

38. Дифракционный способ измерения динамического диапазона фотоотклика голографического фазового материала

А. Ю. Мешалкин¹, С. А. Шойдин²

¹ Институт прикладной физики, Кишинев, Молдова

² Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

В работе предложен дифракционный способ измерения величины фотоотклика голографического материала по структурированной дифракционной картине, основанный на известном эффекте формфактора. Прямое измерение количества колец в исследуемых порядках дифракции, возникающих из-за наличия эффекта формфактора, и регистрация соответствующих нулей функций Бесселя всех зарегистрированных порядков позволяет увеличивать точность полученных измерений фотоотклика до сравнимой с классическими интерференционными методами ($\lambda/20$). При этом используется стандартное оборудование, используемое при записи исследуемой голограммы, что позволяет легко получать кинетику формирования фотоотклика непосредственно в процессе записи голограмм.

Ключевые слова: Формфактор, Голография, Голографический фотоотклик, Рельефно-фазовые решетки, Дифракция Брэгга, Дифракция Рамана-Ната.

Цитирование: Мешалкин, А. Ю. Дифракционный способ измерения динамического диапазона фотоотклика голографического фазового материала / А. Ю. Мешалкин, С. А. Шойдин // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 235–245.

Введение

Эффект формфактора голограмм [1, 2] был использован при определении динамического диапазона фотоотклика при изучении регистрирующих сред на основе многослойной структуры халькогенидных стеклообразных полупроводников и в азополимерах [3, 4]. Применять для этого традиционные методики, такие как АСМ [4], или интерферометрия [5] не всегда удобно, поскольку требует прерывания процесса записи голограммы, или создания специализированной комбинированной установки, совмещающей в себе как установку записи голограмм, так и установку измерения фотоотклика. А иногда и просто невозможно, поскольку, например, методы АСМ не могут измерять изменения, происходящие внутри объёма голографического материала, а интерференционными методами измеряются средние изменения показателя преломления, которые могут непропорционально меняться при записи голограмм за счёт сложных компенсационных химических реакций, или массопереноса.

Предлагаемый способ измерения основан на измерении именно компоненты фотоотклика непосредственно дающей вклад в фазовую модуляцию, определяющую дифракционную эффективность голограммы в процессе записи. При этом эффект формфактора, который

присутствует при записи голограмм неоднородными по интенсивности пучками, обычно гауссовыми, приводит к формированию чередующихся темных и светлых колец в дифракционной картине [2]. Измеряя количество колец во всех видимых порядках дифракции можно определить величину фототклика голографического материала. Такие кольца возникают как в объёмных брэгговских голограммах, так и плоских голограммах Рамана — Ната, возникающих при взаимодействии двух нелинейностей [6]. Для брэгговских голограмм это взаимодействие синусоидальной зависимости дифракционной эффективности от экспозиции с гауссовой нелинейностью по полю голограммы при её экспонировании гауссовыми лазерными пучками, а для голограмм Рамана — Ната гауссовой нелинейностью записывающих пучков и нелинейной зависимостью функции Бесселя от экспозиции, которой описывается дифракционная эффективность тонких голограмм [7].

Локальная дифракционная эффективность η нулевого и первого порядка дифракции (1, 2) соответственно, для объёмной брэгговской голограммы толщиной T определяется фототкликом $\Delta\varphi$, связанным с фотоиндуцированным изменением показателя преломления Δn (3).

$$\eta_0 = \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2}, \quad (1)$$

$$\eta_1 = \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}, \quad (2)$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda \cos \theta} \Delta n T, \quad (3)$$

где λ — длина волны считывающего излучения; θ — угол падения и дифракции считывающего излучения (угол Брэгга).

Аналогично, локальная дифракционная эффективность каждого из m реализованных порядков дифракции тонких голограмм Рамана — Ната (4) описывается соответствующими порядками функции Бесселя.

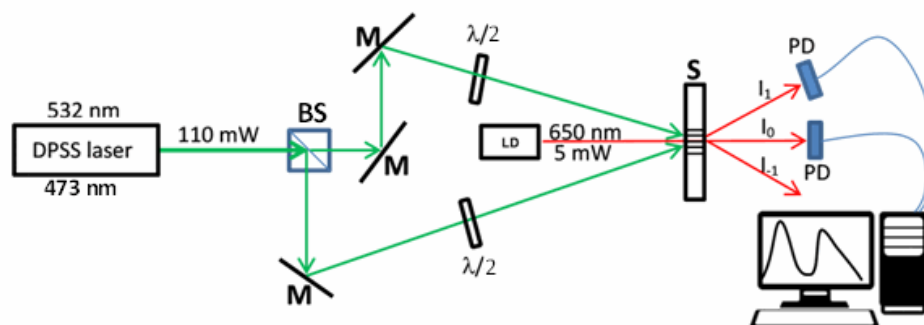
$$\eta_m = J_m^2 \left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right), \quad (4)$$

где фототклик $\Delta\varphi$ для пропускающей и отражающей голограммы (5, 6) соответственно.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda \cos(\theta_m)} (n-1) \Delta h, \quad (5)$$

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda \cos \theta_m} \Delta h, \quad (6)$$

где λ — длина волны считывающего излучения; θ_m — угол дифракции считывающего излучения в порядок m , а Δh — высота фотоиндуцированного поверхностного рельефа голограммы.



DPSS laser — одномодовый (TEM_{00}) твердотельный лазер с диодной накачкой, BS — поляризационный светоделительный кубик, M — зеркала, $\lambda/2$ — полуволновые фазовые пластинки, LD — лазерный диод, S — регистрирующая среда, PD — кремниевые фотодиоды

Рис. 1. Голографическая схема записи рельефно-фазовых решеток

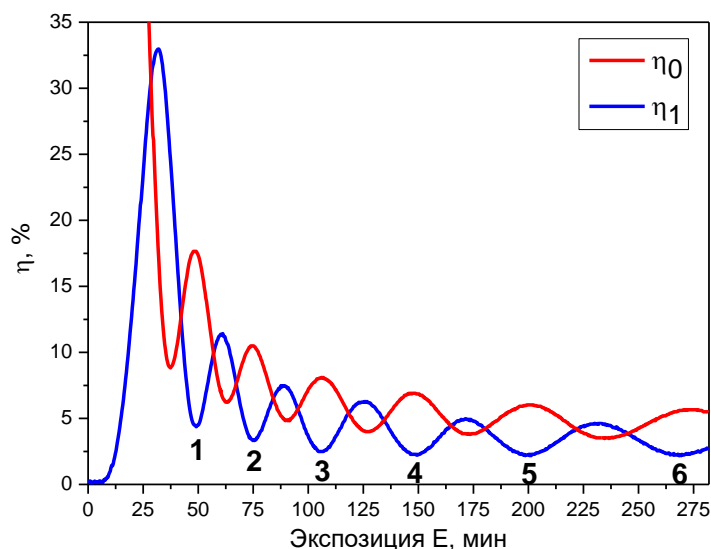
При росте фазовой модуляции в аргументах для всех рассматриваемых случаев (1, 2, 4), графики дифракционной эффективности для каждого порядка дифракции проходят ряд нулевых значений, которые мы и будем брать в качестве реперных точек при определении кинетики фазовой модуляции.

1. Схема экспериментальной установки записи и восстановления голограмм гауссовых решеток

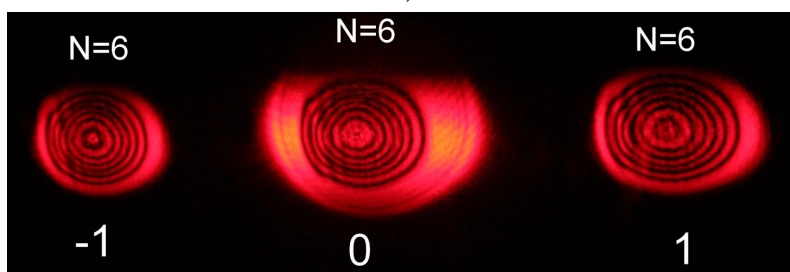
Голографические решетки с периодом 5,0 мкм (200 л/мм) были записаны с помощью двух сходящихся лучей ($\lambda = 532$ нм) по схеме Лейта — Упатниекса. Для записи использовались нерасширенные лучи с гауссовым распределением интенсивности по полю луча. Запись проводилась на многослойных структурах на основе халькогенидного стеклообразного полупроводника As_2S_3-Se (толщиной 2940 нм). Экспонирование многослойной структуры формируемой интерференционной картины приводит к формированию поверхностного рельефа, т. е. к формированию рельефно-фазовой дифракционной решетки [8]. Дифракционная эффективность измерялась в нулевом и первом дифракционном порядке на пропускание с помощью красной лазерной указки ($\lambda = 650$ нм, $P = 1$ мВт) при перпендикулярном падении считывающего луча. Интенсивность в нулевом и первом дифракционных порядках регистрировалась с помощью кремниевых фотодиодов ФД-24к и системой электронного усиления сигналов. Дифракционные картины регистрировались на пропускание с помощью красной лазерной указки. Интенсивность в нулевом и первом дифракционных порядках регистрировалась с помощью кремниевых фотодиодов ФД-24к и системой электронного усиления сигналов. Радиус записывающих лучей равной интенсивности составлял около 1,5 мм, при этом диаметр считывающего луча составлял в пределах 0,1 мм.

На рисунке 1 приведена используемая схема для записи рельефно-фазовых решеток.

Экспонирование проводили в области чувствительности используемой регистрирующей среды на длине волны 532 нм. Углы схождения лучей в $6,1^\circ$ были выбраны для получения ин-



а)



б)

Рис. 2. Экспериментально измеренные кинетики дифракционной эффективности нулевого и первого порядка при голографической записи решетки Рамана — Ната в течение 280 минут (а) и соответствующая записанной решетки дифракционная картина нулевого и первых порядков (б)

терференционной картины с периодом 5,0 мкм. Полуволновые фазовые пластинки были выставлены таким образом, чтобы интерферирующие лучи имели линейную поляризацию под углом $+45^\circ$ и -45° к плоскости падения лучей. Измерения дифракционной эффективности η_m проводились непосредственно в процессе записи полупроводниковым лазерным диодом LD.

На рисунке 2 показаны экспериментально-измеренные кинетики дифракционной эффективности нулевого и первого порядка при голографической записи решетки в течение 280 минут и соответствующая записанной решетки дифракционная картина нулевого и первых порядков.

При использовании гауссовых пучков для записи решеток дифракционная картина такой решетки структурируется, каждый порядок которой состоит из темных и светлых колец, количество которых N в каждом порядке соответствует количеству экстремумов с минимальной и максимальной интенсивностью. На рисунке 2а по кинетике дифракционной эффективности нулевого и первого порядков видно, что количество пройденных экстремумов с минимальной интенсивностью в каждом порядке равно шести, что соответствует шести темным кольцам в соответствующих дифракционных порядках, показанных на рисунке 2б.

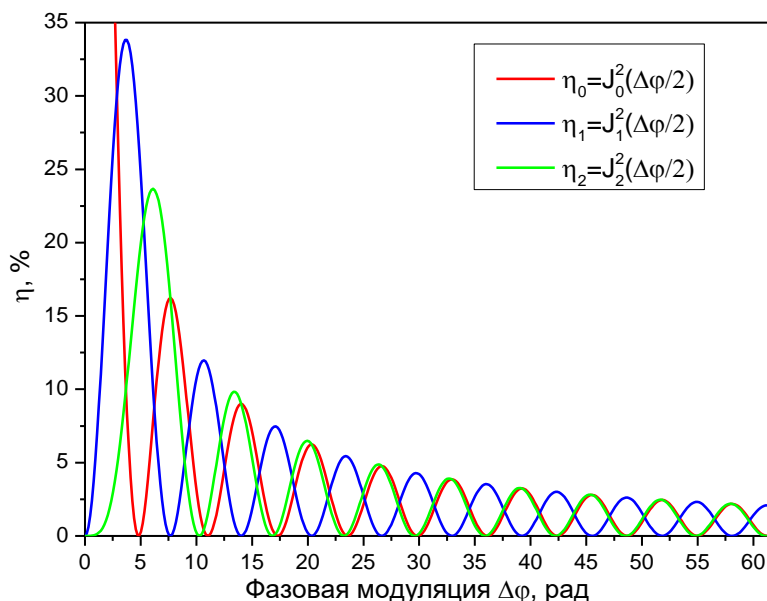


Рис. 3. Зависимость ДЭ от фазовой модуляции тонкой решетки для дифракционных порядков $m = 0-2$

2. Измерение фотоотклика по количеству колец в дифракционной картине

Дифракция на тонких решетках известна как дифракция Рамана — Ната, при этом дифракционная эффективность зависит от фазовой модуляции решетки и описывается функцией Бесселя соответствующего порядка m (4). Согласно данной зависимости, дифракционная эффективность любого порядка в зависимости от глубины фазовой модуляции решетки имеет осциллирующий характер с прохождением через экстремумы, как показано на рисунке 3 для первых трех порядков ($m = 0-2$).

По данным графикам были определены значения фазовой модуляции для каждого минимума ДЭ, т. е. корня уравнения $\eta_m = J_m^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = 0$ и были построены зависимости количества N пройденных минимумов (нулей η) от величины фазовой модуляции $\Delta\varphi$. Данные зависимости могут быть описаны линейной функцией типа

$$N = \frac{\Delta\varphi_N + A}{B}. \quad (8)$$

Нетрудно видеть, что по количеству пройденных нулей (колец) можно определить и фазовую модуляцию

$$\Delta\varphi_N = BN - A. \quad (9)$$

В таблице 1 приведены данные зависимости для нулевого и первого дифракционных порядков.

Подставляя количество пройденных нулей (колец) в соответствующую формулу можно построить следующую зависимость измерения фазовой модуляции от количества пиков. На

Табл. 1. Зависимости количества N (пройденных нулей η) от величины фазовой модуляции $\Delta\varphi$ и величины фазовой модуляции $\Delta\varphi$ от количества N для нулевого и первого дифракционных порядков

Порядок дифракции m	Количество пиков $N(\Delta\varphi)$	Фазовая модуляция $\Delta\varphi(N)$	Погрешность измерения $\Delta\varphi(N)$
0	$N = (\Delta\varphi_N + 1,530)/6,280$	$\Delta\varphi_N = 6,280N - 1,530$	3,140
1	$N = (\Delta\varphi_N - 1,43)/6,298$	$\Delta\varphi_N = 6,298N + 1,43$	3,149

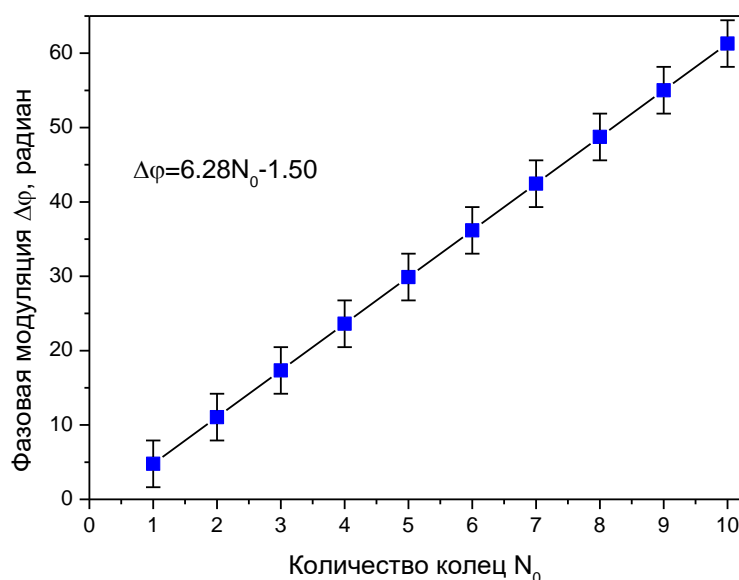


Рис. 4. Зависимость значения измеряемой фазовой модуляции от количества пиков для нулевого порядка дифракции с указанием погрешности измерения

рисунке 4 показана зависимость величины фазовой модуляции для нулевого порядка дифракции с указанием погрешности.

Таким образом, по анализу кинетики η с подсчетом количества пройденных минимумов интенсивности η каждого отдельного порядка дифракции можно оценить величину фазовой модуляции и, соответственно, фотоотклика с точностью около π радиан.

Рассмотрим точность измерения фазовой модуляции по двум дифракционными порядкам. С целью увеличения количества реперных точек были построены зависимости суммарного в двух порядках количества пройденных нулей N_{0-1} в двух дифракционных порядках (нулевого и первого) от величины фазовой модуляции $\Delta\varphi$. На рисунок 5 показана зависимость количества колец в этих двух порядках N_{01} по мере роста фазовой модуляции $\Delta\varphi$.

Как видно, на том же диапазоне фазовой модуляции количество пиков удвоилось по сравнению с анализом только по одному дифракционному порядку (рисунок 4). Соответственно шаг измерений уменьшился в два раза, что увеличило точность измерения до $\pi/2$ радиан. Линейная зависимость при этом сохраняется. Аналогично оценку точности сделали для всех других порядков, или комбинаций порядков, увеличивая тем самым количество реперных точек. В таблице 2 приведены зависимости суммарного количества колец N_{0-m} в нескольких по-

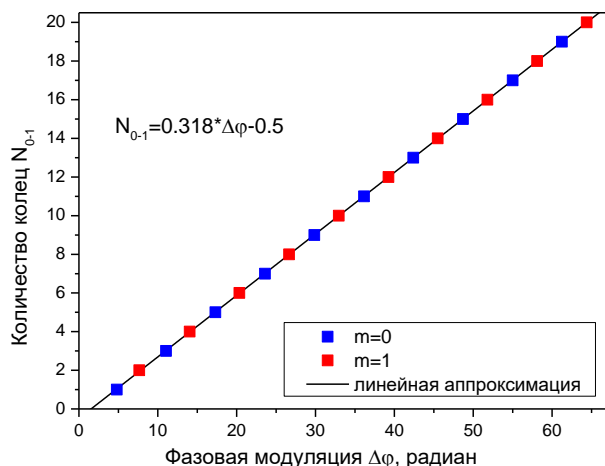


Рис. 5а. Зависимость количества колец в двух порядках N_{0-1} во мере роста фазовой модуляции $\Delta\phi$ от 0 до 65 радиан

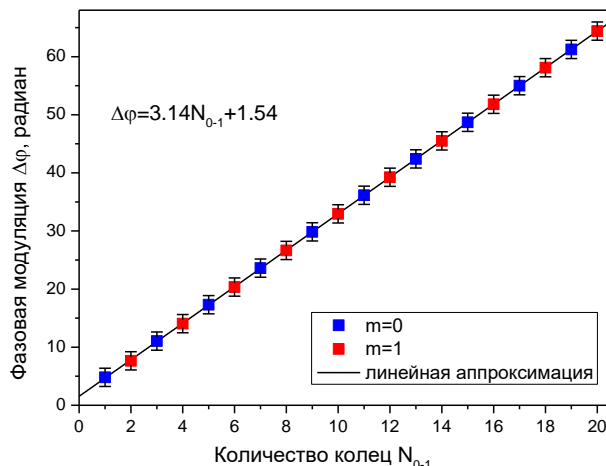


Рис. 5б. Зависимость значения измеряемой фазовой модуляции от количества колец для нулевого и первого порядков

Табл. 2. Функции зависимости количества колец N_{0-m} и фазовой модуляции $\Delta\phi$ от количества исследуемых порядков дифракции $k(0-m)$

Количество порядков дифракции $k(0-m)$	Количество колец $N_{0-m}(k, \Delta\phi)$	Фазовая модуляция $\Delta\phi(k, N_{0-m})$	Погрешность измерения $\Delta\phi(k)$
1 (0)	$N = 1(\Delta\phi_N + 1,530)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/1 - 1,530$	$\pi/1$
2 (0-1)	$N = 2(\Delta\phi_N - 1,547)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/2 + 1,547$	$\pi/2$
3 (0-2)	$N = 3(\Delta\phi_N - 3,482)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/3 + 3,482$	$\pi/3$
4 (0-3)	$N = 4(\Delta\phi_N - 5,051)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/4 + 5,051$	$\pi/4$
5 (0-4)	$N = 5(\Delta\phi_N - 6,473)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/5 + 6,473$	$\pi/5$
6 (0-5)	$N = 6(\Delta\phi_N - 7,780)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/6 + 7,780$	$\pi/6$
7 (0-6)	$N = 7(\Delta\phi_N - 9,019)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/7 + 9,019$	$\pi/7$
8 (0-7)	$N = 8(\Delta\phi_N - 10,189)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/8 + 10,189$	$\pi/8$
9 (0-8)	$N = 9(\Delta\phi_N - 11,317)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/9 + 11,317$	$\pi/9$
10 (0-9)	$N = 10(\Delta\phi_N - 12,392)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/10 + 12,392$	$\pi/10$
11 (0-10)	$N = 11(\Delta\phi_N - 13,432)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/11 + 13,432$	$\pi/11$
$k(0-m)$	$N = k(\Delta\phi_N - A)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/k + A$	π/k

рядках дифракции от фазовой модуляцией решетки $\Delta\phi$, и обратные зависимости фазовой модуляции решетки $\Delta\phi$ от суммарного количества колец N_{0-m} и от количества исследуемых порядков дифракции k .

На рисунке 6 показана зависимость точности измерения от количества исследуемых порядков k (от 1 до 11). Видно, что с увеличением количества исследуемых дифракционных порядков погрешность измерения, определяемая расстоянием между соседними значениями

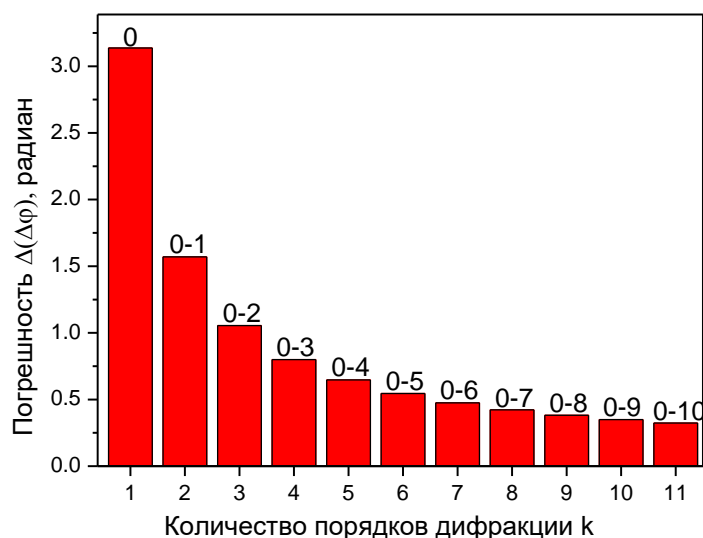


Рис. 6. Зависимость погрешности измерения от количества исследуемых порядков k (до 11)

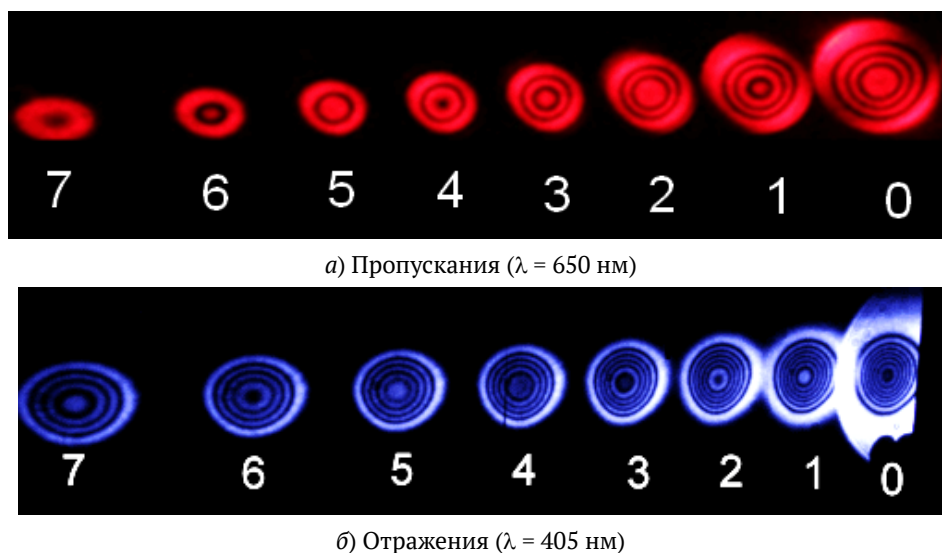


Рис. 7. Дифракционные картины первых восьми порядков ($m = 0-7$), зарегистрированные в режиме

измеряемого $\Delta\varphi$ по сумме нулевых значений (колец) во всех наблюдаемых порядках дифракции уменьшается, тем самым увеличивая точность измерения.

Рассмотрим для примера тонкую рельефно-фазовую решетку, записанную гауссовыми пучками на многослойной структуре As_2S_3 -Se. Дифракционные картины первых восьми порядков ($m = 0-7$), зарегистрированные в режиме пропускания ($\lambda = 650$ нм) и в режиме отражения ($\lambda = 405$ нм), показаны на рисунках 7а и 7б соответственно.

Как видно из рисунка 7 количество наблюдаемых колец в дифракционной картине для одной и той же решетки увеличивается в случае отражения за счет двойного набега фазы и более короткой длины волны. Следует отметить, что количество колец в нулевом и первом порядках на отражении равно удвоенному числу колец в пропускании, а в сторону более высоких порядков $m \geq 2$ данное соотношение меняется за счет того, что увеличивается угол дифракции θ_m в более высокие порядки m , что согласно формулам (5) и (6) ведет к более высокой

фазовой модуляции за счет более короткой длины волны ($\lambda_{\text{отражение}} < \lambda_{\text{пропускание}}$), и соответственно большему количеству колец N в более высоких дифракционных порядках.

Вычислим значение фазовой модуляции решетки $\Delta\varphi$ по одному порядку дифракции ($m = 0$), по двум ($m = 0-1$), по шести ($m = 0-5$) и по всем наблюдаемым восьми порядкам ($m = 0-7$) согласно формулам $\Delta\varphi(k, N_{0-m})$ из таблицы 2, как для дифракционных картин полученных на пропускание, так и на отражение.

Подставляя количество измеренных колец N в соответствующих порядках оценим величину фазовой модуляции в режиме пропускания и величину глубины поверхностного рельефа Δh по формуле (5) для каждого способа измерения. Показатель преломления многослойной структуры был оценен из спектров пропускания и был равным 2,65 для данной длины волны ($\lambda = 650$ нм).

$$\Delta\varphi_{N0} = 17,31 \pm 3,14 \text{ радиан, } \Delta h_{N0} = 1,09 \pm 0,20 \text{ мкм.}$$

$$\Delta\varphi_{N0-1} = 20,40 \pm 1,57 \text{ радиан, } \Delta h_{N0-1} = 1,28 \pm 0,10 \text{ мкм.}$$

$$\Delta\varphi_{N0-5} = 20,35 \pm 0,536 \text{ радиан, } \Delta h_{N0-5} = 1,28 \pm 0,04 \text{ мкм.}$$

$$\Delta\varphi_{N0-7} = 21,18 \pm 0,40 \text{ радиан, } \Delta h_{N0-7} = 1,33 \pm 0,03 \text{ мкм.}$$

Аналогично были вычислены величина фазовой модуляции и глубины поверхностного рельефа в режиме отражения ($\lambda = 405$ нм) используя выражение (6).

$$\Delta\varphi_{N0} = 42,45 \pm 3,14 \text{ радиан, } \Delta h_{N0} = 1,37 \pm 0,10 \text{ мкм.}$$

$$\Delta\varphi_{N0-1} = 42,39 \pm 1,57 \text{ радиан, } \Delta h_{N0-1} = 1,37 \pm 0,05 \text{ мкм.}$$

$$\Delta\varphi_{N0-5} = 41,29 \pm 0,536 \text{ радиан, } \Delta h_{N0-5} = 1,33 \pm 0,02 \text{ мкм.}$$

$$\Delta\varphi_{N0-7} = 40,82 \pm 0,40 \text{ радиан, } \Delta h_{N0-7} = 1,32 \pm 0,01 \text{ мкм.}$$

Как видно, увеличение количества рассматриваемых порядков приводит к увеличению точности измерения фазовой модуляции решетки и соответственно фотоотклику регистрирующей среды. При этом метод оценки на пропускание и отражение дают похожие результаты, а более короткая длина волны дает большую точность. Для верификации полученных результатов глубина поверхностного рельефа была измерена на атомно-силовом микроскопе. В виду гауссового распределения глубины поверхностного рельефа измерение проводили в различных точках вдоль решетки (от края до середины), как показано на рисунке 8. Размер области сканирования составил 25×25 мкм.

Данные исследования АСМ показывают, что глубина профиля решетки увеличивается от края к середине, в середине глубина поверхностного рельефа составила 1260 нм. Расхождение результатов, померенных описанным выше дифракционным способом, и с помощью АСМ, и составляющее около 60 нм (до 5% от глубины рельефа) можно объяснить достаточно маленькой областью сканирования на АСМ (25×25 мкм), что при диаметре решетки около 2000 мкм и гауссовом распределении глубины решетки поиск центра решетки с максимальной глубиной является достаточно трудной задачей. Можно предполагать, что измеренный участок решетки с глубиной 1260 нм, не является центром решетки, а находится где-то рядом.

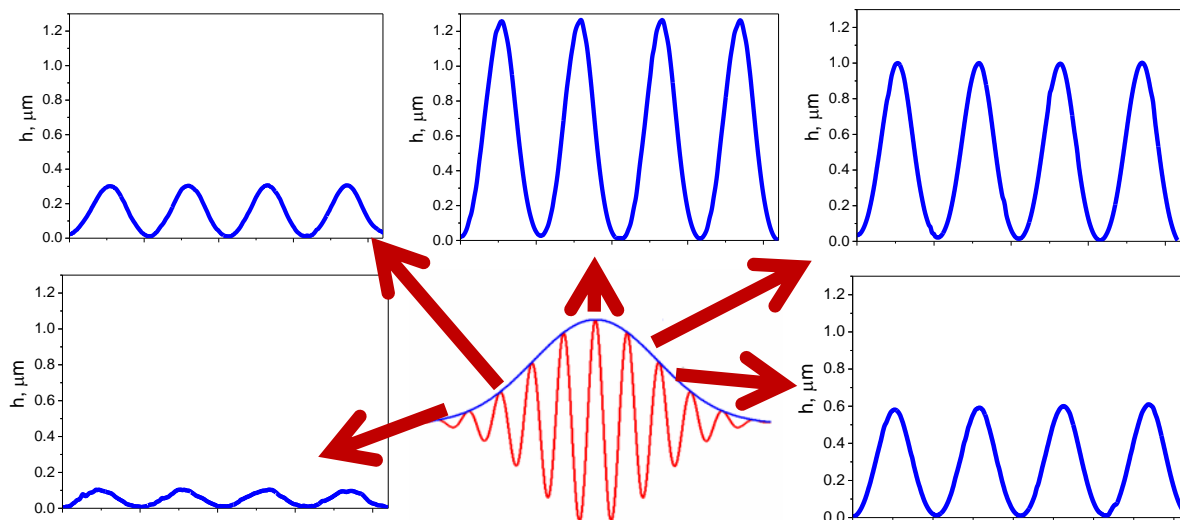


Рис. 8а. Профили поверхностного рельефа, измеренные с помощью атомно-силового микроскопа на различных участках вдоль решетки (от края до середины)

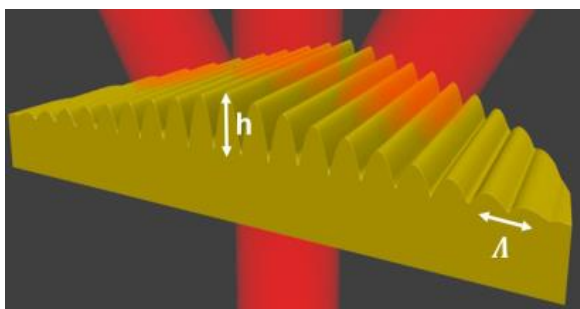


Рис. 8б. Схематичная топография решетки с гауссовым распределением глубины рельефа

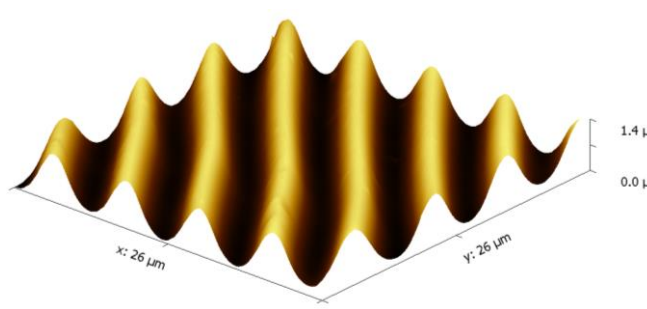


Рис. 8в. Топография поверхностного рельефа участка в центре решетки

Заключение

1. Предложен способ измерения величины фотоотклика голографического материала по структурированной дифракционной картине, основанный на известном эффекте фактора.

2. Показано, что запись голограмм неоднородными по интенсивности пучками, обычно гауссовыми, приводит к структурированию формированию дифракционной картины, а именно к появлению чередующихся темных и светлых колец.

3. Была определена зависимость количества колец в исследуемых порядках дифракции от фазовой модуляции решетки, что позволяет вычислить значение фотоотклика голографической среды по измеренному количеству колец. При этом используется стандартное оборудование, используемое при записи исследуемой голограммы, что позволяет анализировать дифракционную картину непосредственно в процессе записи голограмм.

4. Увеличение количества рассматриваемых дифракционных порядков для анализа фазового фотоотклика позволяет увеличить точность измерения в k раз, где k — количество дифракционных порядков [от $\lambda/2$ (π радиан) для одного дифракционного порядка до $\lambda/20$

($\pi/10$ радиан) для 10 порядков], что сравнимо или иногда даже превосходит точность классических интерференционных методов.

5. Предложенный метод прямого дифракционного измерения фотоотклика был использован при определении динамического диапазона фотоотклика голографического материала при изучении регистрирующих сред на основе многослойной структуры ХСП. Результаты, полученные этим методом, подтвердилось с помощью других методов исследования, в частности атомно-силовой микроскопии.

Как показано, описанный способ экспериментального определения величины фотоотклика голографического материала может быть использован при разработке и исследовании новых материалов для голографии, исследовании кинетики записи голограмм и при отработке режимов их записи, создании голографических оптических элементов и дисплеев, в голографической интерферометрии и дефектоскопии, а также при голографической записи информации. Нетрудно показать, что данный метод может быть использован и для анализа динамического диапазона показателя преломления как для тонких, так и для объемных голограмм.

Список источников

- [1] Шойдин, С. А. Требования к лазерному излучению и формфактор голограмм // Оптический журнал. — 2016. — Том 83. — №5. — С. 65–75.
- [2] Мешалкин, А. Ю. Формфактор голограмм в режиме дифракции Рамана — Ната / С. А. Шойдин, А. Ю. Мешалкин // Тезисы докладов XVI международной конференции HOLOEXPO 2019. — Москва : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 248–257.
- [3] Мешалкин, А. Ю. Реверсивная поляризационная голографическая запись в многослойных наноструктурах As_2S_3 -Se // Elektronnaya obrabotka materialov. — 2017. — Том 53. — №6. — С. 97–104. — DOI: 10.5281/zenodo.1051276
- [4] Meshalkin, A. Carbazole-based azopolymers as media for polarization holographic recording / A. Meshalkin, C. Losmanschii, A. Prisacar, E. Achimova, V. Abashkin, S. Pogrebnoi, F. Macaev // Advanced Physical Research. — 2019. — Vol. 1. — №2. — P. 86–98.
- [5] Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. — М. : Наука, 1973. — С. 288.
- [6] Шойдин, С. А. Метод достижения максимальной дифракционной эффективности голограмм на основе оптимизации формфактора // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — №4. — С. 501–507.
- [7] Goodman, J. W. Introduction to Fourier Optics / 2nd Edition. — New York : McGraw-Hill, 1996. — P. 340.
- [8] Cazac V. Surface relief and refractive index gratings patterned in chalcogenide glasses and studied by off-axis digital holography / V. Cazac, A. Meshalkin, E. Achimova, V. Abashkin, V. Katkovnik, I. Shevkunov, D. Claus, G. Pedrini // Applied Optics. — 2018. — Vol. 57. — №3. — P. 507–513.