

07;12

# Исследование наведенного поглощения голографическим методом

© А.В. Князьков

Санкт-Петербургский государственный университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: kniazkov@rphf.spbstu.ru

(Поступило в Редакцию 30 сентября 2009 г. В окончательной редакции 26 мая 2010 г.)

Описан голографический метод исследования наведенного поглощения в пропускающих средах в схеме с дополнительной фазовой измерительной решеткой. Проведен матричный анализ и получены аналитические выражения для расчета наведенного поглощения из асимметрии изменений интенсивностей прошедших пучков. Проведены сравнительные измерения динамики наведенного поглощения в фотохромном стекле традиционным однопучковым дифракционным методом и новым двухпучковым интерференционным методом. Проанализировано влияние остаточной решетки поглощения измерительной фазовой решетки на ход динамики наведенного поглощения. Показано хорошее согласие результатов измерений.

## Введение

Оптические методы исследования поглощения излучения в средах, как правило, основаны на измерениях пропускания прошедшей световой волны. Наведенное поглощение когерентного излучения обычно оценивается по дифракционной эффективности наведенных амплитудных голографических решеток при считывании одним из записывающих пучков. При количественном определении слабого наведенного поглощения такими однопучковыми методами возникает проблема низкой чувствительности.

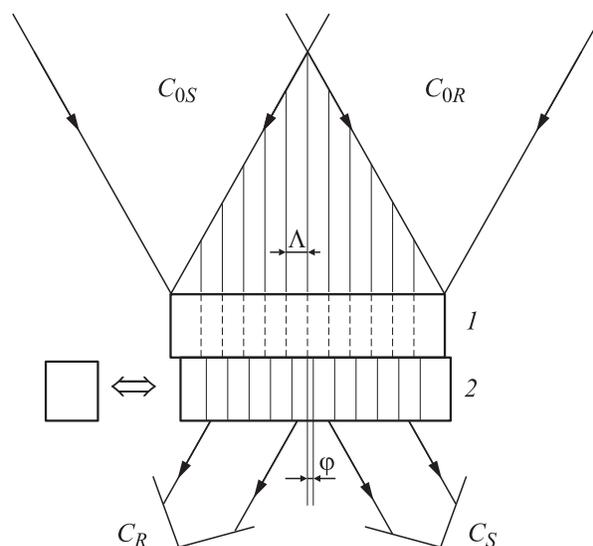
В настоящей работе описывается высокочувствительный голографический двухпучковый метод определения наведенного поглощения, предложенный в работе [1]. В этом методе используется явление энергообмена между световыми пучками, характерное для динамической голографии фазовых сред, возникающее вследствие пространственного рассогласования падающей интерференционной картины световых волн с наведенной фазовой решеткой. Это рассогласование получается автоматически в средах с нелокальным, диффузионным механизмом записи, например, в электрооптических кристаллах [2,3]. В нашем случае вводится дополнительная измерительная фазовая решетка, рассогласованная интерференционным полем, наводящим амплитудную решетку поглощения. Локальная решетка наведенного поглощения вызывает асимметрию энергообмена световых пучков, анализ которой и лежит в основе измерения наведенного поглощения.

## Теоретический анализ

Голографические объемные решетки, записанные в симметричной схеме пучками с равной интенсивностью  $I_{0R} = I_{0S}$ , представляют собой периодическую модуляцию коэффициента поглощения или показателя преломления. Анализ дифракции света, прошедшего систему таких решеток, одна из которых смещена относительно другой, проводился в работе [4]. В этой

работе было показано, что дифракционные эффективности  $\eta_{R,S}$  системы амплитудно-фазовых решеток при брэгговском считывании одним из записывающих пучков зависят от относительного смещения решеток. Дифракционная эффективность может иметь различные значения в зависимости от того, каким из симметричных брэгговских пучков  $I_{0R}$  или  $I_{0S}$  проводится считывание ( $\eta_R = I_{\eta R}/I_{0R} \neq \eta_S = I_{\eta S}/I_{0S}$ ). В работах [5–7] также было продемонстрировано, что пространственное рассогласование амплитудной решетки коэффициента поглощения относительно фазовой решетки показателя преломления характеризуется асимметрией значений дифракционной эффективности.

Рассмотрим прохождение интерферирующих пучков  $C_{0R}$  и  $C_{0S}$  через объемную амплитудную (1) и фазовую (2) решетки (рис. 1). Амплитудная решетка представляет собой пространственную модуляцию среднего поглощения  $\alpha_{01}$  образца с амплитудой  $\alpha_1$ ,



**Рис. 1.** Прохождение световых волн через систему амплитудной (1) и фазовой (2) решеток.  $\Lambda$  — период интерференционной картины.  $\varphi$  — фазовое рассогласование (сдвиг).

наводимую интерференционным полем с периодом  $\Lambda$ :  $\alpha = \alpha_{01} + \alpha_1 \cos(\mathbf{K}\mathbf{r})$ , где  $\mathbf{K}$  — вектор решетки, период которой  $\Lambda$ ,  $\mathbf{r}$  — текущий вектор точки среды из начала координат ( $|\mathbf{K}| = 1/\Lambda$ ). Фазовая решетка среднего показателя преломления  $n_{01}$  с амплитудой  $n_1$  может быть сдвинута на  $\varphi$ :  $n = n_{01} + n_1 \cos(\mathbf{K}\mathbf{r} + \varphi)$ .

Брэгговскую дифракцию световых волн удобно описывать с помощью оптических передаточных матриц  $\{S_{\alpha\epsilon\varphi}\}$  системы амплитудной и фазовой решеток, полученных в приближении теории Когельника [8], связывающие входные и выходные амплитуды волн:  $\{C_R, C_S\} = \{S_{\alpha\epsilon\varphi}\}\{C_{0R}, C_{0S}\}$ .

В случае локальных амплитудных и фазовых решеток с толщиной  $d$  ее передаточная матрица имеет вид

$$S_{\alpha\epsilon} = \begin{pmatrix} \text{ch}\left(\frac{\alpha_1 d}{2} + i\frac{\pi n_1 d}{\lambda}\right) & -\text{sh}\left(\frac{\alpha_1 d}{2} + i\frac{\pi n_1 d}{\lambda}\right) \\ -\text{sh}\left(\frac{\alpha_1 d}{2} + i\frac{\pi n_1 d}{\lambda}\right) & \text{ch}\left(\frac{\alpha_1 d}{2} + i\frac{\pi n_1 d}{\lambda}\right) \end{pmatrix} e^{-\alpha_0 d}.$$

В случае локальной чисто амплитудной решетки поглощения передаточная матрица равна [4]:

$$S_{\alpha} = \begin{pmatrix} \text{ch}\left(\frac{\alpha_1 d_{\alpha}}{2}\right) & -\text{sh}\left(\frac{\alpha_1 d_{\alpha}}{2}\right) \\ -\text{sh}\left(\frac{\alpha_1 d_{\alpha}}{2}\right) & \text{ch}\left(\frac{\alpha_1 d_{\alpha}}{2}\right) \end{pmatrix} e^{-\alpha_0 d_{\alpha}}.$$

Для чисто фазовой локальной решетки показателя преломления

$$S_{\epsilon} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\pi n_1 d_{\epsilon}}{\lambda}\right) & -i \sin\left(\frac{\pi n_1 d_{\epsilon}}{\lambda}\right) \\ -i \sin\left(\frac{\pi n_1 d_{\epsilon}}{\lambda}\right) & \cos\left(\frac{\pi n_1 d_{\epsilon}}{\lambda}\right) \end{pmatrix}.$$

В случае чисто фазовой решетки показателя преломления со сдвигом  $\varphi$  передаточная матрица равна

$$S_{\epsilon\varphi} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\pi n_1 d_{\epsilon}}{\lambda}\right) & -i \sin\left(\frac{\pi n_1 d_{\epsilon}}{\lambda}\right) e^{-i\varphi} \\ -i \sin\left(\frac{\pi n_1 d_{\epsilon}}{\lambda}\right) e^{i\varphi} & \cos\left(\frac{\pi n_1 d_{\epsilon}}{\lambda}\right) \end{pmatrix},$$

где  $d_{\alpha}$ ,  $d_{\epsilon}$  — толщины решетки поглощения и преломления соответственно,  $\lambda$  — длина волны света.

Фазовая решетка анализирует прошедшие амплитудную решетку световые пучки, и играет роль измерительной решетки. Для нахождения выходных амплитуд световых волн нужно знать передаточную матрицу системы решеток  $\{S_{\alpha\epsilon\varphi}\}$ . Передаточная матрица системы решеток  $\{S_{\alpha\epsilon\varphi}\}$  определяется как произведение передаточных матриц амплитудной решетки  $\{S_{\alpha}\}$  и фазовой решетки со сдвигом  $\{S_{\epsilon\varphi}\}$ :  $\{S_{\alpha\epsilon\varphi}\} = \{S_{\alpha}\}\{S_{\epsilon\varphi}\}$  [4]. Для упрощения анализа будем пренебрегать отражениями на границах решеток, т.е. будем предполагать, что средний показатель преломления во всех областях одинаков и дифракционная эффективность измерительной фазовой решетки соответствует максимальному энергообмену между пучками ( $\eta_{\epsilon} = 50\%$ ). Условие максимального энергообмена выполняется при рассогласовании интерференционного поля с фазовой решеткой при ее поперечном сдвиге в четверть периода.

Выходная интенсивность пучков после их взаимодействия с системой амплитудной (1) и фазовой решеток (2) (рис. 1) определяется выходными амплитудами

волн  $C_{1,2}$  согласно выражениям

$$\begin{pmatrix} I_R \\ I_S \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_R C_R^* \\ C_S C_S^* \end{pmatrix},$$

где знак \* означает комплексное сопряжение.

В случае одинаковых амплитуд входных волн  $C_{0R} = C_{0S}$  можно показать, что зависимость выходных интенсивностей от величины наведенного поглощения  $\alpha_1$  и фазового рассогласования  $\varphi$  будет:

$$I_{S,R} = \tau I_0 [\text{ch}(\alpha_1 d_{\alpha}) \pm \sin \varphi - \text{sh}(\alpha_1 d_{\alpha}) \cos^2 \varphi], \quad (2)$$

где  $\tau = e^{-2\alpha_0 d_{\alpha}}$  — ослабление света.

Асимметрия энергообмена пучков, вызванная амплитудной решеткой, проявляется в неодинаковых значениях изменения размахов интенсивностей выходных пучков  $\Delta I_R$  и  $\Delta I_S$  при фазовом рассогласовании фазовой решетки  $\varphi$  от 0 до  $\pm\pi/2$ . Как следует из выражений (2), величину наведенного поглощения  $\alpha_1$  можно найти из формулы

$$\text{sh}(\alpha_1 d_{\alpha}) = \frac{|\Delta I_S| - |\Delta I_R|}{2\tau I_0}. \quad (3)$$

В случае произвольных входных интенсивностей  $I_{0R}$ ,  $I_{0S}$  и произвольной дифракционной эффективности измерительной фазовой решетки  $\eta_{\epsilon}$  наведенное поглощение будет определяться выражением

$$\text{sh}(\alpha_1 d_{\alpha}) = \frac{|\Delta I_S| - |\Delta I_R|}{4\tau \sqrt{I_{0R} I_{0S} \eta_{\epsilon}}}. \quad (4)$$

Для повышения чувствительности измерений в двухпучковых голографических методах используется периодическое фазовое рассогласование интерференционной картины и исследуемых решеток с регистрацией сигнала резонансными синхронными усилителями для фотоприемников. Это так называемые фазомодуляционные голографические методы (ФМГМ), используемые для исследования слабых наведенных изменений среды [9]. Наш метод измерений наведенного поглощения является модификацией ФМГМ, в котором интерференционная картина остается неподвижной и наводит решетку поглощения, а дополнительная подвижная фазовая объемная решетка вызывает периодическое фазовое рассогласование.

Фазовое рассогласование, осуществляемое электродинамическими или пьезокерамическими преобразователями, можно представить следующим образом

$$\varphi = \varphi_0 + k_u \sin(\omega_0 t), \quad (5)$$

где  $\varphi_0$  — начальная фаза,  $k_u$  — коэффициент преобразования,  $\omega_0$  — частота модуляции.

Переменные составляющие выходных интенсивностей пучков в приближении равных входных интенсивностей и нулевой начальной фазы для фазовой измерительной решетки с дифракционной эффективностью  $\eta_{\epsilon} = 50\%$  определяются выражениями

$$I_{S,R}^{\sim} = \tau I_0 [\pm \sin(\sin \omega_0 t) - \text{sh}(\alpha_1 d_{\alpha}) \cos^2(\sin \omega_0 t)]. \quad (6)$$

Из этих выражений видно, что за асимметрию энергообмена между пучками отвечает член, пропорциональный амплитуде наведенного поглощения, описывающий вторую гармонику. Наведенное поглощение определяется коэффициентом Фурье  $k_2$ , соответствующим величине второй гармоники  $2\omega_0$  суммы переменных составляющих выходных интенсивностей пучков ( $I_R^{\sim} + I_S^{\sim}$ ):

$$k_2 = \tau I_0 J_2(2k_u) \text{sh}(\alpha_1 d_\alpha), \quad (7)$$

где  $J_2(2k_u)$  — функция Бесселя первого рода второго порядка.

В общем случае произвольных значений входных интенсивностей  $I_{0R}$ ,  $I_{0S}$  и произвольной дифракционной эффективности измерительной фазовой решетки  $\eta_\epsilon$  в приближении нулевой начальной фазы переменные составляющие выходных интенсивностей будут

$$I_{S,R}^{\sim} = \tau \left\{ \pm [I_{0R} I_{0S} \eta_\epsilon (1 - \eta_\epsilon)]^{1/2} \sin(\sin \omega_0 t) - \text{sh}(\alpha_1 d_\alpha) [(I_{0R} I_{0S})^{1/2} \eta_\epsilon \cos(2 \sin \omega_0 t) + (I_{0R} - I_{0S}) [\eta_\epsilon (1 - \eta_\epsilon)]^{1/2} \sin(\sin \omega_0 t)] \right\}. \quad (8)$$

Наведенное поглощение, определяемое коэффициентом Фурье  $k_2$  второй гармоники  $2\omega_0$  от суммы выходных интенсивностей ( $I_R^{\sim} + I_S^{\sim}$ ), в этом случае составит

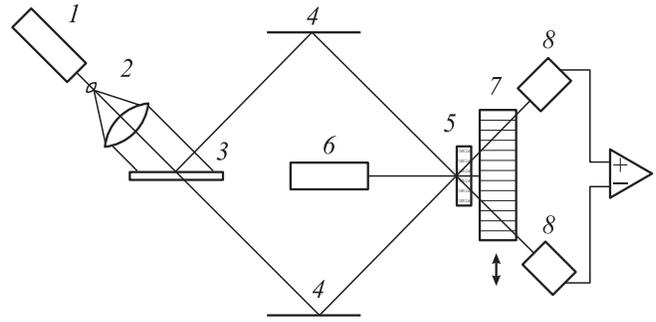
$$k_2 = 2(I_{0R} I_{0S})^{1/2} \eta_\epsilon I_2(2k_u) \text{sh}(\alpha_1 d_\alpha). \quad (9)$$

## Методика

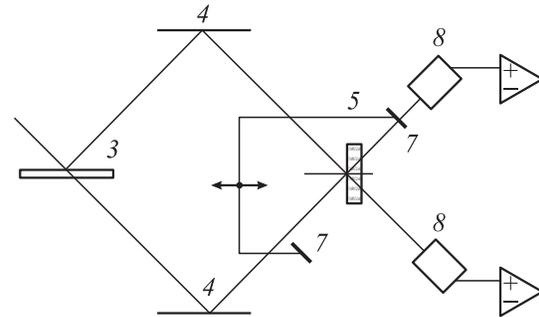
Оптическая схема двухпучкового голографического метода приведена на рис. 2. Луч лазера расширился коллиматором 2 и падал на светоделитель 3, отражался системой зеркал 4, которая формировала интерференционную поле на образце 5. Поглощающие центры среды 5 активизировались внешним коротковолновым излучением ртутной лампы ДРТ-220 6. Интерференционная картина создавала периодические объемные модуляции поглощения. Наведенная амплитудная решетка поглощения считывалась этой же интерференционной картиной, но в схеме с дополнительной объемной фазовой решеткой 7. Период фазовой решетки совпадал с периодом интерференционной картины и амплитудной решетки наведенного поглощения, и выполнялись брэгговские условия считывания. Фазовая измерительная решетка 7 периодически сдвигалась относительно интерференционного поля, вследствие чего происходило ее рассогласование, приводящее к модуляции интенсивностей прошедших пучков. Интенсивности пучков регистрировались фотоприемниками 8, сигнал которых подавался на двухканальный осциллограф. Из анализа этих сигналов определялось наведенное поглощение среды.

## Экспериментальная часть

Для иллюстрации предложенного метода нами были проведены сравнительные исследования динамики наведенного поглощения в фотохромном стекле обычным



**Рис. 2.** Оптическая схема голографического метода исследования наведенного поглощения: 1 — He–Ne-лазер, 2 — коллиматор, 3 — светоделитель, 4 — зеркало, 5 — образец, 6 — источник коротковолнового излучения, 7 — измерительная фазовая решетка, 8 — фотоприемник.



**Рис. 3.** Оптическая схема однопучкового считывания голографической решетки наведенного поглощения: 3 — светоделитель, 4 — зеркала, 5 — образец, 7 — перекрывающиеся шторки, 8 — фотоприемники.

однопучковым методом (по исследованию дифракционной эффективности) и голографическим двухпучковым методом с подвижной фазовой решеткой (по измерениям асимметрии энергообмена взаимодействующих пучков). Фотохромное стекло ФХС-2 активизировалось ультрафиолетовой засветкой ртутной лампы, после чего проводилась стирающая запись наведенной решетки поглощения излучением He–Ne-лазера (длина волны  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ). Оптическая схема в этом случае не содержала дополнительной фазовой решетки, а один из записывающих пучков и тот же прошедший кратковременно перекрывались шторками 7 в течение записи решетки поглощения, как показано на рис. 3.

Расчеты наведенного поглощения проводились по экстремальным значениям энергообмена пучков, наблюдаемого при достижении фазового рассогласования  $\varphi = \pm\pi/2$ , относительно значений интенсивностей пучков при отсутствии фазового рассогласования ( $\varphi = 0$ , отсутствие энергообмена). Для более надежного определения экстремумов интенсивностей пучков их регистрация проводилась, когда фазовое рассогласование превышало значение  $\pm\pi/2$ , что приводило к перемодуляции (к появлению дополнительных экстремумов на осциллограмме выходных сигналов).

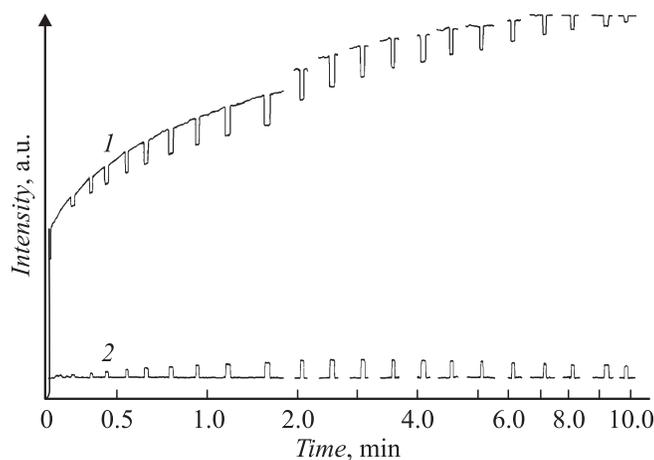
## Результаты и их обсуждение

На рис. 4 показаны временные зависимости интенсивности одного из прошедших пучков (1) и интенсивности дифрагирующего пучка (2) при записи решетки поглощения с периодом, примерно равным  $10 \mu\text{m}$ , в фотохромном стекле ФХС-2 пучками с интенсивностью  $5 \text{ mW}$ .

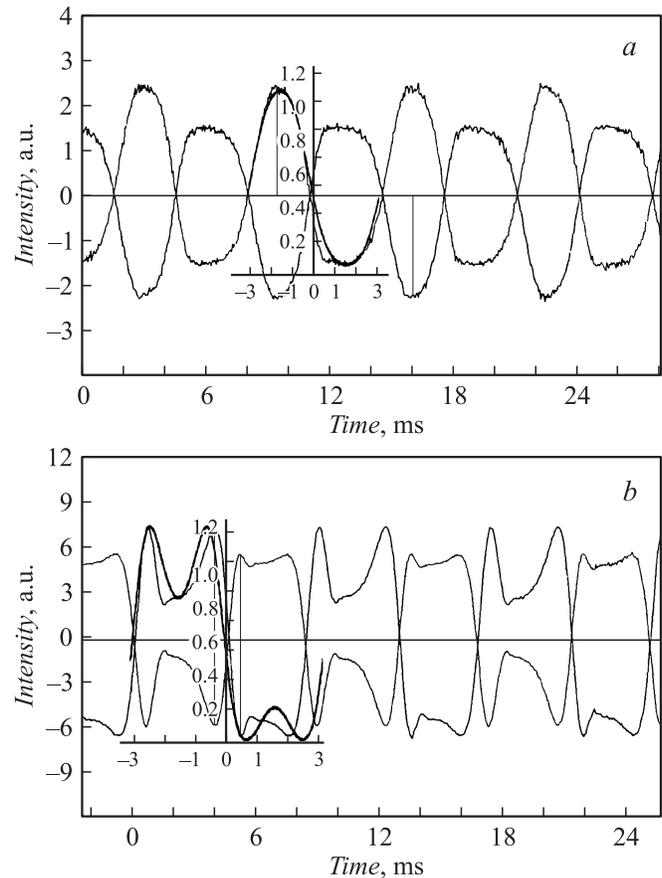
Типичные осциллограммы выходных интенсивностей интерферирующих пучков, прошедших систему решеток, состоящую из амплитудной решетки наведенного поглощения и фазовой измерительной решетки приведены на рис. 5: *a* — случай малого фазового рассогласования и *b* — осциллограмма изменений интенсивностей выходящих пучков в условиях перемодуляции.

Любопытный результат был получен при использовании в качестве измерительных решеток фотоэмульсионных голографических фазовых решеток с остаточными амплитудными решетками, которые оставались в объеме в результате неполного отбеливания. Эти амплитудные решетки были согласованы с фазовыми измерительными решетками по фазе, но в то же время имели обратный знак модуляции поглощения по отношению к наведенной решетке в образце. Рост наведенной решетки поглощения как бы компенсировался остаточной решеткой поглощения измерительной решетки. При измерении интенсивностей момент полной компенсации отмечался равенством изменений полуразмахов модулей интенсивностей  $|\Delta I_R| = |\Delta I_S|$ , как показано на рис. 6. Остаточную решетку поглощения можно описать как модуляцию среднего поглощения измерительной решетки  $\alpha_{02}$ :  $\alpha_e = \alpha_{02} - \alpha_2 \cos(\mathbf{K}\mathbf{r} + \varphi)$ .

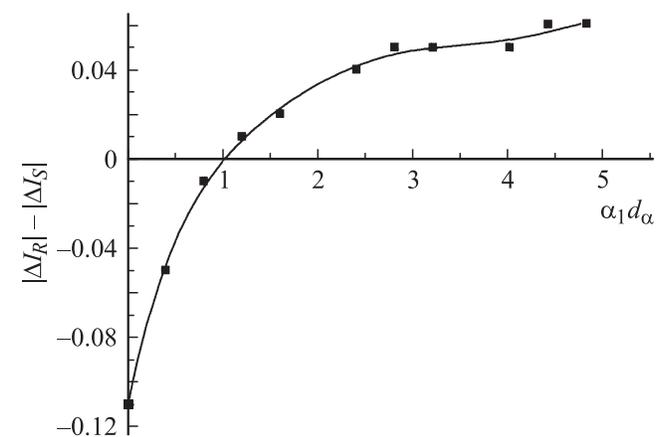
Как отмечалось в работе [9], чувствительность к знакам наведенных решеток, является одной из важных особенностей двухпучковой фазомодуляционной методики. Для учета влияния остаточной решетки поглощения необходимо представить передаточную матрицу системы трех решеток:  $\{S_{\alpha_1, \alpha_2}\}$  как произведение передаточных



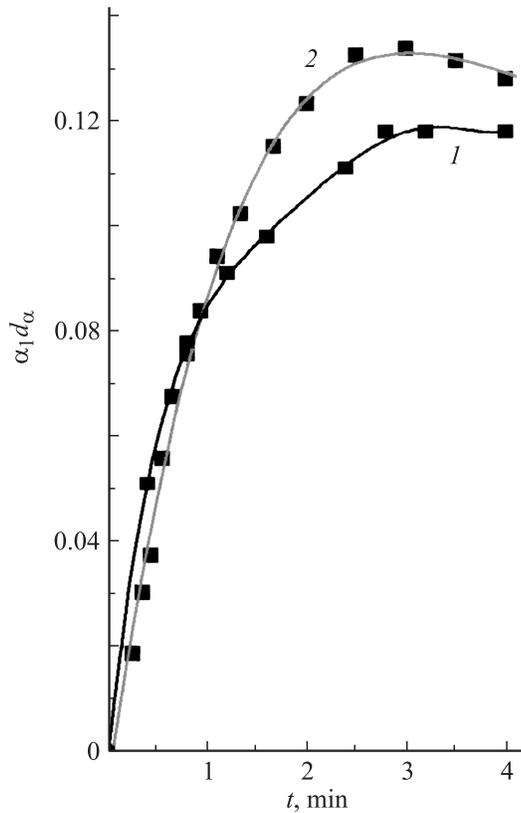
**Рис. 4.** Динамика интенсивности одного из прошедших пучков и интенсивности дифрагируемого пучка при записи решетки поглощения в фотохромном стекле ФХС-2.



**Рис. 5.** Типичные осциллограммы выходных интенсивностей интерферирующих пучков, прошедших систему решеток — амплитудной решетки наведенного поглощения в образце и фазовой измерительной при изменении фазового рассогласования  $\varphi$ :  $\varphi \leq \pi/2$  (*a*) и  $\varphi > \pi/2$  (*b*). На обоих рисунках в дополнительных координатах  $I(t)$  жирными линиями выделен один период теоретических зависимостей при  $k_u = 1.5$  (*a*) и при  $k_u = 2.6$  (*b*).



**Рис. 6.** Экспериментальная зависимость разности модулей полуразмахов интенсивностей прошедших интерферирующих пучков от величины решетки наведенного поглощения  $\alpha_1$  в фотохромном стекле при наличии остаточной решетки поглощения противоположного знака  $\alpha_2$  в измерительной фазовой решетке, выполненной на фотоэмульсии.  $I_1 \approx I_2$ ,  $\Lambda \approx 10 \mu\text{m}$ .



**Рис. 7.** Временная зависимость роста наведенного поглощения  $\alpha_1$  в фотохромном стекле ФХС-2, измеренная двухпучковым голографическим методом на длине волны He–Ne-лазера (1) и однопучковым дифракционным методом (2).

матриц исследуемой наведенной амплитудной решетки поглощения  $\{S_{\alpha_1}\}$ , измерительной фазовой решетки  $\{S_\varepsilon\}$  и остаточной решетки поглощения измерительной фазовой решетки  $\{S_{\alpha_2}\}$ :  $\{S_{\alpha_1 \varepsilon \alpha_2}\} = \{S_{\alpha_1}\}\{S_\varepsilon\}\{S_{\alpha_2}\}$ , где

$$S_{\alpha_2} = \begin{pmatrix} \text{ch}(\alpha_2 d_\varepsilon / 2) & \text{sh}(\alpha_2 d_\varepsilon / 2) e^{-i\varphi} \\ \text{sh}(\alpha_2 d_\varepsilon / 2) e^{i\varphi} & \text{ch}(\alpha_2 d_\varepsilon / 2) \end{pmatrix} e^{-\alpha_2 d_\varepsilon}. \quad (10)$$

В приближении одинаковых интенсивностей входных пучков для измерительной решетки с дифракционной эффективностью  $\eta_\varepsilon = 50\%$  и среднего поглощения  $\alpha_{02} = 0$ ,  $1\alpha_{01}$  можно показать, что зависимости выходных интенсивностей от параметров решеток, величин наведенного ( $\alpha_1$ ) и остаточного ( $\alpha_2$ ) поглощения и фазового рассогласования  $\varphi$  будут:

$$I_{S,R} = \tau_1 I_0 \{ \text{ch}(d_\alpha \alpha_1) \text{ch}(d_\alpha \alpha_2) \pm \sin(2d_\varepsilon \gamma) \sin \varphi - [\cos^2 \varphi \text{ch}(d_\alpha \alpha_2) + \cos(2d_\varepsilon \gamma) \sin^2 \varphi] \times \text{sh}(d_\alpha \alpha_1) + \tau_2 \cos \varphi \text{sh}(d_\alpha \alpha_2) \}, \quad (11)$$

где  $\tau_1 = e^{-2,2\alpha_{01} d_\alpha}$  и  $\tau_2 = e^{-\alpha_1 d_\alpha}$ ,  $\gamma = \pi n_1 / \lambda$ ,  $n_1$  — амплитуда модуляции показателя преломления,  $d_\varepsilon$  — толщина фазовой решетки.

Временная зависимость роста наведенного поглощения  $\alpha_1$  в фотохромном стекле ФХС-2, измеренная голографическим методом на длине волны He–Ne-лазера, пересчитанная с учетом выражения (11) приведена на рис. 7 (кривая 1), а измеренная традиционным однопучковым дифракционным методом — кривая 2.

## Заключение

Фазомодуляционная методика с регистрацией на второй гармонике, по мнению авторов [8], может повысить чувствительность измерений на 8 порядков. Это увеличение чувствительности также характерно для описываемого в настоящей статье модифицированного ФМГМ. Такое повышение чувствительности позволит исследовать наведенное поглощение в слабо пропускающих рассеивающих средах.

Результаты исследований показали хорошее согласие измерений наведенного поглощения традиционным однопучковым и новым двухпучковым, голографическим методом. Необходимо отметить, что чувствительность к знакам решеток двухпучкового метода может быть положена в основу компенсационного нулевого метода измерений наведенного поглощения.

## Список литературы

- [1] Князьков А.В. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 5. С. 73–79.
- [2] Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С. // УФН. 1979. Т. 129. Вып. 1. С. 113–137.
- [3] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб: Наука, 1992. 317 с.
- [4] Якимович А.П. // Квант. электрон. 1982. Т. 9. № 7. С. 1447–1450.
- [5] Guibltalde E. // Opt. and Quant. Electron. 1984. Vol. 16. P. 173–178.
- [6] Guibltalde E., Calvo M.L. // Opt. and Quant. Electron. 1986. Vol. 18. P. 213–217.
- [7] Neipp C., Pascual I., Belendez A. // Optics Express. 2002. Vol. 10. N 23. P. 1374–1383.
- [8] Kogelnik H. // Bell Sys. Tech. J. 1969. Vol. 48. P. 2909–2947.
- [9] Gehrtz M., Pinsl J., Brauchle C. // Appl. Phys. 1987. Vol. 43. P. 61–77.