

**ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ,
ЭЛЕМЕНТЫ И СИСТЕМЫ**

УДК 620.1.08 : 778.38

П. В. Трошанович, Н. А. Костров, Е. Ф. Пен

(Москва – Новосибирск)

**ВЛИЯНИЕ УСАДКИ РЕГИСТРИРУЮЩЕГО МАТЕРИАЛА
НА ДИСПЕРСИОННУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ
ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ФАЗОВОЙ ГОЛОГРАММЫ ***

Исследовано влияние усадки регистрирующего материала на свойства объемной отражательной фазовой голограммы. Предложен метод решения обратной задачи экспериментального определения величины усадки материала по изменившимся под ее действием условиям оптимального восстановления голограммы. Приведены условия решения обратной задачи. Получено хорошее соответствие теоретических и экспериментальных результатов. Предложенная модель может быть применена при учете усадки материала в процессе проектирования голографических оптических элементов и голограмм диффузных объектов.

Введение. В большинстве регистрирующих материалов, предназначенных для записи объемных фазовых голограмм, процесс обработки материала вызывает изменения его геометрических размеров и среднего коэффициента преломления (явление усадки). Эти изменения могут оказывать существенное влияние на такие свойства записанных голограмм, как цвет изображения, восстановленного с изобразительной голограммы, рабочая длина волны и аберрации голографических оптических элементов и т. п. Поэтому в процессе изготовления голограммы необходимо учитывать влияние усадки регистрирующего материала.

Для исследования эффектов усадки предложены разнообразные модели, учитывающие изменение толщины материала (геометрическую усадку, т. е. изменение нормальной к поверхности материала составляющей вектора решетки) и вызванный этим поворот брэгговских плоскостей [1, 2]; изменение среднего коэффициента преломления (рефракционную усадку) [3]; изменение толщины, среднего коэффициента преломления и равномерный танген-

* Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-03-33345) и интеграционного проекта СО РАН № 84.

циальный сдвиг материала [4]; одновременное действие вышеуказанных факторов [5–7]; эффекты искривления брэгговских плоскостей [8, 9].

Если условия обработки материала поддерживаются стабильными, то усадка будет предсказуемой и при записи голограммы можно скомпенсировать (полностью или частично) связанные с ней эффекты, как в [10]. Однако для этого необходимо иметь возможность измерять геометрическую и рефракционную усадку материала независимо. Причем геометрическая усадка может включать в себя также равномерный тангенциальный сдвиг материала [4] и поэтому, вообще говоря, не может быть определена путем измерения физической толщины материала.

Методы независимого определения рефракционной и геометрической усадки предложены в [6, 7]. Они основаны на исследовании элементарной голограммы, записанной двумя плоскими волнами, дают точные результаты, но являются сложными в реализации. В экспериментальных работах эффекты усадки исследовались количественно только для элементарных голограмм [1, 4–9]. На практике же часто представляет интерес оценка влияния усадки на отражательные голограммы объектов с большим числом плоских волн, например голограммы трехмерных объектов. Подобные голограммы (далее многоволновые) также имеют оптимальные (резонансные) длину волны и угол восстановления. Под действием усадки материала эти оптимумы изменяются. Таким образом, при проектировании многоволновых голограмм необходимо иметь возможность предсказать это изменение исходя из измеренной ранее усадки материала.

Целью данной работы является исследование влияния усадки регистрирующего материала на свойства многоволновых голограмм и решение обратной задачи экспериментального определения величины усадки из условий оптимального восстановления голограмм. Изменение оптимальных длины волны и угла восстановления анализируется с помощью дисперсионной характеристики голограммы, и предлагается новый метод независимого измерения геометрической и рефракционной усадки. Этот метод значительно проще в реализации, чем предложенные в [6, 7], поскольку не требует ни записи и исследования большого количества голограмм, как в [6], ни точных измерений распределения интенсивности интерференции в тонких пленках, как в [7]. В основе предлагаемого метода лежит определение новых, вызванных усадкой материала, условий восстановления многоволновой голограммы и их сравнение с условиями записи. Если записанная голограмма удовлетворяет условию асимметрии, описанному далее, то по изменению условий резонансного восстановления можно оценить как геометрическую, так и рефракционную усадку независимо.

Условие Брэгга для элементарной голограммы, претерпевшей усадку. Рассмотрим элементарную голограмму, записанную в соответствии со схемой рис. 1, *a*. Опорная и сигнальная волны падают на регистрирующую среду под углами Ψ_R и Ψ_S соответственно. Интерференция этих волн создает картину, имеющую постоянную интенсивность на брэгговских плоскостях, являющихся бисекторами угла между записывающими волнами. В результате записи в материале регистрируется объемная решетка модуляции коэффициента преломления с вектором решетки \mathbf{K} . Угол наклона брэгговских плоскостей

$$\Phi = \frac{\Psi_R - \Psi_S}{2}, \quad (1)$$

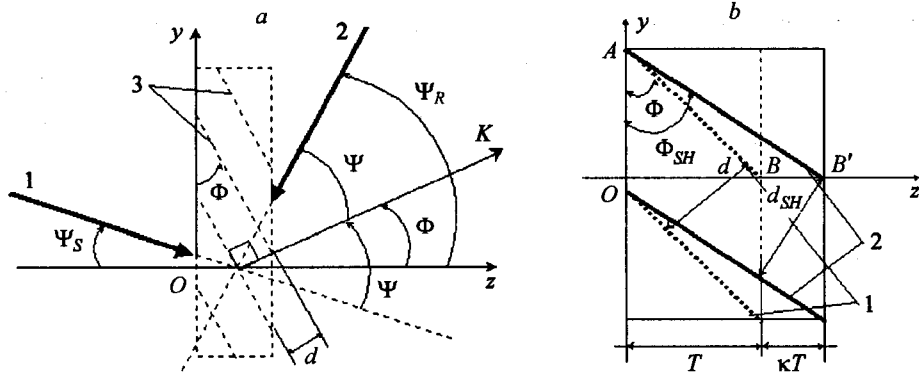


Рис. 1. Конфигурация и параметры брэгговских плоскостей в отражательной голограмме: до усадки (1 – сигнальный луч, 2 – опорный луч, 3 – брэгговские плоскости) (а); в результате геометрической усадки (1, 2 – брэгговские плоскости до и после усадки) (б)

а расстояние между плоскостями

$$d = \frac{\lambda_0}{2n_0 \cos(\Psi)}, \quad (2)$$

где n_0 – средний коэффициент преломления материала во время записи; λ_0 – длина волны записи;

$$\Psi = \frac{\Psi_R + \Psi_S}{2}. \quad (2a)$$

Следует заметить, что углы падения опорной и сигнальной волн (Ω_R и Ω_S) экспериментально определяются в воздухе. Соответствующие им углы в материале (Ψ_R и Ψ_S) определяются исходя из закона преломления

$$\frac{\sin(\Omega_S)}{\sin(\Psi_S)} = \frac{\sin(\Omega_R)}{\sin(\Psi_R)} = n_0. \quad (3)$$

Пусть материал, в котором записана голограмма, претерпевает усадку (либо разбухание), так что эффективная толщина голограммы

$$T_{SH} = (1 + \kappa)T, \quad (4)$$

где T – эффективная толщина голограммы до усадки, а κ – коэффициент геометрической усадки. Кроме того, будем полагать, что средний коэффициент преломления голограммы также изменился, т. е. произошла рефракционная усадка. Новое значение среднего коэффициента преломления

$$n_{SH} = (1 + \nu)n_0, \quad (5)$$

где ν – коэффициент рефракционной усадки.

Полагая, что голограмма одной стороной примыкает к недеформируемой, например стеклянной, подложке, можно ожидать, что изменение толщины материала вызовет поворот брэгговских плоскостей. На рис. 1, б пока-

зано, что влияние изменения толщины голограммы приводит к превращению брэгговской плоскости AB , закрепленной в точке A к твердой подложке, в плоскость AB' . В результате меняются как угол наклона Φ до усадки брэгговских плоскостей, так и расстояние d между ними. Угол наклона брэгговских плоскостей после усадки Φ_{SH} может быть найден как

$$\operatorname{tg}(\Phi_{SH}) = (1 + \kappa) \operatorname{tg}(\Phi), \quad (6)$$

а новое расстояние между плоскостями

$$d_{SH} = (1 + \kappa) d \frac{\cos(\Phi_{SH})}{\cos(\Phi)}. \quad (7)$$

При восстановлении голограммы белым светом, падающим под углом Ω_P , максимальная дифракционная эффективность будет наблюдаться для длины волны λ_B , удовлетворяющей условию Брэгга (здесь и далее полагаем, что восстанавливающий луч лежит в одной плоскости с записывающими лучами):

$$\lambda_B = 2n_{SH} d_{SH} \cos(\Psi_P - \Phi_{SH}), \quad (8a)$$

где Ψ_P – угол падения восстанавливающего луча в материале, определяемый из закона преломления

$$\frac{\sin(\Omega_P)}{\sin(\Psi_P)} = n_{SH}.$$

Отметим, что коэффициент преломления может отличаться от начального из-за рефракционной усадки (5). Формулу (8a) с учетом (4), (5) можно переписать в виде

$$\lambda_B = \lambda_0 (1 + \kappa)(1 + \nu) S, \quad (8б)$$

где

$$S = \frac{\cos(\Psi_P - \Phi_{SH}) \cdot \cos(\Phi_{SH})}{\cos(\Psi) \cdot \cos(\Phi)}. \quad (8в)$$

Изучая зависимость резонансной длины волны от угла падения, по формуле (8б) можно найти усадку материала [6]. Однако, как будет показано далее, более удобно этот анализ проводить для многоволновой голограммы.

Дисперсионная характеристика отражательной фазовой голограммы. Дисперсионной характеристикой отражательной голограммы будем называть зависимость ее дифракционной эффективности (ДЭ) η от длины волны λ и угла падения восстанавливающего луча Ω в воздухе. Для толстых элементарных голограмм дисперсионная характеристика может быть рассчитана по формулам Когельника [11]. На рис. 2, а изображены расчетные дисперсионные характеристики элементарной голограммы. Пунктирными линиями выделены характеристики, которые будем называть кривыми условия Брэгга (КУБ), поскольку для них восстанавливающий луч удовлетворяет условию Брэгга (8a). Кривые A и B соответствуют голограммам без усадки и

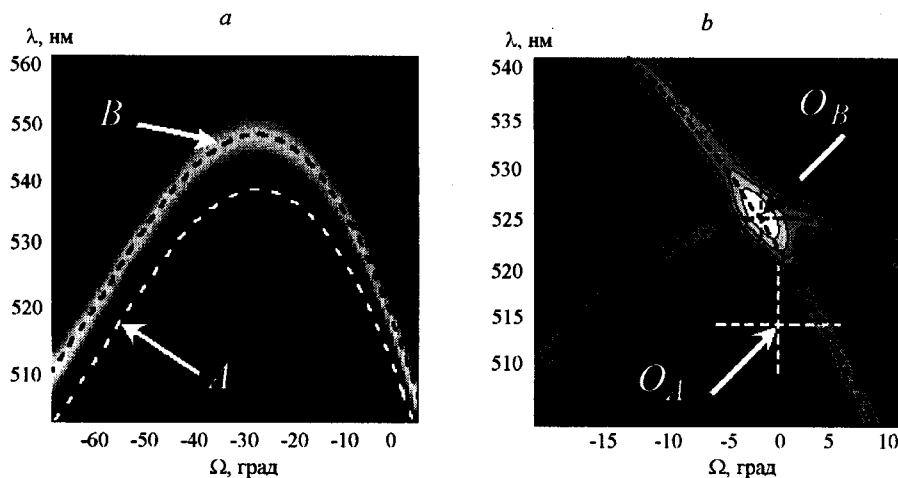


Рис. 2. Примеры расчетных дисперсионных характеристик отражательных голограмм, претерпевших усадку: дисперсионная характеристика элементарной голограммы, записанной двумя плоскими волнами (углы падения опорной и сигнальной волн 0 и 57° соответственно), (а): дисперсионная характеристика трехволновой голограммы (угол падения опорной волны 0° , углы падения компонент сигнальной волны 0 и 57°) (b)

претерпевшей усадку (с коэффициентами $\nu = -1\%$, $\kappa = 3\%$). Длина волны записи 514,5 нм. Дисперсионные характеристики представлены в виде графиков с различными уровнями серого фона, соответствующими различным значениям ДЭ: минимальной (нулевой) ДЭ соответствует черный цвет, максимальной – белый. Из рис. 2, а видно, что усадка вызывает смещение и масштабирование КУБ элементарной голограммы.

Если голограмма записана с сигнальной волной, состоящей из нескольких компонент (плоских волн, в частности двух), то каждая из элементарных голограмм, записанных интерференцией этих волн с опорной волной, имеет свою КУБ (рис. 2, b), а точка пересечения КУБ отдельных элементарных голограмм, составляющих многоволновую голограмму, соответствует выполнению условий Брэгга одновременно для обеих голограмм, т. е. для многоволновой голограммы именно эта пара параметров λ и Ω в этой точке является оптимальной. На рис. 2, b приведена расчетная дисперсионная характеристика отражательной голограммы, записанной с двумя сигнальными волнами и претерпевшей одновременное действие геометрической и рефракционной усадки ($\nu = -1\%$, $\kappa = 3\%$). Для наглядности указаны также изолинии постоянной ДЭ. Видно, что условия оптимального восстановления голограммы до и после усадки (точки O_A и O_B соответственно) отличаются. В следующих разделах показано, что по этому отличию можно найти значения геометрической и рефракционной усадки.

Условия восстановления многоволновой голограммы. Рассмотрим более детально голограмму, опорная волна которой является плоской, а сигнальная состоит из нескольких плоских компонент, причем все эти компоненты лежат в плоскости падения опорного луча. Углы падения сигнальных компонент обозначим Ψ_s . Допустим, такая голограмма подверглась геометрической (4) и рефракционной (5) усадке. В таком случае резонансная длина

волны для каждой i -й элементарной голограммы, записанной в результате интерференции компоненты сигнального луча с опорным, определяется формулой, аналогичной (8б):

$$\lambda_i = \lambda_0(1 + \kappa)(1 + \nu)S_i. \quad (9)$$

Множитель S_i в соответствии с (8в) при заданной усадке зависит как от угла падения i -й компоненты сигнального луча, так и от угла восстановления голограммы.

Полагая, что диапазон углов сигнальных лучей достаточно мал, можно ожидать, что при изменении угла падения восстанавливающего пучка можно добиться оптимальных (резонансных) условий, когда условия Брэгга будут выполнены одновременно для всех элементарных голограмм, составляющих многоволновую голограмму.

Обозначим средний угол падения сигнальных лучей в материале как Ψ_S . Тогда, раскладывая функцию S_i в ряд Тейлора и оставляя в разложении только линейный член, для каждого сигнального луча имеем

$$S_i(\Psi_{S_i}) \approx S(\Psi_S) + \frac{\partial S}{\partial \Psi_S}(\Psi_{S_i} - \Psi_S) + \dots, \quad (10a)$$

где S определяется формулой (8в).

Подбором угла падения восстанавливающего пучка Ψ_p можно добиться выполнения условия

$$\frac{\partial S}{\partial \Psi_S} = 0. \quad (10б)$$

Тогда с учетом (10а) имеем $S_i \approx S(\Psi_S)$, т. е. условия Брэгга выполняются одновременно для всех элементарных голограмм.

Формула (10б) дает условия резонансного восстановления многоволновой голограммы после усадки. Зная геометрическую и рефракционную усадку, из (10б) можно найти угол резонансного восстановления голограммы, а затем из (8б) и резонансную длину волны.

При некоторых условиях, описанных далее, формула (10б) может быть использована для решения обратной задачи: независимого определения геометрической и рефракционной усадки из найденных экспериментальным путем условий резонансного восстановления голограммы. Однако для определения усадки предпочтительней использовать голограмму, сигнальная волна которой состоит всего из двух плоских компонент, т. е. трехволновую голограмму.

Независимое определение геометрической и рефракционной усадки. Рассмотрим голограмму, состоящую из двух элементарных голограмм, у которых опорный луч общий, а сигнальные различны, причем все лучи лежат в одной плоскости. Если голограмма не претерпевает усадки, то условия резонансного восстановления для составляющих ее элементарных голограмм совпадают с условиями записи. В случае усадки подбором угла восстановления можно добиться одновременного выполнения условий Брэгга для каждой элементарной голограммы, при этом можно ожидать, что дифракционная эффективность сложной голограммы будет максимальной.

Таким образом, условием резонансного восстановления для трехволновой голограммы является равенство $S_1 = S_2$, т. е. с учетом (8в) и (6) получим

$$\frac{\cos(\Psi_p - \Phi_1) + \kappa \sin(\Psi_p) \cdot \sin(\Phi_1)}{\cos(\Psi_1)[1 + \kappa(2 + \kappa) \sin^2(\Phi_1)]} = \frac{\cos(\Psi_p - \Phi_2) + \kappa \sin(\Psi_p) \cdot \sin(\Phi_2)}{\cos(\Psi_2)[1 + \kappa(2 + \kappa) \sin^2(\Phi_2)]}. \quad (11)$$

Напомним, что экспериментально определяется угол падения восстанавливающего луча в воздухе Ω_p , а не в материале Ψ_p . С учетом действия рефракционной усадки (5) и соотношения (3) угол падения Ψ_p можно найти из уравнения

$$\frac{\sin(\Omega_p)}{\sin(\Psi_p)} = n_0(1 + \nu). \quad (12)$$

Еще одна величина, которая измеряется при подборе условий резонансного восстановления – это длина волны, удовлетворяющая условию Брэгга для обеих элементарных голограмм: $\lambda_S = \lambda_1 = \lambda_2$. Исходя из (9) и учитывая, что $S_1 = S_2 = S$, получаем третье уравнение:

$$(1 + \nu)(1 + \kappa)S = \lambda_S / \lambda_0. \quad (13)$$

Из уравнений (11)–(13) почти всегда можно найти три неизвестные величины: Ψ_p , κ , ν . Однако для некоторых геометрических параметров записи задача может не иметь решения или решение окажется чувствительным к погрешностям измерений. Чтобы найти эти параметры, рассмотрим случай малых усадок.

Предположим, что $\nu \ll 1$ и $\kappa \ll 1$. Тогда следует ожидать, что угол резонансного восстановления будет близок к углу падения опорного луча:

$$\Psi_p = \Psi_R + \theta, \quad \Omega_p = \Omega_R + \Omega, \quad (14)$$

где $\theta \ll 1$, $\Omega \ll 1$.

Разлагая (11)–(13) в ряд Тейлора по κ , ν , θ , Ω и оставляя только линейные члены разложения, можно получить систему линейных уравнений:

$$\begin{cases} \Omega = A_2 \kappa + B_2 \nu, \\ \delta = C_2 \kappa + \nu, \end{cases} \quad (15)$$

где $\delta = \lambda_S / \lambda_0 - 1$ – относительное изменение длины волны;

$$A_2 = \frac{n_0 \cos(\Psi_R)}{2 \cos(\Omega_R)} [2 \sin(\Psi_R - \Psi_S) \cdot \cos(\Delta) - \sin(2\Psi_S)];$$

$$B_2 = \text{tg}(\Omega_R); \quad C_2 = \cos(\Delta) \cdot \cos(\Psi_R - \Psi_S) + \sin^2(\Psi_S).$$

Здесь введены средний угол падения сигнальных лучей Ψ_S и разница между углами падения 2Δ :

$$\Psi_S = (\Psi_{S_1} + \Psi_{S_2})/2; \quad 2\Delta = 2(\Psi_{S_1} - \Psi_{S_2}) = 2(\Psi'_S - \Psi''_S).$$

Система уравнений (15) разрешима относительно коэффициентов рефракционной v и геометрической k усадки, если ее определитель не равен нулю ($\det \neq 0$). Аналитическое выражение этого определителя имеет вид

$$\det = A_2 - B_2 C_2 = -\frac{\sin(\Omega_S)}{\cos(\Omega_R)} [\cos(\Delta) + \cos(\Psi_R - \Psi_S)], \quad (16)$$

где $\sin(\Omega_S) = n_0 \sin(\Psi_S)$.

Заметим, что для отражательных голограмм $\cos(\Delta) + \cos(\Psi_R - \Psi_S) \neq 0$, так что определитель системы (15) не равен нулю, если

$$\sin(\Omega_S) \neq 0. \quad (17)$$

Условие (17) означает, что сигнальные лучи не должны быть симметричными относительно нормали к поверхности голограммы. Оно является необходимым и достаточным для решения обратной задачи: если оно выполнено, то из системы уравнений (15) могут быть определены как геометрическая, так и рефракционная усадка:

$$k = (\Omega - B_2 \delta) / \det, \quad v = (-C_2 \Omega + A_2 \delta) / \det. \quad (18)$$

Если полученные значения усадки малы и удовлетворяют уравнениям (11)–(13) с достаточной точностью, то задача решена. В противном случае необходимо решать нелинейную систему (11)–(13), что может быть сделано численно с использованием итерационного алгоритма. При этом решение (18) является начальным приближением. Можно показать, что уравнение (11) совпадает с уравнением (10б) в пределе $\Delta \rightarrow 0$. Это неудивительно, поскольку условием применимости (10б) является малый диапазон углов сигнальных волн. Отсюда ясно, что многоволновая голограмма также может быть использована для независимого измерения геометрической и рефракционной усадки при выполнении условия (17), т. е. сигнальные лучи падают на голограмму со средним углом, отличным от нуля. Полученные результаты были использованы при экспериментальном определении усадки материала путем анализа дисперсионных характеристик отражательных голограмм.

Измерения дисперсионных характеристик голограмм. Схема экспериментальной установки, разработанной для изучения дисперсионных характеристик отражательных голограмм, показана на рис. 3. Голограмма 1 помещается на поворотный столик 2 и освещается коллимированным пучком

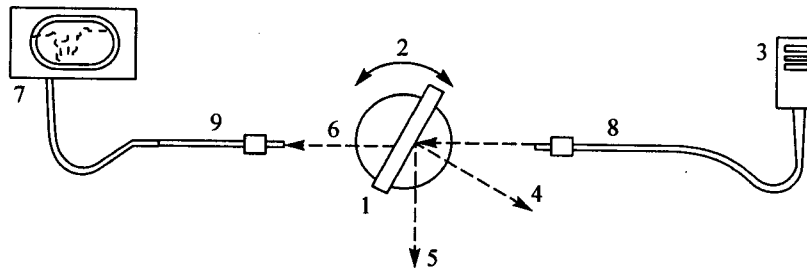


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для измерения дисперсионной характеристики голограммы

белого света от источника 3. Поворотом столика можно менять угол падения восстанавливающего пучка, который дифрагирует на отдельных элементарных голограммах, составляющих сложную голограмму, и образует пучки 4, 5. Пучок 6, прошедший без дифракции, улавливается детектором спектрометра 7, который позволяет анализировать спектр этого пучка в реальном времени; 8 – освещающий световод; 9 – приемный световод.

Эта установка может быть использована как для измерения дисперсионной характеристики голограммы, так и для определения резонансных условий восстановления голограммы. Последнее осуществляется следующим образом. Поворотом столика достигается положение, при котором глубина провала на спектре пропускания голограммы максимальна, что соответствует пику ее дифракционной эффективности; провалы от отдельных элементарных голограмм при этом локализируются одновременно около общей длины волны. По шкале поворотного столика определяется угол резонансного восстановления, а по спектрометру – резонансная длина волны.

Примеры спектральных характеристик (зависимостей дифракционной эффективности η от длины волны λ) отражательных голограмм для разных углов восстановления приведены на рис. 4. Характеристики были рассчитаны по измеренным коэффициентам пропускания и средним значениям коэффициентов поглощения света в голограммах. На рис. 4, *a* приведены спек-

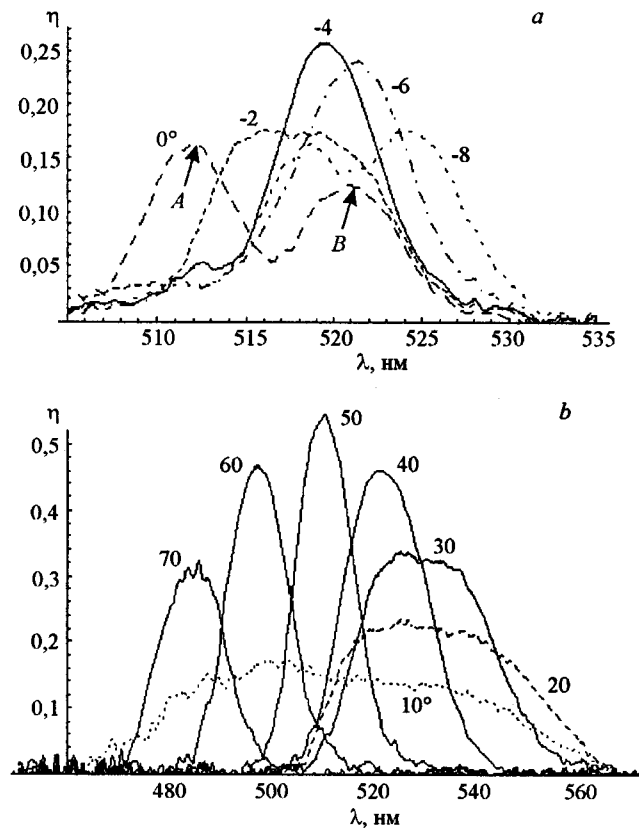


Рис. 4. Экспериментальные спектральные кривые: трехволновой (*a*) и многоволновой (*b*) голограмм при различных углах падения восстанавливающего пучка (в градусах)

ральные характеристики трехволновой голограммы, записанной в бихромированной желатине на фотопластинке «Славич» ПФГ-04. Голограмма записана светом с длиной волны 514,5 нм при следующих условиях: $\Omega_R = 0^\circ$, $\Omega_{S_1} = 56,5^\circ$, $\Omega_{S_2} = 0^\circ$.

Из рис. 4, *a* ясно, что оптимальные условия восстановления этой голограммы отличаются от условий записи. Так, при угле восстановления 0° максимумы эффективности отдельных элементарных голограмм (*A* и *B*) наблюдаются на разных длинах волн. При увеличении угла восстановления (в отрицательную сторону) максимумы сближаются, и резонансное восстановление происходит при угле освещения $\Omega_p = (4,1 \pm 0,1)^\circ$ и длине волны $\lambda_B = (519,6 \pm 0,2)$ нм, которая также отличается от длины волны записи. Отличие это можно объяснить наличием в материале усадки (набухания), имевшей место при проявлении голограммы.

На рис. 4, *b* представлены спектральные характеристики многоволновой голограммы, записанной в фотополимерном материале DuPont. Угол падения опорной волны составлял $\Omega_R = 52^\circ$, а сигнальная волна имела диффузное пространственное распределение со средним углом падения $\Omega_S = 0^\circ$. Поскольку сигнальная волна симметрична и условие (17) для этой голограммы не выполняется, то из ее дисперсионной характеристики невозможно определить независимо разные компоненты усадки. Коэффициенты усадки этого материала были измерены другим способом: для рефракционной усадки $v = 0,95\%$, для геометрической $k = -2,5\%$. Используя эти значения, по формулам (86), (106) можно найти условия резонансного восстановления: угол $\sim 51^\circ$ и длина волны ~ 508 нм. На рис. 4, *b* для этих условий восстановления получается выраженный пик дифракционной эффективности многоволновой голограммы.

Трехволновая голограмма на бихромированной желатине (см. рис. 4, *a*) записана при геометрических параметрах, удовлетворяющих (17). Из условий ее оптимального восстановления можно определить коэффициенты усадки. Рассчитанные на основе экспериментальных данных и формул (11)–

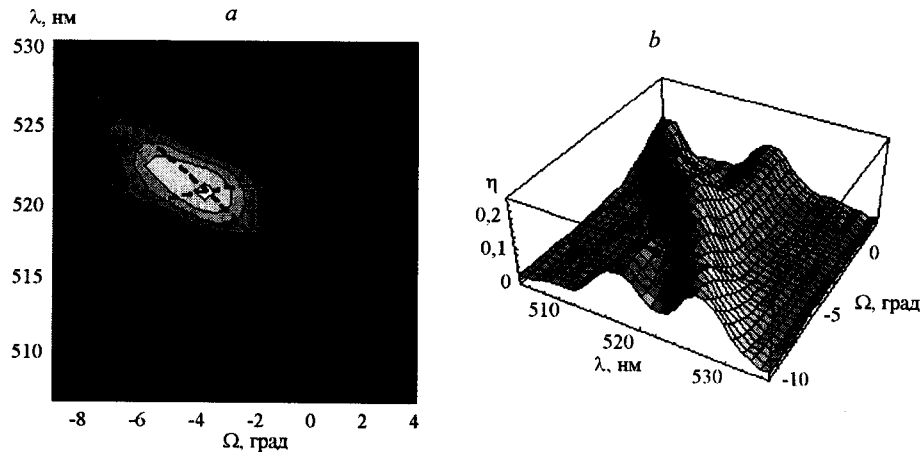


Рис. 5. Экспериментальная дисперсионная характеристика трехволновой голограммы: в полутоновом представлении (*a*) и в виде трехмерного графика (*b*). Разница между значениями дифракционной эффективности голограммы на соседних изолиниях составляет 0,1 от максимальной

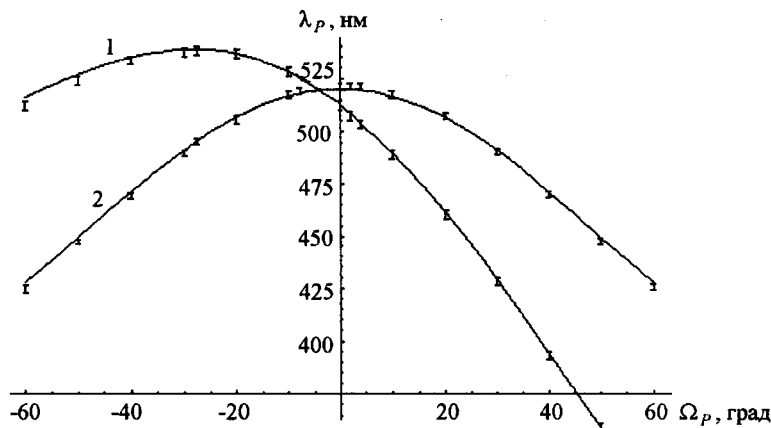


Рис. 6. Кривые условий Брэгга для элементарных голограмм, составляющих трехволновую голограмму: сплошные линии – расчетные данные; точки – экспериментально определенные значения брэгговских длин волн. Кривая 1 соответствует голограмме, записанной волнами с углами падения: $\Omega_R = 0^\circ$, $\Omega_{S_1} = 56,5^\circ$; кривая 2 – $\Omega_R = 0^\circ$, $\Omega_{S_2} = 0^\circ$

(13) искомые величины $\nu = (0,2 \pm 0,2) \%$, $\kappa = (8,9 \pm 0,3) \%$. Заметим, что материал испытывает в значительно большей мере геометрическую усадку, чем рефракционную, что является типичным для бихромированной желатины. По вычисленным значениям усадки можно найти условия резонансного восстановления (Ω_p и λ_B) каждой из двух элементарных голограмм по формулам, аналогичным (86).

На рис. 5, а экспериментальная дисперсионная характеристика изучаемой голограммы представлена в виде полутонного графика совместно с расчетными кривыми условий Брэгга, изображенными пунктирными линиями. Видно, что локальные максимумы дисперсионной характеристики лежат на расчетных КУБ, из чего можно сделать вывод о хорошем соответствии между экспериментальными данными и теорией. Для наглядности рассматриваемая дисперсионная характеристика изображена на рис. 5, б в виде трехмерного графика.

Для более точной проверки теории проведен эксперимент на установке (см. рис. 3) по определению положения максимумов, соответствующих отдельным элементарным голограммам (аналогичных точкам А, В на рис. 4, а), при разных углах освещения. Эти же положения максимумов были рассчитаны исходя из геометрии записи голограмм и вычисленной усадки. Результаты представлены на рис. 6, который показывает хорошее соответствие теории и эксперимента.

Заключение. Исследовано влияние усадки регистрирующего материала на дисперсионную характеристику многоволновой голограммы в предположении равномерных изменений эффективной толщины материала и среднего коэффициента преломления. Получены аналитические выражения, связывающие изменения резонансных длины волны и угла восстановления голограммы с коэффициентами усадки в приближении малой усадки. Показано, что в случае несимметричной геометрии записывающих пучков по экспериментально установленным условиям резонансного восстановления можно независимо определить величины коэффициентов рефракционной и геометрической усадки.

Исходя из измеренных значений коэффициентов усадки и геометрических параметров записи, определены оптимальные условия восстановления голограммы диффузного объекта. Расчетные данные условий резонансного восстановления находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами.

Полученные результаты и методика исследований могут быть использованы в изобразительной голографии для получения управляемого изменения цвета восстановленного изображения [12], а также при проектировании голографических оптических элементов для создания голограмм с рабочей длиной волны, отличной от записывающей [13, 14].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Vilkomerson D. H. R., Bostwick D.** Some effects of emulsion shrinkage on a hologram's image space // *Appl. Opt.* 1967. 6. P. 1270.
2. **Galo J. T., Verber C. M.** Model for effects of material shrinkage on volume holograms // *Appl. Opt.* 1994. 33, N 29. P. 6797.
3. **Jordan M. P., Solymar L.** A note on volume holograms // *Electron. Lett.* 1978. 14. P. 271.
4. **Belendez A., Pascual I., Fimia A.** Effective holographic grating model to analyze thick holograms // *Proc. SPIE.* 1991. 1507. P. 268.
5. **Fiala P., Ruzek J., Jerie T.** Behavior and properties of real holographic recording materials // *Proc. SPIE.* 1987. 747. P. 74.
6. **Stevenson S. H., Steijn K. W.** A method for characterization of film thickness and refractive index in volume holographic materials // *Proc. SPIE.* 1995. 2405. P. 88.
7. **Tholl H. D., Dohman M., Stojanoff C. G.** Determination of the mean refractive index and the thickness of dichromated gelatin holographic films using the thin film resonance method // *Ibid.* P. 76.
8. **Kubota T.** The bending of interference fringes inside a hologram // *Opt. Acta.* 1979. 26. P. 731.
9. **Au L. B., Newell J. C. W., Solymar L.** Non-uniformities in thick dichromated gelatin gratings // *Journ. Mod. Opt.* 1987. 34. P. 1211.
10. **Zhao Ch., Liu J., Fu Z., Chen R. T.** Shrinkage-corrected volume holograms based on photopolymeric phase media for surface-normal optical interconnects // *Appl. Phys. Lett.* 1997. 71, N 11. P. 1464.
11. **Kogelnik H.** Coupled wave theory for thick hologram gratings // *Bell Syst. Techn. Journ.* 1969. 48, N 9. P. 2909.
12. **Boyd J. E., Trentler T. J., Wahi R. K. et al.** Effects of film thickness on the performance of photopolymers as holographic recording materials // *Appl. Opt.* 2000. 39, N 14. P. 2353.
13. **Stojanoff C. G., Froning Ph., Schulat J.** The uses of filler material in DCG films for predictable shift of the spectral characteristics of holograms // *Proc. SPIE.* 1999. 3638. P. 61.
14. **Zager S. A., Weber A. M.** Display holograms in DuPont's OmniDex™ films // *Proc. SPIE.* 1991. 1461. P. 58.