

НАБЛЮДЕНИЕ СВЕТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ В ПОЛЕ ОДНОМОДОВОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Т.В.Галстян, В.Э.Дрноюн, Р.Б.Алавердян, С.М.Аракелян,
Ю.С.Чилингарян

*Ереванский государственный университет,
375049, Ереван, Армения*

Поступила в редакцию 14 января 1992 г.

После переработки 20 февраля 1992 г.

Впервые обнаружены и изучены светогидродинамические (СГД) неустойчивости в первоначально однородно ориентированном нематическом жидком кристалле (НЖК) при возбуждении одномодовым лазерным излучением конвективных течений и динамических ориентационных структур со сложной (управляемой) топологией, приводящих к самоиндуцированной дифракции и рассеянию света с оптической бистабильностью. Эти явления обусловлены исключительно внутренней мультипликативной обратной связью, возникающей в сильно поглощающем НЖК, и наблюдаются в полностью оптическом эксперименте в отсутствие каких-либо дополнительных квазистатических полей и начальных температурных градиентов.

1. В образец толщиной $d \approx 120$ мкм с гомеотропной ориентацией молекул НЖК (директор $\vec{n}_0 \parallel z$, плоскость подложек - (xy)), вводился специально подобранный дихроичный краситель, обеспечивающий сильную оптическую нелинейность этого комплекса (коэффициенты поглощения $\alpha_{\perp} \approx 35 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{\parallel} \approx 50 \text{ см}^{-1}$ при $T \approx 17^\circ \text{C}$) при использовании в качестве накачки непрерывного одномодового излучения Ar^{3+} -лазера ($\lambda = 0,51$ мкм). Ненасыщенная композиция получалась при концентрациях красителя $\leq 10\%$; она обладала положительным дихроизмом поглощения ($I_{\perp}/I_{\parallel} \sim 1,2$, I_{\perp}, \parallel - прошедшие ячейку интенсивности волн σ - и ϵ -поляризации) из-за эффекта "гость-хозяин".

Геометрия эксперимента приведена на рис.1: при нормальном падении света ($\vec{k} \parallel \vec{n}_0$) ячейка располагалась горизонтально, а при косом - поворачивалась на угол $\alpha \equiv \vec{k} \hat{\parallel} \vec{n}_0$, где \vec{k} - волновой вектор. Диаметр сфокусированного пучка $2a \approx 75$ мкм (лазерный нагрев при использованных в эксперименте интенсивностях не приводил к переходу НЖК в изотропную фазу (см. далее); не происходило также просветления образца из-за насыщения поглощения).

2. Основные результаты эксперимента.

Нормальное падение ($\alpha = 0$). При плавном увеличении интенсивности I падающего на ячейку излучения существует порог $I_{\text{пор1}}$: при $I > I_{\text{пор1}}$ наблюдается лавинообразное увеличение (приблизительно на порядок) углового спектра $\Delta\theta$ проходящего света - он имел при этом вид разбегающихся от центра концентрических колец (их число - несколько десятков). Время установления равновесной картины $\tau_1 \sim 10 \div 15$ с. Однако она носит динамический характер, что выражается во временных флуктуациях и сильном рассеянии проходящего света¹). Пространственный масштаб неоднородностей уменьшается при увеличении I ; уменьшаются также характерные флуктуационные времена. На уровне $I \sim 2I_{\text{пор1}}$ наблюдается локальный переход НЖК в изотропную фазу. Этот эффект легко идентифицируется (видно как в микроскоп, так и по угловому спектру прошедшего света), и все измерения нами специально проводились до достижения этого перехода. Заметим, что на фоне

¹) Непосредственно до порога наблюдаются слабые мерцания и биения света с характерными временами $\tau \leq 0,1$ с и $\tau \sim 5$ с, соответственно.

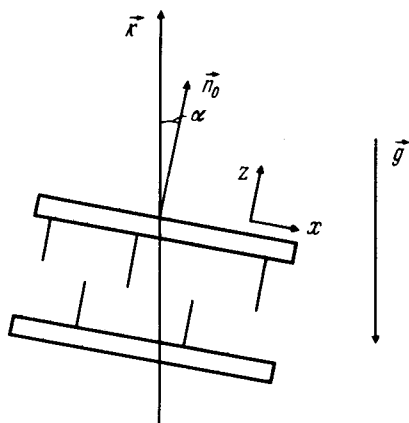


Рис.1. Геометрия эксперимента: \vec{n}_0 - директор невозмущенного НЖК (совпадает с направлением нормали z к поверхностям подложек), \vec{k} - волновой вектор света, α - угол отклонения ячейки от горизонтального расположения ($\alpha = \vec{n}_0 \vec{k}$), \vec{g} - вектор ускорения силы тяжести

основной системы колец наблюдается и другая (в 2 – 3 кольца). Эта двойная картина хорошо проявляется при блокировке излучения накачки - они исчезают с различными временами релаксации (в зондирующем пучке).

При уменьшении I обратный переход к исходной стационарной картине происходит уже при другом значении $I_{\text{пор}2} < I_{\text{пор}1}$; время релаксации заметно больше - $\tau_2 \sim 30 \div 40$ с.

Таким образом, возникает четкий гистерезис при последовательном увеличении и уменьшении I (оптическая бистабильность); его ширина $\Delta I \equiv I_{\text{пор}1} - I_{\text{пор}2}$, а также само значение $I_{\text{пор}1}$ сильно зависят от температуры T образца в целом (рис.2).

Для НЖК без красителя неустойчивости не наблюдались в тех же условиях вплоть до значений $I > I_{\text{пор}} \approx 2I_{\text{пор}1}$, когда происходит хорошо известный пороговый (при $\vec{E} \perp \vec{n}_0$) переход Фредерикса на ориентационном механизме⁵. Для него, однако, кольцевая структура, определяющая нелинейный фазовый набег для проходящего света¹, образуется достаточно плавно и легко отличима от описанной выше.

При увеличении концентрации растворенного в НЖК красителя и достижении насыщенного состояния (когда нерастворенные частицы играют роль меток) ясно видно²⁾ (как в микроскоп, так и в прошедшем свете), что возникающие неустойчивости сопровождаются гидродинамическим переносом вещества, то есть речь идет об СГД-неустойчивостях. Угловая скорость вращения этих потоков увеличивается с увеличением I .

Косое падение ($\alpha \leq 56^\circ$). Хотя наблюдаемая картина в целом сохраняется (в том числе - ее пороговый характер), однако имеются и особенности.

Во-первых, в поле падающей волны e -поляризации до возбуждения СГД-неустойчивостей происходит беспороговая переориентация директора НЖК^{5,6}. Интересно, что связанная с СГД-неустойчивостью система колец на экране

²⁾ Особенно четко - для вертикально расположенного образца.

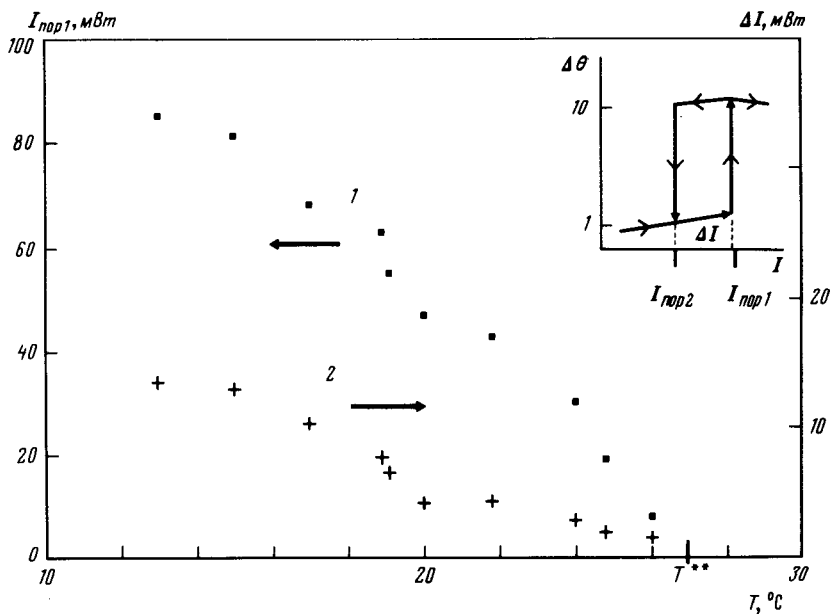


Рис.2. Зависимости для пороговой интенсивности возбуждения СГД-неустойчивостей $I_{пор1}$ (кривая 1) и для ширины гистерезиса $\Delta I \equiv I_{пор1} - I_{пор2}$ (кривая 2) как функций от температуры образца $T^\circ\text{C}$; T^{**} - температура фазового перехода НЖК в изотропное состояние. На вкладке представлен гистерезис зависимости углового спектра $\Delta\theta$ прошедшего излучения от интенсивности падающего света I ($I_{пор2}$ - интенсивность "выключения" СГД-неустойчивости)

пространственно сдвинута относительно системы ориентационных колец.

Во-вторых, после достижения порога СГД-неустойчивостей формируется выделенное направление рассеяния в плоскости падения (наблюдаются достаточно стабильные, слегка дрейфующие "усы" рассеяния).

В-третьих, и это принципиально, в среде по поперечному сечению пучка появляются строго периодические неоднородности, что хорошо видно в микроскоп (их период Λ уменьшается с ростом I ; например, при $I \approx 2 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$ $\Lambda \sim 10 \text{ мкм}$ - см. рис.3). При достаточно больших I образуется мелкомасштабная (зернистая), но достаточно регулярная структура (возможно, с наложением нескольких решеток возмущений) со сложной динамикой и конкуренцией разных ее модовых компонент.

При блокировке лазерного пучка происходит последовательная смена модового состава возмущений - зерна увеличиваются и плавно переходят в четкие периодические решетки с изменяющимся волновым вектором \vec{q} ($|\vec{q}| = \pi/\Lambda$); перед исчезновением всей переходной (релаксирующей) картины выделяется наиболее крупномасштабная и контрастная решетка с $\Lambda \sim d$. Отмеченные выше эффекты расплывания и "усы" рассеяния возникают как результат многократной дифракции света на этих решетках (ср. с ⁶).

Описываемые эффекты СГД-неустойчивостей достаточно слабо зависят от поляризации падающего света, но заметно зависят от a , d , скорости переключения I и т.д.

Специальные тестовые эксперименты с планарно-ориентированной ячейкой ($\vec{n}_0 || \vec{x}$) показали, что разность ($I_{пор}^o - I_{пор}^e$) порогов возбуждения в ней СГД-неустойчивостей в поле чистых o - и e -поляризованных волн практически со-

впадает со значением ΔI для гомотропной ячейки.

3. Физика наблюдаемых явлений связана с возникновением конвективной неустойчивости неподвижной жидкости в условиях создания в ней температурного градиента. Однако, в отличие от классической задачи Релея–Бенара об устойчивости слоя жидкости толщиной d между двумя горизонтальными плоскостями (из которых верхняя поддерживается при более низкой температуре $-T_1$, чем нижняя $-T_2$)⁷, в нашем случае имеется ряд особенностей.

Во-первых, кроме вертикального температурного градиента $\Delta_z T$ из-за проходящего через среду лазерного излучения ($I(z) = I(z=0) \cdot \exp(-\alpha_{\parallel, \perp} z)$) имеется и горизонтальный градиент $\Delta_r T$, определяемый гауссовой формой пучка ($I(r) = I(r=0) \cdot \exp(-r^2/(a^2))$).

Во-вторых, светоиндуцированные эффекты персориентации на чисто ориентационном механизме (неоднородные по z и r ⁸, ср. с⁹) в свою очередь приводят к температурным градиентам (соответственно по z и r) внутри образца из-за положительного дихроизма поглощения. Эффективность этих нелинейных процессов существенно зависит от T ^{6,3}.

В-третьих, для наклонного (вдоль x) расположения образца, выполняющего роль специальных граничных условий задачи (ср. с⁷), возникает дополнительный поток вещества вдоль наклонной плоскости (работает компонента ускорения силы тяжести $g \cdot \cos \alpha$), который неустойчив по отношению к возбуждению периодических "роликовых" структур типа $\exp(iq_x)$ ^{2,4,7}.

В-четвертых, установление температурного режима в системе и, соответственно, значения параметров переходных процессов определяются мультиплексной внутренней обратной связью - кроме стандартного механизма, связанного с функционирующими гидродинамическими потоками (которые осуществляют энергообмен между различными слоями среды), имеются дополнительные ее нелинейные каналы, обеспечиваемые взаимосвязью индуцированных светом ориентационно-гидродинамических и тепловых эффектов (например, увеличение тепловыделения после достижения порога неустойчивости из-за положительного дихроизма поглощения). Они и определяют гистерезис в системе.

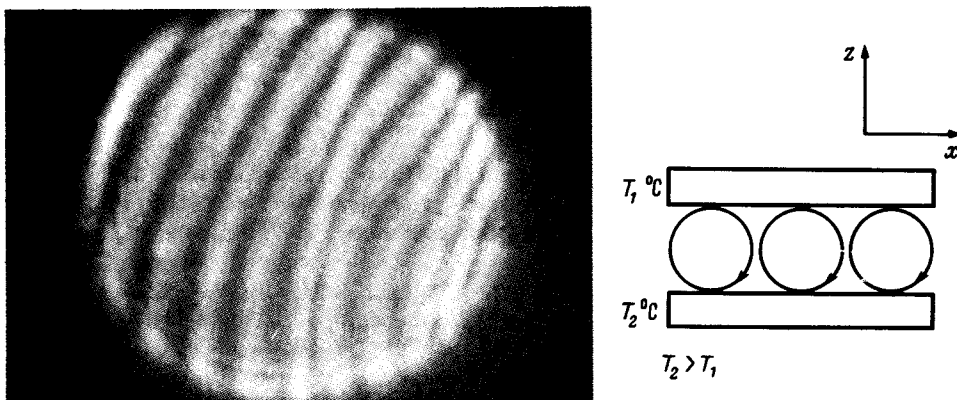


Рис.3. Картина периодических возмущений НЖК по поперечному сечению лазерного пучка (ось x - поперек полос); фотография получена с помощью микроскопа - увеличение $\times 800$. Внизу схематически показана соответствующая ей структура "роликовых" доменов

³) Резко увеличиваясь и вблизи других (кроме T^{**}) особых точек системы (напр. $I_{пор1}$).

Поскольку в условиях эксперимента $a \ll d$, то $\Delta_r T$ играет важную роль при возбуждении СГД-неустойчивостей, создавая перепад давлений и смещая нагретый элемент жидкости в менее нагретую область, занимаемую периферийной частью лазерного пучка (затем процесс сводится к обычному процессу Релея-Бенара). С другой стороны, светоиндуцированные ориентационные эффекты могут выполнять роль спускового механизма для СГД-неустойчивостей; они приводят к большей нагретости центральных по z слоев жидкости - для них переориентация максимальна ⁶, а значит максимально и поглощение (из-за положительного дихроизма), то есть усиливается $\Delta_z T$.

Три экспериментальных факта: 1) идентичность наблюдаемой картины СГД-неустойчивостей в случаях, когда свет падает сверху и снизу на горизонтально расположенный образец; 2) ее отсутствие в изотропной фазе НЖК; 3) идентификация значения ΔI с $I_{\text{пор}}^e - I_{\text{пор}}$ - говорят о важной роли анизотропии среды в развитии СГД-неустойчивостей.

4. Решение задачи с учетом всех перечисленных выше факторов, которые приводят к нелинейной и нестационарной зависимости материальных параметров среды (вязкости и др.), может быть осуществлено, по-видимому, только в рамках автомодельных приближений (ср. с ^{10,11}). Однако определенно наблюдаемые явления связаны с ориентационным порядком в среде и тепловыделением с дальнейшим перераспределением тепловой энергии посредством диффузии и переноса нагретой массы вещества вследствие теплового расширения ⁷. Как известно, последнему препятствует именно ориентационный порядок НЖК ⁴: если гидродинамический поток (при наличии градиента скоростей \vec{v}) стремится повернуть директор на угол ϕ (момент силы $\Gamma_{\text{гид}} \sim \gamma \frac{\partial \vec{v}}{\partial \vec{r}}$, где γ - кинематическая вязкость), то упругие силы создают момент кручения (действующий против гидродинамического момента) величиной $\Gamma_{\text{упр}} \sim K(\partial^2 \phi / \partial r^2)$, где K - упругая константа. Баланс между этими двумя моментами и определяет порог СГД-неустойчивостей ($\phi \neq 0$; для периодических структур $\phi \sim \cos \vec{q} \vec{r}$).

Легко провести простые оценки в предположении доминирующей ($a > d$) роли $\Delta_z T$ и без учета анизотропии среды. В этом случае, полагая для простоты объем нагретого слоя жидкости в виде вертикального цилиндра высотой d , радиусом сечения b и теплоизолирующими стенками, имеем для критического числа Релея $R_{\text{кр}}$, определяющего порог возбуждения конвективных потоков, следующую оценку ⁷:

$$R_{\text{кр}} \equiv \frac{g\beta(\Delta_z T)_{\text{кр}} b^4}{d\gamma\chi_{\parallel,\perp}} = 68, \quad (1)$$

где $b \gg a$ - некоторый эффективный радиус для установившегося во времени нагретого объема среды, зависящий от ее теплопроводности, $\beta = -\rho^{-1}(\partial\rho/\partial T)$ - температурный коэффициент расширения жидкости, ρ - ее плотность, $\gamma \equiv \eta/\rho$, η - динамическая вязкость, $\chi_{\parallel,\perp} \equiv \kappa_{\parallel,\perp}/\rho c_p$ - температуропроводность, $\kappa_{\parallel,\perp}$ - теплопроводность, c_p - теплоемкость, $(\Delta_z T)_{\text{кр}} \equiv T_2 - T_1 > 0$ ($T(z) = T_2 - \Delta_z T z/d$). Для НЖК ($\beta \sim 10^{-3}$ -град⁻¹, $\rho c_p \sim 1$ Дж/см³-град, $\chi_{\parallel,\perp} \sim 10^{-4}$ см²/с, $\eta \sim 1$ П)⁴, считая $g \sim 10^3$ см/с², $d \sim 10^{-2}$ см, $b \sim 10^{-1}$ см, имеем, что условие (1) удовлетворяется при $\Delta_z T \approx 1$ град. Независимая оценка начального $\Delta_z T$ между тонкими слоями (толщиной Δz) во входной и выходной плоскостях образца, возникающего за счет поглощения (наиболее быстрый процесс) света интенсивности I , приводит к значению $\Delta_z T \approx \alpha_{\perp} I \times \Delta z^2 (1 - \exp(-\alpha_{\perp} d)) / (\pi^2 \rho c_p \chi_{\parallel})$. Оно соответствует $\Delta_z T \approx 1^\circ \text{C}$ для $I \sim 2 \cdot 10^2$ Вт/см² при $\Delta z \approx 5$ мкм ⁴).

⁴)Для поперечного градиента та же оценка приводит к значению $\Delta_r T \approx \frac{\alpha_{\perp}}{\rho c_p \chi_{\perp}} (\Delta r/\pi)^2 I (1 - \exp(-r^2/a^2)) \sim 3^\circ \text{C}$ при $\Delta r \approx 3$ мкм.

Интересно сравнить два эффекта: возбуждение в НЖК свето- и электрогидродинамических (которые хорошо изучены) неустойчивостей. В рамках этой аналогии, когда роль электрического потенциала играет температура, для $I_{пор 1,2}$ имеем оценку (ср. с ⁴):

$$I_{пор 1,2} \sim I_{пор}^{0,e} \sim (\Delta_z T)_{кр 1,2} \sim \left| \frac{K_{3,1} \eta_{5,4} \kappa_{\parallel, \perp} (2\pi)^4}{\rho g \beta \gamma_{3,2} \kappa_a d^3} \right|, \quad (2)$$

где учтена анизотропия среды (в индексах параметров), $\kappa_a = \kappa_{\parallel} - \kappa_{\perp}$.

С помощью (2) получаем $I_{пор 1}/I_{пор 2} \sim (K_3/K_1) \cdot (\eta_5/\eta_4) \cdot (\gamma_2/\gamma_3) \cdot (\kappa_{\parallel}/\kappa_{\perp}) \cdot (\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp})^2$. Однако согласие (2) с данными рис.2 (малые $(\Delta_z T)_{кр}$) получается только при учете определяющей роли в возбуждении СГД-неустойчивостей $\Delta_r T$, который в нашем случае задается специальной геометрией задачи (ср. с ⁴, где $\Delta_r T$ связан с флуктуациями директора и поэтому требует огромных $(\Delta_z T)_{кр}$ при нашем d).

Кроме того, поскольку $K \sim S^2(T)$, $\kappa_a, \kappa_{\parallel}, \eta, \gamma \sim S(T)$, $\kappa_{\perp} \sim 1/S(T)$, где $S(T)$ - параметр нематического порядка ($S(T) \sim (T^{**} - T)^\epsilon$, $\epsilon \approx 0, 15 \div 0, 3$) ⁴, то при нагреве образца ($T \rightarrow T^{**}$), действительно, должно $I_{пор 1,2}, \Delta I \rightarrow 0$.

Для τ_2 зависимость также хорошо известна ¹: $1/\tau_2 \approx Kq^2/\gamma$. Для наиболее инерционной моды ($\Delta \approx d$) при $K \approx 4 \cdot 10^{-7}$ дн, $\gamma \approx 1$ П получаем $\tau_2 \approx 25$ с, что соответствует эксперименту ⁵).

Авторы благодарны Р.С.Акопяну за обсуждения, а также А.В.Сухову за оказанную помощь.

1. С.М.Аракелян, Ю.С.Чилингарян, Нелинейная оптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1984.
2. Р.С.Акопян, Б.Я.Зельдович, ЖЭТФ **86**, 533 (1984).
3. И.С.Арансон, А.В.Гапонов-Грехов, М.И.Рабинович, ЖЭТФ **89**, 92 (1985).
4. E.Dubois-Violette, Sol. St. Comm. **14**, 767 (1974); Compt. Rend. Acad. Sci. В **273**, 923 (1971).
5. А.С.Золотко, В.Ф.Китаева, Н.Кроо и др., Письма в ЖЭТФ **32**, 170 (1980).
6. S.D.Durbin, S.M.Arakelian and Y.R.Shen, Phys. Rev. Lett. **47**, 1411 (1981); Opt. Lett. **7**, 145 (1982).
7. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Гидродинамика. Теор. физ. VI (изд. третье). М.: Наука, 1986.
8. S.M.Arakelian, Yu.S.Chilingarian, R.B. Alaverdian et al., J. de Phys. **50**, 1393 (1989); ЖЭТФ **94**, 188 (1988).
9. К.Е.Асатрян, Т.В.Галстян, Л.Г.Петросян, Оптика и спектроскопия. **71**, 471 (1991).
10. M.A.Goldshtik and V.N.Shtern, Proc. Roy. Soc. London **A 419**, 91 (1988); К.Е.Торранс, J.Fluid Mech. **95**, 477 (1979).
11. С.А.Ахманов, М.А.Воронцов, В.Ю.Иванов, Письма в ЖЭТФ **47**, 611 (1988).

⁵) При блокировке излучения накачки сначала выключаются наиболее быстрые тепловые механизмы, за ними - гидродинамические, и лишь затем - ориентационные. Причем из-за взаимосвязи между этими факторами процесс затухания (схлопывания кольцевой картины) локально может быть немонотонным, что и наблюдалось в эксперименте.