

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ПЕРЕХОД ФРЕДЕРИКСА В ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

С.Р.Галстян, О.В.Гарибян, Н.В.Табуриян,

Ю.С.Чилингарян

Исследован переход Фредерикса в гомеотропно-ориентированном слое нематического жидкого кристалла (НЖК) под действием непрерывного лазерного излучения. Измеренная величина пороговой мощности находится в хорошем согласии с приведенной теоретической оценкой. Исследована динамика наблюдаемого явления и роль тепловых эффектов.

1. В последнее время была предсказана [1 - 7] и обнаружена экспериментально [5, 7] гигантская кубичная оптическая нелинейность жидких кристаллов, обусловленная переориентацией директора в световом поле. Последовавшие за этим экспериментальные работы [8 - 10] подтвердили наличие гигантских оптических нелинейностей для целого ряда конкретных НЖК и геометрий эксперимента. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования перехода Фредерикса в гомеотропно ориентированном слое МББА в поле непрерывного излучения аргонового лазера. Приводятся формулы для вычисления величины пороговой мощности и описания развития процесса во времени.

2. Переориентация директора гомеотропно ориентированного НЖК под действием линейно-поляризованного лазерного излучения, падающего нормально к пластинкам ячейки, возможна лишь при достижении некоторого порогового значения мощности волны.

Для оценки величины пороговой мощности запишем свободную энергию единицы объема НЖК в одноконстантном приближении [11]

$$F = \frac{1}{2} K \left(\frac{\partial n_{\alpha}}{\partial x_{\beta}} \right)^2 - \frac{\epsilon_a}{16\pi} (\mathbf{nE})(\mathbf{nE}^*). \quad (1)$$

В формуле (1) введены следующие обозначения: K (эрг/см) – константа Франка; \mathbf{n} – единичный вектор директора, причем невозмущенное направление директора совпадает с осью z , E – комплексная амплитуда монохроматического светового поля; $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ – анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК на световой частоте. Положив $\mathbf{n} = \{n_x, n_z\} = \{\sin \theta(\mathbf{r}), \cos \theta(\mathbf{r})\}$ и считая $\theta(\mathbf{r}) = \theta_m(x, y) \times \sin(\pi z/L)$, $|\theta_m| \ll 1$, что справедливо вблизи порога Фредерикса, из (1) получим

$$\int F d^3 \mathbf{r} \approx a_{\perp}^2 L \theta_m^2 \left\{ K \left[\frac{\pi^2}{L^2} + \frac{2}{a_{\perp}^2} \right] - \frac{\epsilon_a |E|^2}{8\pi} \right\}. \quad (2)$$

Здесь a_{\perp} – поперечный размер пучка, L – толщина кюветы. Невозмущенное состояние $\theta_m \equiv 0$ устойчиво при

$$|E|^2 < |E|_{\text{Фр}}^2 = \frac{8\pi K}{\epsilon_a} \left(\frac{\pi^2}{L^2} + \frac{2}{a_{\perp}^2} \right). \quad (3)$$

Таким образом, пороговая плотность мощности равна $S_{\text{Фр}} = c \epsilon_{\perp}^{1/2} \times |E|_{\text{Фр}}^2 / 8\pi$. Подробное теоретическое рассмотрение светоиндуцированного перехода Фредерикса проведено в работе [12], где приведены более точные выражения для определения пороговой мощности при различных профилях интенсивности падающего пучка.

3. Был проведен следующий эксперимент. Излучение аргонового лазера ($\lambda = 0,488$ мкм) фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $f = 5$ см в гомеотропно ориентированный слой МББА толщиной 50 мкм, находящейся при комнатной температуре. Волновой вектор излучения направлен вдоль директора НЖК. Переход Фредерикса регистрировался в дальней зоне по изменению расходимости прошедшего НЖК слой излучения.

При мощностях падающего на НЖК излучения $P < 100$ мВт изменение расходимости не было зарегистрировано. Времена наблюдения составляли при этом десятки минут. При дальнейшем увеличении мощности наблюдалось резкое увеличение расходимости. Кривая зависимости величины расходимости ϕ от мощности P падающего на НЖК излучения приведена на рис.1, а. Как видно из рисунка порог перехода Фредерикса достигается при плотности мощности излучения равной $S_{\text{Фр}} = 2,6$ кВт/см², что соответствовало интегральной мощности излучения $P = 100$ мВт. Для значений параметров ЖК ([13]) $\epsilon_{\parallel} = 3,06$; $\epsilon_{\perp} = 2,75$; $K = 6,8 \cdot 10^{-7}$ дин; $L = 50$ мкм, величина порогового значения плотности мощности, вычисленная по формуле (3), равна $S_{\text{Фр}} = 2,4$ кВт/см².

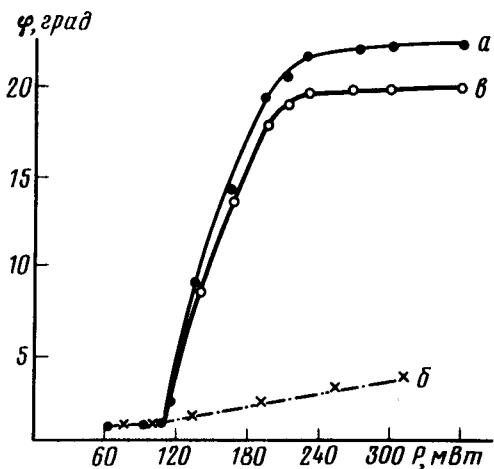


Рис.1. Зависимости угла расходимости ϕ от мощности падающего излучения: *a* — для линейно-поляризованного света, *б* — для циркулярно-поляризованного света, *в* — обусловленная только ориентационной нелинейностью (разность графиков *a* и *б*)

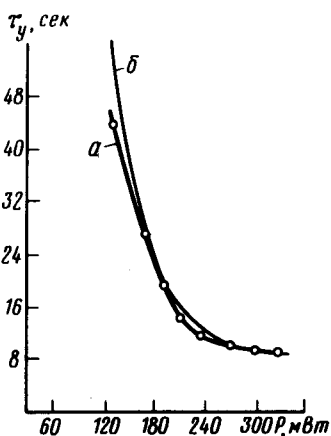


Рис.2. Зависимость времени установления процесса τ_y от мощности падающего излучения: *a* — экспериментальная кривая, *б* — теоретическая кривая

С целью определения роли тепловых эффектов измерения были повторены при циркулярной поляризации лазерного излучения. Поскольку направление директора не успевает проследить за изменением направления поляризации волны на световой частоте, то изменение расходимости излучения в этом случае обусловлено тепловой самофокусировкой (так как $d\epsilon_{\perp} / dT > 0$, то имеет место именно самофокусировка [14]).

Зависимость величины расходимости излучения от мощности падающей волны, обусловленная только ориентационным механизмом взаимодействия, представлена на рис. 1, *в*.

В ходе эксперимента были зарегистрированы периодические изменения расходимости излучения во времени, подобные описанным в работе [9]. Такие пульсации наблюдались и при падении на ячейку циркулярно-поляризованного света. Исследование показало, что они имеют нерегулярный характер, их период и число зависят от конкретного места ЖК, на которое падает излучение. Аналогичные пульсации удалось промоделировать с помощью кюветы поглощающей жидкости толщиной $\sim 0,5$ см, куда был добавлен угольный порошок (размер частиц $d \lesssim \lesssim 50$ мкм). Это показывает, что пульсации могут быть обусловлены нагревом и последующей конвекцией сравнительно крупных посторонних частиц в НЖК ячейке.

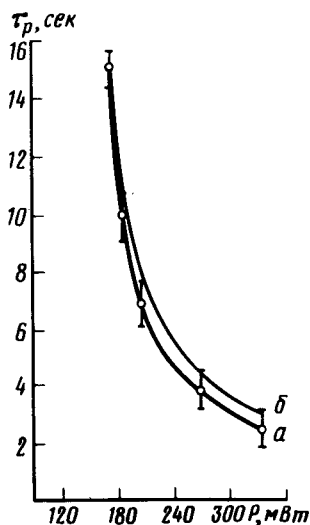


Рис.3. Зависимость времени реакции процесса от мощности падающего излучения: *a* — экспериментальная кривая, *b* — кривая, полученная из формулы (4).

Нами исследовалась также динамика изменения расходимости прошедшего НЖК слой излучения. На рис.2 и рис.3 приведены соответственно зависимости времени реагирования ЖК и времени установления процесса от мощности падающего линейно-поляризованного света.

Переход Фредерикса представляет собой фазовый переход второго рода, и поэтому время установления при малых превышениях над порогом описывается формулой (см. [15]) $\tau_y = C_y / (P - P_{\Phi p})$, где C_y — константа. Как видно из рис.2, эта функция при значений константы $C_y = 1,8$ Дж, хорошо аппроксимирует экспериментальную кривую.

Зависимость времени реагирования τ_p от мощности волны хорошо аппроксимируется формулой

$$\tau_p = \tau_{np} \exp \left\{ \frac{c_p}{P - P_{\Phi p}} \right\} \quad (4)$$

при значениях констант $\tau_{np} = 1,5$ сек, $c_p = 184$ мВт. Такую зависимость качественно можно интерпретировать следующим образом. Если мощность светового поля $P > P_{\Phi p}$, то состояние системы с $\theta = 0$ является состоянием неустойчивого равновесия, а выводят ее из такого состояния тепловые флуктуации. В то же время, чем больше мощность светового поля, тем при меньших флуктуационных отклонениях директора от равновесного значения поле способно увлечь директор. Предположим, что связь амплитуды флуктуаций директора $\delta\theta$ с мощностью светового поля P , необходимой для его увлечения, представима в виде $P - P_{\Phi p} = \text{const} / (\delta\theta)^2$. Тогда подставляя это выражение в функцию распределения вероятностей $f(\delta\theta) \sim \exp \{ -(\delta\theta)^2 / 2 \cdot (P - P_{\Phi p}) \}$ и учитывая, что $\tau_p \sim f^{-1}$, получим формулу (4).

Отметим, что при больших мощностях $P - P_{\Phi p} \gg C_p$ в выражении (4) нельзя пренебречь зависимостью от P величины τ_{np} .

Таким образом, нами выявлены и проанализированы некоторые характерные стороны светоиндуцированного перехода Фредерикса в НЖК.

Авторы благодарят Р.С.Акопяна, Н.Н.Бадаляна и Б.Я.Зельдовича за обсуждение результатов.

Ереванский
государственный университет

Поступила в редакцию
4 февраля 1981 г.

Литература

- [1] Б.Я.Зельдович, Н.В.Табириян. Письма в ЖЭТФ, **30**, 510, 1979.
- [2] Б.Я.Зельдович, Н.В.Табириян. Препринт ФИАН №61, 1980.
- [3] Б.Я.Зельдович, Н.В.Табириян. Препринт ФИАН №62, 1980.
- [4] Б.Я.Зельдович, Н.В.Табириян. Препринт ФИАН №63, 1980.
- [5] Б.Я.Зельдович, Н.Ф.Пилипецкий, А.В.Сухов, Н.В.Табириян. Письма в ЖЭТФ, **31**, 287, 1980.
- [6] Б.Я.Зельдович, Н.В.Табириян. Квантовая электроника, **7**, 770, 1980.
- [7] N.F.Pilipetski, A.V.Sukhobv, N.V.Tabiryian, B.Ya.Zel'dovich. Opt. Comm. to be published.
- [8] В.Б.Пахалов, А.С.Тумасян, Ю.С.Чилингарян. Тезисы докладов X Всесоюзной конференции по Когерентной и Нелинейной оптике (Киев, 14 – 17 октября, 1980 г.); часть 1, стр. 18.
- [9] А.С.Золотько, В.Ф.Китаева, Е.Кроо, Н.Н.Соболев, Л.Чидлаг. Письма в ЖЭТФ, **32**, 170, 1980.
- [10] С.М.Аракелян, С.Р.Галстян, О.В.Гарибян, А.С.Караян, Ю.С.Чилингарян. Письма в ЖЭТФ, **32**, 561, 1980.
- [11] П.де Жен. Физика жидких кристаллов, М., изд. Мир, 1977.
- [12] Б.Я.Зельдович, Н.В.Табириян, Ю.С.Чилингарян, направлено в ЖЭТФ, **81**, вып.7, 1981.
- [13] Л.М.Блинов. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов, М. изд. Наука, 1978.
- [14] V.Volterra, E.Wiener-Avnear. Opt. Comm., **12**, 194, 1974.
- [15] Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Физическая кинетика, М., изд. Наука, 1979.