

ИЗМЕРЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

*С.Р.Нерсисян, В.О.Оганесян,
В.Б.Пахалов, Н.В.Табириян, Ю.С.Чилингарян*

Экспериментально определен коэффициент анизотропии поверхностного натяжения нематического жидкого кристалла МББА σ_a . Величина σ_a , которая измеряется впервые, оказалась равной $\sigma_a \approx 10^{-5}$ эрг/см².

1. На свободной поверхности нематического жидкого кристалла (НЖК) имеется ось легкого ориентирования директора ¹. Она обусловлена взаимодействием молекул поверхностного слоя НЖК с соприкасающейся с ней средой. В случае, когда эта среда является изотропной, например, воздух, ориентирующее действие свободной поверхности описывается зави-

сящей от ориентации частью поверхностной свободной энергии ^{2,3}

$$\Lambda(\text{эрг/см}^2) = \frac{1}{2} \sigma_a (\mathbf{n} \mathbf{e}_z)^2. \quad (1)$$

В выражении (1) введены обозначения: σ_a — анизотропия поверхностного натяжения, \mathbf{e}_z — единичный вектор нормали к свободной поверхности ¹⁾.

В работе ³ показана возможность измерения величины σ_a с помощью самофокусировки света в НЖК, обусловленной ориентационным механизмом. В настоящей работе σ_a определяется исследованием светоиндуцированного перехода Фредерикса (СПФ) в слое НЖК с двумя свободными, т. е. соприкасающимися с воздухом, поверхностями. Впервые взаимодействие лазерного излучения с такими слоями исследовалось в работе ⁴.

2. Как известно ¹ для нематика МББА $\sigma_a < 0$, т. е. поверхности стремятся ориентировать директор гомеотропно. Однако, в относительно толстых слоях $L \sim 100$ мкм хорошую ориентацию удастся получить лишь приложением перпендикулярно к слою внешнего однородного магнитного поля с напряженностью $|\mathbf{H}| \sim 1$ кГс. Пусть на такой слой НЖК, заполняющий пространство $0 \leq z \leq L$, нормально падает линейно поляризованная световая волна

$$\mathbf{E}_{\text{вещ}} = 0,5 \{ \mathbf{E} \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r}) + \mathbf{E}^* \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}) \}.$$

При превышении плотности мощности волны некоторого порогового значения $P_{\text{кр}}$ происходит переориентация директора $\delta \mathbf{n} = \mathbf{n} - \mathbf{n}^0$ — переход Фредерикса, теория которого для слоя с жесткой ориентацией директора на поверхностях подложек разработана в работе ⁵. В рассматриваемом нами случае вариационные уравнения движения для возмущений директора $\delta \mathbf{n}$ имеют вид

$$K_{33} \frac{\partial^2 \delta n}{\partial z^2} + \left(\frac{\epsilon_a \epsilon_{\perp}}{8\pi \epsilon_{\parallel}} |\mathbf{E}|^2 - \chi_a H^2 \right) \delta \mathbf{n} = \eta \frac{\partial \delta \mathbf{n}}{\partial t}, \quad (2a)$$

$$\left[K_{33} \frac{\partial \delta \mathbf{n}}{\partial z} + |\sigma_a| \delta \mathbf{n} \right]_{z=L} = 0, \quad (2b)$$

$$\left[K_{33} \frac{\partial \delta \mathbf{n}}{\partial z} + |\sigma_a| \delta \mathbf{n} \right]_{z=0} = 0, \quad (2в)$$

где K_{33} — константа Франка, $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ — анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК на световых частотах, χ_a — диамагнитная анизотропия, η (пуаз) — константа релаксации.

Выделив в $\delta \mathbf{n}$ зависящую от времени часть $\delta \mathbf{n}(z, t) = \delta \mathbf{n}(z) \exp(\Gamma t)$, запишем решение уравнения (2a) в виде

$$\delta \mathbf{n}(z) = c_1 \sin \kappa z + c_2 \cos \kappa z, \quad (3)$$

где c_1, c_2 — константы

$$\kappa^2 = \frac{1}{K_{33}} \left(\frac{\epsilon_a \epsilon_{\perp}}{8\pi \epsilon_{\parallel}} |\mathbf{E}|^2 - \chi_a H^2 - \eta \Gamma \right). \quad (4)$$

¹⁾ На самом деле полученное в ¹ выражение для поверхностной свободной энергии имеет более сложный вид, связанный с поперечными градиентами поля директора. В настоящей работе мы их не будем учитывать в связи с предполагаемой плавностью распределения интенсивности в световом пучке действующего на слой НЖК.

Возмущения директора экспоненциально нарастают во времени, если $\Gamma > 0$. Как следует из (4), это имеет место при

$$P_{\text{кр}} = \frac{c\sqrt{\epsilon_{\perp}}}{8\pi} |E|_{\text{кр}}^2 = A(B\kappa^2 + H^2), \quad (5)$$

где

$$A = c\epsilon_{\parallel} \chi_a / \epsilon_a \sqrt{\epsilon_{\perp}}, \quad B = K_{33} / \chi_a.$$

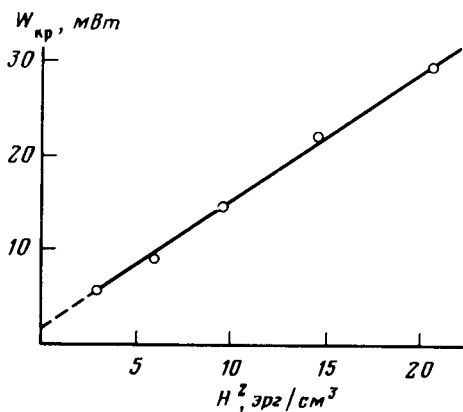
Величины c_1 , c_2 и κ^2 определяются подстановкой (3) в уравнение (2б), (2в) с учетом условия существования нетривиального решения для δn .

$$\text{tg } \kappa L = 2\xi \frac{\kappa L}{(\kappa L)^2 - \xi^2}, \quad (6)$$

$$c_2/c_1 = \kappa L / \xi, \quad \xi = L(|\sigma_a| / K_{33}). \quad (7)$$

3. В эксперименте использовался непрерывный аргоновый лазер типа ПЛА = 120 ($\lambda = 0,51$ мкм) с поперечной одной модой шириной 1,5 мм. Сфокусированное линзой с фокусным расстоянием 50 см излучение падает нормально на слой МББА с двумя свободными поверхностями, находящийся в статическом магнитном поле. Магнитное поле, напряженность которого менялась до 5 кГс, необходимо для создания однородной ориентации директора в объеме слоя. Нами использовались слои диаметром 1,5 или 3 мм и толщиной 200 мкм с гомеотропной ориентацией. Переориентация директора под действием светового поля приводит к возникновению в дальней зоне абберационных колец, регистрируемых визуально на экране.

Зависимость пороговой мощности $W_{\text{кр}}$ от H^2 приведена на рисунке. В хорошем согласии с теорией эта зависимость оказывается линейной. Экстраполируя эту линию до пересечения с осью ординат можно определить значение $AB\kappa^2$. Наклон линии дает значение A . Коэффициент $B = K_{33} / \chi_a$ определяется по порогу перехода Фредерикса в статическом магнитном поле в ячейке с жесткими граничными условиями и с гомеотропной ориентацией НЖК⁶. Для использованного нами ЖК МББА B оказалась равной 8,4 дин. Необходимость независимых измерений всех входящих в теорию параметров связана с некоторым разбросом их значений имеющих в литературе^{6, 7}.



Зависимость пороговой мощности СПФ от квадрата напряженности магнитного поля

По известным значениям A , B , $AB\kappa^2$ определяется величина κ^2 и, по уравнению (6), величина ξ , $\xi \approx 0,21$. Поскольку толщина слоя $L = 200$ мкм, отношение $|\sigma_a| / K_{33}$ оказывается равным $|\sigma_a| / K_{33} \approx 10,5 \text{ см}^{-1}$. Принимая значение константы $K_{33}^3 \approx 7,5 \cdot 10^{-7}$ дин⁶ получим $\sigma_a \approx -0,8 \cdot 10^{-5}$ эрг/см². Отметим еще раз, что полученное значение σ_a относится к поверхности НЖК, соприкасающейся с воздухом.

Точность метода ограничивается, в основном, тепловыми эффектами, конечностью поперечных размеров слоя НЖК и светового пучка, а также связана с самой точностью измерения порога СПФ⁸. Кроме того, необходимо указать, что величина σ_0 пересчитывается по заданному значению константы Франка. В нашем эксперименте σ_0 измерялось с точностью в 20%.

Авторы глубоко благодарят Б.Я.Зельдовича за стимулирующие и ценные обсуждения.

Литература

1. Mada H. Mol. Cryst. Liquid Cryst., 1979, 51, 43.
2. Mada H. Mol. Cryst. Liquid Cryst., 1979, 53, 127.
3. Зельдович Б.Я., Табирян Н.В. ЖЭТФ, 1980, 79, 2388.
4. Нерсисян С.Р., Пахалов В.Б., Табирян Н.В., Чилингарян Ю.С. Тезисы докладов IV международной конференции социалистических стран по жидким кристаллам, том I, стр. 435, г. Тбилиси, 1981.
5. Зельдович Б.Я., Табирян Н.В., Чилингарян Ю.С. ЖЭТФ, 1981, 81, 72.
6. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978.
7. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977.
8. Гарибян О.В., Табирян Н.В. О некоторых вопросах светоиндуцированного перехода Фредерикса. В кн. „Тезисы докладов XI Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике“. г. Ереван, 1982 г. (в печати).

Ереванский
государственный университет

Поступила в редакцию
22 июня 1982 г.
После переработки
10 сентября 1982 г.