

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ НА НЕМАТИЧЕСКУЮ ФАЗУ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА ОЦБФ

А. С. Золотько, В. Ф. Китаева, Н. Кро

Н. Н. Соболев, Л. Чиллаг

Наблюдена чрезвычайно большая угловая расходимость ($30 \pm 40^\circ$) пучка аргонового лазера, вышедшего из кристалла ОЦБФ, помещенного в фокальную перетяжку, и сложная структура этого пучка. Результаты эксперимента объясняются переориентацией директора в электрическом поле световой волны.

В настоящей работе экспериментально исследовалось влияние поля световой волны аргонового лазера на ориентированную нематическую фазу жидкого кристалла ОЦБФ (октил-циано-бифенил). Излучение одночастотного аргонового лазера непрерывного действия (модель 170-03 "Спектра-физикс") на длине волны $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ мощностью до 120 мВт фокусировалось длиннофокусным объективом ($f = 210 \text{ мм}$) в кристалл ОЦБФ. Плоскость кюветы перпендикулярна плоскости, в которой находятся волновой вектор k и директор L . Поляризатор обеспечивал вертикальную поляризацию лазерного излучения, двойной ромб Френеля — поворот плоскости поляризации. Использовались образцы ОЦБФ толщиной 150 и 50 мкм. Они помещались в термостатируемую (с точностью $0,1^\circ$) кювету. Кристалл ОЦБФ находится в нематической фазе в интервале температур $33^\circ \leq t \leq 40^\circ\text{C}$. При $t \lesssim 33^\circ\text{C}$ он переходит в смектическую

фазу, при $t \geq 40^\circ\text{C}$ — в изотропную. Основная часть экспериментов в настоящей работе проведена при температуре $t \approx 37^\circ\text{C}$, близкой к температуре фазового перехода нематик-изотропная жидкость. Для проведения исследований при разных углах α между директором \mathbf{k} и волновым вектором \mathbf{L} кювета помещалась на столик, вращающийся вокруг вертикальной оси. За кюветой на расстоянии ~ 40 см от нее помещался матовый экран, с которого фотографировалась получаемая на нем картина. Кювета с ОЦБФ находилась в перетяжке лазерного пучка. Радиус, перетяжки оцененный по расходимости лазерного пучка в дальней зоне, в предположении гауссова распределения интенсивности в пучке по поперечной координате, составляет $5 \cdot 10^{-3}$ см. При этом напряженность поля в центре пучка составляла $(2,3 \cdot 8,8) \cdot 10^2$ В/см при мощности падающего излучения $8 + 120$ мВт. Параметры кристалла: $n_o = 1,53$; $n_e = 1,66$; $\epsilon_{11} = 14$; $\epsilon_{\perp} = 6$ ($t = 37^\circ\text{C}$) [1] $K_{11} = 4 \cdot 10^{-7}$ дин, $K_{33} = 7 \cdot 10^{-7}$ дин [2] ($t = 34^\circ\text{C}$).

Ниже излагаются полученные результаты.

1. При H -поляризации падающего на кристалл излучения (колебания вектора \mathbf{E} происходит в плоскости \mathbf{k} и \mathbf{L}) и постоянном угле α наблюдаемая картина зависит от мощности излучения P , т. е. интенсивности электрического поля. При малых мощностях пучок, прошедший через кристалл, однороден по поперечному сечению и расходимость его невелика, с увеличением мощности угловая расходимость пучка θ резко увеличивается и он приобретает сложную структуру: в плоскости экрана, перпендикулярной \mathbf{k} , появляются кольца. Их число растет с ростом мощности. При мощностях, больших некоторого значения, вполне определенного (порогового) для каждого из углов α , рост числа колец и, соответственно, угловой расходимости замедляется и зависимость угловой расходимости от мощности становится слабой (рис. 2).

2. При H -поляризации и постоянной мощности пучка P картина, наблюдаемая в плоскости экрана, зависит от угла α . С ростом угла α ($0 + 40^\circ$) она ведет себя так же, как с ростом мощности: сильно увеличивается угол расходимости θ и растет число колец (рис. 1).

Кольца имеют неправильную форму: их размер в направлении V , (перпендикулярном плоскости \mathbf{k} и \mathbf{L}) в зависимости от угла α и мощности P на $10 + 40\%$ больше, чем в направлении H .

3. Время, через которое после начала освещения появляются кольца T_3 ("время задержки*"), и время установления стационарной картины $T_{\text{СТ}}$ зависят от угла α и мощности P . Чем меньше α , тем больше T_3 и больше мощность P , при которой на экране появляются кольца, и тем меньше $T_{\text{СТ}}$. Порядок величины $T_3 = 10$ сек — (2+3) мин, $T_{\text{СТ}} = 2 + 30$ сек.

При $\alpha = 0$ кольцевая структура, близкая к началу области слабой зависимости расходимости, от мощности (рис. 2) возникает при $T_3 \sim 30 + 40$ сек практически скачком за 2 — 3 сек при $P \gtrsim 70 + 80$ мВт. В этом случае $T_{\text{СТ}} \sim 20$ сек.

4. При V -поляризации падающего на кристалл излучения и $\alpha \geq 10^\circ$ кольца не наблюдались даже при мощностях ~ 200 мВт (более высокие мощности не использовались из-за боязни разрушить кристалл). При $5 < \alpha < 10^\circ$ они появлялись при мощности ~ 200 мВт, но не были стабильны: они появлялись через $T_3 = 30 + 40$ сек и через 3 — 5 сек "схло-

пывались", снова появлялись; через 30 + 40 сек и через 3 — 5 сек снова "схлопывались" и т. д. При $\alpha = 0$, как и в случае H -поляризации, кольцевая структура, близкая к началу области слабой зависимости расходимости от мощности возникала практически скачком (за 2 + 3 сек) при мощностях $P \gg 70 + 80$ мВт. Кольца также имеют неправильную форму, но в этом случае они вытянуты в направлении H .

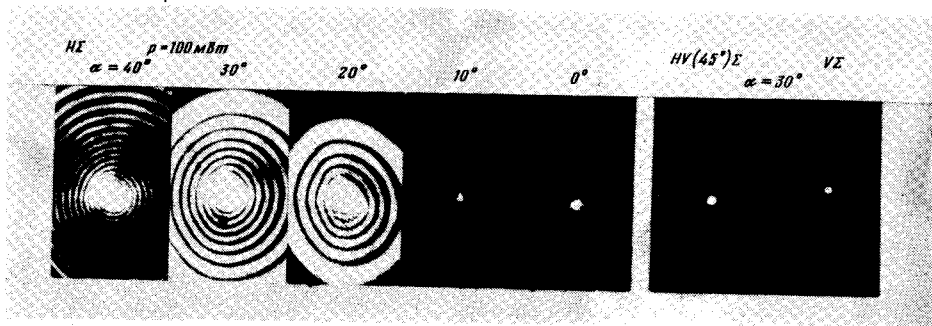


Рис. 1. Зависимость наблюдаемой картины от угла между направлениями L директора и волнового вектора k падающего излучения (в кристалле углы между k и L равны соответственно 0; 6,5; 13; 19; 24,5°)

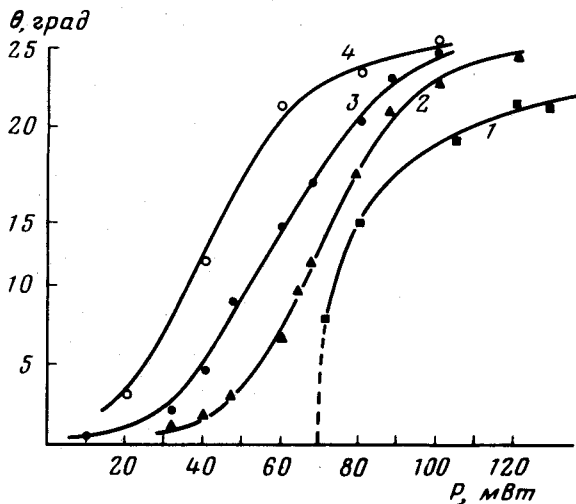


Рис.2. Зависимость угловой расходимости (по малому размеру колец) пучка, прошедшего кристалл, от мощности лазерного излучения: 1 — $\alpha = 0^\circ$, 2 — $\alpha = 10^\circ$, 3 — $\alpha = 20^\circ$, 4 — $\alpha = 30^\circ$

5. При вращении плоскости поляризации от H к V "вытянутость" колец следует за плоскостью поляризации.

6. Центральное пятно кольцевой картины также имеет сложную структуру. На рис. 3 показан характер этой структуры и ее зависимость от мощности для $\alpha = 0$, наблюдавшиеся при помещении кристалла между скрещенными поляризаторами. VH - и HV -картины полностью одинаковы при малых мощностях. При мощности 104 мВт VH -картина соответствует HV -картине, повернутой на 90° ; при поляризации падающего излучения составляющей угол 45° с V -поляризацией — HV -картине, повернутой на 45° .

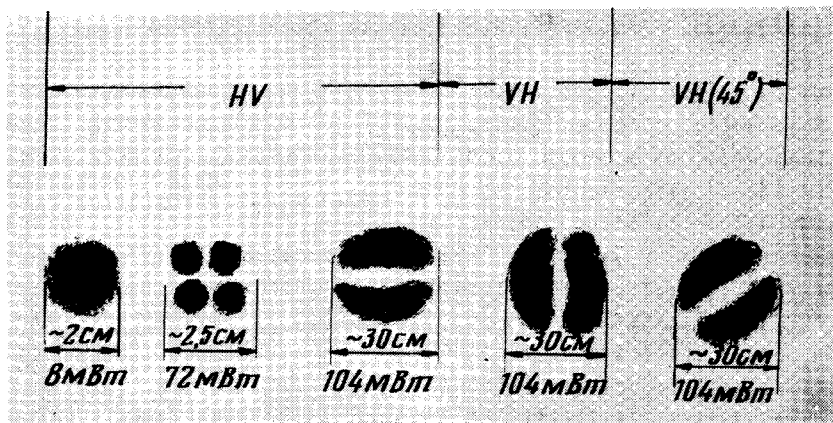


Рис. 3. Форма центрального пятна при помещении кристалла между скрещенными поляризаторами

7. В скрещенных поляризаторах кольца гасятся только вблизи центрального пятна, при углах расходимости $\theta < 5^\circ$. При углах расходимости $\theta > 15^\circ$ наблюдается лишь ослабление интенсивности колец. Это имеет место при любых поляризациях падающего излучения.

8. Обращает на себя внимание чрезвычайно большая угловая расходимость пучка, вышедшего из кристалла. Она при больших мощностях достигает $30 + 40^\circ$. Общее число колец при этом $25 + 35$.

9. Существенную роль играет температура образца. Кольцевая структура наблюдается только в нематической мезофазе и тем легче (ниже пороговая мощность и большее число колец при постоянной мощности) чем ближе температура образца к температуре фазового перехода нематик-изотропная жидкость. В смектической мезофазе и в изотропной жидкости кольцевая структура не наблюдалась во всем исследованном интервале мощностей лазерного излучения.

10. При круговой поляризации падающего на кристалл излучения кольцевая структура не наблюдалась. При мощности $P \sim 200$ мВт наблюдалось лишь небольшое увеличение угловой расходимости пучка.

Все результаты эксперимента настоящей работы, на наш взгляд, могут быть объяснены, аналогично переходу Фредерикса [3, 4], переориентацией директора в электрическом поле световой волны. Как известно, переходы Фредерикса наблюдаются в однородных и постоянных магнитных и электрических полях. Наш случай много сложнее, но основные черты эффекта Фредерикса четко проявляются.

Прежде всего — это наличие порогового значения поля E_0 ($\alpha = 0$) при $L \parallel k$, когда наблюдавшаяся картина возникла скачком при любой ориентации E в плоскости, перпендикулярной k (кривая 1 на рис. 2). Далее это пороговое поле зависит от толщины образца. В образце толщиной 50 мкм оно значительно больше, приблизительно в три раза). Время установления стационарной картины также соответствует временам переориентации директора во внешних полях [4]. Для углов между L

и k , меньших 90° , ориентационный эффект наблюдается при меньших полях.

В пользу ориентационного механизма в наших исследованиях говорят еще два факта: 1) вращение "втянутости" колец при вращении плоскости поляризации и 2) периодический характер картины при некоторых полях при малых углах α .

Что касается сложной структуры пучка и чрезвычайно большой его расходимости, то здесь можно сказать следующее. Переориентация директора приводит к изменению показателя преломления и в общем случае, к нелинейной зависимости его от поля E [5]. Неоднородность поля в поперечном сечении лазерного пучка — к радиальной зависимости показателя преломления в плоскости, перпендикулярной волновому вектору k . Общая картина зависит от упругих свойств кристалла и, в общем случае, не обязана быть радиально симметричной ($K_{11} \neq K_{22} \neq K_{33}$). Таким образом воздействие среды на проходящий пучок является весьма сложным, что и проявляется в наблюдаемой картине. Кольцевая структура связана, по-видимому, с нелинейными абберациями [5, 6], появляющимися вследствие переориентации директора, приводящей к изменению среды.

В настоящее время проводится теоретическое рассмотрение экспериментальных результатов данной работы.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 июня 1980 г.

Литература

- [1] D.A. Dunmur, M.R. Manterfield, W.H. Miller, J.K. Dunleavy. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **45**, 127, 1978.
- [2] I. Janossy, L. Bata. Study of elastic properties near a nematic-smectic transition, Preprint KFKI, Budapest, 1977.
- [3] П. де Жен. Физика жидких кристаллов. М., изд. Мир, 1977.
- [4] Л.М. Блинов. "Электро-и магнитооптика кристаллов". М., изд. Наука, 1978.
- [5] Б.Я. Зельдович, Н.Ф. Шилипецкий, А.В. Сухов, Н.В. Табирян. Письма в ЖЭТФ, **31**, 287, 1980.
- [6] С.А. Ахманов, А.П. Сухоруков, Р.В. Хохлов. УФН, **93**, 19, 1967.