

Самодифракция света при оптическом полинге стекла

М.К.Балакирев, Л.И.Вострикова, В.А.Смирнов

Исследована самодифракция света, возникающая при оптическом полинге объемных образцов стекол. В процессе полинга в среде накапливается решетка показателя преломления, на которой один из пучков или оба пучка эффективно дифрагируют. Теоретически получено выражение для амплитуды дифрагировавшего излучения. Результаты экспериментального исследования этого явления в оксидных стеклах находятся в согласии с теорией, основанной на модели образования пространственно-периодического электрического поля в среде в результате когерентного фотогальванического эффекта. Рассмотренная самодифракция света может быть использована в качестве высокоэффективного метода исследования физических свойств чисто оптического полинга сред.

Ключевые слова: стекло, оптический полинг, самодифракция, когерентный фотогальванический эффект.

1. Введение

Освещение стекла взаимно-когерентным двухчастотным излучением первой и второй гармоник лазера приводит к накоплению в нем обратимой долгоживущей статической поляризации. Этот эффект связывается с образованием в среде под действием многочастотного когерентного света пространственно-периодического электрического поля [1], приводящего к изменению поляризации среды. В результате такого явления, называемого чисто оптическим полингом (ОП) [2], стекло теряет симметрию и приобретает свойства одноосного кристалла. В области взаимодействия излучений возникают модуляции показателя преломления (анизотропная решетка Δn) [3], ответственная за двулучепреломление, и поляризуемость второго порядка (решетка $\chi^{(2)}$) [1], ответственная за появление трехволновых взаимодействий [4, 5], запрещенных ранее симметрией стекла.

Распространенным методом исследования ОП является изучение ГВГ [5, 6] на индуцированной решетке $\chi^{(2)}$. ОП можно исследовать также, изучая дифракцию света на индуцированной в стекле неоднородности показателя преломления. Чувствительность такого метода выше, поскольку интенсивность ГВГ пропорциональна квадрату статического поля, а интенсивность дифрагировавшего излучения – его четвертой степени. Первые результаты наблюдения рассеяния света на индуцированной в стекле решетке Δn приведены в работах [3, 7].

В настоящей работе исследуется самодифракция света, возникающая в объемных стеклах на накапливающихся решетках показателя преломления. Теоретически получено выражение для амплитуды дифрагировавшего излучения и изучены его свойства. Экспериментально исследуется самодифракция света в ряде оксидных сте-

кол. Представленная модель явления может служить основой при исследованиях физической картины ОП сред.

2. Теория самодифракции света при ОП стекла

Рассмотрим самодифракцию излучения основной частоты при ОП стекла пересекающимися гауссовыми пучками. В классическом варианте ОП образца проводится двухчастотным взаимно когерентным излучением первой ($E_1 = e_1 E_1(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega t + \psi_1)]$) и второй ($E_2 = e_2 E_2(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - 2\omega t + \psi_2)]$) гармоник лазера. Считается, что при этом в области взаимодействия излучений возникает когерентный фотогальванический (КФГ) ток [1, 8, 9]

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = [\sigma_1 \mathbf{e}_1 (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2) + \sigma_2 \mathbf{e}_2] E_1^2(\mathbf{r}) E_2(\mathbf{r}) \cos(\Delta \mathbf{k} \mathbf{r} + \Delta \psi), \quad (1)$$

где $\Delta \mathbf{k} = 2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$; $\Delta \psi = 2\psi_1 - \psi_2$; σ_1, σ_2 – КФГ-константы; $\sigma_1 = 2\sigma_2$ для изотропных сред самого общего класса симметрии $\infty\infty m$ [9].

Разделение зарядов КФГ-током приводит к образованию в среде «встроенного» электростатического поля. В общем случае картина распределения поля в пространстве является сложной, поскольку огибающая решетки тока (1) имеет форму, обусловленную пересечением гауссовых пучков, и КФГ-ток содержит как параллельную (j_{\parallel}), так и перпендикулярную (j_{\perp}) плоскостям решетки компоненты. Однако ток j_{\perp} приводит к накоплению зарядов непосредственно на плоскостях решетки, в отличие от тока j_{\parallel} , который приводит к накоплению зарядов на границе области перекрытия взаимодействующих пучков. Таким образом, при условии $1/(\Delta k a) \ll 1$ (a – размер области перекрытия) основной вклад в образование периодической решетки поля вносит ток j_{\perp} , и образующееся в среде поле аппроксимируется выражением

$$\mathbf{E} = e_q \frac{j_{\perp}}{\sigma}, \quad (2)$$

где e_q – единичный вектор, перпендикулярный плоскостям решетки; σ – проводимость. Формула (2) верна для

большинства случаев при ОП объемных образцов, поскольку соотношение $1/(\Delta k a) \ll 1$ нарушается лишь при достаточно сильной фокусировке излучений в пятно размером порядка единиц микрометров при малых углах схождения взаимодействующих лучей (например, при ОП в одномодовых стеклянных волоконных световодах [2, 5]).

Индукцированное в среде поле вызывает изменение ее оптических свойств. Отметим, что здесь речь идет только об обратимых изменениях оптических свойств среды, обусловленных перераспределением плотности заряда в пространстве, и не затрагиваются вопросы, связанные с процессами перестройки структуры стекла. Возникающая при полинге среды модуляция показателя преломления есть

$$\Delta \hat{n} = \delta \hat{n} F(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{q}\mathbf{r} + 2\Delta\psi), \quad (3)$$

где $\mathbf{q} = 2\Delta\mathbf{k}$ – волновой вектор решетки показателя преломления; $F(\mathbf{r})$ – огибающая решетки; вид тензора $\delta \hat{n}$ зависит от симметрии используемой среды. В стеклах (изотропных средах) компоненты тензора $\delta \hat{n}$ имеют вид [10]

$$\delta n_{ij} = \frac{2\pi\chi^{(3)}}{n} E_0^2 \delta_{ij} + \frac{4\pi\chi^{(3)}}{n} \delta_{ik} \delta_{jl} E_{0k} E_{0l}, \quad (4)$$

где n – показатель преломления стекла; E_0 – амплитуда поля. Видно, что стекло приобретает анизотропию, свойственную одноосному кристаллу с оптической осью, направленной вдоль фотоиндуцированного электрического поля. Формируются две решетки Δn , на которых и происходит дифракция света: обыкновенная (Δn_o) и необыкновенная (Δn_e) с обратным вектором $\mathbf{q} = 2\Delta\mathbf{k}$. Если решетка Δn ориентирована под углом Брэгга к падающему на нее излучению, рассеяние света происходит в направлении, определенном условием синхронизма (условием Брэгга), и эффективность дифракции возрастает на много порядков. Очевидно, что можно подобрать условия, при которых будут эффективно дифрагировать сами участвующие в образовании решетки излучения основной и удвоенной частот (самодифракция). Подчеркнем, что при этом существует поляризационная зависимость: необыкновенный пучок дифрагирует эффективнее, чем обыкновенный.

Рассмотрим самодифракцию излучения основной частоты на решетке показателя преломления (3). Выберем следующую геометрию взаимодействия (рис.1). Считаем, что решетка создается двумя пересекающи-

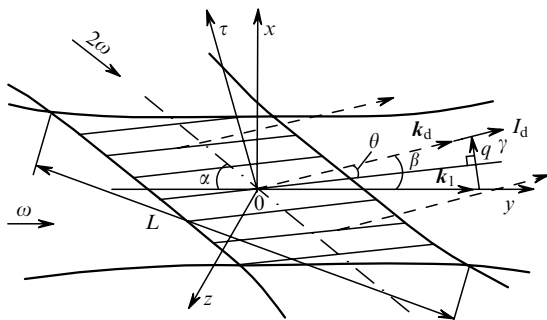


Рис.1. Образование решетки Δn и самодифракция света.

мися гауссовыми пучками излучений основной (ω) и удвоенной (2ω) частот лазера. Падающие на образец лучи находятся в плоскости (x, y) , при этом луч ω распространяется вдоль оси y , а луч 2ω – под углом α к нему. Начало координат $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ располагаем в точке пересечения центров перетяжек пучков и обозначаем соответствующие радиусы пучков по интенсивности в перетяжке w_1 и w_2 ($2(w_2)^2 \approx (w_1)^2$). В силу малости области взаимодействия пренебрегаем расходимостью излучений на размерах решетки и, считая угол пересечения пучков α малым, полагаем $\cos \alpha \approx 1$.

Введем также векторы, соответствующие перпендикулярным распространению света направлениям: $\mathbf{k}_\perp = \{k_x, k_z\}$, $\mathbf{r}_\perp = \{x, z\}$. В результате огибающая решетки (3) аппроксимируется выражением

$$F(\mathbf{r}) = \exp \left[-\frac{2}{w_1^2} (2r_\perp^2 + 2xy \sin \alpha + y^2 \sin^2 \alpha) \right]. \quad (5)$$

Считаем, что распространяющееся по оси y излучение основной частоты

$$\mathbf{E}_{in}(\mathbf{r}) = A \left(-\frac{r_\perp^2}{2w_1^2} \right) \exp(ik_1 y) \quad (6)$$

падает на решетку (3) и дифрагирует на ней.

В приближении заданного поля волновое уравнение, описывающее дифракцию, в частотном представлении имеет вид

$$k_1^2 \mathbf{E} + \Delta \mathbf{E} = -\frac{2(\Delta \hat{n}^+ + \Delta \hat{n}^-) k_1^2}{n_1} \mathbf{E}_{in}, \quad (7)$$

где $\Delta \hat{n}^\pm = \delta \hat{n} F(\mathbf{r}) \exp[\pm i(\mathbf{q}\mathbf{r} + 2\Delta\psi)]$. Из (7) видно, что в системе могут существовать две волны: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_d^+ + \mathbf{E}_d^-$, где \mathbf{E}_d^+ и \mathbf{E}_d^- – дифрагировавшие волны с волновыми векторами $\mathbf{k}^+ = \mathbf{k}_1 + \mathbf{q}$ и $\mathbf{k}^- = \mathbf{k}_1 - \mathbf{q}$. При этом $\mathbf{E}_d^+(\mathbf{q}) = \mathbf{E}_d^-(-\mathbf{q})$.

Получим выражение для \mathbf{E}_d^+ (знак «+» при записи в тексте опустим); выражение для \mathbf{E}_d^- волны можно получить заменой $\mathbf{q} \rightarrow -\mathbf{q}$ в окончательной формуле для \mathbf{E}_d^+ . Решение уравнения (7) ищем методом преобразований Фурье. В результате выражение для амплитуды рассеянного поля имеет вид

$$\mathbf{E}_d(\mathbf{r}) = \frac{k_1^2}{4\pi^3 n_1} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta \hat{n}(\mathbf{r}') \mathbf{E}_{in}(\mathbf{r}')}{k_y^2 + k_\perp^2 - k_1^2} \exp[ik_y(y - y')] \times \exp[i\mathbf{k}_\perp(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp)] dk_y d\mathbf{k}_\perp d\mathbf{r}'. \quad (8)$$

Поскольку $q/k_1 \ll 1$, то при рассеянии излучение основной частоты слабо отклоняется от начального направления распространения (т.е. $k_\perp^2 \ll k_1^2$). Учитывая это, проводим интегрирование по области комплексного переменного k_y . Основной вклад в рассеянное поле дают волны с $\mathbf{k}_\perp \approx \mathbf{q}_\perp$, поэтому делаем замену переменных $\mathbf{s}_\perp = \mathbf{k}_\perp - \mathbf{q}_\perp$ и переходим к интегрированию по $d\mathbf{s}_\perp$. Поскольку \mathbf{s}_\perp является малой величиной, членами высших порядков по \mathbf{s}_\perp в экспонентах подынтегральной функции пренебрегаем.

Опуская выкладки, приведем окончательное выражение для амплитуды дифрагировавшей волны справа вдали от области неоднородности:

$$\begin{aligned}
 E_d = & \frac{D\pi \exp[-d_1(q_y + q_x^2/2k_1)^2]}{(f_1 f_2)^{1/2} [(1 + D_1^2)(1 + D_2^2)]^{1/4}} \exp(ik_1 \gamma) \\
 & \times \exp\left[-\frac{z^2}{4f_1(1 + D_1^2)} - \frac{\tau^2}{4f_2(1 + D_2^2)}\right] \\
 & \times \exp\left[-\frac{\tau(\gamma - \tau q_x/k_1)(f_3/f_2) + f_3^2 k_1^2}{4f_2(1 + D_2^2)}\right] \\
 & \times \exp\left[\frac{iz^2 D_1}{4f_1(1 + D_1^2)} + \frac{i\tau^2 D_2}{(1 + D_2^2)}\right] \\
 & \times \exp\left[-ik_1\left(\frac{\tau f_3/(2f_2) + (\gamma - \tau q_x/k_1)f_3^2/(8f_2^2)}{1 + D_2^2}\right)\right] \\
 & \times \exp\left[-i \arctan\left(\frac{[(1 + D_1^2)(1 + D_2^2)]^{1/2} + D_1 D_2 - 1}{D_1 + D_2}\right)\right],
 \end{aligned} \tag{9}$$

где

$$\begin{aligned}
 D &= \frac{(\delta \hat{n} A) i k_1 w_1^3 \exp(i2\Delta\psi)}{2(90\pi)^{1/2} n_1 \sin \alpha}; \quad d_1 = \frac{9w_1^2}{40 \sin^2 \alpha}; \quad d_2 = \frac{4}{9} \sin \alpha; \\
 D_1 &= \frac{y}{2k_1 f_1}; \quad D_2 = \frac{y}{2k_1 f_2}; \quad f_1 = \frac{w_1^2}{18} + \frac{d_1}{k_1} \left(q_y + \frac{q_x^2}{2k_1}\right); \\
 f_2 &= f_1 + d_1 \left(d_2 + \frac{q_x}{k_1}\right)^2; \quad f_3 = \frac{2d_1}{k_1} \left(d_2 + \frac{q_x}{k_1}\right) \left(q_y + \frac{q_x^2}{2k_1}\right); \\
 \tau &\approx x \left(1 - \frac{q_x^2}{2k_1^2}\right) - y \frac{q_x}{k_1}; \quad \gamma = y \left(1 - \frac{q_x^2}{2k_1^2} - \frac{q_x^4}{8k_1^4}\right) + x \frac{q_x}{k_1}.
 \end{aligned} \tag{10}$$

Отметим, что подобным образом можно описать самодифракцию излучения удвоенной частоты, участвующего в формировании решетки. При этом получится выражение для амплитуды дифрагировавшего излучения удвоенной частоты, подобное формуле (9) с соответствующими заменами.

Проанализируем полученное выражение (9). Из формулы видно, что амплитуда волны максимальна при условии

$$q_y = -\frac{q_x^2}{2k_1}. \tag{11}$$

При этом $f_3 = 0$, волна распространяется в направлении γ и имеет характерный вид гауссоид по направлениям z и τ . Угол β , на который волна отклоняется от первоначального направления распространения y при рассеянии, определяется из выражения $\sin \beta = q_x/k_1 \approx q/k_1$, поскольку $k_d = k_1$, а $q \ll k_1$ (см. рис.1). В результате при выполнении условия (11) мы приходим к обычному брэгговскому рассеянию на фазовой дифракционной решетке, хорошо известному в акустооптике [11] и описываемому выражением

$$\sin \theta \approx \frac{q}{2k_1}, \tag{12}$$

где $\theta = \beta/2$ – угол Брэгга.

Поскольку q зависит от α , условие (11) может быть выполнено только при определенном угле схождения

пучков. Точные оптимальные углы схождения пучков получаются из рассмотрения геометрии взаимодействия. При этом существуют варианты. В случае $\eta = n_1/n_2 < 1$ (т.е. при нормальной дисперсии волн в среде) брэгговская самодифракция света для излучения основной частоты наблюдается при оптимальном угле схождения пучков $\alpha_m = \arccos[(3\eta^2 + 2)/5\eta]$, а для излучения удвоенной частоты – при $\alpha_m = \arccos \eta$. Более интересен случай $1 < \eta < 2$ (аномальная дисперсия). Самодифракция излучений основной и удвоенной частот для таких значений η происходит одновременно при одном и том же оптимальном угле схождения образующих решетку пучков $\alpha_m = \arccos[(\eta^2 + 2)/3\eta]$. Отметим, что в эксперименте требуется достаточно точная настройка по углу схождения пучков, поскольку при отклонениях от оптимального угла $\alpha_m \pm \delta\alpha$ амплитуда волны резко ($\sim \exp(-60k_1^2 w_1^2 \sin^2 \delta\alpha)$) уменьшается.

Дифрагировавшая волна является расходящейся, с разной кривизной фазового фронта вдоль направлений z и τ ; D_1 и D_2 играют роль характерных безразмерных дифракционных длин. Для выбранных нами в эксперименте значений $w_1 \approx 130$ мкм, $\alpha_m \sim 3.5^\circ$ и $\lambda_1 = 1.08$ мкм на рис.2 показана эволюция радиусов пучка по интенсивности дифрагировавшего излучения $w_\tau = [2f_2(1 + D_2^2)]^{1/2}$ и $w_z = [2f_1(1 + D_1^2)]^{1/2}$ вдоль направлений τ и z соответственно. Поскольку вектор q лежит в плоскости (τ, γ) , то дифракция в этой плоскости происходит по всей длине решетки (см. рис.1), и эффективная ширина пучка является наибольшей (в 2.4 раза превышает ширину падающего пучка). В плоскости (z, γ) дифракция происходит на апертуре решетки. Апертура решетки задается сверткой поперечных распределений образующих ее излучений основной и удвоенной частот, и поэтому ширина дифрагировавшего пучка в этой плоскости минимальна. Дифрагировавшая волна сильно расходится вдоль направления z . Изначально узкий вдоль z пучок в точке $y = y_0 \approx 12$ см становится симметричным и имеет одинаковую ширину вдоль направлений τ и z , а при $y = 20$ см он уже довольно сильно уширен вдоль z .

Эффективность дифракции, т.е. интегральное отношение полного потока энергии дифрагировавшего излучения

$$P_d = \frac{c}{8\pi} \int E_d E_d^* d\tau dz$$

к потоку энергии падающего на образец излучения

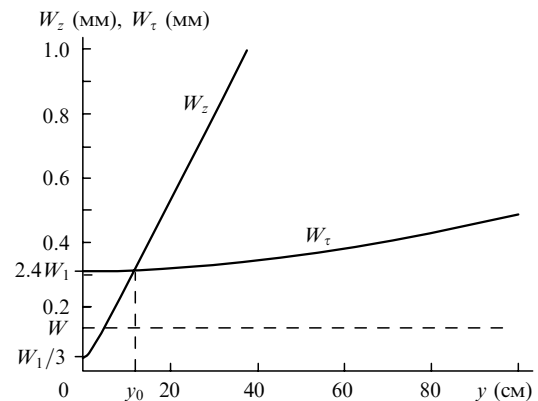


Рис.2. Эволюция радиусов пучка вдоль направлений τ и z при распространении дифрагировавшего излучения.

$$P_{in} - \frac{c}{8\pi} \int E_{in} E_{in}^* dx dz$$

можно определить из выражения

$$\eta_d = \frac{P_d}{P_{in}} = \frac{(\delta n A)^2}{n_1^2 A^2} \frac{\sqrt{5\pi k_1^2 w_1^2}}{160 \sin^2 \alpha} \exp \left[-2d_1 \left(q_y + \frac{q_x^2}{2k_1} \right)^2 \right]. \quad (13)$$

В заключение отметим, что формула (9) была получена для волны E_d^+ . Полное решение содержит две составляющие: $E = E_d^+ + E_d^-$. Для получения E_d^- , как отмечалось выше, необходимо произвести замену $q \rightarrow -q$. Однако при нормальной дисперсии в среде выполнить условие синхронизма для данной волны невозможно. В результате в среде может распространяться только одна дифрагировавшая волна: E_d^+ – в среде с нормальной дисперсией и E_d^- – в среде с аномальной дисперсией.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Для проведения экспериментов из имеющегося в нашем распоряжении набора промышленных оптических стекол были выбраны оксидные стекла марок К8 и Ф4, в которых наблюдалась наиболее высокая эффективность дифракции. Полинг образцов проводился излучениями основной частоты и второй гармоники импульсного $YAlO_3:Nd^{3+}$ -лазера ($\lambda = 1.079$ мкм), максимальная энергия в импульсе составляла ~ 18 мДж, длительность импульса была равна ~ 15 нс, эффективность преобразования во вторую гармонику составляла $\sim 10\%$, частота повторения – 12.5 Гц. Сфокусированные пучки пересекались в образце под углом α . Излучения были линейно поляризованы, и их поляризация могла меняться независимо друг от друга. Возможным было также плавное изменение разности фаз полей.

Максимальная пиковая интенсивность излучения основной частоты в фокусе P_ω составляла $\sim 10^9$ Вт/см² при диаметре пучка ~ 260 мкм. Дифрагировавшее излучение регистрировалось в дальней зоне с помощью ФЭУ и обрабатывалось на ЭВМ. Пороговая чувствительность регистрирующей системы составляла 1 мкВт/имп. Записываемые при ОП в стеклах решетки показателя преломления были устойчивыми и сохранялись в течение 4 ч в отсутствие внешнего воздействия. Процесс записи решеток был полностью обратимым, и в исследуемых образцах структурных изменений не наблюдалось. Подробности кинетики записи и релаксации решеток Δn приведены в работе [12].

На рис. 3 представлены типичные угловые распределения интенсивности излучения основной частоты, прошедшего через подвергнутый ОП образец. Для получения углового распределения проводилось сканирование щелью шириной ~ 60 мкм с шагом $\sim 10'$ в плоскости схождения пучков в секторе $\pm 30^\circ$ относительно направления распространения падающего излучения основной частоты.

Рис.3,а соответствует соосному распространению пучков. В данном случае плоскости образующейся решетки перпендикулярны направлению распространения пучков, имеет место типичная апертурная дифракция на неоднородности показателя преломления. Кривые на рис.3,б получены при углах схождения пучков $\alpha = \alpha_m = 3.19$ и 3.87° , соответствующих брэгговской дифракции

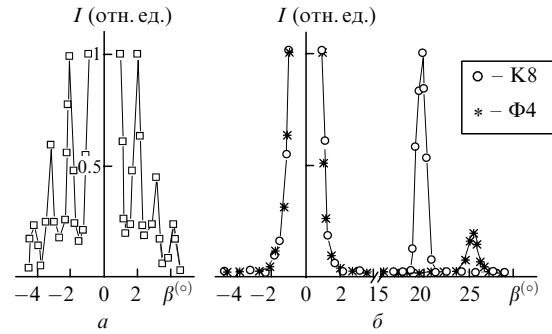


Рис.3. Угловое распределение интенсивности излучения основной частоты (в плоскости схождения пучков), прошедшего через образец, подвергнутый ОП при $\alpha = 0$ (а) и $\alpha = \alpha_m$ (б); пик при $\beta = 0$ – проходящее излучение, боковые пики – дифрагировавшее.

излучения основной частоты на образующихся решетках Δn в стеклах К8 и Ф4 соответственно. Видно, что в данном случае дифракция света происходит в направлении, определенном условием Брэгга. При брэгговской дифракции интенсивность рассеянного пучка была в 300 раз больше, чем в случае «апертурной» дифракции.

Полученные в эксперименте оптимальные углы схождения пучков и углы Брэгга в стеклах К8 и Ф4 соответствовали расчетным. Согласно формуле (13), достигнутая в наших экспериментах максимальная эффективность дифракции $\eta_d \approx 10^{-3}$ соответствует относительно изменению показателя преломления $\delta n/n_1 \approx 10^{-5}$. Для оксидного стекла $\chi^{(3)} \sim 10^{-18}$ (см/В)² [13]. Подставляя эти значения в формулу (4), получаем оценку фотоиндуцированного электрического поля: $E_0 = [n_1 \delta n \times (6\pi \chi^{(3)})^{-1}]^{1/2} \approx 10^6$ В/см, что по порядку величины согласуется с оценками, полученными в работах по исследованию фотоиндуцированной ГВГ при ОП оксидных стекол [5, 6].

При записи решеток поляризованными в плоскости схождения излучениями и тестировании светом, соответствующим необыкновенному пучку в решетке, эффективность брэгговской дифракции $\eta_d = P_d/P_{in}$ была максимальной и составляла 1.2×10^{-3} и 4×10^{-5} для стекол К8 и Ф4 соответственно. При записи решетки излучениями с ортогональными поляризациями (при условии, что вектор КФГ-тока лежит в плоскости схождения пучков) эффективность дифракции необыкновенного пучка была приблизительно в 100 раз меньше максимальной. Эффективность дифракции обыкновенного пучка в обоих случаях была приблизительно в 10 раз меньше, чем эффективность дифракции необыкновенного пучка. Наконец, если при записи решетки поляризации излучений были перпендикулярны плоскости их схождения, то независимо от поляризации тестирующего излучения эффективность дифракции была мала ($\sim 10^{-4}$ от максимальной эффективности).

Это объясняется тем, что в данном случае КФГ-ток течет параллельно плоскостям решетки, при этом заряды накапливаются на периферии области взаимодействия излучений и дифракционная решетка не возникает. Результаты поляризационных исследований находятся в согласии с моделью образования решетки показателя преломления в стекле в результате КФГ-эффекта, подтверждают наличие соотношения (1) и правильность выбора при описании класса симметрии ($\infty\infty m$) изотропных centrosymmetric сред для данных стекол. Тот факт, что когерентный фототок в стеклах определяется

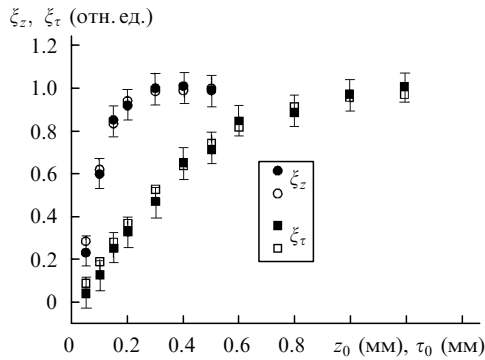


Рис.4. Относительные эффективности дифракции света в зависимости от ширины щелей τ_0 и z_0 перед ФЭУ (темные точки – эксперимент, светлые – теория).

двумя КФГ-константами (выражение (1)), получил также подтверждение в работах по исследованию поляризационных свойств фотоиндуцированной ГВГ [14].

Эксперименты с вариацией разности фаз излучений показали следующее. Изменение разности фаз полей при переходе от одного цикла записи решетки к другому не меняет ни интенсивности, ни картины дифракции. Однако если в процессе записи разность фаз модулировать с частотой ~ 1 Гц, то эффективность дифракции уменьшится до нуля. При очень медленном изменении разности фаз ($\sim 10^{-3}$ Гц) наблюдается периодическая модуляция интенсивности дифрагирующего излучения. Это согласуется с вытекающими из (1) и (3) следствиями. Действительно, для любых постоянных разности фаз $\Delta\psi$ излучений эффективность дифракции одинакова, поскольку изменение $\Delta\psi$ приводит лишь к сдвигу фазы дифракционной решетки в пространстве. Если же $\Delta\psi$ изменяется во времени с периодом, много меньшим, чем время накопления разделенного заряда, то дифракционная решетка не возникает.

Исследования пространственного распределения дифрагировавшего пучка показали, что волна слабо расходится в плоскости схождения пучков и сильно расходится в перпендикулярном направлении. На рис.4 представлены экспериментальные относительные эффективности дифракции $\xi_z = \eta_d(z_0)/\eta_d^m$ и $\xi_\tau = \eta_d(\tau_0)/\eta_d^m$ в зависимости от ширины щелей перед ФЭУ z_0 и τ_0 вдоль данных направлений ($\eta_d(z_0)$ и $\eta_d(\tau_0)$ – эффективности дифракции при ширинах щелей перед ФЭУ, равных z_0 и τ_0 вдоль направлений z и τ соответственно, η_d^m – эффективность дифракции в отсутствие щели перед ФЭУ; расстояние от центра пересечения пучков до ФЭУ $y \approx 2.5$ см). На рис.4 также приведены расчетные относительные эффективности дифракции, вычисленные по формулам

$$\xi_z = \frac{1}{[2\pi f_1(1+D_1^2)]^{1/2}} \int_{-z_0/2}^{z_0/2} \exp\left[\frac{-z^2}{2f_1(1+D_1^2)}\right] dz, \quad (14)$$

$$\xi_\tau = \frac{1}{[2\pi f_2(1+D_2^2)]^{1/2}} \int_{-\tau_0/2}^{\tau_0/2} \exp\left[\frac{-\tau^2}{2f_2(1+D_2^2)}\right] d\tau,$$

полученным при использовании выражения (9). Соответствующее экспериментальным данным пространственное распределение дифрагировавшего излучения в точке $y \approx 2.5$ см показано на рис.5. Видно, что в данной точке

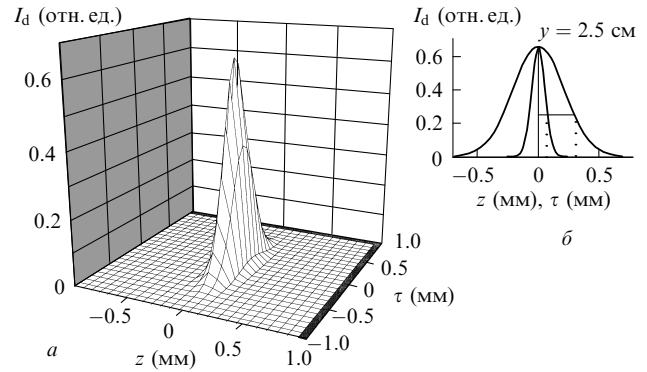


Рис.5. Пространственное распределение дифрагировавшего излучения в точке $y = 2.5$ см (а) и его сечения вдоль направлений τ и z в центре пучка (б).

эффективная ширина дифрагировавшего излучения в направлении τ больше, чем в направлении z . Характер искажения пучка и параметры дифрагировавшего излучения согласуются с расчетными данными.

4. Заключение

Теоретически и экспериментально исследована самодифракция света при ОП стекла. Получено выражение для амплитуды дифрагировавшего излучения и изучены его свойства. Фазовые, поляризационные и угловые зависимости дифракции в оксидных стеклах марок К8 и Ф4, а также пространственное распределение дифрагировавшего света хорошо согласуются с полученными теоретически зависимостями, вытекающими из модели ОП стекла в результате когерентного фотогальванического эффекта. Рассмотренная в работе дифракция света может быть использована в качестве высокоэффективного метода исследования физических механизмов чисто оптического полинга сред.

Настоящая работа выполнена при поддержке Государственной программы Миннауки РФ «Оптика. Лазерная физика» и РФФИ–ГФЕН Китая (проект 99-02-39044).

1. Дианов Е.М., Казанский П.Г., Степанов Д.Ю. *Квантовая электроника*, **17**, 926 (1990).
2. Antonyuk В.Р. *Opt. Commun.*, **174**, 427 (2000).
3. Балакирев М.К., Смирнов В.А. *Письма в ЖЭТФ*, **61**, 544 (1995).
4. Balakirev M.K., Smirnov V.A., Vostrikova L.I. *Opt. Commun.*, **178**, 181 (2000).
5. Дианов Е.М., Стародубов Д.С. *Квантовая электроника*, **22**, 419 (1995).
6. Антонюк Б.П., Антонюк В.Б. *УФН*, **171**, 61 (2001).
7. Балакирев М.К., Вострикова Л.И., Смирнов В.А., Энтин М.В. *Письма в ЖЭТФ*, **63**, 166 (1996).
8. Баскин Э.М., Энтин М.В. *Письма в ЖЭТФ*, **48**, 601 (1988).
9. Sokolov V.O., Sulimov V.B. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **187**, 189 (1995).
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1992).
11. Такер Дж., Рэмington В. *Гиперзвук в физике твердого тела* (М.: Мир, 1975).
12. Balakirev M.K. *Phys. Vibrations*, **6**, 233 (1998).
13. Mizrahi V., Österberg U., Sipe J.E., Stegeman G.I. *Opt. Lett.*, **13**, 279 (1988).
14. Bolshtyansky M.A., Kapitzky Yu.E., Zel'dovich B.Ya., et. al. *Pure Appl. Opt.*, **1**, 289 (1992).