

УДК 535.417.06

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ВОЛН ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ, ВОССТАНОВЛЕННЫХ НЕЛИНЕЙНО ЗАРЕГИСТРИРОВАННОЙ ГОЛОГРАММОЙ

А. В. Алексеев-Попов, И. И. Комиссарова
и Г. В. Островская

Исследованы зависимости дифракционных эффективностей голограмм в первом и высших порядках дифракции от ряда экспериментальных условий: экспозиции, контраста и частоты интерференционной структуры. Экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими расчетами.

Известно, что зависимость амплитудного пропускания T фотографических материалов, используемых для регистрации голограмм, от экспозиции H нелинейна. Результатом этого являются некоторые искажения восстановленных изображений первых порядков (нелинейная передача относительных яркостей отдельных точек объекта, появление ложных изображений и фона), а также появление волн высших порядков. Эти волны могут быть использованы для увеличения чувствительности голографической интерферометрии [1-3], для получения дисперсионных голографических интерферограмм [4, 5], в многолучевой голографической интерферометрии [6, 7]. Поэтому вопрос об интенсивности волн высших порядков представляет существенный интерес.

Исследованию влияния нелинейности фотоматериала на дифракционную эффективность голограммы посвящены работы Денисюка, Семенова, Савостьяненко [8] и Вельцеля [9].

Под дифракционной эффективностью нелинейной голограммы в n -м порядке дифракции D_n мы будем понимать отношение интенсивности дифрагированной волны данного порядка к интенсивности светового пучка, используемого при восстановлении. При этом следует помнить, что определенная таким образом дифракционная эффективность, вообще говоря, не пропорциональна яркости восстановленных изображений. Так, величина D_1 пропорциональна полной интенсивности волны первого порядка и включает в себя, как интенсивность линейно восстановленной волны, образующей изображение, так и нелинейные члены, приводящие к тем или иным искажениям изображения. Что касается волн высших порядков, то их фазовый рельеф в n раз больше, чем у волн первого порядка, а их амплитуды являются нелинейными функциями амплитуды исходной объектной волны. В соответствии с этим степень сходства изображений высших порядков с голографируемым предметом зависит от голографической схемы и вида предмета [10].

Если в первом приближении считать, что распределение экспозиций на голограмме при ее получении меняется в пространстве по косинусоидальному закону

$$H = \bar{H} (1 + p_0 \cos 2\pi\nu x), \quad (1)$$

где \bar{H} — средняя экспозиция, p_0 — контраст интерференционной структуры и ν — средняя пространственная частота полос, то амплитудное про-

пускание такой голограммы $T [H (\chi)]$ также является четной периодической функцией и может быть разложено в ряд Фурье по косинусам

$$T = \frac{C_0}{2} + C_1 \cos 2\pi\nu\chi + C_2 \cos 4\pi\nu\chi + C_3 \cos 6\pi\nu\chi + \dots = \\ = \tau_0 + \tau_1 (e^{i2\pi\nu\chi} + e^{-i2\pi\nu\chi}) + \tau_2 (e^{i4\pi\nu\chi} + e^{-i4\pi\nu\chi}) + \dots, \quad (2)$$

где коэффициенты Фурье C_0, C_1, C_2 и т. д. даются выражением

$$C_n = 2\tau_n = 4\nu \int_0^{1/2\nu} T [H (\chi)] \cos 2\pi n\nu\chi d\chi, \quad (3)$$

а дифракционная эффективность голограммы в n -м порядке равна

$$D_n = \tau_n^2. \quad (4)$$

Для того чтобы проанализировать влияние нелинейности регистрирующей среды на восстановленные голограммой волны, нужно представить зависимость пропускания от экспозиции в аналитическом виде. В работе [8] были произведены расчеты D_1 и D_2 для случая работы в пределах линейного участка характеристической кривой, т. е. когда зависимость амплитудного пропускания от экспозиции имеет вид

$$T = CH^{-\gamma/2}, \quad (5)$$

где γ — контрастность фотоматериала. Такая аппроксимация хорошо описывает зависимость амплитудного пропускания от экспозиции в области малых пропусканий ($T < 0.5$). При больших пропусканиях (т. е. при малых экспозициях) функция (5) стремится к бесконечности и существенно отличается от реальной зависимости T от H . Таким образом, аппроксимация вида (5) может быть использована лишь при сравнительно больших экспозициях и не очень высоком контрасте интерференционной структуры голограммы p_0 .

В работе [9] зависимость T от H аппроксимировалась экспонентой

$$T = e^{-\alpha H}. \quad (6)$$

Такое представление функции $T (H)$ существенно облегчает теоретические расчеты дифракционных эффективностей. Действительно, подставляя в (3) значение $T (H)$ из (6) и H из (1), получим

$$\tau_n = e^{-\alpha H} 2\nu \int_0^{1/2\nu} e^{-\alpha H p_0 \cos 2\pi\nu\chi} \cos 2\pi n\nu\chi d\chi = (-1)^n e^{-\alpha H} I_n (\alpha H p_0), \quad (7)$$

где I_n — модифицированная функция Бесселя n -го порядка. Таким образом,

$$D_n = e^{-2\alpha H} I_n^2 (\alpha H p_0). \quad (8)$$

В работе [9] экспоненциальная аппроксимация зависимости T от H использовалась для расчета эффективности голограмм в первом дифракционном порядке и для количественной оценки снижения контраста в изображении диффузно рассеивающих объектов из-за появления фона, обусловленного нелинейностью регистрации голограммы.

В обеих цитированных выше работах [8, 9] при расчетах дифракционной эффективности не учитывалась конечная разрешающая способность реальных фотографических материалов, и контраст в регистрируемой интерференционной картине определялся только исходя из отношения k интенсивностей предметной и опорной волн

$$p_0 = \frac{2\sqrt{k}}{1+k}. \quad (9)$$

В действительности же из-за рассеяния света в эмульсии и отражения от подложки каждая точка наложенного изображения размывается в некоторое пятно, распределение освещенности в котором описывается функцией рассеяния. Процесс фотографической записи можно разделить на две части: линейный процесс рассеяния света в эмульсии и нелинейную регистрацию распределения освещенностей. Тогда действующее распределение освещенностей будет представлять собой свертку наложенного распределения и функции рассеяния

$$H_{\text{действ.}}(\chi) = \int_{-\infty}^{\infty} H_{\text{налож.}}(\chi - \xi) L(\xi) d\xi. \quad (10)$$

Для простоты в (10) распределение освещенностей предполагается зависящим от одной координаты. В этом случае $L(\xi)$ представляет собой функцию рассеяния линии. Можно показать, что в случае косинусои-

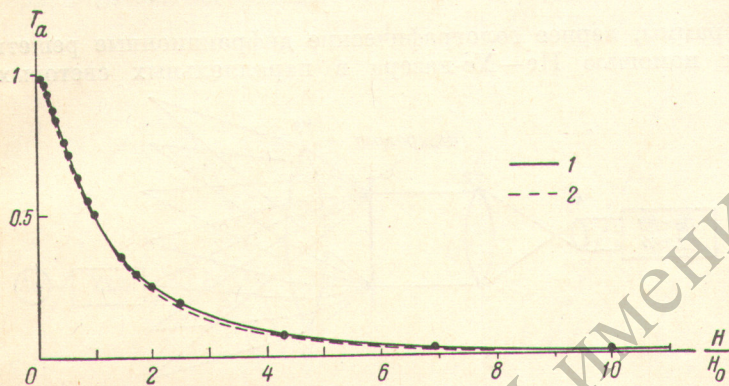


Рис. 1. Зависимость амплитудного пропускания пленки ФПГВ от экспозиции.

1 — эксперимент, 2 — $T = 0.93e^{-0.77 \frac{H}{H_0}} + 0.07e^{-0.2 \frac{H}{H_0}}$

дального распределения освещенности вида (1) и симметричной функции рассеяния $L(\xi)$ действующее распределение освещенности также будет косинусоидальным

$$H_{\text{действ.}}(\chi) = \bar{H} [1 + p_0 M(\nu) \cos 2\pi\nu\chi]. \quad (11)$$

Здесь

$$M(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} L(\xi) \cos 2\pi\nu\xi d\xi \quad (12)$$

представляет собой частотно-контрастную характеристику фотоматериала. Таким образом, учет конечной разрешающей способности сводится к замене величины p_0 в формулах (7) и (8) на величину

$$p = p_0 M(\nu) = \frac{2\sqrt{k}}{1+k} M(\nu), \quad (13)$$

представляющую собой контраст действующего распределения освещенностей.

В настоящей работе проведено исследование влияния на дифракционную эффективность голограмм в первом и высших порядках ряда экспериментальных условий: экспозиции \bar{H} , контраста p и пространственной частоты интерференционной структуры голограммы ν .

Голограммы регистрировались на особой высокоразрешающей пленке для голографии (ФПГВ), разработанной в КАЗНИИХИМФОТОПРОЕКТ'е. Зависимость T от H для этой пленки хорошо аппроксими-

руется суммой двух экспонент, что позволило произвести расчеты дифракционных эффективностей и сравнить экспериментальные результаты с теоретическими.

На рис. 1 представлена экспериментальная зависимость амплитудного пропускания от экспозиции (при проявлении в течение 6 мин. в проявителе УП-2). Штриховой линией изображена аппроксимация этой зависимости суммой экспонент

$$T = C_1 e^{-\alpha \frac{H}{H_0}} + C_2 e^{-\beta \frac{H}{H_0}}, \quad (14)$$

где $C_1=0.93$, $C_2=0.07$, $\alpha=0.77$, $\beta=0.2$ и H_0 — экспозиция, при которой $T=0.5$. При такой аппроксимации дифракционная эффективность дается выражением

$$D_n = \left[C_1 e^{-\alpha \frac{H}{H_0}} I_n \left(\alpha \frac{H}{H_0} p \right) + C_2 e^{-\beta \frac{H}{H_0}} I_n \left(\beta \frac{H}{H_0} p \right) \right]^2. \quad (15)$$

Голограммы, вернее голографические дифракционные решетки, получались с помощью He—Ne-лазера в параллельных световых пучках

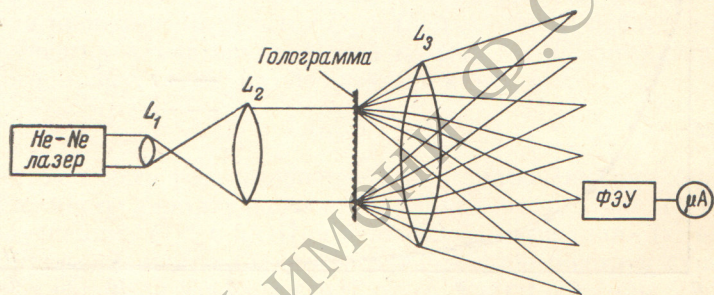


Рис. 2. Схема установки для измерения дифракционных эффективностей голограмм.

без рассеивателя. Дифракционные эффективности измерялись фотоэлектрически. Схема установки дана на рис. 2. Восстановленные волны первых и высших порядков с помощью линзы L_3 фокусировались в точки и их интенсивности измерялись с помощью ФЭУ, перемещавшегося вдоль фокальной плоскости линзы.

На рис. 3 представлены зависимости дифракционных эффективностей в трех первых порядках от экспозиции. Частота интерференционной структуры $\nu=21$ лин./мм. Отношение интенсивностей опорного и предметного пучков $k=1$. Однако измеренный на микрофотометре контраст интерференционной структуры (после перевода измеренных пропусканий в экспозиции) оказался равным 0.5. Ни точное совмещение структуры предметного и опорного пучков, ни сведение к нулю разности хода между ними не привело к заметному увеличению контраста. На том же рис. 3 штриховыми линиями изображены расчетные зависимости дифракционных эффективностей от экспозиции в предположении чисто амплитудной модуляции при $p=0.5$. Как видно, форма теоретических и экспериментальных кривых и положение максимумов достаточно хорошо совпадают. Однако по абсолютной величине измеренные дифракционные эффективности оказались в 2–3 раза выше расчетных. Для выяснения причин такого расхождения дифракционные эффективности некоторых голограмм были измерены при помещении их в иммерсионную среду (керосин), исключаящую ту часть фазовой модуляции, которая обусловлена поверхностным рельефом голограммы. Полученные при этом значения дифракционных эффективностей (рис. 3) с хорошей точностью легли на теоретические кривые.

Было исследовано влияние контраста интерференционной структуры на дифракционную эффективность голограмм. Контраст менялся за счет

изменения отношения интенсивностей k предметного и опорного пучков и определялся по формуле (13). Значение $M(\nu)$ полагалось равным измененному на микрофотометре контрасту интерференционной структуры при $k=1$. Средняя экспозиция \bar{H} сохранялась постоянной и равной H_0 . Полученные результаты представлены на рис. 4. Штриховыми линиями проведены соответствующие расчетные зависимости. Наклон экспериментальных и теоретических графиков практически одинаков и соответствует пропорциональности дифракционных эффективностей D_1, D_2 и D_3 соответственно p^2, p^4 и p^6 . Такая зависимость следует из выражения для функций Бесселя

$$I_n \left(\frac{\alpha \bar{H} p}{H_0} \right) = \frac{\left(\frac{\alpha \bar{H} p}{2H_0} \right)^n}{n!} \left\{ 1 + \frac{\left(\frac{\alpha \bar{H} p}{2H_0} \right)^2}{1!(n+1)} + \frac{\left(\frac{\alpha \bar{H} p}{2H_0} \right)^4}{2!(n+1)(n+2)} + \dots \right\}. \quad (16)$$

При сравнительно небольших значениях $\alpha (\bar{H}/H_0) p$ величины I_n , а следовательно, и τ_n , пропорциональны p^n , а $D_n = \tau_n^2 \sim p^{2n}$. Следует от-

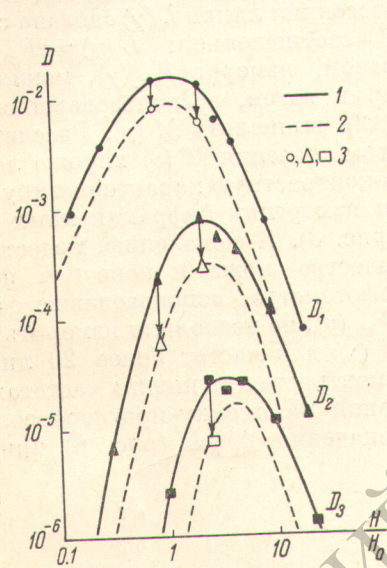


Рис. 3. Зависимость дифракционных эффективностей от экспозиции. 1 — эксперимент, 2 — теория, 3 — в иммерсионной среде.

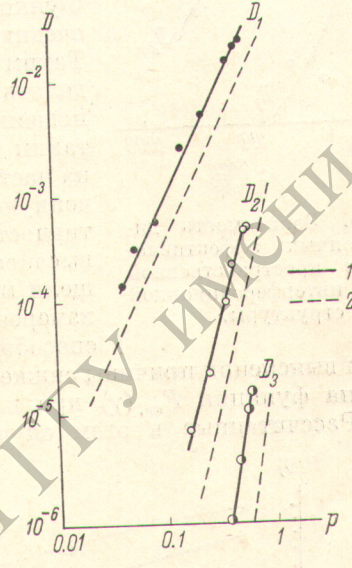


Рис. 4. Зависимость дифракционных эффективностей от контраста интерференционной структуры. 1 — эксперимент, 2 — теория.

метить, что такая зависимость дифракционной эффективности от контраста получается и при использовании других функций для аппроксимации зависимости $T(H)$.

Превыщение измеренных значений дифракционных эффективностей над теоретическими обусловлено, как и в предыдущем случае, неучетом фазовой модуляции.

На рис. 5 приведены экспериментальные зависимости дифракционных эффективностей от частоты пространственной структуры голограммы. Как видно, дифракционные эффективности существенно убывают уже при увеличении частоты от 15 до 40 лин./мм, затем спад дифракционной эффективности замедляется и окончательное резкое падение дифракционной эффективности происходит при частотах ≈ 1000 лин./мм.

Спад дифракционной эффективности при увеличении пространственной частоты обусловлен уменьшением контраста интерференционной структуры голограммы. Если воспользоваться приведенными ранее зависимостями дифракционной эффективности от контраста (рис. 4), то по полу-

ченным данным можно построить частотно-контрастную характеристику исследованной пленки (рис. 6). Точки, обозначенные разными значками, получены по измерениям дифракционной эффективности разных порядков. Все они достаточно хорошо ложатся на одну кривую. Таким образом, контраст в изображении падает до 0.6 уже при частотах ≈ 15 лин./мм и затем постепенно снижается до величин ≈ 0.1 при частотах ≈ 1000 лин./мм.

Резкое падение контраста в изображении, полученном на пленке ФПГВ при низких частотах, наблюдалось нами и при контактном фотографировании на ней миры абсолютного контраста. При частоте 10 лин./мм контраст составлял 0.75.

Кроме того, нами было исследовано распределение освещенности в изображении резкого края — так называемая краевая функция $F_{кр.}(\chi)$. Функция рассеяния линии $L(\chi)$ связана с $F_{кр.}(\chi)$ очевидным соотношением: $L(\chi) = dF_{кр.}(\chi)/d\chi$. Таким образом, измерив $F_{кр.}(\chi)$, можно определить $L(\chi)$ и затем, воспользовавшись соотношением (12), вычислить $M(\nu)$. Рассчитанные таким образом значения $M(\nu)$ хорошо ложатся на частотно-контрастную характеристику, полученную при измерении дифракционных эффективностей (рис. 6). К сожалению, недостаточно высокое качество ножа и конечная ширина щели микрофотометра, использовавшегося при измерении $F_{кр.}(\chi)$, не позволили измерить таким способом $M(\nu)$ для частот более 20 лин./мм.

Рис. 5. Зависимость дифракционных эффективностей от пространственной частоты интерференционной структуры.

Для выяснения причины снижения контраста при низких частотах была измерена функция $F_{кр.}(\chi)$ при нанесении на пленку противоореального слоя. Рассчитанные в этом случае значения $M(\nu)$ (рис. 6) примерно

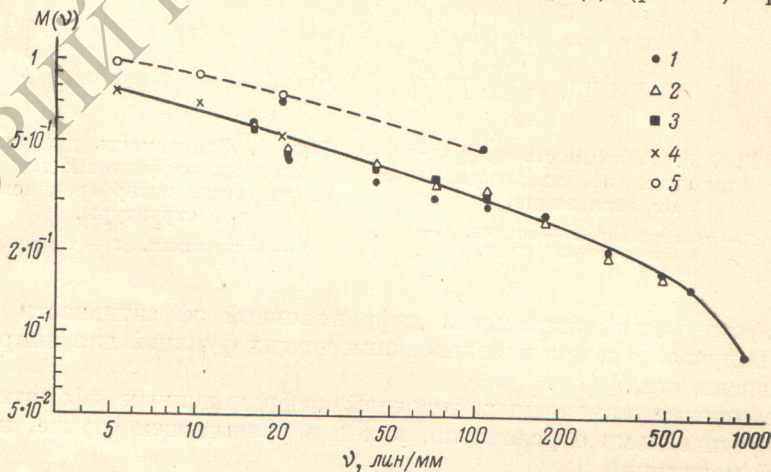


Рис. 6. Частотно-контрастная характеристика пленки ФПГВ.

Сплошная кривая — без противоореального слоя, штриховая — с противоореальным слоем. Определено по дифракционной эффективности первого (1), второго (2) и третьего (3) порядков и по краевой функции: (4) и (5).

в 1.5 раза выше соответствующих величин в отсутствие противоореального слоя. В соответствующее число раз должны возрастать при нанесении противоореального слоя также и дифракционные эффективности голограмм. В наших экспериментах введение противоореального слоя приводило к увеличению D_1 примерно в 2.3 раза, $D_2 \approx$ в 5.4 раза и $D_3 \approx$

в 15 раз. Рассчитанные по этим значениям величины $M(\nu)$ также нанесены на рис. 6.

Полученные результаты хорошо согласуются с данными Ермолаева, Михайлова и Ситника [11], которые также наблюдали увеличение дифракционной эффективности при введении противоореального красителя и нанесении на пленку противоореального слоя.

Литература

- [1] O. Brungdahl, A. W. Lohmann. J. Opt. Soc. Am., 58, 141, 1968.
- [2] K. Matsumoto, M. Takashima. J. Opt. Soc. Am., 60, 30, 1970.
- [3] К. С. Мустафин, В. А. Селезнев, Е. И. Штырков. Опт. и спектр., 28, 1186, 1970.
- [4] Г. В. Островская, Ю. И. Островский. ЖТФ, 40, 2419, 1970.
- [5] А. Б. Игнатов, И. И. Комиссарова, Г. В. Островская, Л. Л. Шапиро. ЖТФ, 41, 417, 1971.
- [6] K. Matsumoto. J. Opt. Soc. Am., 59, 777, 1969.
- [7] O. Brungdahl. J. Opt. Soc. Am., 59, 1171, 1969.
- [8] Ю. Н. Денисюк, Г. В. Семенов, Н. А. Савостьяненко. Опт. и спектр., 29, 994, 1970.
- [9] C. H. F. Velzel. Opt. Commun., 3, 133, 1971.
- [10] O. Brungdahl, A. Lohmann. J. Opt. Soc. Am., 58, 1325, 1968.
- [11] М. М. Ермолаев, Е. И. Михайлова, Н. А. Ситник. Опт. и спектр., 33, 757, 1972.

Поступило в Редакцию 6 июля 1973 г.