

Образование и структура солитона в антисегнетоэлектрическом жидком кристалле в электрическом поле

П. В. Долганов, В. М. Жилин, В. К. Долганов, Е. И. Кац[†]

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

[†]Laue-Langevin Institute, F-38042, Grenoble, France,

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 117940 ГСП-1, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 января 2009 г.

В рамках дискретной феноменологической модели Ландау фазовых переходов рассчитана структура солитона в антисегнетоэлектрическом жидком кристалле в электрическом поле. Антиклинная структура антисегнетоэлектрика приводит к нетривиальным особенностям структуры и стабильности солитона. Солитон топологически стабилен в метастабильном состоянии при электрическом поле, существенно превышающем поле раскрутки антисегнетоэлектрической спирали. При изменении поля в солитоне происходит структурный переход со скачкообразным изменением ориентации молекул. При большой величине барьера между антисегнетоэлектрической и сегнетоэлектрической структурами возможно образование необычного солитона (синклинной пары). Расчет показывает возможность наличия в солитонах большого электроклинного эффекта (изменения угла наклона молекул в электрическом поле) вблизи перехода структуры в синклинное состояние.

PACS: 61.30.Cz, 64.70.Md

Приложение электрического поля к геликоидальным жидким кристаллам [1] приводит к образованию целого ряда нетривиальных структур. Эти структуры образуются в результате фрустрации, конкуренции хирального взаимодействия, приводящего к образованию геликоидальной структуры, и взаимодействия жидкого кристалла с электрическим полем, приводящего к образованию плоских структур. Солитоны образуются на последнем этапе раскрутки геликоида, когда в образце остаются локализованные в пространстве витки деформированной электрическим полем геликоидальной структуры, разделяющие области с раскрученной спиралью. Фазовый переход из неполярного смектика-А (SmA) в модулированную антисегнетоэлектрическую (SmC_A^*) или сегнетоэлектрическую (SmC^*) структуру связан с тем, какая из соответствующих этим структурам мод смягчается первой при понижении температуры. Если смягчается мода на границе зоны Бриллюэна $q = \pi/d$, где d – смектический период, то образуется SmC_A^* фаза, в которой два соседних слоя образуют элементарную ячейку с нулевой электрической поляризацией $P_i + P_{i+1} = 0$, где i – номер слоя и границей зоны при $q = \pi/2d$. Если же первой конденсируется мода в центре ячейки, то возникает SmC^* структура с границей зоны при $q = \pi/d$. Имеется обширная литература, посвященная исследованиям (экспериментальным и теоретическим) SmC^* фазы. Значительно меньше работ посвящено расче-

там поведения SmC_A^* в электрическом поле, и результаты экспериментов значительно труднее интерпретировать. Следует отметить, что в антисегнетоэлектрическом жидком кристалле солитоны вследствие топологической стабильности могут существовать в широком интервале полей и существенно влиять на оптические свойства и функционирование электрооптических устройств. В этом смысле особенно важны численные и теоретические исследования, которым и посвящена настоящая работа.

SmC^* и SmC_A^* жидкие кристаллы [1] образуют геликоидальные структуры с осью геликоида, перпендикулярной смектическим слоям. В обеих структурах молекулы наклонены к нормали смектического слоя на полярный угол θ (рис.1). Трансформация структуры SmC^* в электрическом поле и образование солитонных состояний к настоящему времени подробно изучены теоретически [2–6]. При расчетах могло быть использовано континуальное приближение, поскольку азимутальная ориентация молекул φ в геликоидальной структуре изменяется плавно ($\Delta\varphi = 2\pi/n$, где n – число смектических слоев в геликоиде). Это существенно упрощает расчеты и позволяет получить аналитические выражения, описывающие трансформацию структуры SmC^* в электрическом поле. В антисегнетоэлектрике азимутальная ориентация молекул в соседних слоях изменяется скачкообразно на угол $\Delta\varphi \approx \pi$, что не позволяет использовать континуальное приближение при расче-

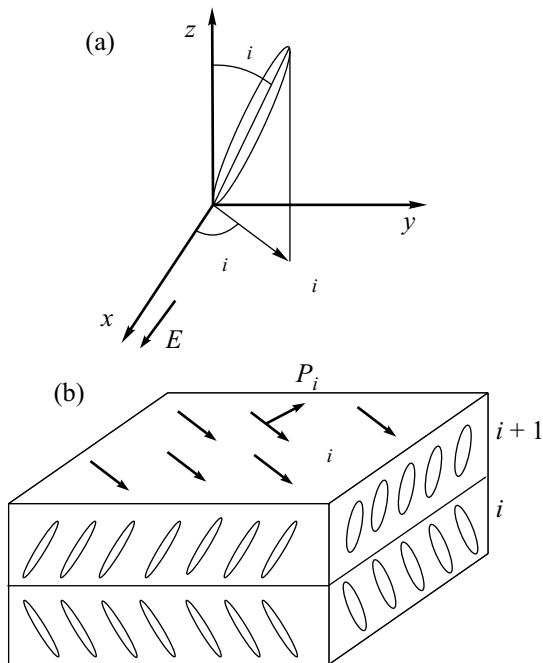


Рис.1. Ориентация молекул (а) и слоевая структура (b) в антисегнетоэлектрической SmC_A^* фазе, θ_i и φ_i – полярный и азимутальный углы ориентации молекул. Двухкомпонентный вектор ξ_i – параметр порядка. Слоеая поляризация P_i перпендикулярна ξ_i . Ось геликоида перпендикулярна смектическим слоям. Электрическое поле параллельно оси x

тах. Кроме того, поскольку переход SmC_A^* в планарную структуру происходит при существенно больших полях, чем поле раскрутки сегнетоэлектрической спирали, необходимо принимать во внимание изменение угла наклона молекул (электроклинный эффект). В первых расчетах структуры антисегнетоэлектрика в электрическом поле [7–9] рассматривался антисегнетоэлектрик без геликоидального упорядочения и солитонов. Хиральность существенно модифицирует поведение антисегнетоэлектрика в электрическом поле [10, 11].

В настоящей работе расчет структуры антисегнетоэлектрического солитона в электрическом поле проведен в рамках дискретной феноменологической модели Ландау фазовых переходов [12–16]. Ориентация молекул в смектических слоях описывается двухкомпонентным (2D вектор) параметром порядка ξ_i . Модуль вектора ξ_i (проекция длинных осей молекул на плоскость слоя) характеризует полярный угол θ_i (рис.1). Фаза параметра порядка (угол φ_i) описывает азимутальную ориентацию молекул в слоях. Свободная энергия антисегнетоэлектрика в электрическом поле может быть представлена в виде [13–16]

$$F = \sum_i \left[\frac{1}{2} \alpha (T - T^*) \xi_i^2 + \frac{1}{4} b \xi_i^4 + \frac{1}{2} a_1 \xi_i \xi_{i+1} + f[\xi_i \times \xi_{i+1}]_z + Ec |\xi_i| \sin \varphi_i \right]. \quad (1)$$

Первые два члена описывают температурную зависимость модуля параметра порядка в не взаимодействующих смектических слоях, T^* – температура перехода в не взаимодействующих слоях в структуру с нулевым параметром порядка ξ_i . Межслоевое ориентационное взаимодействие молекул описывается скалярным и векторным произведением ξ_i соседних слоев (третий и четвертый члены в (1)). Скалярное произведение $a_1 \xi_i \xi_{i+1}$ минимизирует свободную энергию с антиклинной ориентацией молекул ($\varphi_{i+1} - \varphi_i = \pi$) при $a_1 > 0$ и с синклинной ориентацией ($\varphi_{i+1} - \varphi_i = 0$) при $a_1 < 0$.

Хиральное взаимодействие между слоями (так называемый член Лифшица $f[\xi_i \times \xi_{i+1}]$) в отсутствие электрического поля приводит к образованию геликоида вдоль оси z . В геликоидальной структуре разность фаз φ_i в соседних слоях одинакова, $\theta_i = \text{const}$ вдоль геликоида. Внешнее электрическое поле E , направленное вдоль оси x , взаимодействует со слоевой поляризацией и, следовательно, с векторным параметром порядка ξ_i . В SmC_A^* слоевая поляризация P_i перпендикулярна ξ_i (рис.1). Энергия электростатического взаимодействия описывается последним членом в свободной энергии (1). Величина слоевой поляризации пропорциональна модулю параметра порядка $P_i = c |\xi_i|$, где c играет роль пьезоэлектрического коэффициента.

Свободная энергия F в виде (1) описывает в электрическом поле фазовый переход второго рода в синклинную сегнетоэлектрическую структуру. При изучении структур с фазовыми переходами первого рода мы использовали дополнительное слагаемое в свободной энергии $F + F_2$, где

$$F_2 = \sum_i a_2 [\xi_i \times \xi_{i+1}]^2, \quad (2)$$

F_2 описывает энергетический барьер между синклинной и антиклинной структурами. При большой величине барьера фазовый переход в синклинную структуру становится переходом первого рода.

Можно в принципе включить в рассмотрение и конкуренцию SmC^* и SmC_A^* фаз. Для этого свободная энергия (1) должна быть записана в виде разложения по соответствующим параметрам порядка сегнетоэлектрика $\eta_i = 1/2(\xi_i + \xi_{i+1})$ и антисегнетоэлектрика $\eta_i = 1/2(\xi_i - \xi_{i+1})$. Соответственно можно определить два вторичных параметра порядка, свя-

занных с сегнетоэлектрической, P_S , и антисегнетоэлектрической, P_A , поляризациями. В данной работе мы интересуемся только солитонными структурами антисегнетоэлектрика и поэтому ограничиваемся только разложением энергии (1), (2), и, к тому же, не рассматриваем структуры, в которых элементарная ячейка включает больше двух смектических слоев.

Стабильные и метастабильные структуры получены путем минимизации свободной энергии F по фазе φ_i и модулю двухкомпонентного параметра порядка ξ_i . Минимизация проводилась по ξ_i во всех слоях образца. Метод численной минимизации описан в [16]. Толщина образцов N составляла от 350 до 500 смектических слоев. Расчет структур, отвечающих глобальному минимуму энергии, проводился следующим образом. Исходная структура образца задавалась случайным набором величины модуля и фазы параметра порядка в смектических слоях пленки. Структура с минимумом энергии находилась изменением ξ_i в каждом из слоев образца с использованием квази-ньютоновского алгоритма [16]. Для отыскания структуры, отвечающей глобальному минимуму энергии, минимизация проводилась от $m = 50$ до $m = 300$ раз для различных исходных случайных структур. Из структур, полученных в результате минимизации F , выбиралась структура с минимальной энергией. Структура солитонов в метастабильном состоянии рассчитывалась двумя методами. В первом методе в расчетах в качестве исходной структуры брался солитон в стабильном состоянии. Путем последовательного изменения величины электрического поля, с расчетом структуры, соответствующей каждой величине поля, система переводилась в метастабильное состояние. Ряд метастабильных структур не может быть получен из стабильной структуры путем плавного изменения электрического поля или температуры. В этом случае минимизация энергии проводилась из исходных случайных структур с малым числом попыток ($m < 10$). Таким путем при минимизации, как правило, удавалось получить метастабильную структуру. В дальнейшем, используя ее в качестве исходной структуры, можно было рассчитывать структуру в метастабильном состоянии (в частности, структуру солитона) при различной величине электрического поля или температуры. Поскольку абсолютная величина коэффициентов в (1) не влияет на результат минимизации, коэффициент b был взят равным 1. Величина α измеряется в 1/К. При расчетах α выбиралась такой, чтобы полярный угол θ был порядка 20° при $T_C - T = 10$ К, где T_C – температура перехода в структуру с нулевым параметром порядка (SmA). Такая величина угла накло-

на молекул типична для SmC* и SmC_A* фаз. Азимутальная ориентация молекул приводится в интервале углов $-\pi < \varphi_i < \pi$. Рассчитывались структуры с геликоидом от 30 до 100 смектических слоев.

Электрическое поле приводит к раскрутке геликоидальной структуры при поле $E = E_h$ и к последующему переходу антиклинной структуры в синклинную при поле E_S . Рассмотрим сначала антисегнетоэлектрик без барьера (2) между антиклинной и синклинной структурами. Как отмечалось, хиральность и электрическое поле приводят к фрустрации. Компромисс между конкурирующими взаимодействиями достигается образованием неоднородной структуры в направлении, перпендикулярном смектическим слоям. Равномерно закрученная спиральная структура разбивается на области с раскрученной спиралью и доменные стенки с более резким изменением ориентации молекул по сравнению с недеформированным электрическим полем геликоидом. Увеличение электрического поля увеличивает расстояния между доменными стенками и таким образом раскручивает спиральную структуру. На рис.2 приведена азимутальная ориентация молекул $\psi_i =$

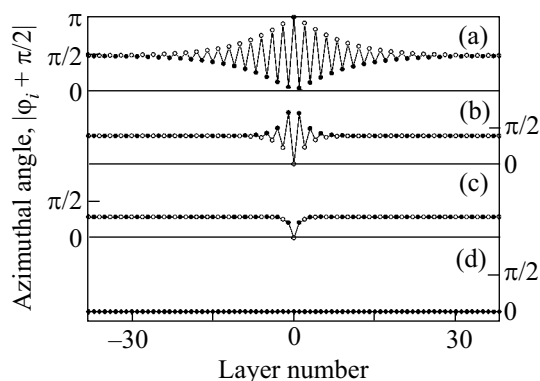


Рис.2. Трансформация структуры антисегнетоэлектрического солитона при увеличении электрического поля: (a) $cE = 2.09 \cdot 10^{-3}$; (b) $cE = 8 \cdot 10^{-3}$; (c) $cE = 1.4 \cdot 10^{-2}$. Угол $\psi_i = |\varphi_i + \pi/2|$ отсчитывается от ориентации молекул в синклинном сегнетоэлектрике, в котором $\varphi_i = -\pi/2$. Синклинный сегнетоэлектрик (d), $cE = 2.4 \cdot 10^{-2}$. Шаг спирали в отсутствие поля 37.5 смектических слоев. Здесь и далее ориентация ξ_i в солитонном состоянии обозначается кружками, в состоянии без солитона – ромбами. При наличии солитона нумерация слоев ведется от центрального слоя солитона. Полые и сплошные кружки обозначают ориентацию ξ_i в четных и нечетных слоях. Параметры модели $\alpha = 0.01 \text{ К}^{-1}$, $\alpha_1 = 0.05$, $f = 2.1 \cdot 10^{-3}$, $T_C - T = 5 \text{ К}$

$|\varphi_i + \pi/2|$ относительно ориентации молекул в раскрученной синклинной структуре ($\varphi_i = -\pi/2$) при

различной величине электрического поля. Структура антисегнетоэлектрика в поле E , близком к полю раскрутки спирали E_h , представлена на рис.2а. В этом поле фрустрация, вызванная конкуренцией хиральности и электрического поля, приводит к образованию локализованного солитона (центральная часть рис.2а), разделяющего области с ориентацией молекул, близкой к антиклинной ($\varphi_i \approx 0$ или $\varphi_i \approx \pi$). Сметические слои здесь и далее отсчитываются от центрального слоя солитона ($i = 0$). На рис.3а,b по-

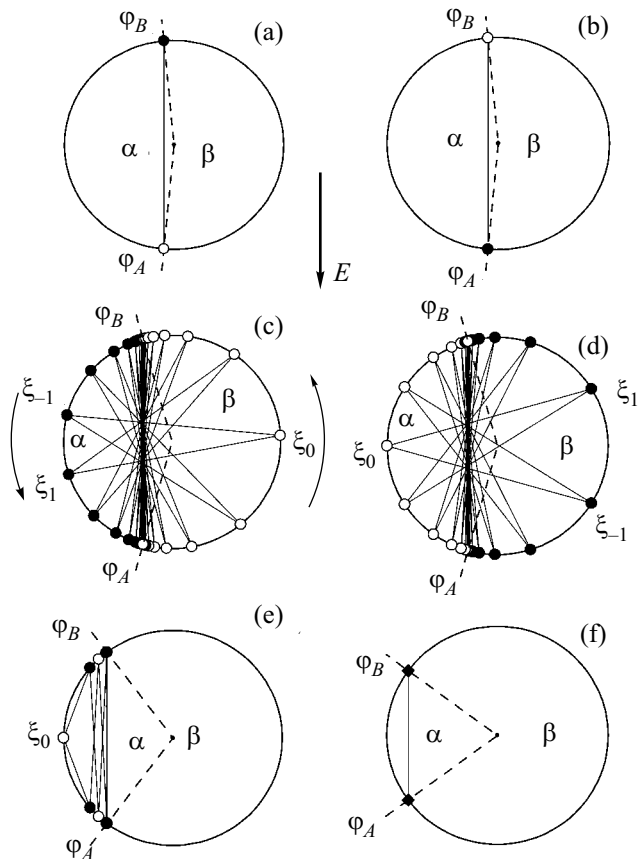


Рис.3. Азимутальная ориентация векторного параметра порядка ξ_i (точки на окружности) слева (а) и справа (б) от солитона в четных (полые кружки) и нечетных (сплошные кружки) слоях отличается ($cE = 2.082 \cdot 10^{-3}$). Направление электрического поля E показано стрелкой. Сплошные линии соединяют точки, относящиеся к соседним сметическим слоям. При увеличении электрического поля в солитоне происходит структурный переход (с), (d). Ориентация ξ_i в солитоне при дальнейшем увеличении электрического поля кардинально изменяется ((e), $cE = 1.35 \cdot 10^{-2}$). (f) Деформированный антисегнетоэлектрик. Шаг спирали в отсутствие поля 37.5 сметических слоев

казана азимутальная ориентация ξ_i с двух сторон от солитона. Светлые и темные кружки показывают ориентацию ξ_i в четных и нечетных сметических

слоях. Векторы ξ_i располагаются в двух плоскостях с ориентациями φ_A и φ_B , симметричными относительно направления, перпендикулярного электрическому полю. В дальнейшем эти плоскости будем называть антиклинными плоскостями. В солитоне (рис.3с) антиклинные плоскости поворачиваются и меняют ориентацию. В солитоне доминирует структурное упорядочение, вызванное хиральностью, вне солитона – упорядочение, вызванное электрическим полем.

Рассмотрим особенности антисегнетоэлектрического солитона, связанные с антиклинной ориентацией молекул в соседних сметических слоях. В сегнетоэлектрике ориентация молекул по обе стороны от солитона одинакова [4–6]. В антисегнетоэлектрике она одинакова с точностью до четности сметических слоев. Естественно, что четность сметического слоя – понятие относительное, в данном случае нумерация слоев ведется от центра солитона. Солитон изменяет ориентацию молекул так, что ξ_i в слоях с четными и нечетными i меняются ориентациями ($\varphi_i = \varphi_{-(i+1)}$, рис.3а,b). Это приводит к топологической устойчивости антисегнетоэлектрического солитона. Солитон можно уничтожить, только поменяв ориентацию ξ_i в соседних сметических слоях с одной из сторон от солитона.

В поле $E > E_h$ термодинамически стабильному состоянию отвечает структура без солитона. В этом состоянии (деформированная антиклинная структура) ξ_i ориентированы в двух плоскостях, в каждой из которых находятся ξ_i с четным или нечетным i (рис.3f, в состоянии без солитона ориентации ξ_i показаны ромбами). Деформированная антиклинная структура (рис.3f) при поле $E_S > E_h$ переходит в синклинное состояние ($cE_h \approx 2.08 \cdot 10^{-3}$, $cE_S \approx 2.25 \cdot 10^{-2}$ при $\alpha = 0.01 \text{ K}^{-1}$, $a_1 = 0.05$, $f = 2.1 \cdot 10^{-3}$ и $T_C - T = 5 \text{ K}$). В синклинном состоянии все ξ_i ориентированы перпендикулярно направлению электрического поля ($\varphi_i = -\pi/2$). Такая последовательность переходов отвечает термодинамически стабильным состояниям. Однако благодаря топологической устойчивости, антисегнетоэлектрические солитоны могут существовать при электрическом поле $E > E_h$. Существенное различие в величинах антиклинного и хирального взаимодействий приводит к тому, что электрическое поле раскручивает спираль при значениях поля E_h , значительно меньших поля E_S перехода в синклинную структуру. Антисегнетоэлектрический солитон в метастабильном состоянии может существовать вплоть до поля E_S перехода в синклинный сегнетоэлектрик (рис.2).

Структура солитона существенно изменяется в интервале полей от E_h до E_S . При не слишком боль-

ших полях ($cE < 6 \cdot 10^{-3}$, рис.3с) ориентации ξ_i в солитоне охватывают область углов φ_i от 0 до 2π . С увеличением поля угол между антиклинными плоскостями уменьшается от $\Delta\varphi \approx \pi$ при поле, близком к полю раскрутки спирали E_h (рис.3а,б), до нулевого при переходе в синклинное состояние. В солитоне при малых полях направление поворота двух антиклинных плоскостей одинаково (рис.3с) и определяется хиральностью (в нашем случае против часовой стрелки). Величина поворота двух антиклинных плоскостей в солитоне разная. Плоскость, содержащая слои с нечетными ξ_i , изменяет ориентацию от φ_B до φ_A в пределах меньшего сектора углов (сектор α между пунктирными линиями на рис.3). Поляризация этих слоев имеет компоненту, параллельную электрическому полю. Плоскость, содержащая слои с четными ξ_i , изменяет ориентацию от φ_A до φ_B в большем секторе углов (сектор β на рис.3). При увеличении поля полуширина солитона уменьшается более чем на порядок (рис.2, 4).

При увеличении электрического поля в солитоне происходит структурный переход, при котором ξ_0 изменяет ориентацию на 180° (рис.3с,д). При малых полях направление поляризации центрального слоя противоположно направлению электрического поля ($\varphi_0 = \pi/2$, рис.3с). При $cE > 6 \cdot 10^{-3}$ в центральном слое солитона ξ_0 ориентируется так, что поляризация становится параллельна электрическому полю ($\varphi_0 = -\pi/2$, рис.3д). Переход происходит с гистерезисом, так что обе структуры могут существовать при одной и той же величине электрического поля (рис.3с,д, $cE = 6 \cdot 10^{-3}$). При переходе не происходит переориентации ξ_0 в центральном слое солитона. Если переход происходит при увеличении электрического поля, ξ_i поворачиваются так, что ξ_1 (рис.3с) становится перпендикулярным направлению электрического поля. После перехода ориентация молекул в этом слое остается постоянной ($\varphi = -\pi/2$). В соответствии с нашей системой нумерации слоев новый центральный слой становится нулевым ($i = 0$, рис.3д). Таким образом, при переходе происходит смещение солитона в направлении, перпендикулярном слоям, на один смектический слой.

При дальнейшем увеличении поля солитон трансформируется в структуру, в которой ξ_i во всех слоях ориентированы в меньшем секторе углов (рис.3е). Все слои имеют компоненту поляризации, параллельную электрическому полю. Поворот ξ_i с четными и нечетными i происходит в противоположном направлении. В этой структуре при $E \lesssim E_c$ полуширина солитона увеличивается (рис.4). Солитон исчезает при переходе структуры в синклинный сегнетоэлектрик.

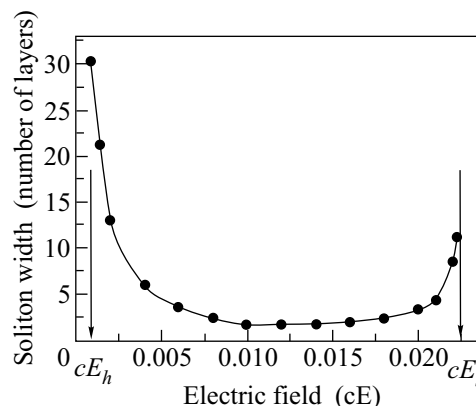


Рис.4. Зависимость полуширины солитона от электрического поля. E_h и E_S – поле раскрутки спирали и поле перехода в синклинный сегнетоэлектрик. Параметры модели $\alpha = 0.01 \text{ K}^{-1}$, $a_1 = 0.05$, $f = 0.98 \cdot 10^{-3}$, $T_C - T = 5 \text{ K}$

До этого мы рассматривали структуры с фазовым переходом второго рода в синклинное сегнетоэлектрическое состояние. Фазовый переход первого рода может быть получен введением в свободную энергию (1) барьерного члена (2). Переход в синклинную структуру происходит при меньшем поле, чем при отсутствии барьерного члена. Так же как и в системах с фазовым переходом второго рода, в области полей от E_h до E_S стабильной структурой является деформированный антисегнетоэлектрик, в котором ξ_i ориентированы в двух плоскостях под углами φ_A и φ_B (рис.5а). В этой области полей при наличии барьера (2) могут существовать метастабильные солитоны с различной структурой. Две из них (рис.5б,с) аналогичны структурам, реализующимся в системе без барьерного члена (рис.3). Барьерный член приводит к большому гистерезису по полю для переходов между состояниями с ориентацией поляризации в центральном слое против поля (рис.5б) и по полю (рис. 5с). Обе структуры могут существовать при одних и тех же величинах электрических полей. Солитон, структура которого изображена на рис.5д, существует только при наличии барьерного члена. Это синклинная пара, локализованная в деформированном антисегнетоэлектрике. Число смектических слоев, принимающих участие в образовании солитонов, различно. Наименьшее число слоев – в синклинной паре (рис.5д). Необычность этой структуры состоит в том, что направления ξ_i в двух соседних слоях близки друг к другу (рис.5д). Два ξ_i в синклинной паре ориентированы так, что находятся в одном энергетическом минимуме. При изменении электрического поля происходят переходы между тремя соли-

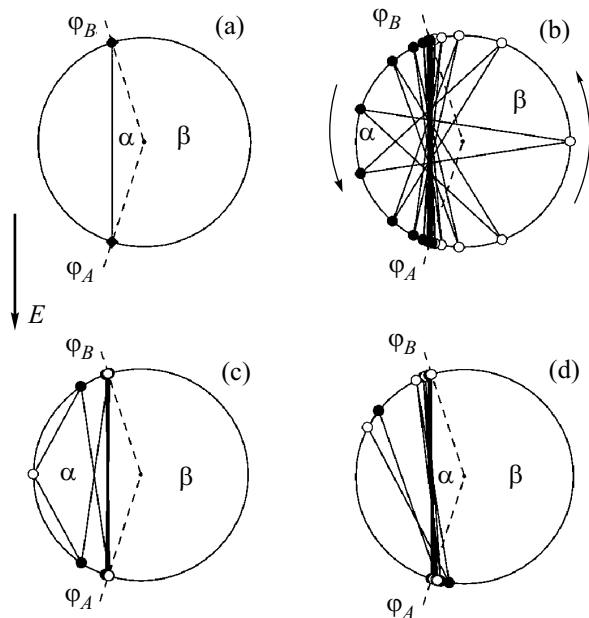


Рис.5. Антисегнетоэлектрик с барьером между синклинной и антиклинной ориентациями молекул. Азимутальная ориентация векторного параметра порядка ξ_i (точки на окружности) в термодинамически стабильной структуре (a) и в метастабильных состояниях ($E_h < E < E_S$) в солитонах трех типов (b), (c) и (d) при одной и той же величине электрического поля ($cE = 1.3 \cdot 10^{-2}$). Сплошные линии соединяют точки, относящиеся к соседним смектическим слоям. Параметры модели $\alpha = 0.01 \text{ K}^{-1}$, $a_1 = 0.045$, $a_2 = 0.08$, $f = 0.98 \cdot 10^{-3}$, $T_C - T = 12 \text{ K}$

тонными структурами (рис.5b,c,d). Последовательность переходов зависит от величины барьерного члена. При малом поле устойчива структура солитона, в которой поляризация центрального слоя ориентирована против поля (рис.5b), при большом поле – структура, в которой поляризация центрального слоя ориентирована по направлению поля (рис.5c). Солитон пропадает, когда в поле E_S происходит фазовый переход первого рода в синклинную структуру ($cE_S \approx 0.0164$).

Расчет показывает возможность большого электроклинного эффекта (изменение угла наклона молекул θ в электрическом поле) в солитонах. На рис.6 ромбами показана величина угла θ в отсутствие электрического поля, кружками (рис.6a,b,c) – в состояниях с тремя типами солитонов, структура которых приведена на рис.5b,c,d. В электрическом поле угол θ вне солитона меньше, чем в отсутствие поля (отрицательный электроклинный эффект). В центральной области солитона, структура которого изображена на рис.5b, электроклинный эффект положительный в слоях, поляризация которых имеет компонен-

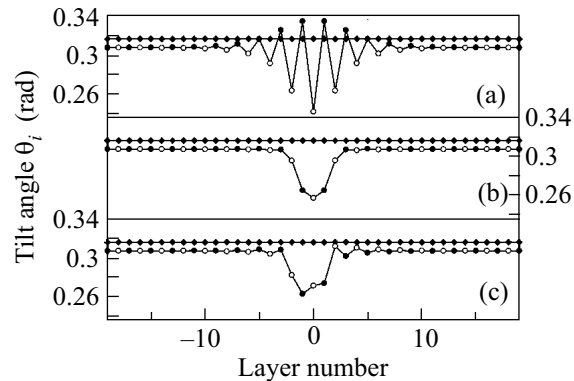


Рис.6. Угол наклона молекул в геликоиде в отсутствие электрического поля (ромбы) и в солитонах (кружки) в электрическом поле $cE = 1.3 \cdot 10^{-2}$. Большой электроклинный эффект (изменение угла наклона молекул в электрическом поле) наблюдается в солитонах трех типов (a), (b) и (c), соответствующих структурам (b), (c) и (d) на рис.5. Поляризация в центральном слое солитона (a) направлена против электрического поля. В солитоне (b) поляризация в центральном слое направлена параллельно электрическому полю. (c) Солитон в виде синклинной пары. Параметры модели $\alpha = 0.01 \text{ K}^{-1}$, $a_1 = 0.045$, $a_2 = 0.08$, $f = 0.98 \cdot 10^{-3}$, $T_C - T = 12 \text{ K}$

ту, параллельную электрическому полю, и отрицательный в слоях с компонентой поляризации, направленной против поля (рис.6a). В солитонах, структура которых изображена на рис.5c,d, электроклинный эффект отрицателен (рис.6b,c). Расчет предсказывает, что изменение угла наклона молекул в солитоне по сравнению с исходной структурой ($E = 0$) может в несколько раз превышать его изменение вне солитона (рис.6). Величина электроклинного эффекта зависит от угла между векторами ξ_i в соседних слоях и направления поляризации. Конкуренция между вкладом в электроклинный эффект этих составляющих приводит к изменению величины и знака электроклинного эффекта в солитонах.

В работе дискретная феноменологическая модель Ландау фазовых переходов использована для описания структуры антисегнетоэлектрического солитона в электрическом поле. Теория предсказывает существенную трансформацию структуры солитона в электрическом поле, немонотонную зависимость его полуширины от величины поля. Показано, что в антисегнетоэлектрике с барьером между антиклинной и синклинной ориентациями молекул существуют солитоны с различной структурой. Переходы между этими структурами происходят при изменении величины электрического поля. Предсказывается существенное увеличение электроклинного эффекта (изменение угла наклона молекул) в смектических слоях, образующих солитоны.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 08-02-00827, # 09-02-00098 и Фондом содействия отечественной науке.

1. P. G. de Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon, Oxford, 1994.
2. A. Michelson, L. Benguigui, and D. Cabib, *Phys. Rev. A* **16**, 394 (1977).
3. С. А. Пикин, В. Л. Инденбом, *УФН* **125**, 251 (1978) [*Sov. Phys. Uspekhi* **21**, 487 (1978)].
4. В. Е. Дмитриенко, В. А. Беляков, *ЖЭТФ* **78**, 1568 (1980) [*JETP* **51**, 787 (1980)].
5. M. Yamashita, *Prog. Theor. Phys.* **74**, 622 (1985).
6. N. Baytch, R. L. B. Selinger, J. V. Selinger, and R. Shashidhar, *Phys. Rev. E* **68**, 041702 (2003).
7. X. Y. Wang and P. L. Taylor, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 640 (1996).
8. X. Y. Wang, T. Kyu, A. M. Rudin, and P. L. Taylor, *Phys. Rev. E* **58**, 5919 (1998).
9. T. Qian and P. L. Taylor, *Phys. Rev. E* **60**, 2978 (1999).
10. A. Roy and N. V. Madhusudana, *Eur. Phys. J. E* **1**, 319 (2000).
11. P. V. Dolganov and V. M. Zhilin, *Phys. Rev. E* **77**, 031703 (2008).
12. B. Rovšek, M. Čepič, and B. Žekš, *Phys. Rev. E* **54**, R3113 (1996).
13. B. Rovšek, M. Čepič, and B. Žekš, *Phys. Rev. E* **62**, 3758 (2000).
14. P. V. Dolganov, V. M. Zhilin, V. E. Dmitrienko, and E. I. Kats, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 579 (2002) [*JETP Lett.* **76**, 498 (2002)].
15. D. A. Olson, X. F. Han, A. Cady, and C. C. Huang, *Phys. Rev. E* **66**, 021702 (2002).
16. P. V. Dolganov, V. M. Zhilin, V. K. Dolganov, and E. I. Kats, *Phys. Rev. E* **67**, 041716 (2003).