

НЕСТАЦИОНАРНАЯ САМОДИФРАКЦИЯ ПОПУТНЫХ ВОЛН НА ОБЪЕМНЫХ РЕШЕТКАХ ОРИЕНТАЦИИ В НЕМАТИКЕ

Т. В. Галстян, Б. Я. Зельдович, Е. А. Немцова, А. В. Сухов

Объемные решетки ориентации нематика, возбуждаемые в нем распространяющимися нормально к его оптической оси и коллинеарно друг другу обыкновенной и необыкновенной волнами, недавно были обнаружены экспериментально [1, 2]. Оптическая кубичная нелинейность, обусловленная этими решетками, достаточно высока и позволила реализовать вынужденное ориентационное рассеяние света (ВР) [1] и четырехволновое обращение волнового фронта (ОВФ) [2] излучения свободной генерации рубинового лазера.

В обоих случаях длительность возбуждающего импульса (~ 0.8 нс) была существенно меньше времени релаксации ориентационных решеток (~ 5 нс) и процессы имели существенно нестационарный характер. Кроме того, решетки возбуждались двумя волнами, интенсивности которых различались в десятки раз, и более мощная из них (так называемая волна накачки) полагалась нестоящейся при дифракции на решетке. Наконец, интенсивности волн, требуемые для возбуждения таких решеток, довольно высоки ($\sim 100 \div 300$ кВт/см²). Поэтому вполне вероятно влияние нагрева среды на указанные процессы, на что указывалось, в частности, в работах [3, 4].

Целью настоящей работы является исследование процесса нестационарной самодифракции волн с произвольным соотношением интенсивностей на ориентационных решетках в нематике в указанной выше геометрии (частными случаями такой самодифракции являются указанные выше ВР и ОВФ). Исследуется также влияние тепловой модуляции фаз волн на энергообмен при указанной самодифракции.

Пусть в плано-ориентированном образце нематика с исходным направлением директора $n^0 \equiv e_x$ распространяются волны

$$E_x = E_s e_x \exp(ik_{\parallel}z - i\omega t), \quad E_y = E_0 e_y \exp(ik_{\perp}z - i\omega t),$$

где $E_{s,0}(z, t)$ — медленные амплитуды этих волн; $k_{\parallel, \perp} = \omega n_{\parallel, \perp} / c$ — волновые числа необыкновенной и обыкновенной волн соответственно; ось z нормальна к границам образца. Пусть в образце, кроме того, имеет место слабое примесное поглощение, не зависящее от поляризации, κ (см⁻¹). Как будет ясно из дальнейшего, нас интересуют $\kappa \sim 0.01$ см⁻¹, что соответствует доле поглощенной энергии $\sim 10^{-4}$; поэтому в дальнейшем мы учитываем лишь тепловую модуляцию фазы, пренебрегая изменением суммарной интенсивности волн из-за поглощения. При этом в среде будет иметь место [1, 2] переориентация директора $\delta n = e_y \theta_p$ решетчатого типа

$$\theta_p = \Theta \exp(iq_0 z) + \Theta^* \exp(-iq_0 z), \quad q_0 = k_{\parallel} - k_{\perp},$$

а также тепловая фазовая модуляция.

В случае нестационарности как переориентации, так и тепловыделения, соответствующем нашей экспериментальной ситуации, система укороченных уравнений Гельмгольца для волн E_x, E_y , динамического уравнения для Θ [1, 2] и уравнения для изменения температуры T после несложных, но достаточно громоздких переобозначений имеет вид

$$\begin{aligned} \partial A / \partial z &= i\sigma B + i\gamma_{\parallel} \tau C A, & \partial B / \partial z &= i\sigma^* A + i\gamma_{\perp} \tau B, \\ \partial \sigma / \partial t &= q A B^*, & \partial \tau / \partial t &= q[|A|^2 + |B|^2], \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} A &= E_s n_{\parallel}^{1/2}, & B &= E_0 n_{\perp}^{1/2}, & q &= \frac{\epsilon_a^2}{16\lambda \eta n_{\parallel} n_{\perp}}, & \sigma &= \frac{\pi \epsilon_a}{\lambda (n_{\parallel} n_{\perp})^{1/2}} \Theta, \\ \tau &= \frac{\pi c_p \epsilon_a^2 \rho}{2\lambda \eta n_{\parallel} n_{\perp} \kappa} T, & \gamma_{\parallel, \perp} &= \frac{4n_{\parallel} n_{\perp} \kappa \eta}{\rho c_q \epsilon_a^2} \left(\frac{\partial n_{\parallel, \perp}}{\partial T} \right)_p \end{aligned}$$

— параметры, характеризующие отношение тепловой и ориентационной нелинейной восприимчивости для данного образца. Здесь $\epsilon_a = (n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2)$ — анизотропия диэлектрической проницаемости, η (пуаз) — ориентационная вязкость, λ — длина волны света в вакууме, ρ — плотность нематика, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, c — скорость света. Если учесть, что в реальной экспериментальной ситуации волны E_x, y формиру-

ются из одного лазерного импульса, т. е. $A = \alpha(z, t) E(t)$, $B = \beta(z, t) E(t)$, где α, β — медленные функции z и t , и ввести безразмерную автомодельную переменную

$$y = qz \int_0^t |E(t')| dt',$$

пропорциональную текущей энергетической экспозиции, система (1) сводится к системе в прямых производных заменой

$$A = \alpha(y) E(t), \quad B = \beta(y) E(t), \quad \sigma = \frac{y}{z} M(y), \quad \tau = \frac{y}{z} N(y),$$

причем уравнение для τ вместе с условием $\tau(0) = 0$ дает $N(y) \equiv 1$, и система с начальными условиями имеет вид

$$\begin{aligned} d\alpha/dy &= iM\beta + i\gamma\alpha, & \alpha(0) &= \alpha_0, & \beta(0) &= \beta_0, \\ d\beta/dy &= iM^*\alpha + i\gamma_1\beta, & M(0) &= \alpha_0\beta_0^*, \\ \frac{dM}{dy} &= \frac{1}{y} [\alpha\beta^* - M] & \left(\frac{dM}{dy}\right)_0 &= \frac{i\alpha_0\beta_0^*}{2} [|\beta_0|^2 - |\alpha_0|^2 + \gamma_a]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\gamma_a = \gamma_{II} - \gamma_I$, добавочное условие на dM/dy требуется ввиду сингулярности третьего уравнения в нуле. Более того, оказывается, что в этой системе для шести действительных

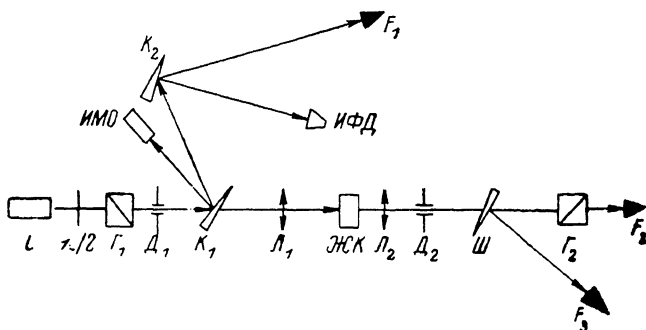


Рис. 1. Экспериментальная схема.

L — рубиновый лазер $\lambda = 0.69$ мкм, λ_2 — полуволновая пластинка для $\lambda = 0.69$ мкм, $\Gamma_1, 2$ — призмы Глана, $D_1, 2$ — диафрагмы, $K_1, 2$ — клинья, $L_1, 2$ — линзы; ЖК — ячейка с жидким кристаллом, Π — клин из исландского шпата, ИМО — измеритель мощности лазерного излучения, ИФД — интегрирующий фотодиод, $F_1, 2, 3$ — фотоприемники.

величин, имеющей интеграл $|\alpha|^2 + |\beta|^2 \equiv 1$. можно заменой $|\beta|^2 - |\alpha|^2 = v$, $(C + iD) \alpha\beta^* = M$ избавиться от несущественных для нас фаз α и β , сведя (2) к следующему (v, C, D — действительные):

$$\begin{aligned} dv/dy &= (1 - v^2) D, & v(0) &= v_0, \\ \frac{dc}{dy} &= 2CDv + \frac{1-c}{y} + \gamma_a D, & C(0) &= 1, D(0) = 0, \\ \frac{dD}{dy} &= v(D^2 - C^2) - \frac{D}{y} - \gamma_a C - 1 \leq v \leq 1. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь v — отношение разности интенсивностей волн $E_{x,y}$ к их сумме, т. е. измеряемый экспериментально параметр. Видно, что (3) при $|\gamma_a| \leq 1$ имеет равновесное решение $C = 1, D = 0, v = -\gamma_a$. Численное решение системы (3) показывает, что v с ростом y стремится к $-\gamma_a$ не монотонно, а осцилляционным образом; в этом и состоит первое качественное [предсказание теории]. Второе состоит в том, что влияние тепловой модуляции фаз приводит к преимущественной перекачке энергии из e -волны в o -волну: $v_{равн} = -\gamma_a > 0$, поскольку

$$\frac{\partial n_{II}}{\partial T} - \frac{\partial n_I}{\partial T} < 0.$$

Экспериментальная схема исследования процесса нестационарной самодифракции в планарном образце нематика 5СВ толщиной 70 мкм представлена на рис. 1. Излучение одно-модовой свободной генерации рубинового лазера проходило через пластинку $\lambda/2$ и призму Глана Γ_1 , управляющие энергией импульса и поляризацией накачки (т. е. v_0). Поскольку $v = v(y)$, то существенным является постоянство локальной экспозиции по поперечному се-

чению пучка. Поэтому образец помещался в плоскости 22-кратно уменьшенного изображения диафрагмы D_1 диаметром 1 мм, выделявшей центр пучка с постоянной интенсивностью. Энергия пучка в образце варьировалась от нуля до ~ 30 мДж. Прошедший через образец пучок разделялся на o - и e -компоненты клином III из исландского шпата, и разность интенсивностей I_Δ этих компонент регистрировалась фотоэлементами $F_{2,3}$ с помощью дифференциаль-

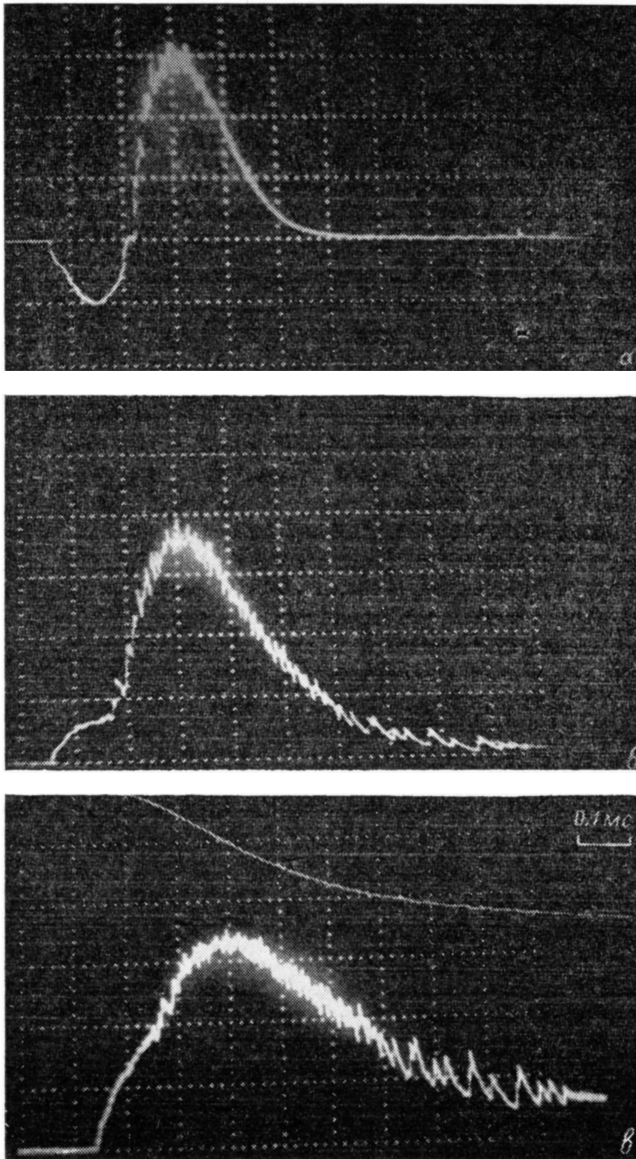


Рис. 2

ного входа осциллографа. Кроме того, регистрировались временная огибающая импульса накачки I_2^* и текущая экспозиция Q (с помощью интегрирующей цепочки).

На рис. 2 представлены типичные осциллограммы $I_\Delta(t)$ при $v_0 < 0$ (а), $I_\Delta(t)$ при $v_0' = -v_0'$ (б) и I_2 (а). Видно, что с ростом экспозиции I_Δ меняет знак в случае $v_0' < 0$. В случае $v_0' = -v_0$ при прочих равных условиях этого не происходит, что свидетельствует о направленной перекачке энергии. С целью сравнения результатов с теорией были проведены количественные измерения зависимости $v = I_\Delta/I_2$ от экспозиции Q для различных v_0 (т. е. для различных углов между направлением вектора E падающей линейно-поляризованной волны и директором n^0). Выяснено, что при заданном v_0 зависимость $v(Q)$ одна и та же для импуль-

сов с различными энергиями, что подтверждает автомодельность зависимости $v(y)$. Далее для $v_0 = +0.2$ зависимость $v(y)$ вырождается в $v(y) \equiv v_0$, что свидетельствует о том, что $\gamma_a \approx -0.2$. На рис. 3 приведены зависимости $v(y)$, полученные численным решением системы (3) для $\gamma_a = -0.2$ и различных v_0 , а также соответствующие экспериментальные точки. При этом в качестве подгоночного параметра использовалось неизвестное нам значение η . Наилучшее соответствие с теорией получено для $\eta = 1.35$ пуаз, что весьма правдоподобно для нематиков вблизи температуры перехода в твердую фазу (в наших экспериментах $\sim 20^\circ\text{C}$).

Из рис. 3 видно, что зависимости $v(y)$ пересекают линию $v=0.2$, что свидетельствует о верности предсказания об осцилляционном стремлении v к равновесному значению (см. теоретические кривые). К сожалению, не представляется возможным проследить эволюцию

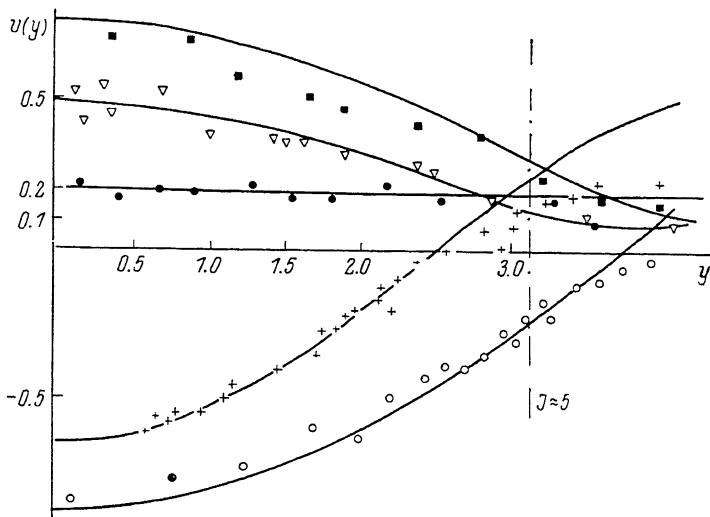


Рис. 3. Зависимость нормированной разности интенсивностей v от автомодельной переменной y . Разные формы экспериментальных точек соответствуют разным начальным соотношениям интенсивностей взаимодействующих волн.

$v(y)$ при $y \geq 4$, так как в этой области инкремент J ориентационного ВР в большой телесный угол [1] $J = 2\sqrt{2}\sqrt{y} \geq 5$, что соответствует сильному истощению обеих волн за счет данного ВР. Очевидно, что в этой области y наше рассмотрение становится неадекватным. Отметим также, что оцененное из (1) значение κ , соответствующее $\gamma_a = -0.2$, дает $\kappa \approx 2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Столь ничтожные примесные поглощения никаким прямым методом измерить невозможно, поэтому описанная самодифракция дает уникальную возможность их измерения.

Итак, нами обнаружены направленная перекачка энергии в o -волну при нестационарной ориентационной самодифракции в нематике в присутствии поглощения, осцилляционный характер стремления разности интенсивностей волн к равновесному значению и продемонстрирована возможность применения указанного процесса для измерения чрезвычайно малых коэффициентов поглощения света нематиками.

Авторы благодарны П. Б. Лернеру за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Зельдович Б. Я., Мерзликин С. К., Пилипецкий Н. Ф., Сузов А. В. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 10, с. 418—421.
- [2] Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Сузов А. В. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, № 3, с. 122—126.
- [3] Hsiung H., Shi L. P., Shen Y. R. Phys. Rev. A, 1984, v. 30, p. 1453—1462.
- [4] Khoo I. C., Normandin R. IEEE J., 1985, v. QE-21, N 4, p. 329—335.

Институт проблем механики
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
4 марта 1987 г.