

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ  
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Проект РФФИ # 11-02-01028

## Трансформация структуры смектических жидких кристаллов, связанная с фрустрацией и с поверхностью сверхтонких пленок

П. В. Долганов<sup>1)</sup>

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 23 мая 2014 г.

В смектических жидких кристаллах фрустрации, связанные с конкуренцией межслоевых взаимодействий, и геометрические фрустрации приводят к многообразию интересных физических явлений, образованию необычных структур и переходов между ними. Возможность приготовления сверхтонких свободно подвешенных смектических нанопленок и послойного (толщиной в один молекулярный слой) изменения их толщины делает смектические пленки уникальным объектом для изучения упорядоченных структур в ограниченной геометрии. В работе обсуждаются эффекты, связанные с фрустрацией и нанотолщиной смектических пленок.

DOI: 10.7868/S0370274X14130116

Изучение пленок смектических жидких кристаллов [1, 2] сводит воедино несколько наиболее актуальных в настоящее время направлений исследований в физике конденсированного состояния. Среди них следует отметить сверхтонкие пленки (нанопленки) толщиной порядка атомных или молекулярных размеров, имеющие при этом макроскопические продольные размеры. Речь идет о так называемых свободно подвешенных пленках [3, 4], две поверхности которых свободны, т.е. не находятся в контакте с поверхностью объемного образца. Вещества, образующие нанопленки, имеют слоевую структуру. Взаимодействия внутри слоев заметно превосходят межслоевые. Интерес к таким объектам среди широкого круга физиков возник в связи с графеном, который, как некоторые считают, был первым полученным материалом данного типа. На самом деле нанопленки смектических жидких кристаллов исследовались задолго до получения первых образцов графена, а многообразие обнаруженных в них нетривиальных физических эффектов не уступает найденным в графене.

Другой круг явлений в полярных смектиках связан с фрустрацией [5]. Фрустрационные эффекты, возникающие при образовании структур, с некото-

рой долей условности можно разделить на два типа: фрустрации, связанные с конкуренцией приводящих к различным несовместимым структурам взаимодействий, и геометрическая фрустрация (фрустрация между взаимодействиями и геометрическими или топологическими ограничениями). Оба типа фрустраций присутствуют в смектических пленках. Характерным примером геометрической фрустрации может служить образование голубых фаз (ГФ1, ГФ2) жидких кристаллов [6, 7]. При хиральном межмолекулярном взаимодействии минимум энергии достигается при повороте длинных осей молекул относительно направления локального директора жидкого кристалла (направления преимущественной ориентации молекул). Однако такой поворот не может простираться на достаточно большие расстояния из-за топологических ограничений. При значительной величине ориентационного параметра порядка образуется холестерическая фаза с поворотом молекул только в одном направлении. При большой хиральности и малой величине параметра порядка (вблизи температуры перехода в изотропную жидкость) компромисс достигается путем сохранения закрутки в различных направлениях на малых расстояниях и образования линейных дефектов (дисклинаций), которые согласовывают ориентацию молекул на больших расстояниях. Минимум энергии в ГФ1, ГФ2 достигается при

<sup>1)</sup>e-mail: pauldol@issp.ac.ru

упорядочении дефектов с образованием кубических структур. В данном случае геометрическая фрустрация приводит к новому типу организации материи – к образованию упорядоченной структуры дефектов. Другой тип фрустрации связан с конкуренцией между различными взаимодействиями, приводящими к несовместимым структурам основного состояния системы [8, 9]. В полярных жидких кристаллах такая фрустрация возникает, когда близкодействующее и дальнедействующее взаимодействия стремятся стабилизировать противоположную ориентацию молекул в одном и том же смектическом слое. Выходом из фрустрации является образование многослойных сложных по строению структур, соразмерных или несоизмерных, со слоевым упорядочением и с многообразием переходов между ними. Ниже мы рассмотрим влияние фрустрации на образование различных смектических фаз.

Сочетание фрустрации и возможности приготовления нанопленок с послойным изменением толщины делает смектические жидкие кристаллы уникальными объектами в современной физике конденсированного состояния. Следует отметить, что полярные смектики интересны не только с точки зрения фундаментальной физики. Многообразие электрооптических эффектов, связанных с наличием слоевой поляризации, делает их перспективными материалами для нового поколения быстродействующих жидкокристаллических систем отображения информации (в частности, дисплеев) и разнообразных электрооптических устройств, в том числе с использованием фотонных свойств полярных смектиков.

**Влияние фрустрации на образование многослойных полярных фаз.** В полярных смектических фазах молекулы наклонены по отношению к нормали к смектическому слою (рис. 1). К настоящему времени открыто и теоретически описано большое количество полярных структур [8, 10–16]. Наиболее простую структуру имеют сегнетоэлектрическая ( $\text{SmC}^*$ ) и антисегнетоэлектрическая ( $\text{SmC}_A^*$ ) фазы [17, 18]. В  $\text{SmC}^*$  молекулы в смектических слоях наклонены в одном направлении. Поляризации слоев складываются (сегнетоэлектрик). В  $\text{SmC}_A^*$  молекулы в соседних слоях наклонены в противоположные стороны. Поляризации слоев также направлены в противоположные стороны (антисегнетоэлектрик). Период структуры составляет два молекулярных слоя. Кроме этих структур, обнаружены фазы с большей периодичностью: трехслойная ( $\text{SmC}_{d3}^*$ ), четырехслойная ( $\text{SmC}_{d4}^*$ ), пятислойная ( $\text{SmC}_{d5}^*$ ), шестислойная ( $\text{SmC}_{d6}^*$ ) [8, 14–16]. Имеются также экспериментальные указания на существование структур

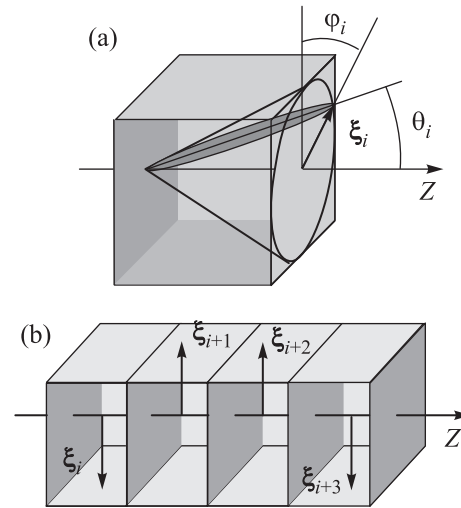


Рис. 1. В полярных смектических жидких кристаллах молекулы наклонены по отношению к нормали к смектическому слою ( $Z$ ). Ориентацию молекул можно описать двухкомпонентным вектором  $\xi_i$ , где индекс  $i$  нумерует слои. (а) – Модуль  $\xi_i$  характеризует наклон молекул в слоях, фаза – азимутальную ориентацию молекул  $\varphi_i$ . (б) – Последовательность смектических слоев с различной ориентацией  $\xi_i$

с еще большим периодом [19]. Во всех перечисленных фазах период соизмерим (кратен) с толщиной смектического слоя. В  $\text{SmC}_\alpha^*$ -структуре период несоизмерим с толщиной смектического слоя, т.е. структура каждого слоя уникальна и, несмотря на конечность периода, не повторяется при большом числе слоев. Слоевая поляризация в полярных фазах перпендикулярна к плоскости смектического слоя. При описании полярных фаз часто используют численные методы расчета структур, что дает возможность учитывать большое число межслоевых взаимодействий, получать тонкие особенности структур. Однако в ряде случаев численные расчеты не позволяют понять природу образования сложных фаз, проследить конкуренцию различных взаимодействий. В данной работе будут использованы аналитические методы (в том объеме, в котором они приводят к качественно тем же результатам, что и численные расчеты), позволяющие выяснить природу образования различных структур.

Для описания ориентации молекул в смектических пленках используется векторный параметр порядка  $\xi_i$ , который является проекцией длинных осей молекул на смектическую плоскость (см. рис. 1). Модуль вектора  $\xi_i$  характеризует наклон молекул в слоях (угол  $\theta$ ), фаза – азимутальную ориентацию молекул (угол  $\varphi$ ). В случае полярных смектиков сложные

фрустрированные структуры образуются даже при простых межслоевых взаимодействиях:

$$F_{\text{in}} = \frac{1}{2}a_1 \sum_i \xi_i \xi_{i+1} + \frac{1}{8}a_2 \sum_i \xi_i \xi_{i+2}. \quad (1)$$

Первый член в (1) описывает взаимодействия между соседними смектическими слоями, второй – взаимодействия через один молекулярный слой. Когда взаимодействие между соседними слоями доминирует, образуются сегнетоэлектрическая или антисегнетоэлектрическая фазы. При  $a_1 < 0$  минимуму энергии соответствует параллельная ориентация  $\xi_i$  в соседних слоях (сегнетоэлектрик; рис. 2а), при  $a_1 > 0$  –

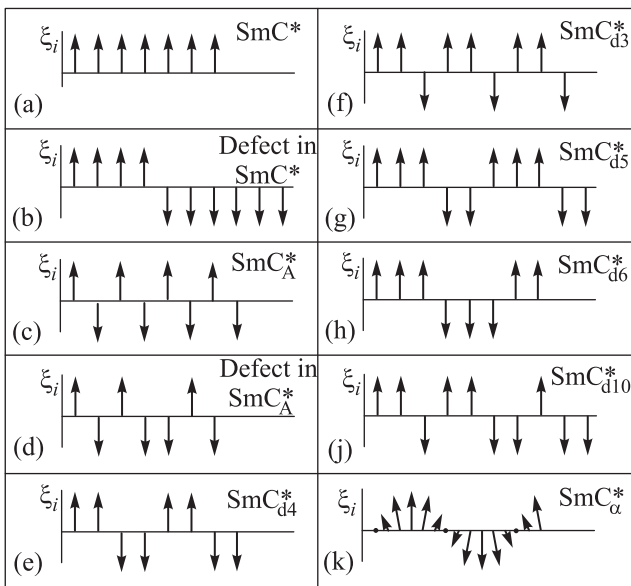


Рис. 2. Ориентация  $\xi_i$  в полярных смектических фазах, соразмерных (а, с, е, f–j) и несоизмерной (к) со слоевым упорядочением. На рис. 2b и d показаны ориентационные дефекты в  $\text{SmC}^*$  и  $\text{SmC}_A^*$ -фазах. В фазах  $\text{SmC}^*$ ,  $\text{SmC}_A^*$ ,  $\text{SmC}_\alpha^*$  и  $\text{SmC}_{d4}^*$  модуль параметра порядка одинаков во всех слоях. В фазах  $\text{SmC}_{d6}^*$ ,  $\text{SmC}_{d5}^*$  и  $\text{SmC}_{d3}^*$ ,  $\text{SmC}_{d10}^*$ , образующихся, соответственно, между фазами  $\text{SmC}^*$ ,  $\text{SmC}_{d4}^*$  и между  $\text{SmC}_A^*$ ,  $\text{SmC}_{d4}^*$  модуль параметра порядка может изменяться при переходе от слоя к слою. В соразмерных фазах нижний индекс указывает на период структуры

антипараллельная ориентация  $\xi_i$  (антисегнетоэлектрик; рис. 2с). Взаимодействие через один смектический слой  $a_2(\xi_i \cdot \xi_{i+2})$  при  $a_2 > 0$  является фрустрирующим. Оно минимизирует энергию при антиклинной ориентации  $\xi_i$  и  $\xi_{i+2}$ , что несовместимо как с сегнетоэлектрической, так и с антисегнетоэлектрической структурами (рис. 2а и с).

Вначале рассмотрим на качественном уровне, к чему приводит фрустрация. Подобно магнетикам

[20, 21] рассмотрим дефект в сегнетоэлектрической фазе с изменением ориентации  $\xi_i$  в слоях на противоположную (рис. 2b). Энергия дефекта по отношению к энергии однородной сегнетоэлектрической структуры равна  $\Delta E = -a_1 - 1/2a_2$ . У аналогичного дефекта в антисегнетоэлектрике (рис. 2d) энергия  $\Delta E = a_1 - 1/2a_2$ . Поскольку  $a_1$  имеет разные знаки в  $\text{SmC}^*$ - и в  $\text{SmC}_A^*$ -фазах, энергия дефектов в обеих структурах одинакова,  $\Delta E = |a_1| - 1/2a_2$ . При этом  $\Delta E$  положительна при  $|a_1|/a_2 > 0.5$ , становится нулевой при  $|a_1|/a_2 = 0$  и отрицательна при  $|a_1|/a_2 < 0.5$ . Последнее означает, что фрустрация делает образование дефектов энергетически выгодным [20]. С увеличением количества дефектов в  $\text{SmC}^*$  и  $\text{SmC}_A^*$  энергия уменьшается. Когда количество дефектов увеличивается настолько, что они начинают контактировать друг с другом, энергия системы начинает расти (дефекты расталкиваются). При генерации дефектов равновесной структурой (при старте как с сегнетоэлектрической, так и с антисегнетоэлектрической фазы) является одна и та же упорядоченная структура дефектов (рис. 2е) – так называемая антифаза  $\text{SmC}_{d4}^*$ .

Прежде чем приступить к детальному описанию полярных фаз, сделаем несколько замечаний относительно их структуры. Из-за отсутствия плоскости симметрии, перпендикулярной поляризации, в энергии системы возможен инвариант  $f[\xi_i \times \xi_{i+1}]_z$  (член Лифшица, или хиральное взаимодействие). Этот инвариант приводит к спиральной структуре соразмерных фаз с типичным периодом порядка сотни и тысячи смектических слоев. Столь большой период связан с тем, что член Лифшица существенно меньше межслоевых взаимодействий  $f \ll |a_1|$ . Мы будем интересоваться структурой соразмерных фаз на меньших по сравнению с периодом хиральной спирали масштабах. При описании этих фаз мы не будем учитывать хирального взаимодействия, т.е. будем считать соразмерные структуры плоскими. Учет хиральности приводит к некоторому изменению фазы параметра порядка в слоях, но не приводит к образованию новых структур и к заметному изменению фазовых диаграмм.

Количественное описание фазовых диаграмм может быть проведено в рамках теории Ландау фазовых переходов. Свободная энергия полярного смектика может быть записана в виде  $F = F_0 + F_{\text{in}}$ . Здесь  $F_0$  – разложение Ландау свободной энергии по степеням параметра порядка:

$$F_0 = \sum_i \left( \frac{1}{2}a_0 \xi_i^2 + \frac{1}{4}b_0 \xi_i^4 \right), \quad (2)$$

где  $a_0 = \alpha(T - T^*)$ .

В  $\text{SmC}^*$ -,  $\text{SmC}_A^*$ -,  $\text{SmC}_{d4}^*$ -фазах (рис. 2) межслоевые взаимодействия, нормированные на один слой, имеют вид  $F_{d1} = (1/2a_1 + 1/8a_2)\xi_i^2$ ,  $F_{d2} = (-1/2a_1 + 1/8a_2)\xi_i^2$ ,  $F_{d4} = (-1/8a_2)\xi_i^2$ , где индекс означает период структуры. Стандартная минимизация  $F$  по отношению к  $\xi_i$  приводит к энергии, зависящей от температуры и параметров межслоевых взаимодействий. На рис. 3а показана зависимость энергии

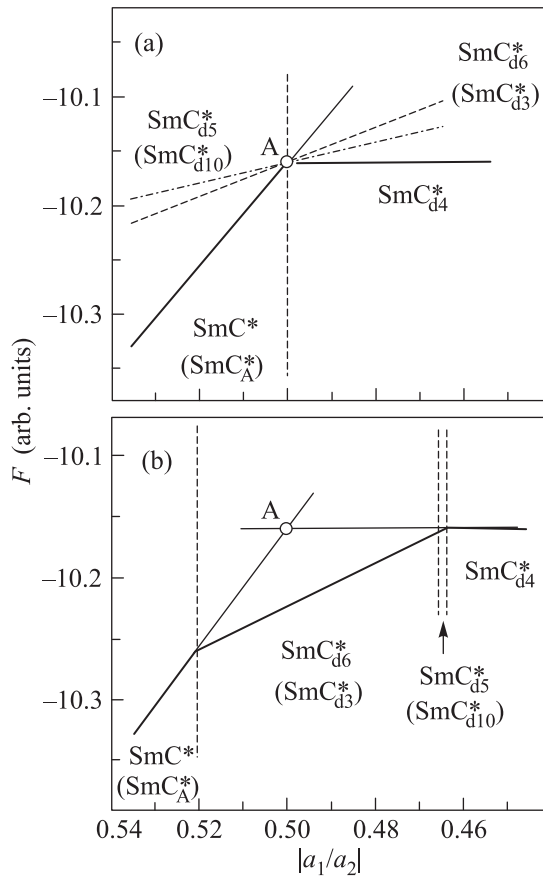


Рис. 3. Зависимость энергии соразмерных структур от отношения  $|a_1/a_2|$ . (a) – Модуль  $\xi_i$  постоянен в различных слоях. (b) – Модуль параметра порядка может изменяться от слоя к слою; шести- и пятислойная структуры ( $\text{SmC}_{d6}^*$ ,  $\text{SmC}_{d5}^*$ ) образуются между  $\text{SmC}^*$ - и  $\text{SmC}_{d4}^*$ -фазами, трехслойная ( $\text{SmC}_{d3}^*$ ) и десятислойная ( $\text{SmC}_{d10}^*$ ) – между  $\text{SmC}_A^*$  и  $\text{SmC}_{d4}^*$ . Модельные параметры:  $\alpha = 0.01 \text{ K}^{-1}$ ,  $b_0 = 1$ ,  $a_2 = 0.015$ ,  $T^* - T = 6 \text{ K}$

этих фаз от  $|a_1/a_2|$ . При  $|a_1/a_2| = 0.5$  не только фазы  $\text{SmC}^*$ ,  $\text{SmC}_A^*$ ,  $\text{SmC}_{d4}^*$ , но и многообразные другие периодические и непериодические структуры имеют одну и ту же энергию (точка глобального вырождения [20, 21]). Следует отметить уникальность приведенных на рис. 2а, с, е структур. В этих фазах все слои находятся в одинаковом окружении. В дру-

гих возможных соразмерных структурах окружение различных слоев может отличаться. Как следствие характеристики слоев с различным окружением, в частности параметр порядка, также различаются. Это приводит к изменению энергии фаз и к устранению вырождения при  $|a_1/a_2| = 0.5$ . Рассмотрим ряд структур, имеющих различное окружение. Из качественного рассмотрения можно сделать вывод о том, что наименьшей энергией обладают фазы, в которых большое число слоев имеет различное окружение. При  $a_1/a_2 < 0$  такой структурой является шестислойный антисегнетоэлектрик  $\text{SmC}_{d6}^*$  (рис. 2h), а при  $a_1/a_2 > 0$  – трехслойный сегнетиэлектрик  $\text{SmC}_{d3}^*$  (рис. 2f). В шестислойной структуре слой 2 в середине трехслойного кластера имеет синклинную ориентацию с молекулами соседних слоев. Слои на краях кластера (1 и 3) имеют синклинную ориентацию с одним соседом и антиклинную ориентацию с другим. Аналитический расчет энергии структур с изменяющимся от слоя к слою параметром порядка может быть проведен в предположении, что средняя величина параметра порядка в структуре остается постоянной. Для шестислойной структуры это означает, что  $\xi_2 = \xi + \delta$ ,  $\xi_{1,3} = \xi - \delta/2$ . Минимизируя  $F$  по  $\delta$ , можно получить зависимость энергии от  $a_1/a_2$  [22]. Как и следует из качественного рассмотрения, наименьшая энергия оказывается у фаз  $\text{SmC}_{d3}^*$  и  $\text{SmC}_{d6}^*$ . На рис. 3а приведена зависимость энергии этих фаз от  $|a_1/a_2|$  при постоянстве модуля параметра порядка, а на рис. 3б – для случая, когда он может изменяться от слоя к слою. Переход от  $\text{SmC}_{d3}^*$ ,  $\text{SmC}_{d6}^*$  к антифазе  $\text{SmC}_{d4}^*$  происходит через серию микрофаз, существующих в узком интервале параметров. Наибольшую ширину имеют микрофазы  $\text{SmC}_{d5}^*$  и  $\text{SmC}_{d10}^*$  (рис. 2g, j, и 3б). Результаты аналитического рассмотрения (в частности, энергии структур и ширины интервалов стабильности) хорошо согласуются с расчетами [23, 24], в которых равновесные структуры были получены численной минимизацией энергии по фазе и модулю параметра порядка.

Соразмерные структуры, отличающиеся от  $\text{SmC}^*$ ,  $\text{SmC}_A^*$  и  $\text{SmC}_{d4}^*$ , также могут быть получены и при постоянном вдоль структур модуле параметра порядка добавлением к энергии (1), (2) взаимодействия слоев, разделенных двумя слоями,  $F_1 = a_3(\xi_i \cdot \xi_{i+3})$ . Это взаимодействие снимает вырождение. Оно способствует синклинной ориентации  $\xi_i$  и  $\xi_{i+3}$  при  $a_3 < 0$  и антиклинной ориентации при  $a_3 > 0$ . При наличии взаимодействия  $F_1$  нормированные на один слой межслоевые взаимодействия в фазах  $\text{SmC}^*$ ,  $\text{SmC}_{d4}^*$  и  $\text{SmC}_{d6}^*$  имеют вид  $F_{d1} = (1/2a_1 + 1/8a_2 + a_3)\xi_i^2$ ,  $F_{d4} = (-1/8a_2)\xi_i^2$  и

$F_{d6} = (-1/2a_1 + 1/8a_2 - a_3)\xi_i^2$ . Таким образом, при  $a_3 > 0$  взаимодействие  $F_1$  будет стабилизировать фазу  $\text{SmC}_{d6}^*$ . Аналогично при  $a_3 < 0$  взаимодействие  $F_1$  будет стабилизировать фазу  $\text{SmC}_{d3}^*$ . На рис. 4 показаны зависимости энергии различных фаз от

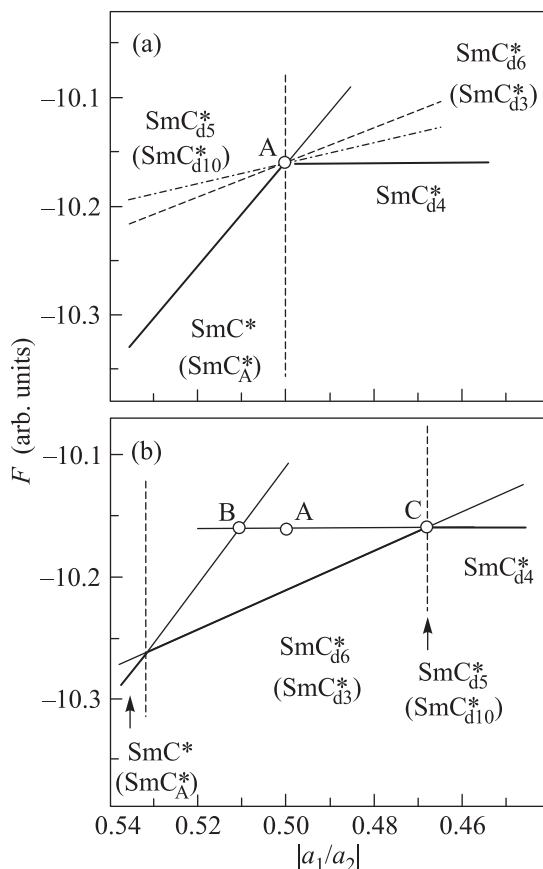


Рис. 4. Зависимость энергии соразмерных структур от отношения  $|a_1/a_2|$ . Модуль  $\xi_i$  в различных слоях постоянен. (а) – Энергия включает взаимодействия соседних слоев и через один слой. (б) – При добавлении к энергии взаимодействия через два слоя структура  $\text{SmC}_{d6}^*$  (при  $a_3 > 0$ ) или  $\text{SmC}_{d3}^*$  (при  $a_3 < 0$ ) становится стабильной в окрестности точки  $|a_1/a_2| = 0.5$ . Стрелкой указана точка, в которой энергия фазы  $\text{SmC}_{d5}^*$  ( $\text{SmC}_{d10}^*$ ) совпадает с энергией фаз  $\text{SmC}_{d4}^*$  и  $\text{SmC}_{d6}^*$  ( $\text{SmC}_{d3}^*$ ). Параметры модели те же, что на рис. 3. На рис. 4b параметр  $a_3 = 8 \cdot 10^{-5}$  при  $a_1 < 0$ ,  $a_3 = -8 \cdot 10^{-5}$  при  $a_1 > 0$

$|a_1/a_2|$  для свободной энергии  $F = F_0 + F_{\text{in}}$  (а) и  $F = F_0 + F_{\text{in}} + F_1$  (б). Параметр порядка в различных слоях постоянен. Добавление даже слабого взаимодействия между  $\xi_i$  и  $\xi_{i+3}$ , на 2 порядка меньшего взаимодействия соседних слоев, приводит к стабилизации структуры  $\text{SmC}_{d3}^*$  ( $\text{SmC}_{d6}^*$ ) в довольно широкой области параметров (рис. 4b). Еще одной интересной особенностью взаимодействия  $F_1$  через

два молекулярных слоя является то, что оно снимает вырождение относительно фазы  $\text{SmC}_{d6}^*$ . При этом возникает новая точка вырождения (точка С на рис. 4b), в которой энергия фазы  $\text{SmC}_{d5}^*$  равна энергии фаз  $\text{SmC}_{d4}^*$  и  $\text{SmC}_{d6}^*$ . Аналогичное вырождение в точке С остается для фазы  $\text{SmC}_{d10}^*$ .

Резюмируя описание соразмерных полярных фаз, следует отметить, что ограниченный набор межслоевых взаимодействий приводит к образованию большого числа структур. Часть из этих структур была вначале обнаружена экспериментально, а затем получена в расчетах, часть предсказана теоретически, а затем обнаружена в рентгеновских и оптических исследованиях. Наличие многообразия полярных структур связано с фрустрацией, выход из которой может происходить путем образования антифазы  $\text{SmC}_{d4}^*$  структур, в которых возможно изменение как фазы, так и модуля параметра порядка, или изменениям энергии из-за более дальнедействующих взаимодействий. При учете дальнедействующих взаимодействий через 2 и через 3 слоя могут образовываться также шестислойные структуры антисегнетоэлектрического типа (с двумя синклинными парами) и сегнетоэлектрического типа (с четырьмя синклинными парами).

Выход из фрустрации путем образования многослойных структур происходит при низких температурах, когда энергетический барьер между синклинной и антиклинной ориентациями  $F_b = b[\xi_i \times \xi_{i+1}]^2$  достаточно велик. При высокой температуре барьер уменьшается из-за его биквадратной зависимости от  $|\xi|$ . Система выходит из фрустрации, образуя короткошаговую спираль, несоразмерную со слоевым упорядочением, ( $\text{SmC}_\alpha^*$ -фаза; см. рис. 2к). В этой структуре  $\Delta\varphi = \varphi_{i+1} - \varphi_i$  существенно отличается от 0 и  $\pi$  [8].

**Спиральные жидкокристаллические структуры в электрическом поле.** Большое число жидких кристаллов имеет спиральную структуру, период которой составляет от нескольких единиц до нескольких тысяч молекулярных слоев. Спиральные структуры могут образовываться в результате хирального и нехирального межмолекулярных взаимодействий. Хиральные взаимодействия (холестерик,  $\text{SmC}^*$ ,  $\text{SmC}_A^*$ ) определяют величину и направление закрутки спирали. При нехиральном взаимодействии  $a_2(\xi_i \cdot \xi_{i+2})$  ( $\text{SmC}_\alpha^*$ -фаза) направление закрутки спирали вырождено. Реально наряду с нехиральным взаимодействием, которое, как считается [8], вносит основной вклад в образование спиральной структуры в  $\text{SmC}_\alpha^*$ -фазе, имеется также хиральное взаимодействие, которое устраняет

вырождение, делая одно из направлений закрутки спирали энергетически выгодным. Фрустрация в спиральных структурах возникает при приложении к ним электрического или магнитного поля. Рассмотрим поведение спиральных структур в электрическом поле  $\mathbf{E}$ . В неполярных жидких кристаллах трансформация спиральных структур связана с анизотропией диэлектрической проницаемости  $\Delta\varepsilon$ . Взаимодействие квадратично зависит от поля:  $F_E = -1/8\pi\Delta\varepsilon(\mathbf{E} \cdot \mathbf{n})^2$ , где  $\mathbf{n}$  – директор жидкого кристалла. В полярном жидком кристалле  $F_E = -\mathbf{P}\mathbf{E}$ , где  $\mathbf{P}$  – слоевая поляризация. Поведение холестерика во внешнем поле было рассмотрено де Женом [25]. Так как шаг холестерической спирали  $p$  много больше межмолекулярных расстояний, справедливо континуальное приближение. Энергия холестерика имеет вид

$$F = \frac{1}{2}K_{22}(d\varphi/dz)^2 - \Lambda(d\varphi/dz) - \frac{1}{8\pi}\Delta\varepsilon E^2 \cos^2 \varphi, \quad (3)$$

где  $K_{22}$  – упругая константа кручения, а коэффициент  $\Lambda$  характеризует хиральность структуры. Шаг спирали в отсутствие поля  $p_0 = 2\pi K_{22}/\Lambda$ . В электрическом поле равномерная спиральная структура трансформируется в области с почти параллельной ориентацией длинных осей молекул вдоль электрического поля (при  $\Delta\varepsilon > 0$ ) и в доменные стенки с поворотом молекул на  $180^\circ$ . При увеличении поля расстояние между стенками увеличивается. При  $E_C = \pi\Lambda(\pi/K_{22}\Delta\varepsilon)^{1/2}$  происходит переход в раскрученную структуру.

Свободная энергия сегнетоэлектрика в электрическом поле имеет вид

$$F = \frac{1}{2}a_1(\xi_i \cdot \xi_{i+1}) + f[\xi_i \times \xi_{i+1}]_z - EP \sin \varphi_i. \quad (4)$$

Здесь мы не используем теорию Ландау и полагаем  $|\xi| = 1$ . Межслоевое взаимодействие  $1/2a_1(\xi_i \times \xi_{i+1})$  является аналогом  $1/2K_{22}(d\varphi/dz)^2$  в холестерическом жидком кристалле:  $a_1(\xi_i \cdot \xi_{i+1}) \approx a_1[1 - 1/2(\Delta\varphi)^2]$ , где  $\Delta\varphi$  – разность между азимутальной ориентацией молекул в соседних слоях. Член Лифшица  $f[\xi_i \times \xi_{i+1}]_z$  – аналог слагаемого с  $d\varphi/dz$  в холестерике:  $f[\xi_i \times \xi_{i+1}]_z \approx f\Delta\varphi$ . Поведение сегнетоэлектрика в электрическом поле [17] во многом аналогично поведению холестерика с заменой  $K_{22} \rightarrow 2|a_1|$ ,  $\Lambda \rightarrow 2f$ ,  $\Delta\varepsilon E^2 \rightarrow 16\pi PE$ . Поле раскрутки спирали  $E_C = \pi^2 f^2/8|a_1|P$  [17, 26]. Шаг спирали в отсутствие поля  $p = \pi|a_1|/f$ . Зависимость периода структуры от электрического поля (рис. 5) может быть получена с использованием численных методов расчетов.

Энергия антисегнетоэлектрика в электрическом поле описывается тем же выражением (4) с  $a_1 >$

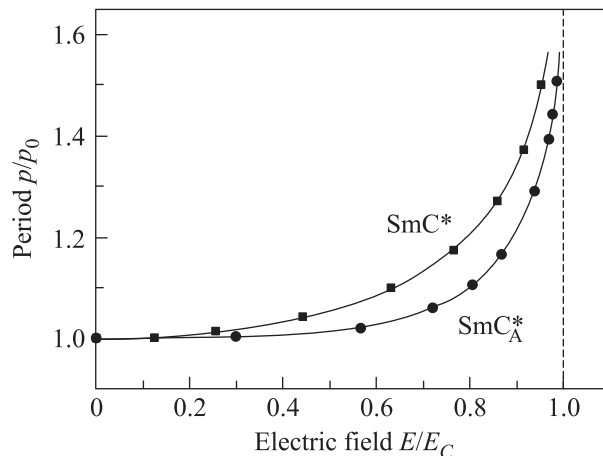


Рис. 5. Зависимость периода спиральной структуры от электрического поля  $E/E_C$  для сегнетоэлектрика ( $\text{SmC}^*$ ) и антисегнетоэлектрика ( $\text{SmC}_A^*$ );  $E_C$  – поле раскрутки спирали

$> 0$ . Изменение знака межслоевого взаимодействия ( $-a_1 \rightarrow +a_1$ ) приводит к кардинальному изменению как структуры (сегнетоэлектрик  $\rightarrow$  антисегнетоэлектрик), так и зависимости периода от электрического поля [27] (точки на рис. 5 – результат численного расчета). Аналитическая зависимость критического поля раскрутки спирали от материальных параметров в антисегнетоэлектрике до настоящего времени не получена. Численные расчеты [27] дали неожиданные результаты. Критическое поле  $E_C$  не зависит от межслоевого взаимодействия  $a_1$  и пропорционально хиральности:  $E_C \approx gf/P$ . Коэффициент пропорциональности с хорошей точностью равен  $\pi$  ( $g \approx 3.14$ ). По-видимому, это не случайное совпадение, а существует аналитическое решение задачи с  $E_C = \pi f/P$ . Независимость  $E_C$  от межслоевого взаимодействия  $a_1$  при больших шагах спирали, вероятно, связана с тем, что период спиральной структуры пропорционален  $a_1$ , а поляризация пары соседних слоев обратно пропорциональна  $a_1$ .

До сих пор мы рассматривали спиральные структуры с большим периодом и с доминирующим вкладом хирального взаимодействия в образование спиральной структуры. Разность азимутальных углов ориентации молекул в соседних слоях  $\Delta\varphi \ll \pi$  в сегнетоэлектрике и близка к  $\pi$  в антисегнетоэлектрике. При малом шаге спирали, большой величине фрустрационного взаимодействия ( $\text{SmC}_\alpha^*$ -фаза) трансформация структуры в электрическом поле может качественно отличаться от рассмотренной ранее. Случай, когда хиральное взаимодействие доминирует, а период структуры составляет порядка или менее десяти слоев, был изучен Чепич с соавторами [26]. Переход

в плоскую структуру происходит со скачкообразным изменением периода. Из спиральной структуры с малым периодом ( $p_0 = 5$  слоев на рис. 6a) в электри-

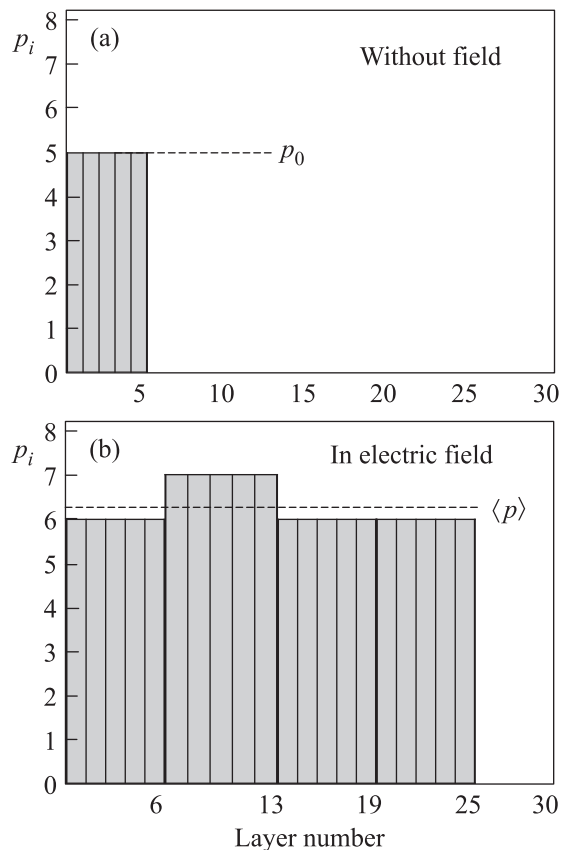


Рис. 6. Трансформация структуры  $\text{SmC}_\alpha^*$ -фазы в электрическом поле при доминирующей роли хирального взаимодействия в образовании короткошаговой спиральной структуры [26]. (a) – Схематическое изображение пятислойного упорядочения в отсутствие поля ( $i$  – номер смектического слоя,  $p_0$  – период короткошаговой спирали). (b) – В электрическом поле образуется соразмерная многослойная периодическая структура, состоящая из более коротких соразмерных спиралей; показана одна из таких соразмерных периодических структур с периодом 25 слоев, состоящая из трех 6-слойных и одной 7-слойной спирали

ческом поле образуются периодические структуры с периодом  $p \gg p_0$ , соизмеримые со слоевой периодичностью. Каждый из этих периодов, в свою очередь, состоит из последовательно расположенных спиралей, в том числе разного периода  $p_i$ , также соизмеримых с толщиной смектического слоя,  $p = \sum p_i n_i$ , где  $n_i$  – число спиралей с периодом  $p_i$ . На рис. 6b схематически показано строение такой структуры из трех спиралей с  $p_i = 6$  и одной спирали с  $p_i = 7$ , образующейся в электрическом поле из однородной

несоразмерной спирали с  $p_0 = 5$  [26]. Эти структуры стабильны в конечном интервале полей. Такую структуру можно характеризовать средним периодом  $\langle p \rangle = \sum p_i n_i / \sum n_i$ . В приведенной на рис. 6b структуре  $p = 25$ , а  $\langle p \rangle = 6.25$ . При увеличении поля происходит переход в другую периодическую структуру с новым набором спиралей. Средний период увеличивается. При некотором конечном среднем периоде  $\langle p_C \rangle$  происходит переход в плоскую структуру. При этом  $\langle p_C \rangle$  может быть достаточно мал (меньше 10 слоев). Насколько нам известно, до настоящего времени такие структуры ни в жидких кристаллах, ни в других системах экспериментально не наблюдались.

Существенно иначе происходит переход в электрическом поле в плоскую структуру в случае, когда фрустрационное взаимодействие  $a_2(\xi_i \cdot \xi_{i+2})$  доминирует при образовании короткошаговой  $\text{SmC}_\alpha^*$ -фазы [28]. Увеличение периода происходит только в малых полях. Затем спиральная структура (рис. 2к и 7a) переходит в модулированную структуру  $\text{SmC}_\alpha^*$ , в которой направления  $\xi_i$  ограничены сектором углов  $\pm\beta$  (рис. 7b). В этой последней в половине периода вращение  $\xi_i$  происходит по часовой стрелке, а в половине – против часовой стрелки [28]. Поляризации всех слоев имеют компоненту, параллельную полю. При увеличении поля амплитуда модуляции  $\beta$  уменьшается. При поле  $E_C$  она становится нулевой, все  $\xi_i$  оказываются направлены в одну сторону (переход в плоскую структуру; рис. 7c).

Из вышеизложенного следует, что поведение спиральных структур в электрическом поле существенно отличается в структурах с синклинной и антиклинной ориентацией молекул, с длинноволновой и коротковолновой спиралью, с хиральным и фрустрационным механизмом образования спиральных структур. Несмотря на многолетнюю историю исследования спиральных жидких кристаллов в электрическом поле, многие вопросы до настоящего времени остаются невыясненными. Это касается как длинноволновых, так и коротковолновых структур. В случае короткошаговых структур эксперименты по резонансному рентгеновскому рассеянию в электрическом поле позволили бы доказать или опровергнуть существование короткошаговых соразмерных (см. рис. 6b) и модулированных (см. рис. 7b) структур, выяснить физику образования короткошаговой спирали (хиральность или фрустрация). Экспериментально не получено зависимости периода спирали антисегнетоэлектрика в электрическом поле от материальных параметров. Причиной образования  $\text{SmC}_\alpha^*$ -фазы, как правило, считается фрустрационное взаимодействие. Однако в целом ряде веществ при пони-

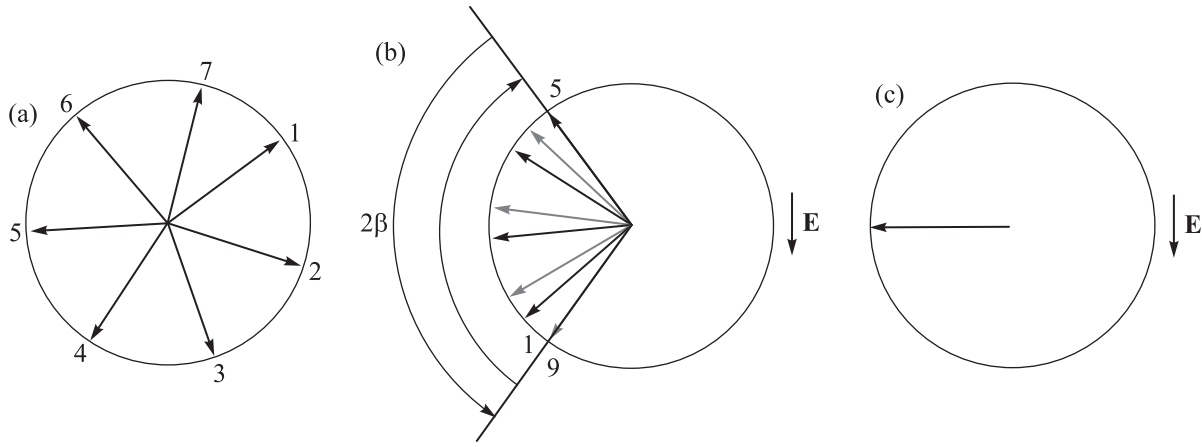


Рис. 7. (а) – Ориентация  $\xi_i$  в различных слоях в  $\text{SmC}_\alpha^*$ -фазе в отсутствие поля. Переход в плоскую структуру (с) в электрическом поле при доминирующей роли фрустрационного взаимодействия происходит через образование модулированной структуры (b), в которой  $\xi_i$  ориентированы в секторе углов  $\pm\beta$

жении температуры фаза  $\text{SmC}_\alpha^*$  трансформируется в сегнетоэлектрик  $\text{SmC}^*$ . В таких веществах фрустрационное взаимодействие может играть существенную роль в образовании спиральной структуры сегнетоэлектрика. Измерения резонансного рентгеновского рассеяния в электрическом поле и электрооптические исследования позволят ответить на вопрос о механизме образования спиральных структур.

**Переходы в свободно подвешенных смектических нанопленках.** До сих пор мы рассматривали образцы бесконечных размеров. В образцах конечных размеров исчезают сингулярности в изменении физических величин, изменение температуры формально не приводит к фазовым переходам [29]. Экспериментально это может выражаться в том, что фазовый переход размывается на конечный температурный интервал, а сами температуры, при которых происходит изменение физических величин, характеризующих переход, смещаются относительно температуры фазового перехода в объемном образце [29]. В смектических пленках с конечным числом слоев, т.е. с ограничением размера в одном измерении, фазовые переходы могут сохраняться или исчезать в зависимости от вида перехода. Однако даже при сохранении фазовых переходов структура смектических слоев и сами переходы, как правило, существенно отличаются от переходов в объемных образцах. Это, естественно, будет иметь место, когда период структуры составляет порядка толщины пленки (например, для 6-слойной  $\text{SmC}_{d6}^*$  и пленки из порядка 10 молекулярных слоев). Вместе с тем даже в том случае, когда период упорядочения мал (1 молекулярный слой), поверхность может существенно трансформировать физические (в частности, оптические)

свойства пленок. В дальнейшем мы будем рассматривать тонкие свободно подвешенные пленки, поверхность которых представляет собой границу между жидким кристаллом и воздухом. Поверхность нарушает симметрию, существующую в объемном образце. Отсутствие жидкого кристалла с одной стороны от нее и межслоевых взаимодействий приводит к изменению структуры поверхностных слоев. Другое влияние поверхности связано с тем, что она является физической границей раздела двух сред. С изгибными флуктуациями смектических слоев связана дополнительная энергия. Это приводит к уменьшению амплитуды слоевых флуктуаций у поверхности, к “замораживанию” флуктуаций [4]. При феноменологическом описании данного эффекта часто можно считать, что поверхность находится при более низкой температуре, чем реальная температура образца [30]. Экспериментально указанный эффект проявляется в том, что при фазовых переходах низкотемпературная фаза образуется у поверхности при более высокой температуре, чем в объеме образца [4, 30]. Межслоевые взаимодействия могут приводить к тому, что выше температуры перехода объемного образца структуру низкотемпературной фазы будет иметь не только поверхностный слой. Глубина проникновения поверхностного упорядочения зависит от типа фазового перехода (второго или первого рода) и от температуры. При фазовом переходе второго рода после перехода на поверхности параметр порядка при изменении температуры изменяется непрерывно. Он имеет наибольшую величину в поверхностном слое и непрерывно уменьшается при удалении от поверхности. Корреляционная длина поверхностного упорядочения  $\xi = \xi_0 / (T - T^*)^\alpha$  увели-



чивается при приближении к температуре объемного фазового перехода  $T^*$ . При фазовом переходе первого рода возможно скачкообразное изменение структуры от слоя к слою при изменении температуры.

Наиболее впечатляющим примером исчезновения фазового перехода в тонких пленках является плавление смектических слоев [31]. Исчезновение фазового перехода плавления связано с тем, что само существование тонких пленок обязано их слоевой смектической структуре. Пленка без слоевой структуры может изменять толщину и разрушается. Поверхностное упорядочение [4] сохраняет смектическую структуру выше  $T_C$ . При нагреве корреляционная длина поверхностного упорядочения  $\xi$  уменьшается. Когда  $\xi$  оказывается меньше  $L/2$  (где  $L$  – толщина пленки), слоевая структура в центре пленки становится неустойчивой. Выход из неустойчивого состояния происходит путем выдавливания вещества одного смектического слоя в мениск [31]. Толщина пленки уменьшается, что приводит к увеличению параметра порядка в центре пленки и к стабилизации слоевой структуры. Последующий нагрев пленки приводит к дальнейшему уменьшению  $\xi$ , к новой неустойчивости и к следующему утоньшению. Таким образом, тонкие смектические пленки не плавятся. Плавление заменяется серией переходов утоньшения, при которых толщина пленки уменьшается на один или несколько смектических слоев.

Большое число фазовых переходов в смектиках связано с изменением ориентационной структуры слоев. При переходах изменяются наклон молекул (угол  $\theta$ ), их азимутальная ориентация (угол  $\varphi$ ). Переходы из SmA-фазы в структуры с наклонной ориентацией молекул в слоях, как правило, сохраняются в тонких пленках. В двуслойной пленке ( $N = 2$ ) переход SmA–SmC (SmC\*) происходит примерно на 30 °C выше объемного фазового перехода [30]. В пленках большей толщины он имеет место при более низкой температуре. После перехода профиль ориентационного параметра порядка сильно неоднороден. Полярный угол  $\theta$  максимален у поверхности и уменьшается при приближении к центру пленки.

Существенная трансформация ориентационной структуры в тонких пленках по сравнению с объемными образцами происходит у структур, образованных за счет изменения азимутальной ориентации молекул. Для случая большого соразмерного периода  $p \geq 5$  исследований трансформации структур в тонких пленках до настоящего времени не проводилось. Вместе с тем понятно, что такие структуры не могут существовать в пленках с малым числом слоев. В несоразмерной SmC $^*_\alpha$ -фазе у поверхности,

как правило, наблюдается планарная (или близкая к ней) ориентация молекул, охватывающая несколько смектических слоев [32, 33]. Кардинальные изменения могут происходить с полярными характеристиками. Их причина может быть чисто геометрической. В антисегнетоэлектрической SmC $^*_A$ -фазе наблюдается эффект четности [34, 35]. В пленке с четным числом слоев спонтанная поперечная слоевая поляризация (перпендикулярная плоскости наклона молекул) скомпенсирована ( $P_T = 0$ ). При этом пленки имеют продольную поляризацию  $P_L$ , параллельную плоскости наклона молекул, поскольку продольная поляризация поверхностных слоев при четном числе слоев направлена в одну сторону ( $P_L \neq 0$ ). В пленке с нечетным числом слоев ситуация обратная. Продольная поверхностная поляризация скомпенсирована ( $P_L = 0$ ). Поперечная же поляризация пленки  $P_T \neq 0$ . Она равна поляризации одного смектического слоя.

Менее подробно изучена ситуация, когда фазовый переход происходит в одном поверхностном слое и образуется структура, отличающаяся от структуры высокотемпературной и низкотемпературной фаз. Продемонстрируем влияние поверхности на примере фазового перехода SmC–CrB. В объемном образце исследованного вещества гексилоксибензол-4'-децилоксибензоат переход первого рода из SmC в CrB происходит при 45 °C [36]. В SmC-фазе молекулы наклонены относительно нормали к смектическому слою. В CrB молекулы расположены перпендикулярно плоскости слоев. В исследованиях [37] использовалась деполяризованная микроскопия в отраженном свете. Высокая чувствительность этого метода при определении ориентации молекул позволила визуализировать переходы с изменением текстуры и ориентации молекул в единичных молекулярных слоях. Измерения проводились на пленках толщиной от  $N = 2$  до нескольких десятков молекулярных слоев. В отличие от объемного образца, в котором при охлаждении из SmC-фазы имеется один переход SmC–CrB, в пленках всех исследованных толщин с  $N > 2$  наблюдалось несколько переходов. Типичная трансформация текстуры пленок показана на рис. 8 (для пленки толщиной в 5 молекулярных слоев). Фотографии получены при охлаждении пленки от 54 °C (a) до 52.6 °C (f). При высокой температуре пленка находится в SmC-фазе (a). Приведен участок пленки с линейным дефектом, в котором азимутальная ориентация с-директора изменяет направление. При температуре  $T \approx 53$  °C в пленке происходят два перехода. На рис. 8b и с стрелками показано направление движения фронта первого перехода. Второй пе-

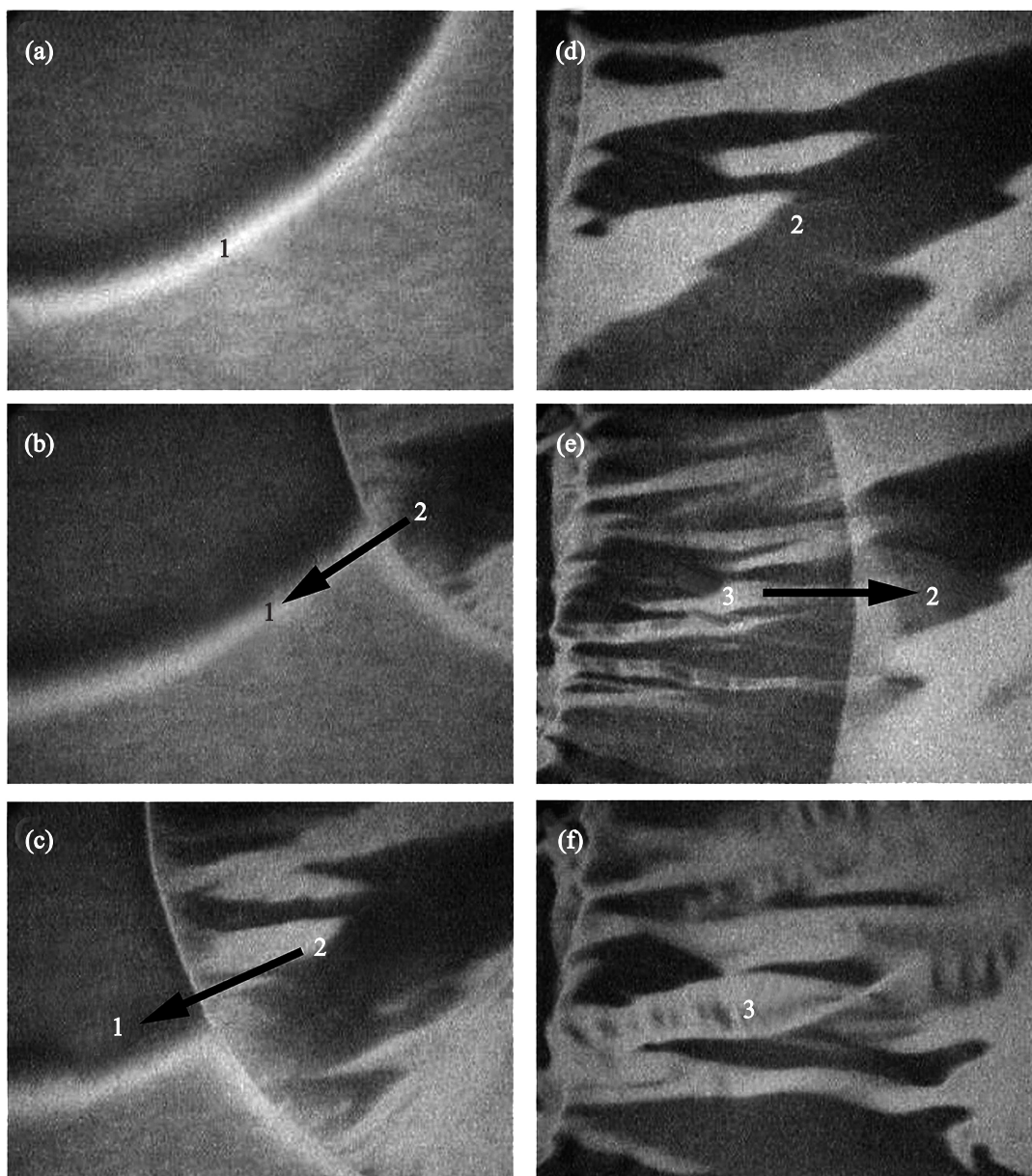


Рис. 8. Фазовые переходы в пленке толщиной в 5 молекулярных слоев. (a) SmC-фаза (состояние 1 на рис. 9). (b, c) – Движение фронта перехода (справа налево) на одной поверхности пленки (переход из состояния 1 в состояние 2 на рис. 9). (d) – Переход произошел в одном поверхностном слое (состояние 2 на рис. 9). (e) – Движение фронта перехода на второй поверхности пленки (переход из состояния 2 в состояние 3 на рис. 9). (f) – Переход произошел на двух поверхностях (состояние 3 на рис. 9). Пленка охлаждалась от  $T = 54^\circ\text{C}$  (a) до  $52.6^\circ\text{C}$  (f). Горизонтальный размер фотографий 950 мкм [37]

реход (рис. 8e) осуществляется практически при той же температуре. На рис. 8f показана пленка, в которой произошли оба перехода. Еще один переход в пленке с  $N > 2$  имеет место при температуре, близкой к температуре фазового перехода в объемном образце ( $T \approx 45^\circ\text{C}$ ). Пленка становится оптически изотропной. Длинные оси молекул оказыва-

ются перпендикулярны плоскости пленки (переход в CrB-фазу). После или во время перехода пленка, как правило, разрушается. Это, по-видимому, связано с упругими напряжениями, возникающими в ней при кристаллизации. Трансформацию структуры при  $T \approx 53^\circ\text{C}$  следует связать с фазовыми переходами на двух поверхностях пленки. В пользу этого

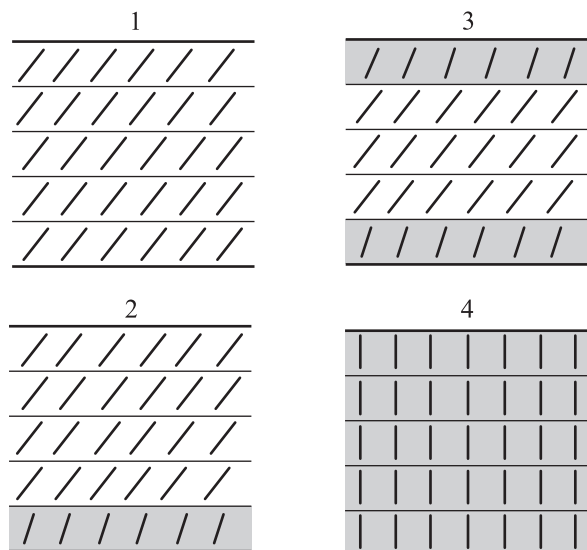


Рис. 9. Схематическое изображение состояний пленки толщиной в 5 молекулярных слоев, в которой при охлаждении последовательно происходят переходы в поверхностных слоях. Сметические слои расположены горизонтально. В SmC-фазе (1) молекулы наклонены по отношению к нормали сметических слоев. (2) – Пленка, в которой фазовый переход произошел в одном поверхностном слое. (3) – Сэндвичевая структура; переходы произошли в двух поверхностных слоях. (4) – Переход в кристаллическую фазу (CrB) произошел во всей пленке. В этой структуре длинные оси молекул перпендикулярны слоям

говорит тот факт, что переходы могут происходить независимо друг от друга. Они наблюдаются как в тонких, так и в толстых (в несколько десятков сметических слоев) пленках. Переходы в поверхностных слоях приводят к существенному уменьшению флуктуаций с-директора. Пленка разбивается на области с резким изменением ориентации молекул (рис. 8d и f). Перечисленные особенности текстуры и динамики флуктуаций позволяют заключить, что в поверхностных слоях образуется более упорядоченная, чем SmC, гексатическая фаза. Из измерений оптической анизотропии [37] следует, что наклон молекул в поверхностных слоях остается, но оказывается меньше, чем в SmC-фазе. На рис. 9 схематически показано последовательное изменение структуры пленки: 1 – пленка при высокой температуре в SmC-фазе (рис. 8a), 2 – переход произошел на одной поверхности (рис. 8d), 3 – переход произошел на двух поверхностях (рис. 8f), 4 – пленка в CrB фазе. В двуслойной пленке наблюдается только один высокотемпературный переход (при температуре  $\approx 55^\circ\text{C}$ ). Последнее, видимо, связано с тем, что поверхностные слои со-

прикасаются и переходы на двух поверхностях происходят одновременно. Пленку можно охладить до более низкой температуры без перехода в CrB-фазу.

Таким образом, поверхность и ограниченные размеры образца могут существенно трансформировать кристаллизацию. В поверхностном слое переход SmC–CrB расщепляется на два перехода: SmC–наклонный гексатик–CrB. В данном случае не только переход сдвинут по температуре примерно на  $8^\circ\text{C}$  в высокотемпературную область, но и образуется структура, которой нет в объемном образце.

Сметические жидкие кристаллы – перспективные функциональные материалы в системах отображения информации, модуляторах света, фотонных кристаллах. Наряду с этим сметические пленки стали модельными объектами в исследованиях фрустрации, приводящей к образованию многослойных структур, сверхтонких пленок, самоорганизации частиц в двумерных системах [38–40]. Физика образования фрустрированных структур в жидких кристаллах, полярных кристаллических структурах и ферромагнетиках во многом схожа. В жидких кристаллах обнаружено большое многообразие структур, описываемых классической теорией Ландау фазовых переходов с фрустрационным межслоевым взаимодействием. Трансформация полярных структур в сверхтонких пленках – другое перспективное направление исследований. К настоящему времени подробные исследования проведены с использованием наиболее простых структур: сегнетоэлектрика SmC\* и антисегнетоэлектрика SmC<sub>A</sub>\*. Среди обнаруженных эффектов можно выделить наличие продольной поляризации, параллельной плоскости сметических слоев [34, 35, 41]. В несоразмерной SmC<sub>A</sub>\*-фазе поверхность может кардинально трансформировать структуру [32, 33] на глубину до порядка пяти молекулярных слоев. Это указывает на возможность получения в пленках новых типов межслоевого упорядочения, связанного с фрустрацией и поверхностью.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ # 11-02-01028, 12-02-33124 и 14-02-00130.

1. P. G. De Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon Press, Oxford (1974).
2. С. Чандрасекар, *Жидкие кристаллы*, Мир, М. (1980) [S. Chandrasekhar, *Liquid Crystals*, Cambridge University Press, Cambridge (1977)].
3. P. Pieranski, L. Bieliard, J.-Ph. Tournelles, X. Leoncini, C. Furtlehner, H. Dumovlin, E. Rion, B. Jouvin, J.-

- P. Fenerol, Ph. Palaric, J. Heuving, B. Cartier, and I. Kraus, *Physica A* **194**, 364 (1993).
4. W.H. de Jeu, B.I. Ostrovskii, and A.N. Shalaginov, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 181 (2003).
  5. R.D. Kamien and J.V. Selinger, *J. Phys.: Condens. Matter* **13**, R1 (2001).
  6. В. А. Беляков, В. Е. Дмитриенко, *УФН* **146**, 369 (1985).
  7. D. C. Wright and N. D. Mermin, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 385 (1989).
  8. H. Takezoe, E. Gorecka, and M. Čepič, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 897 (2010).
  9. P. V. Dolganov and E. I. Kats, *Liquid Crystals Reviews* **1**, 127 (2013).
  10. M. Gorkunov, S. Pikin, and W. Haase, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 81 (2000).
  11. M. Čepič and B. Žekš, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 085501 (2001).
  12. M. Čepič, E. Gorecka, D. Pocięcha, B. Žekš, and H. T. Nguyen, *J. Chem. Phys.* **117**, 1817 (2002).
  13. A. V. Emelyanenko and M. A. Osipov, *Phys. Rev. E* **68**, 051703 (2003).
  14. S. Wang, L. D. Pan, R. Pindak, Z. Q. Liu, H. T. Nguyen, and C. C. Huang, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 027801 (2010).
  15. A. D. L. Chandani, A. Fukuda, S. Kumar, and J. K. Vij, *Liq. Cryst.* **38**, 663 (2011).
  16. Y. Takanishi, I. Nishiyama, J. Yamamoto, Y. Ohtsuka, and A. Iida, *Phys. Rev. E* **87**, 050503(R) (2013).
  17. R. B. Meyer, L. Liebert, L. Strzelecki, and P. Keller, *J. Phys. (France)* **36**, L69 (1975).
  18. A. Fukuda, Y. Takanishi, T. Isozaki, K. Ishikawa, and H. Takezoe, *J. Mater. Chem.* **4**, 997 (1994).
  19. A. Iida, I. Nishiyama, and Y. Takanishi, *Phys. Rev. E* **89**, 032503 (2014).
  20. P. Bak and J. von Boehm, *Phys. Rev. B* **21**, 5297 (1980).
  21. J. Villain and M. B. Gordon, *J. Phys. C* **13**, 3117 (1980).
  22. P. V. Dolganov, *Ferroelectrics* **431**, 21 (2012).
  23. P. V. Dolganov, V. M. Zhilin, V. K. Dolganov, and E. I. Kats, *Phys. Rev. E* **83**, 061705 (2011).
  24. П. В. Долганов, В. М. Жилин, Е. И. Кац, *ЖЭТФ* **142**, 1297 (2012).
  25. P. G. de Gennes, *Sol. State Comm.* **6**, 163 (1968).
  26. B. Rovšek, M. Čepič, and B. Žekš, *Phys. Rev. E* **70**, 041706 (2004).
  27. P. V. Dolganov and V. M. Zhilin, *Phys. Rev. E* **81**, 051704 (2010).
  28. P. V. Dolganov and V. M. Zhilin, *Phys. Rev. E* **87**, 062505 (2013).
  29. K. Binder, *Ferroelectrics* **73**, 43 (1987).
  30. S. Heinekamp, R. A. Pelcovits, E. Fontes, E. Chen, R. Pindak, and R. B. Meyer, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1017 (1984).
  31. T. Stoebe, P. Mach, and C. C. Huang, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1384 (1994).
  32. P. M. Johnson, S. Pankratz, P. Mach, H. T. Nguyen, and C. C. Huang, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4073 (1999).
  33. D. A. Olson, S. Pankratz, P. M. Johnson, A. Cady, H. T. Nguyen, and C. C. Huang, *Phys. Rev. E* **63**, 061711 (2001).
  34. D. R. Link, J. E. MacLennan, and N. A. Clark, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2237 (1996).
  35. P. V. Dolganov, Y. Suzuki, and A. Fukuda, *Phys. Rev. E* **65**, 031702 (2002).
  36. M. Veum, P. Messman, Z. Q. Liu, C. C. Huang, N. Janarthanan, and C. S. Hsu, *Rev. Sci. Instr.* **74**, 5151 (2003).
  37. П. В. Долганов, К. И. Белов, В. К. Долганов, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 813 (2011).
  38. D. Pettey, T. C. Lubensky, and D. Link, *Liq. Cryst.* **25**, 579 (1998).
  39. P. V. Dolganov, H. T. Nguyen, G. Joly, V. K. Dolganov, and P. Cluzeau, *Europhys. Lett.* **78**, 66001 (2007).
  40. C. Bohley and R. Stannarius, *Soft Matter* **4**, 683 (2008).
  41. П. О. Андреева, В. К. Долганов, К. П. Мелегов, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 414 (1997).