

## ГИГАНТСКАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ В МЕЗОФАЗЕ НЖК

Б. Я. Зельдович<sup>1)</sup>, Н. Ф. Пилипецкий, А. В. Сухов,  
Н. В. Табирия<sup>2)</sup>

Предсказывается гигантская оптическая нелинейность самофокусирующего типа в ориентированной мезофазе нематического жидкого кристалла (НЖК), обусловленная поворотом директора НЖК под действием поля световой волны. Экспериментально зарегистрирован эффект самофокусировки излучения He — Ne-лазера мощностью  $\sim 10^{-2}$  Вт и плотностью мощности  $\sim 50$  Вт/см<sup>2</sup> в планарно ориентированном слое НЖК толщиной 60 Мкм при наклонном падении волны необыкновенного типа. Измеренное значение эффективной константы нелинейности  $\epsilon_2 = 0,14$  см<sup>3</sup>/эрг соответствует теоретическим предсказаниям и оказывается больше нелинейности сероуглерода в  $\approx 10^9$  раз.

1. Теория, Уравнения для единичного вектора директора  $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{n}^0 + \delta \mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$  в пренебрежении гидродинамическим движением среды и с учетом ориентирующего воздействия светового поля  $\mathbf{E}_{\text{вещ}} = 0,5 [ \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + \mathbf{E}^*(\mathbf{r}) \exp(+i\omega t) ]$  в нелинейном по  $\delta \mathbf{n}$  при-

---

<sup>1)</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР.

<sup>2)</sup> Кафедра оптики Ереванского Гос. Университета.

близии имеют вид (см., например, [1 - 4]):

$$\begin{aligned} & \gamma \frac{\partial \delta n_i}{\partial t} + K_{22} [\nabla_i (\vec{\nabla} \cdot \vec{\delta n}) + (\mathbf{n}^0 \cdot \vec{\nabla})^2 \delta n_i - \Delta \delta n_i] - \\ & - K_{11} \nabla_i (\vec{\nabla} \cdot \delta \mathbf{n}) - K_{33} (\mathbf{n}^0 \cdot \vec{\nabla})^2 \delta n_i + \\ & + (K_{11} - K_{22}) n_i^0 (\mathbf{n}^0 \cdot \vec{\nabla}) (\vec{\nabla} \cdot \delta \mathbf{n}) + \kappa_a H^2 \delta n_i = \\ & = \frac{\epsilon_a}{16\pi} (\delta_{il} n_m^0 + \delta_{im} n_l^0 - 2 n_i^0 n_l^0 n_m^0) E_l E_m^* . \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $K_{11}$ ,  $K_{22}$ ,  $K_{33}$  эрг/см — константы Франка,  $\gamma$  (пуаз) — константа релаксации,  $\kappa_a = \kappa_{||} - \kappa_{\perp}$  — анизотропия магнитной восприимчивости;  $\mu = 1 + 4\pi\kappa$ ;  $H$  — напряженность внешнего магнитного поля. Будем считать поле  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  квазиплоской волной с постоянной в пространстве поляризацией (т.е. либо  $o$ -волной, либо  $e$ -волной). Выберем ось  $x$  вдоль направления директора,  $\mathbf{e}_x \equiv \mathbf{n}^0$  (см. рис. 1) считая, что НЖК занимает область  $0 < z < L$ . Решение уравнения (1) удобно искать в виде разложения

$$\delta \mathbf{n}(\mathbf{r}, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \mathbf{A}_m(x, y, t) \sin \frac{\pi m z}{L} . \quad (2)$$

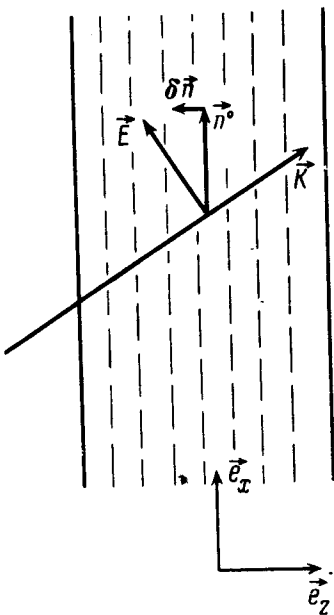


Рис. 1.

Тогда для плоской световой волны  $\mathbf{E}$  определенного поляризационного типа ( $o$ - или  $e$ -волна) из (1) следует:

$$\mathbf{A}_m = [1 - \exp(-\Gamma_m t)] \mathbf{e}_z (\mathbf{E} \cdot \mathbf{e}_x) \frac{(\mathbf{E}^* \cdot \mathbf{e}_z) \epsilon_a}{\Gamma_m \gamma 4\pi^2} \frac{1}{m} [1 - (-1)^m] . \quad (3)$$

$$\Gamma_m = \gamma^{-1} [\kappa_a H^2 + K_{11} (\pi m/L)^2].$$

Таким образом, для  $O$ -волны, т.е. при  $\mathbf{E} \perp \mathbf{e}_x$ , нелинейность отсутствует. Множитель  $[1 - \exp(-\Gamma_m t)]$  характеризует постепенное установление ориентации при скачкообразном включении световой волны в момент  $t = 0$ . Нелинейный набег фазы  $\delta\phi$  на толщине кюветы при угле  $\alpha$  между осью  $z$  и направлением распространения равен

$$\delta\phi = \frac{\omega}{c} L \frac{\epsilon_a}{\pi \sqrt{\epsilon'} \cos \alpha} \frac{(\mathbf{E} \cdot \mathbf{e}_x)(\mathbf{E} \cdot \mathbf{e}_z)}{|\mathbf{E}|^2} \sum_m \frac{|A_m|}{m} m^{-1} [1 - (-1)^m]. \quad (4)$$

Наиболее существенный вклад вносит слагаемое с  $m = 1$ . Если падающая волна не строго плоская, но имеет плавную зависимость

$$|\mathbf{E}(\mathbf{r}_\perp)|^2 = |\mathbf{E}_0|^2 (1 - 2|\mathbf{r}_\perp|^2/a^2 + \dots)$$

от координат поперек пучка, то можно пользоваться выражением (4) для  $\delta\phi(\mathbf{r}_\perp)$ , подставляя в него локальное значение интенсивности  $|\mathbf{E}(\mathbf{r}_\perp)|^2$ . В результате возникает самофокусировка света (см. [5 - 7]), и обратное фокусное расстояние  $f^{-1}$  нелинейной линзы равно

$$f^{-1} = \frac{4c \phi(\mathbf{r}_\perp = 0)}{\omega a^2} = \frac{4L \epsilon_a^2 \cos \alpha \sin^2 \alpha}{\pi^3 a^2 \sqrt{\epsilon'} \Gamma_1 \gamma} |\mathbf{E}_0|^2 [1 - \exp(-\Gamma_1 t)], \quad (5)$$

где оставлен лишь член с  $m = 1$ . Это выражение можно сравнить с фокусным расстоянием нелинейной линзы для случая, когда диэлектрическая проницаемость среды зависит от поля по закону  $\epsilon = \epsilon_0 + 0,5 \epsilon_2 |\mathbf{E}|^2$ , для той же геометрии:

$$f^{-1} = \frac{\epsilon_2 |\mathbf{E}_0|^2}{\sqrt{\epsilon_0}} \frac{L}{a^2 \cos \alpha}. \quad (6)$$

2. Эксперимент. Для наблюдения эффекта самофокусировки света в НЖК была собрана следующая схема (рис.2).

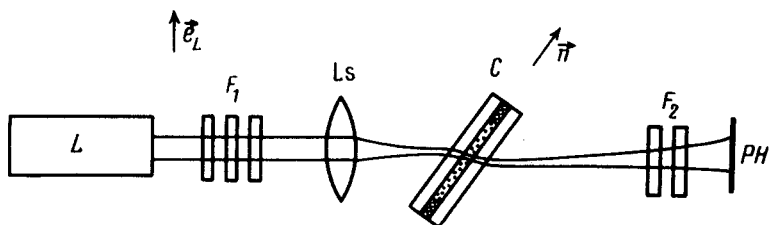
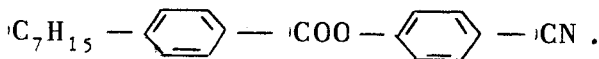


Рис.2.

Излучение He - Ne-лазера ( $L$ ) ЛГ-38, генерирующего в низшей поперечной моде, проходя через светофильтры " $F_1$ ", фокусировалось лин-

зой " $L_s$ " с фокусным расстоянием  $f = 25$  см в тонкую стеклянную кювету " $C$ " с нематическим жидким кристаллом (НЖК). Угловая расходимость проходящего пучка в дальней зоне регистрировалась фотоаппаратом " $PH$ " без объектива с системой светофильтров " $F_2$ ". В работе использовался нематик, представляющий смесь 60% смеси " $A$ " и 40% вещества.



Параметры кристалла следующие:

$$n_o = 1,51, n_e = 1,71, K_{11} = 8,5 \cdot 10^{-7} \text{ дин.}$$

Кристалл находился при комнатной температуре  $15 \div 20^\circ \text{C}$ . Кювета толщиной 60 мкм изготовлена из стекла толщиной 4 мм с тефлоновой прокладкой. Плоскость кюветы перпендикулярна плоскости рисунка, вектор электрической поляризации пучка  $e_L$  и директор НЖК  $n$  направлены в плоскости рисунка (поляризация проверялась при помощи призмы Глана). Мощность изменялась как сменой фильтров  $F_1$ , так и слабой разъюстировкой лазерного резонатора. Были получены следующие результаты. а) При помещении кюветы в область фокальной перетяжки наблюдается значительное (более, чем в два раза) увеличение расходимости пучка при изменении мощности от 4 до 35 мВт. Это происходило в том случае, если угол падения пучка на кювету был отличен от 0. б) В случае  $\alpha = 0$  изменения расходимости при изменении мощности не наблюдалось. в) В случае, когда  $n$  перпендикулярно  $e_L$ , а  $e_L$  лежит в плоскости грани кюветы, при любых углах падения изменения угловой структуры не наблюдалось. г) С целью выяснения знака нелинейности, кювета была сдвинута в область за каустикой, в расходящийся пучок. При этом при увеличении мощности угловая расходимость уменьшалась. Таким образом, можно утверждать, что мы имеем дело с самофокусировкой, причем, качественно ориентационно-поляризационная зависимость эффекта совпадает с теоретической.

С целью количественного сравнения параметров эффекта с теорией было проделано следующее. Путем введения в фокальную перетяжку вместо кюветы серий тонких стеклянных линз с фокусными расстояниями от 1,1 до 50 см построена градуировочная кривая, позволяющая по угловой расходимости пучка в дальней зоне определять оптическую силу наводимой в среде нелинейной линзы. Предполагая распределение интенсивности в пучке по поперечной координате гауссовым, определим радиус перетяжки  $a$  по расходимости  $\theta$  в дальней зоне — половинную ширину по уровню  $e^{-2}$  от максимума для распределения  $I(r_{\perp}) \sim \exp[-2r_{\perp}^2/a^2]$ , а именно,  $a = HW e^{-2} M = 2c \omega^{-1} [\theta.(HW e^{-2} M)]^{-1} = 1,18 \cdot 10^{-2}$  см. Интенсивность в центре пучка  $|E_0|^2 = \frac{8W}{cna^2} \left( \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3} \right)$ .

Кювета устанавливалась по продольной координате в перетяжку с точностью  $\pm 0,5$  мм. Была проведена серия измерений зависимости расходимости пучка в дальней зоне от мощности при постоянном значении

внешнего угла  $\alpha_{\text{внеш}} = 50^\circ$ , что соответствует углу преломления в кристалл  $\alpha = 32^\circ$ . При помощи градуировочной кривой построен график зависимости силы нелинейной линзы  $f^{-1}$  то мощности пучка (см. рис. 3, а). Аналогичным образом при фиксированной мощности  $W = 30$  Мвт была определена зависимость силы нелинейной линзы от параметра  $\sin^2 \alpha \cos \alpha$ , где  $\alpha$  — угол преломления волны внутри кюветы, рис. 3, б.

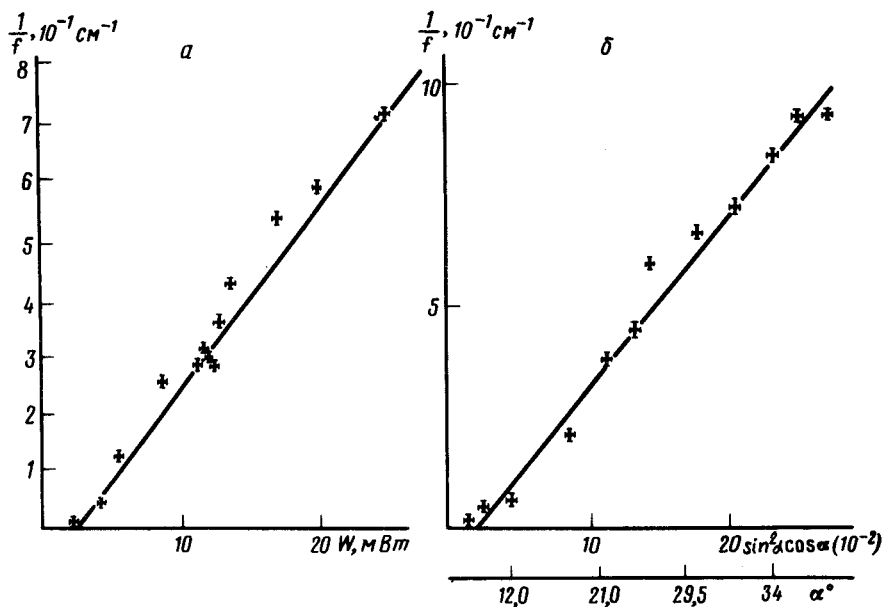


Рис.1.

Обе зависимости с хорошей точностью оказались линейными, в соответствии с теоретическим выражением (5). Расчет коэффициента пропорциональности в (5) дает значение стационарной силы нелинейной линзы (при  $H = 0$ ), точно совпадающее с экспериментальной величиной. Такое точное совпадение коэффициента может быть и случайным как из-за погрешностей эксперимента, так и из-за неточного знания оптических и механических свойств НЖК. Были проведены измерения временного хода силы нелинейной линзы при резком включении пучка; характерное время установления составляло  $\tau \sim 10$  сек; теоретическая оценка по формуле (3) дает  $\Gamma_1^{-1} \sim 5$  сек для значений  $\gamma \sim 1$  пуаз, характерных для НЖК такого типа (точное значение  $\gamma$  нам не было известно). Если определить эффективное значение константы оптической нелинейности  $\epsilon_2$  из выражения (6), то для угла  $\alpha = 32^\circ$  эксперимент дает  $\epsilon_2 = 0,07 \text{ см}^3/\text{эрг}$ . Это значение приблизительно на *девять порядков выше* нелинейности такой известной самофокусирующей среды, как сероуглерод  $\text{CS}_2$ , для которой  $\epsilon_2 = 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{эрг}$ .

Таким образом, в настоящей работе впервые теоретически предсказана, а также обнаружена и исследована экспериментально гигантская оптическая нелинейность мезофазы НЖК, обусловленная переориентацией директора НЖК под действием полей. Тем самым, открываются перспективы создания целого ряда нелинейных оптических устройств с очень низкой мощностью срабатывания на основе ориентационной не-

линейности жидких кристаллов; в их числе бистабильные оптические резонаторы, устройства с обращением волнового фронта и пр.

Авторы выражают благодарность Л.М.Блинову, С.М.Аракеляну, Н.Б.Барановой, Е.И.Кацу, Н.А.Мельникову и Ю.С.Чилингаряну за ценные обсуждения. Кроме того, мы признательны Л.М.Блинову за предоставленный жидкий кристалл.

Институт проблем механики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
22 января 1980 г.

### Литература

- [1] П. де Жен. Физика жидких кристаллов. М., изд. Мир, 1977.
  - [2] Л.М.Блинов. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М., изд. Наука, 1978.
  - [3] Б.Я.Зельдович, Н.В.Табириян. Письма в ЖЭТФ, 30, 510, 1979.
  - [4] Б.Я.Зельдович, Н.В.Табириян. Квантовая электроника, 7, 532, 1980.
  - [5] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.
  - [6] R.Y.Chiao, E.Garmire, S.H.Townes. Phys. Rev. Lett., 13, 479, 1964.
  - [7] Н.Ф.Пилипецкий, А.Р.Рустамов. Письма в ЖЭТФ, 11, 88, 1965.
-