй член числителя в (11), и в результате получаем [5-7]

$$\bar{R} = 1 - 2AT / [(A + T/2)^2 + 4(\varphi - \varphi_1)^2]. \quad (14)$$

Эта формула пригодна для анализа работы интерференционных дискриминаторов (см. § 5). Однако в других случаях пренебрежение величиной ε может оказаться неоправданным, например для случая зеркал с заметным T , для оценки асимметрии и сдвига кривой $\bar{R}(\varphi)$ при рассмотрении ее хода вдали от минимума и т. п. Поэтому результаты вычисления ε имеют более общее значение, чем это продемонстрировано при выводе формулы (14). Они позволяют использовать точные выражения (1)-(8) в случае, когда зеркало M_1 является диэлектрическим многослойником. Неравенство нулю параметра ε может привести к смещению нуля отражающих частотных дискриминаторов, к неоднозначности перестроенных характеристик лазера с введенным внутрь ОИ (так называемого «трехзеркального» лазера), к взаимному смещению экстремумов пропускания и отражения в узкополосных интерференционных светофильтрах и т. п. Безусловно, поведение «комбинированной фазы» ϑ в разных обстоятельствах заслуживает более подробного изучения.

§ 5. Отражающие интерферометры наивысшей чувствительности.

Если многолучевой интерферометр рассматривать изолированно от внешних воздействий (вибрация, изменение температуры и давления, нестабильность источника света и т. п.), то его чувствительность зависит главным образом от коэффициента отражения зеркал. Современная технология изготовления диэлектрических зеркал дает возможность получать коэффициент поглощения порядка $2,5 \cdot 10^{-4}$ [16] и изготавливать интерферометры с добротностью $\sim 10^{11}$ при длине 1 м.

Второй фактор, содействующий повышению чувствительности, — использование лазеров в качестве источников света. Если выходной сигнал интерферометра регистрируется при помощи фотодетектора, то при расчете отношения сигнал-шум можно принимать во внимание лишь дробовые шумы ФД. С увеличением мощности лазера отношение сигнал-шум улучшается, так как мощность полезного сигнала на выходе ФД пропорциональна квадрату интенсивности света, а мощность шумов растет линейно. В принципе речь может идти о лазерах с выходной мощностью в десятки и сотни ватт, по крайней мере для проведения уникальных экспериментов, когда вопрос о стоимости не является первостепенным. Однако на этом пути возникает труднопреодолимое препятствие — нагрев зеркал интерферометра. Коэффициенты поглощения каждого из зеркал по отдельности очень малы, но в момент резонанса интерферометра почти вся падающая энергия выделяется на зеркалах и может вывести их из строя. Чем больше мощность лазера, тем более высокие требования предъявляются к системе охлаждения зеркал. Следует добавить, что лазер должен быть стабилен по частоте: относительное отклонение $\Delta\omega/\omega$ за время измерения не должно превышать $\Delta l/l$, где Δl — измеряемое перемещение. Это требование особенно трудно выполнить при большой базе l интерферометра. Несколько упрощая вопрос, можно считать, что при малых значениях l чувствительность ограничена тепловыми эффектами; а при больших — стабильностью частоты источника.

Наконец, третий путь, позволяющий резко увеличить чувствительность современных интерференционных систем, — рациональный выбор и оптимизация оптической схемы, и в частности переход к отражающим интерферометрам, которые в момент резонанса имеют нулевой коэффициент отражения. Здесь уместно сравнение с поляризационными методами измерения, очень распространенными в оптике. Высокую чувствительность этих методов иногда объясняют тем, что они «нулевые»: в момент точной компенсации свет на выходе отсутствует. Аналогично этому ООИ с узким резонансом $R_{\min} = 0$ также является «нулевым», точной настройке соответствует отсутствие света на выходе; при фотоэлектрической регистрации это приводит к чрезвычайно низкому уровню дробовых шумов. По мере выхода из резонанса интенсивность света нарастает очень круто из-за малой ширины резонансов многолучевого интерферометра, и благодаря этому можно получить выигрыш в чувствительности на 2—3 порядка по сравнению с поляризационными устройствами и двухлучевыми интерферометрами.

Разсмотрим подбор параметров ООИ, при котором обеспечивается $R_{\min} = 0$. Как уже указывалось, для интерферометров высокой чувствительности с плотными зеркалами необходимо специально подбирать коэффициент пропускания T первого зеркала или коэффициент отражения R_3 второго (последнее менее целесообразно, так как выгодно иметь максимально возможное значение R_3). Для частного случая $A_1 = A_2$, $\vartheta = (2m + 1)\pi$ это было показано в [17]. Согласно (14) имеем $R_{\min} = (2A - T)/(2A + T)$, и, следовательно, условие $R_{\min} = 0$ приводит к равенству $T = 2A$ [6] или

$$T = A_2 + 1 - R_3 \quad (15)$$

и в первом приближении не зависит от A_1 . Равенство (15) справедливо, если A_1 , A_2 , T и $1 - R_3$ значительно меньше единицы. Если же T и $1 - R_3$

произвольны, то вместо (15) получаем [5, 6]

$$T = A_2 + (1 - R_3)(1 - A_1 - A_2). \quad (16)$$

Наконец, в самом общем случае условие $R_{\min} = 0$ согласно (7) дает

$$R_3(T^2 + R_1 R_2 - 2T\sqrt{R_1 R_2} \cos \vartheta) - R_1 = 0. \quad (17)$$

В принципе формулу (17) тоже можно использовать для подбора T , но величины T , R_1 , R_2 и ϑ взаимосвязаны, и это усложняет дело.

§ 6. Оценка чувствительности ОИ при измерении малых перемещений. Перейдем к оценке предельной чувствительности ООИ на примере измерения очень малых перемещений. Если принять, что при изменении длины интерферометра на $(\Delta l)_{\min}$ на выходе ФД возникает сигнал, мощность которого равна мощности дробовых шумов, то можно получить следующую формулу (см., например, [18]):

$$(\Delta l)_{\min} = \sqrt{\tilde{R} h \lambda c \Delta f / 2 \pi^2 \eta P_0 S^2}. \quad (18)$$

Здесь $S = |d\tilde{R}/d\varphi|$ — крутизна характеристики интерферометра по фазе, P_0 — мощность источника света, Δf — полоса частот, η — квантовый выход ФД, h — постоянная Планка. Из формулы (18) видно, что чувствительность пропорциональна квадратному корню из мощности P_0 . Но для нас важнее знать не мощность лазера, а мощность $P_{\text{инт}}$, рассеиваемую внутри интерферометра: $P_{\text{инт}} = P_0 \tilde{A}$, где $\tilde{A} = 1 - \tilde{R} - T$. Подставляя $P_{\text{инт}}$ в (18), приходим к выражению

$$(\Delta l)_{\min} = \sqrt{h \lambda c \Delta f / 2 \pi^2 \eta Q' P_{\text{инт}}}, \quad (19)$$

где $Q' = S^2 / (\tilde{R} \tilde{A})$.

Дальнейшая задача состоит в подборе параметров интерферометра таким образом, чтобы параметр Q' был максимален. Это зависит от конкретного способа получения сигнала расстройки. Если взята рабочая точка $\tilde{R}(\varphi_1) = R_{\min}$, то непосредственное получение сигнала невозможно, так как в этой точке $d\tilde{R}/d\varphi = 0$ и отсутствует информация о направлении изменения φ . Предложены различные искусственные способы настройки на экстремум ОИ: схема Паунда [10], использование поляризационных свойств ОИ с внутренним анизотропным элементом [19] или интерференции с падающим светом другого модового состава [20] и т. д. Рассмотрим метод [21, 22], который основан на модуляции фазы φ с низкой частотой Ω и на последующем выделении сигнала этой частоты на выходе ФД. Фазовая расстройка, входящая в (14), запишется следующим образом:

$$\varphi - \varphi_1 = \Delta\varphi + \beta \sin \Omega t,$$

где β — амплитуда модуляции, $\Delta\varphi$ — измеряемое возмущение фазы, $\Delta\varphi = (\omega/c)\Delta l$. В выражение для Q' вместо \tilde{R} и \tilde{A} войдут средние за период модуляции значения этих величин \bar{R} , \bar{A} , а для нахождения крутизны S следует разложить функцию (14) в ряд Фурье по времени, найти амплитуду R_n первой гармоники и продифференцировать ее по $\Delta\varphi$: $S = |dR_n/d(\Delta\varphi)|$. Получаем [6, 7]

$$\bar{R} = 1 + (8x/(2+x)^2)[1 + 16\beta^2/A^2(2+x)^2]^{-1/2}, \quad (20)$$

$$S = (16\beta x/A^2)(1+x/2)^{-1}[(1+x/2)^2 + 4(\beta/A)^2]^{-3/2}. \quad (21)$$

Здесь $A = (A_2 + A_3 + T_3)/2$, $x = T/A$.

Считая потери в зеркалах заданной величиной, можно для каждого значения β/A найти коэффициент пропускания первого зеркала, при котором параметр Q' максимален. При этом следует положить $T_3 = \tilde{T} = 0$, так как проходящий свет мы не регистрируем. Результаты расчета представлены на рис. 5. Кривой 1 показано оптимальное пропускание первого зеркала ООИ $(T/A)_{\text{опт}}$, кривой 2 — соответствующие этому значению параметра $Q'A^2$. Максимальная величина $Q'A^2$ равна 8 и достига-

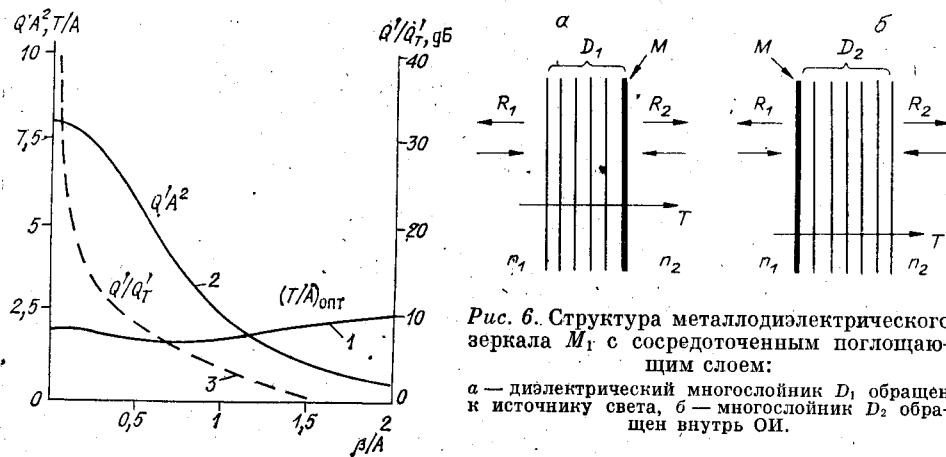


Рис. 5. Результат оптимизации ООИ на максимум отношения сигнала к шуму при модуляционном методе получения сигнала расстройки и заданном уровне выделения тепла в зеркалах.

ется при $T \approx 2A$ и очень малых амплитудах модуляции $\beta \leq (0,2-0,3)A$.

Используем найденное значение Q' для численной оценки по формуле (19). Полагая $\lambda = 0,5$ мкм, $\eta = 0,8$ и $A = 3 \cdot 10^{-4}$, получаем

$$(\Delta l)_{\min} \sqrt{P_{\text{инт}}} \Delta f = 0,85 \cdot 10^{-20} \text{ м} \cdot \text{Вт}^{1/2} \text{ Гц}^{-1/2}.$$

§ 7. Сравнение чувствительности интерферометров на отражение и на пропускание. Аналогичные вычисления могут быть проведены и для интерферометра, работающего на пропускание, только вместо параметра Q' необходимо ввести параметр $Q'_T = S^2 / (\bar{T}A)$. Он достигает максимума, равного $0,186/A_0^2$, при $\beta/A_0 = 0,816$. Иначе говоря, при одном и том же поглощении в зеркалах и одинаковой выделяемой мощности ОИ обеспечивает в 43 раза лучшее отношение мощностей сигнала и шума на выходе фотоприемника. На рис. 5 кривой 3 показана в логарифмическом масштабе зависимость отношения Q'/Q'_T от β/A .

Приведенными выше цифрами преимущество ОИ не исчерпывается. Следует отметить, что наилучшие характеристики ОИ достигаются при очень малых амплитудах модуляции фазы, что технически проще реализуется, обеспечивает лучшую стабильность и снижает требования к электронной схеме обработки сигнала. В отличие от этого ПИ требует сканирования на всю ширину резонансной кривой. Если амплитуда модуляции задана и очень мала, то преимущество ОИ становится подавляющим и его использование может увеличить чувствительность в сотни раз. К этому следует добавить уменьшенное влияние амплитудных шумов лазера.

Кроме того, второе непрозрачное зеркало ОИ может быть сделано из материала с высокой теплопроводностью, благодаря чему несколько упрощается его охлаждение.

Как уже отмечалось, достижение предельной чувствительности ОИ при измерении механических величин требует стабилизации частоты лазера — источника света. Аналогично этому использование интерферометра для измерения малых девиаций частоты требует предельной стабильности механических свойств интерферометра и его максимальной изоляции от внешних воздействий. Второй путь был взят за основу авторами работ [10, 23] при попытке создания лазера с шириной линии излучения менее одного герца с перестройкой в пределах всего видимого диапазона.

§ 8. Отражающий интерферометр с «трансмиссионным» профилем полос. Рассмотрим теперь второй тип отражающих интерферометров, в котором интерференционные полосы не обращены по отношению к по-

лосам в проходящем свете и подобно последним имеют вид узких светлых полос на темном фоне. Полосы этого типа будем называть «трансмиссионными» за неимением лучшего термина.

Для получения таких видов зависимости $R(\varphi)$ нужно устранить или значительно ослабить нулевой луч, отраженный от первого зеркала в сторону источника. Обычный способ, впервые примененный в [1], заключается в геометрическом «вырезании» этого луча, что накладывает серьезные ограничения на устройство интерферометра. Более перспективным представляется другой способ — уменьшить коэффициент отражения R_1 первого зеркала в сторону источника. Так как R_2 должно быть велико (чтобы обеспечить большое число отражений внутри интерферометра), то зеркало M_1 по необходимости должно иметь сильную асимметрию по отражению и, следовательно, включать в свой состав поглощающие свет компоненты. На рис. 6 показаны два варианта структуры переднего зеркала, предложенные в [8] и удовлетворяющие поставленным требованиям. Зеркало представляет собой сочетание металлического слоя M малой толщины, обладающего значительным поглощением, и многослойника D_1 или D_2 из чередующихся слоев двух диэлектриков с показателями преломления n_3 и n_4 ; в первом приближении диэлектрики можно считать непоглощающими. К отражателю со стороны источника прилегает среда с показателем преломления n_1 , а внутри интерферометра — среда n_2 ; одна из этих сред соответствует подложке, другая является воздухом.

Назначение двух составных частей зеркала на рис. 6 зависит от их расположения. В варианте зеркала, изображенном на рис. 6, а, слой металла M обеспечивает высокое отражение зеркала изнутри (R_2), а многослойник D_1 служит для согласования металла со средой n_1 с целью уменьшения R_1 . В варианте, показанном на рис. 6, б, многослойник D_2 обладает высоким отражением изнутри интерферометра, из среды n_2 , а металлический слой M является согласующим элементом для уменьшения R_1 со стороны среды n_1 .

Расчет параметров R_1 , R_2 , T и ϑ зеркал, изображенных на рис. 6, можно в принципе выполнить, если каждое зеркало, в свою очередь, считать интерферометром, два «зеркала» которого соответствуют металлической и диэлектрической частям зеркала M_1 . Измерив или рассчитав амплитудные и фазовые параметры этих двух частей по отдельности, можно определить параметры зеркала в целом. Можно также использовать для расчета матричный метод. Однако простейший и наиболее эффективный подход состоит в использовании теории длинных линий на основе известной аналогии между распространением волн в свободном пространстве и в линиях передачи. Адекватность этого математического аппарата поставленной задаче связана, в частности, с тем, что выполненные условия $R_1 \approx 0$ очень близко к задачам согласования импедансов в технике СВЧ.

Металлические пленки, используемые в первом зеркале, имеют толщину, значительно меньшую длины волны: 20—30 нм для рис. 6, а и 5—6 нм для рис. 6, б. Поэтому их можно трактовать как проводящие поверхности с комплексной поверхностной проводимостью

$$Y_s = Y'_s + iY''_s = Y_0 (\xi' + i\xi''),$$

где $Y_0 = (377 \text{ Ом})^{-1}$, что значительно облегчает расчет системы и эксперименты с нею. Обширный круг вопросов, связанных с расчетом, и полученные результаты подробно обсуждаются в [4, 5], поэтому мы на них не останавливаемся. Из этих расчетов и из практики изготовления зеркал следует, что схема, приведенная на рис. 6, б, имеет несомненные преимущества. При использовании в качестве D_2 диэлектрического шестислойника можно, например, получить зеркала с $R_1 \approx 0$, $R_2 = 0,95$ и $T = 0,025$, что при $R_3 = 1$ обеспечивает резкость отраженной интерференционной картины порядка 100; экспериментально получены значения $\mathcal{F} \sim 70$.

Следует обратить внимание на то, что одной асимметрии отражения еще недостаточно для создания высококачественного зеркала для НОИ. Очень важно, чтобы вводимое поглощение было сосредоточенным, а не «размазывалось» по всей толщине отражателя. Только в этом случае можно обеспечить, помимо нужной ширины интерференционных полос, еще и высокую их яркость (т. е. $R_{\max} \approx 1$ при $R_3 = 1$). С этой точки зрения схема на рис. 6, б лучше, чем на рис. 6, а, так как предусматривает более тонкий металлический слой.

Зеркала, изображенные на рис. 6, обладают большим числом регулируемых параметров (число слоев, их толщины, выбор материалов) и могут быть использованы не только для получения трансмиссионного профиля полос, но и для получения других заданных функций $\bar{R}(\varphi)$ из числа описываемых формулами (1)–(3) и отличающихся резкостью, асимметрией, контрастом и т. п. В [5, 24] решена задача синтеза физической структуры первого зеркала, реализующей заданные характеристики, например определенные значения параметров G , B и H (§ 3). В работе [24] рассматривалась схема рис. 6, б, которая конкретизировалась следующим образом: считалось, что многослойник D_2 состоит из N четвертьволновых диэлектрических слоев и двух нечетвертьволновых слоев с оптической толщиной l_5 и l_6 , расположенных между N -слойником и металлической пленкой M . Подбор параметров N , l_5 , l_6 вместе с параметром ξ' металлической пленки позволяет решить задачу.

§ 9. Практические аспекты изготовления зеркал ОИ с трансмиссионным профилем полос. Для того чтобы профиль полос $\bar{R}(\varphi)$ на отражение был аналогичен профилю на пропускание, мы должны выполнить условие $R_1 = 0$ для первого зеркала ОИ, т. е. «согласовать» зеркало M_1 со средой n_1 . Тогда $\bar{R}(\varphi)$ будет полностью соответствовать обычной аппаратной функции интерферометра Фабри — Перо.

Однако можно попытаться улучшить контраст интерференционных полос НОИ по сравнению с интерферометром Фабри — Перо. Для этого следует взять малое, но не равное нулю значение R_1 с таким расчетом, чтобы при некоторой настройке всего интерферометра нулевой луч компенсировался выходящим изнутри ОИ полем той же амплитуды, но противоположным по фазе. Тогда получается $R_{\min} = 0$, что недостижимо в ПИ. Таким образом, возможны два варианта: согласование первого зеркала ($R_1 = 0$) или согласование всего интерферометра ($R_{\min} = 0$).

Если обратиться к рис. 6, б и считать поверхностную проводимость металлической пленки чисто омической ($\xi'' = 0$), то для первого варианта надо выполнить условие $\xi' + n_{2\text{эф}} = n_1$, где $n_{2\text{эф}}$ — показатель преломления среды n_2 , «трансформированный» многослойником D_2 в плоскость пленки M . Для второго варианта при $R_3 = 1$ получается условие $\xi' = n_1$ [4]. Эти условия легко выполнить путем регулирования толщины металлической пленки. Но обычно дело усложняется тем, что пленка имеет и реактивную компоненту проводимости. Для произвольного первого зеркала с сосредоточенным поглощением в первом варианте согласно (3) и (4) $G + H = 1$ и $B = 0$. Во втором варианте согласования $G = 1$, но если кроме идеального контраста ($R_{\min} = 0$) требуется получить симметричный профиль полос, то нужно выполнить дополнительное условие $B = 0$.

Если многослойники D_1 и D_2 четвертьволновые, то при $\xi'' \neq 0$ имеем $B \neq 0$. Выход здесь заключается в усложнении структуры многослойников так, чтобы возникающие при этом фазовые сдвиги компенсировали влияние реактивности поглощающей пленки. Это можно сделать разными способами. В работах [4, 25] рассмотрен случай, когда компенсация достигается при помощи четвертьволнового диэлектрического слоя, расположенного слева (см. рис. 6) от пленки M , и приводится расчет толщины этого слоя. В [26] компенсирующий слой находится между M и D_2 или справа от D_2 (см. рис. 6, б).

Еще один способ состоит в том, чтобы взять многослойник с одинаковой, но не равной $\lambda/4$ толщиной слоев [27]. Практически это можно

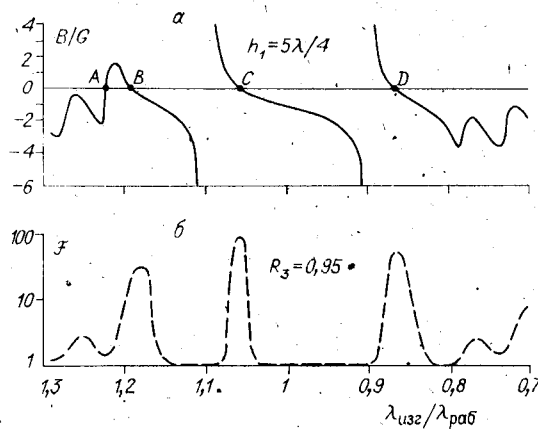


Рис. 7. Компенсация реактивности проводящей пленки путем пропорционального изменения толщины всех слоев многослойника зеркала M_1 (в схеме рис. 6, б).

Внизу приведены значения резкости отраженных полос для интерферометра, второе зеркало M_2 которого имеет коэффициент отражения $R_3 = 0,95$.

выполнить, если нанести многослойник из слоев, оптическая толщина которых равна $\lambda_{изг}/4$, где $\lambda_{изг}$ не равна рабочей длине волны $\lambda_{раб}$, а отношение $\lambda_{изг}/\lambda_{раб}$ подбирается из условия компенсации реактивности пленки металла. На рис. 7, а приведена расчетная зависимость параметра B/G от $\lambda_{изг}/\lambda_{раб}$ для зеркала, состоящего из пленки с поверхностной проводимостью $\xi' + i\xi'' = 1,46 - i1,46$ и 12-слойника из диэлектриков с показателями преломления $n_3 = 1,35$, $n_4 = 2,3$ на подложке с $n_s = 1,46$. Здесь при $\lambda_{изг}/\lambda_{раб} = 1$ отношение $B/G = -1$, но есть отдельные длины волн $\lambda_{раб}$, для которых $B = 0$: точки А, В, С и D на рис. 7, а. В этих точках при выбранном значении ξ' зеркало обладает приемлемым соотношением R_1 и R_2 . Если его использовать в ОИ в качестве зеркала M_1 , то для $R_3 = 0,95$ получится резкость полос, показанная на рис. 7, б. Очевидно, что лучше всего выбрать $\lambda_{изг}/\lambda_{раб} = 1,06$, тогда \mathcal{F} достигает 100. Необходимо указать, что толщина первого диэлектрического слоя, прилегающего к металлу, с целью увеличения дисперсии многослойника была взята равной $5\lambda_{изг}/4$, а не $\lambda_{изг}/4$.

Наиболее точный подбор согласования возможен при использовании двух нечетвертьволновых слоев [5, 24], о чем уже сообщалось в § 8.

Хотя описанные методы согласования решают поставленную задачу, они требуют прецизионного контроля толщины покрытий и обязательного предварительного измерения параметров ξ' и ξ'' металлической пленки. Приведенная активная проводимость может быть вычислена, если измерить коэффициенты пропускания пленки T (без многослойника) и поглощения A , при падении света со стороны подложки: $\xi' = A/T$. Измерение реактивной проводимости ξ'' более сложно [4], и, кроме того, отношение ξ''/ξ' сильно зависит от технологии. Хотелось бы вместо этого иметь такой метод согласования, который был бы технически близок к обычным методам изготовления многослойных зеркал и не был бы столь зависим от точных значений ξ' и ξ'' , позволяя «автоматическую» коррекцию ошибок, включая и ошибки в толщине диэлектрических слоев. Такой метод предложен в работе [28]. Сначала на подложку наносится металлическая пленка, а затем диэлектрические слои n_3 и n_4 , начиная со слоя, имеющего малый показатель преломления n_3 , причем нанесение каждого слоя прерывается в момент экстремума коэффициента отражения R_1 со стороны металлической пленки: слой n_3 — при максимуме R_1 , слой n_4 — при минимуме. На рис. 8, а представлены результаты моделирования на ЭВМ процесса нанесения на поглощающую пленку многослойника по экстремумам R_1 . Показатель преломления подложки 1,46; приведенная проводимость металлической пленки равна $\xi' + i\xi'' = 1,34 - i1,34$; показатели преломления чередующихся диэлектрических слоев (1,35 и 2,3) обозначены на рисунке. По горизонтали отложена сумма оптических толщин слоев, деленная на длину волны:

$$\Theta = (1/\lambda) \sum_i n_i h_i,$$

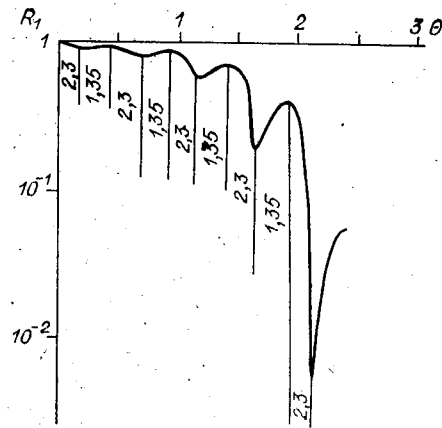
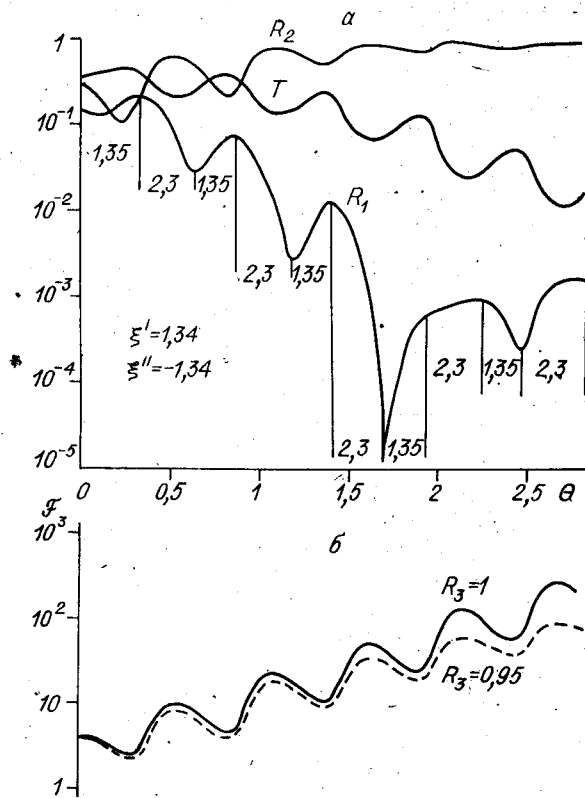


Рис. 9. Моделирование процесса нанесения антиотражающего многослойника на поверхность серебра по экстремумам отражения со стороны вакуума.

Рис. 8. Моделирование процесса нанесения многослойника D_2 на минимум R_1 (а) и соответствующие значения резкости аппаратной функции ОИ (б).

где h_i — толщина каждого слоя, n_i — его показатель преломления. Значения R_1 , R_2 и T при $\theta = 0$ соответствуют непокрытой металлической пленке без подложки. Из рис. 8, а видно, что по мере нанесения слоев R_2 , осциллируя, приближается к единице, T уменьшается, а R_1 после шестого слоя достигает чрезвычайно малого значения $2 \cdot 10^{-5}$, в этот момент $R_2 = 0,86$ и $T = 0,075$. Если процесс нанесения покрытий продолжается, то R_1 начинает возрастать, но остается достаточно малой величиной. Можно сказать, что здесь демонстрируется не совсем обычный случай нанесения антиотражающего покрытия на металлическую пленку: покрытие расположено на «тыловой» стороне пленки. Повторение расчетов для значений параметров пленки $0,3 < \xi' < 1,46$ и $-4 < \xi''/\xi' < 4$ показало надежность и универсальный характер такого метода согласования первого зеркала. Эксперимент [28] полностью подтверждает этот вывод.

На рис. 8, б даны графики резкости трансмиссионных полос ОИ, первым зеркалом которого является изготавливаемая система, а второе зеркало R_3 имеет коэффициент отражения 0,95 (штриховая линия) или 1. Могут быть получены значения \mathcal{F} порядка 50—100.

Рассмотренный метод относится к схеме, представленной на рис. 6, б. Он может быть также применен и к отражателю, изображенному на рис. 6, а. Металлический слой M в этом случае обладает значительной толщиной, и его входная проводимость, которую надо согласовать со средой n_1 при помощи многослойника D_1 , близка к входной проводимости сплошного металла. На рис. 9 показано моделирование процесса нанесения антиотражающего многослойника ($n_3 = 1,35$, $n_4 = 2,3$) на серебро ($\lambda = 0,65$ мкм, $n = 0,07$, $\chi = 4,2$) по экстремумам отражения R_1 со стороны вакуума ($n_1 = 1$). Слой $n_3 = 2,3$, включая первый, наносится до минимума R_1 , слой $n_3 = 1,35$ — до максимума R_1 . В результате R_1 от первоначальной величины 0,983 снижается до $4,8 \cdot 10^{-3}$ при $N = 9$. Таким образом, «неотражающее» зеркало со структурой, представленной

на рис. 6, а, вполне может быть изготовлено, хотя согласование здесь оказывается несколько более трудным, чем в схеме рис. 6, б. Кроме того, большая толщина металлического слоя приводит к снижению яркости интерференционных полос.

§ 10. Дифракционный вариант ОИ с «трансмиссионной» аппаратной функцией. Для того чтобы сделать функцию $R(\varphi)$ близкой к трансмиссионной, мы вынуждены были ввести поглощение, благодаря чему была достигнута резкая асимметрия зеркала M_1 по отражению. Этому же результату в принципе можно добиться, если первое зеркало сильно рассеивает свет или искажает его поляризацию. Необходимая асимметрия отражения при этом может быть получена за счет искусственной асимметрии прилегающих диэлектрических сред, для чего, как мы показали, могут быть использованы диэлектрические многослойники.

Рассеивающие зеркала особенно полезны в случае большой мощности падающего света, например в сочетании с лазерами, так как позволяют уменьшить тепловые эффекты.

Рассеивающая свет структура зеркала M_1 [4], например, выполняется в виде пятен или полосок оптического покрытия на прозрачной подложке. Эти пятна или образуют регулярную дифракционную структуру с периодом d , или же располагаются хаотически: для работы ОИ используется лишь отраженный и проходящий свет, т. е. нулевой порядок дифракции, а дифрагированное поле может быть любым, лишь бы оно не вносило вклад в собственную моду интерферометра и не мешало регистрации отраженного излучения.

Коэффициент отражения ОИ с поглощающим первым зеркалом доходит почти до единицы из-за сосредоточенного характера поглощения. ОИ с дифракционным зеркалом также должен иметь $R_{\max} \approx 1$, иначе все характеристики интерферометра будут очень низкими. Иными словами, дифрагированная энергия должна обращаться в нуль при какой-то определенной настройке интерферометра. Необходим поиск особого класса тонкослойных дифракционных структур, которые были бы аналогом поглощающего слоя малой толщины.

Рис. 10 поясняет, как происходит исчезновение дифракции в поле стоячей волны вследствие интерференции дифрагированных полей [4, 9]. Здесь показан ОИ, в котором зеркало M_1 — тонкослойная дифракционная структура, образованная областями a и b , имеющими разные оптические характеристики. Например, области a могут представлять полоски оптического покрытия, нанесенные путем испарения в вакууме сквозь маску; в этом случае промежутки между полосками (области b) остаются прозрачными. Как элементы a , так и элементы b могут частично отражать и частично пропускать свет. Зеркало M_2 — обычное, с высоким коэффициентом отражения. На первое зеркало интерферометра слева падает по нормали волна с амплитудой E^+ , а справа — с амплитудой E^- , отраженная от зеркала M_2 . Эти две волны рассеиваются структурой «вперед» и «назад». В результате интерференции полная энергия, рассеиваемая решеткой в пространство, может сильно отличаться от суммы

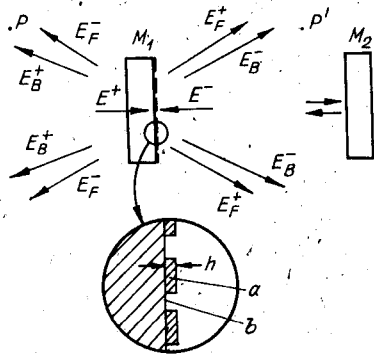
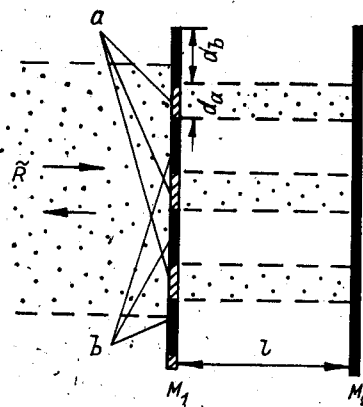


Рис. 10. Пояснение принципа действия ОИ с дифракционным зеркалом M_1 , обладающим нулевой дифракцией при помещении в определенное место стоячей волны:

E_F и E_B — дифрагированное «вперед» и «назад» излучение, соответствующее волнам E^+ и E^- ; P и P' — точки, в которых поля должны одновременно обращаться в нуль.

Рис. 11. Дифракционный интерферометр с малой базой l , в котором зеркало M_2 находится в зоне геометрической тени элементов a и b дифракционной структуры:
 d_a и d_b — размер элементов структуры, $d_a + d_b = d$.



рассеянных энергий двух бегущих волн E^+ и E^- . В частности, если интерферирующие поля находятся в противофазе, а их амплитуды повсюду попарно равны, то решетка не будет рассеивать энергию в пространство, и, следовательно, $R_{\max} = 1$. Пространственное совмещение полей следует из теоремы Бабинне. Конечно, полное погашение рассеянного света возможно лишь при определенной разности фаз волн E^+ и E^- , которая зависит от оптической длины интерферометра l и частоты света. Кроме того, погашение полей должно наступать одновременно как слева, так и справа от зеркала M_1 . Это накладывает определенные довольно строгие условия на дифракционную структуру.

В [4, 9] описываются конкретные варианты тонкослойных покрытий, обладающих необходимыми свойствами. Области a могут представлять участки металлической пленки толщиной h , равной примерно $m\lambda/2$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), причем наилучшие результаты получаются при $h \ll \lambda$. Кроме того, может быть использовано одно- или многослойное диэлектрическое покрытие без потерь. В этом случае его параметры без учета подложки должны удовлетворять условию (при $d \gg \lambda$, $h \ll d^2/\lambda$)

$$T^a = \cos^2(\Phi^b - \Phi^a). \quad (22)$$

Здесь T^a — коэффициент пропускания элементов покрытия, Φ^a — фаза коэффициента пропускания покрытия, Φ^b — фаза пропускания в промежутках между покрытыми участками, причем считается, что в промежутках $T^b = 1$.

§ 11. Дифракционный ОИ при малом расстоянии между зеркалами. Условие обращения в нуль дифрагированного света не зависит от расстояния между зеркалами M_1 и M_2 , лишь бы поверхность M_1 совпадала с поверхностями равных фаз собственной моды интерферометра. Однако при попытке расчета коэффициента отражения $\tilde{R}(\varphi)$ становится очевидным, что нельзя брать очень маленькое расстояние l между зеркалами, так как теряется возможность рассматривать зеркало M_1 как единое целое. При $l \ll d^2/\lambda$ зеркало M_2 оказывается в зоне геометрической тени элементов структуры и ОИ разбивается на слабо связанные между собой отдельные интерферометры, как это показано на рис. 11 [29].

Если $R_s = 1$, а отражающие области a и b не обладают поглощением, то коэффициенты отражения парциальных интерферометров равны единице независимо от расстояния l . Однако коэффициент отражения \tilde{R} совокупности этих интерферометров (нулевой порядок дифракции) зависит от фазы отражения в областях a и b (соответственно Ψ^a и Ψ_1^b) и может быть не равен единице:

$$\tilde{R} = 1 - 4s(1-s)\sin^2[(\Psi_1^a - \Psi_1^b)/2], \quad (23)$$

где s — эффективная доля площади светового пучка, занимаемая областями a . Для парциальных интерферометров справедливы формулы

$$\Psi_1^a = -2 \operatorname{arctg} \left[\frac{1 - \sqrt{R_1^a}}{1 + \sqrt{R_1^a}} \operatorname{tg}(\varphi + \varphi_0^a) \right] + \Psi_0^a, \quad (24)$$

$$\Psi_1^b = -2 \operatorname{arctg} \left[\frac{1 - \sqrt{R_1^b}}{1 + \sqrt{R_1^b}} \operatorname{tg}(\varphi + \varphi_0^b) \right] + \Psi_0^b, \quad (25)$$

где R_1^a и R_1^b — коэффициенты отражения областей a и b первого зеркала, $\varphi = \omega l/c$; параметры φ_0^a и φ_0^b — некоторые постоянные фазы, учитывающие небольшое отличие оптических длин интерферометров a и b ; Ψ_0^a и Ψ_0^b — такие же постоянные добавки к фазам отражения парциальных интерферометров. Все четыре указанные постоянные фазовые добавки в принципе могут подбираться независимо при конструировании оптических покрытий областей a и b .

Величины Ψ_1^a и Ψ_1^b нелинейно зависят от l и ω : в момент резонанса фаза изменяется очень быстро, производные $|d\Psi_1^a/d\varphi|$ и $|d\Psi_1^b/d\varphi|$ велики; между резонансами фаза почти постоянна. Для получения желаемого характера функции $\bar{R}(\varphi)$ в виде резких максимумов необходимо, чтобы в точке $\bar{R} = R_{\max} = 1$ фаза одного интерферометра (например, Ψ_1^a) менялась очень быстро, а второго — медленно; тогда их разность, входящая в (23), будет изменяться очень быстро. Это достигается при $\varphi_0^a - \varphi_0^b = \pi/2$ и $\Psi_0^a - \Psi_0^b = \pi$.

Конечно, зависимость $\bar{R}(\varphi)$ в такой системе гораздо сложнее, чем в обычном отражающем интерферометре (§ 3). В частности, при изменении φ на π имеется не один, а два максимума. Различные варианты отражающих дифракционных интерферометров ближней зоны и вопросы их конструирования рассмотрены в [29].

Требования к оптическим параметрам покрытий в схеме, изображенной на рис. 11, слабее, чем в схеме на рис. 10, так как точка $R_{\max} = 1$ соответствует компенсации полей не с обеих сторон структуры, а только с одной. Если условие $l \ll d^2/\lambda$ не выполнено, то интерферометры a и b уже нельзя рассматривать отдельно, и при больших расстояниях l переходим к обычной двухзеркальной схеме, которая описывалась в предыдущих параграфах. Однако если дифракционная структура имеет вид правильной решетки с периодом d , то при некоторых определенных расстояниях l , кратных d^2/λ , интерферометр имеет почти такие же характеристики, как при $l \ll d^2/\lambda$ [30]. Причина заключается в том, что решетка в этих точках совпадает с ее отраженным в зеркале M_2 изображением, возникающим вследствие фазировки пространственных гармоник дифрагированного поля (эффект Тальбота). В результате зависимость свойств дифракционного интерферометра от l приобретает осциллирующий характер.

Описанные здесь дифракционные отражающие интерферометры могут быть использованы для селекции мод и спектральных переходов в лазерах (например, [31]), в качестве отражающих светофильтров и т. п. Некоторый их недостаток по сравнению с поглощающим вариантом ОИ состоит в том, что отраженная интерференционная картина «загрязнена» рассеянным светом. Но для лазерных пучков с малой расходимостью разделение отраженного и рассеянного света не представляет затруднений. К числу преимуществ, кроме уже отмеченного уменьшения тепловых эффектов, следует отнести расширение круга достижимых параметров ОИ. Так, удается значительно увеличить параметр G , связанный в поглощающей пленке с омической частью $Y_s' = \xi' Y_0$ поверхностной проводимости, а в дифракционном зеркале — еще и с «проводимостью излучения». Последний параметр для структуры, образованной из высокоотражающих металлических элементов, равен $Y_0(n_1 + n_2)s/(1-s)$ [4].

Как и для всяких новых устройств, требуется, по-видимому, некоторый промежуток времени, чтобы оценить потенциальные возможности

дифракционных ОИ и более определенно указать перспективы их применения в оптике.

Следует сказать несколько слов о месте, занимаемом рассмотренными дифракционными зеркалами среди различного рода «сетчатых» и «решеточных» элементов, широко используемых в далеком инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах в качестве зеркал, поляризаторов, светоделителей, фильтров и т. п. В частности, такие элементы нашли применение в интерферометрах Фабри — Перо, работающих на пропускание, и в узкополосных светофильтрах. Во всех этих случаях период d должен быть меньше длины волны излучения, иначе неизбежно резкое ухудшение работы устройства из-за появления дифракции. Теперь очевидно, что устранение дифракции возможно даже при $d \gg \lambda$ путем перехода к устройствам стоячей волны и к отражательным системам. Изложенная здесь идея «дифракционного зеркала» для ОИ, может быть, позволит продвинуть использование «сеток» и «решеток» в коротковолновую область оптического спектра благодаря отмене ограничений на период.

Заключение. Автор настоящей статьи старался показать, что многолучевые отражающие интерферометры занимают особое место среди всех интерференционных приборов. Главное их достоинство — возможность в больших пределах трансформировать характеристики в соответствии с требованиями конкретной задачи. Среди уже зарекомендовавших себя частных приложений следует назвать, во-первых, получение рекордной чувствительности в ОИ с обращенной аппаратной функцией при идеальном контрасте и, во-вторых, внутррезонаторную селекцию спектра генерации лазеров, практикуемую сейчас главным образом в простейшей форме, когда в качестве зеркала ОИ используется тонкая поглощающая пленка [32].

Нужно отметить, что изготовление зеркал ОИ с заданными свойствами представляет непростую задачу и требует определенного уровня развития методов расчета и технологии оптических покрытий. В общем случае необходимо использование металлодиэлектрических зеркал с сосредоточенным поглощением.

Следует надеяться, что возможности многолучевых интерферометров отраженного света еще не исчерпаны и дальнейшие исследования откроют новые свойства этих приборов и новые перспективы их применения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lummer O. Complimentäre Interferenzerscheinungen im reflectierten Lichte.— Sitzungsberichte d. Deutschen Akad. d. Wiss. Berlin, Kl. Math., Phys., Tech., 1900, Bd 24, S. 504—513.
2. Wood R. W. Some new cases of interference and diffraction.— Phil. Mag., 1904, vol. 7, p. 376—388.
3. Hany M. Sur le franges de réflexion des lames argentées.— J. de Phys., 1906, vol. 5, p. 789—809.
4. Троицкий Ю. В. Одночастотная генерация в газовых лазерах.— Новосибирск: Наука, 1975.
5. Троицкий Ю. В. Интерферометрия высокого разрешения в отраженном свете.— В кн.: Новые методы спектроскопии/Под ред. С. Г. Раутиана. Новосибирск: Наука, 1982, с. 78—126.
6. Троицкий Ю. В. Отражающий интерферометр Фабри — Перо в качестве частотного дискриминатора в системах стабилизации частоты ОКГ.— Новосибирск, 1977. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; 62).
7. Троицкий Ю. В. Оптимизация и сравнение характеристик оптических интерференционных дискриминаторов.— Квант. электроника, 1978, т. 5, № 5, с. 1101—1106.
8. Троицкий Ю. В. Отражающий интерферометр на основе согласованной металлической пленки.— Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, № 6, с. 281—284.
9. Троицкий Ю. В. Тонкослойная дифракционная решетка в оптическом резонаторе стоячей волны.— Опт. и спектр., 1969, т. 27, № 3, с. 492—496.
10. Drever R. W. P. et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator.— Appl. Phys., 1983, vol. B31, N 2, p. 97—102.

11. Fischer R. A., Feldman B. J. Generation of single ultrashort CO₂ laser pulses in a Fabry — Perot interferometer.— Opt. Lett., 1977, vol. 1, p. 161.
12. Суханов И. И., Троицкий Ю. В. Особенности фазовых характеристик многолучевых интерферометров.— Опт. и спектр., 1981, т. 50, № 5, с. 952—959.
13. Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий.— М.: ГИФМЛ, 1958.
14. Захаров М. И., Троицкий Ю. В. Расчет оптического резонатора с селекцией мод за счет поглощения и рассеяния света.— Опт. и спектр., 1971, т. 30, № 3, с. 490—495.
15. Бельтюгов В. Н. Новые формулы для расчета двухзеркального многолучевого отражающего интерферометра.— Опт. и спектр., 1979, т. 46, № 6, с. 1030—1032.
16. Herbelin J. M., McCay J. A. Development of laser mirrors of very high reflectivity using the cavity-attenuated phase-shift method.— Appl. Opt., 1981, vol. 20, N 19, p. 3341—3344.
17. Андрияхин В. М., Баснев А. Г., Лебедева В. В., Одинцов А. И. Регенеративный оптический квантовый усилитель мощности.— Радиотехника и электроника, 1968, т. 13, № 4, с. 743—746.
18. Троицкий Ю. В. Тепловые ограничения на чувствительность многолучевых интерферометров с лазерным освещением.— Квант. электроника, 1983, т. 10, с. 2039—2044.
19. Hänsch T. W., Couillaud B. Laser-frequency stabilization by polarization spectroscopy of reflecting reference cavity.— Opt. Comm., 1980, vol. 35, N 3, p. 441—444.
20. Wiemann C. E., Gilbert S. L. Laser-frequency stabilization using mode interference from a reference interferometer.— Opt. Lett., 1982, vol. 7, N 10, p. 480—482.
21. Горелик Г. С. О применении модуляционного метода в оптической интерферометрии.— ДАН СССР, 1952, т. 83, № 4, с. 549.
22. Берштейн И. Л. Об измерении весьма малых изменений разности хода двух световых колебаний.— ДАН СССР, 1954, т. 94, № 4, с. 655.
23. Hough J. et al. Dye-laser frequency stabilization using optical resonators.— Appl. Phys., 1984, vol. B33, N 3, p. 179—185.
24. Троицкий Ю. В. Управление профилем интерференционных полос в многолучевом отражающем интерферометре.— Опт. и спектр., 1979, т. 46, № 4, с. 738—749.
25. Троицкий Ю. В. Расчет многолучевого отражающего интерферометра с согласованным передним зеркалом.— Опт. и спектр., 1971, т. 30, № 3, с. 544—549.
26. Голдина Н. Д., Захаров М. И., Троицкий Ю. В. Синтез характеристик многолучевого отражательного интерферометра.— Автометрия, 1975, № 3, с. 107—118.
27. Троицкий Ю. В. Особенности техники изготовления зеркал многолучевого отражающего интерферометра с «необращенными» полосами.— Новосибирск, 1980. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; 119).
28. Камнев Н. Н., Троицкий Ю. В. Металлодиэлектрические зеркала с односторонним отражением света.— Опт. и спектр., 1983, т. 54, № 4, с. 725—730.
29. Троицкий Ю. В. Использование многолучевого фазового интерферометра для получения одночастотной генерации в лазерах.— Квант. электроника, 1975, т. 2, № 11, с. 2444—2451.
30. Бельтюгов В. Н. Дифракционные методы селекции мод в газовых ОКГ: Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук.— Новосибирск: ИАиЭ СО АН СССР, 1982.
31. Автономов В. П. и др. Селекция линий CO₂-лазера при помощи дифракционного отражающего интерферометра.— Квант. электроника, 1980, т. 7, № 6, с. 1242—1251.
32. Троицкий Ю. В. Оптический резонатор с тонкой поглощающей пленкой в качестве селектора типов колебаний.— Опт. и спектр., 1968, т. 25, № 4, с. 557—564.

Поступила в редакцию 14 июня 1984 г.

УДК 621.382

В. М. ЕГОРОВ, Э. Г. КОЦОВ

(Новосибирск)

ПЕРСПЕКТИВЫ СОЗДАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЦИФРОВЫХ ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ

Современная микроэлектроника, основной движущей силой развития которой всегда были потребности вычислительной техники, достигла за последнее десятилетие значительных успехов. Достаточно указать на следующие цифры: величина энергии, рассеиваемой элементом при вы-