

СТУПЕНЧАТАЯ РАСКРУТКА СПИРАЛИ В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

С.В.Беляев, Л.М.Блиннов

Экспериментально обнаружена немонотонная (ступенчатая) зависимость шага холестерической спирали от величины поля в слое ХЖК, на поверхностях которого директор закреплен. В этих условиях при резком отключении поля релаксация раскрученной спирали сопровождается возникновением пространственно-модулированных структур.

При наложении электрического поля перпендикулярно оси спирали в холестерическом жидком кристалле (ХЖК) с положительной диэлектрической анизотропией ($\Delta\epsilon > 0$) наблюдается раскрутка спирали, т. е. увеличение ее шага [1]. В простейшем рассмотрении при толщинах слоя ХЖК d существенно превышающих равновесное значение шага P_0 шаг спирали P с увеличением электрического поля возрастает монотонно [2 – 4], хотя, строго говоря, и в этом случае раскрутка спирали сопровождается движением дисклинаций Кано – Гранжана, которое обусловлено немонотонностью изменения шага в поле даже при свободной поверхности слоя ХЖК [5]. Однако, экспериментального изучения характера раскрутки спирали в слое ХЖК, на поверхностях которого директор закреплен специально и не может, следовательно, вращаться, не проводилось.

В то же время качественное рассмотрение и расчеты [6] показывают, что, если планарный слой ХЖК, в котором ось холестерической спирали перпендикулярна плоскости слоя, заключен между двумя поверхностями, ориентирующими приповерхностные молекулы ХЖК параллельно некоторому выделенному направлению на поверхности, то зависимость шага спирали от поля должна иметь ступенчатый характер, поскольку в этом случае шаг может принимать лишь дискретные значения. При параллельных направлениях ориентации на поверхностях эти значения составляют $P = 2^d/n$, где $n = 0, 1, 2, \dots$ и определяются необходимостью "вписать" в толщину слоя целое число полшагов.

О первом наблюдении этого явления и особенностях релаксации раскрученной спирали в таких условиях сообщается в настоящей работе. Для наибольшей наглядности опыта использовалось неоднородное вдоль плоскости слоя ХЖК электрическое поле. При наложении такого поля на однородный по толщине слой ступенчатая раскрутка спирали проявляется в факте возникновения дисклинаций Кано – Гранжана, разделяющих области с разным значением шага спирали и направленных перпендикулярно градиенту поля.

В экспериментах использовалась немато-холестерическая смесь азоксисоединений с цианфениловым эфиром и холестерилолеилкарбонатом ($\Delta\epsilon = +8$, $1 \text{ мкм} < P_0 < 15 \text{ мкм}$). Смесью заполнялась ячейка-сэндвич (рис. 1), состоящая из двух стеклянных пластин, на внутренние поверхности которых наносилось диэлектрическое покрытие. Нати-

рание этого покрытия ватным тампоном обеспечивало ориентацию молекул ХЖК параллельно поверхности пластин. Таким образом получалась планарная текстура с осью спирали перпендикулярной стеклам. Толщина слоя ХЖК задавалась тефлоновыми прокладками и была одинаковой по всей площади образца, что контролировалось по отсутствию полос равной толщины в ячейке, еще не заполненной смесью. Наложение электрического поля параллельно слою ХЖК обеспечивалось с помощью напыленных на одно из стекол электродов в виде двух параллельных алюминиевых полосок, расстояние между которыми $L = 300$ мкм.

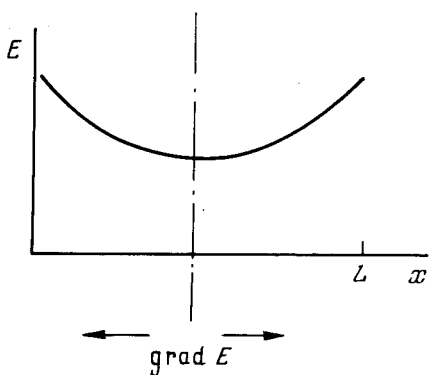
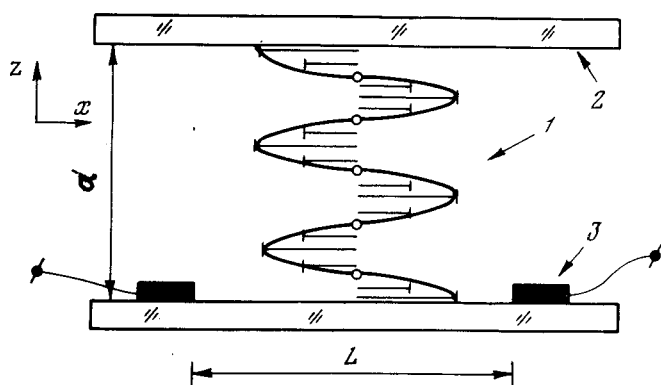


Рис. 1. Схема эксперимента. Сверху: 1 — планарный слой ХЖК (условно показаны зоны Гранжана с числом полувитков холестерической спирали $n = 5$), 2 — стеклянные пластины, 3 — электроды. Снизу: качественная картина распределения напряженности переменного поля вдоль расстояния между электродами

В экспериментах применялось переменное поле достаточно высокой частоты, чтобы избежать электрогидродинамических эффектов ($U = 300$ В, $f = 5$ кГц). В такой системе градиент поля был направлен в основном от середины расстояния между электродами к электродам, т. е. по полю. Направления поля и ориентации приповерхностных молекул выбирались параллельными. Микроскопические наблюдения и фотографирование проводились в поляризованном свете.

В отсутствие напряжения на электродах образец представлял собой однородную планарную текстуру с одинаковым по всему образцу шагом холестерической спирали, равным равновесному P_0 или слегка отличающимся от него. При наложении поля на образец шаг холестерической спирали стремится увеличиться. Величина шага при отсутствии ориентирующих граничных поверхностей определялась бы величиной локального поля (см. пунктирную кривую на рис. 2). Дискретность шага в на-

ших условиях приводит в неоднородном поле (рис. 2) к возникновению дисклинаций Кано – Гранжана (линий, где шаг изменяется скачком), разделяющих области с постоянным значением шага, которые являются аналогами зон Гранжана в клиновидных ячейках [1]. На фотографии, рис. 2, при переходе через прямые линии-дисклинации Кано – Гранжана первого порядка – количество полушагов спирали в толщине слоя меняется на единицу. Зигзагообразная линия – дисклинация Кано – Гранжана второго порядка – разделяет области, в которых количество полушагов отличается на два. Появляющаяся в поле зигзагообразность подобных линий в клиновидных ячейках обусловлена специфичным распределением директора вблизи них и изучалась в [7]. Количество полушагов n в каждой области и значения шага P , указанные на рис. 2, получены расчетным путем исходя из значений толщины слоя и равновесного шага P_0 .

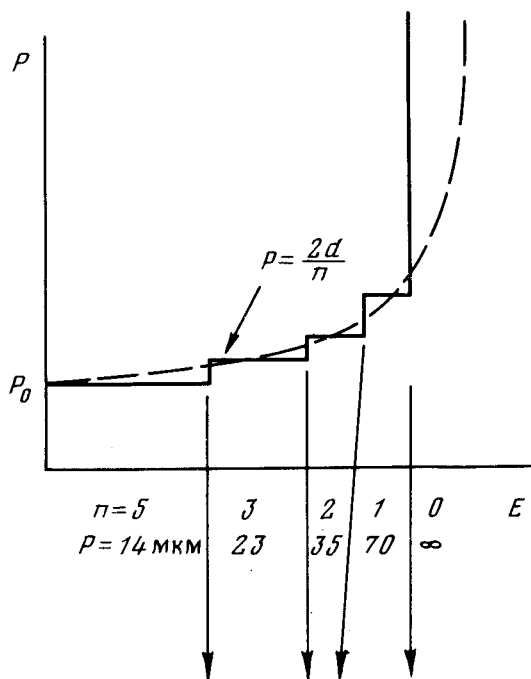
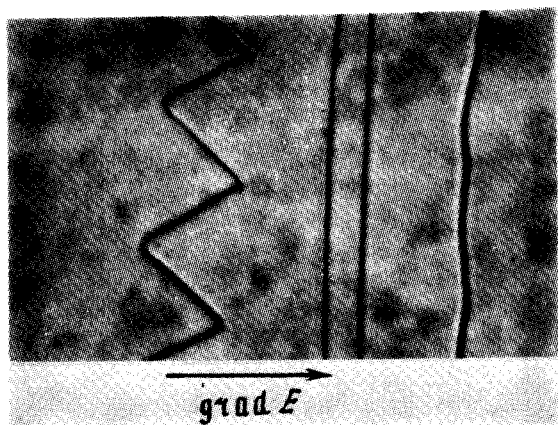


Рис. 2. Сверху: качественная зависимость шага холестерической спирали p от величины электрического поля E . Пунктирная линия – случай, когда ориентирующие поверхности отсутствуют [1]. Сплошная – при наличии ориентирующих поверхностей (n и P – число полушагов и величина шага спирали в соответствующей зоне Гранжана). Снизу: возникновение дисклинаций Кано – Гранжана в слое ХЖК толщиной 35 мкм в неоднородном электрическом поле. Направление возрастания поля показано стрелкой. $P_0 = 14 \text{ мкм}$



Ранее в литературе не приводилось данных о дисклинациях Гранжа-на в плоской структуре, где роль клина Кано выполняет градиент внешнего поля. Интересно отметить, что эти дисклинации являются удобным способом визуализации неоднородностей поля.



Рис.3. Картина релаксации спирали в различных областях при резком отключении поля: *a* — $n = 0$ (справа) и $n = 1$ (слева); $d = 21$ мкм, $P_0 = 14$ мкм. Направление натирания показано стрелкой. *б* — $n > 10$; $d = 50$ мкм, $P_0 = 4,5$ мкм

При плавном уменьшении напряжения на электродах дисклинации исчезают, сдвигаясь по направлению градиента поля. При резком отключении напряжения сдвиг дисклинаций сопровождается релаксацией раскрученной спирали к первоначальному количеству полушагов через стадию образования полосчатой или сетчатой структуры (рис. 3). Направление возникающих полос перпендикулярно директору в середине слоя. Таким образом, при релаксации области с $n = 0$, где спираль полностью раскручена и где директор в середине толщины слоя параллелен направлению натирания, направление возникающей деформации перпендикулярно направлению натирания (рис. 3, *a*, слева). Напротив, в области с $n = 1$, где в середине слоя директор перпендикулярен направлению натирания, направление полос параллельно этому направлению. В областях с большим " n " релаксация идет через стадию образования сетчатой деформации (рис. 3, *б*). Отметим сходство картин деформаций при релаксации холестерической спирали в описанных выше условиях со стационарными картинками при электрогидродинамических и полевых нестабильностях в планарной текстуре ХЖК [8]. Стационарные доменные картины являются обычно результатом конкуренции упругого и полевого (либо гидродинамического) моментов, действующих на директор [9]. Здесь же впервые реализуется случай, когда пространственно-модулированная структура возникает при действии только уп-

ругого момента, правда в условиях релаксации директора из состояния, заданного внешним полем.

Таким образом, впервые наблюдалась немонотонная (ступенчатая) зависимость шага холестерической спирали от величины раскручивающего поля в слое ХЖК, на поверхностях которого директор закреплен.

Научно-исследовательский институт
органических полупроводников
и красителей

Поступила в редакцию
29 мая 1979 г.

Литература

- [1] П. де Жен. Физика жидких кристаллов. М., изд. Мир, 1977.
 - [2] P. Meyer. Appl. Phys. Lett., **14**, 208, 1969.
 - [3] G. Durand, L. Leger, F. Rondelez, M. Veyssie. Phys. Rev. Lett., **22**, 227, 1969.
 - [4] J. Prost, V. Gasparoux. Mol. Cryst. Liq. Cryst., **22**, 25, 1973.
 - [5] J. Rault. Mol. Cryst. Liq. Cryst., **16**, 143, 1972.
 - [6] R. Dreher. Sol. St. Comm., **13**, 1571, 1973.
 - [7] Orsay Liquid Crystal Group. Phys. Lett., **28A**, 687, 1969.
 - [8] С. В. Беляев, Л. М. Блинов. ЖЭТФ, **70**, 184, 1976.
 - [9] Л. М. Блинов. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов, М., изд. Наука, 1978.
-