

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ НЕМАТИКА ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ДВУХ РАЗНЫХ ЧАСТОТ

© Б.И.Лев, В.Н.Сергиенко, П.М.Томчук, Е.К.Фролова

Институт физики Академии наук Украины,
252650 Киев, Украина
(Поступила в Редакцию 22 января 1996 г.
В окончательной редакции 20 мая 1996 г.)

Приведены результаты исследований особенностей поведения нематического жидкого кристалла при одновременном действии электрических полей двух разных частот. При близких частотах имеет место корневая зависимость порогового поля появления доменов Вильямса от разности частот, а также наблюдаются «прорастание» и «мигание» образующейся структуры. При большой разности частот происходит увеличение критического поля от большой частоты с выходом на насыщение. Дано теоретическое объяснение происходящих явлений.

Большое разнообразие структурных превращений жидких кристаллов обусловлено в основном анизотропией физических свойств среды, а следовательно, и нелинейным откликом системы на внешнее воздействие. Создание новой структуры при определенных пороговых условиях идет через возникновение неустойчивости жидкого кристалла. Одной из наиболее изученных является электродинамическая неустойчивость с возникновением доменов Вильямса. Обычно исследования неустойчивости в жидких кристаллах проводились в постоянном либо в переменном синусоидальных электрических полях. В зависимости от характеристик жидкого кристалла (анизотропии диэлектрической проницаемости, проводимости, вязкости) в разных частотных интервалах возникают различные структуры: домены Вильямса, «шевроны» и т.п. Появление новой структуры характеризуется величиной порогового поля и соотношением между приложенной частотой и временами релаксации медленной (директора) и быстрой (заряда) подсистем среды. Динамика этих подсистем и определяет состояние мезофазы. Поскольку отклик системы на внешнее воздействие является нелинейным, следует ожидать новых особенностей в поведении жидкого кристалла при действии электрического поля с более сложным (чем синусоидальный) характером временного изменения. Новые возможности проявляются уже при исследовании двухчастотного режима. В этом случае на жидкий кристалл действуют два синусоидальных электрических поля, частоты которых можно менять в широких пределах. В зависимости от соотношений приложенных частот результирующий электрический сигнал может иметь различную форму. При больших

разностях частот это обычная модуляция одного сигнала другим, при малых — сигнал имеет форму биений, и, наконец, при совпадении частот реализуется обычный одночастотный режим. Зафиксировав одну из частот и изменяя другую, можно управлять соотношением времен реакции системы заряда и директора, что с свою очередь может привести к проявлению новых бифуркационных состояний, которые не могут быть обнаружены в одночастотном режиме. Данная работа посвящена исследованию особенностей поведения жидкого кристалла в условиях воздействия на него бигармонического электрического поля. При использовании сигналов сложной формы в проведенных нами предварительных экспериментах было зафиксировано большое количество пространственно неоднородных распределений директора, в том числе получены новые структуры [1], которые требуют дополнительного изучения. Мы хотим обратить внимание на некоторые особенности изменения величины порогового поля появления доменов Вильямса в зависимости от соотношения приложенных частот. Существенным, на наш взгляд, является увеличение значения критического поля с ростом большей частоты с последующим выходом на насыщение. При близких частотах наблюдается эффект «прорастания» и «мигания» новой структуры. В этом режиме имеет место корневая зависимость величины критического поля от разности частот. Изучалось также поведение мезофазы при импульсном электрическом воздействии с учетом возможного эффекта «памяти».

Сначала излагаются методика эксперимента и результаты приведенных измерений. Далее предлагается теоретическое описание с учетом динамики жидкого кристалла при бигармоническом характере изменения электрического поля. В рамках предложенной модели получены формулы для определения величины критического поля в зависимости от параметров среды и соотношения приложенных частот. В обсуждении проводится сравнение теории и эксперимента. Предлагается также новая экспресс-методика определения величины критического поля при фиксированной частоте. В заключение приведены результаты исследований поведения жидкого кристалла при воздействии на него электрического поля в виде прямоугольных импульсов и обсуждаются эффекты «памяти».

1. Образцы и методика эксперимента

Исследовался нематический жидкий кристалл ЖК-440 с областью существования нематической фазы от -5 до 75 °С, который помещался в плоскую ЖК-ячейку с планарной ориентацией директора. На полупрозрачные электроды ячейки подавались одновременно два синусоидальных напряжения от двух генераторов. Частота одного из сигналов фиксировалась, а другого изменялась в области частот от 20 Нз до 100 кНз. Кроме того, использовалась и другая форма сигнала электрического поля, а именно радиоимпульсы с различным частотным наполнением.

Для регистрации порога возникновения неустойчивости было использовано то обстоятельство, что образующаяся структура носит пространственно-периодический характер. Поэтому после прохождения через ЖК-ячейку монохроматического света возникает дифракционная картина. Таким образом, порог возникновения неустойчивости

может фиксироваться по появлению такой дифракционной картины. В настоящей работе использовалась дифракция света гелий-неонового лазера на возникающих структурах. Отметим, что при напряжениях, близких к пороговому, в дифракционной картине появляется вначале только по одному боковому максимуму (обычно наиболее интенсивные максимумы второго порядка). Возникновение дифракционной картины, характерной для толстой дифракционной решетки (всего два максимума), свидетельствует о начале деформации директора. Таким образом, предлагаемая методика использования сигналов указанной формы позволяет фиксировать одно и то же (за период) отклонение директора. При дальнейшем увеличении напряжения (либо с течением времени при напряжениях выше порогового) появляются другие дифракционные максимумы (до 20–30 порядков), которые фиксируются либо визуально на экране, либо с помощью соответствующего фотоприемника. Чувствительность такой регистрации порогового напряжения оказывается выше, чем при наблюдении в поляризационном микроскопе.

2. Результаты эксперимента

На рис. 1 показана зависимость порогового напряжения V_n потери устойчивости однородного распределения директора от частоты подаваемого напряжения одной из составляющих электрического сигнала при фиксированной второй частоте для ячейки толщиной 53 μm . Ана-

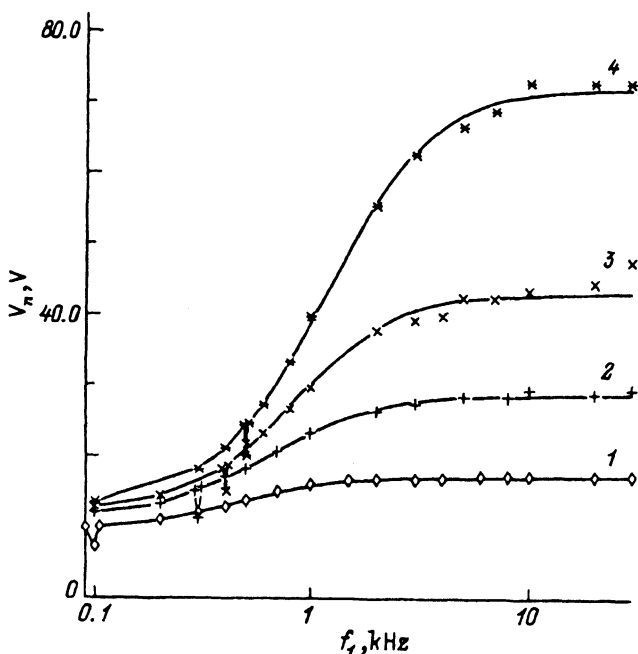


Рис. 1. Зависимость напряжения появления неустойчивости V_n от частоты f_1 в ЖК-440 при фиксированных частотах f_2 .

f_2 (Hz): 1 — 100, 2 — 300, 3 — 400, 4 — 500. Сплошные линии — теоретические значения, полученные по формуле (21).

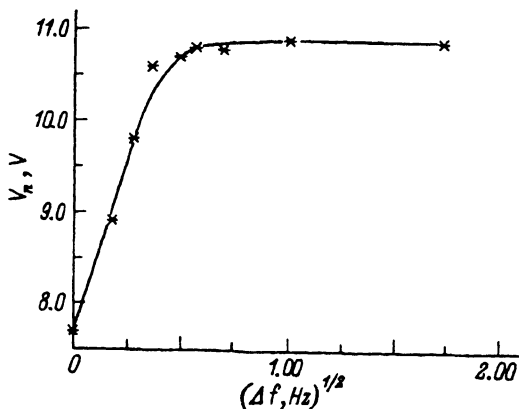


Рис. 2. Зависимость V_n в режиме биений от разности частот $(\Delta f)^{1/2} = (f_1 - f_2)^{1/2}$ при частоте $f_2 = 200$ Hz.

логичная зависимость наблюдалась и для более тонкой ячейки: разница только в абсолютных значениях V_n . Из кривых (рис. 1) следует, что, во-первых, минимальное напряжение для потери устойчивости достигается при равенстве частот двух составляющих сигнала; во-вторых, пороговое напряжение быстро возрастает с увеличением разности частот от 0 до 2 Hz, а затем изменяется значительно медленнее. Еще одна особенность — выход V_n на насыщение в зависимости от высокой частоты, причем величина V_n в области насыщения растет с увеличением низкой частоты f_2 .

Поведение порога вблизи совпадающих частот (биения) было исследовано более подробно. Дифракционные максимумы, по которым фиксировался порог потери устойчивости в этой области, периодически появляются и исчезают во времени с частотой, равной частоте биений. Таким образом, дифракционная картина здесь является «мигающей». С увеличением напряжения, как и во всех других слу-

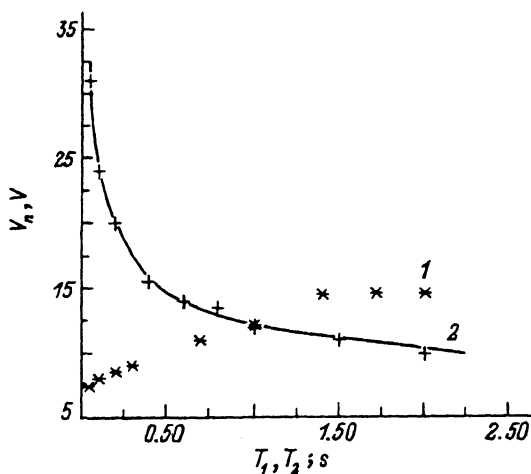


Рис. 3. Зависимость V_n от длительности импульса T_1 при $T_2 = 2$ s и от времени между импульсами T_2 при $T_1 = 0.5$ s.

Сплошная линия — теоретическая зависимость.

чаях, появляются следующие дифракционные максимумы и «мигает» вся дифракционная картина. С увеличением разности частот частота «миганий» увеличивается, и при некоторой разности частот картина становится стационарной.

На рис. 2 показана область близких частот в масштабе V_n от $(\Delta f)^{1/2}$. Описанное временное поведение дифракционной картины, очевидно, обусловлено временем, необходимым для прорастания и исчезновения структуры, возникающей после потери устойчивости однородного распределения директора. Подтверждением этого являются результаты, полученные при подаче на жидкий кристалл радиоимпульсов в разном частотном наполнении. В этом случае практически отсутствуют характерные для биений участки плавного нарастания и спада, а пороговое напряжение зависит как от длительности радиоимпульса T_1 , так и от времени между последовательными радиоимпульсами T_2 . На рис. 3 кривая 1 демонстрирует очень быстрый (почти экспоненциальный) рост порогового напряжения с уменьшением T_1 при T_2 , равном 1.7 s. Наоборот, при T_1 , равном 0.5 s, порог уменьшается по линейному закону с уменьшением T_2 , стремясь к пороговому значению в непрерывном режиме, что видно из кривой 2 (рис. 3). При T_2 больше 1 s порог практически не зависит от T_2 .

3. Теоретическая модель

Для выяснения характера принципиальной зависимости величины критического поля появления доменов Вильямса от параметров среды и соотношения частот действующих полей, соответствующих условиям эксперимента, достаточно ограничиться описанием поведения жидкого кристалла широко известными уравнениями с указанными (например, в [2,3]) критериями их применимости

$$\dot{q} + \omega_c q + \sigma_H E \Psi = 0,$$

$$\dot{\Psi} + \omega_0 \Psi + \lambda E^2 \Psi + \mu E q = 0. \quad (1)$$

Первое из них описывает динамику заряда q , а второе — локальную кривизну распределения директора $\Psi = \partial\theta/\partial x$ (θ — угол отклонения директора от оси Ox , направленной вдоль пленки в предположении синусоидальной пространственной деформации). Введенные параметры имеют обычное представление [2-5]

$$\sigma_H = \sigma_{\parallel} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} - \frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}} \right), \quad \mu = \frac{\eta_c}{\gamma_1 \tilde{\eta}_c} \left(\frac{\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\parallel}} - \frac{\alpha_2}{\eta_c} \right),$$

$$\lambda = \frac{\eta_c}{\gamma_1 \tilde{\eta}_c} \frac{\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel}}{4\pi\varepsilon_{\parallel}} \varepsilon_{\perp}, \quad \omega_c = \frac{4\pi\sigma_{\parallel}}{\varepsilon_{\parallel}}, \quad \omega_0 = \frac{\eta_c}{\gamma_1 \eta_c} K_{33} k^2, \quad (2)$$

$\sigma_{\parallel}, \sigma_{\perp}, \varepsilon_{\parallel}, \varepsilon_{\perp}$ — продольные и поперечные составляющие тензоров проводимости и диэлектрической проницаемости, α_2 и γ_1 — коэффициенты Лесли, η_c и $\tilde{\eta}_c$ — эффективные коэффициенты вязкости, K_{33} — упругая константа деформации продольного изгиба, k — волновой вектор структуры, ω_c и ω_0 имеют очевидный смысл частот релаксации заряда

и директора. Внешнее электрическое поле, зависящее от двух частот, приложенное перпендикулярно образцу, можно записать в виде

$$E = E_0 \{ \cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t \} = 2E_0 \cos \omega t \cos \Delta \omega t, \quad (3)$$

$$\omega = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2), \quad \Delta \omega = \frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2). \quad (4)$$

Решение системы (1) при заданной форме внешнего поля должно полностью определять частотное поведение рассматриваемой неустойчивости. Это поведение будет существенно зависеть от соотношения приложенных частот и частот релаксации медленной (директора) и быстрой (заряда) подсистем среды. Для учета различного характера поведения отдельных подсистем введем быстрые и медленные переменные

$$q = \bar{q} + \delta q, \quad \Psi = \bar{\Psi} + \delta \Psi,$$

где \bar{q} и $\bar{\Psi}$ — усредненные на больших временах значения заряда и локальной кривизны, δq и $\delta \Psi$ описывают отклонение быстрых переменных от усредненных значений медленных. Подставляя эти выражения в уравнения системы (1) и усредняя по быстрому времени, получим

$$\dot{\bar{q}} + \omega_c \bar{q} + \sigma_H \overline{E \delta \Psi} = 0,$$

$$\dot{\bar{\Psi}} + (\omega_0 + \lambda \bar{E}^2) \bar{\Psi} + \mu \overline{E \delta \Psi} = 0. \quad (5)$$

Вычитая из (1) соответствующие уравнения системы (5), получим систему уравнений для определения δq и $\delta \Psi$

$$\delta \dot{q} + \omega_c \delta q + \sigma_H E \bar{\Psi} = 0,$$

$$\delta \dot{\Psi} + (\omega_0 + \lambda \bar{E}^2) \delta \Psi + \mu E \bar{q} = 0. \quad (6)$$

В этих уравнениях сохранены только низшие по частоте ω гармоники. После процедуры вывода уравнения для быстрой и медленной подсистем имеются необходимые предпосылки для исследования возможного поведения мезофазы в зависимости от соотношения частот приложенных полей. Принципиально следует отличать ситуации, когда частоты сильно отличаются и когда они близки, поскольку процедуры усреднений будут различны. Необходимо отдельно рассмотреть поведение величины критического поля появления доменов Вильямса для этих двух ситуаций.

1) Рассмотрим сначала так называемый режим биений, т.е. ситуацию, когда $\Delta \omega \ll \omega$. Процедура усреднения для поля в этом случае может быть записана как

$$\bar{E}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T E^2(t) dt = 2E_0^2 \cos^2 \Delta \omega t. \quad (7)$$

Поскольку по условиям эксперимента наблюдение ведется за медленной подсистемой Ψ , достаточно исследовать решение для этой переменной. Для этого определим δq из первого уравнения системы (6) и подставим в уравнение для $\bar{\Psi}$, которое примет теперь вид

$$\dot{\bar{\Psi}} + \left\{ \omega_0 + \left[\lambda - \frac{\mu\sigma_H\omega_c}{\omega^2 + \omega_c^2} \right] E_0^2 + \left[\lambda - \frac{\mu\sigma_H\omega_c}{\omega^2 + \omega_c^2} \right] E_0^2 \cos(2\Delta\omega t) \right\} \bar{\Psi} = 0. \quad (8)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\bar{\Psi} = \text{const} \exp \left\{ -\gamma t - \frac{\gamma}{2\Delta\omega} \sin(2\Delta\omega t) \right\}, \quad (9)$$

где

$$\gamma = \omega_0 + \left[\lambda - \frac{\mu\sigma_H\omega_c}{\omega^2 + \omega_c^2} \right] E_0^2. \quad (10)$$

Из решения (9) видно, что при $\gamma < 0$ начинается экспоненциальный рост $\bar{\Psi}$, т.е. возникает неустойчивость. Критическое поле, при котором она наступает, определяется из условия $\gamma = 0$, что дает

$$E_{0c}^2 = \frac{\omega_0}{\lambda} \frac{1 + (\omega^2/\omega_c^2)}{\xi^2 - [1 + (\omega^2/\omega_c^2)]}. \quad (11)$$

Здесь $\xi^2 \equiv \frac{\mu\sigma_H}{\lambda\omega_c}$ традиционно выражается через параметры жидкого кристалла $\lambda\omega_c$ [2-5]

$$\xi^2 \equiv \left(1 - \frac{\sigma_{\perp} \varepsilon_{\parallel}}{\sigma_{\parallel} \varepsilon_{\perp}} \right) \left(1 + \frac{\alpha_2 \varepsilon_{\parallel}}{\eta_c (\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel})} \right).$$

Усредненное по частоте ω поле E является периодической функцией и за период $T = \pi/2\Delta\omega$ изменяется в пределах от 0 до $\sqrt{2}E_0$. Если $E_0 > E_{0c}$, то поле E_0 может быть выше критического всего лишь на какую-то долю периода T . В зависимости от времени нахождения выше порога и величины поля E_0 «структура» может успеть или не успеть прорасти до фиксированной на эксперименте величины (имеется в виду появление дифракционных максимумов). Экспериментально при каждом значении фиксировалась та величина поля E_0 , при которой впервые появлялись дифракционные максимумы. Это значит, что величина $\bar{\Psi}$ при каждом измерении оставалась одной и той же и соответствовала своему максимальному значению за период T . В соответствии с (9) максимальное значение $\bar{\Psi}$ достигается в конце периода, когда значение функции в экспоненте равно $-\gamma T$. Эта величина в соответствии с указанным выше способом измерения должна оставаться постоянной, поскольку постоянна $\bar{\Psi}$ в каждом периоде. Следовательно, это условие можно записать так:

$$-\gamma T = -\frac{\gamma\pi}{2\Delta\omega} = \frac{\pi\omega_0}{2\Delta\omega} \left(\frac{E_0^2}{E_{0c}^2} - 1 \right) = \text{const}. \quad (12)$$

Отсюда следует корневая зависимость величины порогового поля от разности частот $\Delta\omega$. Используя соотношение (12), можно предложить быстрый способ определения критического поля на частоте ω всего за несколько периодов. Так, проведя измерение величин пороговых полей E_1 и E_2 при двух разностях частот $\Delta\omega = \Delta\omega_1, \Delta\omega_2$, легко получить

$$E_{0c}^2 = \frac{E_2^2 - E_1^2(\Delta\omega_2/\Delta\omega_1)}{1 - (\Delta\omega_2/\Delta\omega_1)}. \quad (13)$$

В рассмотренном случае ($\Delta\omega \ll \omega$) визуализируется распределение директора, динамика которого описывается формулой (9). Что касается распределения заряда, то не существует принципиальных трудностей для описания его поведения, но до тех пор, пока не наступит режим «шевронов», оно особого интереса не представляет.

2.) Теперь попробуем описать поведение мезофазы в случае сильно различающихся частот ($\omega_2 \ll \omega_1$). При этом $\Delta\omega, \omega, \omega_1 \gg \omega_c, \omega_0$. Изложенный выше метод решения системы уравнения (5), (6) нуждается в некотором уточнении. Во-первых, теперь усреднение следует проводить по обеим частотам ω и $\Delta\omega$ и усреднять нужно на промежутке времени, удовлетворяющем неравенству $\Delta\omega t \gg 1$. В отличие от (7) теперь будем иметь $\bar{E}^2 = E_0^2$. Во-вторых, при решении системы (6) теперь уже следует учитывать полную зависимость поля от времени (3) и искать решение в виде

$$\delta q = a_1 \sin \omega t \sin \Delta\omega t + a_2 \sin \omega t \cos \Delta\omega t + a_3 \cos \omega t \sin \Delta\omega t + a_4 \cos \omega t \cos \Delta\omega t \quad (14)$$

(аналогично для $\delta\Psi$). Подставляя (14) в первое уравнение (7) и приравнявая коэффициенты при одинаковых комбинациях трансцендентных функций, получим простую алгебраическую систему уравнений для определения коэффициентов a_1, a_2, a_3, a_4 . Аналогично находятся коэффициенты, определяющие $\delta\Psi$ (из другого уравнения системы (7)). Поскольку $\overline{E\delta q} = \frac{1}{2} E_0 a_4$, то достаточно привести явное выражение для a_4

$$a_4 = -2E_0\sigma_H\omega_c \frac{(\omega^2 + \omega_c^2 + \Delta\omega^2)}{(\omega^2 + \omega_c^2 + \Delta\omega^2)^2 - 4\Delta\omega^2\omega^2} \bar{\Psi}. \quad (15)$$

Подставляя полученные выражения во второе уравнение (6), получим замкнутое уравнение, описывающее динамику медленной подсистемы

$$\dot{\bar{\Psi}} + \left\{ \omega_d - \frac{E_0^2\sigma_H\mu\omega_c(\omega^2 + \omega_c^2 + \Delta\omega^2)}{(\omega^2 + \omega_c^2 + \Delta\omega^2)^2 - 4\Delta\omega^2\omega^2} \right\} \bar{\Psi} = 0. \quad (16)$$

где

$$\omega_d = \omega_0 + \lambda E_0^2. \quad (17)$$

Во избежание недоразумений отметим, что оставшаяся в (16) зависимость от времени описывает медленные изменения локальной кривизны директора $\bar{\Psi}$ за время большее, чем время усреднения.

Уравнение для \bar{q} получим подобным образом, подставив $\delta\Psi$ в виде, аналогичном (14) после определения соответствующих коэффициентов,

из второго уравнения системы (7) в первое уравнение (6). В результате имеем

$$\ddot{q} + \left\{ \omega_c - \frac{E_0^2 \omega_d \sigma_H \mu (\omega^2 + \omega_d^2 + \Delta\omega^2)}{(\omega^2 + \omega_d^2 + \Delta\omega^2)^2 - 4\Delta\omega^2 \omega^2} \right\} \bar{q} = 0. \quad (18)$$

Из (16) и (18) видно, что в высокочастотном поле уравнения для $\bar{\Psi}$ и \bar{q} становятся независимыми. Решение уравнений можно искать в виде

$$\bar{\Psi} \sim \exp(-\gamma_d t), \quad \bar{q} \sim \exp(-\gamma_q t),$$

что дает

$$\gamma_d = \omega_d - \frac{E_0^2 \sigma_H \mu \omega_c (\omega^2 + \omega_c^2 + \Delta\omega^2)}{(\omega^2 + \omega_c^2 + \Delta\omega^2)^2 - 4\Delta\omega^2 \omega^2}, \quad (19)$$

$$\gamma_q = \omega_c - \frac{E_0^2 \sigma_H \mu \omega_d (\omega^2 + \omega_d^2 + \Delta\omega^2)}{(\omega^2 + \omega_d^2 + \Delta\omega^2)^2 - 4\Delta\omega^2 \omega^2}. \quad (20)$$

Критическое поле будет определяться одним из условий $\gamma_d = 0$ или $\gamma_q = 0$, а именно тем, которое дает меньшее значение величины поля. Так называемому режиму проводимости соответствует критическое поле, определяемое из условия $\gamma_d = 0$. При этом его значение равно

$$E_{0c}^2 = \frac{\omega_0}{\lambda} \frac{2(\omega_1^2 + \omega_c^2)(\omega_2^2 + \omega_c^2)}{\xi^2(\omega_1^2 + \omega_2^2 + 2\omega_c^2)\omega_c^2 - 2(\omega_1^2 + \omega_c^2)(\omega_2^2 + \omega_c^2)}. \quad (21)$$

В одночастотном режиме (т.е. при $\omega_1 = \omega_2$) равенство нулю знаменателя в (21) соответствовало бы переходу из режима проводимости в диэлектрический режим. Частота этого перехода была бы равной

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_c(\xi^2 - 1)^{1/2}.$$

В двухчастотном режиме такое переключение возможно только при определенных параметрах материала. Знаменатель в (21) обращается в нуль при условии

$$\omega_1^2 = \omega_k^2 = \omega_c^2 \left\{ \frac{\xi^2(1 + \omega_2^2/\omega_c^2)}{2(1 + \omega_2^2/\omega_c^2) - \xi^2} - 1 \right\}. \quad (22)$$

Этот корень имеет физический смысл, т.е. переключение упомянутых выше режимов возможно только при положительном значении выражения в фигурных скобках (22). В частности, если значение меньшей из частот (ω_2) удовлетворяет условию

$$\omega_2 < \omega_c(\xi^2/2 - 1)^{1/2}, \quad (23)$$

то переключение в диэлектрический режим невозможно.

Если условия таковы, что переключение в диэлектрический режим возможно, то критическое поле следует определять из уравнения $\gamma_d = 0$. Отсюда (считая $\omega_d \approx \lambda E_0^2$) легко получить

$$\omega_d = -\frac{(\xi^2 - 2)}{2(\xi^2 - 1)}(\omega^2 + \Delta\omega^2) \left\{ 1 \pm \sqrt{\frac{4(\xi^2 - 1)(\omega^2 - \Delta\omega^2)}{(\xi^2 - 2)(\omega^2 + \Delta\omega^2)^2}} \right\}. \quad (24)$$

Поскольку $\omega_d > 0$, то при $\xi^2 > 0$ перед корнем в (24) следует брать минус, а при $1 < \xi^2 < 2$ — соответственно плюс. При $\Delta\omega \rightarrow \omega$, т.е. при $\omega_2 \ll \omega_1$, из (24) следует

$$\omega_d \approx \frac{\omega^2 - \Delta\omega^2}{\omega^2 + \Delta\omega^2} \frac{1}{\xi^2 - 2} = \frac{2\omega_1^2\omega_2^2}{(\xi^2 - 2)(\omega_1^2 + \omega_2^2)} = \frac{2\omega_2^2}{\xi^2 - 2}, \quad (25)$$

что дает для критического поля выражение

$$E_{0c} = \sqrt{\frac{\omega_d}{\lambda}} \approx \frac{\sqrt{\omega_2}}{\lambda^{1/2}(\xi^2 - 2)^{1/2}}. \quad (26)$$

Как видно из (26), величина порогового поля в диэлектрическом режиме выходит на насыщение в зависимости от высокой частоты ω_1 и имеет корневую зависимость от низкой ω_2 . Перейдем к анализу экспериментальных данных в рамках предложенной теоретической модели.

4. Обсуждение результатов

Сравнение теоретических оценок с экспериментальными данными начнем с режима биений, когда $\Delta\omega_1 \ll \omega$. В первую очередь обратимся к проблеме определения порогового поля при фиксированной частоте ω . Если требуется быстро оценить величину критического поля появления доменов Вильямса, то достаточно взять в режиме биений два значения разности частот $\Delta\omega_1$ и $\Delta\omega_2$, установить соответствующие им значения полей появления структуры E_1 и E_2 и по формуле (13) определить значение E_{0c} для данной частоты ω . Например, для $\omega = 200$ Hz и $\Delta\omega_1 = 0.4$ Hz, $\Delta\omega_2 = 0.6$ Hz, взяв из рис. 2 значения соответствующих полей, получаем для $V_c = E_{0c}d = 9.1$ V, что очень хорошо согласуется с экспериментальной величиной пороговой разности потенциалов при данной частоте ($\Delta\omega = 0$). Таким образом, полезное следствие теории состоит в том, что может быть предложен экспресс-метод определения критических полей без особых затрат времени. Естественно, точность определения критического поля можно повысить за счет увеличения числа используемых периодов биений.

Наблюдаемое на эксперименте «мигание» дифракционной картины с периодом биений согласуется с теорией и является следствием периодического решения (9).

Приступим теперь к объяснению наблюдаемой частотной зависимости порогового поля при сильном отличии частот ω_1 и ω_2 . На рис. 1 представлена зависимость порогового поля от большей частоты (ω_1) при разных, но фиксированных значениях меньшей частоты (ω_2). Экспериментальные значения хорошо ложатся на теоретические кривые, полученные по формуле (21) (сплошные линии на рис. 1) при следующих значениях параметров среды: $\omega_c = 200$ – 300 Hz, $\xi^2 = 5$ – 8 , $\lambda/\omega_0 = (1.2$ – $2.8) \cdot 10^{-3}$. Значения параметров найдены из обработки экспериментальных данных по формуле (21).

Полученные значения материальных параметров позволяют заключить, что при используемых значениях ω_2 в данном материале переход к диэлектрическому режиму невозможен.

Следует сделать одно замечание. До сих пор мы предполагали, что материальные параметры среды не зависят от частоты. Однако такая зависимость наблюдается на эксперименте и в принципе может появиться из-за дисперсии диэлектрической проницаемости, проводимости и вязкости. В частности, в литературе [6] обращалось внимание на особенность $\xi^2 \rightarrow \infty$ при $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel} \rightarrow 0$. В этой ситуации можно ожидать новых особенностей в частотной зависимости порогового поля. В частности, пороговое поле на высоких частотах может даже убывать.

В Приложении рассмотрен вопрос потери устойчивости однородного состояния жидкого кристалла в импульсном электрическом поле. Получена зависимость критического поля от длительности импульса и времени между подаваемыми импульсами. Рис. 3 демонстрирует хорошее согласие между теоретическими оценками и экспериментальными данными.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим реакцию мезофазы на импульсное электрическое поле. Характер такого воздействия можно представить как

$$E(t) = \begin{cases} \pm E_0, & n(T + \tau) \leq t < (n + 1)T + n\tau, \\ 0, & (n + 1)T + n\tau \leq t < (n + 1)(T + \tau), \end{cases} \quad (\text{П1})$$

где n — число радиоимпульсов, T — время действия, τ — промежуток времени, когда поле отсутствует.

Теоретическое описание поведения жидкого кристалла базируется на приведенных выше (1) уравнениях динамики быстрой (заряда) и медленной (директора) подсистем среды. В самом общем случае формально решение первого уравнения системы (1) для заряда можно записать в виде

$$q = -\sigma_H \int_{-\infty}^0 E(s + t)\Psi(s + t) \exp(\omega_c s) ds, \quad (\text{П2})$$

где использовано, что при $t = -\infty$ $q = 0$. Подставляя это решение во второе уравнение (1), можно получить замкнутое уравнение, описывающее динамику медленной подсистемы, поведение которой и визуализирует происходящие процессы

$$\dot{\Psi} + \omega_0 \Psi + \lambda E^2(t)\Psi - \mu\sigma_H E(t) \int_{-\infty}^0 E(s + t)\Psi(s + t) \exp(\omega_c s) ds = 0. \quad (\text{П3})$$

Введем обозначение $F(t) = E(t)\Psi(t)$, проинтегрируем по частям и получим

$$\dot{\Psi} + \left\{ \omega_0 + \lambda E^2(t)(1 - \xi^2) \right\} \Psi + \xi^2 \lambda E(t) \int_{-\infty}^0 \exp(\omega_c s) \frac{dE(s + t)}{ds} ds = 0. \quad (\text{П4})$$

Фактически полученное уравнение решает поставленную задачу при любом характере внешнего поля, но в самом общем случае найти аналитическое решение не представляется возможным. Как нетрудно заметить, это уравнение с «памятью», изучение которого представляет самостоятельный интерес. Для начала рассмотрим решение уравнения (30), когда эффектами «памяти» можно пренебречь. Это соответствует условию, которое реализовывалось в проведенных нами экспериментах. При этом уравнение (П4) становится однородным, и его решение при условии (П1) имеет вид

$$\Psi_n = \Psi_0 \exp \left\{ -\omega_0(T + \tau)n + E_0^2 \lambda (\xi^2 - 1)nT \right\}. \quad (\text{П5})$$

Очевидно, что неустойчивость в поведении директора наступит при

$$E_0^2 \geq \frac{\omega_0}{\lambda(\xi^2 - 1)} \left(1 + \frac{\tau}{T} \right). \quad (\text{П6})$$

При

$$T \rightarrow \infty \quad \tau \rightarrow 0 \quad E_0^2 = \frac{\omega_0}{\lambda(\xi^2 - 1)},$$

что соответствует стационарному случаю. В предельных случаях

$$\frac{\tau}{T} \ll 1, \quad E_0 = E_c \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\tau}{T} \right), \quad \frac{\tau}{T} \gg 1, \quad E_0 = E_c \left(\frac{\tau}{T} \right)^{1/2}.$$

Полученные формулы позволяют качественно и количественно описать экспериментальные зависимости критического поля появления доменов Вильямса от времени действия поля T и времени τ , когда поле отсутствует.

Авторы с удовольствием выражают благодарность О.Г.Сарбею за полезные и плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований ГКНТ (грант № 2.2/6).

Список литературы

- [1] Б.И. Лев, В.Н. Сергиенко, П.М. Томчук, Е.К. Фролова. Письма в ЖЭТФ **62**, 2, 129 (1995).
- [2] П. де Жен. Физика жидких кристаллов. Мир. М. (1977).
- [3] С. Чандрасекар. Жидкие кристаллы. Мир. М. (1980).
- [4] Л.М. Блинов. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. Наука. М. (1978).
- [5] С.А. Пикин. Структурные превращения в жидких кристаллах. Наука. М. (1978).
- [6] M.J. Stephen, J.P. Straley. Rev. Mod. Phys. **46**, 617 (1974).