

УДК 532.783

ФЛУКТУАЦИИ И РАССЕЯНИЕ СВЕТА В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

С. М. Аракелян, Л. Е. Арушанян, Ю. С. Чилингарян

Экспериментально исследовано развитие флуктуаций в нематическом жидком кристалле (НЖК) в присутствии внешнего магнитного поля, индуцирующего пороговую переориентацию молекул НЖК. Используется техника гетеродинамирования для регистрации рассеянного света в направлении падающего пучка. Впервые получено критическое возрастание интенсивности рассеянного света на пороге возбуждения поперечных флуктуаций. Рассмотрены флуктуации в НЖК во внешнем поле в рамках аналогии с моделью нелинейного осциллятора, допускающей бистабильные (гистерезисные) характеристики. Исследование этих вопросов важно с точки зрения создания фазовых транспарантов на ЖК.

Введение

Исследование флуктуаций физической системы в присутствии внешних полей, индуцирующих фазовые переходы (ФП), представляет большой интерес как чисто физический, так и в приложениях. Здесь можно, во-первых, проследить за критическим развитием флуктуаций в области стимулированного ФП, а во-вторых, даже вдали от ФП поле может либо стабилизировать, либо дестабилизировать флуктуации. Поскольку индуцируемый полем ФП является сильно нелинейным процессом, то оказывается возможным проследить за возникновением различных режимов; в частности, с бистабильными и неустойчивыми характеристиками, что важно при создании оптических логических элементов.

В этом плане очень интересны нематические жидкие кристаллы (НЖК). В них, с одной стороны, сильно развиты флуктуации ориентации директора: поперечные [^{1, 2}], дуосные и продольные [³⁻⁶], а с другой — сравнительно легко могут быть индуцированы ориентационные ФП.

В нашей работе [⁷] для НЖК были зарегистрированы флуктуации всех трех типов (в экспериментах по рассеянию света) и выявлена важная роль для тонких ячеек поверхностных сил, а также самого лазерного поля — проявление нелинейного характера рассеяния.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование развития флуктуаций на пороге переориентации НЖК в магнитном поле H (переход Фредерикса) в эксперименте по рассеянию лазерного излучения ($\lambda = 0.633$ мкм) в нулевой угол (использовалась техника гетеродинамирования). Применение в таких экспериментах H интересно также и потому, что в зависимости от условий эксперимента ФП может быть как I, так и II рода [⁸].

Поскольку данный переход является ФП только для поперечных (и связанных с ним сингулярных продольных и дуосных) флуктуаций директора, то были рассмотрены такие условия эксперимента, в которых рассеяние света определялось этим типом флуктуаций. Помимо основного физического результата — поведение флуктуаций при ФП — в работе выявлена также роль геометрических факторов, связанных с изменением схемы рассеяния при переориентации директора. Зарегистрирована стабилизация флуктуаций в сильных полях для случая $n \parallel H$. Показано, что рассматриваемый структурный ФП

может обладать гистерезисом. В связи с переориентацией НЖК в магнитном поле он обсуждается впервые. Появление гистерезиса можно обосновать замеченной нами возможностью записи уравнения для переориентации директора в форме нелинейного (ангармонического) осциллятора, являющегося классической бистабильной системой с гистерезисом.

1. Условия эксперимента и результаты

Выделение разных типов флуктуаций, в частности интересующих нас — поперечных, для которых интенсивность рассеяния $I_{\text{рас}} \sim 1/2K_1q^2$ (K_1 — модуль упругости НЖК, $\mathbf{q}=\mathbf{k}-\mathbf{k}'$ — вектор рассеяния) [2], наиболее просто сделать при рассеянии в направлении падающего светового пучка; при этом необходимо использовать одну из схем гетеродинамирования света. Вклад различных флуктуаций определяется взаимным расположением векторов поляризации электрической составляющей падающей \mathbf{E} , рассеянной \mathbf{E}' световых волн и директора (исходная ориентация — \mathbf{n}_0) НЖК [3].

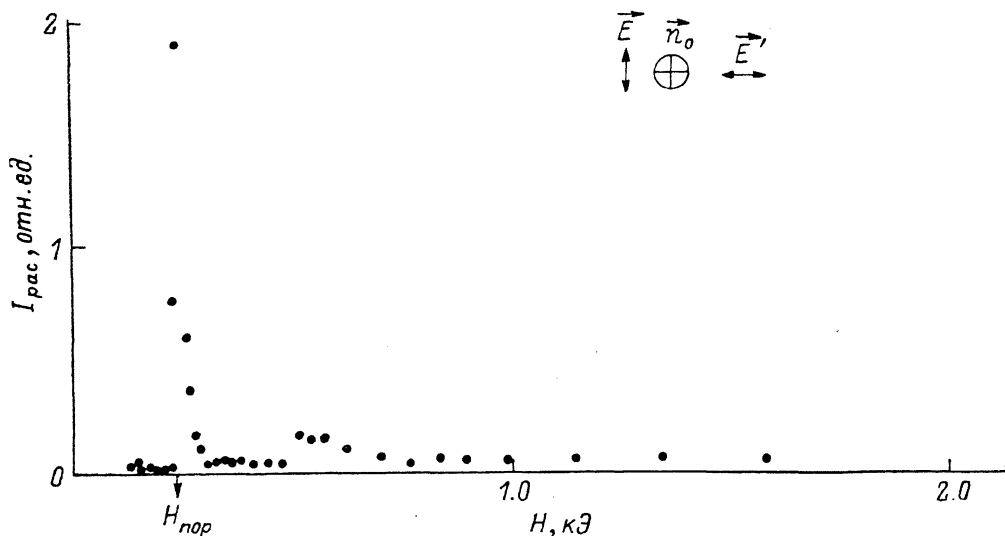


Рис. 1. Зависимость для $I_{\text{рас}}$ от H в скрещенных поляризаторах.

Показана начальная геометрия (гомеотропная ячейка) в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света. $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}$.

В эксперименте были реализованы следующие геометрии (при нормальном падении света на ячейку вдоль толщины слоя НЖК по оси z , $\mathbf{k} \parallel \mathbf{k}' \parallel z$): при $\mathbf{n}_0 \perp z$ (планарная ячейка) $\mathbf{E} \perp \mathbf{n}_0$, $\mathbf{E}' \perp \mathbf{E}$ (1); при $\mathbf{n}_0 \parallel z$ (гомеотропная ячейка) $\mathbf{E} \perp \mathbf{n}_0$, $\mathbf{E}' \perp \mathbf{E}$ (2), $\mathbf{E} \perp \mathbf{n}_0$, $\mathbf{E}' \parallel \mathbf{E}$ (3). Они соответствуют рассеянию на поперечных (для геометрии 1), двусных (для 2) флуктуациях директора; в геометрии 3 вклад в интенсивность рассеяния могут вносить продольные и двусные флуктуации одновременно. Однако оценки показывают, что даже если отклонение от перпендикулярности взаимной ориентации \mathbf{E} , \mathbf{E}' и \mathbf{n}_0 характеризуется углами всего лишь в несколько градусов (она может возникать, в частности, и из-за отклонения от идеальной установки), то и в геометрии 3 основной вклад в $I_{\text{рас}}$ вносят поперечные флуктуации (см. п. 2).

В эксперименте использовались кюветы с МББА толщиной $d=360$ мкм для гомеотропной (полученной химической обработкой подложек) и $d=160$ мкм для планарной, получаемой натиранием подложек алмазной пастой, исходных ориентаций при $T \sim 26$ °С, которые помещались (для уменьшения влияния течения — горизонтально) в промежуток между торцами двух постоянных магнитов прямоугольной формы (с наконечниками 1 см \times 2 см); плавное изменение величины этого промежутка позволяло получать в условиях эксперимента значения H в диапазоне 0.1—2.0 кЭ. Система калибровалась по эталонному электромагниту с помощью щупа в виде катушки с витками проволоки с по-

перечным размером порядка 1 мкм^2 . Диаметр светового пучка в ЖК 1 мм . Пороговое значение поля при переходе Фредерикса ($\mathbf{H} \perp \mathbf{n}_0$) $H_{\text{пор}} \sim 240 \text{ Э}$ для гомеотропной и $H_{\text{пор}} \sim 400 \text{ Э}$ для планарной ячейки при зондировании центральной

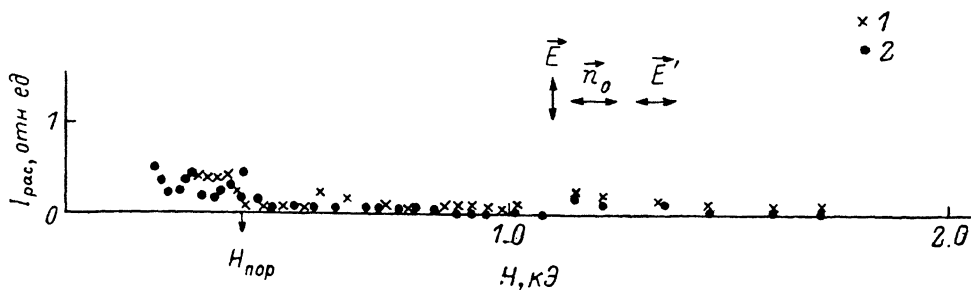


Рис. 2. Зависимость $I_{\text{рас}}$ от H для планарной ячейки.

1, 2 соответствуют измерениям на разных ячейках.

области между магнитами. Необходимо отметить, что ориентация ячеек тщательно проверялась по коноскопическим картинам прошедшего излучения.

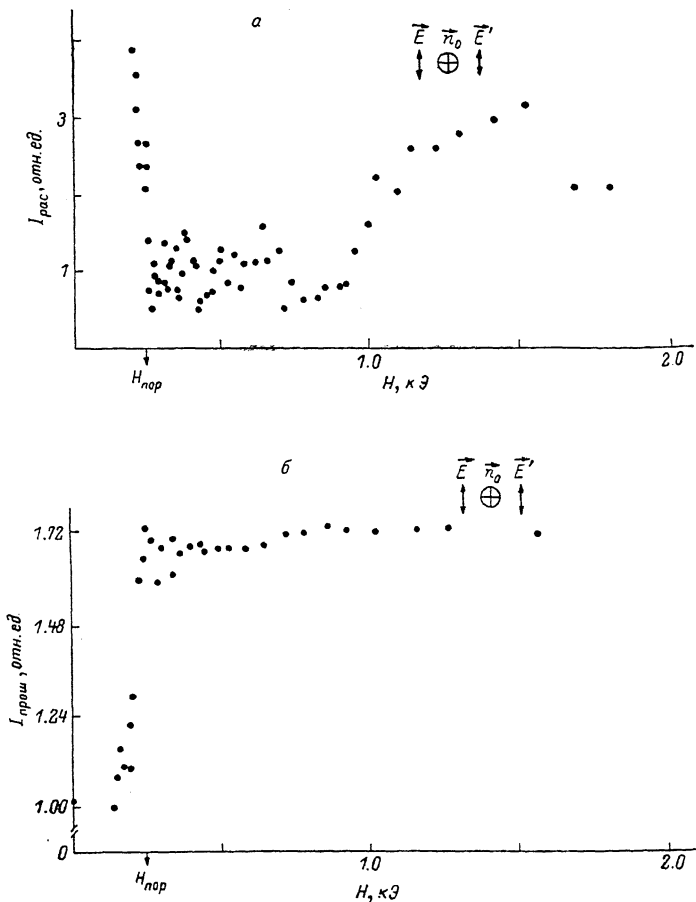
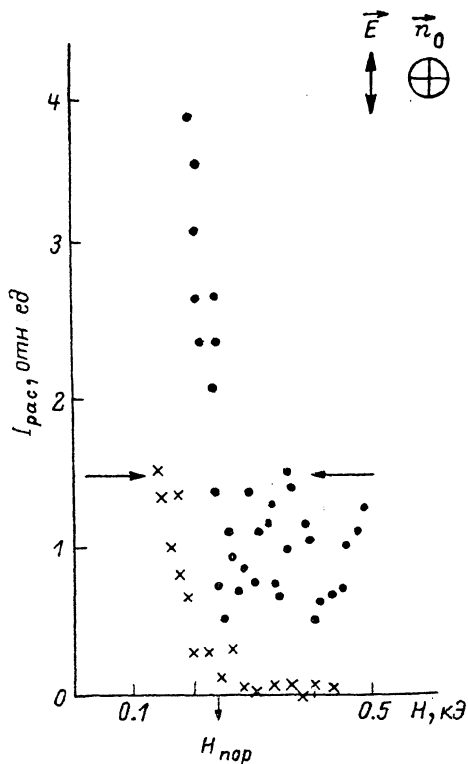


Рис. 3. Зависимость интенсивности рассеянного $I_{\text{рас}}$ (а) и прошедшего через НЖК $I_{\text{прот}}$ (б) света от магнитного поля H в параллельных поляризаторах.

Взаимная ориентация магнитов и ячейки также устанавливалась очень точно при помощи отвеса и проверялась при наблюдении в микроскопе (в сильном магнитном поле при неточной ориентации в ячейке наблюдались дисклинации). Интенсивность рассеянного света $I_{\text{рас}}$ измерялась после установления ориента-

ции при каждом значении H . Методика определения $I_{\text{рас}}$ в направлении падающего пучка описана в [7]. Она основывается по существу на гетеродинировании света (лишь динамические неоднородности среды влияют на интенсивность рассеяния, измеряемую таким методом). Экспериментальные данные приведены на рис. 1—4.

На рис. 1 (геометрия 2) виден резкий пик $I_{\text{рас}}$ при $H = H_{\text{пор}}$. Этот же пик наблюдается в геометрии 2 и в отсутствие гетеродинирования. В геометрии 1 (рис. 2) изменения H не приводят к заметным вариациям $I_{\text{рас}}$.



Интенсивность рассеяния в геометрии 3 при изменении H имеет довольно сложный вид (рис. 3, а) — резко увеличивается на пороге переориентации ($H \sim H_{\text{пор}}$), слабо в среднем изменяется при $H_{\text{пор}} < H < 4H_{\text{пор}}$ и увеличивается при $H \geq 4H_{\text{пор}}$. При $H \geq 7H_{\text{пор}}$ значения $I_{\text{рас}}$ заметно уменьшаются. Такое поведение наблюдалось как при увеличении, так и при уменьшении H . В последнем случае $I_{\text{рас}}$ в области $H_{\text{пор}} < H < 4H_{\text{пор}}$ несколько больше и демонстрировало более резкое возрастание вблизи $H_{\text{пор}}$ (рис. 4) (эти результаты получены на разных ячейках). При визуальном наблюдении характерная динамическая картина рассеяния со-

Рис. 4. Зависимость для $I_{\text{рас}}$ вблизи $H_{\text{пор}}$ при возрастании (1) и убывании (2) H (показано стрелками) в геометрии рис. 3 (данные соответствуют эксперименту на разных ячейках).

хранялась при уменьшении H и для $H < H_{\text{пор}}$. В этой геометрии для проходящего (а не рассеянного) света в отсутствие гетеродинирования $I_{\text{прош}}$ возрастает при $H \approx H_{\text{пор}}$ (почти в 2 раза) (рис. 3, б), и при дальнейшем увеличении H значения $I_{\text{прош}}$ практически не меняются.

Для выделения геометрических факторов, не связанных с индуцируемым полем ФП, был проведен эксперимент без магнитного поля с вращением гомеотропного образца; угол вращения $\beta \equiv \hat{n}_0 \mathbf{k}$, \mathbf{k} — среднее значение волнового вектора падающего света (использовались две полусферические стеклянные подложки, между которыми находился НЖК). Он показал в среднем близкую к рис. 3, а при $H > H_{\text{пор}}$ зависимость, но в то же время никакого возрастания $I_{\text{рас}}$, как при $H \sim H_{\text{пор}}$ на рис. 1, не наблюдалось.

2. Обсуждение

При рассеянии света в условиях пороговой переориентации НЖК необходимо принимать во внимание влияние следующих факторов. Во-первых, наиболее интересного, физического: переход Фредерикса является индуцируемым полем ФП, поэтому порог переориентации соответствует критической области развития поперечных флуктуаций. Во-вторых, геометрических, связанных с изменением угла падения и поляризации света из-за переориентации директора. В-третьих, стабилизирующего действия на флуктуации НЖК внешнего поля. Рассмотрим полученные нами результаты с точки зрения этих факторов.

1. Качественно картина рассеяния состоит в следующем. В геометрии порогового перехода Фредерикса ($\mathbf{n}_0 \perp \mathbf{H}$) для $H < H_{\text{пор}}$ поле дестабилизирует флуктуации директора (имеющие компоненту вдоль \mathbf{H}) и рассеяние увеличивается по сравнению со случаем $H=0$

$$I_{\text{рас}} \sim 1/(K_1 q^2 - \chi_a H^2),$$

где χ_a — анизотропия магнитной восприимчивости НЖК [9]. Для $H > H_{\text{пор}}$ поле, напротив, стабилизирует флуктуации

$$I_{\text{рас}} \sim 1/(K_1 q^2 + \chi_a H^2),$$

и для $H \gg H_{\text{пор}}$, когда переориентация близка к насыщению ($\mathbf{n}_0 \parallel \mathbf{H}$), $I_{\text{рас}}$ может заметно уменьшаться [2]. Для типичных НЖК ($k_1 \sim 10^{-7}$, $\chi_a \sim 10^{-7}$ СГС) при $q \sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ эти эффекты проявляются в полях $H \geq 10^3 \text{ Э}$.

Таким образом, при увеличении H от $H=0$ до $H > H_{\text{пор}}$ на пороге переориентации $I_{\text{рас}}$ имеет максимум. Этот максимум действительно был зарегистрирован нами (рис. 1). Он может быть получен в теории обычными методами термодинамики [9]. Однако при таком подходе не затрагиваются некоторые принципиальные характеристики индуцированного полем ФП, в частности возможность гистерезиса при поочередном увеличении и уменьшении H . Хотя прямая регистрация гистерезиса в магнитном поле представляет отдельный интерес, такие измерения наиболее удобно проводить именно с рассеянным светом. Мы уже отмечали зарегистрированные нами некоторые количественные различия для $I_{\text{рас}}$ при возрастании и убывании H (рис. 4). (Возникновение гистерезиса может быть связано и с неоднородностями НЖК, однако специальные измерения с помощью поляризационного микроскопа не выявили их).¹

Рассмотрение пороговой переориентации НЖК с учетом флуктуаций директора можно провести в более общем виде, характерном для классических нелинейных систем, обладающих оптически бистабильными характеристиками.

Нетрудно видеть, что уравнения для пороговой переориентации НЖК в поле H [10] можно обобщить с учетом флуктуаций. Для этого надо ввести в правую часть уравнения случайную «силу» $f(t)$, т. е. рассмотреть развитие тепловых флуктуаций директора в присутствии поля H

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial \theta}{\partial t} + R_0 \theta + \beta \theta^3 = f(t),$$

где

$$\alpha = \frac{\gamma_1}{J}, \quad R_0 = \frac{1}{J} \left[K_1 \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 - \chi_a H^2 \right], \quad \beta = \frac{2\chi_a H^2}{3J},$$

J — момент инерции для директора (нормированный на единицу объема; динамика НЖК при учете $J \neq 0$ недавно исследовалась в [11]), K_1 — упругая константа, γ_1 — вязкость.

Анализ этого уравнения по аналогии с уравнением, описывающим колебания ангармонического (нелинейного) осциллятора [12–14], приводит также к тому, что на пороге возбуждения поперечных флуктуаций должен наблюдаться максимум интенсивности рассеяния. Этот анализ позволяет также выявить принципиальную возможность ряда новых для НЖК во внешнем поле режимов (будет опубликовано отдельно).²

Следует отметить, что наличие максимума флуктуаций некоторого параметра на пороге его возбуждения имеет общее значение и свойственно ФП именно I рода [15]. Для НЖК характер ФП в значительной степени определяется граничными условиями: появление неустойчивых областей при переориентации и гистерезиса, отличающего ФП I рода, зависит от степени связи молекул с под-

¹ Такие неоднородности должны исчезать при $H \gg H_{\text{пор}}$, и по этой причине при последовательном уменьшении H максимум $I_{\text{рас}}$ (при $H \sim H_{\text{пор}}$) не будет возникать.

² Центральным пунктом здесь — выяснение физического смысла макроскопического параметра J .

ложкой [8]. Физическое следствие жесткой связи — отличие направления ориентации директора при насыщении переориентации во внешнем поле от направления самого поля.

2. Учет геометрических факторов при переориентации (угол θ) директора (взаимное расположение E, E', n) дает зависимость $I_{\text{рас}}$ от θ . В геометриях 1—3 с изменением n вклад в $I_{\text{рас}}$ могут давать и другие типы флуктуации. Воспользовавшись, например, результатами работы [3], легко получить, что в геометрии 1 для рассеяния на поперечных флуктуациях

$$I_{\text{рас}}^{\text{попер}} \sim \cos^2 2\theta / 2K_1 q^2,$$

на продольных

$$I_{\text{рас}}^{\text{прод}} \sim \frac{45}{\Delta} \sin^2 2\theta,$$

на двuosных

$$I_{\text{рас}}^{\text{двuosн}} \sim \frac{1}{4\Delta} \sin^2 2\theta,$$

в геометрии 2

$$I_{\text{рас}}^{\text{двuosн}} \sim \cos^2 \theta / \Delta, \quad I_{\text{рас}}^{\text{попер}} \sim \sin^2 \theta / 2K_1 q^2,$$

в геометрии 3

$$I_{\text{рас}}^{\text{двuosн}} \sim \cos^4 \theta / \Delta, \quad I_{\text{рас}}^{\text{прод}} \sim \frac{5}{\Delta} (3 \sin^2 \theta - 1)^2, \quad I_{\text{рас}}^{\text{попер}} \sim \sin^2 2\theta / K_1 q^2,$$

где Δ — параметр, определяемый термодинамическими характеристиками НЖК [4]; коэффициент пропорциональности во всех этих формулах один и тот же (в зависимости от типа деформации несколько меняется величина K_1 ; $q = q(\theta)$ для волн необыкновенной поляризации). Поскольку для жестких граничных условий при $H \geq H_{\text{пор}}$ в ячейке образуется неоднородная вдоль z ориентация НЖК с максимальным значением $\theta = \theta_m$ в центре ($z = d/2$),³ то приведенные зависимости для $I_{\text{рас}}$ необходимо усреднить по z . Это эквивалентно введению некоторого одинакового для $0 < z < d$ эффективного $\theta_{\text{эф}}$. При $H \geq 4H_{\text{пор}}$ происходит насыщение переориентации практически во всем образце [2]: $\theta_{\text{эф}} \approx \theta_m$ (в нашем эксперименте максимальное значение $H/H_{\text{пор}} \sim 8$).

В геометриях, когда $E' \perp E$ (1 и 2), $q \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, а для $E' \parallel E$ (3) — $q \sim 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-1}$ (определяется размером лазерных пучков). В нашем случае эксперимент дает $2K_1 q^2 \sim \Delta$ (для геометрий 1 и 2)⁴ [7].

Тогда, как легко видеть из приведенных выше соотношений для $I_{\text{рас}}$, в геометрии 2 (рис. 1) по чисто геометрическим факторам рассеянный свет мало изменяется — двuosные и поперечные флуктуации близки по величине и $I_{\text{рас}}$ практически не зависит от $\theta_{\text{эф}}$. Это приводит к четко выраженному на рис. 1 максимуму на пороге возбуждения поперечных флуктуаций.

В геометрии 1 вклад продольных флуктуаций мог бы стать основным при $\theta_{\text{эф}} \sim 45^\circ$, но проявлению этого в эксперименте мешает возникающая в НЖК структура. Действительно, в планарных образцах при переориентации директора в плоскости, перпендикулярной плоскости kn_0 , даже когда $H > H_{\text{пор}}$ и большая часть образца ориентирована вдоль H , на поляризации выходящего света это не сказывается — внутри образца направление поляризации всюду остается перпендикулярным локальной оптической оси, а эта ось на границах ЖК не меняется [2]. В геометрии 1 это соответствует ортогональности E и n везде в объеме НЖК. Поэтому при рассеянии проявляются только поперечные флуктуации, интенсивность которых практически не зависит от H , что и видно из рис. 2.

³ При $H \geq 2H_{\text{пор}}$ можно считать, что θ_m достигает насыщения [2].

⁴ Малые значения Δ могут определяться трикритическим характером температурного ФП в тонких ориентированных ячейках НЖК [7].

В геометрии 3 из-за малого значения $q \sim 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-1}$ поперечные флуктуации доминируют практически для любых $\theta_{\text{эф}} \neq 0.90^\circ$. Только при точном равенстве $\theta_{\text{эф}} = 0^\circ$ $I_{\text{рас}}$ определяется продольными флуктуациями. Поэтому на рис. 3, а хотя и проявляется максимум на пороге возбуждения поперечных флуктуаций, но вид его отличен от рис. 1. Поскольку для $\theta_{\text{эф}} \ll 1$ известно, что $\sin \theta_{\text{эф}} \sim \theta_{\text{эф}} \sim 2 (H/H_{\text{пор}} - 1)^{1/2}$ [2], то вблизи порога ($H \sim H_{\text{пор}}$) величина $I_{\text{рас}}$ слабо зависит от H , а с увеличением H , когда $H/H_{\text{пор}} > 1$, $I_{\text{рас}} \sim H$. Это объясняет области $H_{\text{пор}} < H < 4H_{\text{пор}}$ и $H \geq 4H_{\text{пор}}$ соответственно на рис. 3, а. Уменьшение $I_{\text{рас}}$ на этом же рисунке при $H \geq 7H_{\text{пор}}$ связано со стабилизацией флуктуаций (здесь уже $\theta_{\text{эф}}$ не мало) — присутствие H подавляет флуктуации с $q \leq H (\chi_a/K_1)^{1/2}$ [16], что для рассматриваемого случая соответствует значениям $H > 10^3 \text{ Э}$.

Отметим, что если падающий на НЖК свет имеет некоторую эллиптичность поляризации, то на выходе ячейки возникает разность фаз между волнами с ортогональными поляризациями, что приводит к модуляции $I_{\text{рас}}$. Эта модуляция видна на рис. 1—4.

Без гетеродинирования, когда регистрируется весь прошедший свет (в параллельных поляризаторах), основным фактором, определяющим интенсивность прошедшего света, является однородность и упорядоченность образца в присутствии H [17]. Поэтому при $H \geq H_{\text{пор}}$ в геометрии 3 $I_{\text{проп}}$ возрастает, а затем мало меняется (рис. 3, б). В геометрии 2 (скрещенные поляризаторы) прошедший свет и есть рассеянный свет, поэтому здесь также наблюдается пик $I_{\text{рас}}$.

В отсутствие магнитного поля при вращении образца полученные результаты подтверждают, что зависимость рис. 3, а при $H > H_{\text{пор}}$ связана с обсуждавшимися геометрическими факторами. Возрастание $I_{\text{рас}}$ при $H \sim H_{\text{пор}}$ ими не объясняется. Из-за френелевского отражения на двух границах стекло—НЖК (оно существенно при $\beta \geq 50^\circ$ с учетом угла анизотропии и многократных отражений) этот случай (вращение образца, при котором меняются граничные условия для проходящего света) несколько отличается от эксперимента с переориентацией в поле H , когда условия на границе фиксированы (кроме того, изменяется эффективная толщина рассеивающего слоя при вращении образца).

Выводы

В настоящей работе экспериментально исследовано рассеяние света в направлении падающего пучка для различных геометрий в тонких ориентированных слоях НЖК в присутствии статического магнитного поля. Получены зависимости для $I_{\text{рас}}$ от H . Произведен анализ вклада в $I_{\text{рас}}$ различных факторов. Влияние H на $I_{\text{рас}}$ сводится к двум эффектам — стабилизации (дестабилизации) флуктуаций и изменению геометрии рассеяния. При пороговой переориентации директора НЖК в поле H речь идет об индуцируемом внешним полем ФП. Зарегистрированы максимумы $I_{\text{рас}}$ на пороге возбуждения поперечных флуктуаций. Рассмотрение флуктуаций НЖК в поле H в рамках аналогии с моделью нелинейного осциллятора позволяет выявить ряд новых для НЖК во внешнем поле режимов, хотя учет момента инерции в динамике переориентации НЖК требует отдельного рассмотрения.

Выражаем благодарность С. А. Ахманову за стимулирующие дискуссии и критические замечания, а также Л. М. Блинову за полезное обсуждение и критические замечания.

Литература

- [1] Де Жен П. Физика жидких кристаллов / Под ред. Сони́на А. С. М.: Мир, 1977. 400 с.
- [2] Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
- [3] Стратонович Р. Л. О флуктуациях в жидких кристаллах вблизи перехода изотропная фаза—нематическая фаза. — ЖЭТФ, 1976, т. 70, № 4, с. 1290—1299.
- [4] Покровский В. Л., Кац Е. И. К вопросу о рассеянии света нематическими жидкими кристаллами. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, № 2 (8), с. 774—784; Каменский В. Г., Кац Е. И. Неупругое рассеяние света флуктуациями параметра порядка в нематических жидких кристаллах. — ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 4, с. 1606—1614.

- [5] *Корженевский А. Л., Шалаев Б. Н.* Влияние флуктуаций на свойства фазового перехода нематического жидкий кристалл—изотропная жидкость. — ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 6, с. 2166—2177.
- [6] *Вальков А. Ю., Романов В. П.* Флуктуации и рассеяние света в нематических жидких кристаллах. — ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 5 (11), с. 1777—1787.
- [7] *Аракелян С. М., Арушанян Л. Е., Чилингарян Ю. С.* Флуктуации в нематических жидких кристаллах в эксперименте по рассеянию света, корреляции при температурном фазовом переходе в изотропную жидкость. — ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 3, с. 1186—1198.
- [8] *Ong H. L.* Phys. Rev. A, 1983, v. 28A, N 4, p. 2393—2404.
- [9] *Pieranski P., Broohard F., Gupon E. J.* de Phys., 1973, v. 34, N 1, p. 35—48.
- [10] *Чандрасекар С.* Жидкие кристаллы. М.: Мир, 1980. 344 с.
- [11] *Голо В. Л., Кац Е. И.* Новый тип орбитальных волн в нематических жидких кристаллах. — ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 5 (11), с. 1700—1712.
- [12] *Блакьер О.* Анализ нелинейных систем / Под ред. Хохлова Р. В. М.: Мир, 1969. 400 с.; *Моисеев Н. Н.* Асимптотические методы нелинейной механики. М.: Наука, 1981. 400 с.
- [13] *Клячкин В. И.* Статистические описания динамических систем с флуктуирующими параметрами. М.: Наука, 1975. 239 с.
- [14] *Guyon E., Meyer R., Salan J.* Mol. Cryst. and Liq. Cryst., 1979, v. 54, N 3—4, p. 261—273.
- [15] *Казанцев А. П., Сурдатович Г. М.* Квантовая теория лазеров. М.: Мир, 1974. 205 с.; *Паташинский А. Э., Покровский В. Л.* Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1975. 256 с.
- [16] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1976, ч. I. 584 с.
- [17] *Аракелян С. М., Арушанян Л. Е., Гарибян О. В.* и др. Упорядочение и прозрачность нематических жидких кристаллов, экспериментальное наблюдение переориентации молекул в лазерном поле, светоиндуцированная стабилизация флуктуаций. — ЖТФ. 1982, т. 52, № 5, с. 909—914.