

ЭФФЕКТ ИЗБИРАТЕЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА НЕМАТИЧЕСКИМ ОРИЕНТИРОВАННЫМ ЖИДКИМ КРИСТАЛЛОМ

А.Ю. Вальков, Л.А. Зубков, А.П. Ковшик, В.П. Романов

Обнаружено существенное различие в распространении обыкновенного и необыкновенного лучей в толстых ориентированных образцах нематических жидких кристаллов. В частности, луч с поляризацией необыкновенной волны переходит из когерентного в диффузный с малым расширением пучка и сохранением поляризации. Предлагается теоретическое объяснение наблюдаемой картины.

Характерной особенностью нематических жидких кристаллов НЖК является существование сильно развитых флуктуаций директора. Интенсивность рассеяния света на этих флуктуациях пропорциональна $(k_n - k_p)^{-2}$, где k_n и k_p – волновые вектора падающего и рассеянного света. Поэтому интеграл по всем углам рассеяния, который согласно оптической теореме определяет коэффициент экстинкции σ , логарифмически расходится при $k_p \rightarrow k_n$. Так как по оптическим свойствам НЖК – одноосные кристаллы, то в них могут распространяться лучи двух типов – обыкновенные (o) и необыкновенные (e). Заметим, что вклад в σ от рассеянной волны с типом поляризации противоположным типу падающей конечен, поскольку при этом для рассеяния вперед $|k_n - k_p| = |k_n - k_p| \neq 0$. Используя выражение для корреляционной функции флуктуаций директора k^{-1} и функции Грина электромагнитного поля в анизотропной среде³, можно показать, что когда падающая и рассеянная волны – обыкновенные, то интенсивность рассеяния в любом направлении равна нулю (ср. ⁴). Поэтому для падающего обыкновенного луча интеграл сходится, и мы получаем

$$\sigma^{(o)}(\varphi) = \sigma_0 f = \pi k_B T \epsilon_a^2 f / \lambda^2 K_{33} \sqrt{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp}}, \quad (1)$$

где $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$, ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} – диэлектрические проницаемости вдоль и поперек директора n , $f = f(\varphi, t_1, t_2, \epsilon_a / \epsilon_{\perp})$ – угловой множитель ($f \sim 1 \div 2$); $t_1 = K_{11}/K_{33}$, $t_2 = K_{22}/K_{33}$, K_{ii} – модули Франка, λ – длина волны света в вакууме, φ – угол между k_n и n . Угловая зависимость $\sigma^{(o)}(\varphi)$ приведена на рис. 1. Для случая, когда падающий и рассеянный лучи – необыкновенные, и φ отличен от 0 и 90° , расходимость сохраняется¹⁾. Однако коэффициент экстинкции будет конечен и в этом случае хотя бы потому, что величина радиуса корреляций флуктуаций директора ограничена размерами образца L , и при вычислении σ интеграл необходимо обрезать на углах порядка угла дифракции $\theta_{min} \sim \lambda/L$. Если же длина экстинкции $\sigma^{-1} < L$, то обрезающим параметром в интеграле может стать сама длина экстинкции. Для вычисления σ в этом случае необходимо применять более общую форму оптической теоремы с учетом затухания в функции Грина⁵. В однопетлевом приближении для мнимой части ядра поляризационного оператора оба подхода дают сходные выражения при разложении по малому параметру $\delta = (2k_n l)^{-1}$, где l – обрезающий параметр ($L/2\pi$ или σ^{-1}). В низшем порядке по δ получим

$$\sigma^{(e)}(\varphi) = \frac{\sigma_0 (\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp})^{3/2} \sin^2 2\varphi}{2(\epsilon_{\parallel} \cos^2 \varphi + \epsilon_{\perp} \sin^2 \varphi)^2} \frac{t_1}{F_1} \frac{F_1 + F_2}{t_1 F_2 + t_2 F_1} \ln \delta^{-1}, \quad (2)$$

где $F_i = (t_i^2 \epsilon_{\parallel}^2 \cos^2 \varphi + t_i \epsilon_{\perp}^2 \sin^2 \varphi)^{1/2}$. Расчет по формуле (2) для $l^{-1} = \sigma^{(e)}$ с учетом поправок следующих порядков по δ приведен на рис. 1. Видно, что $\sigma^{(e)}$ имеет резкую угловую зависимость и примерно на порядок превосходит $\sigma^{(o)}$.

¹⁾При $\varphi = 0,90^\circ$ полное сечение рассеяния конечно. Отметим, что величины $\sigma^{(e)}(0) = \sigma^{(o)}(0)$, $\sigma^{(e)}(90^\circ)$, а также $\sigma^{(o)}(90^\circ)$, вычислялись в³.

Чрезвычайно вытянутая индикатриса рассеяния для необыкновенных падающего и рассеянного лучей должна приводить в достаточно толстых образцах с $L^{-1} < \sigma^{(e)}$, к специальному эффекту. За счет многократных перерассеяний вперед когерентный лазерный луч должен трансформироваться в диффузный с относительно малым расширением пучка без существенного изменения полной интенсивности.

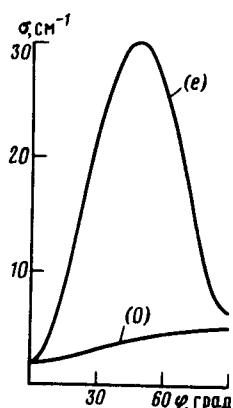


Рис. 1. Коэффициенты экстинкции обыкновенного (0) и необыкновенного (e) лучей в НЖК H-106 ($\epsilon_{\parallel} = 2,644$, $\epsilon_{\perp} = 2,2$, $t_1 = 0,863$, $t_2 = 0,273$, $K_{33} = 1,1 \cdot 10^{-6}$ дин, $T = 23^\circ\text{C}$)

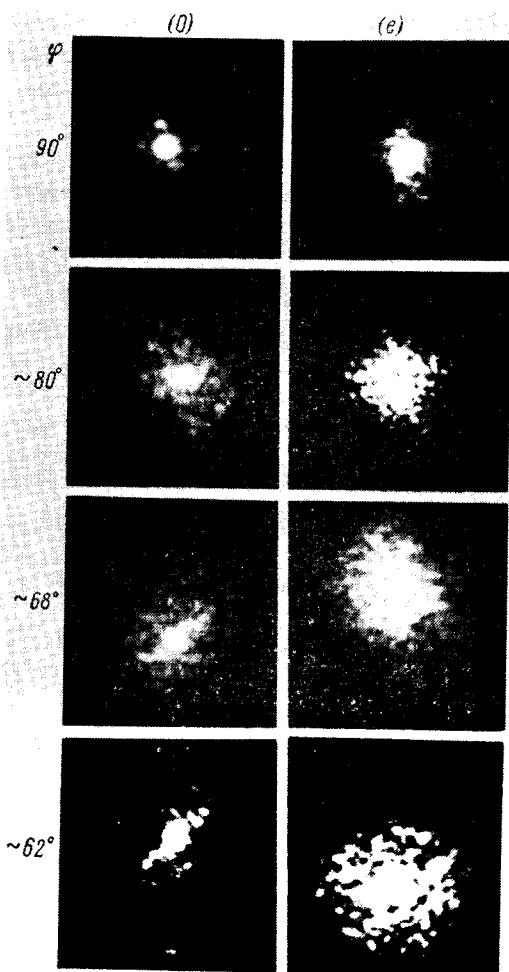


Рис. 2

Для проверки справедливости приведенной картины распространения света в НЖК была изготовлена ячейка с жидким кристаллом H-106 толщиной около 2 мм и длиной 3 см. Вектор директора был направлен параллельно поверхности стекол (планарная ориентация). Качество моноокристалла контролировалось с помощью поляризационного микроскопа и при появлении дисклинаций образец помещался в магнитное поле напряженностью $\sim 3 \cdot 10^3$ Э до их полного исчезновения ($\sim 3 - 5$ мин). Луч света от He-Ne-лазера ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) пропускался через кювету под различными углами к оси директора, причем поляризация падающего света соответствовала либо (0)-либо (e)-поляризации. Свет, прошедший через кристалл, попадал на экран и фотографировался.

Как видно из фотографий, приведенных на рис. 2, а, для обыкновенного луча картина практически не зависит от угла φ . В центре наблюдалось яркое пятно с поляризацией (0), окруженнное слабым мерцающим фоном, с поляризацией (e). Такой результат вполне понятен, поскольку обыкновенный луч имеет сравнительно небольшую экстинкцию и рассеянный свет поляризации (0) отсутствует.

Для необыкновенного луча картина имела совершенно другой характер (рис. 2, б). Здесь наблюдалось размытое центральное пятно с поляризацией (*e*), угловой размер которого возрастал до 1° при изменении угла φ от 90° до 60° (пределный угол преломления в нашем случае равен 52°). Пятно состояло из областей с различной яркостью, структура которых медленно менялась со временем. Мерцающий фон, окружавший пятно, имел (*o*)- и (*e*)-поляризации.

Эти факты подтверждают представление о перекачке энергии узкого лазерного луча в более широкий диффузный за счет рассеяния на длинноволновых флуктуациях директора. Увеличение размера пятна объясняется ростом числа кратностей рассеяния в диффузном луче по мере роста $\sigma^{(e)}$. Слабый фон соответствует свету, рассеянному на большие углы, который при необыкновенном падающем луче должен иметь оба типа поляризаций. Мерцание фона определяется кинетикой флуктуаций директора при рассеянии на углы $\lesssim 3^\circ$, а замедленным изменением в центральном пятне отвечает рассеяние на очень малые углы.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить И.Л.Фабелинского за обсуждение работы.

Литература

1. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977.
2. Ландау Л.Д., Либшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
3. Langevin D., Bouchiat M., J. Phys. (Fr), 1975, **36**, 197.
4. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982.
5. Немов Н.А. Оптика и спектроскопия, 1978, **45**, 617.

Ленинградский
государственный университет
им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
24 июля 1984 г.