

УДК 535.34

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ ДИФРАКЦИЯ НА ТОНКИХ И ОБЪЕМНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММАХ В ЛИНЕЙНЫХ ПОГЛОТИТЕЛЯХ

© 2008 г. И. Н. Агишев, А. Л. Толстик

Белорусский государственный университет, Минск

E-mail: tolstik@bsu.by

Проанализированы пути повышения эффективности преобразования световых полей динамическими голограммами с использованием схем частотно невырожденного многоволнового смешения в линейно поглощающих жидкостях. Определены условия, и установлен механизм проявления нелинейности пятого порядка, связанный с нелинейностью термооптического коэффициента и зависимостью от температуры плотности и теплоемкости растворителя.

ВВЕДЕНИЕ

Расширение сферы практического использования динамических голограмм в системах преобразования световых полей в реальном времени и оптической обработки информации связано с оптимизацией схем голографической записи и поиском новых способов достижения высоких значений дифракционной эффективности. Наряду с традиционным использованием для голографической записи сред с кубической нелинейностью в последнее время анализируются преимущества сред с нелинейностью пятого и более высокого порядка, позволяющих реализовать многоволновое смешение и осуществить различные виды преобразования световых пучков (управление формой волнового фронта, изменение направления распространения, пространственная фильтрация и частотное преобразование изображений, передача информации с одних пучков на другие и т.д.) [1–3]. Однако область практического использования многоволнового смешения, как правило, ограничена невысокими значениями нелинейностей высших порядков.

В настоящей работе проанализированы пути повышения эффективности преобразования световых полей динамическими голограммами с использованием схемы частотно невырожденного многоволнового смешения в линейно поглощающих жидкостях, которые ранее рассматривались как среды с чисто кубической нелинейностью. Определены условия и установлен механизм проявления нелинейности пятого порядка, связанный с нелинейностью термооптического коэффициента и зависимостью от температуры плотности и теплоемкости органических жидкостей.

НЕЛИНЕЙНАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ В ЛИНЕЙНЫХ ПОГЛОТИТЕЛЯХ

На возможность записи нелинейных динамических голограмм в чистых органических жидкостях впервые было обращено внимание в [4] при реализации шестиволнового взаимодействия в этаноле. Для объяснения предложено учитывать зависимость от температуры термооптических характеристик, которые, по мнению авторов, могут обусловить насыщающийся характер тепловой нелинейности, по аналогии с резонансными средами с насыщающимся поглощением. Однако такое феноменологическое введение эффекта насыщения затрудняет количественное определение параметра нелинейности.

Для описания процесса дифракции на тепловых динамических решетках в условиях линейного поглощения в настоящей работе предложено использовать разложение функциональной зависимости показателя преломления от температуры в ряд Тейлора по производным различного порядка, а также учитывать зависимость от температуры плотности и теплоемкости используемой органической жидкости. В этом случае тепловое изменение показателя преломления можно представить в виде

$$\Delta n = (\partial n / \partial T) \Delta T + \frac{1}{2} (\partial^2 n / \partial T^2)_{\text{эф}} (\Delta T)^2 + \dots, \quad (1)$$

где $\partial n / \partial T$, $\partial^2 n / \partial T^2$ – термооптические коэффициенты первого и второго порядка, $\Delta T = kI\tau / C_p$ – изменение температуры, k – коэффициент поглощения, I – интенсивность, τ – длительность импульса, C_p – теплоемкость единицы объема. В выражении (1) введен эффективный термооптический коэффициент второго порядка, учитывающий зависи-

мость теплоемкости единицы объема от температуры $(\partial^2 n / \partial T^2)_{\text{эф}} = \partial^2 n / \partial T^2 - (\partial C_p / \partial T)(\partial n / \partial T) C_p^{-1}$.

Первое слагаемое выражения (1) описывает кубическую нелинейность

$$\chi^{(3)} = \frac{cn_0^2 k \tau}{16\pi^2 C_p} (\partial n / \partial T), \quad (2)$$

которая определяет эффективность четырехволнового взаимодействия, в то время как второе слагаемое отвечает квадратичной зависимости показателя преломления от интенсивности и однозначно связано с нелинейностью пятого порядка и шестиволновым смешением:

$$\chi^{(5)} = \frac{c^2 n_0^3 k^2 \tau^2}{256\pi^3 C_p^2} (\partial^2 n / \partial T^2)_{\text{эф}}. \quad (3)$$

Полученные выражения (1)–(3) позволяют рассчитать дифракционную эффективность записанных голографических решеток. В зависимости от условий записи (соотношения толщины слоя и периода решетки) в теории разделяют голограммы на тонкие и объемные. При записи тонких фазовых голограмм их дифракционная эффективность определяется известной формулой [5]

$$\xi = I_D / I_2 = J_M^2 (2\pi L \Delta n / \lambda), \quad (4)$$

где J_M – функция Бесселя M -го порядка, отвечающая M -порядку дифракции, L – длина нелинейного слоя, λ – длина волны излучения.

Для анализа эффективности объемных голограмм целесообразно использовать формализм многоволнового смешения [6]. Дифрагированная волна E_D определяется нелинейной поляризацией $P = \chi^{(N-1)} (E_1 E_S^*)^M E_2$ (N – волновое смешение на нелинейности $N-1$ порядка; $M = N/2 - 1$ – порядок дифракции), при этом направление ее распространения определяется условием фазового синхронизма $\vec{k}_D = M\vec{k}_1 - M\vec{k}_S + \vec{k}_2$. Брэгговская дифракция в M -порядок реализуется при направлении считывающей волны E_2 под углом $\beta = \arcsin((M/K)\sin(\alpha/2)) - \alpha/2$ относительно опорной волны E_1 , где α – угол между записывающими голограмму световыми пучками; $K\omega$ – частота считывающей волны ($\beta \approx (M/K - 1)\alpha/2$ для малых углов α). При $M = K$, т.е. когда порядок дифракции совпадает с порядком кратности частоты считывающей волны, условие синхронизма реализуется при встречном направлении распространения считывающей и опорной волн [7, 8].

Для теоретического описания многоволнового смешения используем приближение медленно меняющихся амплитуд, позволяющее записать систе-

му укороченных волновых уравнений для взаимодействующих световых полей [6]:

$$\frac{\partial E_{1,S}}{\partial r} = i \frac{2\pi\omega}{cn_0} (E_{1,S} \chi_0(\omega) + E_{S,1} \chi_{\pm 1}(\omega)), \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_{2,D}}{\partial r} = -i \frac{2\pi K\omega}{cn_0} (E_{2,D} \chi_0(K\omega) + E_{D,2} \chi_{\mp M}(K\omega)), \quad (6)$$

где χ_m – компоненты разложения нелинейной восприимчивости среды в ряд Фурье по пространственным гармоникам динамической решетки $\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_S$. В приближении малой дифракционной эффективности из уравнения (6) имеем

$$\frac{\partial E_D}{\partial r} = -i \frac{2\pi K\omega}{cn_0} \chi^{(N-1)} (E_1 E_S^*)^M E_2, \quad (7)$$

откуда следует выражение для дифракционной эффективности

$$\xi = I_D / I_2 = \left(\frac{2\pi K\omega L}{cn_0} \right)^2 |\chi^{(N-1)}|^2 (I_1 I_S)^M \left(\frac{8\pi}{cn_0} \right)^{2M}. \quad (8)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МНОВОВЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ В ЛИНЕЙНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Дифракция на динамических решетках в линейном поглотителе экспериментально реализована на примере невырожденного по частоте шестиволнового смешения, когда запись голограммы осуществляется на основной частоте генерации лазера на иттрий-алюминиевом гранате ($\lambda = 1064$ нм), а считывание – на частоте второй гармоники ($\lambda = 532$ нм). Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Для спектрального разделения пучков использован спектроделитель 2. Зеркала 5, 6 и линзы 10 формировали опорную E_1 и сигнальную E_S волны, записывающие динамическую решетку в нелинейной среде 8 при диаметре пучков $d = 650$ мкм. Интенсивность волн изменяли с помощью светофильтров 9. С целью синхронизации времени прихода записывающих голограмму лазерных импульсов использована линия задержки 12. Считывающая волна E_2 направлялась на встречу записывающим голограмму волнам с помощью зеркала 4, при этом линза 11 создавала в среде пучок такого же диаметра d . Для измерения дифракционной эффективности динамической голограммы использована регистрирующая система на основе фотодиодов 13 и 14. В качестве линейно поглощающей среды выбран этанольный раствор хлорида меди, характеризующийся высокой тепловой нелинейностью. Его преимущество связано с высоким поглощением в ближней ИК-области спектра по сравнению с видимым диапазоном (коэффициенты поглощения на длинах волн 1064 и 532 нм отличаются более чем на порядок).

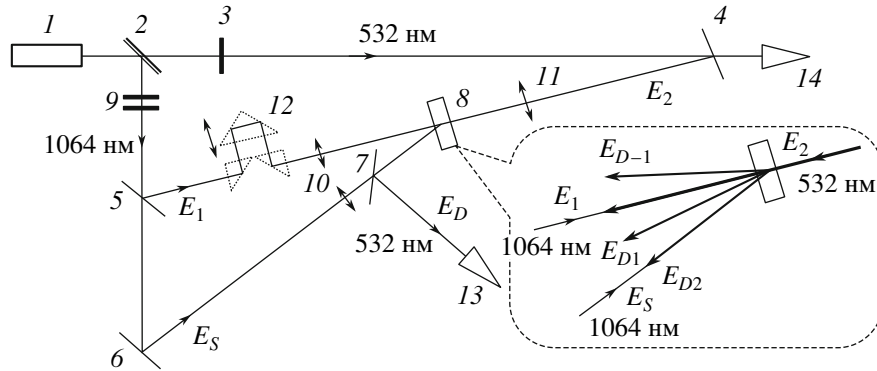


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер на алюмоиттриевом гранате, 2 – спектроделитель, 3, 9 – светофильтры, 4 – зеркало, 8 – нелинейная среда, 10, 11 – линзы, 12 – оптическая линия задержки, 13, 14 – системы регистрации. На вставке представлена схема дифракции волны E_2 на решетке, записанной волнами E_1 и E_S .

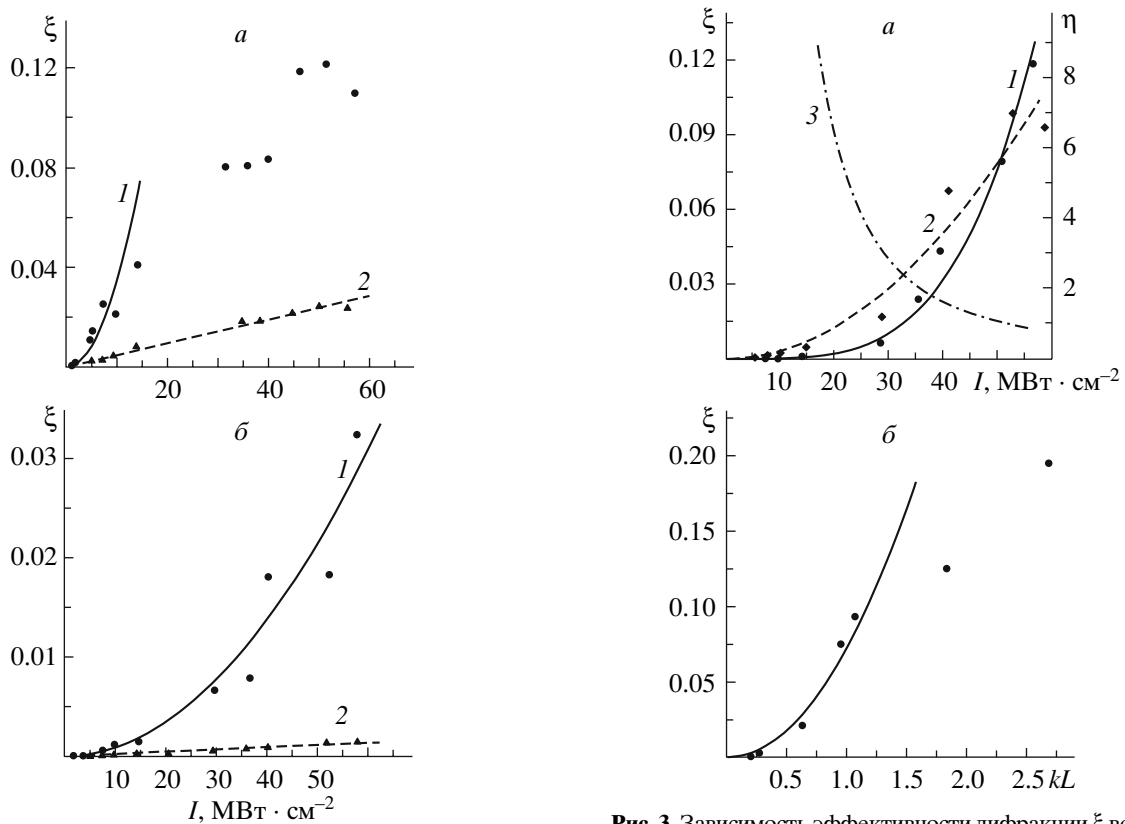


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности ξ от интенсивности записывающих голограмму волн $I = I_1 = I_S$ для +1 (1) и -1 (2) порядков дифракции на решетках с периодом $\Lambda = 20$ (а) и 6 мкм (б) при оптической толщине среды $kL = 1$.

Рис. 3. Зависимость эффективности дифракции ξ во второй порядок от интенсивности записывающих голограмму волн $I = I_1 = I_S$ при $kL = 1$ (а) и от оптической толщины среды kL при $I = 50 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ (б) для решеток с периодом $\Lambda = 6$ (1) и 20 мкм (2). Штрихпунктирной линией (3) представлено отношение дифракционной эффективности для обеих решеток $\eta = \xi(\Lambda = 20 \text{ мкм})/\xi(\Lambda = 6 \text{ мкм})$.

В эксперименте анализировали дифракцию на пропускающих решетках различного периода Λ (от 6 до 20 мкм), что соответствовало уменьшению параметра Клейна $Q = 2\pi\lambda d/n\Lambda^2$ на порядок (от 40 до 4). Случай $Q = 40$ отвечает критерию объемной решетки, а $Q = 4$ – промежуточному случаю, когда должны проявляться свойства как плоской, так и

объемной голографической записи. Однако во всех случаях наблюдалось несколько порядков дифракции, схематично представленных на рис. 1, которые заметно различались по интенсивности дифрагированной волны.

На рис. 2 и 3 представлены зависимости дифракционной эффективности ξ от интенсивности

записывающих голограмму волн $I = I_1 = I_2$ и оптической толщины среды kL , полученные при дифракции в ± 1 -е и 2-й порядки на решетках с разными периодами. Как и следовало ожидать, при увеличении параметра Клейна Q и переходе от решетки с периодом $\Lambda = 20$ мкм (рис. 2а) к решетке с $\Lambda = 6$ мкм (рис. 2б) эффективность дифракции в ± 1 -е порядки уменьшается. При этом увеличиваются различия для $+1$ -ого и -1 -ого порядков, что связано с нахождением $+1$ -ого порядка ближе к направлению распространения дифрагированной волны E_{D2} , отвечающей условию Брэгга. Более интересный момент заключается в существовании диапазона интенсивностей, в котором дифракция во второй порядок выше на решетке с меньшим значением параметра Q ($I < 50$ МВт $\cdot$ см $^{-2}$, рис. 3а). Такую ситуацию можно объяснить различными асимптотиками зависимостей дифракционной эффективности от интенсивности для обеих решеток. Дифракционная эффективность для решетки с большим периодом ($\Lambda = 20$ мкм, $Q = 4$) хорошо описывается квадратичной функцией (штриховая линия на рис. 3а), а для решетки с $\Lambda = 6$ мкм ($Q = 40$) – параболой четвертой степени (сплошная линия).

Заметим, что зависимость дифракционной эффективности от оптической толщины среды kL при небольших значениях дифракционной эффективности ξ в соответствии с уравнением (8) описывается квадратичной параболой (рис. 3б). Рост дифракционной эффективности начинает насыщаться при оптической толщине $kL = 1$, отвечающей значению $\xi \approx 10\%$ для объемной решетки. Максимально достигнутое значение дифракционной эффективности составило 20%, что на несколько порядков превышает данные известных ранее экспериментальных работ по частотно невырожденному шестиволновому смещению при использовании двухфотонного поглощения в полимерах [9], насыщающегося поглощения в растворах органических красителей [6] или тепловой нелинейности чистых органических жидкостей [4]. Для сравнения отметим, что в схеме четырехволнового взаимодействия в этанольном растворе хлорида меди нами реализована запись пропускающих фазовых голограмм с максимальной дифракционной эффективностью 60%.

Отдельно заметим, что адекватность предложенного подхода для описания динамических голограмм в линейных поглотителях подтверждена сопоставлением полученных экспериментальных результатов с теоретическими расчетами. В частности, данные эксперимента позволили по измеренной дифракционной эффективности с использо-

ванием уравнений (3), (8) оценить эффективный термооптический коэффициент второго порядка $(\partial^2 n / \partial T^2)_{\text{эф}} \approx 10^{-6}$ К $^{-2}$. В то же время из табличных данных [10] следуют значения теплоемкости единицы объема этанола $C_p = 1.92$ Дж/К $\cdot$ см 3 , ее производной $\partial C_p / \partial T \approx 5 \cdot 10^{-3}$ Дж/К 2 $\cdot$ см 3 и термооптического коэффициента $\partial n / \partial T = -4 \cdot 10^{-4}$ К $^{-1}$, а использование формулы Лорентц–Лоренца позволяет оценить термооптический коэффициент второго порядка $\partial^2 n / \partial T^2 \approx -10^{-7}$ К $^{-2}$. В итоге из известных данных следует оценка эффективного термооптического коэффициента $(\partial^2 n / \partial T^2)_{\text{эф}} = \partial^2 n / \partial T^2 - (\partial C_p / \partial T)(\partial n / \partial T) C_p^{-1}$, близкая к полученной экспериментально.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрирована перспективность использования линейно поглощающих окрашенных органических жидкостей для реализации высокоэффективного шестиволнового смещения на нелинейности пятого порядка. Установлено, что определяющий вклад в процесс взаимодействия вносит тепловая нелинейность, обусловленная зависимостью от температуры плотности и теплоемкости растворителя. Для учета указанных зависимостей введено понятие эффективного термооптического коэффициента второго порядка, позволившее построить адекватную теоретическую модель.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Merkel K.D., Cole Z., Babbitt W.R. // J. Luminescence. 2000. V. 86. P. 375.
2. Astinov V., Kubarych K.J., Milne C.J., Miller R.J.D. // Opt. Lett. 2000. V. 25. № 11. P. 853.
3. Ormachea O., Romanov O.G., Tolstik A.L. et al. // Opt. Express. 2006. V. 14. № 18. P. 8298.
4. Ормачева О., Толстик А.Л. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 1. С. 131.
5. Миллер М. Голография. Л.: Машиностроение. 1979. 207 с.
6. Rubanov A.S., Tolstik A.L., Karpuk S.M., Ormachea O. // Opt. Commun. 2000. V. 181. № 1–3. P. 183.
7. Ивахник В.В., Никонов В.И. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 75. № 2. С. 385.
8. Карпук С.М., Рубанов А.С., Толстик А.Л., Чалей А.В. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. № 12. С. 4.
9. Charra F., Nunzi J.-M. // J. Opt. Soc. Amer. B. 1991. V. 8. № 3. P. 570.
10. Стабников В.И., Ройтер И.М., Процюк Т.Б. Этиловый спирт. М.: Пищ. пром-сть, 1976. 272 с.