

$$\sigma_{2,1} = 2.2 \cdot 10^{-14} \varepsilon^n \exp a, \quad (7)$$

$$\sigma_{4,3} = 1.9 \cdot 10^{-14} \varepsilon^p \exp b. \quad (8)$$

В этих выражениях константы измеряются в  $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , сечения — в  $\text{см}^2$ ,  $kT_e$  и  $\varepsilon$  в эргах. С учетом среднеквадратичной погрешности найденные параметры  $a$ ,  $n$ ,  $b$ ,  $p$  равны:  $a = -16 \pm 0.3$ ,  $n = -0.54 \pm 0.06$ ,  $b = -31.4 \pm 0.5$ ,  $p = -1.04 \pm 0.1$ .

Пользуясь принципом детального равновесия и формулами (5)–(8), можно получить выражения для  $\beta_{1,2}$ ,  $\beta_{3,4}$ ,  $\sigma_{1,2}$ ,  $\sigma_{3,4}$ .

Следует отметить, что в области электронных температур  $T = 1.5 \cdot 10^3 \div 3 \cdot 10^3$  К, где константы  $\beta_{1,2}$  и  $\beta_{3,4}$  слабо зависят от  $T_e$ , полученные нами значения  $\beta_{1,2} \approx 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  и  $\beta_{3,4} \approx 2.1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  удовлетворительно согласуются со значениями  $\beta_{1,2} = (4 \pm 1) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  и  $\beta_{3,4} = (7 \pm 2) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  из работы [5].

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность профессору Н. П. Пенкину за постоянное внимание к работе и полезные советы.

#### Литература

- [1] A. V. Phelps. Phys. Rev., 99, 1307, 1955; 114, 1044, 1959.
- [2] Ю. З. Ионих, С. Э. Фриш. Опт. и спектр., 25, 615, 1968.
- [3] Ю. А. Толмачев, В. А. Костенко. Опт. и спектр., 39, 791, 1975.
- [4] Г. Н. Герасимов, Г. П. Старцев. Опт. и спектр., 36, 834, 1974.
- [5] О. П. Бочкова, Э. А. Сукьян. Ж. прикл. спектр., 23, 601, 1975.
- [6] Г. Н. Герасимов, С. Я. Петров. Опт. и спектр., 43, 18, 1977.
- [7] Г. Н. Герасимов, Р. И. Лягущенко, Г. П. Старцев. Опт. и спектр., 30, 606, 1974.
- [8] О. П. Бочкова, Р. И. Лягущенко, Э. А. Сукьян, Ю. А. Толмачев. ЖТФ, 44, 754, 1974.

Поступило в Редакцию 8 июня 1981 г.

УДК 532.783

## ГИГАНТСКАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ НЕМАТИКА ВБЛИЗИ ПОРОГА НЕОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА ФРЕДЕРИКСА

О. В. Гарибян, Б. Я. Зельдович, В. А. Кривошѣков,  
Н. Ф. Пилипецкий, А. В. Сухов и Н. В. Табиран

Гигантская оптическая нелинейность (ГОН) нематического кристалла (НЖК) была недавно предсказана и обнаружена [1, 2]. ГОН обусловлена переориентацией (поворотом) директора и за счет механического момента силы, действующего на анизотропно поляризующуюся среду в световом поле. С другой стороны, при наложении на ячейку с НЖК электрического ( $E_0$ ) или магнитного ( $H_0$ ) поля (как статического, так и радиочастотного) однородная ориентация директора НЖК в ячейке может оказаться неустойчивой — так называемый переход Фредерикса (ПФ) [3], см. также [4, 5]. Вблизи порога этой неустойчивости система становится «мягкой», т. е. более восприимчивой к внешним воздействиям. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется отклик ячейки с НЖК на воздействие световых полей вблизи ПФ. Во избежание недоразумений сразу же оговорим, что переход Фредерикса, обусловленный самим световым полем [6], мы здесь не рассматриваем.

1. Теория. Пусть на гомеотропно ориентированную ячейку НЖК толщиной  $0 \leq x \leq L$  наложено статистическое или радиочастотное поле

$E_0 = E_0 e_x$  (рис. 1), а световая волна  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  имеет волновой вектор  $\mathbf{k} = (\cos \alpha e_x + \sin \alpha e_z)k$  и поляризацию  $\mathbf{e} \sim (\sin \alpha e_x - \cos \alpha e_z)$ , т. е. соответствует необыкновенной волне. Плотность свободной энергии  $F$  эрг/см<sup>3</sup> и диссипативной функции  $R$  (эрг/см<sup>3</sup> с) примем в виде

$$F = \frac{1}{2} [K_{11} (\text{div } \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \text{rot } \mathbf{n})^2 + K_{33} (\mathbf{n} \times \text{rot } \mathbf{n})^2] - \left. \begin{aligned} & - \frac{\Delta \varepsilon}{8\pi} (E_0 \mathbf{n})^2 + \frac{\varepsilon_a}{16\pi} (\mathbf{E} \mathbf{n}) (\mathbf{E}^* \mathbf{n}), \\ & R = \frac{1}{2} \beta \dot{\mathbf{n}}^2, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $K_{ii}$  — константы Франка,  $\Delta \varepsilon = -|\Delta \varepsilon|$  есть анизотропия статической диэлектрической проницаемости, а  $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} > 0$  — то же для световых

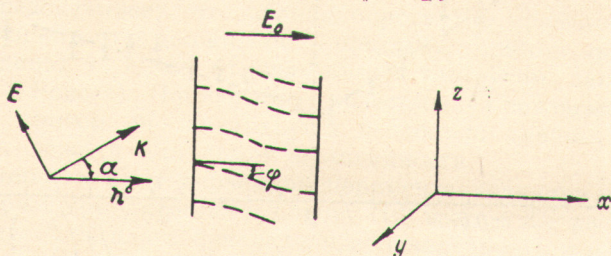


Рис. 1.

полей,  $\beta$  — константа релаксации размерности пуаз. Как для ГОН, так и для ПФ основную роль играет низшая пространственная гармоника возмущения директора

$$\mathbf{n}(x) = e_x \cos \varphi(x) + e_z \sin \varphi(x); \quad \varphi(x) = \Psi \sin \frac{\pi x}{L}. \quad (2)$$

Тогда из вариационных уравнений следует с точностью до членов  $\sim \Psi^3$  включительно

$$\beta \dot{\Psi} = A \Psi - B \Psi^3 + C, \quad (3a)$$

$$A = \frac{|\Delta \varepsilon| E_0^2}{4\pi} - K_{11} \left( \frac{\pi}{L} \right)^2 \equiv \frac{|\Delta \varepsilon|}{4\pi} \left( \frac{|E_0|^2}{|E_{\text{пор}}|^2} - 1 \right) \equiv \frac{|\Delta \varepsilon|}{4\pi} \eta, \quad (3b)$$

$$B = \frac{|\Delta \varepsilon|}{4\pi} \left( 1 + \frac{K_{33} - K_{11}}{K_{11}} + \frac{|\Delta \varepsilon|}{\varepsilon_{\perp}} \right), \quad (3b)$$

$$C = -\frac{\varepsilon_a}{2\pi^2} \sin \alpha \cos \alpha |E|^2. \quad (3r)$$

Здесь  $\eta = (|E_0|^2 / |E_{\text{пор}}|^2) - 1$  — степень близости статического поля к порогу,  $\eta > 0$  выше порога. При вычислении константы  $B$  учтена также модификация статического поля за счет искажения директора, см. подробнее [5]; в дальнейшем явное выражение для  $B$  нам не понадобится. Ниже порога  $A < 0$ , и в отсутствие световых полей стационарное решение единственно —  $\Psi = 0$ . При этом в пренебрежении слагаемым  $B \Psi^3$  можно получить, что действие световых полей ( $C \neq 0$ ) дает

$$\Psi = -\frac{C}{|A|} = -\frac{1}{|\eta|} \frac{|E|^2 2\varepsilon_a \sin \alpha \cos \alpha}{\pi |\Delta \varepsilon|}. \quad (4)$$

Выше порога ПФ и при  $C = 0$  имеется одно неустойчивое ( $\Psi = 0$ ) и два устойчивых ( $\Psi = \pm \sqrt{A/B}$ ) положения равновесия. Тогда с линейной по  $C$  точностью вблизи устойчивой точки имеем

$$\Psi = \pm \sqrt{\frac{A}{B}} + \frac{C}{2A} = \pm \sqrt{\frac{A}{B}} - \frac{|E|^2 \varepsilon_a \sin \alpha \cos \alpha}{\eta \pi |\Delta \varepsilon|}. \quad (5)$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении отклик системы растет вблизи порога по закону типа Кюри—Вейсса:  $\sim |\eta|^{-1}$  ниже и

$\sim (2\eta)^{-1}$  выше порога. Рассмотрение нестационарного уравнения (3а) показывает, что установление оптической нелинейности происходит по закону  $[1 - \exp(t/\tau)]$ , где  $\tau = \tau_0/|\eta|$ , при  $\eta < 0$ ;  $\tau = \tau_0/2\eta$  при  $\eta > 0$

$$\tau_0 = \frac{\beta}{K_{33}(\pi/L)^2}. \quad (6)$$

При резком снятии статического поля релаксация к новому стационарному значению  $\Psi$  происходит со временем  $\tau_0$ , независимым от исходного

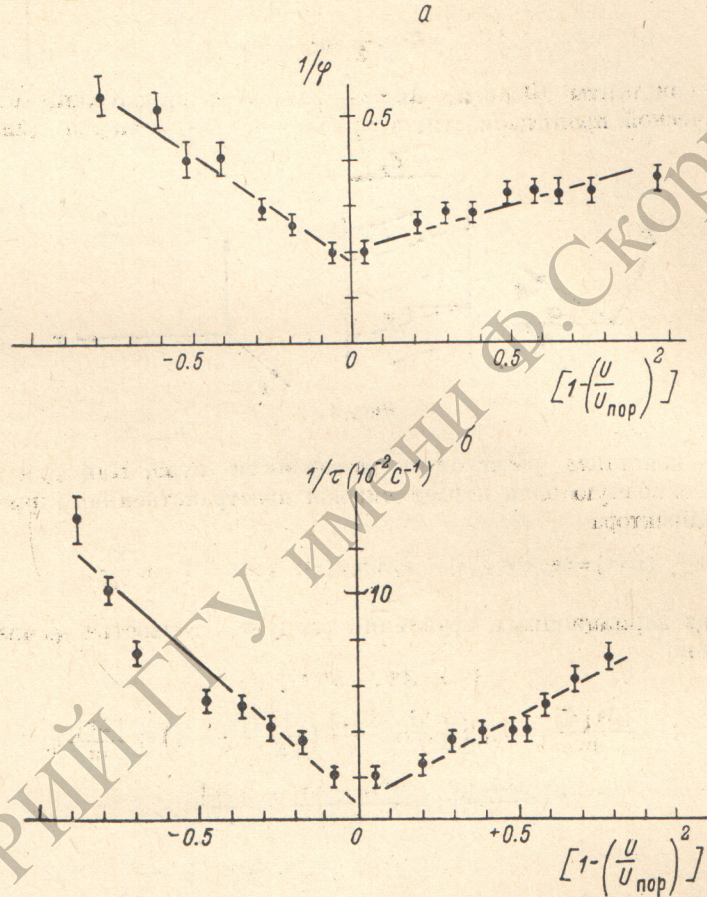


Рис. 2.

превышения над порогом. Дополнительный набег фазы световой волны, связанный с возмущением директора вида (2), равен

$$\delta\Phi = -\frac{\omega}{cn_e} \frac{2L\epsilon_a \sin \alpha}{\pi} \Psi. \quad (7)$$

Колоколообразное распределение интенсивности  $|E(\mathbf{r})|^2$  по поперечному сечению светового пучка должно приводить к внешней самофокусировке света с характерной кольцевой структурой поля в дальней зоне, причем число колец  $N \approx \delta\Phi(r=0) \pm 2\pi$ , если кювета находится в перетяжке невозмущенного пучка.

2. Эксперимент. Одномодовое по поперечному индексу излучение He-Ne лазера ЛГ-38,  $\lambda = 628$  нм, мощностью  $W \leq 30$  мВт фокусировалось линзой ( $f = 10$  см) в ячейку толщиной  $L = 50$  мкм с гомеотропно ориентированным нематиком МББА при комнатной температуре,  $T \approx 20^\circ \text{C}$ . С помощью прозрачных электродов к ячейке прикладывалось напряжение  $E_0 L$  от звукового генератора (частота 200 Гц). Угол между

направлением пучка в воздухе и нормалью к плоскости кюветы составлял  $\approx 60^\circ$ . Регистрировалось распределение прошедшего пучка в дальней зоне (на расстоянии 350 см). Исходная растворимость пучка  $\theta = 1.18 \times 10^{-2}$  рад. ( $FWe^{-1} M$ ).

В отсутствие поля  $E_0$  в слое нематика наблюдалась ГОН. При мощности  $W = 30$  мВт образуется  $N=3$  самофокусирующихся кольца в дальней зоне, а расходимость увеличивается до  $7.4 \cdot 10^{-2}$  рад (по диаметру наружного кольца). При приложении к кювете поля  $E_0$ , близкого к порогу ПФ, самофокусирующая расходимость пучка и число колец возрастают. Рассчитаны также и время установления картины ГОН-самофокусировки. Экспериментальные зависимости приведены на рис. 2, а, б. При  $|E_0|^2 \geq 2|E_{\text{пор}}|^2$  величина ГОН выходила на постоянное значение, примерно в 2 раза меньшее, чем ГОН в отсутствие поля  $E_0$ .

Теория предсказывает, что вблизи порога ПФ графики величин  $\varphi^{-1}$  и  $\tau^{-1}$  в зависимости от  $\eta$  должны быть прямыми линиями, пересекающимися начало координат с вдвое отличающимся тангенсом наклона (аналог закона Кюри—Вейсса). Наблюдается качественное согласие теории с экспериментом, причем оно оказывается несколько лучшим для времени установления, нежели для самой нелинейности.

К сожалению, в этом первом эксперименте величину ГОН удалось увеличить за счет приближения к порогу ПФ всего в 2.1 раза. Возможно, что препятствием являлась поперечная неоднородность и нестабильность кюветы, из-за чего порог ПФ размазывался.

Было замечено также следующее. При мгновенном включении напряжения, близкого к порогу ПФ, время установления ГОН составляло  $\sim 40\text{--}45$  с, а при его мгновенном выключении  $\sim 20\text{--}25$  с, т. е. существенно меньше в соответствии с теоретическими представлениями.

Таким образом, в настоящей работе теоретически и экспериментально продемонстрировано околопороговое возрастание гигантской оптической нелинейности вблизи перехода Фредерикса.

Авторы благодарят Ю. С. Чилингаряна за ценные обсуждения и поддержку данной работы.

#### Литература

- [1] N. V. Tabiryan, V. Ya. Zel'dovich. Mol. Cr.-Liquid Cr., 62, 237, 1980.
- [2] Б. Я. Зельдович, Н. Ф. Филиппецкий, А. В. Сухов, Н. В. Табирян. Письма ЖЭТФ, 31, 287, 1980.
- [3] В. Фредерикс, В. Золдна. ЖРФХО, сер. физ., 62, 457, 1930.
- [4] П. де Жен. Физика жидких кристаллов. «Мир», М., 1977.
- [5] Л. М. Блинов. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. «Наука», М., 1978.
- [6] А. С. Золотко, В. Ф. Китаева, Н. Кроо, Н. Н. Соболев, Л. Чилаг. Письма ЖЭТФ, 32, 170, 1980.

Поступило в Редакцию 8 июня 1981 г.

УДК 543.420.62+551.51

### О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ $SO_2$ И $NO_2$ В АТМОСФЕРЕ ПО СПЕКТРАМ ПРОПУСКАНИЯ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

О. Д. Крайслер, В. Л. Голдовский, Ю. А. Шкуренко  
и В. Р. Козубовский

Для исследования загрязнения приземных слоев атмосферы дистанционными методами весьма перспективным представляется использование солнечного излучения [1]. Характер спектра пропускания атмосферой