

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ

И.Н.Гурова, О.А.Капустина

Акустический институт им. Н.Н.Андреева РАН

117036 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 апреля 1996 г.

После доработки 25 апреля 1996 г.

Экспериментально обоснован новый подход к анализу ориентационной неустойчивости холестерического жидкого кристалла в ультразвуковом поле, использующий идеи неравновесной гидродинамики и учитывающий релаксационные свойства мезофазы.

PACS: 42.70.Df

1. Традиционно анализ акустически инициированных неустойчивостей в жидких кристаллах (ЖК) проводили в рамках гидродинамики Лесли-Эриксона [1]. В работе [2] мы обосновали применительно к нематическим ЖК необходимость перехода к новой физической концепции, базирующейся на представлениях неравновесной гидродинамики, при описании одномерных ("полосчатых") периодических стационарных структур, которые образуются на пороге неустойчивости в акустических полях на частотах ультразвукового диапазона, когда длина вязкой волны значительно меньше толщины слоя. В предлагаемой работе этот новый подход впервые применен для изучения неустойчивости ЖК с более сложной (спиральной) структурой – холестерических жидких кристаллов (ХЖК) – и анализа двумерных периодических структур ("квадратная сетка"), наблюдаемых на пороге неустойчивости в ультразвуковых полях.

2. При интерпретации результатов экспериментов с ХЖК рассмотрены теоретические модели, основанные на известных уравнениях гидродинамики ХЖК (формула (6) в [3]), в которых тензор напряжений γ_{ij} имеет различное представление [3,4]. Принятый в [3] традиционный гидродинамический подход к анализу неустойчивости (модель I) учитывает анизотропию вязких свойств ХЖК, при этом тензор γ_{ij} содержит только диссипативную часть; при анализе эффекта в уравнениях гидродинамики сохранены квадратичные слагаемые, пропорциональные произведению угла поворота молекул на сжатие среды $U_{zz} \sim e^{-i\omega t}$ в ультразвуковой волне. Следующая из модели I картина развития неустойчивости такова: случайное искажение холестерической структуры (периодическое вдоль слоя) при воздействии ультразвука приводит к образованию осциллирующих вихревых потоков с тем же периодом и скоростью v'_z ; при их взаимодействии с исходным ультразвуковым полем возникают стационарные напряжения и, как следствие, стационарные вихревые потоки, усиливающие начальное искажение холестерической структуры; по достижении пороговой силы ультразвука дестабилизирующие моменты превышают упругие моменты Франка и возникает стационарное периодическое вдоль слоя искажение, наблюдаемое как "сетка". Согласно [3], на пороге неустойчивости пространственный период "сетки" составляет

$$\Lambda \sim (dP_0/\sigma)^{1/2}, \quad (1)$$

а пороговая колебательная скорость равна

$$v_0 \sim (4 - \sigma)^{1/2} / P_0 d f. \quad (2)$$

Эти соотношения описывают основные закономерности пороговых характеристик неустойчивости в условиях, когда холестерическая структура растянута и шаг спирали P превышает ее равновесное значение¹⁾ P_0 . Параметр $\sigma = 2\sigma'/\sigma'_0$ характеризует величину приведенной деформации растяжения; $\sigma' = |P - P_0|/P_0$, $\sigma'_0 = p[m(1+m)]^{1/2}/q_0$, $p = 2\pi/d$, $q_0 = 2\pi/P_0$, $m = K_2/K_1$, $K = K_1 = K_3$; K_i – упругие постоянные Франка, d – толщина слоя, f – частота ультразвука.

Модель II [4] учитывает не только анизотропию вязких свойств ХЖК, но и релаксационные явления, приводящие к анизотропии динамической упругости, а также изменение вязкости среды при ее сжатии в ультразвуковой волне U_{zz} ; соответствующий тензор γ_{ij} в уравнениях гидродинамики содержит как диссипативную, так и упругую части. Картина развития неустойчивости в этой модели аналогична описанной выше. Однако в рамках этого нового подхода скорость осциллирующих потоков v'_z определяется суммой двух слагаемых: одно обусловлено анизотропией вязких свойств ХЖК и пропорционально произведению угла поворота молекул на сжатие среды²⁾ U_{zz} , другое связано с анизотропией упругих свойств и пропорционально произведению угла поворота молекул на скорость сжатия среды. Стационарные потоки, усиливающие начальное случайное искажение холестерических слоев, "разгоняются" стационарными напряжениями, которые возникают не только за счет конвективных эффектов, но и из-за изменения вязкости ХЖК со звуковым давлением в волне. Поведение пороговых характеристик неустойчивости определяют следующие закономерности [4]:

$$\Lambda \sim (P_0 d)^{1/2}, \quad (3)$$

$$v_0 = c \{ (K/\Delta E) [m(1+m)]^{1/2} (\pi^2/P_0 d) [1 + 38\eta\pi^2/\rho\omega^2 d^2 \tau]^{-1} \}^{1/2}. \quad (4)$$

Здесь ΔE – анизотропия динамического модуля упругости ХЖК, τ – время релаксации ХЖК, $\omega = 2\pi f$, ρ и η – плотность и вязкость ХЖК.

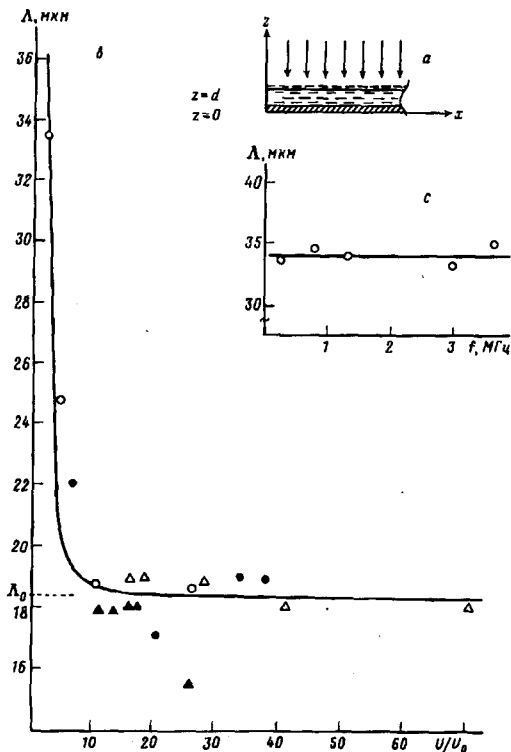
Эти оценки пороговых характеристик сделаны для следующих условий: ультразвуковая волна сжатия падает на слой ХЖК в направлении нормали (рисунок а), одна из границ слоя ($z = 0$) – акустически жесткая и полностью отражает звук; ХЖК имеет слабо искаженную структуру ($P_0 \ll d$), а частота ультразвука удовлетворяет неравенству: $2\pi\eta/\rho d^2 \ll f \ll 2\pi c/d$ (c – скорость ультразвука в ХЖК).

3. Для исследования был выбран раствор холестерилхлорида в нематическом ЖК (ЖК-404) с равновесным значением шага спирали $P_0 = 4.3 \text{ мкм}^3$). Этим раствором заполняли зазор (клинообразный или плоский) между пластиной из стекла (акустически жесткая граница) и звукопрозрачной пленкой из лавсана с отражающим свет покрытием, которая натягивалась на каркас.

¹⁾Такая ситуация может реализоваться в слое ХЖК с непараллельными границами вблизи линий Кано–Гранжана и в плоском слое на участке с парными дисклинациями, на которых изменяется число холестерических слоев [5].

²⁾Эта составляющая скорости является аналогом скорости v'_z осциллирующих потоков в модели I, которую также определяет произведение угла поворота молекул на сжатие среды U_{zz} .

³⁾Шаг спирали P_0 определяли по расстоянию l между дисклинациями Кано–Гранжана в клинообразной ячейке, которое соответствует скачкообразному изменению на единицу числа полувитков спирали, укладываемых в локальной толщине клина (дисклинации первого порядка): $P_0 = 2\alpha l$; α – угол клина.



К анализу воздействия ультразвука на ХЖК: геометрия задачи (а); пространственный период структур на пороге неустойчивости ($U/U_0 = 1$) и в надпороговом режиме ($U/U_0 > 1$) в клинообразной (о, ●) и плоской (Δ , \blacktriangle) ячейках на частотах 0.3 и 3 МГц, соответственно, $P_0 = 4.3$ мкм (б); пространственный период структур на пороге неустойчивости в диапазоне частот 0.3 ÷ 3.65 МГц, клинообразная ячейка, $P_0 = 4.3$ мкм (с)

Для создания планарных граничных условий на внутренние поверхности таких ячеек предварительно наносили покрытие из поливинилового спирта и полировали их в определенном направлении (б). Ячейки собирали таким образом, чтобы эти направления \mathbf{b} совпадали, а в ячейке с непараллельными границами были к тому же перпендикулярны градиенту толщины в клине. Угол α клина определяли по расстоянию между линиями равной толщины в монохроматическом свете: $\alpha = (2r)^{-1} \lambda_0$ ($\lambda_0 = 0.546$ мкм); $\alpha = 0.05$ рад. Величину зазора в плоской ячейке измеряли по интерференционному спектру ее пропускания. Температуру ХЖК в ячейках поддерживали постоянной ($t = 20^\circ\text{C}$) с точностью 0.5°C с помощью системы термостабилизации, описанной в работе [6]. Ультразвуковая волна сжатия падает на слой ХЖК в направлении оси h спиральной структуры (ось z). Акустический контакт излучателя ультразвука со слоем ХЖК осуществлялся через столб жидкости. Частоту ультразвука варьировали в интервале 0.3–3.65 МГц. Величину воздействия контролировали по электрическому напряжению U на излучателе ультразвука, а также путем измерения интенсивности ультразвука, падающей на слой ХЖК, методом акустического радиометра [7].

4. Эксперимент ставился следующим образом: увеличивали напряжение на излучателе ультразвука и с помощью поляризационного микроскопа (поляризатор параллелен \mathbf{b}) наблюдали по достижении порогового напряжения U_0 образование стационарных периодических структур в областях, разделенных дисклинациями Кано–Гранжана (в клинообразной ячейке) и парными дискли-

нациями (в плоской ячейке). Точность определения U_0 составляла 0.1В. Эти наблюдения позволили установить, что в ячейке с непараллельными границами в таких областях (зонах Гранжана) картины неустойчивости разные: в I–IV зонах, где шаг спирали еще соизмерим с локальной толщиной слоя ХЖК, формируются одномерные полосчатые структуры, и только в V–XV зонах возникают двумерные структуры в виде квадратной сетки, составленной равноудаленными светлыми линиями, которые располагаются параллельно и перпендикулярно направлению натирания b . В плоской ячейке наблюдали только двумерные структуры.

Оценки показывают, что параметр растяжения σ для X зоны Гранжана составляет 0.84, что близко к значению $\sigma = 0.89$, которое характеризует состояние спиральной структуры на участке, ограниченной парными дисклинациями, в плоском слое. Поэтому далее будут анализироваться данные, относящиеся к X зоне Гранжана в клинообразной ячейке и к зоне, заключенной между парными дисклинациями, в плоской ячейке. На рисунке b приведены значения пространственного периода структур на пороге неустойчивости и вблизи него для клинообразной и плоской ячеек при частотах 0.3 и ~ 3 МГц, соответственно. Обобщая все данные, можно сделать следующие выводы: а) во всем рассмотренном диапазоне частот на пороге эффекта пространственный период сохраняет практически постоянное значение, равное ~ 33.9 мкм (рисунок c); б) в надпороговом режиме по мере повышения напряжения на излучателе период структур уменьшается, стремясь к постоянному значению Λ_0 , равному 18.5 мкм; в клинообразной ячейке динамику этого процесса удалось проследить только на частоте 0.3 МГц, так как при более высоких частотах искажение линий Кано–Гранжана в поле акустических потоков [8] и их движение затрудняют наблюдения уже при небольшом превышении порога U_0 ; в) ”установившееся” значение периода численно совпадает с величиной Λ_0 сетки, которую мы наблюдали в независимом эксперименте, когда холестерическая жидкость перетекала в плоскую ячейку из стороннего резервуара при деформировании соединяющей их гибкой трубки.

Значения порогового напряжения U_0 в клинообразной ячейке составляли 16.7; 7.5; 3.7; 1.7; 1.5В соответственно при частотах 0.3; 0.7; 1.36; 3; 3.65 МГц, так что в рассматриваемой области частот пороговое значение силы звука, развиваемой в среде излучателем ультразвука, $I_0 \sim f^2 U_0^2$ сохраняет практически постоянное значение (~ 25 усл. ед.). По данным акустического радиометра усредненное по сечению ультразвукового пучка значение I_0 на пороге неустойчивости составляет ~ 20 мВт/см².

Сопоставим данные опытов с теоретическими посылками, следующими из моделей I и II. Согласно формуле (1) (модель I), период сетки не зависит от частоты ультразвука, что качественно согласуется с результатами экспериментов. Однако численная оценка периода Λ для X зоны Гранжана ($\sigma = 0.84$; $d = 22.5$ мкм; $P_0 = 4.3$ мкм; $K = 10^{-6}$ дин; $K_3 = 3 \cdot 10^{-6}$ дин; $\alpha_4 = 1$ П; $\alpha_5 = 0.5$ П) приводит к значению $\Lambda = 10.9$ мкм, которое отличается от наблюдаемого в 3 раза. Предсказание модели I относительно частотной зависимости эффекта (формула (2)) также противоречит результатам измерений, при этом численное значение пороговой колебательной скорости v_0 не менее чем на порядок больше обычно используемых в эксперименте при типичных значениях силы звука 0.1–1 Вт/см² [1,6].

Формула (3), следующая из модели II, при указанных выше значениях σ , d , P_0 , α_i , K_i и частотах ультразвука 0.3–3,65 МГц дает численное значение $\Lambda \simeq 32$ мкм, что согласуется с экспериментальными значениями периода сетки, наблюдаемой на пороге неустойчивости. Для ультразвуковых полей с частотой $\omega \ll \tau^{-1}$ при выполнении неравенства⁴⁾ $\omega^2 \tau \ll 38\pi^2 \eta / \rho d^2$ из формулы (4) следует $v_0 \sim P_0^{-1/2} d^{1/2} (1 - \sigma)^{1/2}$, то есть эффект от частоты не зависит. Этот вывод согласуется с приведенными выше результатами оценки пороговой силы звука I_0 , выраженной в условных единицах. Численное значение колебательной скорости, рассчитанной по точной формуле (4) для условий в X зоне Гранжана, составляет 3.9 см/с, что дает для пороговой силы звука значение $I_0 = 30$ мВт/см², близкое к полученному в эксперименте усредненному по сечению ультразвукового пучка значению I_0 .

Таким образом, мы показали, что только подход, основанный на идеях неравновесной гидродинамики (модель II) и учитывающий состояние спиральной структуры (равновесное или растянутое), позволяет практически полностью согласовать результаты расчета пороговых характеристик неустойчивости и данные экспериментов. В рамках традиционной гидродинамики Лесли–Эриксона, учитывающей лишь анизотропию вязких свойств ХЖК (модель I), адекватного опытным данным описания механизма явления получить не удастся. Полученный результат интересен как шаг на пути детального изучения роли релаксационных явлений в механизме развития неустойчивости ЖК в акустических полях.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда Сороса (грант J7D100).

-
1. А.П.Капустин, О.А.Капустина, *Акустика жидких кристаллов*, М.: Наука, 1986.
 2. Д.И.Аникеев, О.А.Капустина, В.Н.Лупанов, *ЖЭТФ* **59**, 110 (1991).
 3. Е.Н.Кожевников, *ЖЭТФ* **92**, 1306 (1987).
 4. Е.Н.Кожевников, Тез. докл. VI Всесоюз. конф., Чернигов, **1**, 1988, с.121.
 5. П.Де Жен, *Физика жидких кристаллов*, М.: Мир, 1977 (P.de Gennes, *Physics of Liquid Crystals*, Oxford Clarendon Press, 1974).
 6. О.А.Капустина, В.Н.Лупанов, *ЖЭТФ* **71**, 2324 (1976).
 7. Л.Бергман, *Ультразвук*, М.: Мир, 1956 (L.Bergmann, *Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik*, Zürich, 1954).
 8. А.М.Gabrial and E.G.Richardson, *Acustica* **5**, 28 (1955).
 9. К.Miyano and J.B.Ketterson, *Phys. Rev. A* **12**, 615 (1975).

⁴⁾Эти неравенства в рассматриваемом частотном диапазоне справедливы. При оценке использованы значения $\tau \simeq 5 \cdot 10^{-8}$ с и $\Delta E = \Delta E_\infty (\omega\tau)^2 / [1 + (\omega\tau)^2]$, где $\Delta E_\infty \simeq 10^8$ дин/см² [9].