

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 681.787 + 535.417

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ПЕРИОДА ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ РЕШЁТКИ В БЕЗЗЕРКАЛЬНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ С НЕПОДВИЖНЫМ ФОТОПРИЁМНИКОМ

© В. Д. Угожаев

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: vdu@iae.nsk.su*

В рамках геометрической оптики проведён анализ вращательной перестройки периода интерференционной картины, формируемой сходящимися световыми пучками на фотоприёмнике, неподвижном относительно беззеркального двухлучевого интерферометра на основе светоделительного кубика. Выведены уравнения, решения которых представляют собой зависимости диапазона перестройки от базового положения исходного светового пучка на входной поверхности кубика и от диаметра этого пучка. Указанные зависимости получены для нескольких значений показателя преломления материала кубика, показана значимость этого параметра для характеристик исследованного интерферометра.

Ключевые слова: светоделительный кубик, двухлучевой интерферометр, неподвижный фотоприёмник, интерференционная картина, вращательная перестройка периода.

DOI: 10.15372/AUT20200112

Введение. В настоящее время двухлучевые интерферометры со сходящимися пучками, формирующие периодические интерференционные картины, широко применяются для записи голографических решёток и создания периодических структур различной размерности, в том числе фотонных кристаллов [1], в статических Фурье-спектрометрах и в других областях. Такие интерферометры весьма востребованы при исследовании новых фоточувствительных материалов, предназначенных для записи в них периодических структур, что нашло отражение в ряде обзоров [2–7]. Во многих исследованиях, направленных на выявление механизмов и кинетики формирования голограмм и их предельных пространственных характеристик, связанных с этими процессами, необходимо перестраивать период интерференционных полос в широких пределах (см. ссылки в [8]).

Обычно используется традиционная схема интерферометра, составленная из светоделительного элемента и двух зеркал, которые направляют парциальные пучки, образованные на делительном зеркале, к месту интерференции в фоточувствительном материале. Многократно повторяемая перестройка угла схождения парциального пучка в таком интерферометре трудоёмка и включает в себя, во-первых, взаимно независимую юстировку каждого из двух зеркал, во-вторых, измерительные работы, направленные на выравнивание оптических длин этих пучков, в-третьих, совмещение фотоприёмника с новым положением интерференционной картины. Поэтому перестройка носит дискретный нерегулярный характер.

Предложенная и исследованная в [9–12] концепция вращательной перестройки периода интерференционной картины, а также развитие этой концепции в [13–16] позволяют полностью исключить вышеперечисленные работы. Для этого два зеркала, образующие совместно зеркально-симметричную относительно делительного зеркала систему, и фото-

приёмник устанавливаются неподвижно относительно светоделительного элемента. Перестройка угла схождения 2α и соответствующего ему периода интерференционной картины $\Lambda = \lambda/2 \sin \alpha$ (λ — длина волны излучения) осуществляется изменением угла падения исходного пучка на входную поверхность светоделительного элемента вследствие вращения интерферометра. Вместе с этим позиция оси вращения обеспечивает в процессе вращательной перестройки стабилизацию положения интерференционной картины относительно неподвижного фотоприёмника (НФП) на расстоянии, малом по сравнению с длиной интерференционной картины вдоль биссектрисы угла схождения (сама стабилизация детально рассмотрена далее). Благодаря симметричному исполнению интерферометра реализуется нулевая разность хода по осям парциального пучка. В итоге достигается непрерывная перестройка периода симметричной интерференционной картины с предельно высоким контрастом¹. Процесс перестройки предельно упрощается и сводится к установке требуемого значения периода интерференционной картины. Взаимная неподвижность оптических элементов обеспечивает высокую виброустойчивость. Оснащение интерферометра механизмом имитации вращения² делает его неподвижным относительно источника излучения [8, 17], что позволяет объединить несколько интерферометров в единый многомерный комплекс. На этой основе разработана система, предназначенная для записи за одну экспозицию двумерных решёток со взаимно независимой перестройкой периодов, и создан её действующий образец [18].

Варианты интерферометра с зеркалами, исследованные в работах [8, 13–18], предпочтительны при $2\alpha > 60^\circ$. При меньших углах схождения существенно увеличиваются габариты и более практичным оказывается перестраиваемый вращением беззеркальный интерферометр на основе светоделительного кубика (СДК) [9]. Такой прибор построен на единственном оптическом элементе, что объясняет его название — монолитный двухлучевой интерферометр (МДИ). Данная работа посвящена анализу условий стабилизации положения интерференционной картины вблизи НФП при выполнении в МДИ вращательной перестройки, нахождению зависимости его характеристик от диаметра исходного пучка и показателя преломления материала СДК, рассмотрению возможности многократного расширения диапазона перестройки путём суммирования поддиапазонов.

Оптическая схема МДИ. Рис. 1, *a* отображает оптически связанные между собой источник излучения 1, СДК 2 со встроенным в него делительным зеркалом 3 и НФП 4. Световые пучки показаны осевыми лучами. Коллимированный исходный пучок 5 диаметром D_0 от источника 1 падает под углом θ на входную поверхность C_1C_2 шириной A на расстоянии Q от её края C_1 , смежного с делительным зеркалом; плоскость падения перпендикулярна рёбрам C_1 – C_4 . Исходный пучок входит в СДК под углом преломления ψ и разделяется делительным зеркалом на два парциальных 6 и 7. В силу симметрии МДИ относительно плоскости делительного зеркала эти пучки взаимно симметричны и их оси выходят из СДК на равных расстояниях B от края делительного зеркала C_3 . По выходе из кубика парциальные пучки сходятся под углом 2α и, пересекаясь, интерферируют между

¹Данная возможность обусловлена, помимо соблюдения очевидных требований точного взаимного равенства коэффициентов отражения и пропускания делительным зеркалом во всём диапазоне перестройки и s -поляризации исходного пучка, также необходимостью точного или приблизительного совпадения плоскости наибольшей ширины интерференционной картины с НФП. Смещение этой плоскости от НФП и неравенство плеч интерферометра приводят как к уменьшению размера записываемой голографической решётки, так и к сильной неравномерности её контраста.

²Механизм имитации вращения реализует взаимно согласованные угловое и линейное перемещения подвижного зеркала, которые обеспечивают угловое и линейное перемещения исходного пучка, отражённого от этого зеркала, по входной поверхности СДК, соответствующие таковым при вращении интерферометра относительно неподвижного источника исходного пучка.

собой. Разность хода по осям парциальных пучков равна нулю, поэтому точка O их пересечения, лежащая на плоскости делительного зеркала и удалённая на расстояние L (далее длина схождения) от края C_3 , является центром интерференционной картины и характеризуется нулевым порядком интерференции. Неподвижный фотоприёмник, ориентированный перпендикулярно биссектрисе угла схождения, располагается на расстоянии L_{ph} от края C_3 , близком к длине схождения L , и разность $\delta L = L - L_{ph}$ обозначает смещение центра интерференционной картины от чувствительной поверхности (δL на рис. 1, a сильно преувеличено). Монолитный двухлучевой интерферометр оснащён осью вращения Z , параллельной рёбрам C_1 – C_4 и лежащей в плоскости делительного зеркала на расстоянии T от края C_3 . Из соображений общности все линейные параметры: $D_0, Q, B, L, L_{ph}, \delta L, T, R, S$ — представлены в единицах A : $d_0, q, b, l, l_{ph}, \delta l, t, r, s$ соответственно.

Вывод уравнений вращательной перестройки с НФП. С помощью рис. 1, a можно найти соотношение между половинным углом схождения α и углом падения θ :

$$\alpha = \theta - 45^\circ. \quad (1)$$

Из (1) следует, что парциальные пучки сходятся только при $\theta > 45^\circ$, а при $\theta = 45^\circ$ они взаимно параллельны. Позиция q осевого луча исходного пучка на входной поверхности C_1C_2 и позиции b осевых лучей парциальных пучков на выходе из СДК обусловлены ходом в нём световых пучков:

$$q + b + \operatorname{tg} \psi = 1, \quad (2)$$

где угол ψ отражает роль показателя преломления n материала СДК:

$$\operatorname{tg} \psi = (\sin \theta) / \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}. \quad (3)$$

Согласно (2) и (3) луч, падающий под углом $\theta = 45^\circ$ и после преломления касающийся края C_3 ($b = 0$), является предельно удалённым от края C_1 лучом, который попадает на делительное зеркало:

$$q_{lim} = 1 - (2n^2 - 1)^{-1/2}. \quad (4)$$

Расстояние q_{lim} ограничивает рабочий объём СДК, имеющий форму стандартной призмы Дове (пунктирные линии на рис. 1, a ; $n = 1,5183$).

Длина схождения l обусловлена ходом парциального пучка по выходе из СДК, с учётом (2)

$$l = (1 - q - \operatorname{tg} \psi) \cos \theta / \sin \alpha. \quad (5)$$

Из (5) получается расстояние q , соответствующее идеальному условию для вращательной перестройки, когда интерференционная картина занимает фиксированное положение ($l = l_{fix} = \text{const}$):

$$q = 1 - \operatorname{tg} \psi - l_{fix} \sin \alpha / \cos \theta. \quad (6)$$

Дифференцируя (1), (3) и (6), можно установить, что при условии $l = l_{fix}$ угол α изменяется в одном направлении с углом θ , а расстояние q противоположно ему. Поскольку в (6) $q \propto l_{fix}$, условие $l = l_{fix}$ выполнялось бы точно, если бы зависимость $q(\theta)$ была линейной, тогда центр интерференционной картины совмещался бы с НФП во всём диапазоне перестройки. Однако $q(\theta)$ в целом нелинейна согласно (6), поэтому в процессе перестройки возможно только приблизительное выполнение условия фиксации интерференционной картины $l \approx l_{fix}$ и в общем случае $\delta L \neq 0$.

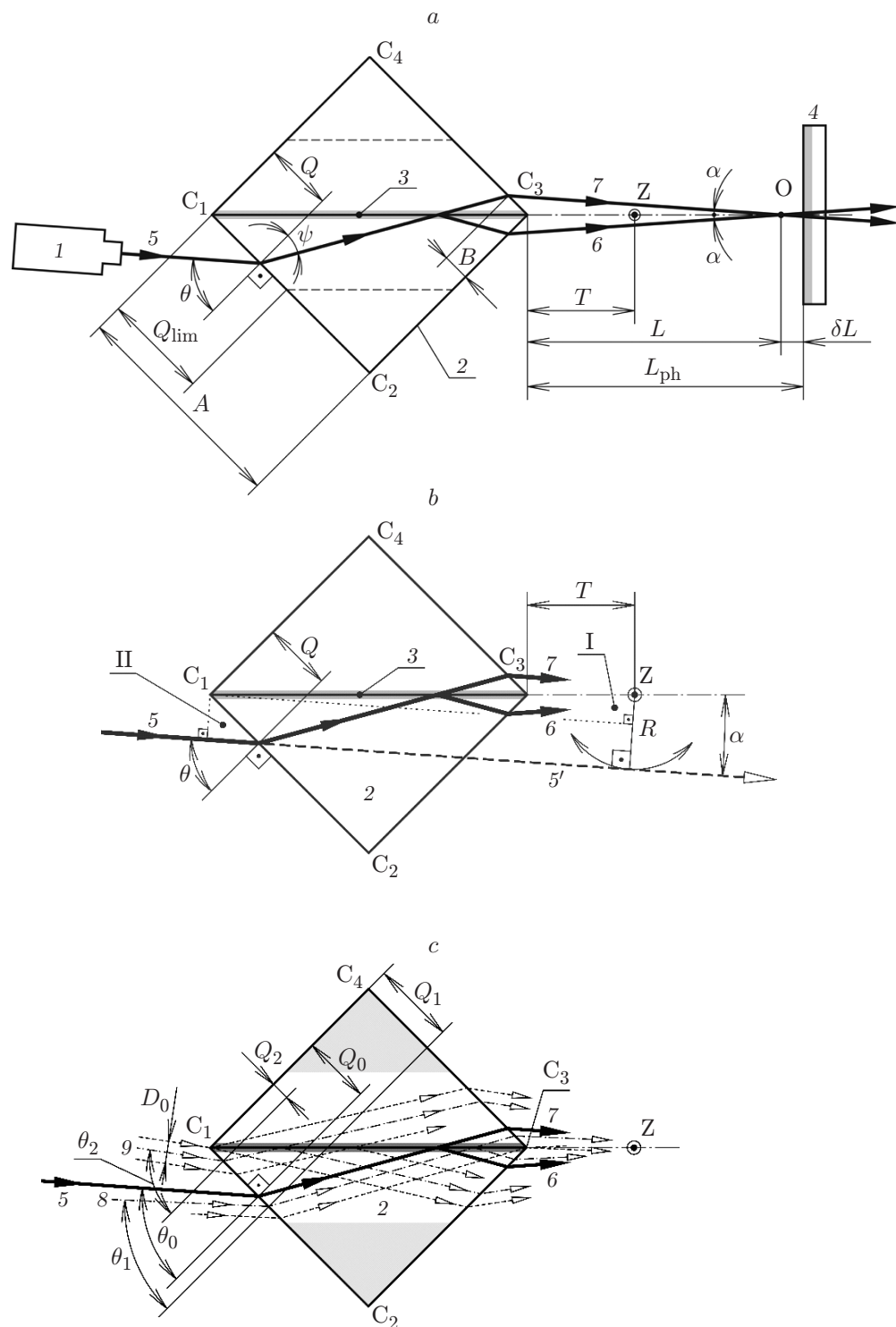


Рис. 1. Схемы МДИ с НФП: *a* — оптическая схема; *b* — оптико-кинематическая схема (пучки 5, 6 и 7 отображены осевыми лучами); *c* — базовое (5) и граничные (8 и 9) положения исходного пучка при $n = 1,5183$ (осевые лучи обозначены штрихпунктирными, а краевые — штриховыми линиями), затемнены нерабочие области СДК согласно (4)

Минимизация смещения δL достигается надлежащим выбором положения оси вращения Z [13–16], что иллюстрируется с помощью рис. 1, *b*. Видно, что при вращении МДИ мнимое продолжение 5' оси исходного пучка касается окружности радиусом r с центром Z :

$$r = q \cos \theta + (\sqrt{2} + t) \sin \alpha, \quad (7)$$

полученным из треугольников I и II. Из (7) извлекается формула для расстояния q :

$$q = [r - (\sqrt{2} + t) \sin \alpha] / \cos \theta \quad (8)$$

как функция расстояния t . Пусть какое-либо положение исходного пучка назначается базовым положением и задаётся базовыми параметрами θ_0 , q_0 . Из (7) путём замены q , θ и α величинами q_0 , θ_0 и α_0 соответственно определяется базовый радиус:

$$r_0 = q_0 \cos \theta_0 + (\sqrt{2} + t) \sin \alpha_0. \quad (9)$$

Текущее значение q , обусловленное вращением МДИ относительно заданного базового положения исходного пучка, находится по формуле (8) путём подстановки $r = r_0$ из (9):

$$q = [q_0 \cos \theta_0 - (\sqrt{2} + t)(\sin \alpha - \sin \alpha_0)] / \cos \theta. \quad (10)$$

Соответственно текущее значение l получается из (5) при замене в ней q правой частью (10):

$$l = [(\sqrt{2} + t)(\sin \alpha - \sin \alpha_0) + (1 - \operatorname{tg} \psi) \cos \theta - q_0 \cos \theta_0] / \sin \alpha. \quad (11)$$

Зависимость $l(\theta)$, построенная для базовых параметров $\theta_0 = 50^\circ$ и $q_0 = 0,25$ и представленная на рис. 2, *a*, видоизменяется при варьировании расстояния t . Видно, что все кривые пересекаются на диаграмме в фиксированной точке с координатами θ_0 , l_0 , поскольку при $\alpha = \alpha_0$ базовая длина l_0 не зависит от t согласно (11). Изменение параметра t сопровождается разнонаправленным движением краёв кривой $l(\theta)$. Это позволяет подобрать такое оптимальное значение $t = t_0$, при котором оба края кривой располагаются по одну сторону от базовой координаты l_0 , а экстремум (в случае МДИ — минимум) принадлежит базовому углу θ_0 (кривая 3). Следовательно, l_0 оказывается наименьшей длиной схождения (в данном примере $l_0 \approx 1,222$ при оптимальном расстоянии $t_0 \approx 0,551$). Кривая 3 в увеличенном масштабе по ординате показана на рис. 2, *b*. Учитывая краевые значения длины схождения $l_e = 1,331$ и $1,296$, можно увидеть, что в пределах выбранного интервала θ вариации l невелики ($l_e - l_0 = 0,109$ и $0,074$) и не превышают 10 % от l_0 . Такая привязка экстремума зависимости $l(\theta)$ к базовому положению исходного пучка позволяет найти t_0 из производной $l'(\theta)$:

$$l' = \{[(\sqrt{2} + t) \sin \alpha_0 + q_0 \cos \theta_0] \cos \alpha - (1 - \operatorname{tg} \psi) / \sqrt{2} - \operatorname{tg}' \psi \cdot \sin \alpha \cdot \cos \theta\} / \sin^2 \alpha,$$

если приравнять её к нулю при замене текущих параметров t , α и θ базовыми t_0 , α_0 и θ_0 :

$$t_0 = \sqrt{2} [(1 - \operatorname{tg} \psi_0) / (\sin 2\alpha_0) - 1] + \operatorname{tg}' \psi_0 - q_0 \cos \theta_0 / \sin \alpha_0. \quad (12)$$

Производная $\operatorname{tg}' \psi_0$ в (12) находится дифференцированием (3) при подстановке $\theta = \theta_0$:

$$\operatorname{tg}' \psi_0 = n^2 \cos \theta_0 / \sqrt{(n^2 - \sin^2 \theta_0)^3}.$$

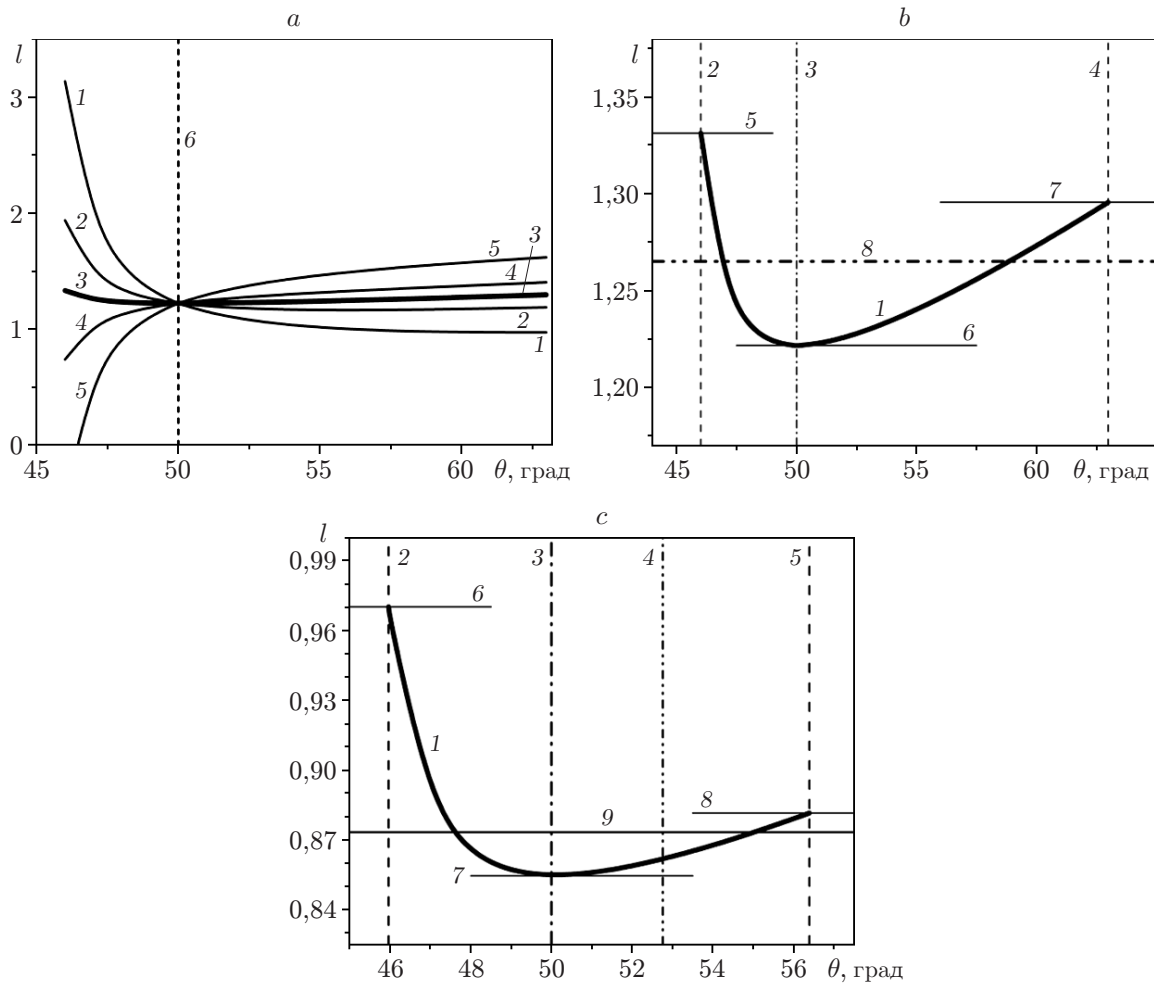


Рис. 2. Оптимизация положения оси вращения: *a* — зависимости $l(\theta)$ при $q_0 = 0,25$ и $t = 0,1, 0,4, 0,551, 0,7, 1$ (кривые 1–5 соответственно), базовый угол $\theta_0 = 50^\circ$ (6); *b* — оптимальная зависимость $l(\theta)$ (кривая 1), соответствующая кривой 3 на рис. 2, *a*; углы падения $\theta = 43, 50$ и 63° (2–4); длины схождения $l = 1,331, 1,222$ и $1,296$ (5–7); расстояние до НФП l_{ph} (8); *c* — зависимость $l(\theta)$ (кривая 1), соответствующая рассчитанному положению оси вращения при $n = 1,5183$; углы падения $\theta_1 = 45,96^\circ, \theta_0 = 50^\circ, \theta_m = 52,76^\circ$ и $\theta_2 = 56,39^\circ$ (2–5); длины схождения $l_1 = 0,970, l_0 = 0,854$ и $l_2 = 0,881$ (6–8); расстояние $l_{ph} = 0,873$ (9)

В итоге из (10) и (11) получаются формулы для текущих значений q и l , обусловленных вращением МДИ вокруг оси Z в положении t_0 относительно базового положения исходного пучка:

$$q = [q_0 \cos \theta_0 - (\sqrt{2} + t_0)(\sin \alpha - \sin \alpha_0)] / \cos \theta, \quad (13)$$

$$l = [(\sqrt{2} + t_0)(\sin \alpha - \sin \alpha_0) + (1 - \operatorname{tg} \psi) \cos \theta - q_0 \cos \theta_0] / \sin \alpha. \quad (14)$$

Граничные положения исходного пучка, показанные на рис. 1, *c*, определяются условием его касания краёв делительного зеркала C_1 или C_3 ; краевые лучи пучка диаметром d_0

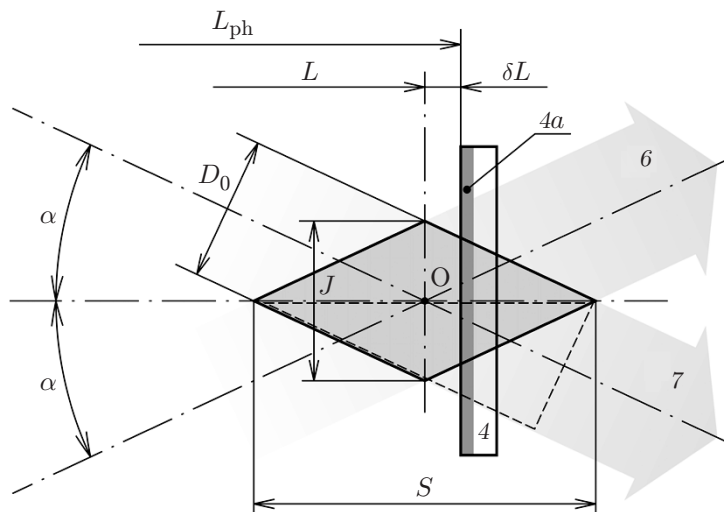


Рис. 3. Область формирования интерференционной картины (нумерация элементов соответствует рис. 1)

устанавливаются по задаваемому уровню в поперечном распределении интенсивности. В нижнем граничном положении 8 (параметры θ_1 , q_1) исходный пучок касается края C_3 , а в верхнем граничном положении 9 (θ_2 , q_2) — края C_1 :

$$d_0 = 2(1 - q_1 - \operatorname{tg} \psi_1) \cos \theta_1, \quad (15)$$

$$d_0 = 2q_2 \cos \theta_2. \quad (16)$$

Для получения (15) и (16) использованы (2) и (3). Видно, что q_1 является наибольшим, а q_2 — наименьшим граничным расстоянием.

Из базовых параметров θ_0 и q_0 задать можно только один, например θ_0 , другой нужно найти. Вместе с граничными параметрами θ_1 и θ_2 задача получает три неизвестных. Два уравнения выводятся на основе сопоставления граничных длин схождения l_1 и l_2 с базовой длиной l_0 , выполняемого путём привязки l_i к l_{ph} через соответствующие смещения δl_i :

$$l_i = l_{\text{ph}} + \delta l_i. \quad (17)$$

Все длины в (17) выражаются из (14) при $\alpha = \alpha_i$ и $\theta = \theta_i$ ($i = 0, 1, 2$). Текущее значение δl определяется через коэффициент смещения k_s как доля половины соответствующей длины $s = d_0 / \sin \alpha$ продольной диагонали интерференционной картины, центр которой смещается вдоль этой диагонали (рис. 3):

$$k_s = \delta l / (s/2) = 2\delta l \sin \alpha / d_0. \quad (18)$$

Значение этого коэффициента ограничивается сверху критерием малости η :

$$|k_s| \leq \eta, \quad (19)$$

где $\eta \ll 1$. Неравенство (19) предписывает наибольшие значения модуля k_s в базовом и граничных положениях: $|k_{si}| = \eta$. Для текущих значений $|k_s| < \eta$ (см. рис. 2, с в [13]).

Искомые уравнения выводятся из (17) для граничных длин l_1 и l_2 путём исключения длины l_{ph} , извлекаемой из выражения для базовой длины l_0 :

$$l_{1,2} = l_0 + \delta l_{1,2} - \delta l_0. \quad (20)$$

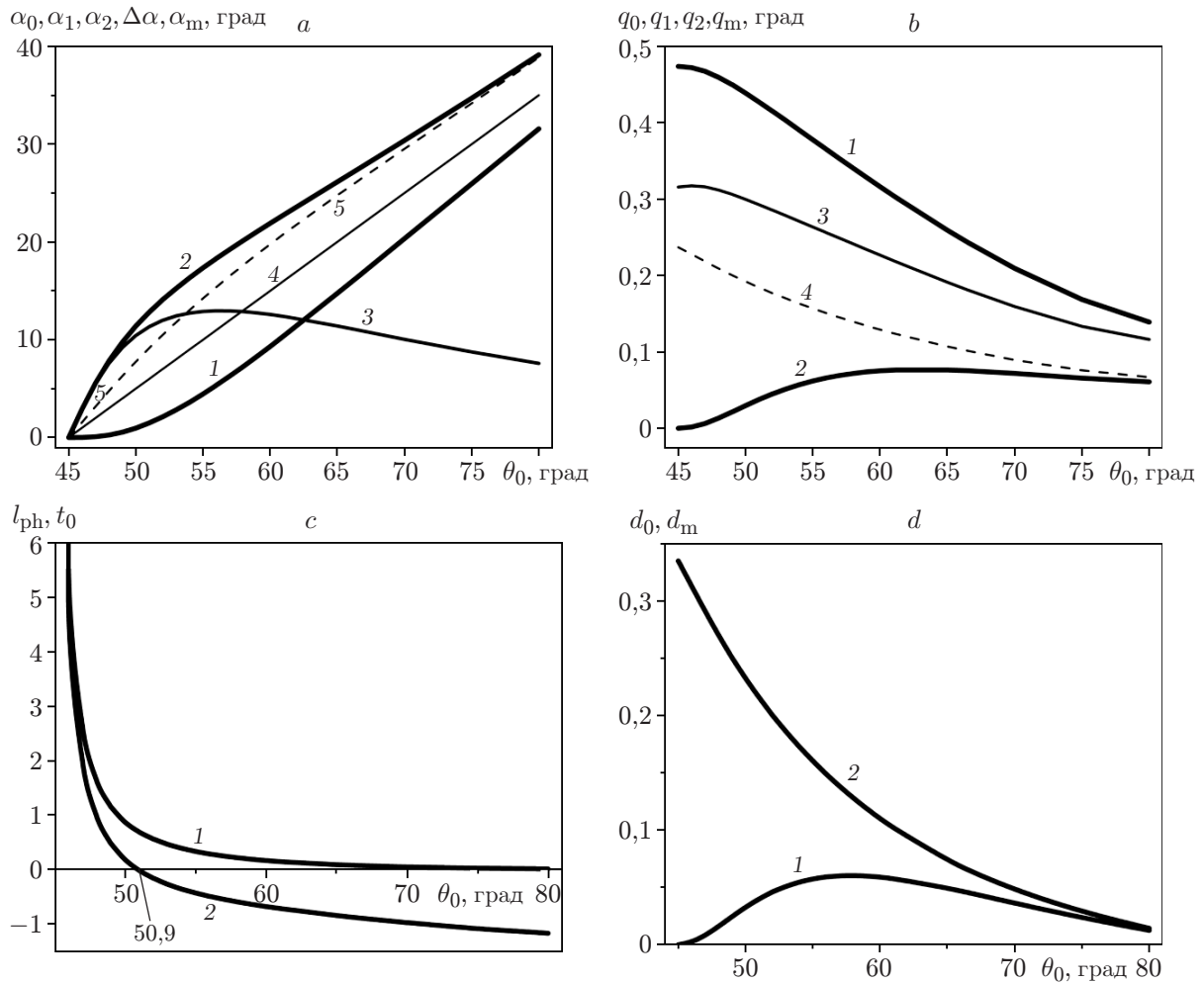


Рис. 4. Перестроечные характеристики в зависимости от θ_0 при $n = 1,5183$ (стекло К8, $\lambda = 546,1$ нм) и $\eta = 0,1$: *a* — угловых параметров α_1 , α_2 , $\Delta\alpha$, α_0 и α_m (кривые 1–5); *b* — расстояний q_1 , q_2 , q_0 и q_m (1–4); *c* — расстояний l_{ph} и t_0 (1, 2); *d* — значений диаметра пучка d_0 и d_m (1, 2) соответственно

Знаки смещений δl_i , выражаемых из (18) и (19), определяются по условию помещения НФП между базовым и граничными положениями центра интерференционной картины (см. рис. 2, *b*):

$$l_0 < l_{ph} < l_{1,2},$$

$$\delta l_0 = -\eta d_0 / 2 \sin \alpha_0, \quad (21)$$

$$\delta l_{1,2} = \eta d_0 / 2 \sin \alpha_{1,2}. \quad (22)$$

В результате из соотношения (20) с учётом (21), (22) и подстановки соответствующих выражений для d_0 из (15) и (16) получается окончательный вид двух уравнений:

$$(l_1 - l_0) - \eta(1 - q_1 - \operatorname{tg} \psi_1) \cos \theta_1 (\sin^{-1} \alpha_1 + \sin^{-1} \alpha_0) = 0, \quad (23)$$

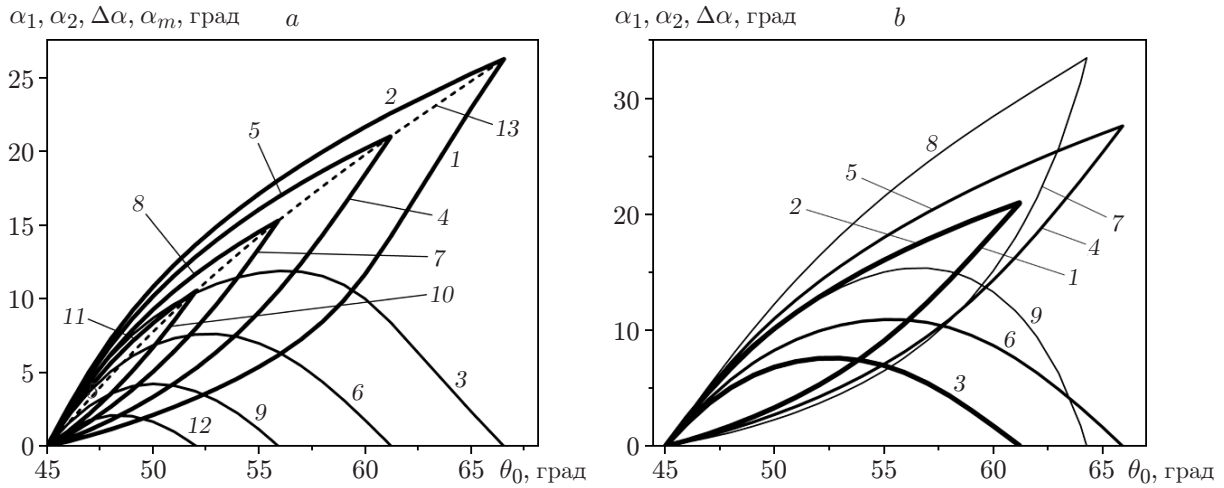


Рис. 5. Перестроечные характеристики в зависимости от θ_0 при $n = 1,5183$: *a* — граничных углов α_1, α_2 и диапазона перестройки $\Delta\alpha$ для исходных пучков диаметром $d_{in} = 0,065$ (кривые 1–3), 0,1 (4–6), 0,15 (7–9) и 0,2 (10–12), угла α_m (13) для пучка диаметром d_m ; *b* — параметров α_1, α_2 и $\Delta\alpha$ для исходных пучков диаметром $d_{in} = 0,1$ при $n = 1,5183$ (1–3), 1,724 (4–6 — стекло Schott N-SF1, $\lambda = 540,4$ нм) и 2,2 (7–9 — стёкла и монокристаллы) соответственно

$$(l_2 - l_0) - \eta q_2 \cos \theta_2 (\sin^{-1} \alpha_2 + \sin^1 \alpha_0) = 0. \tag{24}$$

Третье уравнение выводится вычитанием (16) из (15):

$$(1 - q_1 - \text{tg } \psi_1) \cos \theta_1 - q_2 \cos \theta_2 = 0. \tag{25}$$

Система уравнений (23)–(25) является определённой и решается численно; неизвестное q_0 входит в неявном виде через выражения параметров $l_{1, 2}$ и $q_{1, 2}$, представляющие собой функции базовых θ_0, α_0 и соответствующих граничных углов $\theta_{1, 2}, \alpha_{1, 2}$ согласно (13) и (14).

Значение d_0 , которое можно получить из (15) или (16) подстановкой найденных решений θ_1 или θ_2 с учётом (13), является наименьшим возможным диаметром исходного пучка, для которого удовлетворяются одновременно граничные условия и критерий малости η . Анализ перестроечных характеристик МДИ при диаметре исходного пучка $d_{in} > d_0$ дан в Приложении.

Результаты вычислений. Рис. 4 показывает перестроечные характеристики исследованного интерферометра. На рис. 4, *a* видно, что границы $\alpha_{1, 2}$, начинаясь в точке $(45^\circ, 0^\circ)$, располагаются почти симметрично относительно базового угла α_0 . Зависимость ширины диапазона перестройки $\Delta\alpha(\theta_0) = \alpha_2 - \alpha_1$ достигает максимума $\Delta\alpha_{max} = 12,96^\circ$ при $\theta_0 \approx 56^\circ$ ($\alpha_1 = 5,35$ и $\alpha_2 = 18,31^\circ$), что соответствует изменению периода интерференционной картины $\Lambda_1/\Lambda_2 = 3,37$. Угол α_m для исходного пучка диаметром d_m согласно (П16) близок к α_2 и почти совпадает с ним при $\theta_0 > 70^\circ$. С ростом θ_0 расстояние q_0 уменьшается (рис. 4, *b*), следовательно, базовое положение интерференционной картины смещается к краю C_1 входной поверхности, а граничные расстояния $q_{1,2}$ сближаются с базовым и располагаются асимметрично относительно него; последнее сдвинуто к нижней границе. Расстояние q_m , наоборот, приближается к верхней границе, почти сливаясь с ней при $\theta_0 > 70^\circ$. Зависимости $l_{ph}(\theta_0)$ и $t_0(\theta_0)$, представленные на рис. 4, *c*, идут почти

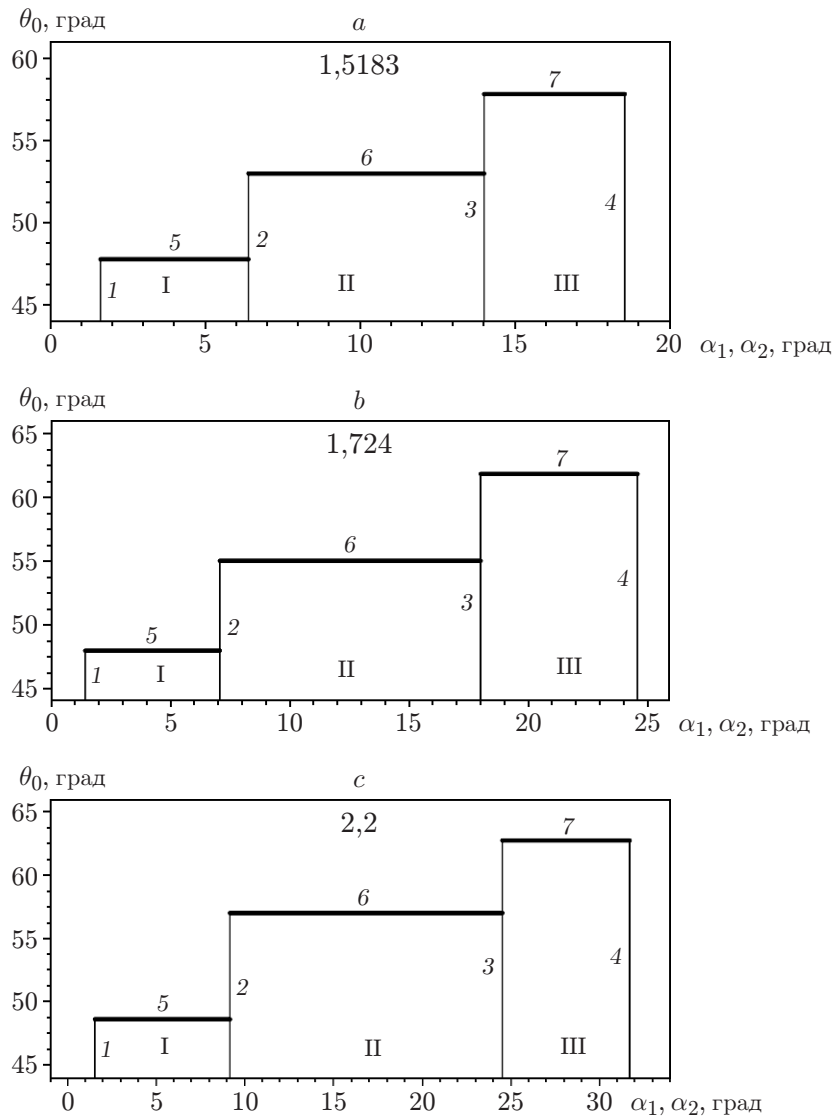


Рис. 6. Интегральные диапазоны перестройки половинного угла схождения, составленные из трёх поддиапазонов (I, II и III): *a* — $n = 1,5183$ — граничные углы $\alpha_1 = 1,62$, $\alpha_{1,2} = 6,39$, $\alpha_{1,2} = 13,99$ и $\alpha_2 = 18,53^\circ$ (1–4); базовый угол $\theta_0 = 47,79$, 53 и $57,82^\circ$ (5–7); *b* — $n = 1,724$ — граничные углы $\alpha_1 = 1,43$, $\alpha_{1,2} = 7,07$, $\alpha_{1,2} = 18,00$ и $\alpha_2 = 24,57^\circ$ (1–4); базовый угол $\theta_0 = 47,93$, 55 и $61,82^\circ$ (5–7); *c* — $n = 2,2$ — граничные углы $\alpha_1 = 1,51$, $\alpha_{1,2} = 9,14$, $\alpha_{1,2} = 24,51$ и $\alpha_2 = 31,69^\circ$ (1–4); базовый угол $\theta_0 = 48,62$, 57 и $62,72^\circ$ (5–7)

параллельно, причём $l_{\text{ph}} > t_0$. С ростом θ_0 расстояние l_{ph} асимптотически приближается к нулю, а расстояние $t_0 = 0$ при $\theta_0 \approx 50,9^\circ$ и далее становится отрицательным. Последнее означает, что если $\theta_0 \approx 50,9^\circ$, то ось вращения совпадает с краем C_3 , а при $\theta_0 > 50,9^\circ$ располагается на делительном зеркале. Оба расстояния l_{ph} и $t_0 \rightarrow \infty$, когда $\theta_0 \rightarrow 45^\circ$ согласно (11), (12) и не превышают значения 2 уже при $\theta_0 = 47^\circ$. Зависимость $d_0(\theta_0)$ (рис. 4, *d*) имеет максимум $d_0 = 0,06$ при $\theta_0 \approx 58^\circ$, т. е. вблизи $\Delta\alpha_{\text{max}}$ (см. рис. 4, *a*). Наибольший диаметр d_m на рис. 4, *d* монотонно спадает с ростом θ_0 , приближаясь к d_0 . Для множества координат d_{in}, θ_0 (см. Приложение) между кривыми 1 и 2 удовлетворяется критерий малости $|k_s| \leq \eta$.

На рис. 2, *c* показана зависимость $l(\theta)$ (кривая 1), рассчитанная для $\theta_0 = 50^\circ$; также отмечены базовая и граничные длины схождения (прямые 6, 7 и 8 соответственно) и положение НФП (прямая 9). Эта диаграмма подобна таковой на рис. 2, *b* и отличается от неё большей асимметричностью, обусловленной точными значениями параметров $q_0 = 0,300$, θ_1 и θ_2 .

Рис. 5, *a* отображает семейство зависимостей $\alpha_{1,2}(\theta_0)$ и $\Delta\alpha(\theta_0)$ для четырёх значений параметра $d_{\text{in}} > d_0$, представляющих решения системы уравнений (П3), (П4). Увеличение d_{in} сужает допустимый интервал значений θ_0 и ширину диапазона $\Delta\alpha$. Точки диаграммы, в которых $\alpha_1 = \alpha_2$, соответствуют половинному углу схождения α_m для исходного пучка диаметром d_m (кривая 5 на рис. 4, *a*). Аналогичные зависимости для $d_{\text{in}} = 0,1$ в трёх материалах СДК, показанные на рис. 5, *b*, иллюстрируют сильную зависимость перестроечных характеристик от показателя преломления n . Так, при увеличении n от 1,5183 до 2,2 диапазон перестройки расширяется более чем вдвое: $\Delta\alpha_{\text{max}} = 7,60$ и $15,37^\circ$ соответственно.

Ширину диапазона можно увеличить ещё в 2 раза, если составлять его из нескольких поддиапазонов (см. рис. 4 в [13]). На рис. 6 показаны три варианта суммарного диапазона для трёх значений n . Эти диаграммы строились в следующем порядке: ко второму поддиапазону с наибольшей шириной с двух сторон плотно присоединялись ещё два: первый — со стороны меньших углов θ_0 и третий — со стороны бóльших. В итоге для $n = 1,5183$ интегральный диапазон расширился от $\Delta\alpha_2 = 7,60^\circ$ во втором поддиапазоне до $\Delta\alpha_{\text{sum}} = 16,91^\circ$ (рис. 6, *a*). Аналогичные соотношения ширин для $n = 1,724$: $\Delta\alpha_2 = 10,94^\circ$, $\Delta\alpha_{\text{sum}} = 23,15^\circ$ (рис. 6, *b*) и для $n = 2,2$: $\Delta\alpha_2 = 15,37^\circ$, $\Delta\alpha_{\text{sum}} = 30,18^\circ$ (рис. 6, *c*). Соответствующая ширина диапазона перестройки периода Λ_1/Λ_2 достигает значений 11,24; 16,72 и 19,93 — от 3,5 до 4,5 октав. Габариты такого интегрированного МДИ определяются наиболее удалённым положением НФП, найденным из уравнения (П9) и принадлежащим первому поддиапазону: $l_{\text{ph1}} = 1,84$; 2,04 и 1,95 при $n = 1,5183$; 1,724 и 2,2 соответственно.

Заключение. Исследованы характеристики беззеркального интерферометра (МДИ) с непрерывно перестраиваемым углом схождения $2\alpha \leq 60^\circ$, предназначенного для оперативной записи голографических решёток. Принималось, что при вращательной перестройке выполняется условие стабилизации положения центра интерференционной картины относительно НФП в пределах расстояний, малых по сравнению с продольным по ходу световых пучков размером интерференционной картины, в целях обеспечения её высокого контраста. Это условие в данной работе сформулировано только геометрически. Задача нахождения оптимальных условий формирования интерференционной картины с предельно высоким контрастом и величины этого предела при выполнении вращательной перестройки периода ещё ждёт своего точного решения. По сравнению с другими перестраиваемыми интерферометрами, оснащёнными неподвижными направляющими зеркалами [13–16], МДИ существенно легче и компактнее. Суммирование трёх поддиапазонов (см. рис. 6) конструктивно объединяет три обычных интерферометра в один прибор с суммарным диапазоном перестройки $1,5^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$, охватывающим более половины доступного для МДИ интервала значений этого угла. Такая универсальность интегрированного прибора вполне оправдывает его конструктивное усложнение, обусловленное наличием индивидуальных

значений θ_0 , q_0 и t_0 в каждом поддиапазоне. Габариты такого прибора можно вписать в объём $3,5A \times 2A \times 1,5A$; для СДК с длиной ребра $A = 2$ см получаются размеры $7 \times 4 \times 3$ см. Ещё большей компактности до $7 \times 2,5 \times 2$ см можно достичь, если вместо СДК использовать эквивалентную призму Дове.

Значимая зависимость перестроечных характеристик МДИ от показателя преломления материала СДК, отмеченная в [9], связана с тем, что схождение парциального пучка происходит благодаря преломлению на рабочих поверхностях СДК. В данной работе показано значительное — до двукратного — уширение диапазона $\Delta\alpha$ с ростом n от 1,52 до 2,2. Существуют материалы с $n \geq 2,2$, прозрачные в видимой области [9]; в ближнем инфракрасном диапазоне имеются ещё большие значения n . Уплотнение зависимости $q_0(\theta_0)$ в широкой области значений θ_0 при росте показателя преломления создаёт возможность упрощения конструкции МДИ в случае суммирования поддиапазонов. Так, для $n = 2,06-2,148$ вариации $\delta q_0 = \pm 0,005$ (± 100 мкм для $A = 2$ см, что менее 10 % от диаметра исходного пучка) в интервале $48 < \theta_0 < 63^\circ$. Это позволяет зафиксировать базовую позицию интерференционной картины на входной поверхности СДК и переключать поддиапазоны только изменением θ_0 .

Благодарности. Автор выражает благодарность к. ф.-м. н. С. Л. Микерина и к. т. н. Е. Ф. Пена за полезные обсуждения и ценные замечания.

Финансирование. Работа выполнена в рамках проекта «П.10.2.1. Фотоника микро- и наноструктурированных сред» № 0319-2016-0001 (государственная регистрация № АААА-А17-117060810014-9).

Приложение. Если диаметр исходного пучка $d_{in} > d_0$, то нижнее и верхнее граничные расстояния $q_{in1,2}$ находятся из (15) и (16) с учётом (3) и заменой d_0 и $\theta_{1,2}$ величинами d_{in} и $\theta_{in1,2}$:

$$q_{in1} = 1 - \operatorname{tg} \psi_{in1} - d_{in}/2 \cos \theta_{in1}, \quad (\text{П1})$$

$$q_{in2} = d_{in}/2 \cos \theta_{in2}. \quad (\text{П2})$$

Равенства (П1) и (П2) дают уравнения относительно новых граничных значений $\theta_{in1,2}$:

$$2(1 - q_{in1} - \operatorname{tg} \psi_{in1}) \cos \theta_{in1} - d_{in} = 0, \quad (\text{П3})$$

$$2q_{in2} \cos \theta_{in2} - d_{in} = 0, \quad (\text{П4})$$

где $q_{in1,2}$ выражаются формулой (13) с учётом (1). Граничные длины схождения $l_{in1,2}$ вычисляются по (14); в обоих случаях θ и α заменяются величинами $\theta_{in1,2}$ и $\alpha_{in1,2}$ соответственно. Согласно решениям уравнений (П3) и (П4) границы с ростом d_{in} сближаются как в значениях q , так и θ . На рис. 2, б показано, что такое сближение θ_{in1} и θ_{in2} сопровождается сокращением граничных длин схождения $l_{in1,2}$, причём l_{in1} уменьшается быстрее, чем l_{in2} вследствие асимметричности кривой $l(\theta)$; базовая длина l_0 при этом не изменяется. Уменьшаются также ширина диапазона $\Delta\alpha_{in} = \alpha_{in2} - \alpha_{in1}$ и коэффициент смещения k_{sin} согласно (18):

$$k_{sin0} = 2(l_0 - l_{ph}) \sin \alpha_{in0}/d_{in}, \quad (\text{П5})$$

$$k_{sin1,2} = 2(l_{in1,2} - l_{ph}) \sin \alpha_{in1,2}/d_{in}. \quad (\text{П6})$$

Для выравнивания смещений δl_i нужно скорректировать положение НФП, установив его на расстоянии $l_{\text{kor}} < l_{\text{ph}}$. Новые значения коэффициента смещения $k_{s\text{in}}^{\text{kor}}$ определяются формулами (П5), (П6) с учётом (14) при замене l_{ph} , $l_{1,2}$, $\alpha_{1,2}$ и $\theta_{1,2}$ величинами l_{kor} , $l_{\text{in}1,2}$, $\alpha_{\text{in}1,2}$ и $\theta_{\text{in}1,2}$:

$$k_{s\text{in}0}^{\text{kor}} = 2(l_{\text{in}0} - l_{\text{kor}}) \sin \alpha_{\text{in}0} / d_{\text{in}}, \quad (\text{П7})$$

$$k_{s\text{in}1,2}^{\text{kor}} = 2(l_{\text{in}1,2} - l_{\text{kor}}) \sin \alpha_{\text{in}1,2} / d_{\text{in}}. \quad (\text{П8})$$

Новое значение длины схождения l_{kor} находится численным решением уравнения

$$|k_{s\text{in}0}^{\text{kor}}| - |k_{s\text{in}2}^{\text{kor}}| = 0, \quad (\text{П9})$$

полученного из (П7) и (П8). Модуль $k_{s\text{in}1}^{\text{kor}}$ оказывается заведомо меньшим, чем члены уравнения (П9), вследствие более быстрого сокращения $l_{\text{in}1}$.

При совмещении граничных положений исходных пучков в результате увеличения d_{in} их параметры уравниваются:

$$\theta_{\text{in}1} = \theta_{\text{in}2} = \theta_{\text{m}}, \quad (\text{П10})$$

$$q_{\text{in}1} = q_{\text{in}2} = q_{\text{m}}. \quad (\text{П11})$$

Из (П10) следует, что в этом случае ширина диапазона перестройки равна нулю — вращательная перестройка останавливается. Исходный пучок одновременно касается краёв C_1 и C_3 , поэтому диаметр исходного пучка достигает своего максимального значения d_{m} , при котором он ещё может пройти без виньетирования через СДК с образованием сходящихся парциальных пучков. Исходный пучок обращается в так называемый «симметричный» пучок [9], проекция которого на делительном зеркале заполняет всю его длину C_1C_3 , а ось исходного пучка делит эту длину пополам. Множество таких пучков с разными диаметрами d_{sym} и углами падения θ_{sym} имеют ряд общих свойств: 1) отрезки исходного и парциального пучков, примыкающие к делительному зеркалу, взаимно симметричны:

$$q_{\text{sym}} = b_{\text{sym}}; \quad (\text{П12})$$

2) расстояние q_{sym} , определяющее позицию такого пучка на входной поверхности СДК, находится из (2), (3) и (П12) при $\theta = \theta_{\text{sym}}$:

$$q_{\text{sym}} = (1 - \text{tg } \psi_{\text{sym}}) / 2; \quad (\text{П13})$$

3) длина схождения l_{sym} выражается из (5) с учётом (П12) и (П13):

$$l_{\text{sym}} = (1 - \text{tg } \psi_{\text{sym}}) \cos \theta_{\text{sym}} / (2 \sin \alpha_{\text{sym}}). \quad (\text{П14})$$

Угол падения θ_{m} можно найти из уравнения

$$2[(\sqrt{2} + t_0)(\sin \alpha_{\text{m}} - \sin \alpha_0) - q_0 \cos \theta_0] + (1 - \text{tg } \psi_{\text{m}}) \cos \theta_{\text{m}} = 0, \quad (\text{П15})$$

выводимого из (14) с учётом (П14) при замене α , θ , l , l_{sym} , ψ_{sym} , θ_{sym} , α_{sym} величинами α_{m} , θ_{m} , l_{m} , l_{m} , ψ_{m} , θ_{m} , α_{m} . Диаметр d_{m} вычисляется по (15) с учётом (3) и (П11) при $\theta = \theta_{\text{m}}$, найденном угле путём решения (П15):

$$d_{\text{m}} = (1 - \text{tg } \psi_{\text{m}}) \cos \theta_{\text{m}}. \quad (\text{П16})$$

Соответствующее расстояние q_m получается из (П13) при $\theta_{\text{sym}} = \theta_m$:

$$q_m = (1 - \text{tg } \psi_m)/2.$$

Коэффициент смещения k_{sm} такого «симметричного» пучка обращается в нуль с учётом коррекции положения НФП согласно (П9).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Lu C., Lipson R. H.** Interference lithography: A powerful tool for fabricating periodic structures // *Laser Photon. Rev.* 2010. **4**, N 4. P. 568–580.
2. **Ганжерли Н. М., Гуляев С. Н., Маурер И. А.** Эффект воздействия коротковолнового УФ излучения при записи голографических структур на содержащих желатин регистрирующих средах // *Оптика и спектроскопия.* 2018. **125**, № 1. С. 62–70.
3. **Барачевский В. А.** Современное состояние разработки светочувствительных сред для голографии // *Оптика и спектроскопия.* 2018. **124**, № 3. С. 371–399.
4. **Tomita Y., Hata E., Momose K. et al.** Photopolymerizable nanocomposite photonic materials and their holographic applications in light and neutron optics // *Journ. Modern Opt.* 2016. **63**, Iss. sup3. P. S1–S31.
5. **Вениаминов А. В., Могильный В. В.** Голографические полимерные материалы с диффузионным проявлением: принципы, компоновка, исследования и применения // *Оптика и спектроскопия.* 2013. **115**, № 6. С. 1014–1038.
6. **Guo J., Gleeson M. R., Sheridan J. T.** A review of the optimization of photopolymer materials for holographic data storage // *Phys. Res. Intern.* **2012**. ID 803439. 16 p.
7. **Венедиктов В. Ю., Невская Г. Е., Томилин М. Г.** Жидкие кристаллы в динамической голографии // *Оптика и спектроскопия.* 2011. **111**, № 1. С. 121–142.
8. **Микерин С. Л., Угожаев В. Д.** Двухлучевой интерферометр с неподвижным фотоприёмником, перестраиваемый с помощью подвижного зеркала // *Прикладная фотоника.* 2018. **5**, № 3. С. 218–237.
9. **Микерин С. Л., Угожаев В. Д.** Простой двухлучевой интерферометр на основе светоделительного кубика // *Оптика и спектроскопия.* 2011. **111**, № 6. С. 1019–1025.
10. **Микерин С. Л., Угожаев В. Д.** Перестраиваемый голографический интерферометр с неподвижными зеркалами // *Автометрия.* 2012. **48**, № 4. С. 20–32.
11. **Микерин С. Л., Угожаев В. Д.** Перестраиваемый голографический интерферометр со светоделительным блоком и неподвижными зеркалами // *Автометрия.* 2014. **50**, № 2. С. 110–120.
12. **Interferometers: Fundamentals, Methods and Applications** / S. L. Mikerin, V. D. Ugozhaev. Nauppaage, New York: Nova Science Publishers, 2015. P. 173–210.
13. **Угожаев В. Д.** Перестраиваемый вращением двухлучевой интерферометр с неподвижным фоточувствительным элементом. Ч. I. Интерферометр на основе светоделительного кубика // *Автометрия.* 2016. **52**, № 2. С. 57–65.
14. **Угожаев В. Д.** Предельные характеристики перестраиваемого вращением двухлучевого интерферометра с неподвижным фоточувствительным элементом // *Автометрия.* 2016. **52**, № 4. С. 118–125.
15. **Пат. RU 2626062 C1.** Двухлучевой интерферометр / В. Д. Угожаев. Оpubл. 21.07.2017, Бюл. № 21.
16. **Угожаев В. Д.** Перестраиваемый вращением двухлучевой интерферометр с неподвижным фоточувствительным элементом. Ч. II. Интерферометр на основе светоделительного блока // *Автометрия.* 2018. **54**, № 4. С. 67–77.

-
17. Пат. RU 2667335 C1. Двухлучевой интерферометр (варианты) /С. Л. Микерин, В. Д. Угожаев. Опубл. 18.09.2018, Бюл. № 26.
 18. Микерин С. Л., Угожаев В. Д. Интерферометрическая система для записи двумерных фотонных кристаллов с независимо варьируемыми периодами // Сб. тр. Междунар. науч. конф. «СибОптика-2018». Новосибирск: Изд-во СГУГиТ, 2018. Т. 1. С. 101–107.

Поступила в редакцию 17.07.2019

После доработки 20.08.2019

Принята к публикации 24.08.2019
