

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУР В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Б.И.Лев¹⁾, О.Г.Сарбей, Е.К.Фролова, П.М.Томчук, В.Н.Сергиенко

Институт физики НАН Украины, 252650 Киев, Украина

Поступила в редакцию 5 ноября 1998 г.

Сообщается о наблюдении стабилизации высокочастотным электрическим полем стационарных и нестационарных неустойчивых состояний нематического жидкого кристалла, вызванных электрическим полем высокой частоты. Построена теория явления, использующая гидродинамическое описание жидкого кристалла.

PACS: 61.30.-v

Явление стабилизации неустойчивого состояния физической системы при высокочастотном внешнем воздействии хорошо известно и наблюдалось во многих областях физики [1, 2]. Сюда относятся нелинейные системы, имеющие несколько степеней свободы, которые по-разному откликаются на внешние высокочастотное и низкочастотное воздействия.

Как хорошо известно [3, 4], в жидких кристаллах (ЖК) с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости, помещенных в переменное электрическое поле, при определенной пороговой величине амплитуды возникают гидродинамические периодические в пространстве течения. Однородное в отсутствие электрического поля распределение директора нарушается, и в новом стационарном состоянии оказывается также периодическим в пространстве. В зависимости от частоты электрического поля и его амплитуды переход к устойчивому новому состоянию (при больших амплитудах электрического поля это стационарное состояние) может быть уже и не периодическим – структура типа "динамического рассеяния") может проходить через не стационарные, однако существующие достаточное для наблюдения время, структуры типа "шевроны".

Целью настоящей работы являлось исследование возможности с помощью добавочного высокочастотного электрического поля повысить пороги наблюдающихся в нематических жидких кристаллах (НЖК) неустойчивостей и, возможно, сделать стационарными некоторые переходные структуры. Осуществление такой стабилизации сделало бы возможным изучение припороговых процессов в стационарных условиях, а также указало бы путь подавления неустойчивостей, которые препятствуют использованию ЖК в средствах отображения информации.

Ориентированный НЖК – это оптически анизотропная двоякопреломляющая среда, показатель преломления которой зависит от направления директора. Любые изменения ориентации директора приводят к изменению величины показателя преломления. Это, в свою очередь, позволяет визуализировать процессы, происходящие внутри НЖК при различных воздействиях на него. В частности, образование пространственно-периодических структур вследствие потери устойчивости того или

¹⁾ e-mail: lev@iop.kiev.ua

иною состояния среды можно наблюдать непосредственно в поляризованном микроскопе либо в виде дифракционной картины света He-Ne-лазера, дифрагирующего на таких структурах. Оба эти способа мы использовали для регистрации порога неустойчивости. Отметим, что наблюдение дифракционной картины позволяет более аккуратно определять порог неустойчивости.

Объектом исследования служил НЖК состава типа ЖК-440. Образцы изготавливались в виде плоского конденсатора, состоящего из двух стеклянных пластин, разделенных тефлоновой прокладкой, на внутренние поверхности которых наносились полупрозрачные электроды и ориентирующее покрытие. Ориентирующее покрытие задавало начальное однородное распределение директора с ориентацией молекул ЖК вдоль выделенного направления, лежащего в плоскости ячейки. Толщина ЖК слоя (около 50 мкм) задавалась толщиной тефлоновой прокладки. Температура образца стабилизировалась с точностью 0.1 °С.

Внешнее напряжение, содержащее две гармоники разной амплитуды и частоты, формировалось с помощью компьютера и после цифро-аналогового преобразователя через усилитель подавалось на ячейку. Частоты обеих гармоник изменялись от 20 Гц до 50 кГц, а амплитуды – от 0 до 200 В.

На рис.1 приведена зависимость порога потери устойчивости однородного распределения директора с образованием простейшей одномерно-периодической структуры – доменов Вильямса – в зависимости от частоты синусоидального электрического поля. Из этого рисунка следует, что при частотах, больших 10 кГц, домены Вильямса не возникают при как угодно больших напряжениях (при напряжениях больших, указанных на рисунке, возникают другие структуры с более высоким порогом в области низких частот). Именно поля таких частот (> 10 кГц) следует использовать для стабилизации первоначального распределения директора.

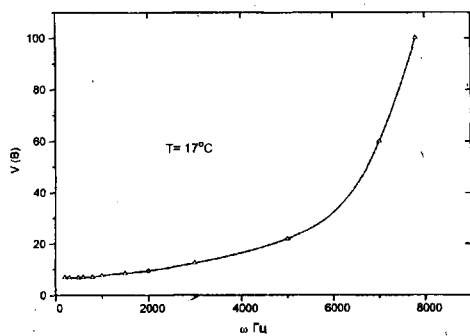


Рис.1. Зависимость порога доменов Вильямса V от частоты ω синусоидального электрического поля

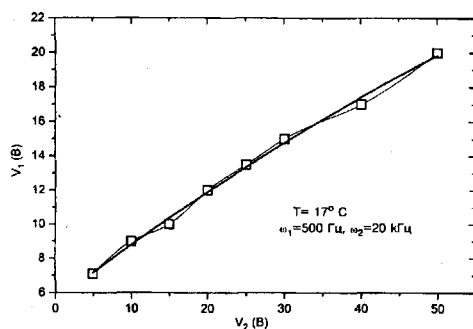


Рис.2. Зависимость порога доменов Вильямса V_1 в электрическом поле с частотой 500 Гц от амплитуды высокочастотного поля V_2 частоты 20 кГц

На рис.2 показана зависимость порога нарушения однородного распределения директора в электрическом поле с частотой 500 Гц от амплитуды высокочастотного поля частотой 20 кГц. Видно, что добавление высокочастотной компоненты подавляет неустойчивость, вызванную низкочастотным полем, так что для потери устойчивости однородного распределения директора необходимо создавать большие поля.

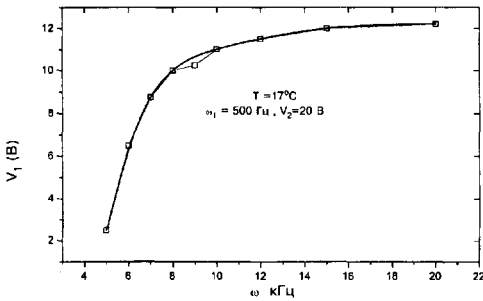


Рис.3. Зависимость порогового напряжения неустойчивости, вызванной электрическим полем с частотой 500 Гц, от частоты высокочастотной компоненты ω_2 при $V_2 = 20$ В

На рис.3 приведена зависимость порогового напряжения неустойчивости, вызванной полем с частотой $\omega_1 = 500$ Гц, от частоты высокочастотной компоненты ω_2 при фиксированной ее амплитуде. Видно, что порог почти не зависит от частоты ω_2 при достаточно больших частотах ω_2 .

Явление стабилизации наблюдается и для других типов неустойчивостей мезофазы, возникающих при больших амплитудах высокочастотного поля. Стабилизация таких структур принципиально не отличается от картины стабилизации однородного распределения директора, описанной выше. Стабилизируется (повышается порог) всегда низкополевое состояние ЖК, которое определяется его фазовой диаграммой во внешнем электрическом поле. Конечно, количественные соотношения амплитуд и частот приложенных полей, при которых наступает стабилизация структуры, будут иными.

Используя напряжение более сложной формы, нам удалось обычно не стационарную переходную структуру типа "шевронов" (рис.4а) превратить в почти стационарную, сохраняющуюся в течение длительного времени (наблюдения в течение часов). Для этого использовались напряжения в виде чередующихся радиосигналов разной длительности T_1 и T_2 , частоты ω_1 и ω_2 , и амплитуды V_1 и V_2 (рис.4б). Заметим, что без дополнительной модуляции амплитуды или без высокочастотной компоненты поля "шевроны" переходят в более устойчивую структуру за времена порядка несколько минут.

Таким образом, экспериментально наблюдалась стабилизация стационарных и нестационарных неустойчивых состояний в ЖК в высокочастотном электрическом поле при условии $\omega_2 \gg \omega_1$ и найдены условия стабилизации.

Теоретическое объяснение наблюдавшегося явления стабилизации неустойчивостей мезофазы базируется на описании динамики быстрой (заряда) и медленной (директора) подсистем среды. Для этого достаточно ограничиться описанием поведения жидкого кристалла широко известными уравнениями [3–6]:

$$q' + \omega_c q + \sigma_H E \Psi = 0, \quad \Psi' + \omega_0 \Psi + \lambda E^2 \Psi + \mu E q = 0. \quad (1)$$

Первое из них описывает динамику заряда q , а второе – кривизну распределения директора; $\Psi = \partial\theta/\partial x$, где θ – угол отклонения директора от оси x , лежащий в плоскости образца. Остальные параметры имеют обычное представление:

$$\sigma_H = \sigma_{\parallel} \left(\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} - \frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}} \right), \quad \mu = \frac{\eta_c}{\gamma_{\perp} \tilde{\eta}_c} \left(\frac{\epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\parallel}} - \frac{\alpha_2}{\eta_c} \right), \quad \lambda = \frac{\eta_c}{\gamma_{\perp} \tilde{\eta}_c} \frac{\epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel}}{4\pi\epsilon_{\parallel}},$$

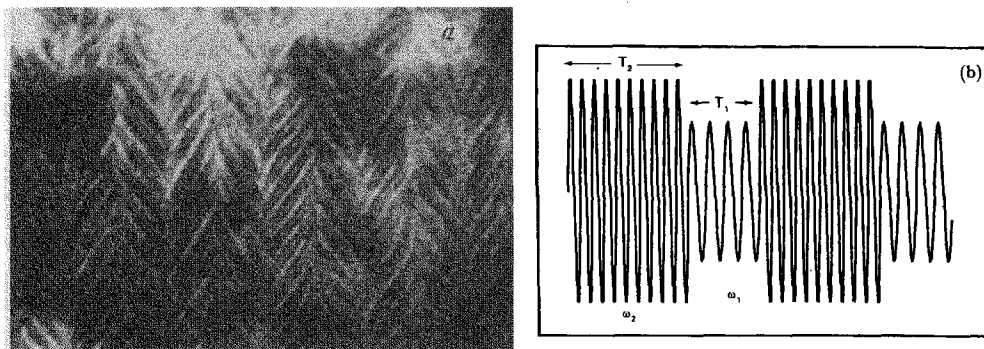


Рис.4. а - Структура "шевранов" в ЖК-440 в электрическом поле сложной формы. б - Схематическое изображение приложенного электрического поля

$$\omega_c = \frac{4\pi\sigma_{\parallel}}{\epsilon_{\parallel}}, \quad \omega_0 = \frac{\eta_c}{\gamma_{\perp}\bar{\eta}_c} K_{33}k^2;$$

σ_{\perp} , σ_{\parallel} , ϵ_{\perp} , ϵ_{\parallel} - прямоугольные составляющие тензора проводимости и диэлектрической проницаемости; α_2 , γ_{\perp} - коэффициенты Лесли; K_{33} - упругая константа деформационного изгиба; k - волновой вектор созданной структуры; ω_c и ω_0 имеют очевидный смысл частоты релаксации заряда и директора. Внешнее электрическое поле, зависящее от двух частот и приложенное перпендикулярно плоскости образца, задается в виде

$$E = E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t). \quad (2)$$

Решение системы (1) при заданной форме внешнего поля (2) определяет частотное поведение порога неустойчивости мезофазы. Не вдаваясь в детали вычислений, которые можно найти в [7, 8], приведем полученное соотношение между амплитудами и частотами обеих гармоник, которое позволяет определить порог возникающей неустойчивости в нематике. Например, для появления доменов Вильямса искомое соотношение имеет вид

$$(\omega_2^2 + \omega_c^2)(\xi^2\omega_c^2 - (\omega_1^2 + \omega_c^2))E_1^2 + (\omega_1^2 + \omega_c^2)\xi^2\omega_1^2E_2^2 = \frac{2\omega_0}{\lambda}(\omega_1^2 + \omega_c^2)(\omega_2^2 + \omega_c^2), \quad (3)$$

где параметр

$$\xi^2 = \left(1 - \frac{\sigma_{\perp}\epsilon_{\parallel}}{\sigma_{\parallel}\epsilon_{\perp}}\right) \left(1 + \frac{\alpha_2\epsilon_{\parallel}}{\eta_2(\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp})}\right).$$

Из этого соотношения при $E_1 = E_2$ следует, что значение поля в зависимости от частоты имеет вид

$$E_c^2 = \frac{2\omega_0}{\lambda} \frac{(\omega_1^2 + \omega_c^2)(\omega_2^2 + \omega_c^2)}{\xi^2\omega_c^2(\omega_1^2 + \omega_2^2 + 2\omega_c^2) - 2(\omega_1^2 + \omega_c^2)(\omega_2^2 + \omega_c^2)}, \quad (4)$$

оно выходит на насыщение при $\omega_2 \gg \omega_1$ и $\xi^2 > 2$, а в одночастотном случае, $\omega_2 = \omega_1 = \omega$, переходит в известное выражение для порогового поля диэлектрического режима [3, 5, 6]. Экспериментальные данные фазовой кривой существования доменов Вильямса находятся в полном согласии с теоретическими значениями (3) и качественным характером поведения.

Таким образом, наблюдавшееся явление стабилизации неустойчивого состояния мезофазы высокочастотным внешним воздействием обусловлено взаимодействием между динамическими переменными с разным временем релаксации. Наличие в ЖК медленной подсистемы переменных (директора) позволяет визуализировать происходящие процессы и делает мезофазу очень благоприятной средой для исследования многих особенностей нелинейных сред, в которых реализуются диссипативные структуры. Кроме того, как мы уже раньше отмечали [7], использование электрических полей двух разных амплитуд и частот позволяет намного быстрее и точнее определить значение порогового поля неустойчивости в сравнении с традиционной методикой.

Один из авторов (Лев Б.И.) благодарит фонд CDRF за финансовую поддержку (грант # UE 1-310).

-
1. Л.Д.Ландау, *Механика*, М.: Наука, 1973.
 2. П.С.Ланда, Я.Б.Дубошинский, *УФН* **158**, 729 (1989).
 3. П. де Жен, *Физика жидкого кристалла*, М.: Мир, 1977.
 4. Л.И.Блинов, *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*, М.: Наука, 1978.
 5. С.Чандрасекар, *Жидкие кристаллы*, М.: Мир, 1980.
 6. С.А.Пикин, *Структурные превращения в жидких кристаллах*, М.: Наука, 1978.
 7. Б.И.Лев, В.Н.Сергиенко, П.М.Томчук, Е.К.Фролова, *ФТТ* **38**, 3490 (1996).
 8. B.I.Lev, V.N.Sergienko, P.M.Tomchuk, and E.K.Frolova, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* (in press).