

## ИНФРАНИЗКОЧАСТОТНАЯ АНОМАЛИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НЕМАТИКА

А.Е.Алексеев, И.В.Загинайло, А.П.Федчук

Впервые зарегистрирован аномальный рост (вплоть до  $10^5$ ) диэлектрической проницаемости нематика ЖК-440 в области частот  $10^{-3} \div 1$  Гц. Показана необходимость применения модели диффузионно-дрейфового переноса в тонких слоях жидких кристаллов.

Известно <sup>1</sup>, что анизотропия диэлектрической проницаемости нематического жидкого кристалла (НЖК) определяется наличием молекулярной упорядоченности. Неидеальность диэлектрических свойств НЖК обусловлена наличием ионизированных примесей, как устранимых очисткой, так и возникающих в процессе электронного обмена на границе ЖК – электрод. При условии концентрации ионов в ограниченных областях НЖК возникают сильные электрические поля, способные повлиять на локальное значение параметра порядка <sup>2</sup>. Перенос и кластеризация носителей тока в частично упорядоченных средах, к которым относятся и НЖК, представляют собой интереснейшую область физики конденсированного состояния, изученную совершенно недостаточно в экспериментальном плане <sup>3-5</sup>.

В настоящей работе сообщается об экспериментальном наблюдении резкого роста действительной части диэлектрической проницаемости ЖК-440, представляющего собой смесь азоксибензолов. К тонкому слою НЖК ( $30 \div 100$  мкм) прикладывалось переменное напряжение от генератора Г6-15, не превышающее по амплитуде порога возникновения ЭГД-неустойчивости. Для определения амплитуд активной и реактивной составляющих тока применялась стробоскопическая схема регистрации. Суммарная погрешность измерений в нашем случае не превышала 12%.

На рис. 1 и 2 представлены частотные зависимости  $\epsilon' = \epsilon'(\omega)$  для образцов толщиной 30 и 90 мкм, соответственно. Полученные графики достаточно хорошо описываются зависимостью вида  $\epsilon' \sim \omega^{-\alpha}$ , где  $\alpha$  находится в пределах  $1,1 \div 1,7$ . В области частот  $1 \div 10$  Гц наблюдался перегиб графика  $\epsilon'(\omega)$ . Точка перегиба обозначена  $\omega_{\text{макс}}$ . Значение этой величины находилось путем экстраполяции спрямленного участка графика до пересечения с уровнем радиочастотного значения  $\epsilon'_{\text{рч}} = 5$  для ЖК-440. Эксперимент указывает на пропорциональность  $\omega_{\text{макс}}$  средней напряженности поля в образце  $E_{\text{ср}}$ . Рассмотрим, какого рода зависимость  $\omega_{\text{макс}}(E_{\text{ср}})$  должна реализовываться в случае ионно-миграционной поляризации НЖК. Простой расчет дает следующий вид этой зависимости:

$$\omega_{\text{макс}} = (2/\pi d)(V_m n^{1/3}), \quad (1)$$

где  $n$  – концентрация ионов в НЖК,  $d$  – толщина слоя НЖК,  $V_m$  – амплитуда синусоидального сигнала, приложенного к образцу. Очевидно, что расчетная полевая зависимость  $\omega_{\text{макс}}$  вполне согласуется с наблюдаемой в эксперименте. Следовательно, можно утверждать, что ионно-миграционная поляризация играет существенную роль в исследуемых объектах. Приведенная схема позволяет также оценить концентрацию ионов, опираясь на известное значение электропроводности ЖК-440  $\sigma = 2,66 \cdot 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ . Подвижность ионов не превышала  $2,6 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Искомое значение концентрации находилось в диапазоне  $6,3 \cdot 10^{20} \div 1,9 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ . Интересно проанализировать полученные результаты с точки зрения Гриценко – Мошеля, принятой для описания поляризации НЖК <sup>6</sup>. Временная зависимость тока в указанной модели записывается в виде

$$I(t) = qn(t)\mu S[V(t) - Q(t)/C], \quad (2)$$

где  $Q(t)$  – заряд, сосредоточенный в приконтактной области НЖК. Это выражение применимо в области частот  $\omega < \omega_{\text{макс}}$ . В предельном случае малой концентрации носителей и значительной емкости приэлектродной области поляризации в диапазоне инфранизких частот (ИНЧ) наблюдаться не должна, что находится в противоречии с экспериментом. Кроме того,

неполнота модели Гриценко – Мошеля следует из отсутствия диффузионного члена в (2), в то время как необходимость его учета для ИНЧ области подчеркивается в <sup>7</sup>.

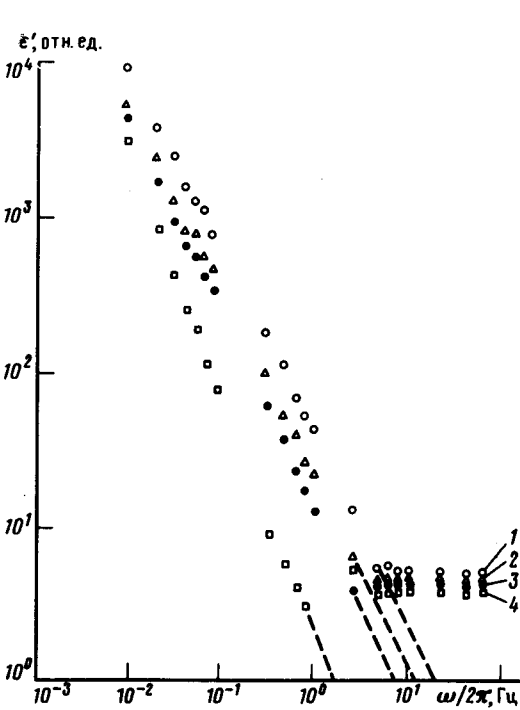


Рис. 1

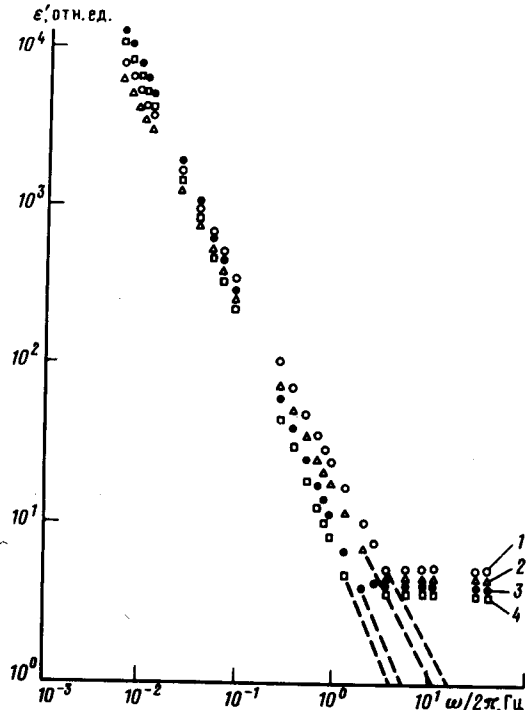


Рис. 2

Рис. 1. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости нематика ЖК-440 при толщине слоя 30 мкм и напряженностях поля: 1 –  $3,3 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ , 2 –  $6,6 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ , 3 –  $1,3 \cdot 10^6 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ , 4 –  $2,6 \cdot 10^6 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$

Рис. 2. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости нематика ЖК-440 при толщине слоя 90 мкм и напряженностях поля: 1 –  $1,1 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ , 2 –  $2,2 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ , 3 –  $4,4 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ , 4 –  $8,8 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$

На наш взгляд, альтернативный подход должен включать машинное моделирование полной системы, состоящей из уравнения Пуассона и уравнений диффузионно-дрейфового равновесия.

Результаты данной работы показывают возможность наблюдения аномально большого диэлектрического отклика неидеального НЖК, в результате чего могут возникать области повышенной напряженности поля, способные играть роль центров локальной переориентации директора. Показана также необходимость строгого подхода к описанию явлений переноса и накопления заряда в тонких слоях НЖК.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Л.М.Блинову за полезные обсуждения и постоянный интерес к работе.

#### Литература

1. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978, с. 384.
2. Тихомирова Н.А., Чумакова С.П. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 355.
3. Барановский С.Д., Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. ЖЭТФ, 1984, 87, 1793.
4. Nelson D.R.; J. Non – Cryst. Solids, 1984, 61 – 62, 475.
5. Петрина Д.Я. Теор. и матем. физ., 1984, 59, 104.
6. Гриценко Н.И., Мошель Н.В. ЖТФ, 1982, 35, 114.
7. Климонтович Ю.Л.: Статистическая физика. М.: Наука, 1982, с. 608.