

УДК 541.13

О СТРУКТУРНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕМАТИКА В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ И ЕЕ СВЯЗЬ С КОНВЕКЦИЕЙ И ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЭФФЕКТОМ

© 2019 г. С. А. Пикин*

*Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова
ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, 119333 Москва, Россия*

*E-mail: pikin@ns.crys.ras.ru

Поступила в редакцию 14.03.2019 г.

После доработки 15.04.2019 г.

Принята к публикации 25.05.2019 г.

Описана пороговая структурная неустойчивость, возникающая во всем тонком слое нематического жидкого кристалла (нематика) вдоль поверхности электрода при протекании слабого постоянного инжекционного электрического тока, если в этом слое имеются локальные, ограниченной длины L_y зародыши (прекурсоры) электрогидродинамической или флексоэлектрической неустойчивостей. Такие зародыши в случае электрогидродинамической неустойчивости стали называть “пулями” (солитонами) за их специфический вид, а их длина L_y служит мерой локального возмущения ориентационной структуры нематика. В случае флексоэлектрической неустойчивости отрезки L_y – это нерегулярная система коротких поляризованных флексоэлектрических доменов. Такая неустойчивость соответствует системе, состоящей из групп полос, которые характеризуются противоположным движением “пуль” по ним и средней скоростью этого движения.

Ключевые слова: неустойчивости, нематик-растворитель, инжекция электронов, фазовые диаграммы.

DOI: 10.1134/S1028096019110189

ВВЕДЕНИЕ

Работа [1] посвящена экспериментам с нематическим жидким кристаллом (нематиком) в переменном поле и содержит ряд интересных наблюдений, не объясняемых теоретически. Прежде всего, нематик обладал отрицательной анизотропией электрической проводимости, т.е. был устойчив к электрогидродинамической неустойчивости и не проявлял флексоэлектрический эффект. В нем наблюдалось движение так называемых “пуль” – ориентационно-деформированных участков нематика, вытянутых вдоль оси y , перпендикулярной оси x (первоначальной ориентации нематика), но коротких вдоль оси x (ширина L_x порядка толщины слоя). Размеры “пуль” L_y были тем больше, чем больше была интенсивность приложенного поля $\langle E^2 \rangle$, величина L_x оставалась неизменной. Движение “пуль” происходило в одном направлении на больших участках ячейки, но с той же вероятностью в противоположном направлении на других участках. Скорость движения линейно зависела от интенсивности $\langle E^2 \rangle$. Наличию “пуль” соответствовало существование некоторой фазовой диаграммы.

Вероятно, наблюдаемые эффекты связаны с электролитическими свойствами нематика, особенно чистого, т.е. свободного от заряженных примесей. Это явление присуще обычным жидкостям-электролитам. Оно возникает, когда начинают играть роль инжекционные свойства электродов, и возможными механизмами образования носителей постоянного и переменного электрических токов являются униполярная инжекция, биполярная инжекция, диссоциация молекул [2, 3]. Можно качественно объяснить эти факты, исходя из представлений об инжектированных ионах и объемных зарядах (в нематике), существующих в осциллирующем поле. Известно, что в сильных электрических полях интенсивность потока инжектированных ионов зависит от напряженности поля, созданного около поверхности электрода внешним источником, и объемного заряда внутри диэлектрика [4, 5]. Вообще роль ионов разного знака в переносе тока определяется электрохимическими процессами, происходящими на обоих электродах, но часто результирующий ток создают ионы только одного сорта, в то время как ионы противоположного знака в целом неподвижны [3]. Возможно, возникает плотность свободных

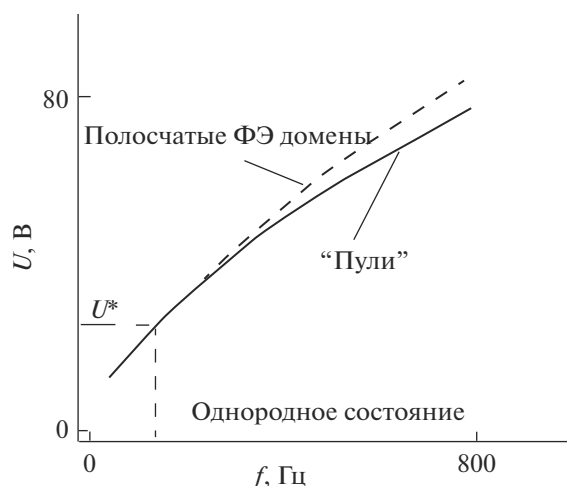


Рис. 1. Фазовая диаграмма при наличии двух прекурсоров — частичного электрогидродинамического и флексоэлектрического эффекта, ведущего к нерегулярным флексоэлектрическим (ФЭ) доменам [1].

зарядов и соответствующий слой этих зарядов (например, вблизи анода).

ПОЛОСЫ МОДУЛЯЦИЙ И ЛОКАЛЬНЫЕ СТОРОННИЕ ЗАРЯДЫ

Локальные сторонние заряды с плотностью $\rho_{ст}(\mathbf{r})$ создают поле \mathbf{E}' , $\rho_{ст}' = (\epsilon_{\perp}/4\pi)\text{div}\mathbf{E}'$, если диэлектрическая анизотропия $\epsilon_a \approx 0$, $\langle \epsilon \rangle$ — среднее значение диэлектрической константы, которое искажает ориентацию директора и делает видимой соответствующую оптическую картину “пули”. Размеры этой цветной картины имеют порядки L_y и L_x . На опыте [1] в переменном поле наблюдали увеличение L_y и неизменность L_x при росте $\langle E^2 \rangle$. Пока поле невелико, сторонних зарядов как локальных дефектов относительно мало, но с ростом E их становится все больше, и они (даже при постоянстве размеров L_y — при больших E) начинают соприкасаться друг с другом (например, при E^*). Взаимодействие разных типов поляризации может служить причиной наблюдения двух пороговых эффектов (частичных электрогидродинамической и флексоэлектрической неустойчивостей) и появления второй ветви (системы плотно упакованных поляризованных групп) на наблюдаемой фазовой диаграмме (рис. 6 в [1]) в переменных частота–интенсивность переменного поля.

Локальные сторонние заряды возникают в случайных местах на электродах благодаря инжекции, например, под действием электромагнитных волн. Число таких заряженных “пуль” изменяется и зависит от интенсивности электромагнитного (электрического) поля E . Площадь

области пули $L_x L_y$ сильно влияет на распределение электрического поля в ней: $\rho_{ст} \sim (\langle \epsilon \rangle / 4\pi) \text{div} E \propto \partial E_y / \partial y \propto E_y / L_y$. Скорость “пуль” v_y' , безусловно, зависит от $\rho_{ст}$ как $\rho_{ст}' \sim \langle E^2 \rangle$, интенсивность приложенного поля $\langle E^2 \rangle$ определяет плотность инжектированных электронов. При однородности параметров электрохимической задачи среднее значение этой скорости в вязкой жидкости не зависит от других векторных величин, а дается некоторой комбинацией таких параметров.

Известно, что при малом количестве инжектированных носителей электрический ток j и приложенное напряжение U взаимно пропорциональны, а количество инжектированных электронов вблизи катода уменьшается по мере увеличения тока электронов, ограниченного пространственным зарядом. Площадь пули $L_x L_y$ может увеличиваться из-за роста L_y , но L_x практически не изменяется и примерно порядка толщины ячейки d . В наблюдаемых заряженных “пулях” $L_y / L_x \sim 10-20$ [1] для таких прекурсоров, т.е. предшественников электрогидродинамической фазы. По-видимому, большие длины L_y соответствуют минимуму интенсивности электромагнитных волн, необходимому для рождения этих “пуль” (создания $\rho_{ст}$). Слишком большие значения L_y могут приводить к превышению минимума, и поэтому плотность $\rho_{ст}$ не может возникнуть. Вероятно, поэтому прекурсоры электрогидродинамической неустойчивости не наблюдаются при низких интенсивностях электромагнитных волн (фазовая диаграмма). Разница между двумя типами прекурсоров мала. Величина компоненты директора $n_y \approx 1$ (формула (1)) соответствует очень большим длинам L_y (т.е. большой плотности сторонних зарядов), что уменьшает указанную разницу. Это является причиной существования точки пересечения двух ветвей на упомянутой фазовой диаграмме (рис. 1).

Полосы флексоэлектрических модуляций в постоянном поле [6–8, 10] (направленном по оси z) были бы параллельны оси y , если бы невозмущенная ориентация директора совпала бы с осью y на всем поле наблюдения. Заметим, что средние значения $\langle n_z^2 \rangle$ и $\langle n_x^2 \rangle$ в этих полосах малы по сравнению с амплитудами ориентационных возмущений [6]:

$$\begin{aligned} n_z &= \theta = \theta_0 \cos(kx) \cos(\pi z / d), \\ n_x &= \varphi = \varphi_0 \sin(kx) \cos(\pi z / d), \end{aligned} \tag{1}$$

где $k = \pi x / d$ — волновое число гипотетической флексоэлектрической структуры, θ_0 и φ_0 — амплитуды ориентационных возмущений. Выражения (1) показывают, что компонента $n_y \approx 1$ при малых n_z и n_x в полосах, ориентированных по оси y . На поро-

ге флексоэлектрической неустойчивости $k \sim k_c \sim \pi/d$.

Движение по таким полосам осуществлялось бы вдоль оси y со средней скоростью v_y , пропорциональной заряду дефекта, определяемого интенсивностью поля E , т.е. $v_y \sim \langle E \rangle^2$, и благодаря направляющему полю \mathbf{E}' (в плоскости xu величина $|\mathbf{E}'|$ зависит от скалярной комбинации исходных параметров системы). Но опыт показывает, что подобное движение наблюдается, когда невозмущенная ориентация директора четко совпадает с осью x , т.е. флексоэлектрическая структура в данном случае невозможна.

Поле \mathbf{E}' , задающее направление движения, есть результат образования сторонних зарядов. Такая ячейка может заполнять все поле наблюдения в плоскости xu . Видимый размер “пули” L_y свидетельствует о некотором промежуточном значении напряженности поля $\mathbf{E}'(y, z)$, действующего на ограниченной площади xu (площади изображения “пули”). Этот размер может быть стандартом для всех таких дефектов, если причина возникновения локальных сторонних зарядов универсальна.

ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Задача о прохождении слабого тока в нематике — это задача о прохождении слабого тока в растворе электролита, в котором ионы одного знака растворяются на одном электроде и высаживаются на другом [3]. Следуя подходу [3], примем, что нематический жидкий кристалл как растворитель покоится, а через раствор вдоль оси z проходит поток массы ионизированных молекул с плотностью $\rho v = -jm^-/e^-$, где знак “-” относится к отрицательным ионам и характеризует их массу и заряд. Вообще для описания этой электрохимической задачи (в постоянном поле \mathbf{E}) требуется система уравнений, включающая такую величину, как плотность диффузионного тока:

$$i_k = -\rho(\partial\xi/\partial n)_{P,T}^{-1} D_{ki} \nabla_i \xi + \beta_{ki} j_i, \quad (2)$$

где D_{ki} (тензор диффузии) и β_{ki} — симметричные кинетические коэффициенты, а ξ — химический потенциал. При $\nabla\xi \neq 0$ в выражении для \mathbf{j} появляется дополнительный член

$$j_k = \sigma_{ki} (E_i - \beta_{il} \nabla_l \xi). \quad (3)$$

Здесь для простоты предполагается, что химический потенциал ξ раствора (наряду с давлением P и постоянной температурой T) определяется как производная от термодинамического потенциала единицы массы раствора Ψ по его концентрации n (например, концентрации отрицательных ионов). Концентрация n — отношение массы

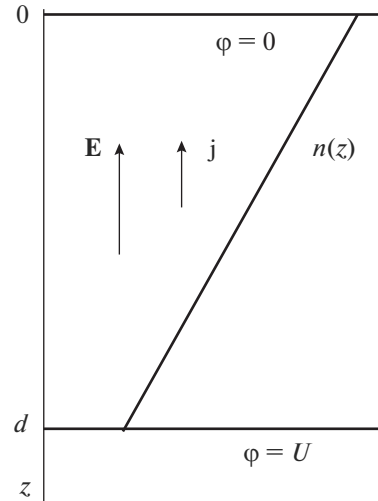


Рис. 2. Неоднородное распределение мобильных носителей заряда при слабом электрическом токе. Значение потенциала на аноде U складывается из параметров электрохимической системы, влияния внешних источников и структуры двойного электрического слоя.

электролита к полной массе жидкости в данном элементе объема:

$$\xi = \partial\Psi/\partial n = \partial\Psi/\partial N^- \partial N^-/\partial n + \partial\Psi/\partial N^+ \partial N^+/\partial n, \quad (4)$$

где

$$n = N^- m^- = \xi^- / m^-, \quad (5)$$

$$N^+ e^+ = N^- e^-, \quad n + N^+ m^+ = 1.$$

В равновесном состоянии сумма зарядов ионов в единице объема раствора $\rho_{ct} = 0$ из-за электронейтральности раствора, потенциал поля $\Phi_{эл} = (\partial\Psi/\partial\rho_{ct})_n$.

Используем случай (2)–(5) прохождения слабого тока в нематике, когда поток массы ионизированных молекул с плотностью ρv_z по оси z сквозь покоящийся растворитель равен $\rho v_z = -jm^-/e^-$, а макроскопическое движение жидкой смеси со скоростью v_z есть импульс ρv_z единицы объема жидкости [3]. Если директор \mathbf{n} ориентирован однородно и перпендикулярно потоку ионов, то на расстоянии, равном толщине слоя d , падение напряжения $U(\varphi(0) = 0, \varphi(d) = U)$ (рис. 2 и уравнение (2)) для таких прекурсоров [2]:

$$\rho D_{\perp} (dn/dz) = j_z [\beta_{\perp} + (m^-/e^-)(1 - n)]. \quad (6)$$

Заметим, что в данном случае величины dn/dz и j_z отрицательны, и потому соотношение (6) верно (имеется слабый электрический ток отрица-

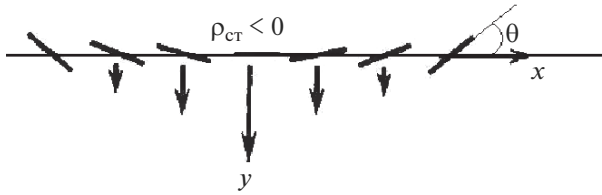


Рис. 3. Модель характерных распределений скорости жидкости и ориентации директора в ячейке электрогидродинамического эффекта.

тельных ионов) лишь при положительности выражения

$$\zeta = [\beta_{\perp} + (m^{-}/e^{-})(1 - n)], \quad (7)$$

т.е. при достаточно малой концентрации n . Постоянный электрический ток сопровождается возникновением градиента концентрации отрицательных ионов $\nabla n \sim \mathbf{j}$, но имеет место почти однородное распределение тока $\text{div} \mathbf{j} = 0$.

Неоднородное распределение концентрации носителей заряда (6) в целом в нейтральной среде устойчиво по отношению к малым возмущениям $\rho_{\text{ст}}(\mathbf{r})$ в плоскости, перпендикулярной оси z . Эти возмущения зависят от координат z и, например, y . С учетом уравнений (6), (7) и уравнения Навье–Стокса:

$$\rho(\partial v_i / \partial t + v_j (\partial v_i / \partial x_j)) = f_i + \partial \Sigma_{ij} / \partial x_j, \quad (8)$$

с включением объемной плотности сил $\mathbf{f} = -\nabla P$ и “вязкого” несимметричного тензора Σ_{ij} [8, 9] в нематике эти стационарные возмущения могут быть записаны как $v'_z(y, z) \sim v'_x(y, z) \propto \rho'_{\text{ст}}(y, z) \propto P'(y, z) \propto E'_y(y, z) \propto \exp(iqy)$, где q – волновое число возмущения. В (7), (8) имеем [2, 3] $E_z = -U/d = j/\sigma_{\text{эф}}$,

$$1/\sigma_{\text{эф}} = 1/\sigma_{\perp} + \partial \xi / \partial n (1/\rho D_{\perp}) \times [\beta_{\perp} + (m^{-}/e^{-})(1 - n)]^2, \quad (9)$$

$\mathbf{i} = -\rho D_{\perp} \nabla n - \beta_{\perp} \mathbf{j}$, α_4 – коэффициент Лесли [9], т.е. вязкость изотропной жидкости, $\rho'_{\text{ст}} = (\langle \epsilon \rangle / 4\pi) \text{div} \mathbf{E}'$, если диэлектрическая анизотропия $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} \approx 0$.

Для оценки величины β_{\perp} применим соотношение

$$\begin{aligned} \xi &= Pnn + \psi \text{ и } \partial \xi / \partial n \approx (1/m^{-}) \times \\ &\times (1 + (e^{-}/e^{+})) \partial \xi^{-} / \partial n = \\ &= (1 + (e^{-}/e^{+})) (T/m^{-}n). \end{aligned} \quad (10)$$

При малых n величина $\zeta \approx (m^{-}/e^{-}) [e^{-}/(e^{-} + e^{+}) - n]$.

Можно оценить коэффициент β_{\perp} исходя из соотношений (2) и $n \sim \exp(e^{-}\phi/T)$ и $\partial \phi / \partial z + \beta_{\perp} \partial \xi / \partial z = 0$, если ток отсутствует:

$$\beta_{\perp} = -e^{+} m^{-} / e^{-} (e^{-} + e^{+}) < 0. \quad (11)$$

С помощью системы уравнений (2)–(8) и соотношений (9)–(11) находим порог неустойчивости (по плотности тока) типа

$$j^2 = \Lambda (q^2 + q_0^2)^2 q^{-2} \quad (12)$$

с постоянной Λ , зависящей от параметров материала. В данном случае неустойчивость перпендикулярного тока j_z не обусловлена анизотропными свойствами электролита и зависит от величины ζ (или β_{\perp}): $\Lambda \sim \beta_{\perp}^{-1}$. При малых n величина $\zeta > 0$, т.е. наступает неустойчивость тока j_z по отношению к возмущениям в плоскости xy . Из (6), (7) и (11) следует, что при больших n возмущения не могут возникнуть, поскольку в этом случае параметр $\Lambda \sim \beta_{\perp}^{-1}$ отрицателен.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

Заметим, что для разных порогов параметр Λ может различаться, и его вычисление – отдельная задача. В частности [8], из выражения (12) находим зависимость поля E от q :

$$E^2 = (4\pi\alpha_4\sigma_{\perp}/\lambda\epsilon_{\perp}) (q^2 + q_0^2)^2 q^{-2},$$

$$\lambda = (\sigma_{\perp}\beta_{\perp}\sigma_{\text{эф}}/\rho D_{\perp}^2) (\partial \xi / \partial n) [\beta_{\perp} + (m^{-}/e^{-})(1 - n)],$$

что приводит к зависимостям критического значения напряженности поля от концентрации n , приведенным выше. Заметим, что параметр q_0 не может быть малым в случае конвективных процессов: обычно $q_0 \sim \pi/d$.

Ячейка электрогидродинамической конвекции имеет большую длину в направлении оси y (если позволяет положительная анизотропия электропроводности, длинные полосы параллельны оси y). Размер L_y рассматриваемого зародыша (прекурсора) не может быть малым. При уменьшении L_y разница в указанных зародышах исчезает. Сечение ячейки в плоскости xy схематично показано на рис. 3 с характерными распределениями скорости и ориентации директора. Видно, что по оси полосы ориентация директора неизменна, а справа и слева от этой оси она изменяется по-разному. Полагаем, что такой же вид имеет “пуля” конечного размера L_y (отрицательная анизотропия электропроводности не позволяет образоваться системе параллельных полос), что придает своеобразие ее оптической картине: по оси всех “пуль” имеется темная полоса, а по бокам – полоски разного цвета.

Если длина ячейки электрогидродинамической конвекции больше в направлении оси y , то можно говорить о еще одном пороге: частичной флексоэлектрической неустойчивости с участием электрической поляризации или нерегулярном флексоэлектрическом эффекте. Возможны оба порога: электрогидродинамического эффекта с универсальной причиной возникновения сторонних зарядов и флексоэлектрического эффекта с нерегулярной картиной коротких доменов. Эти пороги могут быть близки как имеющие общие причины возникновения (появление длины L_y в обоих эффектах): полосы внутри областей $L_y L_x$ развернуты на 90° по отношению друг к другу в случае прекурсоров двух типов. Они совпадают при достаточно большой величине π/L_y . С уменьшением π/L_y такое совпадение пропадает, а участие электрической поляризации делает флексоэлектрический эффект более нерегулярным (более энергозатратным из-за участия флексоэлектрической поляризации), он составляет самостоятельную ветвь на фазовой диаграмме частота–интенсивность переменного поля (рис. 1). Необходимо подчеркнуть, что здесь рассматриваются две различные неустойчивости с двумя порогами типа (12) и двумя разными прекурсорами, которые относятся к этим неустойчивостям.

Наблюдаемый размер “пуль” [1, 11] говорит о некотором промежуточном значении напряженности поля $E'(y, z)$, действующего внутри наблюдаемой области изображаемых “пуль”. Этот размер может быть для них стандартным, если сторонние заряды появляются по универсальной причине. В действительности, эти структурные образования создаются и дают соответствующие оптические изображения благодаря взаимодействию инжектированного электронного облака с нематическими молекулами. Например, можно говорить об определенных связанных состояниях инжектированного электрона с ароматическими электроактивными молекулами, несущими отрицательные ионы, которые образуются при захвате электронов этими молекулами с помощью некоторых резонансных механизмов [12]. Авторы [12] ведут поиск возможных путей фрагментации молекулярных анионов в зависимости от энергии электронов. Нематические молекулы, одетые в такие “шубы” из захваченных инжектированных электронов, напоминают уединенные волны или солитоны. Все они при получении оптического изображения имеют вид двух параллельных полос конечной длины ($\sim L_y$) и ширины ($\sim d$).

“Пули”, заряженные одинаково, испытывают кулоновское отталкивание. Если возможно лобовое столкновение таких “пуль”, эти полосы сбрасывают захваченные электроны, и эти “пули” исчезают. При касательном столкновении “пуль” исчезает лишь часть захваченных электронов, и

такие “пули” могут восстанавливаться и “проникать” сквозь друг друга. Они также могут отражаться от жестких препятствий или даже полностью разрушаться.

Следует подчеркнуть, что пока, к сожалению, еще мало изучено взаимодействие электронов с молекулами нематика. Поэтому рассуждения, приведенные выше, носят скорее эвристический характер. Но они могут способствовать пониманию на качественном уровне происходящих явлений. “Солитонное” поведение объекта наблюдения требует аналитического решения задачи.

Электроконвективная неустойчивость, возникающая в тонком слое нематического жидкого кристалла вдоль поверхности электрода, не связана с его анизотропными свойствами. Поле E' в этом слое (вдоль поверхности электрода) не повторяет поведение двумерных валов, как при обычной конвекции [11]. На краях слоя в плоскости xu “пули” в области наблюдения (рис. 5 в [1]) образуются области полос с противоположным движением таких “пуль”.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В тонком слое нематика и переменном поле, свободном от заряженных примесей, под действием поля E , в том числе переменного, и инжекции (например, электронов) происходят различные процессы. Электрическое поле $E = E_z = E_0 \cos \omega t$ направлено перпендикулярно границам слоя нематика, т.е. эффект изотропен в плоскости конденсатора. Типичные ячейки этого эффекта могут занимать всю плоскость xu , разбиваясь на группы полос (по закону сохранения импульса), находящихся в одинаковых условиях движения пространственных зарядов по оси y . В таких ячейках в плоскости xu действуют электрические поля, которые приводят в движение заряженные “пули” – искажения ориентационной структуры. “Пули”, на которые садятся инжектированные электроны, под действием полей из этих областей, могут двигаться в любых направлениях, но направление по оси y преимущественно, и оно в основном сохраняется при движении заряженных “пуль” (рис. 5 в [1]). Этот процесс можно понимать так: “заряженные пули” подходят к катоду и, возможно, разряжаются при столкновении с ним, уходя к электроду и образуя облако электронов. Одновременно инжектированные электроны садятся на ориентационные “пули”, которые уносятся поперечным полем в противоположном направлении.

С ростом поля увеличиваются инжекция и количество заряженных искажений, которые начинают заполнять поле наблюдения, но с соблюдением симметрии движения вправо и влево по полосам в отдельных группах этих полос. В еще

более сильных полях “пуль” становится много даже на одной полосе. В конце концов возникает некоторая хаотическая картина заряженных искажений, когда нерегулярный флексоэлектрический эффект становится преобладающим. При очень большой длине L_y (малой плотности сторонних зарядов) существует только одна ветвь функции $E(\omega)$, это похоже на нерегулярный флексоэлектрический эффект. При $E = E^*$ (некоторая малая величина) длинные “пули” становятся похожи на зарядовые возмущения с большой длиной L_y (прекурсоры двух состояний: электрогидродинамической и флексоэлектрической неустойчивостей (нерегулярное состояние)), и неустойчивости с таким значением L_y также становятся похожи.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность Е.С. Пикиной за конструктивную критику и многочисленные дискуссии по данной проблеме, Е.И. Кацу, М.В. Горкунову и В.Е. Дмитриенко за проявленный интерес к работе. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках Государственного задания ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Li B.-X., Borshch V., Xiao R.-L., Paladugu S., Turiv T., Shiyarovskii S.V., Lavrentovich O.D.* // Nature Commun. 2018. V. 9. P. 2912. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-05101-y>
2. *Левич В.Г.* Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959. 700 с.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Физматгиз, 1959. 532 с.
4. *Сморodin Б.Л., Тараут А.В.* // Механика жидкости и газа. 2010. № 1. С. 3.
5. *Ильин В.А., Мордвинов А.Н., Петров Д.А.* // ЖЭТФ. 2015. Т. 147. Вып. 1. С. 181. <https://doi.org/10.7868/S0044451015010174>
6. *Пикин С.А., Уманский Б.А.* // Кристаллография. 2018. Т. 63. № 4. С. 615. (Crystallogr. Rep. 2018. V. 63. № 4. P. 641.) <https://doi.org/10.1134/S1063774518040211>
7. *Бобылев Ю.П., Пикин С.А.* // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. Вып. 1. С. 369.
8. *Pikin S.A.* Structural Transformations in Liquid Crystals. N.Y.: Gordon & Breach Science Publishers, 1991. 423 p.
9. *De Gennes P.G., Prost J.* The Physics of Liquid Crystals. Oxford: Clarendon Press, 1993. 597 p.
10. *Barnik M.I., Blinov L.M., Trufanov A.N., Umanskii B.A.* // J. Phys. (France). 1978. V. 39. P. 417.
11. *Гемлинг А.В.* // УФН. 1991. Т. 161. № 9. С. 1.
12. *Pshenichnyuk S.A., Kuhto A.V., Kuhto I.N., Asfandiarov N.L.* // Khimicheskaya Fizika, 2010. V. 29. № 11. P. 82.

On the Structural Instability of Nematic in an Alternating Electric Field and Its Connection with Convection and Flexoelectric Effect

S. A. Pikin

The threshold structural instability arising in the thin layer of a nematic liquid crystal (nematic) along the electrode surface during the flow of a weak direct injection current is described. Local, limited in length L_y , nuclei (precursors) of electrohydrodynamic and flexoelectric instabilities are assumed to be in this thin layer. In the case of electrohydrodynamic instability, such precursors have been called “bullets” (solitons) because of their specific appearance, and their length L_y is a measure of local perturbation of the orientational structure of a nematic. In the case of flexoelectric instability, pieces L_y are formed by irregular system of short polarized flexoelectric domains. Such instability corresponds to a system consisting of groups of stripes, which are characterized by the alternative motion of “bullets” along these stripes and the average velocity of this movement.

Keywords: instabilities, nematic solvent, electron injection, phase diagrams.