

ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ С МИКРОННЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ПЕРИОДОМ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ОПТИЧЕСКОМ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ СМЕШЕНИИ В НЕМАТИКЕ

Б.Я.Зельдович, Н.Ф.Пилипецкий, А.В.Сухов

Методом четырехволнового смешения излучения рубинового лазера ($\tau \sim 10^{-3}$ с) возбуждены и зарегистрированы объемные решетки переориентации нематического жидкого кристалла с чрезвычайно малым пространственным периодом Λ вплоть до значений $\Lambda/2\pi = 2.7 \cdot 10^{-5}$ см.

Ориентационная оптическая нелинейность нематиков ¹⁻⁴, привлекающая в последние годы повышенный интерес в силу больших значений эффективных кубичных восприимчивостей, обладает однако таким существенным для приложений недостатком, как нелокальность отклика переориентации θ директора нематика на возбуждающее электрическое поле световой волны. Такая нелокальность обусловлена квадратичной зависимостью упругой энергии пространственно-неоднородной переориентации от волнового числа q последней, что приводит к резкому уменьшению стационарной амплитуды переориентации при увеличении a . Однако такая нелокальность имеет место лишь для стационарной деформации. Если же время воздействия излучения на нематик $t \ll \tau_q$, где τ_q — время установления стационарной амплитуды переориентации для данного q , то последняя определяется лишь ориентацион-

ной вязкостью, а не упругой энергией и тем самым не зависит от q . Обусловленная такой нестационарной переориентацией ориентационная нелинейность локального характера и исследована в настоящей работе для конкретного случая четырехволнового смещения (ЧВС) волн различных поляризационных типов (см. ¹) в нематике.

Пусть в планарном образце нематика с невозмущенным директором $\mathbf{n}^0 = \mathbf{e}_y$ (\mathbf{e}_i — базисные вектора декартовой системы) распространяются встречные плоские волны $\mathbf{E}_1 = \mathbf{e}_y E_1(t) \exp(ik_e \mathbf{r} - i\omega t)$ и $\mathbf{E}_2 = \mathbf{e}_y E_2(t) \exp(-ik_e \mathbf{r} - i\omega t + i\varphi(t))$, где $\mathbf{k}_e = (2\pi n_{\parallel} / \lambda) \times (\mathbf{e}_x \alpha + \mathbf{e}_z) n_{\parallel, \perp}$ — показатели преломления для света, поляризованного линейно соответственно параллельно или перпендикулярно директору, λ — длина волны света в вакууме, α — малый угол; а также слабая сигнальная волна $\mathbf{E}_3 = \mathbf{e}_x E_3(t) \exp(ik_0 \mathbf{r} - i\omega t)$, $\mathbf{k}_0 = \frac{2\pi n_{\perp}}{\lambda} \mathbf{e}_z$. Ось z перпендикулярна границам образца ($0 \leq z \leq L$), добавка к фазе $\varphi(t)$

введена для демонстрации отсутствия временной когерентности волны \mathbf{E}_2 с волнами \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_3 . В такой геометрии интерференция волн \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_3 приводит к возбуждению в нематике пространственно-периодической переориентации директора $\delta \mathbf{n} = \theta \mathbf{e}_x$ (см. ¹) с волновым вектором $\mathbf{q} = \mathbf{k}_e - \mathbf{k}_0$. Рассеяние \mathbf{E}_2 на решетке тензора диэлектрической проницаемости $\delta \epsilon_{ik}$, порождаемой этой переориентацией, приводит к возникновению волны $\mathbf{E}_4 \propto \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_3^*$, фазово-сопряженной волне \mathbf{E}_3 .

Динамическое уравнение для переориентации директора в такой геометрии имеет вид (см. ¹):

$$\eta \frac{\partial \theta_m}{\partial t} - (K_{11} \alpha^2 n_{\parallel}^2 + K_{22} (n_{\parallel} - n_{\perp})^2) \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \theta_m = \frac{\epsilon_a}{16\pi} E_1 E_3^* \quad (1)$$

Здесь η — ориентационная вязкость нематика, K_{ii} — константы Франка, $\epsilon_a = n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2$, решение ищется в виде $\theta = \theta_m(t) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})$. Очевидно, что в нестационарном режиме, когда все изменения происходят за времена $t \ll \tau_q \sim (\eta/K_{22}q^2)$, упругим членов в (1) можно пренебречь и оно приобретает простой вид и легко решается

$$\eta \frac{\partial \theta_m}{\partial t} = \frac{\epsilon_a}{16\pi} E_1 E_3^* \quad (2)$$

$$\theta_m(t) = \frac{\epsilon_a}{16\pi\eta} \int_0^t E_1(t') E_3^*(t') dt' \quad (3)$$

Заметим, что из (3) очевидно отсутствие зависимости амплитуды переориентации от α , или, что то же самое, от q для всех q , удовлетворяющих $\tau_q \gg t$, т. е. локальность зависимости θ_m от возбуждающего поля.

Укороченное волновое уравнение для волны $\mathbf{E}_4 = \mathbf{e}_x E_4(\mathbf{r}, t) \exp(-ik_0 \mathbf{r} - i\omega t)$ имеет следующий вид:

$$\frac{\partial E_4}{\partial z} = - \frac{i\pi\theta_m(t)}{\lambda n_{\perp}} E_2(t) \exp(i\varphi) \quad (4)$$

Выражая $\theta_m(t)$ из (3) и учитывая, что $E_4(x, y, L, t) = 0$ получаем:

$$E_4(z=0; t) = - \frac{i\epsilon_a^2 L E_2(t) \exp(i\varphi)}{16\pi n_{\perp} \lambda} \int_0^t E_1(t') E_3^*(t') dt'.$$

Учтем теперь, что в реальной экспериментальной ситуации волны $\mathbf{E}_{1,2,3}$ формируются из одного и того же лазерного импульса длительностью ~ 1 мс, следовательно в используемом нами борновском приближении с точностью до несущественных разностей хода $E_2(t) = \sqrt{\xi_2} E_1(t)$, $E_3(t) = \sqrt{\xi_3} E_1(t)$. Поэтому, переходя к текущему коэффициенту обращения

R_I волны E_3 по интенсивности, можно записать

$$R_I(t) = \frac{|E_4(z=0, t)|^2}{|E_3(t)|^2} = \left[\frac{\epsilon_a^2 L}{16\eta n_\perp \lambda} \int_0^t E_1(t') E_2(t') dt' \right]^2. \quad (5)$$

Прежде чем перейти к описанию эксперимента, сделаем еще одно существенное замечание. В силу независимости θ_m от q легко показать, что в случае, когда E_3 — не плоская волна, а имеет конечный угловой спектр, выражение (5) сохраняет силу, а волна E_4 является точно обращенной по отношению к E_3 .

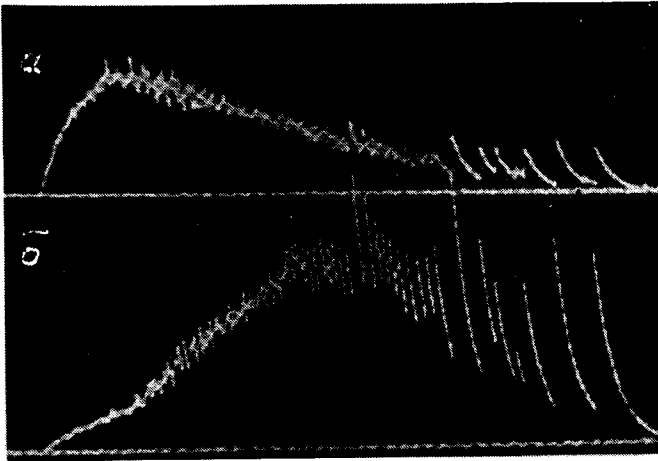


Рис. 1

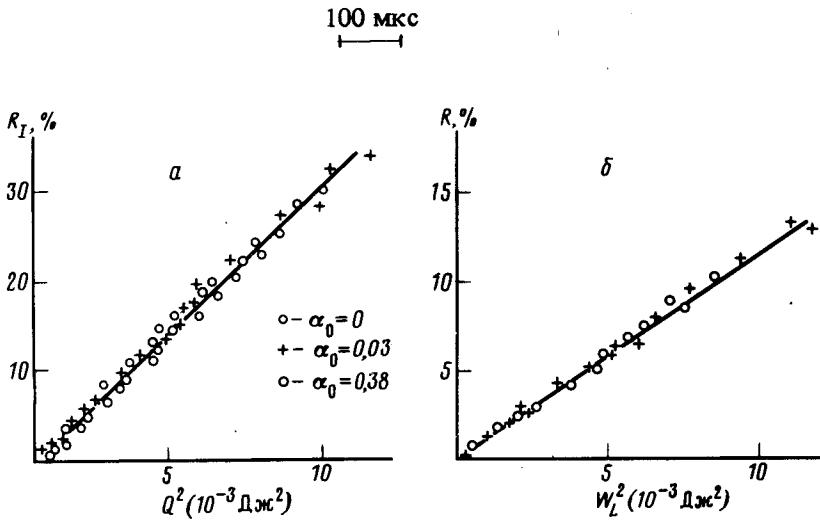


Рис. 2

В эксперименте использовалась планарная ячейка с нематиком 5ЦБ толщиной $L = 140$ мкм. Источником излучения служил одномодовый по поперечному индексу рубиновый лазер ($\lambda = 0,6943$ мкм) в режиме свободной генерации (длительность импульса $\tau \sim 1$ мс), с энергией в импульсе ~ 150 мДж и расходимостью пучка $\theta_0 = \text{FWHM} \approx 6 \cdot 10^{-4}$ рад. Длительность импульса обеспечивала выполнение условия нестационарности $\tau < \tau_q$ для решеток переориентации с пространственным периодом $\Lambda \geq 1,4$ мкм, что соответствовало углу сведения α_0 пучков E_1 и E_3 (в воздухе) $\alpha_0 \lesssim 0,5$ рад. Лазерное излучение делилось поляризационными приспособлениями на e -поляризованный пучок E_1 и o -поляризованный пучок E_3 , мощность которого была в 10 раз меньше, чем у E_1 . Оба эти пучка пересекались в образце, находящемся в фокальной перетяжке телескопа, образованного линзами с фокусным расстоянием $f = 25$ см. Телескоп служил для увеличения плотности мощности опорных волн $E_{1,2}$ в образце, сжимая их до диаметра $a = \text{FWHM} \approx 150$ мкм. Вторая опорная волна формиру-

валась путем отражения прошедшей через телескоп волны E_1 от зеркала. Соотношение интенсивностей опорных волн составляло $\xi_2 = 0,5$. Измерялись следующие параметры: $|E_{3,4}(t)|^2$, $\int_0^t |E_1|^2 dt'$ (с помощью интегрирующей цепочки), полная энергия отраженной волны W_4 , а также угловые расходимости волн E_3 и E_4 (путем фотометрирования фотографий пучков в фокусе линзы $f_1 = 100$ см с использованием ступенчатого ослабителя).

Получены следующие результаты: при увеличении энергии импульса W_L возникает сигнал E_4 , нелинейно зависящий от W_L (рис. 1). Формы временных огибающих $|E_3(t)|^2$ (рис. 1, а) и $|E_4(t)|^2$ (рис. 1, б) существенно отличаются, причем их отличие характерно для нестационарного ЧВС. Проведены измерения зависимости $R_I(t)$ от квадрата текущего значения энергии импульса $Q^2(t) \sim \left(\int_0^t |E_1|^2 dt'\right)^2$ для различных углов схождения пучков α_0

(рис. 2, а). Видно, что независимо от полной энергии импульса и угла α_0 все результаты ложатся на одну прямую, в соответствии с (5). Достигнуты текущие значения $R_I \approx 30\%$. Отметим, что в стационарном случае R_I для $\alpha_0 = 0,38$ рад должен бы был уменьшиться в 25 раз по сравнению с $\alpha_0 = 0$.

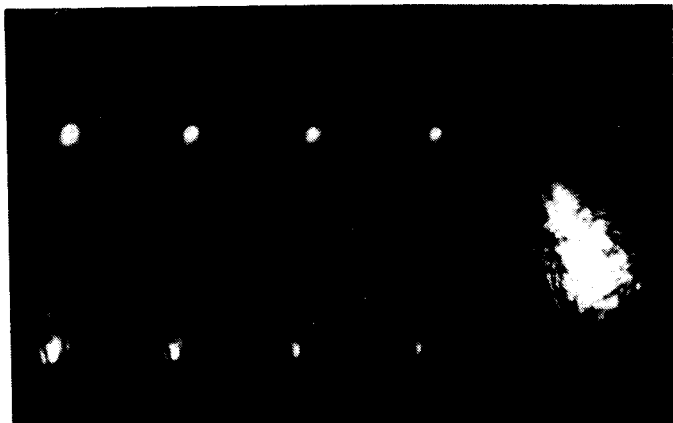


Рис. 3

Коэффициент пропорциональности указанной зависимости оказался в 6 раз меньше теоретического, рассчитанного из (5) с использованием размера пучка $a = 150$ мкм. Это расхождение может быть объяснено как неточностью перекрытия взаимодействующих пучков и неточностью размера a , так и рядом других причин технического характера. Зависимость энергетического коэффициента отражения $R = W_4/W_3$ от W_L^2 (рис. 2, б) также оказалась линейной, что соответствует теории при дополнительном условии подобия форм временных огибающих для различных импульсов, выполнявшемся в нашем эксперименте. Достигнуты значения $R \approx 10\%$.

Локальность нестационарной ориентационной нелинейности позволила нам реализовать обращение волнового фронта сигнала E_3 с конечным угловым спектром. Для этого в пучок E_3 вводилась фазовая пластинка, ухудшавшая его исходную расходимость $\theta_0 = 6 \cdot 10^{-4}$ рад (рис. 3, а) до $3 \cdot 10^{-3}$ рад (рис. 3, б), причем энергетический коэффициент отражения не изменялся, а расходимость сигнала E_4 , прошедшего в обратном направлении через фазовую пластинку, исправлялась практически до θ_0 , что свидетельствует об обращении волнового фронта (ОВФ) волны E_3 (рис. 3, в).

Таким образом, в настоящей работе продемонстрирована высокая пространственная локальность нестационарной ориентационной нелинейности немагнетиков, позволяющая эффективно возбуждать в них объемные решетки переориентации с малым (порядка микрона) пространственным периодом, и реализовано ОВФ — ЧВС на такой нелинейности.

Литература

1. *Tabiryán N. V., Zel'dovich V. Ya.* М.С. & L.C., 1981, 62, 237.
2. *Зельдович Б.Я. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 287.
3. *Лембриков Б.И.* ЖТФ, 1979, 49, 667.
4. *Khoо I.C., Zhuang L.S.* IEEE J. QE, 1982, 18, 246.

Институт проблем механики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 декабря 1985 г.
