

07;12
©1995

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ СВЕТА В ВЫСШИЕ ПОРЯДКИ НА РЕЛЬЕФНОЙ ФАЗОВОЙ ГОЛОГРАММЕ

А.Я.Балагуров, А.Д.Дергалин, Е.В.Паздзерская

При нормальном падении света на пропускающую тонкую фазовую решетку с косинусоидальным профилем поверхности эффективность дифракции в m -порядок равна [1]

$$\eta_m = J_m \left(\frac{\varphi}{2} \right), \quad \text{где} \quad \varphi = \frac{2\pi(n-1)h}{\lambda}. \quad (1)$$

Здесь J_m — функция Бесселя m -порядка, n — показатель преломления материала решетки, h — высота рельефа (двойная амплитуда косинусоиды).

Экспериментальные значения эффективности дифракции света в порядки с $|m| > 1$ на пропускающих голографических решетках при малых значениях весьма завышены по сравнению с (1). В данной статье предлагается объяснение этого кажущегося противоречия с теорией.

Амплитудный коэффициент пропускания фазовой решетки равен

$$T = \exp \left[\frac{i2\pi(h-1)h(x)}{\lambda} \right], \quad (2)$$

где $h(x)$ — зависимость высоты профиля решетки от координаты x , направленной перпендикулярно штрихам. Будем считать $h(x)$ периодической функцией с периодом d .

Как известно из [2], профиль рельефа голографических решеток, выполненных на фоторезисторах, существенно отклоняется от косинусоидального. Разложим его в ряд Фурье по гармоникам основной пространственной частоты:

$$h(x) = h_0 + \sum_{m=1}^{\infty} h_m \cos \left(\frac{2\pi mx}{d} + \alpha_m \right). \quad (3)$$

Подставляя разложение (3) в (2), получим

$$T = \prod_{m=0}^{\infty} T_m, \quad (4)$$

где
$$T_m = \exp \left[\frac{it2\pi(n-1)h_m}{\lambda} \cos \left(\frac{2\pi mx}{d} + \alpha_m \right) \right]. \quad (5)$$

Таким образом, дифракцию света на тонкой фазовой решетке с произвольной формой профиля штриха можно представить как результат последовательной дифракции на бесконечно близко расположенных косинусоидальных решетках с частотами $\omega_m = m\omega$, $m = 1, 2 \dots$, кратными основной пространственной частоте $\omega = \frac{2\pi}{d}$.

Это вызывает наложение дифракционных максимумов, относящихся к разным решеткам. Например, дифракция в первый порядок на второй гармонике основной пространственной частоты так же, как и дифракция во второй порядок на основной частоте, приводит к отклонению света на двойной угол, так что эти пучки накладываются и обычно не могут быть различены. Подчеркнем, что при малых эффективностях дифракции можно считать, что каждой виртуальной решетке дифрагирует только нулевой порядок.

На рис. 1 приведены результаты расчета отношения эффективностей дифракции во второй порядок на основной частоте η_2^ω и в первый порядок на второй гармонике $\eta_1^{2\omega}$ в зависимости от высоты рельефа первой гармоники при различных соотношениях амплитуд второй и первой гармоник

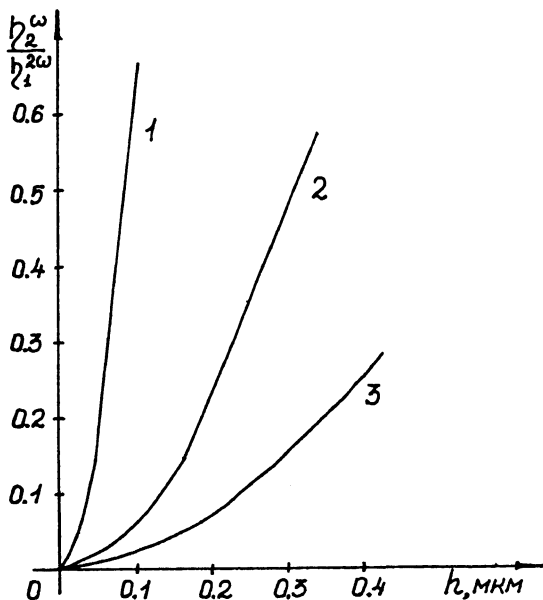


Рис. 1. Отношение эффективностей дифракции η_2^ω и $\eta_1^{2\omega}$ в зависимости от h_2 и h_1 .

1 — $\frac{h_2}{h_1} = 0.1$, 2 — $\frac{h_2}{h_1} = 0.33$, 3 — $\frac{h_2}{h_1} = 0.6$.

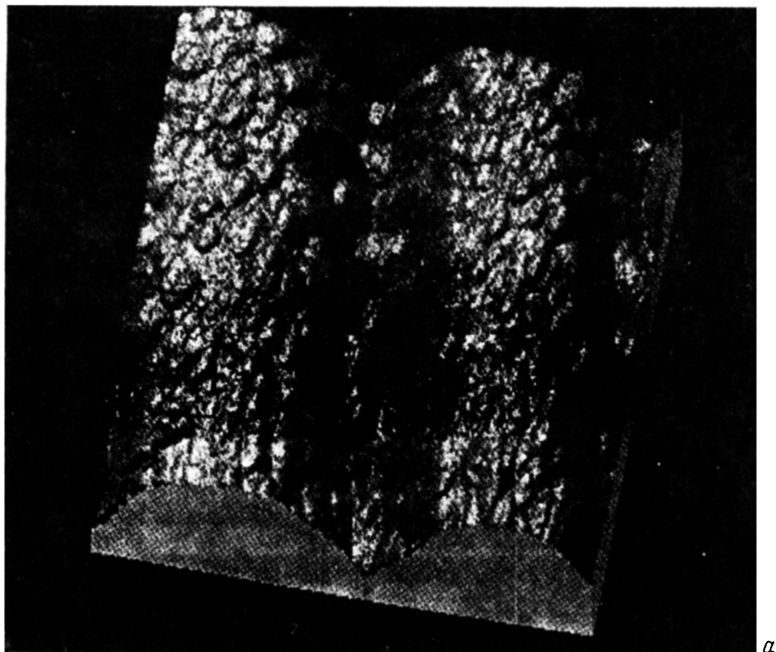
рельефа. Как следует из рис. 1, при небольших значениях φ даже малые амплитуды второй гармоники основной пространственной частоты приводят к преобладанию дифракции первого порядка на второй гармонике над дифракцией второго порядка на основной пространственной частоте, что будет наблюдаться как сравнительно высокая яркость луча, отклоненного на двойной угол, в противоречии с (1).

Для проверки данной гипотезы были выполнены прямые исследования рельефа голографических решеток, изготовленных на фоторезистах, и экспериментальные результаты измерения эффективностей дифракции сравнивались с рассчитанными по формуле (1).

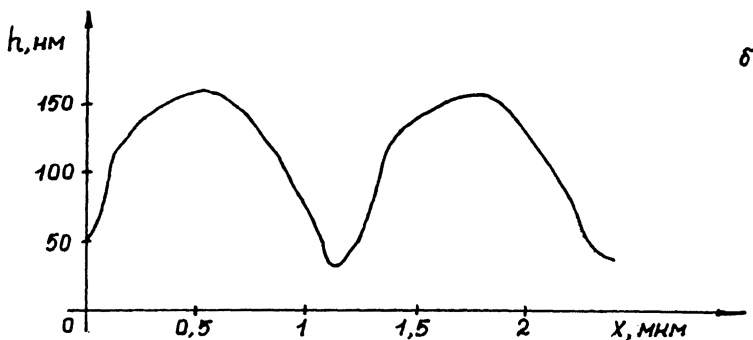
Голографические решетки размером 2×2 см были записаны на позитивном фоторезисте ФП-051 МК излучением He-Cd лазера ($\lambda = 441.6$ нм) при угле схождения лучей $\theta = 20^\circ$, что соответствует расчетному периоду решетки 1.29 мкм, т. е. частоте 775 лин/мм. Показатель преломления фоторезиста принимался равным 1.64 [3]. Эффективность дифракции измерялась на длине волны $\lambda = 633$ нм. После измерения эффективности дифракции решетка металлизировалась вакуумным напылением слоя Cu толщиной около 50 нм.

Металлизированный профиль голографической решетки был исследован с помощью туннельного микроскопа. На рис. 2 представлен распечатанный на принтере вид поверхности участка решетки размером 2×2 мкм и выборка данных для одного прохода иглы микроскопа, захватывающего приблизительно два периода решетки. Обращает на себя внимание резкое отличие профиля рельефа от косинусоиды, по которой распределена интенсивность излучения в области пересечения интерферирующих лучей. Это обусловлено высокой контрастностью фоторезиста ФП-051 МК, вследствие чего при его проявлении в рельефе подчеркиваются области, соответствующие максимальной освещенности фоторезиста. Отличие профиля от косинусоиды было подтверждено также исследованием рельефа голограммы на растровом электронном микроскопе, однако туннельный микроскоп дает более детальную картину поверхности и, что весьма существенно, в цифровой форме, удобной для численного анализа.

Обработка данных о рельефе решетки проводилась на ЭВМ РС АТ-386. Частотный спектр профиля решетки анализировался с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ) и программы гармонического анализа [4]. Файл данных о рельефе содержал 240 строк, в каждой из которых было 240 значений высоты рельефа. Поскольку в алгоритме БПФ длина выборки данных должна рав-



a



b

Рис. 2. Рельеф дифракционной решетки по данным сканирующего туннельного микроскопа.
a — трехмерная картина, *b* — профиль штриха.

няться 2^n , из файла данных производилась псевдослучайная выборка $2^{10} = 1024$ дискретных отсчетов: эта выборка охватывала приблизительно 8 периодов решетки. Полученный в результате применения БПФ спектр пространственных частот фильтровался с целью выделения наиболее интенсивных Фурье-гармоник. Результаты обработки показанного на рис. 2 профиля голографической решетки приведе-

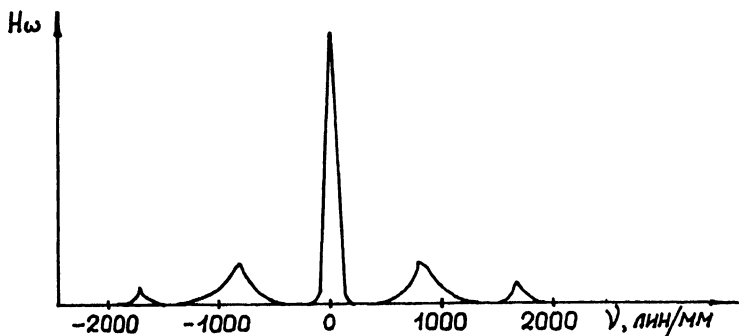


Рис. 3. Спектр пространственных частот голографической дифракционной решетки.

ны на рис. 3. Спектральная плотность в окрестности второй гармоники основной пространственной частоты составляет около 0.3 от соответствующей величины для первой гармоники. Сравнительно широкий спектр в окрестности каждой гармоники обусловлен малой длиной выборки данных. Поскольку теоретически профиль рельефа решетки представляет собой периодическую функцию, его спектр должен содержать только дискретные кратные частоты. По этой причине, выделив из выборки данных один период решетки, можно применить к нему метод гармонического анализа и получить непосредственные данные об амплитуде основной и высших гармоник. Специальная программа позволила определить точное значение периода решетки, который оказался равным 1.22 мкм, что довольно близко к указанному выше расчетному значению 1.29 мкм. Вычисленные значения амплитуд первой и второй гармоник составили соответственно 56.8 и 17.8 нм (h_2/h_1) = 0.32. В соответствии с формулой (1) расчетные значения эффективности дифракции в первый порядок на основной пространственной частоте и ее второй гармоники при данных высотах рельефа составляют 3.3 и 0.41%. Это хорошо согласуется с экспериментальными значениями для пучков, отклоненных данной решеткой на одинарный и двойной углы 3.1 и 0.36%. Эффективность же истинной дифракции во второй порядок при данной высоте рельефа составила бы, согласно (1), 0.025%.

В пользу предложенного объяснения свидетельствует также сложная картина поля второго (и минус второго) дифракционного максимума при высоких высотах рельефа голограммы и соответствующих высоких эффективностях дифракции, когда на экране наблюдаются два близко расположенных пятна. По-видимому, это обусловлено наложением

истинного второго дифракционного максимума и максимума, обусловленного дифракцией первого порядка на двойной пространственной частоте. Возможно, что отмеченные в [5] кратны изображения в высших порядках оптической дифракции Рамана-Ната на акустических волнах высокой интенсивности также могут иметь подобную причину.

В заключение авторы выражают благодарность В.В. Гринько за съемку профиля голограммы на сканирующем туннельном микроскопе и А.В. Плотникову за помощь в численной обработке результатов.

Список литературы

- [1] Оптическая голография. Пер. с англ. / Под ред. Г. Колфилда. М.: Мир, 1982. Т. 2. 735 с.
- [2] Лукин А.В., Лукина Т.А., Ньюшкин Т.А., Скочилов А.Ф. // Оптический журнал. 1993. В. 9. С. 47-50.
- [3] Справочник по лазерам. Пер. с англ. / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1978. Т. 2. 400 с.
- [4] Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с.
- [5] Van Den Abeele K., Breazeale M.A., Leroy O., Na J.K. // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. N 1. P. 84-95.

Московский институт
электронной техники

Поступило в Редакцию
3 августа 1994 г.
