

06;07;12

Динамика электроконвективных структур нематического жидкого кристалла в негармоническом электрическом поле

© Н.Н. Картавых, Б.Л. Смородин

Пермский государственный университет,
614990 Пермь, Россия
e-mail: smorodin@psu.ru

(Поступило в Редакцию 12 августа 2009 г.)

Исследован процесс возникновения электроконвекции нематического жидкого кристалла под действием негармонического переменного электрического поля. Анализ проведен с использованием двумерной модели. Предложены новые формы переменного электрического поля, воздействующего на систему, при которых существуют субгармонические колебания: а) электрическое поле трапециоидальной формы; б) внешнее поле, изменяющееся по закону „сшитых косинусов“. Проанализировано поведение синхронных возмущений в диэлектрическом и проводящем режимах, а также субгармонических колебаний. Найдены области параметрической неустойчивости и определены критические частоты перехода между различными режимами отклика. На плоскости частота–амплитуда напряжения построены карты устойчивости нематического жидкого кристалла.

Введение

Нематические жидкие кристаллы (НЖК), являясь слабопроводящими средами и обладая свойством анизотропии, во внешнем переменном электрическом поле демонстрируют возможность образования периодических пространственных структур. Это явление называется электроконвективной неустойчивостью. Выше порога неустойчивости в НЖК возникает модулированная структура, связанная с неоднородной ориентацией директора. Характерной особенностью данной неустойчивости является зависимость ее порога и волнового вектора, характеризующего пространственную периодичность возникающей структуры, от частоты внешнего поля.

Для объяснения наблюдаемых эффектов нематические жидкие кристаллы должны рассматриваться как сложные системы, состоящие из подсистемы носителей электрического заряда и подсистемы анизотропных молекул. Характерной чертой данных сред является поле директора \mathbf{n} , указывающего направление ориентации длинных молекулярных осей [1].

Экспериментальные и теоретические исследования поведения структур НЖК в переменном электрическом поле имеют давнюю историю. В [2,3] рассматривалось гармоническое или ступенчатое электрическое поле $\mathbf{E}(t)$, обладающее следующим свойством трансляционной симметрии во времени:

$$\mathbf{E}(t) = -\mathbf{E}(t + T/2). \quad (1)$$

Отклик НЖК на внешнее переменное поле при любых частотах такого воздействия принадлежит к классу синхронных колебаний: период отклика совпадает с периодом внешнего воздействия. Однако поведение НЖК в области высоких и низких частот f внешнего поля различно. Влияние переменного электрического

поля с относительно высокой частотой f , большей обратного времени релаксации объемного заряда, на НЖК приводит к возникновению диэлектрического режима неустойчивости. В таком режиме поле изменяется быстро, поэтому заряд не успевает релаксировать и не меняет знак. Распределения возмущений директора и скорости течения изменяются с частотой внешнего поля. На оптической картине образца в таком случае темные и светлые полосы меняются в пространстве местами через полпериода внешнего поля $T/2$.

В низкочастотном режиме поле изменяется достаточно медленно для того, чтобы заряд успевал перетекать из одной точки в другую. Объемный заряд осциллирует синфазно с внешним полем. На оптической картине темные и светлые полосы остаются на своих местах в течение всего воздействия на НЖК. Такой режим принято называть проводящим.

Диэлектрический и проводящий режимы неустойчивости нематического жидкого кристалла хорошо описываются в рамках уравнений нестационарной гидродинамики [1–3].

Качественно новым результатом серии работ [4–6] являются обнаружение и анализ неустойчивости НЖК, принадлежащей субгармоническому отклику на внешнее воздействие. Период изменения характеристик системы (период отклика) при этом вдвое больше периода изменения внешнего электрического поля. Несмотря на то что субгармонические колебания являются причиной неустойчивости во многих физических системах и [7] хорошо изучены [8], в электроконвекции НЖК подобное явление ранее не наблюдалось.

В отличие от предыдущих работ [1–6], где рассматривалось гармоническое, ступенчатое или пилообразное поле, в настоящем исследовании рассматриваются поля, негармонически изменяющиеся во времени: а) электрическое поле трапециоидальной формы; б) внешнее поле, изменяющееся по закону „сшитых

косинусов“: на периоде внешнего воздействия T имеются два интервала изменения поля по гармоническим законам с различными периодами.

Показано, что при таких формах изменения внешнего поля в НЖК также возможен субгармонический отклик на внешнее воздействие. Определены пороги возникновения электроконвективной неустойчивости для режимов различных типов.

1. Постановка задачи, метод решения

Рассмотрим нематический жидкий кристалл, заполняющий плоский горизонтальный конденсатор толщиной d , к обкладкам которого приложено переменное электрическое поле $E(t)$, изменяющееся по закону

$$E(t) = E_m f(t) = (U/d)f(t).$$

Здесь E_m и U — амплитуды напряженности и напряжения переменного поля, $f(t)$ — периодическая функция, вид которой определяется формой внешнего электрического поля. Для поля, изменяющегося по трапецеидальному закону, форма сигнала характеризуется следующей функцией:

$$f(t) = \begin{cases} -1, & 0 \leq t \leq T_s, \\ \frac{2t-T}{T-2T_s}, & T_s \leq t \leq T - T_s, \\ 1, & T - T_s \leq t \leq T. \end{cases} \quad (2)$$

Во втором случае форма сигнала на периоде задается следующим законом:

$$f(t) = - \begin{cases} \cos\left(\frac{\pi t}{T-T_s}\right), & 0 \leq t \leq T - T_s, \\ \cos\left(\frac{\pi(T-t)}{T_s}\right), & T - T_s \leq t \leq T. \end{cases} \quad (3)$$

Для краткости будем называть данный закон изменения внешнего поля случаем „сшитых косинусов“. Отметим общие свойства законов изменения внешнего поля (2) и (3). Прежде всего, имеется дополнительный параметр T_s , изменяя который, можно влиять на свойства $E(t)$ относительно трансляционной симметрии во времени.

В случае $T_s = 0$ получается антисимметричный относительно середины периода сигнал: поле удовлетворяет условию трансляционной симметрии

$$E\left(\frac{nT}{2} - t\right) = E\left(\frac{nT}{2} + t\right),$$

где n — целое число. При $T_s = T/2$ в первом случае имеем ступенчатую модуляцию, а во втором — обычную гармоническую. При этом выполняется другое свойство трансляционной симметрии $E(t + T/2) = -E(t)$. Для дальнейшего анализа будем использовать параметр симметрии внешнего поля $p = (T - 2T_s)/T$. Тогда для гармонического сигнала в одном случае и для ступенчатой модуляции — в другом $p = 0$ ($T_s = T/2$),

для антисимметричного относительно середины периода внешнего воздействия сигнала $p = 1$ ($T_s = 0$).

Направим ось x вдоль пластин конденсатора, ось z — в перпендикулярном направлении. Будем считать, что в состоянии равновесия директор \mathbf{n} (единичный вектор вдоль направления преимущественной ориентации длинных осей молекул нематика) направлен вдоль оси x .

Для описания динамики НЖК применим традиционный подход [1]. Прежде всего, используем обозначение для пространственных производных и $A_{ij} = (1/2)(\partial_i v_j + \partial_j v_i)$ для симметричной части градиентов скоростей, будем считать нематическую жидкость несжимаемой и запишем уравнения Навье—Стокса в виде

$$\partial_i v_i = A_{ii} = 0,$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \partial_i v_j \right) = f_i + \partial_j \Sigma_{ij}. \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность нематика, Σ_{ij} — тензор вязких напряжений, f_i — объемная плотность сил, действующих на НЖК.

Тензор вязких напряжений записывается через компоненты директора, симметричную A_{ij} и антисимметричную ω_{ij} части тензора градиента скоростей [1]:

$$\begin{aligned} \Sigma_{ij} = & \alpha_1 n_i n_j n_k n_m A_{km} + \alpha_2 n_i N_j + \alpha_3 n_j N_i + \alpha_4 A_{ij} \\ & + \alpha_5 n_i n_k A_{kj} + \alpha_6 n_k n_j A_{ik}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$N_j = \frac{dn_j}{dt} - \omega_{ij} n_j, \quad \omega_{ji} = \frac{1}{2} (\partial_j v_i - \partial_i v_j)$$

и содержит коэффициенты Лесли α_i , имеющие размерность вязкости.

Используем далее выражение для объемной плотности свободной энергии F деформированного НЖК во внешнем электрическом поле

$$\begin{aligned} F = & \frac{1}{2} \{ K_1 (\text{div } \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \text{ rot } \mathbf{n})^2 + K_3 (\mathbf{n} \times \text{rot } \mathbf{n})^2 \} \\ & - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_a}{2} (\mathbf{E} \mathbf{n})^2, \end{aligned} \quad (6)$$

где K_1, K_2, K_3 — модули упругости (константы Франка), ε_0 — электрическая постоянная, $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ — анизотропия тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{\perp} \delta_{ij} + \varepsilon_a n_i n_j$. Тогда объемная плотность сил, действующих на НЖК, запишется в виде

$$f_i = \partial_j \tilde{\Sigma}_{ij}; \quad \tilde{\Sigma}_{ij} = -P \delta_{ij} - \frac{\partial F}{\partial (\partial_j n_i)} \partial_i n_i, \quad (7)$$

где P — давление.

Уравнения движения директора n_i можно представить следующим образом [1]:

$$\gamma_1 N_i + \gamma_2 n_j A_{ji} = -\frac{\partial F}{\partial n_i} + \partial_k \frac{\partial F}{\partial (\partial_k n_i)}, \quad (8)$$

где γ_1 и γ_2 — коэффициенты вращательной вязкости нематика

$$\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2, \quad \gamma_2 = \alpha_2 + \alpha_3. \quad (9)$$

Основное состояние представляет собой покоящийся НЖК ($\mathbf{v} = 0$) с планарной ориентацией директора ($\mathbf{n} = (1, 0, 0)$). Для исследования устойчивости основного состояния относительно малых плоских возмущений используем линеаризованную систему уравнений [1]. Уравнение Навье—Стокса в проекциях на оси координат примет вид

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \gamma_3 \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \gamma_4 \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} + \alpha_3 \frac{\partial^2 \Theta}{\partial t \partial z}, \quad (10)$$

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = qE(t) - \frac{\partial P}{\partial z} + \gamma_5 \frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \gamma_6 \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} + \alpha_2 \frac{\partial^2 \Theta}{\partial t \partial x}, \quad (11)$$

где $\mathbf{v} = (v_x, 0, v_z)$ — возмущения поля скорости, Θ — малый угол отклонения директора от горизонтали в плоскости xz ($\mathbf{n} = (\cos \Theta, 0, \sin \Theta)$); q — плотность объемного заряда, γ_i — различные линейные комбинации коэффициентов α_i [1]:

$$\gamma_3 = \alpha_1 + \alpha_5 + \frac{1}{2}(\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6), \quad \gamma_4 = \frac{1}{2}(\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6),$$

$$\gamma_5 = \frac{1}{2}(-\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_5), \quad \gamma_6 = \frac{1}{2}(-\alpha_2 + \alpha_4 - \alpha_5). \quad (12)$$

Уравнение, характеризующее эволюцию директора, также записывается в терминах угла Θ :

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \varepsilon_a E(t) \left[\Theta E(t) - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right] + K_1 \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} + K_3 \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} \\ = \gamma_1 \frac{\partial \Theta}{\partial t} + \alpha_3 \frac{\partial v_x}{\partial z} + \alpha_2 \frac{\partial v_z}{\partial x}, \end{aligned} \quad (13)$$

где φ — возмущения потенциала.

Для замыкания системы уравнений, описывающих неустойчивость НЖК, необходимы уравнения неразрывности и Пуассона для электрического поля:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \sigma_a E(t) \frac{\partial \Theta}{\partial x} - \sigma_{\parallel} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \sigma_{\perp} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0, \quad (14)$$

$$q = \varepsilon_0 \left[\varepsilon_a E(t) \frac{\partial \Theta}{\partial x} - \varepsilon_{\parallel} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \varepsilon_{\perp} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right]. \quad (15)$$

Здесь $\sigma_a = \sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}$ — анизотропия проводимости $\sigma_{ij} = \sigma_{\perp} \delta_{ij} + \sigma_a n_i n_j$.

В случаях тонких слоев нематика (в экспериментах толщина составляет $d = 40-100 \mu\text{m}$) система уравнений (3)–(6) упрощается. В этом случае эволюцию малых возмущений равновесия можно характеризовать на основе анализа поведения только двух полей: поля объемного заряда $q(t, x, z)$ и поля директора $\Theta(t, x, z)$ [2,6], зависящих от времени о пространственных переменных следующим образом:

$$\begin{pmatrix} q(t, x, z) \\ \Theta(t, x, z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_1(t) \\ Z_2(t) \end{pmatrix} \cos(k_z z) \exp(ik_x x),$$

где $k_z = \pi/d$. Такой вид решения обеспечивает существование периодических ($L = 2\pi/k_x$) в направлении x структур в конденсаторе с планарной ориентацией НЖК на идеально проводящих границах.

Временная эволюция амплитуд $Z_1(t)$, $Z_2(t)$ характеризуется матричными уравнениями:

$$\frac{dZ}{dt} = A(t)Z(t),$$

$$Z(t) = \begin{pmatrix} Z_1(t) \\ Z_2(t) \end{pmatrix}, \quad A = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 E_m f(t) \\ a_3 E_m f(t) & a_4 + a_5 E_m^2 f^2(t) \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Коэффициенты в системе уравнений (16) определяются следующими выражениями:

$$a_1 = -\frac{\sigma_{\parallel} k_x^2 + \sigma_{\perp} k_z^2}{\varepsilon_0 (\varepsilon_{\parallel} k_x^2 + \varepsilon_{\perp} k_z^2)};$$

$$a_2 = \frac{(\sigma_{\parallel} \varepsilon_{\perp} - \sigma_{\perp} \varepsilon_{\parallel})(k_x^2 + k_z^2)}{(\varepsilon_{\parallel} k_x^2 + \varepsilon_{\perp} k_z^2)} k_x;$$

$$ff = \gamma_1 - \frac{((\gamma_1 - \gamma_2)k_x^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)k_z^2)^2}{4(\alpha_1 k_x^2 k_z^2 + (k_x^2 + k_z^2)(\eta_1 k_x^2 + \eta_2 k_z^2))};$$

$$a_3 = \left(\frac{1}{k_x ff} \right) \times$$

$$\left(\frac{(\gamma_1 - \gamma_2)k_x^4 + (\gamma_1 + \gamma_2)k_x^2 k_z^2}{2k_x (\alpha_1 k_x^2 k_z^2 + (k_x^2 + k_z^2)(\eta_1 k_x^2 + \eta_2 k_z^2)) - \varepsilon_a k_x^2 / (\varepsilon_{\parallel} k_x^2 + \varepsilon_{\perp} k_z^2)} \right);$$

$$a_4 = -\frac{K_3 k_x^2 + K_1 k_z^2}{ff}; \quad a_5 = \left(\frac{1}{ff} \right) \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_a \varepsilon_{\perp} (k_x^2 + k_z^2)}{(\varepsilon_{\parallel} k_x^2 + \varepsilon_{\perp} k_z^2)}. \quad (17)$$

Система уравнений (16) с заданными коэффициентами a_i интегрировалась по времени с помощью метода Рунге—Кутты четвертого порядка после подходящего выбора начальных условий:

$$Z^{(1)}(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad Z^{(1)}(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

В соответствии с теорией Флоке [8] любое из линейно-независимых решений уравнений (16) характеризуется мультипликаторами Флоке $\gamma_k = \exp(\lambda_k T)$ и может быть записано в виде $Z(t+T) = \gamma Z(t)$, где $F_0(t)$ — периодическая функция. При этом характеристические показатели $\lambda_k = \text{Re}(\lambda_k) + i \text{Im}(\lambda_k)$, вообще говоря, есть комплексные числа. Значения характеристических показателей определяют устойчивость основного состояния равновесия. Если λ_k упорядочить так, что $\text{Re}(\lambda_1) \geq \text{Re}(\lambda_2) \geq \dots \geq \text{Re}(\lambda_k)$, тогда основное состояние устойчиво в случае $\text{Re}(\lambda_1) < 0$. Условие $\text{Re}(\lambda_1) = 0$ определяет область периодических решений в пространстве параметров U, T, k . При этом $\text{Im}(\lambda_1) = \omega/2$ соответствует субгармоническим возмущениям с периодом, вдвое превышающим период внешнего воздействия (получелая мода). Если $\text{Im}(\lambda_1) = \omega$, то нейтральные возмущения изменяются синхронно с вынуждающим

воздействием, их периоды совпадают (целая мода). Для пары комплексно-сопряженных собственных значений с единичным модулем имеем двухчастотные квазипериодические нейтральные возмущения.

Расчеты настоящей работы проведены для значений параметров, соответствующих НЖК, используемых в эксперименте [4]:

$$d = 48.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}; \quad \varepsilon_{\parallel} = 5.6; \quad \varepsilon_{\perp} = 6.0;$$

$$\sigma_{\parallel} = 1.07 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}; \quad \sigma_{\perp} = \sigma_{\parallel}/1.5;$$

$$\alpha_1 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ N} \cdot \text{s/m}^2; \quad \gamma_1 = 3 \cdot 10^{-1} \text{ N} \cdot \text{s/m}^2;$$

$$\gamma_2 = -\gamma_1; \quad \eta_1 = 4 \cdot 10^{-1} \text{ N} \cdot \text{s/m}^2;$$

$$\eta_2 = 4 \cdot 10^{-2} \text{ N} \cdot \text{s/m}^2; \quad K_1 = 14.9 \cdot 10^{-12} \text{ N};$$

$$K_3 = 13.76 \cdot 10^{-12} \text{ N}.$$

На рис. 1, *a* изображены нейтральные кривые на плоскости напряжение электрического поля U —волновое число k_x . При параметре симметрии $p = 0$ неустойчивость может быть связана либо с проводящим режимом при низких частотах, либо при высоких с диэлектрическим режимом. Отметим, что оба режима соответствуют синхронному отклику на внешнее поле — мультипликатор с максимальным модулем равен

$$\gamma_1 = \exp(\lambda_1 T) = \exp\left(i\omega \frac{2\pi}{\omega}\right) = 1.$$

Критические значения волнового числа и напряжения, при которых возникает проводящая неустойчивость, лежат в области малых значений, что соответствует глобальному минимуму кривых (левая область неустойчивости на рис. 1, *a*). При параметре симметрии $p = 1$ между областями проводящего и диэлектрического режимов вклинивается область растущих колебаний, отвечающая субгармоническим возмущениям (рис. 1, *b*). При этом на границе этой области мультипликатор с максимальным модулем равен

$$\gamma_1 = \exp(\lambda_1 T) = \exp\left(i \frac{\omega}{2} \frac{2\pi}{\omega}\right) = -1.$$

С ростом частоты глобальный минимум, характеризующий режим неустойчивости в нематике, переходит из области проводящего режима (рис. 1, *a*) в область субгармонического отклика (рис. 1, *b*, центральная область неустойчивости), а затем область проводящей неустойчивости исчезает и реализуется конкуренция субгармонического и диэлектрического режимов (рис. 1, *c*).

Зависимости критических напряжений и волновых чисел, соответствующих возникновению неустойчивости в проводящем, субгармоническом и диэлектрическом режимах, представлены на рис. 2, 3. Отметим схожесть качественного поведения нематика в полях трапецидальной формы и формы сшитых косинусов. Границы областей нарастающих возмущений представляют собой однозначные функции частоты (рис. 2). Области

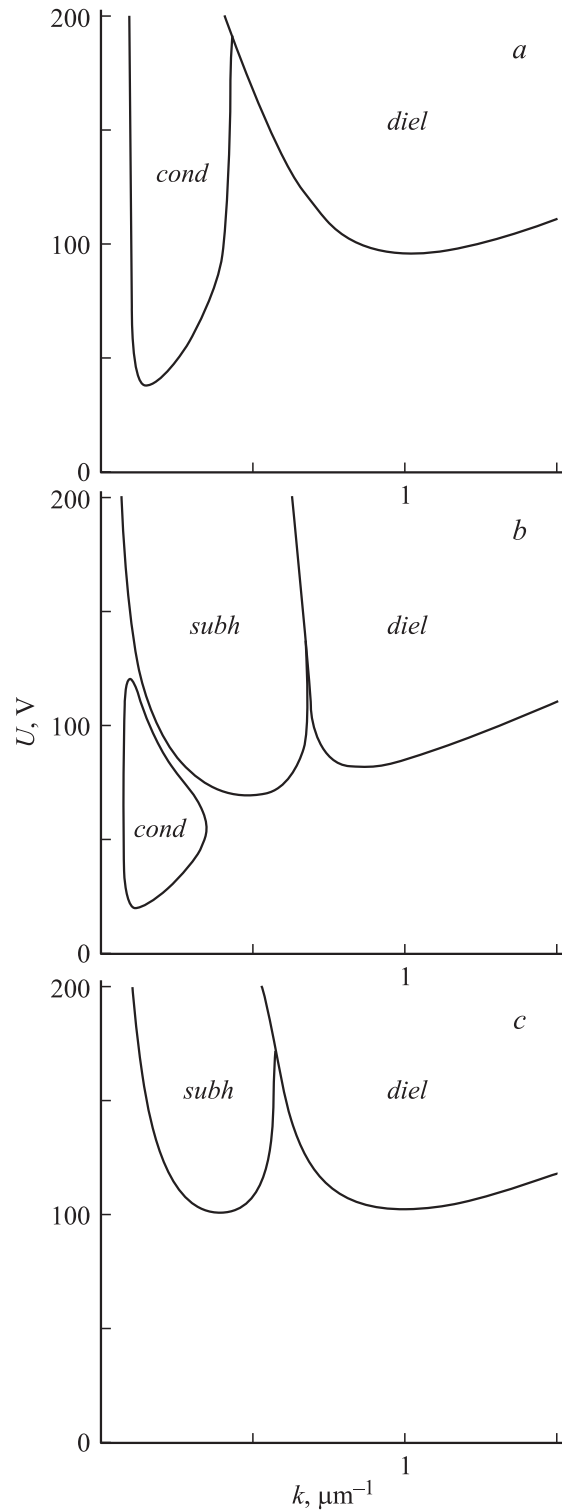


Рис. 1. Нейтральные кривые электроконвекции нематического жидкого кристалла. Сигнал в форме сшитых косинусов: *a* — $p = 0$; $f = 50 \text{ Hz}$; *b* — $p = 1$; $f = 30 \text{ Hz}$; *c* — $p = 1$; $f = 60 \text{ Hz}$.

неустойчивости расположены над кривыми. В случае $p = 1$ возможны синхронные и субгармонические колебания (рис. 2, кривые *I*), имеются две критические частоты. Первая частота f_1 — граница между проводящим

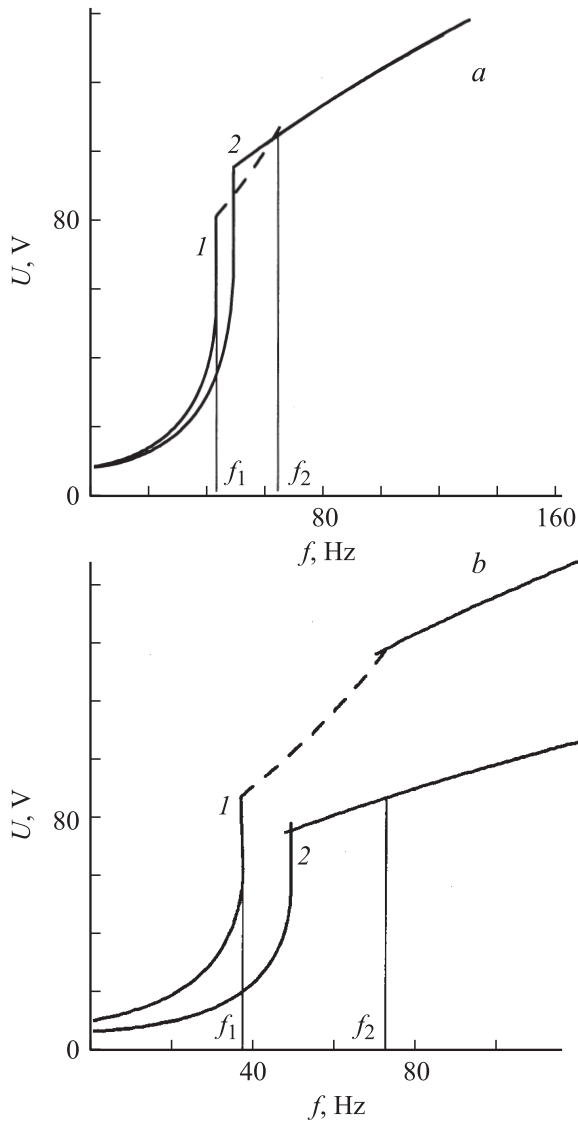


Рис. 2. Зависимость порогового напряжения на конденсаторе от частоты внешнего поля. Сплошные кривые — границы синхронного отклика; штриховая — граница субгармонического отклика. *a* — сигнал в форме сшитых косинусов: 1 — $p = 1$; 2 — 0.8; *b* — сигнал в форме трапеции: 1 — $p = 1$; 2 — 0.4.

режимом синхронных колебаний и субгармоническим откликом; вторая частота f_2 — граница между субгармоническим откликом и диэлектрическим синхронным режимом.

Таким образом, для полностью антисимметричного сигнала ($p = 1$) существует интервал частот $[f_1 f_2]$, в котором наиболее опасны субгармонические колебания. Уменьшение параметра p приводит к расширению области низкочастотной проводящей неустойчивости; уменьшается интервал частот переменного поля $[f_1 f_2]$, в котором субгармонические колебания наиболее опасны. При значении параметра p , меньшем некоторого критического значения p^* , вместо двух граничных частот f_1 и f_2 остается только одна — частота перехода от

проводящего к диэлектрическому режиму f (рис. 2, кривые 2).

Отметим, что размеры электроконвективных структур сильно различаются. На основе анализа критического волнового числа (рис. 3) можно легко классифицировать режимы неустойчивости: $k < 0.2 \mu\text{m}^{-1}$ — проводящий режим, $k \sim 0.4 \mu\text{m}^{-1}$ — субгармонический, $k > 0.9 \mu\text{m}^{-1}$ — диэлектрический.

На рис. 4 представлено поведение пограничных частот, разделяющих различные режимы электроконвекции НЖК при изменении параметра симметрии p .

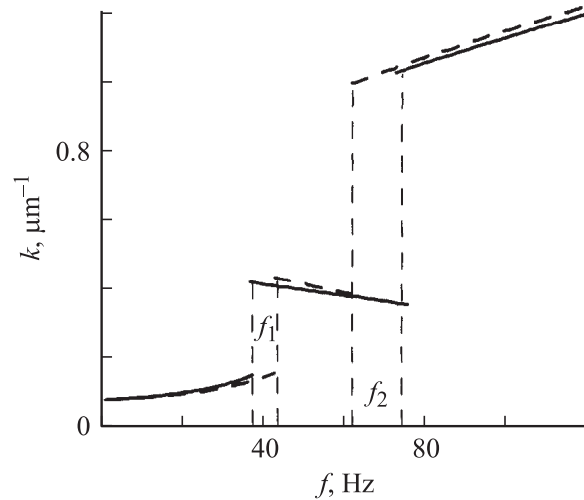


Рис. 3. Зависимость критического волнового числа для электроконвективной структуры НЖК от частоты внешнего поля ($p = 1$). Штриховые кривые — сигнал в форме сшитых косинусов, сплошные — сигнал в форме трапеции.

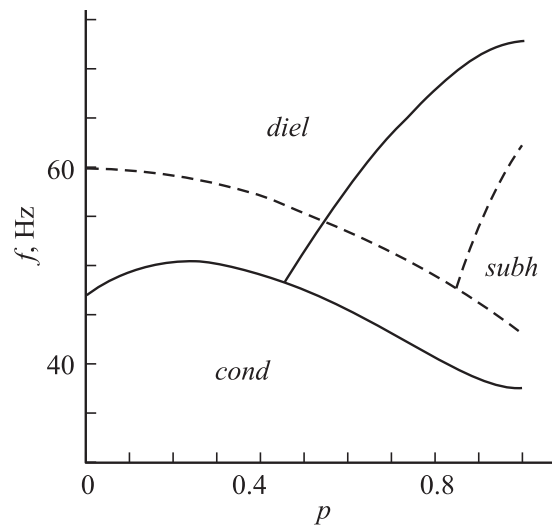


Рис. 4. Двумерная модель. Карта режимов НЖК в зависимости от параметра симметрии p : *diel* — область существования диэлектрического режима, *cond* — проводящего, *subh* — субгармонического. Штриховые линии — сигнал в форме сшитых косинусов, сплошные — сигнал в форме трапеции.

Заключение

На основе двумерной модели электроконвекции исследована устойчивость НЖК в переменном поле горизонтального конденсатора. Предложены новые формы изменения внешнего поля, при воздействии которых на жидкий кристалл появляются области неустойчивости, связанные с субгармоническим откликом на внешнее воздействие. Найдены границы электроконвективной неустойчивости, соответствующие различным режимам поведения НЖК: диэлектрическому, проводящему, субгармоническому. Показано, что уменьшение параметра антисимметрии электрического поля приводит к изменению свойств системы: субгармонический отклик исчезает.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 07-01-96046) и CRDF (PE-009-0).

Список литературы

- [1] *Пикин С.А.* Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 336 с.
- [2] *Dubois-Violette E., Gennes de P.G., Parodi O.* // J. Phys. (France). 1971. Vol. 32. P. 305.
- [3] *Dubois-Violette E.* // J. Phys. (France). 1972. Vol. 33. P. 95.
- [4] *John T., Stannarius R.* // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 70. P. 025 202(R).
- [5] *John T., Stannarius R., Heuer J.* // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71. P. 056 307.
- [6] *Stannarius R., Heuer J., John T.* // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 72. P. 066 218.
- [7] *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
- [8] *Коддингтон Э.А., Левинсон Н.* Теория обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: ИИЛ, 1958. 474 с.