

ЭВОЛЮЦИЯ ЛИНЕЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ДОМЕНОВ В ПЛАНАРНОМ СЛОЕ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА ЗА ПОРОГОМ ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ

© 2015 г. О. А. Капустина

Акустический институт им. Н.Н. Андреева

117036 Москва, ул. Шверникова 4

E-mail: oakapustina@yandex.ru

Поступила в редакцию 09.07.2014 г.

Впервые представлено экспериментальное обоснование адекватности модели, описывающей надпороговую динамику системы акустических линейных доменов, которые возникают в планарном слое нематического жидкого кристалла под воздействием осциллирующего гидродинамического потока, индуцированного колебаниями сдвига на частотах звукового диапазона. Определены значения периода доменов на пороге эффекта и при его превышении вплоть до значений амплитуд колебаний, отвечающих ориентационной турбулизации среды в слоях толщиной 10–80 мкм на частотах 0.1–20 Гц. Установлена зависимость периода доменов от амплитуды и частоты колебаний при различных значениях толщины слоя.

Ключевые слова: нематические жидкие кристаллы, надмолекулярные структуры, линейная гидродинамика, параметр ориентационного порядка, надпороговая динамика, одномерные линейные домены.

DOI: 10.7868/S0320791915020057

ВВЕДЕНИЕ

В современной акустике жидких кристаллов (ЖК) проблема устойчивости и изменчивости ориентационного упорядочения тонкого слоя мезофазы при воздействии звука занимает особое место, и ее исследования в последние десятилетия велись достаточно активно [1]. Открытие эффекта порогового образования надмолекулярных структур в виде системы линейных доменов, индуцированных в планарном слое нематического жидкого кристалла (НЖК) осциллирующими потоками Куэтта [2] и Пуазейля [3] со скоростью V , ортогональной расположению директора \mathbf{n} ЖК [4], при частотах колебаний 0.001–100 Гц, датируется второй половиной прошлого века. Как показал теоретический анализ этого явления [5–7], в зависимости от частоты и коэффициента вязкости Лесли α_3 НЖК [4] можно ожидать появление двух типов искажения, а именно: “ Y ”-моду (когда средние по периоду осцилляций отклонения директора от исходного положения по нормали к слою $\langle n_x \rangle \neq 0$, а отклонения в плоскости слоя $\langle n_y \rangle = 0$), и “ Z ”-моду (поведение отклонений директора — обратное: $\langle n_x \rangle \neq 0$ и $\langle n_z \rangle = 0$). Воздействие осциллирующих потоков на структуру планарного слоя при параллельной ориентации скорости потока и вектора \mathbf{n} в рамках классической гидродинамики Лесли–Эриксона рассмотрено в [8]. Появление в этих

условиях доменов, вытянутых перпендикулярно направлению сдвига, объясняют инерцией среды, которая приводит к запаздыванию скорости вторичных осциллирующих потоков относительно скорости в потоке Куэтта. Картина искажения планарной структуры НЖК при произвольных значениях угла между директором \mathbf{n} и скоростью потока рассмотрена в [9] и уточнена в [10]. Наблюдаемое в опытах увеличение пороговых значений градиента скорости сдвига S_{0th} и волнового числа k_{th} при уменьшении угла между векторами \mathbf{n} и \mathbf{V} связывают с изменением коэффициентов вязкости НЖК. Следует отметить, что в [5–8, 10] анализ перестройки планарной структуры НЖК в осциллирующем потоке излишне упрощен: в описании временной зависимости угловых переменных учтено малое число гармоник (только первые), а влияние инерции среды, которая может на высоких частотах существенно изменять результаты расчета, не рассматривается. Одно из важнейших достижений последних лет — модели ориентационной неустойчивости планарного слоя ЖК в акустически индуцированных осциллирующих потоках Куэтта [11] и Пуазейля [12], при построении которых указанные выше недостатки расчета были устранены. Эти модели предсказывают зависимость типа структур от частоты осцилляций потока и коэффициента вязкости Лесли α_3 НЖК в

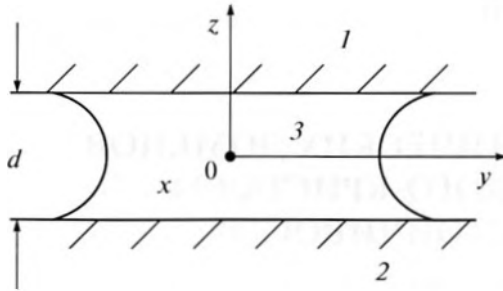


Рис. 1. Воздействие осциллирующего потока на планарную текстуру НЖК. Геометрия задачи: 1 и 2 – пластины, которые составляют плоскую ячейку, заполняемую НЖК 3. Пластина 2 совершает колебания в направлении оси y по закону $U = U_0 \cos \omega t$; световой поток падает на слой НЖК в направлении нормали (вдоль оси z).

условиях ортогонального расположения векторов \mathbf{n} и \mathbf{V} . В [13] приведены результаты компьютерного моделирования воздействия осциллирующего потока Куэтта на планарный слой, а теоретический анализ эффекта отсутствует. Во всех названных работах вычислялись только пороговые характеристики эффекта (пороговая амплитуда сдвига/сжатия, волновое число k_{th} , которое определяет размер доменов на пороге эффекта), а искажения структуры за порогом ориентационной неустойчивости не рассматривались. На современном этапе исследований можно назвать только одну работу [14], связанную с этой самой сложной областью в теории ориентационной неустойчивости ЖК: описанием степени деформации планарной структуры мезофазы за порогом ее устойчивости и эволюции исходной системы доменов по мере повышения уровня воздействия вплоть до значений амплитуд колебаний, отвечающих ориентационной турбулизации среды.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования надпороговых изменений периода L системы линейных доменов, которые формирует в планарном слое НЖК осциллирующий гидродинамический поток, индуцированный колебаниями “чистого” сдвига на частотах звукового диапазона. Определены значения периода доменов на пороге эффекта и при его превышении вплоть до значений амплитуды колебаний, отвечающих турбулизации среды, в слоях толщиной 10–80 мкм в области частот 0.1–20 Гц. Установлена зависимость размера доменов от амплитуды и частоты колебаний при различных значениях толщины слоя. На основании полученных данных впервые проведена апробация модели [14], которая описывает свойства надмолекулярных структур за порогом дестабилизации планарного слоя.

МОДЕЛЬ

Модель [14] описывает искажения НЖК за порогом эффекта под действием чистого сдвига в осциллирующем потоке Куэтта в терминах безразмерной амплитуды сдвига s_0 , равной отношению амплитуды смещения U_0 пластины к толщине слоя. Анализ эффекта проводится на основе нелинейных уравнений гидродинамики НЖК, где сохранены кубические по возмущениям слагаемые и ограничено частотами, при которых выполняются следующие неравенства:

$$2\rho\omega d^2/\alpha_4 < 1, \gamma_1\omega d^2/K_{33} < 2 \times 10^4.$$

Здесь γ_1 – коэффициент вращательной вязкости, K_{33} – константа упругости Франка [4], α_4 – коэффициент вязкости Лесли, ρ – плотность, d – толщина слоя НЖК, $\omega = 2\pi f$, f – частота осцилляций. Первое из них показывает, что длина вязкой волны больше толщины слоя и поток имеет линейный профиль скорости. Выполнение второго неравенства означает, что инерция среды не влияет на образование искажений и в уравнении движения инерционные слагаемые можно не учитывать.

Геометрия задачи такова: оси x и y лежат в срединной плоскости слоя перпендикулярно и вдоль плоскости потока соответственно, ось z перпендикулярна плоскости слоя, а его границы отвечают значениям координаты $z = \pm d/2$ (рис. 1). В исходном состоянии директор \mathbf{n} НЖК направлен вдоль оси x , а в возмущенной структуре он отклоняется от нее в плоскости xu на угол ψ и в плоскости xz на угол θ , при этом в слое возникают замкнутые осциллирующие с частотой ω потоки. Рассмотрение проведено для возмущения с конфигурацией (1.1) (“Y”-мода [2]), которое имеет наименьший порог неустойчивости ввиду малых значений вязких напряжений и ориентационной энергии. Эта конфигурация имеет следующие особенности: (а) угол θ содержит постоянную θ_0 и переменную $\theta_1(t)$ составляющие отклонения директора \mathbf{n} , период которой равен π и меньше периода внешнего воздействия в два раза; (б) угол ψ представлен переменной составляющей, чей период совпадает с периодом внешнего воздействия, но изменяет знак каждую половину периода [11].

Согласно [14] деформацию планарной структуры НЖК непосредственно за порогом эффекта, выраженную через амплитуду θ_0 постоянной составляющей угла θ , описывает следующая закономерность:

$$\theta_0 \sim [Q(s_0 - s_{0th})]^{1/2}, \quad (1)$$

где Q – функция параметров слоя НЖК и частоты сдвига. Эта закономерность аналогична зависимости параметра фазового перехода от расстояния до температуры перехода в теории Ландау фазовых переходов 2-го рода, причем аналогом температуры является амплитуда сдвига s_0 . Конечные искажения угла θ_0 , нарастающие по мере продвижения

за порог эффекта, появляются в слое только при достижении значений $s_0 > s_{0th}$, при этом растет и амплитуда ψ_0 осциллирующего угла ψ . В этих условиях можно ожидать появление двух конкурирующих видов искажения структуры: однородного или пространственно-модулированного с близкими значениями порогов возбуждения: $s_{0th,1}$ или $s_{0th,2}$ соответственно. Вид искажения, возникшего на пороге эффекта, определяет наименьшее из значений $s_{0th,i}$, и приведенная частота $\omega\tau \sim \omega d^2$, где $\tau = \gamma_1 d^2 / K_{33}$ – время релаксации ориентационных волн в НЖК [4]. Общая картина развития неустойчивости за порогом эффекта представляется таковой. На низких частотах, когда $s_{0th,1} < s_{0th,2}$, возникают лишь однородные по x искажения структуры с пороговым волновым числом $k_{th} = k_{th,1} = 0$. На высоких частотах, где $s_{0th,2} < s_{0th,1}$, появляются пространственно-модулированные искажения (домены) с волновым числом $k_{th} = k_{th,2} \neq 0$, при этом угол θ_0 меняется по закону $\theta_0 \sim \cos(k_{th,2}x)$ в направлении оси x . Столь разные физические ситуации реализуются в областях частот, разделенных частотой, которая отвечает условию $\omega\tau = \Omega \approx 12$ [14].

Надпороговые явления развиваются по определенному сценарию: по мере продвижения за порог расширяется спектр возмущений, формирующих в слое разнообразные надмолекулярные структуры, и возникают пространственные гармоники искажений θ (соответственно и ψ) с волновыми числами из интервалов $0 \dots k_1$ (вблизи $k_{th,1} = 0$) и $k_2 \dots k_3$ (вблизи $k_{th,2} \neq 0$), причем ширина Δk этих интервалов $\Delta k = k_1$ и $\Delta k = k_3 - k_2$ с повышением амплитуды сдвига возрастает. Существенно, что при малом продвижении за порог возникнут пространственные гармоники искажений с волновыми числами лишь из одного интервала, содержащего критическое волновое число $k_{th,i}$, а с дальнейшим повышением амплитуды сдвига – и из другого. Наложение друг на друга этих возмущений определяет особенности наблюдаемой в опытах оптической картины искажения структуры планарного слоя НЖК при воздействии периодического сдвига.

Чтобы выявить эти особенности в условиях, которые соответствуют значению параметра $\omega\tau < \Omega$ (низкие частоты), выберем для определенности значение $\omega\tau = 10$. Соотношение порогов конкурирующих типов искажений в этих условиях таково: $s_{0th,1} < s_{0th,2}$ и $s_{0th,2} = 1.19s_{0th,1}$, так что при повышении амплитуды сдвига в интервале значений $s_{0th,1} < s_0 < s_{0th,2}$ можно ожидать появление лишь слабо модулированных в пространстве искажений и деформация структуры НЖК выглядит однородной [14]. Деформация планарной структуры, периодической вдоль слоя, возникает только при значении $s_0 > s_{0th,2}$, при этом безразмерное волновое число искажения на пороге эффекта, согласно численным оценкам, составляет $k_{th,2} = 4.24$. Дальнейший

рост амплитуды сдвига в области значений $s_0 > s_{0th,2}$ ведет к расширению спектра волновых чисел в интервале, прилежащем к $k_{th,2}$, и нарастанию гармоник. Такие же изменения имеют место в отношении искажения с волновыми числами вблизи $k = 0$. Однако интенсивность пространственных гармоник в окрестности $k = k_{th,2}$ растет быстрее, чем интенсивность слабо модулированных гармоник с волновыми числами вблизи $k = 0$.

Согласно [14], видимую картину деформации слоя НЖК при $\omega\tau = 10$ определяет распределение по оси x функции вида $\theta(x)$, где $\theta(x) \approx \theta_{01} + \theta_{02}\cos(4.24x)$, а θ_{01} и θ_{02} – интегральные амплитуды искажения, относящиеся соответственно к интервалам $0 \dots k_1$ и $k_2 \dots k_3$. Существенно, что при повышении s_0 в области значений $s_0 > s_{0th,2}$ амплитуда θ_{02} растет, начиная с нулевого значения при $s_0 = s_{0th,2}$, быстрее чем θ_{01} , и при $s_0 = s_{0tr} = 1.04s_{0th,2}$ достигает значения θ_{01} . Согласно численным расчетам, при амплитудах сдвига s_0 , отвечающих условию $s_{0th,2} < s_0 < s_{tr}$, на фоне однородного по x искажения структуры θ_{01} в слое НЖК возникает пространственно-модулированное искажение, амплитуда которого $\theta_{02} < \theta_{01}$, а пространственный период составляет $L_1 = 2\pi/k$. При амплитуде сдвига $s_0 > s_{tr}$ происходит изменение соотношения этих амплитуд, так что $\theta_{02} > \theta_{01}$, а период доменов принимает значение $L_2 = \pi/k$. Здесь s_{tr} – амплитуда сдвига, при которой происходит переход (“transition”) к системе, в которой ширина доменов в два раза меньше их значения на пороге эффекта. Данные численного расчета функции $\theta(x)$ (рис. 2а), который выполнен для значений $s_0 = 1.02s_{0th,2}$ ($s_0 < s_{tr}$; кривая 1) и $s_0 = 1.3s_{0th,2}$ ($s_0 > s_{tr}$; кривая 2) иллюстрируют этот вывод теории об изменении масштаба системы доменов при амплитуде сдвига $s_0 > s_{tr}$. Здесь L_1 и L_2 – расстояние по оси x между соседними максимумами кривых 1 и 2.

Из теории [14] следует, что на контрастность полос в системе доменов, которая определяет “рельефность” оптической картины искажения структуры, влияют максимальное (θ_{max}) и минимальное (θ_{min}) по координате x значения угла θ_0 , которые связаны следующим соотношением:

$$M = (\theta_{max} - |\theta_{min}|) / (\theta_{max} + |\theta_{min}|). \quad (2)$$

Вид функции $M(s_0/s_{0max})$ представляет график на рис. 3, где s_{0max} – амплитуда сдвига s_0 , при которой эта функция достигает значения $M = 1$. Как показывают расчеты [14], при $s_0 > s_{tr}$ амплитуды искажений, отвечающие соседним доменам, могут не совпадать и соответствующие значения θ_{max} будут различаться, при этом в НЖК должна возникнуть система доменов, в которой контрастность меняется через полосу. На более высоких частотах при $\omega\tau > \Omega$ пороговые амплитуды сдвига таковы, что $s_{0th,2} < s_{0th,1}$, и пока интегральная амплитуда $\theta_{01} = 0$,

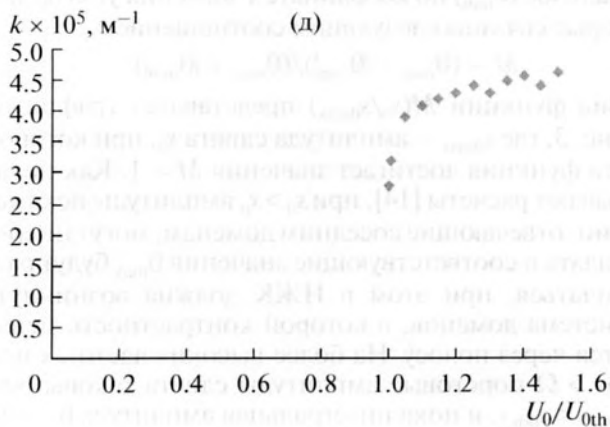
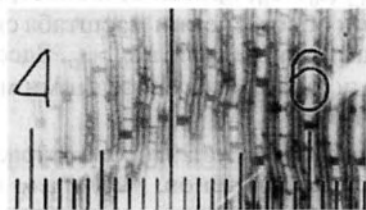
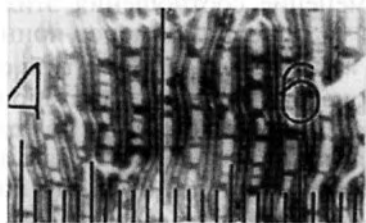
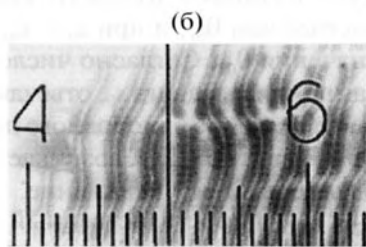
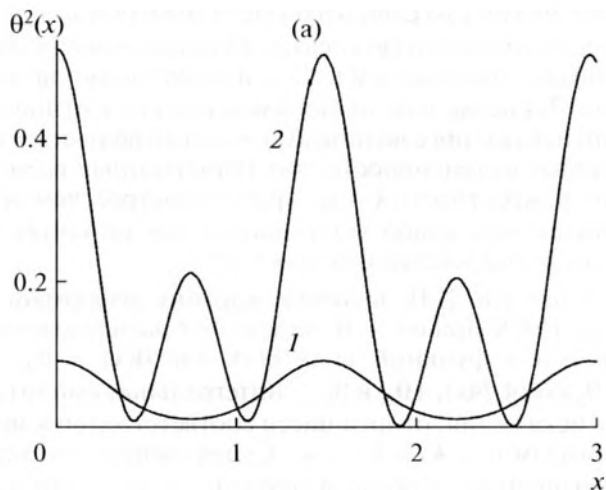


Рис. 2. Сопоставление теоретических и экспериментальных данных о надпороговой динамике доменов, индуцированных воздействием сдвига в планарных слоях НЖК. Данные численного расчета пространственного распределения функции $\theta^2(x)$ при $\omega t = 10$ для значений $s_0 = 1.02s_{0th,2} < s_{tr}$ (кривая 1) и $s_0 = 1.3s_{0th,2} > s_{tr}$ (кривая 2) (а); оптические картины искажения планарной структуры слоя НЖК толщиной 30 мкм при частоте колебаний 0.21 Гц на пороге эффекта (б) и при его превышении (в) и (г); зависимость волнового числа искажения от уровня воздействия за порогом эффекта; толщина слоя 30 мкм, частота 0.15 Гц (д).

размер возникающих в слое НЖК доменов составляет $L_2 = \pi/k_{th,2}$ [14]. Повышение амплитуды сдвига вплоть до значения $s_{0th,1}$ вначале ведет лишь к росту амплитуды θ_{02} , но, как только амплитуда сдвига превысит значение $s_{0th,1}$, в слое возникнут однородные искажения с интегральной амплитудой θ_{01} . Согласно данным численного расчета, при амплитудах сдвига $s_0 > s_{0th,1}$, вплоть до значения $s_0 \sim 102$, выполняется следующее неравенство: $\theta_{01} < \theta_{02}$, поэтому в этой области частот в слое НЖК могут возникнуть домены постоянной ширины L_2 , но с чередующейся контрастностью соседних полос. При всех численных расчетах приняты значения, типичные для 4-метоксибензилиден-4'-бутиланилина: $\rho = 1 \text{ г см}^{-3}$, $\alpha_4 = 0.83 \text{ П}$, $\alpha_3 = 0.023 \text{ П}$, $\gamma_1 \approx -\alpha_2 = 0.78 \text{ П}$, $K_{22} \approx 3.3 \times 10^{-7} \text{ дин}$, $K_{33} \approx 8 \times 10^{-7} \text{ дин}$ [4].

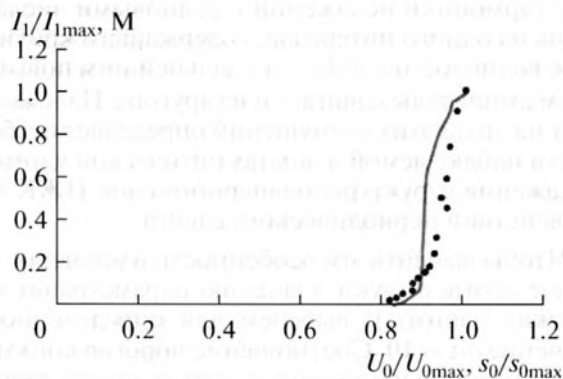


Рис. 3. Сопоставление данных теории о взаимосвязи контрастности M полос в системе доменов с амплитудой сдвига s_0/s_{0max} и результатов опытов зависимости интенсивности света I_1 в первом дифракционном максимуме от амплитуды колебаний U_0 за порогом эффекта: $d = 35 \text{ мкм}$, $f = 0.15 \text{ Гц}$. Сплошная линия – теория; точки (●) – эксперимент. I_{1max} – значение интенсивности света, соответствующее максимуму функции $I_1(U_0/U_{0th})$, s_{0max} – амплитуда сдвига, которая отвечает выходу функции $M(s_0)$ на постоянный уровень, равный $M = 1$.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Установка, упрощенная схема которой приведена на рис. 1, соответствует геометрии, принятой при построении модели. Пластины 1 и 2 составляют плоскую ячейку, заполняемую НЖК 3. Края ячейки свободные, а ее конструкция позволяет варьировать толщину слоя НЖК путем перемещения пластины 2 и изменения величины зазора “пластина 1—пластина 2” от 10 до 80 мкм, при этом граничные условия в ячейке и энергия сцепления молекул НЖК с ее стенками не меняются. Это обеспечивает снижение погрешности определения пороговых уровней воздействия, обусловленной ориентационными флуктуациями молекул НЖК. Пластина 2 совершает колебания в плоскости xu по направлению оси y , задаваемые возбудителем электродинамического типа. Амплитуды U_{0y} этих колебаний измеряли по смещениям риски, нанесенной на боковую поверхность пластины 2, с помощью микрометрического окуляра микроскопа, который предварительно был прокалиброван с помощью объект-микрометра (шкала с ценой деления 0.01 мм). Оптический блок установки позволяет вести наблюдения доменов поляризации—оптическим и дифракционным методами. Источником света служила лампа накаливания или He—Ne лазер (длина волны $\lambda_0 = 0.633$ мкм). Интенсивность дифрагирующего на доменах светового потока регистрировал фотоумножитель. Участок слоя НЖК, подлежащий наблюдению, выделяли с помощью регулируемых полевых диафрагм, а расстояние на плоскости слоя в поле зрения микроскопа определяли с помощью микрометрического окуляра. Планарные граничные условия в ячейке созданы методом Шателена [4]. Директор \mathbf{n} НЖК лежит в плоскости слоя (плоскость xu) вдоль оси x .

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Были проведены опыты с планарными слоями НЖК толщиной 10–80 мкм при частотах воздействия, варьируемых в пределах 0.1–20 Гц, по следующей методике: ячейку заполняли НЖК, увеличивали амплитуду колебаний, повышая подводимое к возбудителю электрическое напряжение, и наблюдали за изменениями текстуры слоя. В ходе опытов проводили измерения пороговых амплитуд колебаний U_{0th} , соответствующих образованию доменов, и их размера L на пороге эффекта и в надпороговом режиме в условиях ортогонального расположения директора \mathbf{n} НЖК и направления колебаний пластины 2. Типичные оптические картины искажения, приведенные на рис. 2, демонстрируют систему доменов в слое НЖК как на пороге эффекта (б), так и в надпороговом режиме (в, г); толщина слоя 30 мкм, частота колебаний 0.21 Гц, что отвечает значению параметра $\omega t = 11.54$: увеличе-

ние $\times 435$, цена деления шкалы окуляра 6.6 мкм. В этих условиях период доменов на пороге потери устойчивости структуры составляет $L_1 = 18.3$ мкм, а по мере повышения амплитуды колебаний и перехода в надпороговый режим при $U_0 \approx 1.3U_{0th}$ он снижается до значения $L_2 \approx L_1/2 = 10.3$ мкм. Типичная зависимость за порогом эффекта волнового числа искажения от уровня воздействия приведена на рис. 2д (толщина слоя 30 мкм, частота 0.15 Гц). В этих опытах расстояние между соседними доменами определяли путем обмера фотографий, так как провести измерения с помощью микрометрического окуляра не удалось из-за дрейфа структур. Результаты этих наблюдений коррелируют с предсказанием теории об изменении пространственного распределения величины $\theta_2(x)$, которая определяет размер искажения за порогом эффекта. Действительно, расстояние между соседними максимумами этой функции, рассчитанной для амплитуд сдвига $1.02s_{0th,2}$ и $1.3s_{0th,2}$ (кривые 1 и 2 на рис. 2а), меняется в два раза, что согласуется с найденным в опыте значением $L_1/L_2 \approx 1.8$.

“Деление” доменов, согласно теории, можно трактовать как нарастание по амплитуде высших гармоник искажения за порогом эффекта, при этом постоянная составляющая угла отклонения директора \mathbf{n} НЖК принимает вид $\theta \approx \theta_0 \cos kx + b\theta_{02} \cos(k + \psi)$ [14], где второе слагаемое корректирует исходную картину доменов и вызывает ее изменения. Эффект трансформации домена за счет того, что в его центре появляется светлая полоса, разделяющая первоначально возникший домен надвое, имеет очень небольшой по значениям s_0 “динамический диапазон”, так что удалось зарегистрировать только начальную “фазу” этого процесса (рис. 2в) и его завершающую стадию, когда в слое сформировалась уже новая система доменов с периодом L_2 , меньшим L_1 (рис. 2г). Наблюдения показали, что описанные выше надмолекулярные структуры существуют в области амплитуд колебаний $U_{0th} \leq U_0 \leq U_{0tur}$, где U_{0tur} — амплитуда колебаний, которая отвечает переходу в режим ориентационной турбулизации мезофазы [15].

Исходя из данных наблюдения дифракции света на системе доменов, удалось апробировать предсказание теории о характере взаимосвязи контрастности полос в системе и амплитуды сдвига в области низких частот при $\omega t < \Omega$. Известно, если через слой НЖК, где уже сформировалась система линейных доменов, пропустить монохроматический луч света, то на поставленном за ним экране возникает картина дифракции в виде цепочки пятен, которые располагаются в плоскости, перпендикулярной доменам. Угловое распределение дифракционных максимумов и минимумов подчиняется закономерности, отвечающей обычной дифракционной решетке с периодом L , а

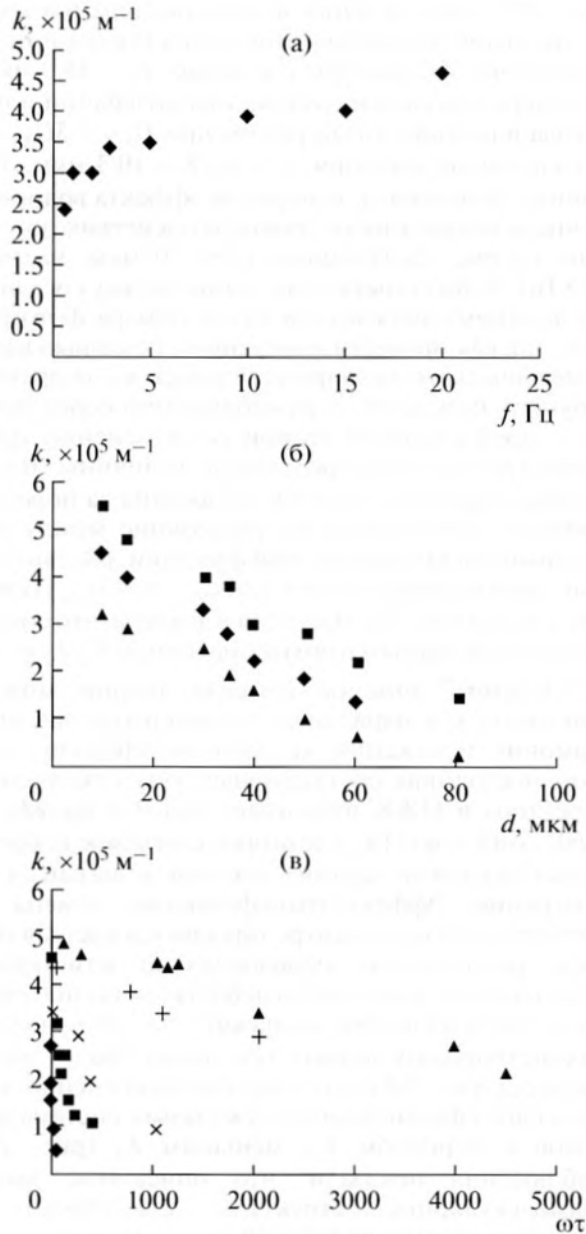


Рис. 4. Экспериментальные закономерности, описывающие свойства системы линейных доменов в НЖК: (а) связь волнового числа доменов на пороге эффекта с частотой колебаний для слоя НЖК толщиной 30 мкм; (б) влияние толщины слоя на волновое число искажения при частотах колебаний 0,1, 1 и 20 Гц (обозначения \blacktriangle , \blacklozenge и \blacksquare соответственно); (в) экспериментальные данные о взаимосвязи волнового числа доменов с параметром ωt в диапазоне частот 0,1–20 Гц (обозначения \blacklozenge , \blacksquare , \times , $+$, \blacktriangle отвечают частотам 0,1, 1, 5, 15 и 20 Гц соответственно).

именно: $L \sin \beta = m \lambda_0$, где $m = 0, 1, 2, \dots$ [16]. Как показали наблюдения, дифрактограммы, полученные на линейных доменах вблизи порога их возникновения, содержат только максимумы нулевого и первого порядка дифракции. В этой серии

опытов электрический вектор электромагнитной волны перпендикулярен продольной оси доменов (ось y), что обеспечило наиболее “рельефную” картину дифракции. Согласно [17], интенсивность света I_1 в первом дифракционном максимуме и переменная составляющая $\theta_1(t)$ угла θ отклонения директора \mathbf{n} НЖК связаны соотношением вида $I_1 \sim \sim d\theta_1(t)^2$, так что значение I_1 можно рассматривать как “меру” деформации структуры.

Сопоставим данные опытов об изменении относительной интенсивности света $I_1/I_{1\max}$ при амплитудах колебаний $U_0 > U_{0\text{th}}$ (рис. 3) с ходом графика функции $M(s_0/s_{0\max})$, которая представляет изменения контрастности полос в системе доменов при значении параметра $\omega t \approx 10$ за порогом эффекта. Здесь $I_{1\max}$ – значение интенсивности света, которое соответствует максимуму функции $I_1(U_0/U_{0\text{th}})$, $s_{0\max}$ – амплитуда сдвига, при которой функция $M(s_0)$ выходит на постоянный уровень $M = 1$. Корреляция хода функций $I_1/I_{1\max}(U_0/U_{0\text{th}})$ и $M(s_0/s_{0\max})$ указывает на справедливость формулы (2), предложенной в [14] для количественного описания оптической картины искажения.

Приведенные выше закономерности сохраняются во всей области значений параметра $\omega t < \Omega$ при разных сочетаниях f и d , изменение которых влияет только на масштаб структур на пороге эффекта. Повышение частоты колебаний при постоянной толщине слоя НЖК ведет к некоторому нарастанию волнового числа искажения (рис. 4а; $d = 30 \mu\text{m}$), а с увеличением толщины при постоянной частоте колебаний волновое число доменов понижается (рис. 4б; обозначение \blacktriangle отвечает $f = 0,1 \text{ Гц}$).

Как показали наблюдения, в области высоких частот (при $\omega t > \Omega$) возникает система линейных доменов, которые в поляризованном свете также имеют вид системы равноудаленных светлых и темных полос. Размер доменов в этих условиях следует тем же закономерностям, которые установлены на низких частотах (при $\omega t < \Omega$): увеличение толщины слоя при постоянной частоте колебаний также приводит к уменьшению волнового числа искажения, что соответствует теории [14] (рис. 4б; обозначения \blacklozenge и \blacksquare относятся к частотам 1 и 20 Гц). Однако подтвердить предсказание теории о возможности образования в области высоких значений ωt системы доменов с чередующейся яркостью полос не удалось. Согласно [14] возникновение столь необычной системы обусловлено особенностями деформации планарной структуры слоя НЖК в этих условиях. Дело в том, что в этой области значений параметра $\omega t > \Omega$ соотношение порогов таково, что $s_{0\text{th},2} < s_{0\text{th},1}$, и вначале формируется искажение, модулированное в пространстве. Однородное искажение структуры с интегральной амплитудой θ_{01} , которое возникает лишь

при более высоких амплитудах сдвига $s_0 > s_{0th,1}$, будет налагаться на изначально сформировавшееся неоднородное искажение. Однако наблюдения показали, что по мере увеличения амплитуды s_0 в слое НЖК начинают развиваться побочные явления (меняется взаимное расположение структур, начинается их дрейф в плоскости слоя, происходит разрыв полос и т.п.), которые кардинально меняют оптическую картину. Можно предположить, что по достижении амплитуды сдвига s_0 , равной $s_{0th,1}$, изначально сформировавшейся в слое НЖК регулярной системы полос уже нет, так что наложения пространственно-модулированного и однородного искажений не происходит. В области значений d и f , отвечающих параметру $\omega t > \Omega$, такие побочные явления развиваются уже вблизи порога при амплитуде колебаний $U_0 \approx 1.2U_{0th}$.

При переходе с низких частот на высокие вид взаимосвязи значений волнового числа доменов на пороге эффекта с безразмерным параметром ωt сохраняется. Совокупность экспериментальных данных на рис. 4 в представляет изменения значений волнового числа k по мере роста ωt в диапазоне частот 0.1–20 Гц (обозначения \blacklozenge , \blacksquare , \times , $+$, \blacktriangle отвечают частотам 0.1, 1, 5, 15 и 20 Гц соответственно). Анализ представленных данных позволяет сделать вывод, что модель [14] дает вполне адекватное экспериментальным данным описание надпороговой динамики линейных доменов, сформировавшихся в планарном слое НЖК под воздействием колебаний сдвига на частотах звукового диапазона.

ВЫВОДЫ

Впервые проведено экспериментальное исследование надпороговой динамики надмолекулярных структур в виде системы линейных доменов, индуцированных колебаниями сдвига на частотах звукового диапазона в планарном слое НЖК.

Впервые апробирована модель, построенная на основе нелинейных уравнений гидродинамики НЖК, согласно которой непосредственно за порогом эффекта деформацию планарной структуры описывает закономерность (1). Установлена корреляция данных опытов и постулируемого теорией сценария развития надпороговых явлений в НЖК, согласно которому деформацию планарной структуры за порогом эффекта определяют два конкурирующих типа искажения (однородное и пространственно-модулированное) с близкими значениями порогов возбуждения.

Сопоставлены надпороговые изменения экспериментальных и теоретических значений периода доменов при повышении уровня воздействия, выраженного через безразмерный параметр U_0/U_{0th} , для слоев НЖК толщиной 10–80 мкм в области частот 0.1–20 Гц. Установлены особенности наблю-

даемых искажений структуры в зависимости от частоты и расстояния до порога эффекта.

Впервые по результатам измерений изменения размера доменов за порогом эффекта обоснована значимость влияния параметра ωt на динамику модификации системы доменов в планарных слоях НЖК. Показано, что в области значений $\omega t \leq \Omega$ за порогом эффекта период доменов по мере увеличения амплитуды колебаний снижается от L_1 до $L_2 \approx 0.5L_1$, причем на величину U_0/U_{0th} , при которой достигается значение L_2 , влияет толщина слоя НЖК. Установлено, что результаты опытов с основными предсказаниями теории [14] согласуются как качественно, так и количественно. Этот доказывает обоснованность подхода, принятого при построении модели, которая адекватно описывает экспериментальные данные в области звуковых частот.

Впервые применительно к надпороговой динамике надмолекулярных структур в виде системы линейных акустических доменов подтверждена идея о значимости введенного в теории безразмерного параметра $\omega t \sim \omega d^2$ для описания дестабилизации планарной структуры мезофазы под воздействием колебаний сдвига. Показано, что этот параметр играет определяющую роль в отношении размера надмолекулярных структур как при формировании системы, так и при их модификации за порогом эффекта.

Автор пользуется возможностью поблагодарить профессора Э. Гойона (Laboratoire d'hydrodynamique et mécanique physique de l'École Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles de la ville de Paris, Франция) за интерес к рассмотренной проблеме и обсуждение результатов работы, О.В. Романову за программное обеспечение работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-02-00099).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Handbook of Liquid Crystals. Eds. Demus D., Goodby J. et al. Weinheim: Wiley-VCH, 1998. V. 2. 503 p.
2. Pieransky P., Guyon E. Instability of certain shear flows in nematic liquids // Phys. Rev. A 1974. V. 9. № 1. P. 404–417.
3. Guyon E., Pieransky P. Poiseuille flow instabilities in nematics // J. Phys. (Fr.). 1975. V. 36. № 3. P. 203–208.
4. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
5. Manneville P., Dubois-Violette E. Shear flow instabilities in nematics // J. Phys. (Fr.). 1976. V. 37. № 4. P. 285–296.
6. Dubois-Violette E., Guyon E., Janossy I., Pieransky P., Manneville P. Theory and experiments on plane shear flow instabilities in nematics // J. Mécanique (Fr.). 1977. V. 16. № 5. P. 733–767.
7. Manneville P. Theoretical analysis of Poiseuille flow in nematics // J. Phys. (Fr.). 1979. V. 40. № 7. P. 713–724.

8. Hogan S.J., Mullen T., Woodford P. Rectilinear flow-frequency shear of homogeneously aligned nematic liquid crystals // Proc. Roy. Soc. London. A. 1993. V. 441. P. 559–563.
9. Аникеев Д.И., Капустина О.А. Особенности модулированных структур в жидких кристаллах, индуцированных воздействием звука // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. № 4(10). С. 1328–1338.
10. Решетов В.Н. Ориентационная неустойчивость нематических жидких кристаллов в потоке // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 5. С. 717–724.
11. Кожевников Е.Н. Доменная структура в планарном слое нематического жидкого кристалла в осциллирующем потоке Куэтта // Кристаллография. 2006. Т. 51. № 4. С. 714–721.
12. Кожевников Е.Н. Доменная структура в слое нематического жидкого кристалла в осциллирующем потоке Пуазейля // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 4. С. 548–556.
13. Tarasov O.S., Krehov A.P., Kramer L. Transition to spatially periodic patterns in nematics under oscillatory shear flow: linear analysis // arXiv: cond-mat/0205399. 2004. V. 1.
14. Кожевников Е.Н. Структура планарного нематического жидкого кристалла в осциллирующем потоке Куэтта за порогом потери устойчивости // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 1. С. 32–39.
15. Пикин С.А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 247 с.
16. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 230 с.
17. Капустина О.А., Колесникова Н.А., Решетов В.Н., Романова О.В. Оптические свойства акустически индуцированных доменов в жидких кристаллах // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 5. С. 663–639.
18. Капустин А.П., Капустина О.А. Акустика жидких кристаллов. М.: Наука, 1985. 247 с.