

ПРЕДПЕРЕХОДНЫЕ АНОМАЛИИ ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Е.И.Демихов, В.К.Долганов, В.М.Филев

Обнаружено, что флуктуационный вклад в величину вращения в смектике A имеет обратный знак по отношению к вращению в смектической C^* и изотропной фазах. Дано теоретическое объяснение обнаруженной аномалии.

Ближний ориентационный порядок в изотропной фазе ЖК приводит к ряду экспериментально наблюдаемых предпереходных явлений. Предпереходным эффектом, выявляющим характер флуктуационных областей скоррелированного расположения молекул в изотропной фазе холестерического ЖК, является предпереходное вращение плоскости поляризации света (ПВ) экспериментально обнаруженное в ¹. Теория эффекта развивалась в ряде работ ²⁻⁶ и доведена до количественного согласия с экспериментом в ⁶. В настоящей работе обнаружены и объяснены предпереходные эффекты в качественно отличном от холестерика хиральном смектическом C^* ЖК.

Измерения ПВ проведены в изотропной и смектической A -фазах ЖК n -децилоксбензилден- n' -амино-2-метилбутилциннамата (ДОБАМБЦ) и 4/2-метилбутоксифенилового эфира 4-децилоксбензойной кислоты (МБОФЭДОБК) на длинах волн $\lambda = 633$ нм и $\lambda = 422$ нм. В A -фазе измерения проведены в гомеотропной ориентации для устранения двулучепреломления. Температурная зависимость ПВ в изотропной фазе ДОБАМБЦ показана на рис.1. Собственное молекулярное вращение измерено в растворе бензола, равно 0,75 угловых минут и того же знака, что и ПВ в изотропной фазе.

В холестерическом ЖК предпереходный эффект связывается с возникновением в изотропной фазе областей скоррелированного расположения молекул с хиральным ориентационным упорядочением, отражающим спиральную структуру упорядоченной холестерической фазы. В нашем случае молекулы также хиральны, но переход из изотропной фазы осуществляется в A -фазу, где отсутствует спиральная закрутка. Тем не менее, флуктуационный вклад во вращение плоскости поляризации определяется по-прежнему ориентационным упорядочением анизотропных молекул на корреляционной длине ξ_l , которое можно описывать (в первом порядке по флуктуациям) используя выражения, аналогичные возникающим в теории Ландау для фазового перехода изотропная жидкость – холестерик. В этом приближении мы опускаем влияние смектических флуктуаций как эффект вторичный по флуктуациям пара-

метров порядка, тогда ПВ равно (ϕ_0 – собственное молекулярное вращение) :

$$\phi = \phi_0 + B T \xi_I, \quad \xi_I = \xi_0 (T^*/T - T^*)^\alpha, \quad (1)$$

T^* – температура абсолютной неустойчивости изотропной фазы относительно перехода в холестерик.

Методом наименьших квадратов по экспериментальным данным в интервале $T - T_{IA} = 10^\circ$ от температуры перехода (рис.1) определены $T^* = 388,4^\circ \text{K}$, $B \xi_0 (T^*)^\alpha = 2,3 \cdot 10^{-5} \text{K}^{\alpha-1} \cdot \text{рад}$, $\alpha = 0,54 \pm 0,06$ (соответствующая кривая приведена на рис.1.). Критический показатель практически не отличается от значения $\alpha = 0,5$, соответствующего теории самосогласованного поля⁷, что согласуется с принятым выше приближением.

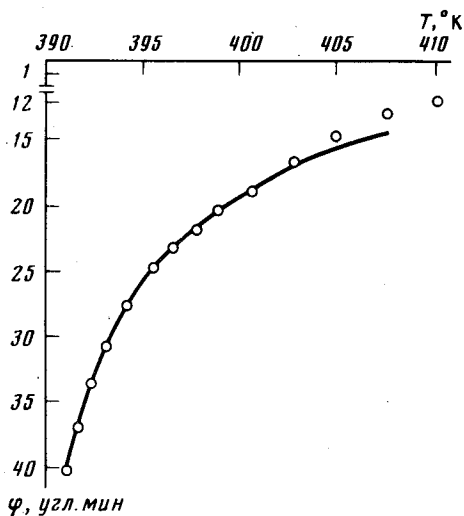


Рис.1

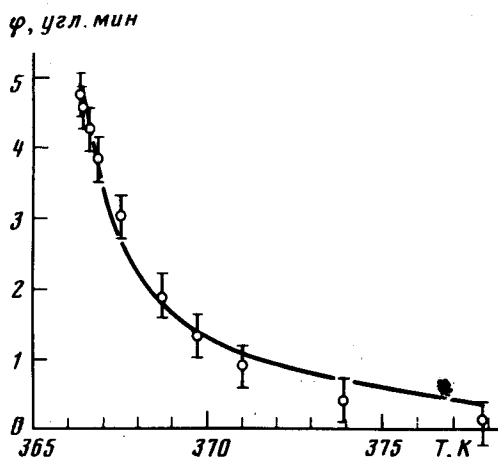


Рис.2

Рис.1. ПВ в изотропной фазе ЖК ДОБАМБЦ ($\lambda = 633 \text{ нм}$) толщина образца $d = 1 \text{ мм}$

Рис.2. ПВ в смектической фазе ЖК ДОБАМБЦ ($\lambda = 442 \text{ нм}$). Кривая соответствует критической экспоненте $\alpha = 0,56$; $d = 0,1 \text{ мм}$

На рис. 2 показана температурная зависимость ПВ в А-фазе ДОБАМБЦ. Резкое изменение ϕ при приближении к температуре перехода в C^* -фазу ($T_{AC} = 365,8^\circ \text{K}$) указывает на предпереходный характер эффекта. Критический показатель $\alpha = 0,56 \pm 0,08$. Качественное отличие наблюдаемого предпереходного эффекта от флуктуационного вращения в изотропных фазах холестерического и сегнетоэлектрического ЖК состоит в том, что ПВ в А-фазе имеет обратный знак по отношению к ПВ в изотропной фазе. Аномальный знак предпереходного эффекта в А-фазе наблюдается и в ЖК МВОФЭДОБК с противоположным по сравнению с ДОБАМБЦ направлением закрутки спирали в C^* -фазе.

Для объяснения подобного поведения ПВ в смектике А воспользуемся разложением Ландау функционала свободной энергии для перехода смектик А – смектик C^* :

$$(F - F_0)/T = (1/2) \int dr \{ a \beta_a^2 + b_c (\partial_a \beta_\gamma)^2 + 2b_c q_c e_{a\gamma\mu} \beta_\gamma \partial_\mu \beta_a + \lambda \beta_a^2 \beta_\gamma^2 \}, \quad (2)$$

где $\vec{\beta} = (\beta_1, \beta_2, 0)$ – параметр порядка фазового перехода, определяющий положение оси ориентационного упорядочения молекул относительно нормали $\mathbf{n} = (0,0,1)$ к смектическим плоскостям.

Как и в случае изотропной фазы, ПВ определяется флуктуациями анизотропии тензора электрической проницаемости среды и связано с появлением в тензоре электрической проницаемости $\epsilon_{a\gamma}(\mathbf{k})$ после усреднения по флуктуациям члена, инвариантного относительно

но замены $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ ^{4,5}:

$$\epsilon_{a\gamma}(\mathbf{k}) - \epsilon_{a\gamma}(-\mathbf{k}) = \frac{k_0^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} D_{\beta\delta}(\mathbf{q}+\mathbf{k}) [G_{a\beta}^{\gamma\delta}(\mathbf{q}) - G_{a\beta}^{\gamma\delta}(-\mathbf{q})]. \quad (3)$$

В *A*-фазе имеем флуктуации:

$$Q_{a\gamma}(\mathbf{q}) = \Delta\epsilon [\beta_a(\mathbf{q})n_\gamma + n_a\beta_\gamma(\mathbf{q})], \quad (\beta_a^2 \ll 1), \quad (4)$$

где $\Delta\epsilon$ — анизотропия диэлектрической проницаемости.

Для упрощения вычислений мы пренебрегаем в главном порядке по $\Delta\epsilon$ диэлектрической анизотропией смектика *A* без флуктуаций ($\epsilon_{a\beta} = \epsilon_0 \delta_{a\beta}$). Тогда вклад флуктуаций (3) отличается в изотропной и *A*-фазах лишь структурой ориентационных флуктуаций $Q_{a\gamma}(\mathbf{q})$. Вычислим выражение (3) для смектика *A*, используя (2), (4) при распространении света в направлении $\mathbf{k} \parallel \mathbf{n}$:

$$\epsilon_{a\gamma}(\mathbf{k}) - \epsilon_{a\gamma}(-\mathbf{k}) = -\frac{2(\Delta\epsilon)^2 k_0 q_c \xi_A}{15\pi\epsilon_0 b_c} L_{a\gamma}, \quad (5)$$

где $\xi_A = (b_c/a)^{1/2}$ — корреляционная длина флуктуаций ориентации в смектике *A*, $L_{a\gamma} = i e_{a\gamma\mu} k_\mu / k$, $|\mathbf{k}| = k_0$.

В изотропной фазе, как отмечалось выше, аналогично случаю перехода изотропная жидкость — холестерик имеем ⁵:

$$\epsilon_{a\gamma}(\mathbf{k}) - \epsilon_{a\gamma}(-\mathbf{k}) = \frac{k_0 q_0 \xi_I}{6\pi\epsilon_0 b} L_{a\gamma}, \quad (q_0/q_c > 0), \quad (6)$$

где ξ_I — корреляционная длина флуктуаций ориентации в изотропной фазе, b , q_0 — коэффициенты при градиентных членах разложения Ландау — Де Жена, $|\mathbf{k}| = k_0$.

В этом случае ориентационные флуктуации $Q_{a\gamma}(\mathbf{q})$ имеют следующую ориентационную структуру ⁴

$$Q_{a\gamma}(\mathbf{q}) = l_a(\mathbf{q}) q_\gamma + q_a l_\gamma(\mathbf{q}), \quad (1 \perp \mathbf{q}). \quad (7)$$

При выводе выражений (5), (6) использовалось условие $\xi_{I,A} \ll \lambda, p_c$, где p_c — шаг спирали в смектике *C**, что выполняется в нашем случае ($p_c \approx 5 \cdot 10^4 \text{ \AA}$) при $T - T_{AC} > 0, 5^\circ$. В главном по $\Delta\epsilon$ приближении коэффициенты при $L_{a\gamma}$ в (5) и (6) представляют собой разницу квадратов показателей преломления для право- и левополяризованных волн. Вращение плоскости поляризации в смектике *C** при $\lambda < p_c$ (аналогично случаю холестерика при $\lambda < 2\pi/q_0$) — того же знака, что и в изотропной фазе. В то же время флуктуационный вклад в смектике *A* имеет обратный знак (5), что согласуется с полученными экспериментальными результатами. Таким образом, обнаруженная нами аномалия вызвана качественно различной структурой ориентационных флуктуаций (7), (4) в изотропной и *A*-фазах сегнетоэлектрических ЖК.

В заключение авторы выражают благодарность Е.И.Кацу за обсуждение результатов работы, Л.Рошта и Л.А.Бересневу за предоставление веществ и Т.А.Поздняковой за составление программы обработки экспериментальных данных.

Литература

1. Cheng J., Meyer R.B. Phys. Rev. Lett., 1972, 29, 1240.
2. Кац Е.И. ЖЭТФ, 1973, 65, 2487.
3. Cheng J., Meyer R.B. Phys. Rev., 1974, 9A, 2745.
4. Бразовский С.А., Дмитриев С.Г. ЖЭТФ, 1975, 69, 979.

5. Филев В.М. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, 625.

6. Долганов В.К., Крылова С.П., Филев В.М. ЖЭТФ, 1980, 78, 2344.

7. De Gennes P.G. The Physics of Liquid Crystals, 1974, Oxford (Де Жен П. Физика жидких кристаллов, 1977, М.: Мир).

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 февраля 1983 г.