

5. Stockmann M. I.— Phys. Lett. Ser. A, 1980, v. 76, p. 191.
6. Раутман С. Г., Штокман М. И.— Цит. в ⁴ сб.
7. Andreoni A., Sacchi C. A., Svelto O.— In: Chemical and Biochemical Applications of Lasers.— New York e. a.: Academic Press, 1979.
8. Hearst J. E.— Ann. Rev. Biophys. and Bioeng., 1981, v. 10, p. 69.
9. Бенимечкая Л. Э., Герасимова Л. М., Гриневан Н. И., Карпова Г. Г.— Мол. биология, 1978, т. 12, с. 988.
10. Козионов А. Л., Новожилов С. Ю., Солобоев В. Е., Штокман М. И.— Автометрия, 1981, № 6, с. 73.
11. Шурдов М. А., Шишаев А. В., Садовский А. П., Кищенко Г. П.— Цит. в ⁴ сб.; Биофизика, 1982.

[532.783 + 621.378.325](048)

В. Ф. Китаева, А. С. Золотко, Н. Н. Соболев. Самофокусировка лазерного излучения при переходе Фредерикса. В 1980 г. в ФИАНе в экспериментах с гомеотропно ориентированным жидким кристаллом ОЦБФ (октил-циано-бифенил) было открыто новое нелинейное явление¹.

При сравнительно небольших мощностях лазерного пучка (~ 100 мВт), прошедшего через кристалл (схема экспериментальной установки и геометрия экспери-

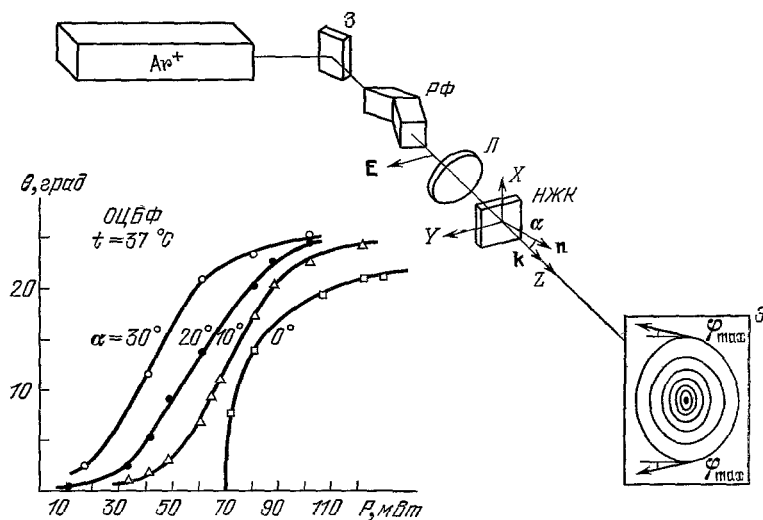


Рис. 1. Схема экспериментальной установки, геометрия эксперимента и зависимость угловой расходимости пучка, прошедшего через кристалл, от мощности лазерного излучения.

Ar⁺— ионный аргонный лазер, \mathcal{Z} — поворотное зеркало, РФ — двойной ромб Френеля, НЖК — жидкий кристалл, Э — экран. (\mathbf{k} — волновой вектор падающего излучения, \mathbf{n} — директор (направление ориентации молекул НЖК), α — угол между \mathbf{n} и \mathbf{k}).

мента показаны на рис. 1), наблюдалось огромное (~ 150 раз) увеличение расходимости пучка. Кроме того, прошедший пучок имел сложную структуру. На экране, расположенном перпендикулярно лазерному пучку, наблюдалась система колец (~ 30 —40), расстояние между которыми возрастало с увеличением их диаметра.

Уже первые эксперименты показали, что этому явлению присущи все основные черты эффекта переориентации молекул НЖК во внешних постоянных и низкочастотных полях²⁻⁴, открытого Фредериксом в 30-х годах при исследовании НЖК в постоянном магнитном поле и носящего его имя.

Было установлено^{1,5,6}, что характер наблюдавшейся картины колец зависит от мощности лазерного пучка P , т. е. величины электрического поля E , поляризации падающего света, от угла α между директором \mathbf{n} ориентированного кристалла и волновым вектором \mathbf{k} падающего излучения; температуры t и толщины L кристалла.

На рис. 1 представлены полученные для кристалла ОЦБФ зависимости расходимости пучка от мощности падающего излучения.

Что же, характерное для эффекта Фредерикса, нами наблюдалось?

Прежде всего — наличие порогового значения $E_{\text{пор}}$ ($P_{\text{пор}}$) при $\alpha = 0$ ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{k}$), когда картина возникала скачком через время задержки ($T_3 = f(P)$) при любой ориентации \mathbf{E} в плоскости, перпендикулярной \mathbf{k} . Далее. Это пороговое поле зависит от толщины образца. В образце толщиной 50 мкм оно, примерно, в $\sqrt{3}$ раза больше, чем в образце толщиной 150 мкм. При угле α между \mathbf{n} и \mathbf{k} , отличным от нуля, и в случае, когда поляризация падающего света такова, что вектор \mathbf{E} лежит в одной плоскости с \mathbf{n} и \mathbf{k} , порог отсутствует, и ориентационный эффект наблюдается при значительно меньших полях. При больших полях происходит насыщение расходимости пучка θ и числа колец N , т. е. ориентационный эффект насыщается.

Характерными для перехода Фредерикса оказались значения поля световой волны ($E \sim 10^2 - 10^3$ В/см) и времена T_3 (от нескольких секунд до десятков минут в зависимости от мощности P), т. е. в световом поле наблюдались те же основные закономерности в поведении НЖК, что и в постоянных внешних полях.

Посмотрим теперь, почему уширяется пучок и откуда берутся кольца?

Очевидно, что не только световой пучок воздействует на кристалл, но и кристалл воздействует на световой пучок, поскольку переориентация молекул меняет оптические свойства НЖК (показатель преломления необыкновенной волны), являющегося одноосным кристаллом. А в результате изменения оптических свойств вещества в световом пучке могут развиваться эффекты самовоздействия^{7,8,9}. С этим и связано наблюдавшееся нами огромное увеличение расходимости лазерного пучка и появление абберрационной картины.

Развитая под влиянием полученных экспериментальных результатов абберрационная теория самофокусировки световых пучков в гомеотропно ориентированных НЖК^{10,11} позволила получить конкретные выражения для основных параметров нелинейных абберраций — общей нелинейной расходимости пучка и числа абберрационных колец в зависимости от напряженности электрического поля световой волны на оси пучка при нормальном падении его на кристалл. Сравнение их с экспериментом показало, что теоретические кривые правильно передают характер зависимости числа абберрационных колец и расходимости от мощности лазерного пучка^{*}).

Дальнейшие исследования показали^{6,12,13}, что абберрационная картина несет много полезной информации и, в частности, информацию о знаке самовоздействия.

Было замечено, что интенсивность центрального пятна абберрационной картины меняется в процессе ее образования и характер этих изменений зависит от положения кристалла относительно перетяжки лазерного пучка (создаваемой линзой L , см. рис. 1). Последнее обстоятельство позволило определить знак самовоздействия и показать экспериментально, что изменение показателя преломления необыкновенной волны при переориентации молекул НЖК в поле световой волны приводит к самофокусировке лазерного пучка¹³.

Далее. В центре абберрационной картины интерферируют лучи, отклоняющиеся при самофокусировке на малые углы. Такие лучи находятся на оси пучка и на его периферии. Разность фаз между этими лучами меняется во времени, так как процесс переориентации молекул не происходит мгновенно. И в те моменты времени, когда она кратна 2π , интенсивность максимальна. Отсюда ясно, что изучение временной зависимости интенсивности в центре абберрационной картины является хорошим методом исследования динамики переориентации молекул НЖК.

Еще одним интересным явлением, сопровождающим абберрационную самофокусировку, является вращение плоскости поляризации. Поляризация лучей, прошедших через кристалл, отличается от поляризации падающего излучения⁶. Было установлено, что при линейно поляризованном падающем излучении она при $0 \leq \alpha \leq 20^\circ$ становится эллиптически поляризованной, а при $\alpha \geq 20^\circ$ остается линейно поляризованной, но плоскость поляризации поворачивается. Угол поворота ϕ зависит от угла α , угла θ — нелинейной расходимости пучка и угла Ψ , отсчитываемого в плоскости перпендикулярного сечения пучка от плоскости поляризации падающего излучения. От этих же углов зависит и направление большой полуоси эллипса (случай $0 \leq \alpha \leq 20^\circ$). Причина поворота плоскости поляризации (большой полуоси эллипса) связана с искривлением лучей при самофокусировке. Рис. 2 качественно поясняет, как это происходит. Это простое рассмотрение позволяет рассчитать зависимость угла ϕ от θ . Результаты расчета находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом¹³.

Нельзя не остановиться еще на одной особенности наблюдавшейся абберрационной картины.

Уже в¹ было отмечено, что абберрационные кольца имеют овальную форму. Они вытянуты в направлении, перпендикулярном направлению поляризации падающего

^{*}) Эффект самофокусировки при искажении поля директора электрическим полем световой волны в планарных образцах НЖК при малых углах поворота директора (увеличение расходимости лазерного пучка ~ 2 раз) теоретически и экспериментально рассмотрен в работе⁹.

излучения, и эта вытянутость составляет 10—40% в зависимости от угла α и мощности лазерного пучка P . Оценки вытянутости колец, проведенные в предположении гауссовой формы светового пучка вариационным методом¹³, показали, что она обусловлена тем, что константа Франка K_2 для исследованных кристаллов меньше констант K_1 и K_3 , т. е. в аберрационной картине отражаются свойства самого жидкого кристалла.

Подведем итоги.

Световое поле вызывает переориентацию молекул НЖК и в гомеотропно ориентированных образцах при нормальном падении на них светового пучка наблюдаются

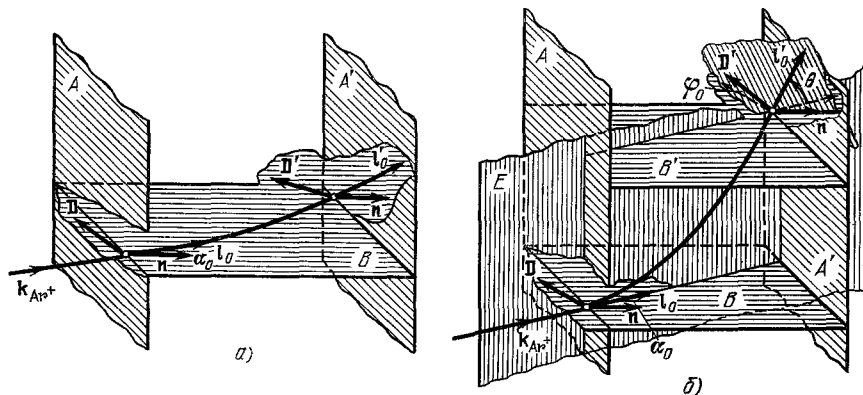


Рис. 2. Изменение поляризации лучей, отклоняющихся в горизонтальной (B) плоскости (a) и в вертикальной (E) плоскости (б) (вращение плоскости поляризации).

AA' — стенки кюветы НЖК; BB' — горизонтальные плоскости; n — директор; I — единичный вектор, касательный к лучу; I₀ — у входной, I'₀ — у выходной стенок кюветы (внутри кристалла); D, D' — векторы электрической индукции (у входной стенки кюветы для обоих рассматриваемых лучей — отклоняющегося в горизонтальной плоскости B и отклоняющегося в вертикальной плоскости E), D лежит в плоскости B; у выходной стенки D' для луча, отклоняющегося в B, также лежит в B, а для луча, отклоняющегося в E, D' — лежит в плоскости C, θ — угол отклонения луча от оси пучка, α_0 — угол между k и n (в кристалле), φ_0 — угол поворота плоскости поляризации в кристалле.

те же закономерности, что и в постоянных и квазипостоянных внешних полях. Однако, естественно, полной аналогии здесь нет. Прежде всего отличаются пороговые значения $E_{\text{пор}}$. В световом пучке они больше^{14,15}.

Созданное пучком новое распределение молекул НЖК вызывает аберрационную самофокусировку, которая, как теперь уже ясно, является новым и очень важным инструментом исследования жидких кристаллов. Она позволяет изучать как само явление (динамику переориентации, релаксационные процессы), так и свойства НЖК — упругие свойства (по порогу перехода¹⁵ и характеру аберрационных колец), вязкость, переориентацию молекул на стенках (из вращения плоскости поляризации) и т. д.

Таким образом, было открыто новое нелинейное явление и обнаружен метод исследования как самого явления, так и свойств нематических жидких кристаллов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Золотко А. С., Китаева В. Ф., Кроо Н., Соболев Н. Н., Чиллаг Л. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 170.
2. Фредерикс В., Золина Н. — ЖРФХО. Сер. физ., 1930, т. 62, с. 457.
3. Де Жен И. Физика жидких кристаллов. — М.: Наука, 1978.
4. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. — М.: Наука, 1978.
5. Золотко А. С., Китаева В. Ф., Кроо Н., Соболев Н. Н., Чиллаг Л. — Кр. сообщ. (ФИАН СССР), 1980, т. 12, с. 39.
6. Золотко А. С., Китаева В. Ф., Кроо Н., Соболев Н. Н., Чиллаг Л. — Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 263.
7. Аскаръян Г. А. — ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 1568.
8. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. — УФН, 1967, т. 93, с. 17.
9. Зельдович Б. Я., Пилинецкий Н. Ф., Сухов А. В., Таби-
рян Н. В. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 287.

10. Золотько А. С., Китаева В. Ф., Соболев Н. Н., Сухоруков А. П.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 933.
11. Золотько А. С., Китаева В. Ф., Преображенский Н. Г., Трашкеев С. И.— Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1982, т. 14, № 2.
12. Золотько А. С., Китаева В. Ф., Кроо Н., Соболев Н. Н., Сухоруков А. П., Чиллаг Л.— В кн.: Труды 7-й Вавиловской конференции по нелинейной оптике. Новосибирск, 1981.
13. Золотько А. С., Китаева В. Ф., Кроо Н., Соболев Н. Н., Сухоруков А. П., Чиллаг Л.— ЖЭТФ, 1982, т.83, вып.4.
14. Зельдович Б. Я., Табирян Н. В., Чилингарян Ю. С.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 11.
15. Csillag L., Janossy J., Kitaeva V. F., Kroo N., Sobolev N. N.— Preprint KFKJ-71-1981.— Budapest, 1981.