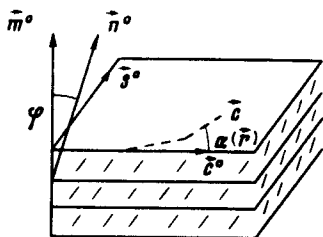


## СВЕТОИНДУЦИРОВАННАЯ ГИРОТРОПИЯ МЕЗОФАЗЫ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Б.Я.Зельдович, Н.В. Табириян<sup>1)</sup>

Предсказывается эффект нелинейной оптической активности (НОА) в мезофазе смектических жидких кристаллов типа *C* и холестерических жидких кристаллов с одной ориентирующей поверхностью. НОА в смектиках типа *C* обусловлен поворотом *C*-директора в световом поле, а в холестериках — изменением шага спирали под действием светового поля распространяющегося вдоль оси спирали. Величина НОА для толщин ячеек  $\sim 50$  мкм определяется константой  $\eta \sim 0,1$  град·см·Вт<sup>-1</sup> и на десять порядков больше характерных значений электронной НОА.

1. Гигантская оптическая нелинейность мезофазы жидких кристаллов [1 — 5] обусловленная переориентацией директора световым полем, позволяет наблюдать ряд нелинейных оптических явлений при весьма низком уровне мощности поля. В настоящей работе предсказывается эффект светоиндуцированной гиротропии в смектическом жидком кристалле типа *C* (СЖК-*C*), а также обсуждается эффект нелинейного вращения плоскости поляризации света в холестерическом жидком кристалле (ХЖК).



2. СЖК-*C* имеют слоистую структуру, причем молекулы в слоях ориентированы вдоль некоторого направления *n*, составляющего постоянный угол  $\phi$  с нормалью к слоям *m*, так что  $(nm) = \cos \phi = \text{const}$  (рисунк). Определим *C*-директор как единичный вектор в плоскости слоев, характеризующий проекцию *n*-директора на эту плоскость,  $c = \{n - (nm)m\} / \sin \phi$ ,  $|c| = 1$ . Вектор *c* вообще говоря зависит от координат. Как известно, для СЖК-*C* единственная возможная конфигурация, не сопровождающаяся возникновением большой упругой энергии, есть конфигурация со строго плоскими слоями [6]. Поэтому отклик СЖК-*C* на световое поле мы будем рассматривать в приближении  $m = m^0 = \text{const}$ . В этом приближении свободная энергия единицы объема зависит от неоднородности ориентации *C*-директора. Если ввести угол  $\alpha$  между *C*-директором и некоторым фиксированным направлением в плоскости слоев, то свободная энергия  $F$  (эрг/см<sup>3</sup>) единицы объема СЖК-*C*, находящегося под действием светового поля может быть записана в виде

$$F = 1/2 B_1 (c \nabla^2 \alpha)^2 + 1/2 B_2 (l m^0 \times c \nabla^2 \alpha)^2 + 1/2 B_3 (m^0 \nabla^2 \alpha)^2 +$$

<sup>1)</sup> Кафедра оптики Ереванского государственного университета.

$$+ B_{13} (c \vec{\nabla} a) (m^\circ \vec{\nabla} a) - \frac{\epsilon_a}{8\pi} \sin \phi (s^\circ e) (n^\circ e) |E|^2 a. \quad (1)$$

Здесь  $B_1, B_2, B_3, B_{13}$  имеют ту же размерность (дин) и тот же порядок величины, что и константы Франка для нематиков или холестериков [7],  $\epsilon_a = \epsilon_{||} - \epsilon_{\perp}$  — анизотропия диэлектрической проницаемости СЖК на световой частоте,  $s^\circ = [m^\circ \times c^\circ]$ ,  $e = e^*$  — вектор поляризации монохроматического светового поля с комплексной амплитудой  $E$ . Имея в виду рассматривать эффекты в первом приближении по интенсивности световой волны, в выражении (1) мы линеаризовали по  $a$  энергию взаимодействия среды с полем  $F_E = -\epsilon_a (nE) (nE^*) / 17 \pi$ .

Рассмотрим ячейку жидкого кристалла, в котором слои параллельны пластинкам ячейки. Ось  $z$  координатной системы выберем по нормали к пластинкам, то есть вдоль  $m^\circ$ . Тогда линейно поляризованная волна распространяющаяся под косым углом относительно оси  $z$  так, что  $(s^\circ e) \neq 0$ ,  $(n^\circ e) \neq 0$  приводит к повороту  $C$ -директора обуславливая гигантскую оптическую нелинейность СЖК-С [2]. Если световой пучок достаточно широкий по сравнению с толщиной ячейки  $L$  и директор первоначально однородно ориентирован путем соответствующей обработки поверхностей пластинок ячейки при  $z = 0$  и  $z = L$ , то можно считать, что возмущения поля  $C$ -директора зависят только от  $z$ , т.е.  $a = a(z)$ . Тогда, оставляя только квадратичные по  $a$  слагаемые в энергии Франка, из (1) получим

$$F = 1/2 B_3 \left( \frac{\partial a}{\partial z} \right)^2 - \frac{\epsilon_a \sin \phi (s^\circ e) (n^\circ e) |E|^2}{8\pi} a. \quad (2)$$

Подставляя выражение (2) в уравнение

$$\frac{\delta F}{\delta a} - \frac{d}{dz} \frac{\delta F}{\delta (da/dz)} = 0$$

получим уравнение, определяющее равновесное распределение поля директора

$$\frac{d^2 a}{dz^2} = - \frac{\epsilon_a \sin \phi (s^\circ e) (n^\circ e) |E|^2}{8\pi B_3}, \quad (3)$$

$$a(z) = - \frac{\epsilon_a \sin \phi (s^\circ e) (n^\circ e) |E|^2}{16\pi B_3} z^2 + az + b. \quad (4)$$

Константы  $a$  и  $b$  определяются граничными условиями. Если ячейка подготовлена таким образом, что ориентация директора жестко поддерживается только на одной, передней, поверхности пластинки ячейки  $a(0) = 0$ , а на другой не задаются какие-либо граничные условия, то значение  $a(L)$  отлично от нуля и определяется уравнением (4), где  $b = 0$ , а константа  $a$  определяется минимизацией функционала свободной энергии

$$a(L) = \frac{\epsilon_a \sin \phi (s^\circ e) (n^\circ e) |E|^2 L^2}{16\pi B_3}. \quad (5)$$

Как показано в работе [2], эти искажения поля директора, пропорциональные интенсивности светового поля, приводят к нелинейному набегу фазы волны, т.е. к самофокусировке ограниченных пучков.

В рассматриваемой нами ситуации, когда одна поверхность ячейки свободна, возникают два новых эффекта. Во-первых, нелинейность оказывается в четыре раза больше нелинейности ячейки СЖК-С той же толщины, но с двумя ориентирующими поверхностями. Во-вторых, что особенно важно для нас, в ячейке со свободной выходной поверхностью угол  $\alpha$  на выходе отличен от нуля,  $\alpha(L) \neq 0$ . Поляризация световой волны, распространяющейся в такой среде, адиабатически следует за поворотом директора и выходит из ячейки с повернутой на угол  $\alpha(L)$  поляризацией, т.е. среда как бы становится оптически активной. Причем для пробного пучка распространяющаяся точно вдоль оси  $z$ , проявляются именно гиротропные свойства среды, а нелинейный набег фазы отсутствует (фокусировка света отсутствует и при других геометриях опыта; именно, нелинейный набег фазы пропорционален  $\delta\epsilon \sim (s^\circ e_\parallel)(n^\circ e_\parallel)$ , где  $e_\parallel$  — поляризация пробной волны, [2]). Сделаем численные оценки. Для параметров СЖК-С обычных для жидких кристаллов  $\epsilon_a \sim 0,5$ ;  $B_3 \sim 5 \cdot 10^{-7}$  дин,  $L \sim 5 \cdot 10^{-3}$  см,  $(s^\circ e) = (n^\circ e) = 1/\sqrt{2}$ ,  $\sin \phi \approx 0,5$ , из (5) получаем  $\alpha(L) = 0,125 |E|^2$ , где  $|E|^2$  в единицах CGSE. Нелинейное вращение плоскости поляризации на угол  $\sim 1$  рад достигается при мощности поля  $P \approx 1,5$  кВт/см<sup>2</sup>.

2. Рассмотрим теперь планарную текстуру холестерического жидкого кристалла в ячейке описанного выше типа, т.е. с одной ориентирующей пластинкой. Директор ХЖК вращается в такой ячейке по закону  $n(z) = \{n_x, n_y\} = \{\cos qz, \sin qz\}$ , где  $q = 2\pi/h$ ,  $h$  — шаг холестерической спирали. В пределе Могена, т.е. при выполнении условия  $\lambda \ll \ll (n_e - n_o)h$ , поляризация необыкновенной (либо обыкновенной) волны падающей на ХЖК вдоль оси  $z$ , адиабатически следует вращению директора и при выходе из ячейки составляет угол  $qL$  с осью  $x$ . С другой стороны, при малой анизотропии  $\epsilon_a$  ХЖК и вдали от области брегговского отражения, световая волна распространяющаяся вдоль оси спирали приводит к изменению шага спирали описываемому выражением<sup>1)</sup>

$$q - q_0 = - \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \frac{\epsilon_a^2}{128 \pi K_{22}} \left\{ |E_R|^2 \frac{2q_0 + k}{q_0^2 (q_0 + k)^2} + |E_L|^2 \frac{2q_0 - k}{q_0^2 (q_0 - k)^2} \right\}, \quad (6)$$

где  $k_{22}$  — константа Франка,  $k^2 = (\omega/c)^2 (\epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp})/2$ ,  $|E_R|^2$  и  $|E_L|^2$  — интенсивности право- и левополяризованных циркулярных ком-

<sup>1)</sup> Статья направлена в ЖЭТФ.

понент световой волны  $E$  при входе в среду

$$E = \frac{e_x + ie_y}{\sqrt{2}} E_R + \frac{e_x - ie_y}{\sqrt{2}} E_L.$$

В частности для линейно поляризованной волны из (1) получаем

$$\delta q = q - q_0 = - \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \frac{\epsilon_a^2 |E|^2}{64 \pi K_{22}} \frac{q_0}{(q_0^2 - k^2)^2}. \quad (7)$$

Такое изменение шага спирали приведет к нелинейному повороту плоскости поляризации волны, удовлетворяющую условию Могена, на угол  $\alpha(L) = \delta q L$ . Для значений  $q_0 = 2\pi/h = 2\pi \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ ,  $K_{22} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ дин}$ ,  $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ ,  $\epsilon_{||} \sim 3$ ,  $\epsilon_{\perp} \sim 2$ ,  $L = 10^{-2} \text{ см}$ , получим  $\alpha \sim 6 \cdot 10^{-6} |E|^2$ , и при мощности волны  $P \sim 3 \text{ кВт/см}^2$  нелинейное вращение плоскости поляризации "могеновского" пучка достигает значений  $\alpha(L) = \delta q L \sim 10^{-4} \text{ рад}$ . Очевидно, что эффект может быть сильно усилен приближением к резонансу. При этом  $\alpha(L)$  увеличивается  $\sim (q_0 - k)^{-2}$ .

Таким образом, ориентационная нелинейность может привести к гигантской нелинейной оптической активности жидких кристаллов. Для смектиков  $C$  она имеет величину  $0,1 \text{ град см} \cdot \text{Вт}^{-1}$  (для ячейки толщиной  $50 \text{ мкм}$ ) и на десять порядков превышает электронную НОА в  $\text{LiIO}_3$  [8].

Авторы благодарят Е.И.Каца и Ю.С.Чилингаряна за обсуждение рассмотренных вопросов.

Институт проблем механики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
22 мая 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] Л.М.Блинов. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М., изд. Наука, 1978.
- [7] Y. Galerne, J.L. Martinand, G. Durand, M. Veyssie. Phys. Rev. Lett., **29**, 562, 1972.
- [8] С.А.Ахманов, Б.В.Жданов, Н.И.Желудев, А.И.Ковригин, В.И.Кузнецов. Письма в ЖЭТФ, **29**, 294, 1979.