

Пороговый структурный переход в нематиках в однородных ультразвуковых полях

О. А. Капустина¹⁾

Акустический институт им. Н. Н. Андреева, 117036 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 апреля 2005 г.

После переработки 20 сентября 2005 г.

Экспериментально обоснована адекватность описания в рамках новой теоретической модели, базирующейся на представлениях неравновесной термодинамики и нелинейной гидродинамики жидких кристаллов, механизма переориентации молекул в гомеотропно ориентированном слое нематического кристалла при воздействии однородной по сечению ультразвуковой волны. Показано, что этот эффект носит пороговый характер, критическая колебательная скорость обратно пропорциональна толщине слоя, а стационарное искажение макроструктуры – однородно вдоль слоя.

PACS: 61.30.–v

В последние 25 лет активно исследуются структурные превращения в жидких кристаллах в поле механических деформаций, порождаемых ультразвуковыми волнами [1]. Одна из “схем” таких превращений в гомеотропно ориентированных слоях нематических жидких кристаллов (НЖК), которая широко обсуждалась в литературе [2–4], состоит в переориентации молекул под влиянием вязких моментов в неоднородных акустических потоках. Эти потоки возникают из-за конвективных напряжений в вязких пограничных слоях, неоднородности сжатия слоя НЖК вблизи его границ или границ ультразвукового пучка, различия акустических характеристик НЖК и пластин, ограничивающих слой, неоднородности распределения интенсивности по сечению ультразвуковой волны. Созданы и апробированы в рамках линейной гидродинамики [5] физические модели, которые постулируют “потоковый” механизм структурных искажений НЖК, имеющих “непороговую” природу, во всех известных физических ситуациях (при наклонном падении на слой ультразвуковой волны или ограниченного ультразвукового пучка, при наличии вдоль слоя или краев ячейки с НЖК значительного градиента звукового давления и т. п. [1–4]).

В настоящей работе сообщается о наблюдении в гомеотропном слое НЖК акустически инициированного ориентационного перехода, который имеет пороговый характер и проявляется только в конкретной физической ситуации: однородная по сечению ультразвуковая волна падает на слой мезофазы в направлении нормали. По результатам измерений крити-

ческих амплитуд колебательных скоростей, отвечающих порогу этого эффекта, апробирована модель, которая построена в рамках идеологии, развитой в работах [6, 7]. Дело в том, что в рассматриваемой ситуации “потоковый” механизм, базирующийся на уравнениях классической линейной гидродинамики Лесли–Эриксона, уже не “работает” [4]. Попытка описать этот ориентационный переход в рамках традиционного подхода как пороговый эффект, возникающий в системе с периодически меняющимися свойствами среды, также оказалась неудачной [7]: расчет предсказывает такие значения критического сжатия в ультразвуковой волне, которые на полтора-два порядка превышают обычно используемые в экспериментах. В этой связи можно утверждать, что объяснение этого явления выходит за пределы традиционных представлений классической гидродинамики и требует привлечения иной методологии.

С этой позиции определенный интерес представляет подход к анализу структурных переходов в ультразвуковых полях, основанный на использовании статистических методов и неклассической нелинейной гидродинамики НЖК. В рамках такого подхода, исходя из молекулярной модели [6], показано, что в однородной по сечению ультразвуковой волне в НЖК возникают квадратичные по деформации среды стационарные потоки и моменты, которые стремятся развернуть молекулы НЖК в направлении, ортогональном направлению распространения волны. Совместное действие этих факторов при интенсивностях ультразвука, превышающих критическое значение, приводит к искажению гомеотропной структуры слоя НЖК в однородной по сечению ультразвуковой волне [7].

¹⁾e-mail: oakapustina@yandex.ru

Упрощенная схема установки, на которой проводились измерения критических для наблюдения оптического эффекта уровней воздействия, дана на рис.1а. Пластины 1 и 2 составляют плоскую

ну слоя НЖК в процессе наблюдений посредством микроперемещений пластины 1 и изменения зазора между пластинами 1 и 2 в пределах 10–120 мкм, при этом граничные условия в ячейке не нарушались и энергия сцепления молекул НЖК с ее стенками оставалась постоянной. Это устраняло флуктуации пороговых уровней воздействия, связанные с влиянием этих факторов. Излучатель продольных ультразвуковых волн 8 (кварц среза Штраубеля с квазиоднородным распределением амплитуд колебаний по поверхности пластины-излучателя) располагался на нижнем торце звукопровода так, как это показано на схеме. Акустический контакт излучателя и ячейки осуществлялся через тонкий переходной слой салола. Уровень воздействия контролировался по электрическому напряжению, подводимому к излучателю, с помощью вольтметра, а затем его пересчитывали в колебательную скорость на границе с координатой $z = 0$ по известной методике расчета многослойной системы типа излучатель – переходный слой – рабочая среда с учетом ее резонансных свойств. Частоту колебаний варьировали в интервале от 0.3 до 15 МГц, при этом излучатели работали на основной частоте или ее гармониках. Температура НЖК в ячейке поддерживалась постоянной (с точностью 0.5 °С) посредством связанной с ней системы термостабилизации и могла варьироваться в интервале от 22 до 45 °С.

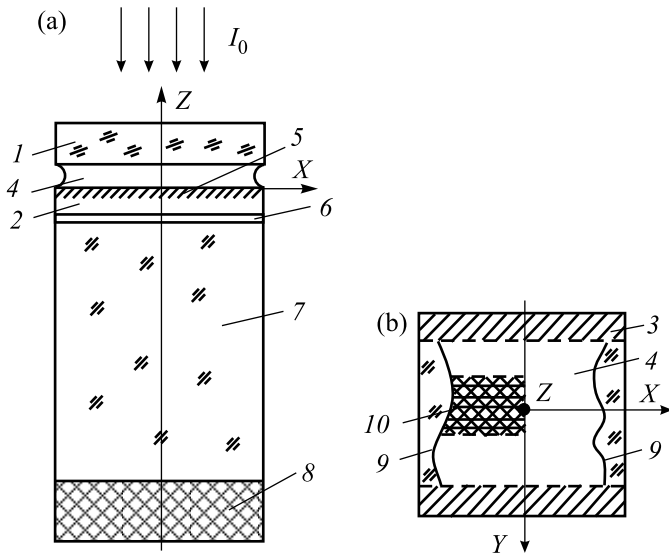


Рис.1. Схема экспериментальной установки. Вид сбоку (а) и сверху (б): 1, 2 – пластины, 3 – прокладки, 4 – слой НЖК, 5 – “зеркальное” покрытие, 6 – адгезионный слой (салол), 7 – стержень – звуковод, 8 – излучатель продольных ультразвуковых волн, 9 – открытый край слоя в ячейке, 10 – наблюдаемый участок слоя НЖК

ячейку, заполняемую НЖК (эвтектическая смесь МББА – 4-метоксibenзилидена-4'-бутиланилина и ЭББА – 4-этоксibenзилиден-4'-бутиланилин). На краях слоя, параллельных оси x , лежат прокладки 3, определяющие его толщину d , а края, параллельные оси y , – открыты (рис.1б). Ориентация молекул НЖК в ячейке – гомеотропная. (Это означает, что единичный вектор \mathbf{n} , определяющий направление преимущественной ориентации молекул, “директор” НЖК, расположен вдоль оси z .) Контроль однородности исходной гомеотропной макроструктуры слоя 4 НЖК в ячейке и наблюдения за изменениями ее упорядочения под воздействием ультразвуковых волн проводились методом коноскопии [1]. Оптическая система установки такова, что пучок линейно-поляризованного света с интенсивностью I_0 после прохождения собирающей линзы “сходится” на слое 4 НЖК. Зеркальное покрытие 5 на пластине 2 дает возможность вести наблюдения в отраженном свете, что позволяет получать коноскопические картины высокого качества даже при работе с толстыми образцами (50–100 мкм). Через тонкий слой салола 6 ячейка связана со звуководом 7. Конструкция ячейки позволяла варьировать толщи-

Эксперименты ставились следующим образом: ячейку заполняли НЖК, устанавливали определенную толщину слоя, перемещая пластину 1, и контролировали ориентационное состояние его макроструктуры. В отсутствие ультразвука коноскопическая картина, наблюдаемая при скрещенных поляроидах, представляет собой систему концентрических светлых и темных колец (изохром), то есть обладает симметрией вращения относительно направления нормали к слою. Затем к излучателю ультразвука подводили электрическое напряжение и повышали его до тех пор, пока не достигали того критического уровня акустического воздействия, который необходим для преодоления сил упругости НЖК и переориентации директора, при этом в слое устанавливалось его новое стационарное распределение. Этот ориентационный переход при сжатии $\epsilon \geq \epsilon_c$ визуально проявлялся в понижении симметрии коноскопической картины и искажении колец.

Были проведены две серии опытов по измерению критических уровней акустического воздействия в следующих условиях: а) при постоянной частоте колебаний толщину слоя варьировали от 10 до 100 мкм

(температура НЖК в ячейке составляла 26°C); б) для слоя НЖК постоянной толщины частоту колебаний меняли от 0.3 до 15 МГц (при температуре НЖК, равной 25°C).

На рис.2а представлен типичный график зависимости критической амплитуды колебательной скорости V_{0c} от толщины слоя d при постоянной частоте воздействия, равной 2.7 МГц. Видно, что эту зависимость аппроксимирует функция вида $V_{0c} \sim 1/d$. Данные о влиянии частоты ультразвука на критическую колебательную скорость для слоя толщиной 40 мкм представлены на рис.2б. Как следует из этих данных, при постоянной толщине слоя характер связи критической амплитуды колебательной скорости с частотой ультразвука зависит от выбора частоты воздействия. Так, в области частот 0.3–1.2 МГц ее значения с повышением частоты колебаний падают в соответствии с закономерностью вида $V_{0c} \sim 1/\omega$, тогда как на частотах от 2.7 до 15 МГц эффект не зависит от частоты и критическая колебательная скорость сохраняет постоянное значение. Здесь $\omega = 2\pi f$, f – частота колебаний.

Обсудим приведенные выше экспериментальные данные о поведении критических уровней воздействия при изменении толщины слоя НЖК и частоты колебаний с позиций теоретической модели, предложенной в [7]. Выбрана следующая геометрия задачи: слой НЖК лежит в плоскости (xy) , ось z направлена по нормали к слою, координата $z = 0$ соответствует нижней акустически “прозрачной” границе слоя, а координата $z = d$ – его верхней акустически жесткой границе (рис.1). Однородная по сечению ультразвуковая волна с амплитудой колебательной скорости V_0 падает на слой снизу в направлении оси z . Рассмотрение проведено для области частот, где длина звуковой волны больше толщины слоя, при этом в нем устанавливается периодическое сжатие с амплитудой $\varepsilon = 2V_0/c$, где c – скорость распространения ультразвука в НЖК. Теория построена в рамках статистической гидродинамики жидких кристаллов на основе микроскопической модели НЖК [6], описывающей вызванное внешним воздействием вращение отдельной молекулы, которое порождает в окружающей среде микронапряжения и микромоменты. Усреднение этих микронапряжений и микромоментов по неравновесному угловому распределению ориентации молекул и периоду ультразвуковой волны позволяет выделить стационарные нелинейные напряжения $\sigma_{ij}^{(2)}$ и моменты, которые возникают в НЖК в ультразвуковых волнах и могут приводить к переориентации молекул. Существенно, что при усреднении микронапряжений по времени учитывался релаксационный

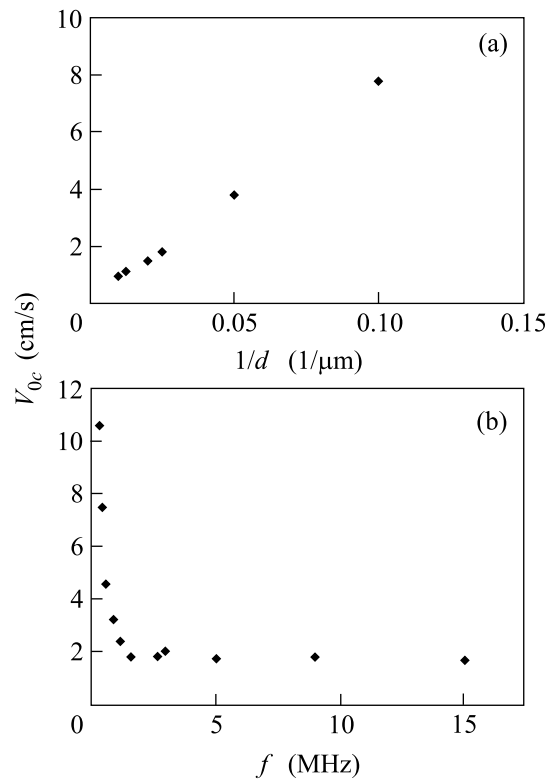


Рис.2. Влияние толщины слоя НЖК и частоты ультразвука на критическую колебательную скорость: связь критической амплитуды колебательной скорости с толщиной слоя НЖК на частоте 2.7 МГц при температуре 26°C (а); частотная зависимость критической амплитуды колебательной скорости для слоя НЖК толщиной 40 мкм при температуре 25°C (б)

характер связи звукового давления P и деформаций ε_{kk} в ультразвуковой волне, которая имеет следующий вид: $P = -[E\varepsilon_{kk} + \mu(\omega)U_{kk}]$. Здесь E – объемный модуль упругости, $\mu(\omega)$ – коэффициент объемной вязкости, определяющий поглощение звуковой волны в НЖК, U_{kk} – скорость деформации среды. В рамках работы [7] рассмотрено такое стационарное искажение структуры гомеотропного слоя НЖК, при котором течение жидкости и разворот молекул происходят в плоскости (xz) и однородны вдоль слоя, при этом угол θ отклонения директора от оси z мал ($\theta \ll 1$). Существенно, что в уравнении для определения скорости $V_x^{(2)}$ потока в плоскости (xz) помимо нелинейного стационарного напряжения $\sigma_{xz}^{(2)}$ учтено сдвиговое напряжение $\sigma_{xz} = \eta_2 V_{x,zz}^{(2)}$ в тех стационарных потоках, которые порождает действие нелинейных напряжений. Эти нелинейные и сдвиговые напряжения стремятся преодолеть влияние упругих моментов Франка [5], стабилизирующих исходную гомеотропную ориентацию молекул НЖК в слое, и

развернуть их в плоскости (xz) ортогонально направлению распространения ультразвуковых волн. Критическое значение амплитуды сжатия в волне на пороге эффекта определено из условия существования для уравнения вращения директора [5] ненулевого решения в виде $\theta = \theta_0 \sin(\pi z/d)$ и при жестких ориентационных граничных условиях, согласно [7], составляет

$$\varepsilon_c = (\pi/d)(K_{33}/\omega^\circ \gamma_1 \xi)^{1/2} \times \\ \times \{E[\partial T_c/\partial P - \alpha TV/C_p]/T\}^{-1/2} F(\omega\tau)^{-1/2}. \quad (1)$$

Анализ этой формулы показывает, что связь критической колебательной скорости с толщиной слоя описывает следующее соотношение: $V_{0c} \sim 1/d$, что коррелирует с экспериментальными данными, приведенными на рис.2а. Частотную зависимость эффекта определяет вид функции $F(\omega\tau)$. На высоких частотах, когда справедливо условие $\omega\tau \gg 1$, функция $F(\omega\tau) \rightarrow 1$, и критическая колебательная скорость от частоты не зависит. В области низких частот, где выполняется неравенство $\omega\tau \ll 1$, функция $F(\omega\tau) \approx (\omega\tau)^2$, при этом значения $V_{0c} \sim 1/\omega$. Эти предсказания теории также соответствуют результатам опытов, приведенных на рис.2б. Можно определить значение частоты ω^* , разделяющей области частот, где вид функции $V_{0c}(\omega)$ кардинально меняется, исходя из условия $\omega\tau = 1$. Далее, полагая $T_c - T = 1^\circ\text{C}$ и $\tau = 10^{-7}$ с [8], имеем $\omega^* = 10^7$ с $^{-1}$, что дает $f^* = 1.59$ МГц. Нетрудно видеть, что по мере повышения частоты ультразвука и перехода из области частот $f < f^*$ в область частот $f > f^*$, действительно, происходит качественное изменение характера частотной зависимости критической колебательной скорости, следующей из опытов. Для численного сравнения ее теоретических и экспериментальных значений используем приведенные в работах [1, 5, 8] необходимые для расчета параметры НЖК. У такого типичного соединения, как МБА, имеем $K_{33} = 7 \cdot 10^{-7}$ дин, $C_p = 2$ Дж/м $^3 \cdot$ град, $\partial T_c/\partial P = 3 \cdot 10^{-8}$ град \cdot см 2 /дин, $\gamma_1 = 0.78$ Пуаз, $E = 2 \cdot 10^{10}$ дин/см 2 , $\alpha = 10^{-4}$ град $^{-1}$, $c = 1.5 \cdot 10^3$ м/с. Согласно [7], при $T_c - T = 10^\circ\text{C}$ параметр $\omega^\circ \approx 6 \cdot 10^7$, а коэффициенты ξ_1 и ξ_2 составляют 1.15 и 1.2 со-

ответственно. Факт близости значений этих коэффициентов позволяет сделать вывод, что стационарные нелинейные потоки и моменты играют приблизительно одинаковую роль в механизме переориентации директора в однородной по сечению ультразвуковой волне. Исходя из приведенных выше величин и формулы (1), находим для слоя толщиной 100 мкм и частоты 2.7 МГц следующие значения критических характеристик: $\varepsilon_{0c} = 2 \cdot 10^{-5}$ и $V_{0c} = 1.5$ см/с, что соответствует экспериментальным данным в области частот $f > f^*$, где эффект не зависит от частоты (рис.2).

Таким образом, можно сказать, что полученные экспериментальные результаты качественно и количественно согласуются с теоретическими расчетами, проведенными в рамках предложенной в работе [7] модели. Это убедительно доказывает ее справедливость и, следовательно, обоснованность развития и продвижения идеологии, базирующейся на представлениях неравновесной термодинамики и статистической гидродинамики, при анализе пороговых ориентационных переходов НЖК в ультразвуковых полях.

Автор благодарит профессора Этьена Гийона за полезное обсуждение работы.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 04-02-17454).

1. *Handbook of Liquid Crystals*, Wiley VCH, Germany, Weinheim, 1998.
2. *Physical Properties of Liquid Crystals*, Wiley VCH, Germany, Weinheim, 1999.
3. А. П. Капустин, О. А. Капустина, *Акустика жидких кристаллов*, М.: Наука, 1984.
4. О. А. Капустина, *Кристаллография* **49**, 759 (2004).
5. С. А. Пикин, *Структурные превращения в жидких кристаллах*, М.: Наука, 1981.
6. Е. Н. Кожевников, *Акустич. журн.* **42**, 800 (1996).
7. Е. Н. Кожевников, Н. Г. Долматова, *Вестник Самарского Госуниверситета* № 2(4), 142 (2003).
8. Н. А. Тихомирова, Л. К. Вистинь, В. Н. Носов, *Кристаллография* **17**, 1000 (1972).