

УДК 535.421; 778.38

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ОБЪЁМНЫХ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ГОЛОГРАММ ДИФФУЗНЫХ ОБЪЕКТОВ

© Е. Ф. Пен

*Институт автоматизи и электрOMETрии СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: pen@iae.nsk.su*

Определены особенности спектральных свойств объёмных отражательных голограмм диффузных объектов, заключающиеся в уширении контура спектрального отклика (рефлекса) как в коротковолновую, так и в длинноволновую области спектра в случае отличия угла падения зондирующего пучка белого света от направления распространения опорной волны при записи голограмм. Этот эффект существенно отличается от известного случая угловой зависимости рефлекса элементарной объёмной отражательной решётки. Дано теоретическое объяснение экспериментальным данным, выведены формулы, по которым выполнены расчёты спектров пропускания исследуемых решёток, качественно согласующиеся с экспериментом.

Ключевые слова: оптическая голография, объёмные отражательные решётки, брэгговская дифракция, фотополимеры.

DOI: 10.15372/AUT20200102

Введение. Свойства элементарных объёмных отражательных голограмм (решёток) детально исследованы в классических работах [1, 2], где изучены, в частности, спектральная и угловая зависимости дифракционной эффективности этих голограмм от толщины регистрирующего материала, амплитуды модуляции показателя преломления, согласованности брэгговских условий записи/восстановления и других факторов.

Наиболее просто объёмная отражательная решётка может быть получена с помощью известных схем из [3, 4], когда лазерное излучение (опорный пучок) проходит сквозь регистрирующую среду и освещает объект записи, в качестве которого используется, например, обычное зеркало, отражающее излучение в обратном направлении и формирующее тем самым объектный пучок, интерферирующий с опорным.

В этом случае период решётки, определяющий длину волны резонанса спектрального отклика (рефлекса) при зондировании белым светом, зависит от длины волны записываемого лазерного излучения и угла падения опорного пучка. Контур рефлекса решётки обычно имеет вид узкой спектральной полосы, центр которой смещается только в коротковолновую область при варьировании угла падения зондирующего пучка [5].

Если в рассматриваемой схеме вместо зеркала находится белый диффузный объект (например, гипсовая поверхность или матовая фотобумага), то отражённое (рассеянное) от него излучение можно представить как набор плоских волн с некоторым угловым распределением. Каждая из этих волн, интерферируя с опорной, создаёт свою отражательную решётку. Отметим, что данный пример во многом аналогичен так называемым «шумовым решёткам», возникающим в результате интерференции падающего на регистрирующий материал лазерного излучения и множества волн, образующихся при рассеянии этого излучения на неоднородностях материала [6, 7]. Применительно к пропускающим голограммам шумовые решётки детально исследованы теоретически и экспериментально. В частности,

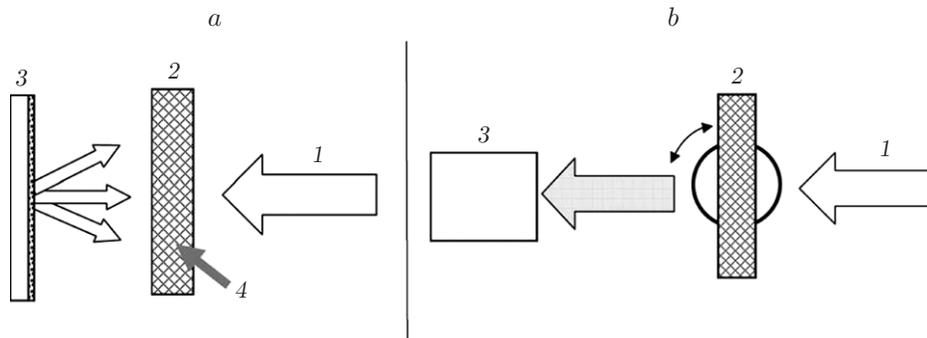


Рис. 1. Схемы экспериментальных установок: записи объёмной отражательной голограммы диффузных объектов (а) и измерения её спектрального отклика (б)

показано, что они приводят к появлению картины дифракционных колец [6], снижают полезную эффективность голограмм [8].

Вместе с тем спектральные свойства объёмных отражательных голограмм диффузных объектов ранее подробно не были изучены, особенно в случае рассогласования брэгговских условий записи/восстановления [1]. Представляется, что такое исследование весьма актуально, поскольку при указанном рассогласовании могут возникать искажения цветового баланса восстановленных изображений в художественных и защитных голограммах, голографических дисплеях [9].

Цель данной работы — экспериментальное и теоретическое исследование спектральных свойств объёмных отражательных голограмм диффузных объектов при различных параметрах их записи и восстановления.

Экспериментальные исследования. Схемы экспериментальных установок, использованных в данной работе, представлены на рис. 1. На рис. 1, а показаны: 1 — коллимированный пучок лазерного излучения; 2 — регистрирующая среда; 3 — объект записи; 4 — упрощённый вид пространственной структуры объёмной отражательной голограммы; а на рис. 1, б: 1 — зондирующий пучок белого света; 2 — исследуемая голограмма (решётка), установленная на вращающемся столике, обеспечивающем изменения угла падения зондирующего пучка; 3 — цифровой спектрофотометр (в экспериментах применялся прибор AvaSpec-ULS2048 производства Avantes, Нидерланды). Подобная схема тестирования объёмных отражательных решёток является стандартной [10, 11].

Вначале была изготовлена объёмная отражательная решётка № 1, объектом записи являлось плоское металлическое зеркало. Опорный пучок DPSS-лазера (длина волны излучения $\lambda_0 = 532$ нм, интенсивность 2 мВт/см²) был направлен по нормали к поверхности регистрирующего материала, в качестве которого использовался голографический фотополимер (ФПМ) BAYFOL HX TP из линейки продуктов компании Bayer MaterialScience AG (Германия) [11] с толщиной регистрирующего слоя $L = 55$ мкм, позволяющий изготавливать объёмные фазовые голографические решётки с большой дифракционной эффективностью. Зеркало располагалось за ФПМ вплотную к нему. Энергия записи составляла 60 мДж/см². Затем была получена отражательная голограмма № 2, для которой объектом записи служила белая матовая фотобумага марки LOMOND Matt. Энергия записи также составляла 60 мДж/см².

Применительно ко всем типам голограмм во избежание искажений восстановленных изображений необходимо согласование брэгговских условий записи/восстановления, в частности, равенство углов падения опорного и восстанавливающего пучков. На практике, особенно в случае освещения объёмных отражательных голограмм белым светом, это требование в полной мере зачастую не выполняется. Поэтому необходимо исследовать за-

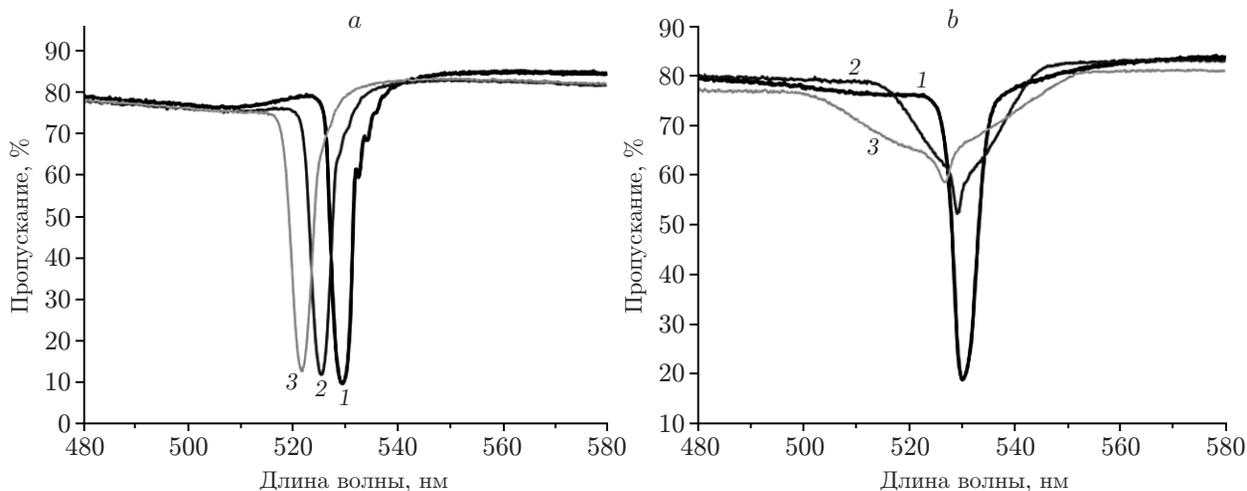


Рис. 2. Кривые спектров пропускания решёток для разных значений угла падения зондирующего излучения: *a* — решётка № 1, *b* — № 2

висимость возможных искажений при несогласованности условий записи/восстановления голограмм. С этой целью были получены спектры пропускания изготовленных голограмм для различных углов падения ψ восстанавливающего (зондирующего) излучения белого света относительно направления опорного пучка при записи голограмм. На рис. 2, *a* показаны спектры решётки № 1 при $\psi = 0, 5, 10^\circ$ (кривые 1, 2, 3). Подобные измерения общеизвестны и проводились многими исследователями, в том числе в [5, 10].

Видно, что для решётки № 1 в случае угла падения зондирующего пучка $\psi = 0^\circ$ контур спектрального отклика узкий (ширина контура ~ 4 нм на уровне 0,5 от минимума пропускания), центральная длина волны резонанса $\lambda_r = 529$ нм и при изменении значения угла ψ смещается только в коротковолновую область по закону $\lambda_r = \lambda_0 \cos \psi$ [5]. Важно отметить, что ширина контура спектра при этом почти не меняется. Отличие длины волны резонанса от ожидаемой длины волны $\lambda_0 = 532$ нм на 3 нм объясняется хорошо известным влиянием эффективной усадки ФПМ [12], составляющей для использованного материала примерно $-0,5\%$ и приводящей именно к уменьшению длины волны рефлекса.

Существенно иной вид спектров пропускания у голограммы № 2 (рис. 2, *b*). Ширина контура даже при угле падения зондирующего пучка $\psi = 0^\circ$ (кривая 1) несколько больше, чем у решётки № 1, и значительно возрастает с увеличением угла ψ (кривая 2 — $\psi = 5^\circ$, кривая 3 — $\psi = 10^\circ$), причём уширение контура простирается как в коротковолновую, так и в длинноволновую область относительно центра спектрального отклика (рефлекса) и сопровождается уменьшением глубины контура. Например, при $\psi = 10^\circ$ ширина контура у его основания составляет ~ 50 нм. Подобного рода наблюдения, по нашим сведениям, ранее не отмечались и поэтому требуют исследования.

Очевидно, что спектральные свойства и дифракционная эффективность исследуемых отражательных голограмм диффузных объектов решёток зависят от углового распределения рассеянного света. Такое распределение было получено с помощью установки, схема которой приведена на рис. 3: 1 — коллимированный пучок лазерного излучения (с усечённым гауссовым распределением поперечного профиля интенсивности), падавший на объект под углом $\sim 10^\circ$ относительно нормали к его поверхности, 2 — диффузный объект (белая матовая фотобумага), 3 — пучки рассеянного света, 4 — фотоприёмник (с входной диафрагмой диаметром 1 мм), установленный на вращающейся платформе. Объект располагался на расстоянии $L = 100$ мм от фотоприёмника, при этом соотношение интенсивностей падающего и максимальных значений отражённого света составляло $\sim 600 : 1$

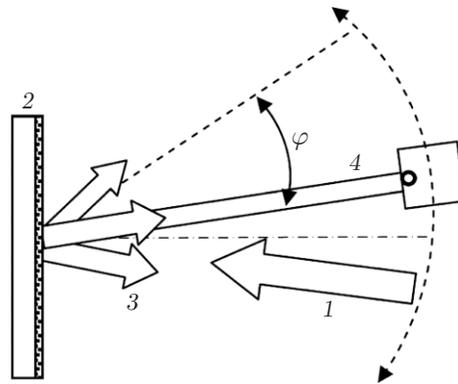


Рис. 3. Схема установки измерения углового распределения рассеянного света

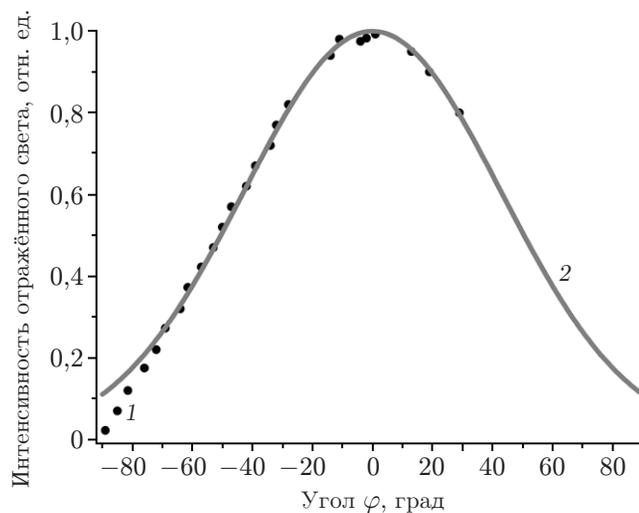


Рис. 4. Зависимость относительной интенсивности отражённого (рассеянного) света от угла φ

и $\sim 10 : 1$ вблизи плоскости бумаги.

На рис. 4 изображена зависимость относительной интенсивности отражённого (рассеянного) света от угла φ между направлениями текущего наблюдения и максимального сигнала отражённого света (экспериментальные данные обозначены символами «●»). Данный график в достаточной мере совпадает с аппроксимирующей кривой функции Гаусса (кривая 2), погрешность измерений не превышает $\pm 2\%$. Заметим, что эта зависимость описывает интенсивность объектных пучков, интерферирующих с опорным, при записи голограммы № 2.

Теоретические положения и расчётные данные. Рассмотрим геометрическую схему векторов пучков при записи и восстановлении отражательных голограмм диффузных объектов, представленную на рис. 5. Здесь изображены: \mathbf{k}_0 — вектор опорного пучка; \mathbf{k}_i — вектор i -пучка отражённого излучения, далее называемый объектным; $|\mathbf{k}_0| = |\mathbf{k}_i| = 2\pi n/\lambda_0$; λ_0 — длина волны (в воздухе) лазерного излучения, применяемого при записи решёток; $\mathbf{G}_i = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_0$ — вектор отдельной решётки (субрешётки), образующейся в результате интерференции объектного i и опорного пучков в регистрирующем материале с показателем преломления n ; модуль этого вектора $|\mathbf{G}_i| = 2\pi/\Lambda_i$, где Λ_i — пространственный период решётки; \mathbf{k}_z — вектор зондирующего пучка; $\mathbf{k}_{r,i}$ — вектор восстановленной волны, соответствующей брэгговскому условию $\mathbf{G}_i = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_{r,i} - \mathbf{k}_z$.

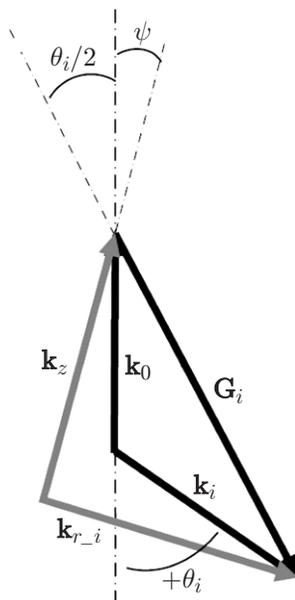


Рис. 5. Геометрическая схема векторов опорного \mathbf{k}_0 , объектного \mathbf{k}_i , зондирующего \mathbf{k}_z и восстановленного \mathbf{k}_{r-i} пучков относительно вектора субрешётки \mathbf{G}_i

Пусть α_i — угол между векторами \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_i , а опорный пучок падает на поверхность объекта по нормали, тогда рассеянный (отражённый) i -пучок составляет с этой нормалью угол $\theta_i = 180^\circ - \alpha_i$. В этом случае

$$\Lambda_i = \lambda_0 / (2n \cos(\theta_i/2)).$$

Количество объектных пучков чрезвычайно велико, однако среди них можно выделить пучки с отличающимися значениями углов рассеяния как в радиальном направлении θ_i , $i = 1, 2, \dots, N_\theta$, так и в азимутальном ω_j , $j = 1, 2, \dots, N_\omega$. Ясно, что субрешётки с различными значениями ω_j , но одинаковыми θ_i будут иметь один и тот же период Λ_i .

Если зондирующий пучок белого света направлен на i -субрешётку вдоль её вектора, то нетрудно установить, что длина волны восстановленного излучения

$$\lambda_{r-i} = \lambda_0 / \cos(\theta_i/2), \tag{1}$$

т. е. больше, чем длина волны лазерного излучения λ_0 . Когда зондирующий пучок составляет угол ψ относительно направления опорного пучка при записи решётки, как это изображено на рис. 5, то, используя результаты [5], можно показать, что длина волны рефлекса i -субрешётки изменится и окажется равной

$$\lambda_{r-i} = \lambda_0 \cos(\theta_i/2 + \psi) / \cos(\theta_i/2). \tag{2}$$

Из выражения (2) видно, что при $\theta_i = 0^\circ$ (т. е. опорный и объектный пучки на рис. 1 распространяются строго навстречу друг другу) длина волны рефлекса этой решётки при варьировании угла падения зондирующего пучка ψ может только уменьшаться, однако при $\theta_i \neq 0^\circ$ длина волны рефлекса i -субрешётки может как уменьшаться, так и увеличиваться относительно его центрального значения, которое вычисляется согласно (2) (анализ формулы (2) будет дан далее).

Для оценки величины степени отражения всей совокупности (i, j) отражательных субрешёток рассмотрим вначале пространственную структуру i -решётки, которую, следуя [5, 13], можно представить как набор пар тонких диэлектрических слоёв a, b с толщинами h_a, h_b , повторяющихся с периодом Λ_i . Количество пар слоёв $P_i = L/\Lambda_i$. Показатели

преломления этих слоёв n_a , n_b должны соответствовать распределению энергии засветки картины интерференции опорного и i -пучков. Предполагая линейность процесса записи голограммы в результате такой засветки, в ФПМ создаётся фотоиндуцированное гармоническое распределение показателя преломления вида

$$n_i(x) = n_0 + \Delta n_i \cos(2\pi x/\Lambda_i),$$

где Λ_i — период интерференционной картины; n_0 и Δn_i — среднее значение и амплитуда модуляции показателя преломления ФПМ, зависящие также от контраста (видности) V интерференционной картины. Известно [1, 2], что $V = 2\sqrt{S}/(1+S)$, где S — отношение интенсивностей интерферирующих пучков. Заменим реальную полутоновую картину интерференции бинарным распределением интенсивности света, тогда для решётки № 1 контраст $V = 1$, а максимальное и минимальное значения показателя преломления соответствуют $n_0 + \Delta n = n_a$ и $n_0 - \Delta n = n_b$, где n_0 , Δn — справочные данные: $n_0 = 1,5$, $\Delta n \sim 0,02-0,04$ [10, 11].

Для множества решёток, наложенных в одном и том же объёме регистрирующего материала, величину Δn следует разделить пропорционально их количеству и учесть видность V интерференционной картины каждой из них. Поэтому для голограммы № 2 показатели преломления слоёв a , b отдельной субрешётки можно выразить как

$$n_a = n_0 + \frac{\Delta n}{N_\theta N_\omega} \frac{2\sqrt{S_{i,j}}}{1+S_{i,j}}; \quad n_b = n_0 - \frac{\Delta n}{N_\theta N_\omega} \frac{2\sqrt{S_{i,j}}}{1+S_{i,j}}. \quad (3)$$

Зависимость коэффициента отражения $R_{i,j}(\lambda)$ или пропускания $T_{i,j}(\lambda) = 1 - R_{i,j}(\lambda)$ i, j -субрешётки от длины волны зондирующего излучения может быть найдена по формулам [5, 13]:

$$R_{i,j}(\lambda) = |r_{i,j}(\lambda)|^2, \quad r_{i,j}(\lambda) = \frac{(m_{11} + m_{12}n_0)n_0 - (m_{21} + m_{22}n_0)}{(m_{11} + m_{12}n_0)n_0 + (m_{21} + m_{22}n_0)}, \quad (4)$$

где m_{11}, \dots, m_{22} — элементы общей матрицы переноса M решётки i, j .

В свою очередь, $M = (M_{ab})^P$, где M_{ab} — матрица переноса пары слоёв a и b этой решётки, равная произведению матриц переноса каждого слоя [13]:

$$M_{ab} = \begin{bmatrix} \cos \varphi_a & -in_a^{-1} \sin \varphi_a \\ -in_a \sin \varphi_a & \cos \varphi_a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \varphi_b & -in_b^{-1} \sin \varphi_b \\ -in_b \sin \varphi_b & \cos \varphi_b \end{bmatrix},$$

здесь $\varphi_{a,b} = 2\pi n_{a,b} h_{a,b}/\lambda$ — набег фазы световой волны с длиной λ от одной границы слоёв a и b до другой.

Суммарный коэффициент отражения всей совокупности субрешёток можно записать как

$$R(\lambda) = \sum_{i,j}^{N_\theta, N_\omega} R_{i,j}(\lambda). \quad (5)$$

Поскольку аксиально расположенные субрешётки с одинаковым индексом i идентичны, выражения (3) можно заменить выражениями

$$n_a = n_0 + \frac{\Delta n}{N_\theta} \frac{2\sqrt{S_i}}{1+S_i}, \quad n_b = n_0 - \frac{\Delta n}{N_\theta} \frac{2\sqrt{S_i}}{1+S_i}$$

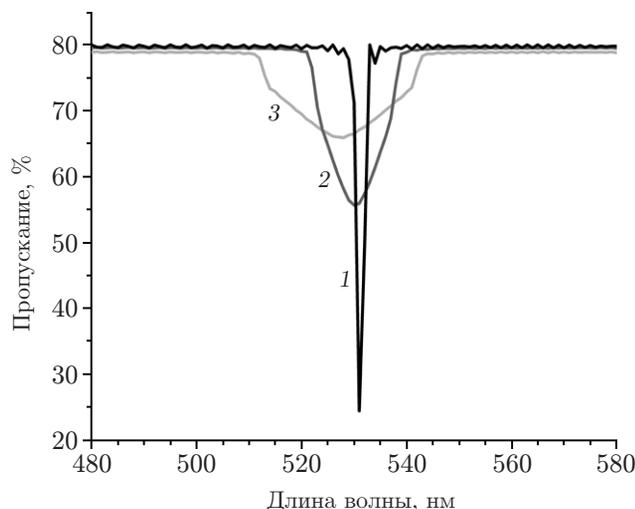


Рис. 6. Спектры пропускания решётки № 2 для различных значений угла падения зондирующего пучка: $\psi = 0^\circ$ (кривая 1), $\psi = 5^\circ$ (кривая 2), $\psi = 10^\circ$ (кривая 3)

и в формуле (5) суммирование по индексу j не производить, тогда

$$R(\lambda) = \sum_{i=-N_\theta}^{N_\theta} R_i(\lambda). \quad (6)$$

На рис. 6 показаны расчётные спектры пропускания решётки № 2 как совокупности субрешёток для различных значений угла падения зондирующего пучка. Представление результатов расчётов в виде спектров пропускания, а не отражения обусловлено лишь удобством сравнения с вышеприведёнными экспериментальными данными. По этой же причине расчётные значения пропускания решёток умножались на поправочный коэффициент 0,8, поскольку полученные образцы голограмм обладают остаточным поглощением света компонентами ФПМ (см. рис. 2). Отметим также, что коэффициент отражения голограммы является по существу мерой её дифракционной эффективности.

В расчётах принято количество пучков $N_\theta = +25, \dots, -25$, которые попадают в интервал углов $\theta_i = +40^\circ, \dots, -40^\circ$, содержащий более 60 % энергии рассеянного света. Здесь и далее все значения углов указаны для воздуха. При этом расчётный диапазон изменений S составлял от $\sim 10 : 1$ (для $\theta_i = 0^\circ$) до $\sim 100 : 1$ (для $\theta_i = \pm 40^\circ$). Видно, что при $\psi = 0^\circ$, когда угол падения зондирующего пучка совпадает с углом падения опорного пучка при записи голограммы, т. е. условия Брэгга выполнены для всех субрешёток, формируется суммарный рефлекс, со спектром в виде глубокого и узкого контура, центральное значение которого близко к длине волны записывающего излучения (влияние усадки в этих расчётах не учитывалось). При $\psi \neq 0^\circ$ контур суммарного рефлекса значительно уширяется, его центр смещается в коротковолновую область.

Уширение контура рефлекса можно объяснить, анализируя формулу (2). На рис. 7 изображён пример изменения длины волны рефлексов субрешёток для различных значений θ_i при заданном угле падения зондирующего пучка $\psi = 10^\circ$.

При $\psi = 0^\circ$ (когда условия записи/восстановления голограммы согласованы) для любых значений θ_i длины волн рефлексов одинаковы и равны λ_0 (линия 1), как и должно быть физически. Согласно формуле (1) кривая 2 описывает длины волн рефлексов субрешёток

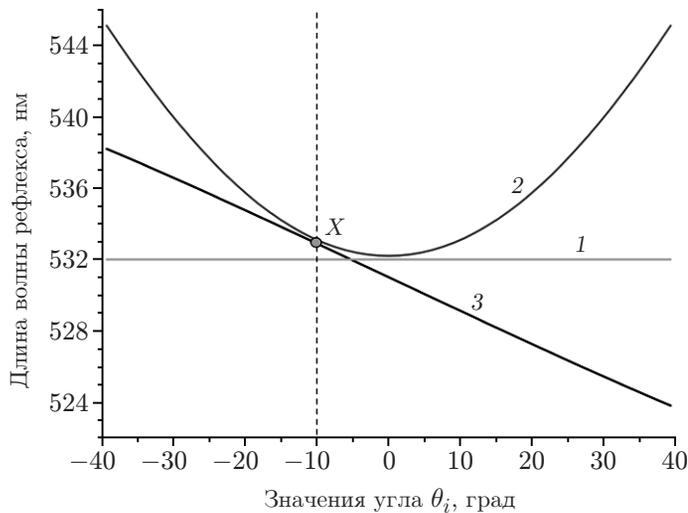


Рис. 7. Графики изменения длины волны рефлексов субрешёток для различных значений θ_i

при направлении зондирования вдоль вектора \mathbf{G}_i , т. е. предполагается, что $\psi = -\theta_i/2$. Однако в случае $\psi \neq -\theta_i/2$ зондирующий пучок падает на субрешётки под некоторым углом относительно направлений их векторов, и тогда длины волн рефлексов решёток уменьшаются согласно (2). В зависимости от соотношения знаков величин $\theta_i/2$ и ψ это уменьшение больше или меньше, что и объясняет наблюдаемое уширение контура спектра суммарного рефлекса (линия 3) в коротковолновую или длинноволновую область относительно точки X , соответствующей центру данного спектра.

Обсуждение результатов исследования. Итак, установлено, что в случае объёмных отражательных голограмм диффузных объектов отличие угла падения зондирующего пучка белого света от направления распространения опорной волны при записи голограмм приводит к уширению контура спектрального отклика как в коротковолновую, так и в длинноволновую области. Дано теоретическое объяснение указанной особенности, выведены формулы, по которым выполнены расчёты спектров пропускания исследуемых решёток, качественно согласующиеся с экспериментом.

Рассмотрим детально формирование результирующего спектрального отклика как сумму рефлексов отдельных решёток.

На рис. 8, а цифрами 1–5 показаны спектры рефлексов решёток, соответствующих объектным пучкам с углами $\theta_i = 0; \pm 7,5; \pm 15; \pm 22,5; \pm 30^\circ$ при $\psi = 0^\circ$. Видно, что согласно формуле (2) все указанные рефлексы имеют одну и ту же длину волны резонанса. Простое суммирование значений коэффициентов отражения по всему рассматриваемому интервалу значений i даёт величину, показанную на рис. 6 кривой 1.

Иная картина наблюдается при $\psi \neq 0^\circ$. На рис. 8, б представлены данные для решёток с объектными пучками при $\theta_i = 0; \pm 1,5; \pm 40^\circ$ для $\psi = 10^\circ$. Очевидно, что рефлексы имеют различные длины волн резонансов, группа кривых 1 соответствует $\theta_i = 0; \pm 1,5^\circ$; кривые 2 — $\theta_i = \pm 40^\circ$. Вклад отдельного рефлекса зависит, как отмечалось ранее, от видности V интерференционной картины для каждой из субрешёток. Решётки, соответствующие малым углам рассеяния, имеют более высокую дифракционную эффективность и дают больший вклад. На рисунке это проиллюстрировано кривой 3, являющейся суммой рефлексов при $\theta_i = 0; \pm 1,5^\circ$, а результирующий рефлекс по всему интервалу $\theta_i = +40, \dots, -40^\circ$ показан кривой 4.

Таким образом, наблюдаемый спектральный отклик объёмной отражательной решётки

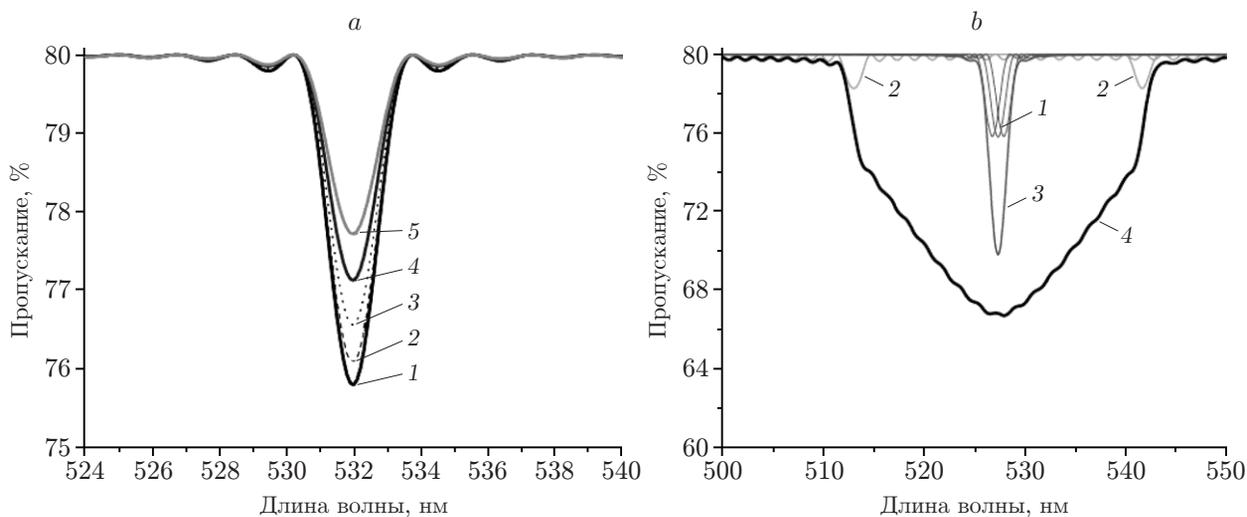


Рис. 8. Формирование спектрального отклика голограммы как суммы субрешёток при разных значениях угла падения зондирующего пучка: $\psi = 0^\circ$ (a), $\psi = 10^\circ$ (b)

ки диффузного объекта при различных условиях зондирования всегда является суммой рефлексов субрешёток, различающихся пространственными периодами, направлениями отражённого света и величинами дифракционной эффективности.

Получено качественное согласие экспериментальных и расчётных данных, но заметны и некоторые расхождения. В экспериментах центральная часть контуров спектров рефлексов обострённая, что может быть связано с неполнотой моделей углового распределения рассеянного света и пространственной структуры решётки, в частности, в реальных голограммах имеют место неоднородности этой структуры из-за усадки ФПМ, различие величины Δn по глубине решётки и др. [14].

По схеме [3] изготовлены и другие отражательные голограммы, в которых в качестве объектов записи были плоская гипсовая пластина и металлический рельефный предмет с диффузной поверхностью. Рефлексы этих голограмм показали спектральные свойства, близкие к вышеописанным, но со своими нюансами, связанными с наличием большой доли зеркального отражения, что проявилось в обострении контура спектра рефлекса.

Заключение. В случае освещения объёмных отражательных голограмм белым светом зачастую имеет место несогласованность условий их записи/восстановления. Проведённые в данной работе экспериментальные и теоретические исследования выявили уширение контура спектрального отклика (рефлекса) отражательных голограмм диффузных объектов как в коротковолновую, так и в длинноволновую области спектра в случае отличия угла падения восстанавливающего пучка от направления опорного пучка при записи таких голограмм. Этот эффект существенно отличается от известного случая [5] угловой зависимости рефлекса элементарной объёмной отражательной решётки.

С использованием классической модели периодической диэлектрической многослойной структуры [13] выведены формулы, по которым выполнены расчёты спектров пропускания исследуемых отражательных голограмм, качественно согласующиеся с экспериментом. Показано, что их спектральный отклик при разных условиях зондирования всегда является суммой рефлексов субрешёток, различающихся пространственными периодами, направлениями отражённого света и величинами дифракционной эффективности.

Результаты работы могут быть полезны при проектировании художественных и защитных голограмм, голографических дисплеев, а также в исследованиях свойств рассеи-

вающих/отражающих оптических материалов и функциональных структур на их основе.

Финансирование. Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта № 19-42-540005 «Физические и экспериментальные основы лазерной гетеродинной томографии внутренних свойств отражающих оптических материалов и структур».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kogelnik H.** Coupled wave theory for thick hologram gratings // The Bell Syst. Techn. Journ. 1969. **48**, N 9. P. 2909–2947.
2. **Solyman L., Cooke D. J.** Volume Holography and Volume Gratings. London: Academic Press, 1981. 466 p.
3. **Денисюк Ю. Н.** Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Оптика и спектроскопия. 1963. **XV**, вып. 4. С. 522–532.
4. **The Nobel Prize.** Gabriel Lippmann. URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1908/lippmann/biographical/> (дата обращения: 16.09.2019).
5. **Kimberg V., Gelmukhanov F., Agren H. et al.** Angular properties of band structure of 1D holographic photonic crystal // Journ. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2004. **6**, N 10. P. 991–996.
6. **Frantz J. A., Kostuk R. K., Waldman D. A.** Model of noise-grating selectivity in volume holographic recording materials by use of Monte Carlo simulations // JOSA. 2004. **21**, N 3. P. 378–387.
7. **Rupp R. A., Drees F. W.** Light-induced scattering in photorefractive crystals // Appl. Phys. B. 1986. **39**, Iss. 4. P. 223–229.
8. **Якимович А. П.** Оценка влияния вторичного рассеяния на дифракционную эффективность объёмных голограмм диффузных объектов // Квантовая электроника. 1983. **10**, № 2. С. 332–336.
9. **Gambogi W. J., Armstrong M. L., Hamzavy B. et al.** Display applications for holographic optical elements // Proc. of SPIE. 2001. **4296**. P. 312–318.
10. **Gambogi W. J., Smothers W. K., Steijn K. W. et al.** Color holography using DuPont holographic recording films // Proc. of SPIE. 1995. **2405**. P. 62–73.
11. **Jurbergs D., Bruder F., Deuber F. et al.** New recording materials for the holographic industry // Proc. of SPIE. 2009. **7233**. 72330K.
12. **Stevenson S., Steijn Kirk W.** A method for characterization of film thickness and refractive index in volume holographic materials // Proc. of SPIE. 1995. **2405**. P. 88–97.
13. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
14. **Пен Е. Ф., Родионов М. Ю., Шелковников В. В.** Влияние неоднородности объёмных голограмм в фотополимерных материалах на их селективные свойства // Оптический журнал. 2006. **73**, № 7. С. 60–65.

Поступила в редакцию 16.09.2019

После доработки 07.10.2019

Принята к публикации 08.10.2019