

УДК 535.317.1

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАПИСИ ТОЛСТОСЛОЙНЫХ ГОЛОГРАММ В СРЕДАХ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ФАЗОВОЭКСПОЗИЦИОННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

А. Л. Чураев, Д. И. Стаселько, А. А. Бенкен

В рамках теории связанных волн для фотослоев с нелинейной фазовоэкспозиционной характеристикой рассчитана дифракционная эффективность фазовых пропускающих голограмм диффузно рассеивающих и зеркально отражающих объектов. Результаты расчетов сопоставлены с полученными на основе модовой теории и данными экспериментов на фотоэмульсиях и слоях бихромированной желатины.

Исследование связи параметров голограмм с оптическими характеристиками фотослоев представляет собой одну из наиболее актуальных проблем голографии, явившуюся предметом многочисленных экспериментальных и теоретических работ [1-11]. Однако до последнего времени не проводилось систематических исследований, которые позволили бы последовательно ответить на три важных для практики взаимосвязанных вопроса.

1) Какова реакция реальных фотоматериалов для голографии на воздействие света при записи голографических структур?

2) Каких значений дифракционной эффективности (ДЭ) можно достичь при использовании реальных фотослоев для записи голограмм различных типов?

3) Какими параметрами должен обладать фотослой, чтобы обеспечить реализацию необходимой ДЭ голограмм?

Для решения первого вопроса нами был исследован ряд голографических фотоматериалов (фотопластинки ПЭ-2, ЛОИ-2, ВРЛ, ИАЭ) и было показано, что исследованные фотослои независимо от режима экспонирования и химико-фотографической обработки обладают фазовоэкспозиционными характеристиками (ФЭХ) вида

$$\varphi(E) = \varphi_0 [1 - \exp(-E/E_0)], \quad (1)$$

где  $\varphi_0$  — наибольшее значение фазового набег в фотослое, а параметр  $E_0$  характеризует экспозиционную чувствительность фотослоя и одновременно представляет собой экспозицию, при которой достигается максимальное значение ДЭ голограмм для малых отношений интенсивности объектного и опорного пучков.

В данной статье представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, направленных на решение двух других вопросов. В рамках теории связанных волн для фотослоев с ФЭХ вида (1) вычислены значения ДЭ фазовых пропускающих голограмм диффузно рассеивающих и зеркально отражающих объектов, проведено сопоставление полученных результатов с расчетами ДЭ по формулам модовой теории, а также с данными экспериментов на галлоидосеребряных материалах и слоях бихромированной желатины, сформулированы требования к оптическим характеристикам регистрирующих сред.

Важная особенность реальных галлоидосеребряных слоев связана с тем, что записанные на них голограммы, как правило, являются объемными с точки зрения устранения высших порядков дифракции. В то же время при записи

голограмм диффузно рассеивающих объектов толщина слоя в большинстве случаев оказывается недостаточной для подавления шумовых волн, возникающих из-за рассеяния света на спекл-структуре, впечатываемой диффузно рассеянным полем объекта, и для выполнения условий применимости модовой теории [7].<sup>1</sup> Голограммы такого типа в [10] были названы толстыми или толстослойными в отличие от объемных голограмм, для которых характерно отсутствие дополнительных шумовых волн, и применима модовая теория. Для расчета ДЭ толстослойных голограмм более адекватным представляется подход, развитый в [4] и основанный на вычислении ДЭ по формулам теории связанных волн Когельника [2] с учетом статистически неоднородного распределения интенсивности по сечению объектного пучка. Однако результаты теоретического рассмотрения, проведенного в [4], относились к линейной аппроксимации ФЭХ, что для реальных галоидосеребряных сред справедливо лишь в области малых экспозиций ( $E \ll E_0$ ).

Ниже представлены результаты расчета ДЭ фазовых пропускающих голограмм диффузно рассеивающих и зеркально отражающих объектов в рамках методики [4] применительно к фотоматериалам, обладающим ФЭХ вида (1).

Согласно [4], выражение для дифракционной эффективности фазовых пропускающих голограмм диффузно рассеивающих объектов при наличии поглощения имеет вид

$$\eta_d = \frac{T}{M} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{m}{M}\right) \sin^2\left[\frac{1}{2} \varphi_1(m, E_r)\right] dm, \quad (2)$$

где  $M = E_{об}/E_r$  — среднее по сечению голограммы соотношение экспозиций объектного  $E_{об}$  и опорного  $E_r$  пучков;  $m$  — переменные значения этого соотношения;  $\varphi_1(m, E_r)$  — амплитуда первой гармоники фазовой модуляции среды;  $T$  — пропускание голограммы по интенсивности; распределение амплитуд в поле объектного пучка предполагается релейским.<sup>2</sup> Для ФЭХ вида (1) зависимость  $\varphi_1(m, E_r)$  описывается выражением [9, 13]

$$\varphi_1(m, E_r) = 2\varphi_0 \exp\left[-\frac{E_r}{E_0}(1+m)\right] I_1\left(\frac{2E_r\sqrt{m}}{E_0}\right), \quad (3)$$

где  $I_1(2E_r\sqrt{m}/E_0)$  — модифицированная функция Бесселя первого рода. Подставляя (3) в (2), находим, что

$$\eta_d = \frac{T}{M} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{m}{M}\right) \sin^2\{\varphi_0 \exp[-\varepsilon_r(1+m)] I_1(2\varepsilon_r\sqrt{m})\} dm, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_r = E_r/E_0$  — нормированная экспозиция, создаваемая опорным пучком. Выражение для ДЭ голограммы плоских волн (зеркального объекта)  $\eta_s$  в соответствии с (3) имеет вид

$$\eta_s = T \sin^2\{\varphi_0 \exp[-\varepsilon_r(1+M)] I_1(2\varepsilon_r\sqrt{M})\} \quad (5)$$

и совпадает с полученным в [11] в рамках модовой теории.

Анализ (4) начнем с важного для практики случая записи голограмм при малых значениях  $M$ , который реализуется, например, при импульсной съемке крупногабаритных или удаленных объектов. При  $M \ll 1$  благодаря действию экспоненциального множителя  $\exp(-m/M)$  основной вклад в интеграл выражения (4) вносится той частью подынтегральной функции, которая соответствует малым значениям аргументов синуса и модифицированной функции Бесселя.

<sup>1</sup> Аналогичная ситуация возникает и в некоторых несеребряных средах, например в слоях бихромированной желатины.

<sup>2</sup> Следует отметить, что при расчете ДЭ голограмм по формуле (2) учитывается весь поток света, рассеянный в направлении изображения, включая ту часть, которая приходится на шумовые волны.

Разложение указанных функций в ряд и ограничение первыми членами разложений позволяют привести интеграл (4) к табличной форме

$$\eta_d \approx \frac{T}{M} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{m}{M}\right) \left\{ \varphi_0 \exp[-\varepsilon_r(1+m)] \varepsilon_r \sqrt{m} \right\}^2 dm = \frac{T \varphi_0^2 \varepsilon_r^2 M \exp(-2\varepsilon_r)}{(1+2\varepsilon_r M)^2}. \quad (6)$$

Из сравнения (6) с аналогичной формулой для ДЭ голограмм плоских волн (зеркального объекта)  $\eta_s$ , которая следует из (5) при  $M \ll 1$

$$\eta_s = T \sin^2 \frac{\varphi_1(M, E_r)}{2} \approx T \varphi_0^2 \varepsilon_r^2 M \exp(-2\varepsilon_r), \quad (7)$$

можно сделать следующие выводы.

1. Максимальные значения ДЭ  $\eta_d^{\max}$  и  $\eta_s^{\max}$  достигаются при одинаковом значении экспозиции опорного пучка  $(E_r)_{\text{opt}} = E_0$ .

2. Максимальные значения ДЭ полностью описываются тремя параметрами, два из которых характеризуют среду ( $\varphi_0, T$ ), а третий — условия записи голограммы ( $M$ )

$$\eta_d^{\max} = \frac{T \varphi_0^2 M}{(1+2M)^2} \exp(-2), \quad \eta_s^{\max} = T \varphi_0^2 M \exp(-2). \quad (8a), (8b)$$

3. При  $2\varepsilon_r M \ll 1$  значения ДЭ голограмм диффузно рассеивающих и зеркальных объектов совпадают, а зависимость от экспозиции ДЭ, нормированной на максимальные значения  $\eta^{\max}$ , описывается одной и той же функцией, не зависящей от  $\varphi_0$  и  $M$

$$\eta_{d,s} / \eta_{d,s}^{\max} = \varepsilon_r^2 \exp[2(1 - \varepsilon_r)]. \quad (9)$$

До сих пор мы считали соотношение пучков  $M$  заданным. Однако при съемке диффузно рассеивающих объектов больших размеров или удаленных объектов источником с небольшой энергией излучения весьма актуальна ситуация, когда заданной оказывается экспозиция, создаваемая на голограмме объектным пучком, причем  $\varepsilon_{00} = E_{00}/E_0 \ll 1$ . В этом случае задача состоит в достижении максимальной ДЭ путем подбора величины  $E_r$  при переменном  $M = \varepsilon_{00}/\varepsilon_r$ . В соответствии с такой постановкой запишем (6) в виде

$$\eta_d = T \varphi_0^2 \varepsilon_r \varepsilon_{00} \exp(-2\varepsilon_r) / (1+2\varepsilon_{00})^2. \quad (10)$$

Дифференцируя (10) по  $\varepsilon_r$ , находим, что максимальное значение  $\eta_d$  при заданном значении  $\varepsilon_{00}$  достигается при  $\varepsilon_r = 0.5$ , а не  $\varepsilon_r = 1$ , как в предыдущем случае, причем величина  $\eta_d(\varepsilon_r = 0.5)$  превосходит  $\eta_d(\varepsilon_r = 1)$  в 1.4 раза.

Кроме того, выполнение условия  $d\eta/d\varepsilon_r = 0$ , реализуемое в (10) при  $\varepsilon_r = 0.5$ , позволяет свести к минимуму влияние неоднородности опорного пучка на распределение ДЭ по площади голограммы. Оценка с помощью (10) относительного отклонения ДЭ голограммы при изменении  $\varepsilon_r$  на 20% в большую и меньшую стороны от среднего значения  $\bar{\varepsilon}_r$  показывает, что при  $\bar{\varepsilon}_r = 0.5$  разброс значений ДЭ составляет 2.5%, тогда как при  $\bar{\varepsilon}_r = 1$  он достигает 40%. При  $|(\varepsilon_r - \bar{\varepsilon}_r)/\bar{\varepsilon}_r| = 0.1$  соответствующие значения разбросов равны 0.6 и 20%.

Таким образом, при ограниченной экспозиции объектного пучка благодаря рациональному выбору параметров записи возможно значительно уменьшить необходимую экспозицию опорного пучка и одновременно ослабить влияние неравномерности опорного пучка на распределение ДЭ по площади голограммы, что особенно важно при получении импульсных изобразительных голограмм [15].

В случае произвольных соотношений  $M$ , в том числе  $M \leq 1$ , интегрирование (4) проводилось на ЭВМ при изменении параметров  $\varphi_0, M$  и  $\varepsilon_r$  в пределах, соответствующих типичным условиям эксперимента:  $0 < \varphi_0 \leq 20, 0.001 \leq M \leq 1, 0.001 \leq \varepsilon_r \leq 10$ . Пропускание голограммы  $T$  принималось равным единице.

На рис. 1 представлены зависимости ДЭ голограмм диффузно рассеивающих объектов от экспозиции  $\varepsilon_r$  при различных значениях  $M$  для  $\varphi_0 = 4$  (а), 8 (б) и 16 (в). Из них следует, что характер изменения величины ДЭ как функции от экспозиции, а также достигаемые значения ДЭ существенно зависят от параметра

$\varphi_0$  — с ростом  $\varphi_0$  указанные зависимости начинают осциллировать, а наибольшие значения ДЭ достигаются при существенно меньших экспозициях ( $\varepsilon_r \leq 0.2$  при  $\varphi_0=16$ ).

Более подробная информация о влиянии параметров среды на ДЭ голограмм представлена на рис. 2 в виде зависимостей от  $\varphi_0$  максимальных значений ДЭ, которые могут быть получены при заданных  $M$  и  $\varphi_0$  путем изменения  $\varepsilon_r$  (сплош-

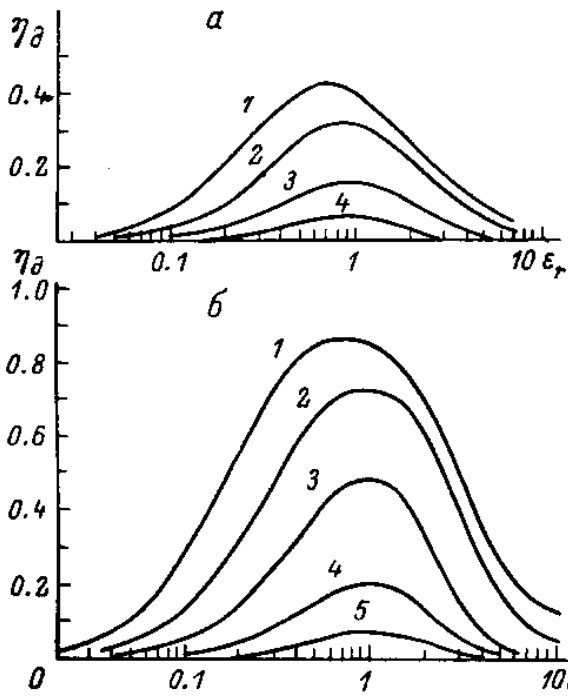
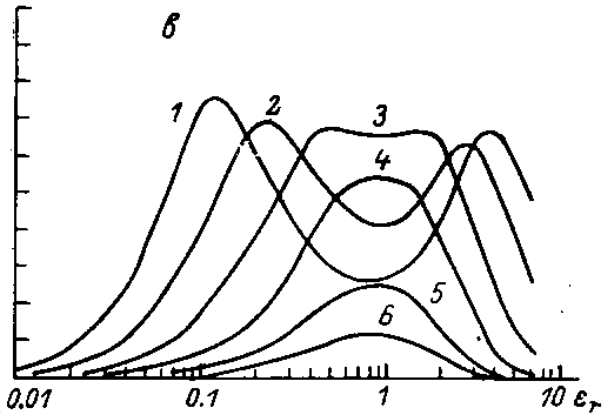


Рис. 1. Зависимости ДЭ голограмм диффузно рассеивающего объекта от экспозиции при  $M=1$  (1), 0.3 (2), 0.1 (3), 0.03 (4), 0.01 (5) и 0.004 (6).



ные кривые). Из рис. 2 следует, что в среде с величиной  $\varphi_0$ , близкой к 8 радианам, возможна запись голограмм диффузно рассеивающих объектов с эффективностью порядка 90%. (Более детальные расчеты показывают, что наибольшее значение ДЭ равно 0.865 и достигается при  $M=1$ ,  $\varepsilon_r=0.75$  и  $\varphi_0=8.2$ ). Графики рис. 2

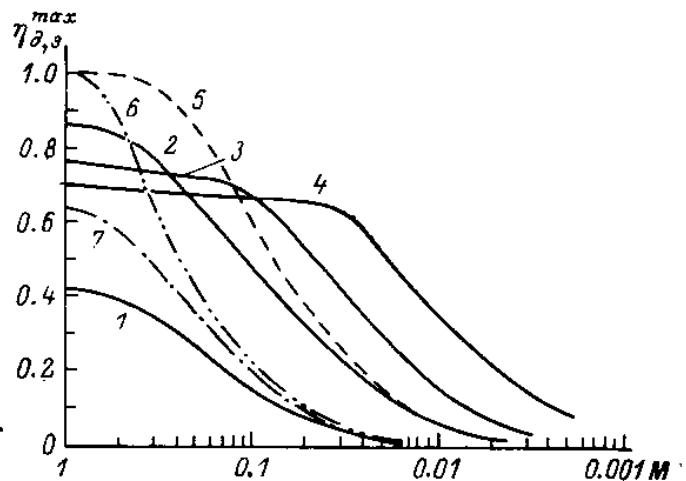
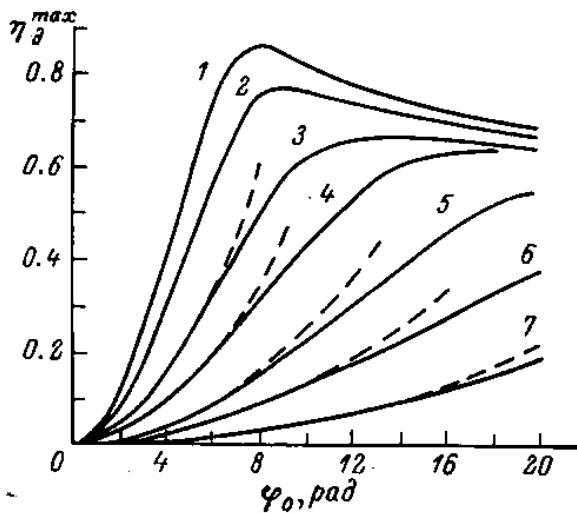


Рис. 2. Зависимости максимальной ДЭ голограммы диффузно рассеивающего объекта от фазового набега при  $M=1$  (1), 0.3 (2), 0.1 (3), 0.05 (4), 0.02 (5), 0.01 (6) и 0.004 (7).

Рис. 3. Зависимость максимальной ДЭ голограммы от соотношения пучков  $M$ .

1—4, 7 — диффузный объект; 5, 6 — зеркальный объект; 1—5 — нелинейная ФЭХ; 6, 7 — линейная ФЭХ. 1 —  $\varphi_0=4$ ; 2, 5 — 8; 3 — 12; 4 — 20.

позволяют также оценить предельные значения ДЭ, которые могут быть достигнуты на данном фотослое при различных условиях записи. Например, для фотослоев с  $\varphi_0=15$  оказывается возможным записать голограммы с ДЭ свыше 25% при значениях  $M$  вплоть до 0.01. Наконец, с их помощью можно определить область применимости выражения (6), полученного в приближении  $M \ll 1$  (штриховые кривые). Из расчета и рис. 2 следует, что на практике формула (6) может быть использована вплоть до значений  $M=0.3$  и  $\eta_{\max} \leq 0.3 \div 0.4$ .

Найденное нами наибольшее значение ДЭ голограмм диффузно рассеивающих объектов, равное 0.865, почти в полтора раза превосходит значение  $\eta_d^{\max} = 0.64$ , рассчитанное в [4] для фотоматериалов с линейной зависимостью  $\varphi(E)$ . Такое различие объясняется более однородным распределением ДЭ по сечению голограммы в случае нелинейной характеристики фотоматериала, обусловленным более слабой зависимостью ДЭ от  $M$ . Действительно, результаты расчетов  $\eta(M)$ , приведенные на рис. 3, показывают, что для снижения ДЭ зеркального объекта от 1 до 0.8 в случае среды с линейной ФЭХ достаточно изменения  $M$  от 1 до 0.6, тогда как аналогичный спад для нелинейной ФЭХ требует значительно более сильного изменения — от 1 до 0.2. Из рис. 3 следует также, что

при  $\varphi_0 \geq 10$  значения  $\eta_d^{\max}$  перестают зависеть от  $M$  в весьма широких пределах вплоть до  $M=0.1 \div 0.05$ .

Заканчивая теоретическое рассмотрение ДЭ толстослойных голограмм диффузно рассеивающих объектов (рис. 4, I) сравним полученные результаты с расчетами ДЭ голограмм зеркальных объектов по формуле (5) (рис. 4, II), а также по модовой теории [7] с использованием формулы,

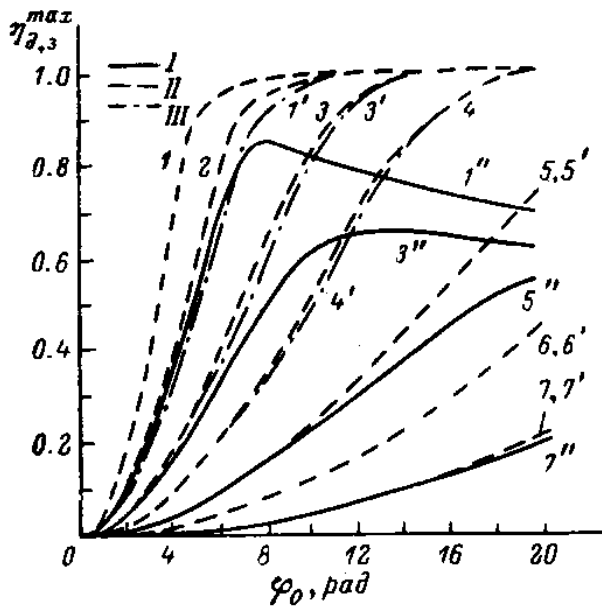


Рис. 4. Зависимость максимальной ДЭ объемных (I'—7') и толстослойных (I''—7'') голограмм диффузного  $\eta_d^{\max}$  и зеркального (1—7)  $\eta_a^{\max}$  объектов от величины фазового набег  $\varphi_0$ . 1 —  $M=1.0$ , 2 — 0.3, 3 — 0.1, 4 — 0.05, 5 — 0.02, 6 — 0.01, 7 — 0.004.

описывающей ДЭ для ФЭХ вида (1) [11], которая для чисто фазовых голограмм ( $\Gamma=0$ ) при выполнении условия Брегга ( $\xi=0$ ) в принятых обозначениях имеет вид (рис. 4, III)

$$\eta_d = \sin^2 \left\{ \varphi_0 \varepsilon_r \sqrt{M} \frac{\exp[-\varepsilon_r/(1+M\varepsilon_r)]}{(1+M\varepsilon_r)^2} \right\}. \quad (11)$$

Анализ зависимостей  $\eta_{a,d}^{\max}(\varphi_0)$  на рис. 4 показывает следующее.

1. В пределах широкой области изменения параметров ( $M \leq 0.1$ ,  $\eta^{\max} \leq 0.50$ ) результаты расчетов для всех рассмотренных случаев близки между собой.

2. Наиболее заметные отличия возникают при  $M \sim 1$  и  $\eta > 0.50$  и состоят в более медленном нарастании  $\eta_d^{\max}$  для голограмм диффузно рассеивающих объектов, а также немонотонном характере зависимости  $\eta_d^{\max}(\varphi_0)$  для толстослойных голограмм.

3. Требования к фазовым набегам среды, обеспечивающим реализацию предельных значений ДЭ, сводятся к тому, что величина  $\varphi_0$  должна превосходить 7—10 радиан.

Таким образом, величина  $\varphi_0$  однозначно определяет наибольшие значения ДЭ, которые могут быть реализованы на данном фотоматериале при заданных условиях его обработки. Из выражений (8) следует возможность ее определения по измеренной величине максимальной ДЭ голограммы при известном соотношении пучков  $M$ . При  $M \leq 0.01$

$$\varphi_0 = \sqrt{\eta_{d,a}^{\max}} (e/\Gamma M). \quad (12)$$

Поскольку экспозиция  $E_{\text{opt}}$ , соответствующая  $\eta^{\max}$ , согласно (6), (7), равна  $E_0$ , то по двум известным параметрам  $\eta^{\max}$  и  $E_{\text{opt}}$  можно определить всю зависимость  $\varphi(E) = \varphi_0 [1 - \exp(-E/E_0)]$ .

Эксперименты по записи пропускающих голограмм диффузно рассеивающих объектов проводились на фотопластинках ПЭ-2, ЛОИ-2, а также на слоях бихромированной желатины (БХЖ), приготовленных по методу Лина на фотопластин-

ках ФПР [14, 16]. Угол схождения пучков составлял  $45^\circ$ , эффективная толщина слоев, которая была рассчитана исходя из угловой селективности записанных на них голограмм, составляла соответственно 3, 10 и 5 мкм. Угловые размеры объектов — равномерно освещенных круглых участков матовых пластинок — выбирались равными  $20$ ,  $10$  и  $4^\circ$ . Такая геометрия схемы обеспечивала выполнение условий записи толстослойных голограмм — кросс-модуляционные решетки, образованные опорным пучком с плоскими компонентами диффузного пучка были объемными, а интермодуляционные, образованные в результате интерференции компонентов объектного пучка, — тонкими. Источниками излучения при регистрации голограмм на фотопластинках служили гелий-неоновый лазер ЛГ-38 ( $\lambda=633$  нм), а в случае слоев БХЖ — аргоновый лазер ЛГ-106М ( $\lambda=488$  нм). Измерения ДЭ проводились на длине волны 633 нм, причем регистрировался весь поток дифрагированного излучения. В ходе экспериментов

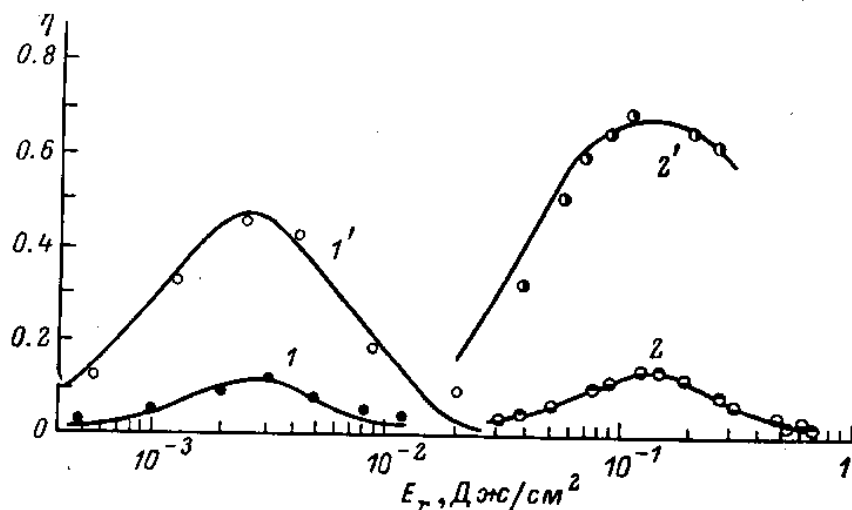


Рис. 5. Зависимость ДЭ голограмм диффузно рассеивающих объектов от экспозиции  $E_r$  для фотоматериалов ЛОИ-2 (1, 1') и БХЖ (2, 2').

Точки — эксперимент, сплошная кривая — теория. 1, 2 —  $M=0.02$ , 1' — 0.2, 2' — 0.3.

большое внимание уделялось обеспечению воспроизводимости получаемых результатов. Схема записи была собрана на круглой ситалловой плите диаметром 650 и толщиной 65 мм, которая вместе с лазерами размещалась на амортизированном столе размерами  $2 \times 1$  м. Жесткое крепление элементов схемы непосредственно к поверхности ситалловой плиты, небольшой размер последней, а также изоляция схемы от воздушных потоков позволили исключить нестабильность оптической схемы записи. Вместе с тем тщательно контролировались параметры источника, определяющие стабильность экспозиции и контраст записи: мощность и пространственная когерентность генерируемого излучения. Для экспрессной оценки последней использовалось визуальное наблюдение картины интерференционных полос в интерферометре Майкельсона с призмой полного внутреннего отражения в одной из его ветвей [17]. В случае ухудшения видности полос юстировка резонаторов лазеров изменялась с целью возвращения их в одномодовый режим генерации. При этом мощность генерации обоих использованных лазеров составляла 0.2—0.25 от максимального значения, реализуемого в многомодовом режиме. Размер записываемых голограмм был около  $0.7 \times 0.7$  см, и на одной фотопластинке их регистрировалось до 30 штук. Обработка фотопластинок одного типа производилась одновременно, что позволило уменьшить влияние нестабильности условий проявления. Выполнение указанных предосторожностей позволило достичь воспроизводимости значений ДЭ в пределах 10% от средней величины, что позволило сравнить результаты расчетов и эксперимента не только качественно, и но количественно. Результаты сопоставления экспериментальных данных, полученных на фотопластинках ПЭ-2 и ЛОИ-2 при  $M=0.02$  и различных условиях их обработки с результатами расчетов по формулам (9) и (6), показали, что в области значения  $\epsilon_r$  от 0.1 до 2 соответствие теории и эксперимента находится в пределах погрешности измерений ДЭ ( $\pm 10\%$ ). При  $\epsilon_r \geq 3$  наблюдается систематическое уменьшение рассчитанных значений ДЭ по сравнению с экспериментальными, связанное с тем, что насыщение фазового набег

с ростом экспозиции при  $\epsilon \gg 1$  происходит несколько медленнее, чем при принятой экспоненциальной аппроксимации. На рис. 5 и 6 приведены результаты экспериментальных исследований зависимости ДЭ голограмм диффузно рассеивающих объектов от экспозиции при различном соотношении пучков  $M$  на фотопластинках ЛОИ-2 и ПЭ-2, а также БХЖ. Фотопластинки ПЭ-2 обрабатывались в проявителе ГП-2 в течение 15 мин, а фотопластинки ЛОИ-2 — в проявителе Д-82 в течение 14 мин и затем отбеливались согласно [12, 18]; обработка пластинок БХЖ описана в [16]. Из результатов, полученных на БХЖ (рис. 5), следует, что при малых значениях  $M$  и  $\epsilon_r$  ( $M=0.02$  и  $\epsilon_r \leq 4$ ) величины  $\eta_x$  и  $\eta_y$  в соответствии с (6), (7) практически совпадают. Близки к рассчитанным и экспериментальные значения ДЭ, полученные при  $M=0.3$  ( $\varphi_0=8$ ,  $T=0.85$ ). При этом значение  $\eta_{\max}$  превышало  $\sim 0.70$  и заметно превосходило предельное значение, равное 0.64 для случая записи фазовых голограмм в среде с линейной ФЭХ [4].

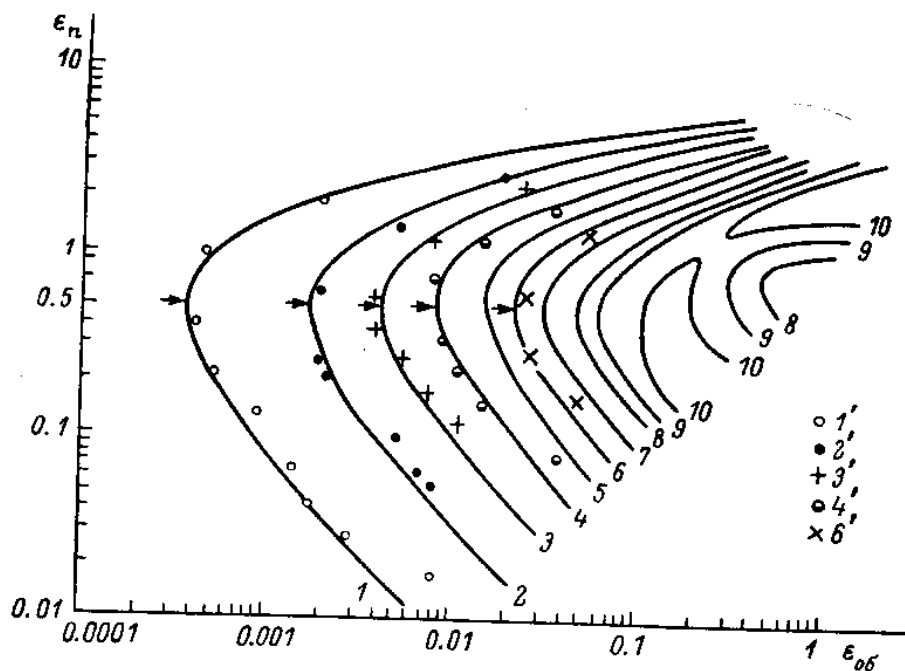


Рис. 6. Кривые равных значений ДЭ голограмм диффузно рассеивающего объекта. Сплошные линии — теория, точки — эксперимент.  $\eta_d$ : 1, 1' — 0.004; 2, 2' — 0.02; 3, 3' — 0.04; 3, 4' — 0.08; 5 — 0.12; 6, 6' — 0.16; 7 — 0.20; 8 — 0.24; 9 — 0.26; 10 — 0.28.

Экспериментальные данные (рис. 5) для фотопластинок ЛОИ-2 при указанной выше обработке также хорошо совпадают с данными, полученными при расчете по формуле (4) ( $\varphi_0=7$ ,  $T=0.75$ ). Исследования в более широком диапазоне изменения параметров записи голограмм проводились на фотопластинках ПЭ-2 с 15-минутной обработкой в проявителе ГП-2, что обеспечивало значения параметров  $\varphi_0=12$  рад,  $T=0.4$  и  $E_0=3.0 \cdot 10^{-3}$  Дж/см<sup>2</sup>. Величина  $M$  менялась в интервале от 0.001 до 0.4,  $\epsilon_r$  — от 0.01 до 5. Экспериментальные данные, теоретические результаты приведены на рис. 6 в виде семейства кривых равных значений дифракционной эффективности в системе координат  $\epsilon_r$  —  $\epsilon_{06}$ . Данный способ представления весьма удобен при выборе условий эксперимента. В частности, точки графиков, соответствующие их касанию с прямыми  $\epsilon_{06} = \text{const}$ , определяют значение экспозиции  $\epsilon_r$ , которое обеспечивает при данной величине  $\epsilon_{06}$  максимальное значение ДЭ и одновременно минимальную чувствительность записи к неравномерности опорного пучка (стрелки на рис. 6). Видно, что практически во всем исследованном интервале теория и эксперимент согласуются между собой достаточно хорошо, включая положение указанных точек. Значения ДЭ при этом изменялись почти на два порядка.

В целом результаты данной работы показывают перспективность практического использования ФЭХ вида (1) для расчета ДЭ голограмм, записанных в широком классе галоидосеребряных и несеребряных сред, что, с одной стороны, значительно упрощает процедуру исследования таких сред, а с другой — дает

основания для решения важных для практики задач, связанных с выбором регистрирующих сред, способов их обработки и условий записи голограмм, а также с формулированием требований к характеристикам сред, обеспечивающих реализацию параметров голограмм, необходимых для конкретных приложений.

Авторы благодарны А. М. Курсаковой за консультации по обработке фотопластинок ПЭ-2 и Л. А. Юрловой за проведение экспериментов по записи голограмм на слоях БХК.

#### Литература

- [1] *Biedermann K.* A function characterizing photographic film that directly relates to brightness of holographic images. — *Optik.*, 1968, v. 28, N 2, p. 160—176.
- [2] *Kogelnik H.* Coupled-wave theory for hologram gratings. — *Bell. Syst. Techn. J.*, 1969, v. 48, N 9, p. 2909—2947.
- [3] *Денисюк Ю. Н., Семенов Г. Б., Савостьяненко Н. А.* О влиянии нелинейности фотоматериала на характеристики амплитудных голограмм. — *Опт. и спектр.*, 1970, т. 29, в. 5, с. 994—1001.
- [4] *Upatnieks J., Leonard C.* Efficiency and Image Contrast of Dielectric Holograms. — *JOSA*, 1970, v. 60, N 3, p. 297—305.
- [5] *Локшин В. И., Семенов Г. Б.* Дифракционная эффективность и отношение сигнала к шуму фазовых голограмм диффузных объектов. — В кн.: Матер. IV Всес. школы по голографии. Л.: ЛИЯФ, 1973, с. 313—322.
- [6] *Локшин В. И., Семенов Г. Б., Казарев А. Ф.* Исследование амплитудных и фазовых голограмм диффузных объектов. — *Опт. и спектр.*, 1974, т. 36, в. 5, с. 1005—1011.
- [7] *Сидорович В. Г.* О дифракционной эффективности трехмерных фазовых голограмм. — *ЖТФ*, 1976, т. 46, в. 6, с. 1306—1312.
- [8] *Ворзобова Н. Д., Лецев А. А., Семенов П. М.* и др. Метод оптимизации условий записи объемных голограмм. — *Опт. и спектр.*, 1978, т. 45, в. 4, с. 779—787.
- [9] *Андреева О. В., Суханов В. И.* О методе расчета дифракционной эффективности голограмм с учетом гранулярности фотослоя. — В кн.: *Оптическая голография*. Л.: Наука, 1979, с. 53—63.
- [10] *Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я., Шкунов В. В., Яковлева Т. В.* Теория восстановления полей объемными голограммами и спектрально-угловые искажения. — В кн.: *Голография и оптическая обработка информации: методы и аппаратура*. Л.: ЛИЯФ, 1980, с. 3—38.
- [11] *Зельдович Б. Я., Яковлева Т. В.* Модовая теория объемных голограмм с учетом нелинейности фотопроцесса. — *Квант. электр.*, 1980, т. 3, в. 7, с. 519—529.
- [12] *Загорская З. А., Курсакова А. М., Шевченко С. Б.* Галогенидосеребряные материалы и бихромированная желатина для записи голограмм и голографических оптических элементов. — В кн.: *Физические основы голографии*. Л., 1981, с. 232—235.
- [13] *Барбанель И. С.* Оптоэлектроника при обработке кинофотоматериалов. М.: Искусство, 1980, с. 188.
- [14] *Майер Б. О., Стаселько Д. И.* Регистрация эффективных голограмм на бихромированной желатине излучением импульсного лазера. — *Опт. и спектр.*, 1981, т. 51, в. 6, с. 1112—1113.
- [15] *Стаселько Д. И., Духовный А. М., Беспалов В. Г.* Регистрация голографических портретов излучением ВКР лазера. — В кн.: *Проблемы оптической голографии*. Л.: Наука, 1981, с. 66—70.
- [16] *Майер Б. О., Стаселько Д. И.* О применении голограммного элемента для исследования голографических характеристик фотоматериалов. — *Опт. и спектр.*, 1980, т. 48, в. 6, с. 1013—1016.
- [17] *Герке Р. Р., Денисюк Ю. Н., Локшин В. И.* Метод контроля когерентности излучения ОКГ, применяемых в голографии. — *ОМП*, 1968, № 7, с. 22—26.
- [18] *Кириллов Н. И., Маслёнкова Н. Г., Петренко А. С., Гуланян Э. Х.* Получение отбеленных (фазовых) голограмм на особомелкозернистых «прозрачных» фотопластинках ПЭ-1-633 для голографии. — В кн.: *Проблемы голографии*. М.: МИРЭА, 1973, в. 3, с. 122—124.

Поступило в Редакцию  
9 марта 1983 г.