УДК 539.21

ТЕОРИЯ СЛАБОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ СМЕКТИКОВ. ТИПЫ C и B

Е. И. Кац, В. В. Лебедев, А. Р. Муратов

Исследуются особенности фазового перехода кристаллизации смектиков C и B для случаев, когда этот переход является переходом первого рода, близким ко второму. Отдельно рассмотрены случаи сильной и слабой анизотропии слоя. Учитываются коротковолновые флуктуации плотности и смектического (C или B) параметра порядка. Проанализирован вид фазовой диаграммы.

Теория среднего поля слабой кристаллизации жидкостей была построена еще Ландау [1]. Однако все известные жидкости кристаллизуются при сильном фазовом переходе первого рода, поэтому теория Ландау к ним неприменима. С другой стороны, существует широкий класс веществ, в которых кристаллизация происходит слабым переходом первого рода, но не из жидкой, а из смектической фазы. Поэтому имеет смысл рассмотреть теорию слабой кристаллизации смектиков.

Различные смектические фазы традиционно обозначаются буквами A—I. Далеко не все эти фазы являются истинно смектическими (последние характеризуются одномерной модуляцией плотности). Некоторые из этих фаз (а именно часть смектиков B и большинство смектиков E—I) являются кристаллическими. Наименование этих фаз смектиками связано с их сильной слоистостью, одним из проявлений которой является малая величина модуля сдвига слоев относительно друг друга. Именно поэтому упомянутые кристаллические фазы трудно на эксперименте отличить от истинно смектических.

В эксперименте наблюдаются разнообразные переходы между смектическими фазами [2]. Большинство этих переходов является переходами первого рода, причем слабыми, о чем свидетельствует малость модуля сдвига в кристаллических фазах. Об этом же говорят малые теплоты перехода между различными смектическими фазами. Это означает, что все эти переходы можно рассматривать в рамках теории слабой кристаллизации.

Истинные смектики классифицируются по симметрии слоя. Известные истинно смектические фазы следующим образом располагаются в порядке убывания симметрии слоя: $D_{\infty h}$ (смектики A), D_{6h} (смектики B или иначе гексатики), D_{2h} (смектики C). В нашей предыдущей работе [3] была построена теория слабой кристаллизации смектика A, в настоящей работе мы рассматриваем особенности слабой кристаллизации смектиков B и C.

Как и в [3], для описания кристаллизации смектика C мы будем использовать коротковолновое поле φ, характеризующее модуляцию плотности в смектическом слое. В истинном смектике среднее $\langle\varphi\rangle=0$, в кристалле возникает отличное от нуля среднее $\langle\varphi\rangle$. Это среднее имеет гармоники с волновыми векторами, лежащими в плоскости смектического слоя и имеющими величину порядка обратного межмолекулярного расстояния.

Вблизи точки кристаллизации поле φ смягчается. Это смягчение описывается обычным разложением Ландау свободной энергии

$$F_\varphi = (\tau/2)\varphi^2 - (\mu/6)\varphi^3 + (\lambda/24)\varphi^4. \tag{1}$$

Здесь μ, λ — тройная и четверная вершины взаимодействия, по параметру τ происходит переход от смектического состояния в кристаллическое. К энергии (1) следует добавить градиентную часть, конкретный вид которой зависит от типа кристаллизующегося смектика. В смектике A смягчение поля φ происходит вдоль кольца в обратном пространстве, градиентная энергия в этом случае имеет следующий вид:

$$F_{\text{grad}} = (a/8q_0^2)\left((\nabla^2 + q_0^2)\varphi\right)^2 + (a_\parallel/2)(\nabla_\parallel\varphi)^2. \tag{2}$$

Здесь $\nabla_\parallel = (\mathbf{l}\nabla)$ является производной вдоль нормали к смектическому полю, волновой вектор $\mathbf{q}_0$ определяет период возникающего кристалла.

В смектике B или смектике C вид градиентной энергии сложнее из-за более низкой симметрии смектического слоя. Характер кристаллизации этих смектиков зависит от того, насколько анизотропным является градиентный член. Последнее в свою очередь зависит от того, насколько сильно нарушена вращательная симметрия смектического слоя. Сначала мы разберем более простой случай сильного нарушения.

1. Кристаллизация низкосимметричных смектиков

Прежде всего в настоящем разделе речь пойдет о смектиках B (гексатиках), в которых обычно спонтанное нарушение симметрии смектического слоя является сильным. Кроме того, мы рассмотрим кристаллизацию сильно анизотропных смектиков C, а также слабую кристаллизацию дискотиков.

При смягчении коротковолнового поля φ в смектике с сильным нарушением вращательной симметрии слоя существенную роль играют только окрестности нескольких точек в обратном пространстве. Для смектика B в силу наличия от шестого порядка в группе симметрии таких точек шесть. Таким образом, при соответствующем выборе системы координат поле φ можно представить в следующем виде:

$$\varphi = \operatorname{Re}\left[\Phi_1 \exp(iq_0x) + \Phi_2 \exp\left(iq_0\left(-\frac{x}{2} + \frac{\sqrt{3}y}{2}\right)\right) + \Phi_3 \exp\left(iq_0\left(-\frac{x}{2} - \frac{\sqrt{3}\,y}{2}\right)\right)\right]. \tag{3}$$

Здесь Φ_1, Φ_2, Φ_3 — длинноволновые комплексные поля. Подстановка (3) в энергию (1) дает

$$F_\varphi = \frac{\tau}{4}\left(|\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2 + |\Phi_3|^2\right) + \frac{\mu}{4}\operatorname{Re}(\Phi_1\Phi_2\Phi_3) + \frac{\lambda_1}{24}\left(|\Phi_1|^4 + |\Phi_2|^4 + |\Phi_3|^4\right) + \frac{\lambda_2}{24}\left(|\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2 + |\Phi_3|^2\right)^2. \tag{4}$$

Появление двух членов четвертого порядка в (4) связано с зависимостью вершины λ от угла рассеяния. Наличие кубического члена в разложении (4) означает, что кристаллизация смектика B, связанная с появлением ненулевых средних $\langle\Phi_1\rangle$, $\langle\Phi_2\rangle$, $\langle\Phi_3\rangle$, обязательно происходит, как фазовый переход первого рода.

В результате такого фазового перехода возникает кристаллический смектик B, в группе симметрии которого имеется ось шестого порядка. Возможны фазовые переходы между различными модификациями такого кристаллического смектика, связанные с изменением упаковки слоев [4]. Обсуждение подобных переходов выходит за рамки настоящей статьи.

В группе симметрии слоя смектика C присутствует ось не шестого, а второго порядка, вследствие чего поле φ смягчается только вблизи двух точек в обратном пространстве. Поэтому при анализе смягчения поля φ

в смектике C (обладающем сильной анизитропией слоя) достаточно ограничиться компонентой, определяемой одним длинноволновым полем Φ

$$\varphi = \mathrm{Re}\,(\Phi \exp(i\mathbf{q}_0\mathbf{r})). \tag{5}$$

Здесь вектор $\mathbf{q}_0$ лежит в плоскости смектического слоя. Отметим, что появление не равного нулю среднего $\langle\Phi\rangle$ соответствует не полной кристаллизации, а переходу смектик C—смектик $\tilde{A}$. Напомним, что смектиком $\tilde{A}$ называют смектик с одномерной модуляцией плотности в слое.

Таким образом, эта фаза обладает двумерным трансляционным порядком, т. е. с симметрийной точки зрения относится к дискотикам.

В разложении свободной энергии отсутствуют нечетные по Φ члены (исчезающие при усреднении по молекулярным масштабам). Поэтому переход смектик C—смектик $\tilde{A}$ должен происходить как переход второго рода. Подчеркнем, что это справедливо только тогда, когда при анализе флуктуаций поля φ можно ограничиться членом (5) (см. раздел 2). Кроме того, упомянутый переход может срываться на переход первого рода за счет флуктуации директора (механизм Гальперина—Любенского—Ма [5]).

Поясним последнее утверждение. Проекция директора $\mathbf{n}$ на нормаль к смектическому слою $\mathbf{l}$ фиксирована, поэтому следует учитывать только флуктуации, связанные с вращением $\mathbf{n}$ вокруг $\mathbf{l}$ (можно показать, что флуктуации направления $\mathbf{l}$ во всяком случае приводят к более слабым эффектам). Обозначим угол поворота $\mathbf{n}$ вокруг $\mathbf{l}$ через χ. Коррелятор

$$\langle\chi(q)\,\chi(-q)\rangle \sim 1/q^2 \tag{6}$$

является весьма мягким, что связано с вырождением основного состояния по углу χ. Эта мягкость и обусловливает большую роль флуктуаций χ при рассматриваемом переходе.

Рассмотрим взаимодействие полей Φ и χ. Основной эффект, приводящий к этому взаимодействию, заключается в том, что при повороте директора на угол χ поворачивается и волновой вектор $\mathbf{q}_0$ в выражении (5). Главный член взаимодействия Φ и χ определяется градиентной частью свободной энергии, которая при малых χ может быть записана в следующем виде:

$$F_{\text{grad}} = \frac{a_1}{4}\,|\nabla_x\Phi|^2 + \frac{a_2}{4}\,|(\nabla_y - iq_0\chi)\,\Phi|^2 + \frac{a_\parallel}{4}\,|\nabla_z\Phi|^2. \tag{7}$$

Здесь считается, что в равновесии вектор $\mathbf{q}_0$ направлен вдоль оси x, а смектические слои перпендикулярны оси z.

Выражение (7) совершенно аналогично выражению для градиентной энергии, возникающей при анализе фазового перехода нематик—смектик A [5]; аналогично и поведение коррелятора «калибровочного» поля (см. формулу (6)). Единственная (но очень существенная) разница состоит в том, что «калибровочное» поле χ в рассматриваемом случае однокомпонентно, а не двухкомпонентно, как при переходе нематик—смектик A.

Ситуация в теории перехода нематик—смектик A неясна. Обзор полученных в этой области результатов можно найти в работе [6]. Основные трудности связаны со случайной симметрией свободной энергии де Жена, приводящей к условию $K_1=\mathrm{const}$ при переходе нематик—смектик A. При переходе C—$\tilde{A}$ эта случайная симметрия отсутствует. Ситуация при этом переходе такая же, как при переходе нематик—смектик A, при условии $K_1=\infty$, устраняющем трудности, связанные со случайной симметрией и исключающем одну из двух степеней свободы директора. Опираясь на анализ Любенского [6, 7] для этого случая, можно сделать вывод, что в зависимости от значения затравочных параметров переход смектик C—смектик $\tilde{A}$ либо срывается на переход первого рода, либо остается непрерывным, однако с необычными критическими индексами.

Вполне аналогично переходу смектик C—смектик $\tilde{A}$ анализируется слабая кристаллизация дискотика. В этом случае поле φ имеет смысл модуляции плотности вдоль нитей. Это поле также смягчается вблизи двух точек в обратном пространстве, т. е. кристаллизация может быть проанализирована на основании представления (5). Отметим, что при анализе перехода дискотик—кристалл отсутствуют обсуждавшиеся выше проблемы, связанные с флуктуациями директора, так как в дискотиках он жестко привязан к ориентации нитей. Поэтому кристаллизация дискотика должна описываться стандартной для перехода второго рода моделью с двухкомпонентным параметром порядка.

К сожалению, в большинстве случаев [8] кристаллизация дискотиков осуществляется сильным переходом первого рода. Такой переход нельзя описать в рамках нашей модели. Это не исключает, впрочем, возможность существования описанного нами типа кристаллизации дискотика, происходящего как переход второго рода.

2. Особенности кристаллизации смектика C со слабой анизотропией слоя

Прежде всего отметим, что именно кристаллизация смектиков C чаще всего наблюдается экспериментально. Однако в отличие от рассмотренного выше случая сильно анизотропного смектика C анизотропия слоя реальных смектиков обычно слаба. Численно эта слабость может быть охарактеризована малой величиной вектора $\boldsymbol{\psi}$, который определяется следующим образом:

$$\boldsymbol{\psi} = [\mathbf{l}\mathbf{n}], \tag{8}$$

где $\mathbf{l}$ — нормаль к смектическим слоям, а $\mathbf{n}$ — директор (показывающий преимущественное направление главных осей молекул). Отметим, что вектор $\boldsymbol{\psi}$ лежит в плоскости смектического слоя, следовательно, он задает выделенное направление в этом слое.

Как показано в работе [9], вектор $\boldsymbol{\psi}$ играет роль параметра порядка при фазовом переходе смектик A—смектик C, который происходит как переход второго рода. Действительно, в A-фазе из-за коллинеарности $\mathbf{l}$ и $\mathbf{n}$ параметр $\boldsymbol{\psi}=0$, C-фаза характеризуется условием $\psi \neq 0$. Малость величины $\boldsymbol{\psi}$ в реальных смектиках C означает, что их состояние близко к A-фазе. Поэтому необходимо рассмотреть теорию слабой кристаллизации смектика, находящегося вблизи линии A—C перехода; сам смектик может при этом находиться как в A-, так и в C-состоянии. Это означает, что фазовая диаграмма системы характеризуется двумя переменными: τ_ψ, по которой происходит A—C переход, и τ, по которой происходит кристаллизация.

Для описания физических свойств рассматриваемой системы необходимо проанализировать разложение ее свободной энергии по полям φ и $\boldsymbol{\psi}$. Это разложение естественным образом разбивается на следующие слагаемые:

$$F = F_\varphi + F_\psi + F_{\text{int}}.$$

Здесь слагаемое F_φ зависит только от поля φ, F_ψ зависит только от $\boldsymbol{\psi}$, а энергия взаимодействия F_{int} содержит зависимость от обоих полей. Энергия F_φ описывает слабую кристаллизацию смектика A [3], а энергия F_ψ описывает переход смектик A—смектик C [9].

Энергию F_φ в главном приближении можно представить, как сумму (1) и (2). Структура градиентной части энергии (2) такова, что ее минимум достигается на компонентах φ с волновыми векторами, определяющимися условиями $\mathbf{lq}=0$, $|\mathbf{q}|=q_0$. В дальнейшем мы будем иметь в виду компоненты φ с волновыми векторами вблизи этой окружности в обратном пространстве. В этом случае вершину μ в (1) можно считать константой, а вершина λ является функцией одного угла между волновыми векторами. Возможные следствия, вытекающие из наличия этой зависимости, рассмотрены нами в [3].

В силу инвариантности энергии системы относительно $\psi \to -\psi$ в ее разложении по ψ имеются только четные члены. С необходимой нам точностью

$$F_\psi = (\tau_\psi/2)\,\psi^2 + (\lambda_\psi/24)\,\psi^4. \tag{9}$$

Здесь λ_ψ — четверная вершина самодействия поля ψ. По параметру τ_ψ происходит переход из A- в C-фазу: при больших положительных τ_ψ среднее $\langle\psi\rangle=0$, что соответствует A-фазе; при больших по модулю отрицательных τ_ψ среднее $\langle\psi\rangle \neq 0$, что соответствует C-фазе. К выражению (9) следует добавить градиентные члены, которые определяются энергией Франка и являются анизотропными в плоскости слоя. Эта анизотропия приводит к ряду особенностей фазового перехода смектик A—смектик C [9].

Наконец, взаимодействие коротковолнового поля φ и длинноволнового поля ψ в главном приближении описывается следующим выражением:

$$F_{\text{int}} = (\gamma_0/24)\,\psi^2\varphi^2 + (\gamma_1/24q_0^2)\,(\psi\nabla\varphi)^2. \tag{10}$$

Здесь γ_0, γ_1 — константы взаимодействия; q_0 — волновой вектор, фигурирующий в (2). Отметим, что в отличие от первого слагаемого второе слагаемое в (10) анизотропно в плоскости смектического слоя. Некоторые эффекты, связанные с взаимодействием параметра анизотропии и параметра кристаллизации, обсуждались в работе [10], где рассматривалась теория слабой кристаллизации нематика.

Нас будут интересовать достаточно малые значения констант τ, τ_ψ. Для справедливости теории слабой кристаллизации необходимо выполнение неравенств

$$|\tau| \ll a_\parallel q_0^2, \quad |\tau| \ll a q_0^2. \tag{11}$$

Для обеспечения малости угла наклона директора по отношению к нормали к смектическим слоям в C-фазе (или близости смектика A к C-фазе) необходимо выполнение условия $|\tau_\psi| \ll \lambda_\psi$. Кроме того, на константы γ_0 и γ_1 в рамках рассматриваемой модели следует наложить условие

$$\gamma \equiv \gamma_0 + \gamma_1\theta(-\gamma_1) > -\sqrt{6\lambda\lambda_\psi}, \tag{12}$$

где $\theta(x)$ — ступенчатая функция. При нарушении (12) квадратичная форма по ψ^2, φ^2, определяемая (1), (9), (10), не будет положительно определена. Это означает, что при малых τ, τ_ψ модель теряет смысл, так как описывает неустойчивое состояние.

Как впервые показал Бразовский [11], большую роль в теории слабой кристаллизации играют флуктуации поля φ. В смектической A-фазе флуктуируют в основном компоненты поля φ с волновыми векторами вблизи окружности $|\mathbf{q}|=q_0$, $\mathbf{ql}=0$ в обратном пространстве. Наличие анизотропии слоя приводит к изменению силы флуктуаций в разных точках этой окружности. При сильной анизотропии слоя флуктуации сосредоточены вблизи дискретного числа точек (см. раздел 1), при слабой анизотропии следует учитывать флуктуации на всей окружности. Последнее относится как к C-фазе со слабой анизотропией слоя, так и ко всем кристаллическим фазам, которые возникают в результате слабой кристаллизации этой фазы (разумеется, слои в этих кристаллических фазах анизотропны).

Это означает, что флуктуации поля φ имеют аномально большой фазовый объем, что приводит к ряду качественных эффектов. Так, даже при $\mu=0$ в (1) флуктуации срывают фазовый переход, связанный с кристаллизацией, на первый род. Количественно сила флуктуаций характеризуется безразмерным параметром

$$P = \lambda q_0 T/10\Delta\,(aa_\parallel)^{1/2}. \tag{13}$$

Здесь Δ — щель в спектре флуктуаций φ (затравочно она равна τ). При $P \gtrsim 1$ роль флуктуаций обязательно надо учитывать.

Для детального количественного анализа предлагаемой модели с учетом флуктуаций необходимо решить уравнение для щели Δ, включающее флуктуационный член [3, 10, 11]. При $\psi=0$ это уравнение исследовалось в работе [3], решить его можно только численно. Включение параметра ψ, разумеется, несколько модифицирует уравнение для щели (ср. [10]). Однако качественно температурная зависимость Δ остается такой же, как и при $\psi=0$: щель Δ уменьшается с уменьшением τ в смектической фазе, при дальнейшем понижении τ щель растет, скачком увеличиваясь в точках (межкристаллических) фазовых переходов (первого рода).

В нашей предыдущей работе [3] мы рассмотрели влияние флуктуаций φ на такие макроскопические характеристики вещества, как сжимаемость или теплоемкость. Особенно чувствительными к флуктуациям φ оказались объемные коэффициенты вязкости. Весь этот анализ применим и при включении параметра анизотропии ψ. В частности, справедливы все выражения для аномальных частей вязкостей и других величин, в которых фигурирует щель Δ в спектре флуктуаций φ.

Выше речь шла только о флуктуациях поля φ. Вблизи перехода смектик A—смектик C (который является фазовым переходом второго рода) становятся существенными флуктуации ψ. Возможные физические следствия этого явления разобраны в [9, 12]. Отметим только, что флуктуации ψ не меняют качественно картины слабой кристаллизации, приводя только к ренормировке параметров, фигурирующих в (9), (10), в узкой окрестности линии перехода. В этом смысле флуктуации поля φ оказываются гораздо существеннее, приводя к ряду следствий, качественно меняющих среднеполевую картину.

3. Фазовая диаграмма слабой кристаллизации смектиков A—C

Мы будем изучать устройство фазовой диаграммы в переменных τ, τ_ψ при различных значениях параметров γ_0 и γ_1. Используя результаты нашей работы [3] (где рассматривалась слабая кристаллизация, описываемая энергией (1), (2)), легко построить фазовую диаграмму для пре-

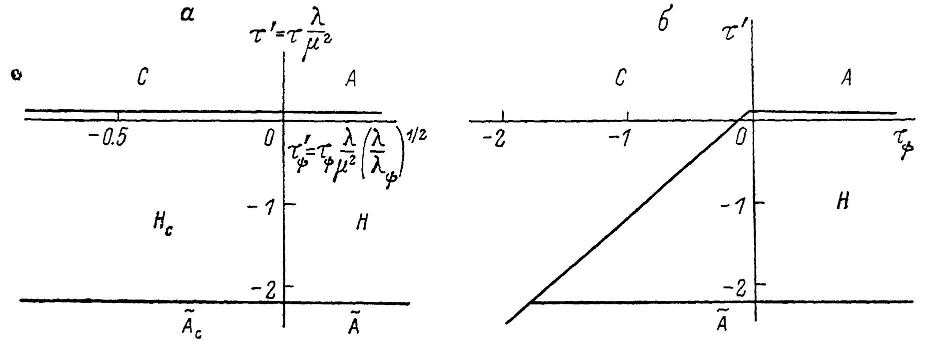

Рис. 1.

небрежимо малых значений γ_0 и γ_1. Результат приведен на рис. 1, *а*. При его построении мы считали вершину λ в (1) константой и пренебрегали флуктуациями φ.

Области, обозначенные на рис. 1, *а* буквами A, C, H, H_c, соответствуют областям стабильности смектиков A и C, а также гексагонального кристаллического смектика B и гексагонального кристалла с наклоном молекул (так называемый смектик B_c). Области $\tilde{A}$ и $\tilde{A}_c$ соответствуют смектикам A и C с одномерной модуляцией слоев. С симметрийной точки зрения фазы $\tilde{A}$ и $\tilde{A}_c$ эквивалентны (строго говоря, эти фазы с двумерной модуляцией плотности относятся не к смектикам, а к дискотикам).

Приступим теперь к изучению особенностей фазовой диаграммы, связанных с наличием энергии взаимодействия (10). При малых значениях γ (12) диаграмма вблизи начала координат качественно сохраняет тот же вид, что и на рис. 1, *а*, только появляются наклоны линий, ограничивающих области существования различных фаз. При увеличении $|\gamma|$ возникают некоторые особенности.

При конечных γ легко исследовать асимптотическую область больших значений $|\tau|$, $|\tau_\psi|$. В этой области заведомо применима теория среднего поля, в рамках которой легко вычислить энергии всех фаз, так как при больших $|\tau|$, $|\tau_\psi|$ можно пренебречь вкладом, связанным с кубическим членом в (1). В результате такого вычисления можно построить фазовую диаграмму системы, на которой, как выясняется, фигурируют те же фазы, что и на рис. 1, *а*.

Кратко перечислим особенности этой асимптотической диаграммы. При $\tau_\psi < 0$ имеются три фазы C, $\tilde{A}_c$, $\tilde{A}$, границы между которыми определяются следующими соотношениями:

$$C - \tilde{A}_c: \quad \tau = \gamma\tau_\psi/2\lambda_\psi; \qquad \tilde{A}_c - \tilde{A}: \quad \tau = 3\tau_\psi\lambda/\gamma.$$

При $\tau_\psi > 0$ имеются три фазы A, H, $\tilde{A}$, причем фаза H тянется узкой полосой вдоль оси $\tau = 0$ между фазами A и $\tilde{A}$. Фаза H_c в асимптотической области отсутствует.

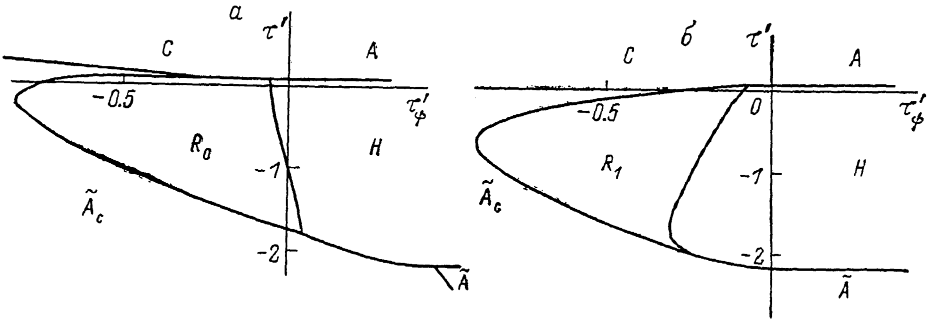

Рис. 2.

С ростом γ уменьшается область существования фазы $\tilde{A}_c$ и при $\gamma > \sqrt{6\lambda\lambda_\psi}$ она исчезает с фазовой диаграммы. В результате последняя приобретает вид (рис. 1, *б*).

Полный расчет фазовой диаграммы с учетом кубического члена в (1) даже в теории среднего поля может быть произведен лишь численно. В качестве примера на рис. 2 изображены найденные численно фазовые диаграммы для значений параметров $\gamma_0=0$, $\gamma_1=-\sqrt{6\lambda\lambda_\psi}/4$ (*а*) и $\gamma_0=0$, $\gamma_1=\sqrt{6\lambda\lambda_\psi}/4$ (*б*). На этих диаграммах фигурируют кристаллические фазы R_0 и R_1, которые характеризуются конденсатом поля φ, в главном приближении имеющим следующий вид:

$$\langle\varphi\rangle = \mathrm{Re}\,[a_1 \exp(i\mathbf{q}_1\mathbf{r}) + a_2 \exp(i\mathbf{q}_2\mathbf{r}) + a_2 \exp(i\mathbf{q}_3\mathbf{r})]. \tag{14}$$

Здесь векторы $\mathbf{q}_1$, $\mathbf{q}_2$, $\mathbf{q}_3$ лежат в плоскости смектического слоя и составляют правильный треугольник со стороной q_0. В фазе R_0 вектор $\boldsymbol{\psi}$ параллелен $\mathbf{q}_1$, при этом $\gamma a_1 < a_2\gamma$; в фазе R_1 вектор $\boldsymbol{\psi}$ перпендикулярен $\mathbf{q}_1$, при этом $\gamma a_1 > a_2\gamma$. Из-за разной величины амплитуд a_1 и a_2 фазы R_0, R_1 являются ромбическими, а не гексагональными.

Диаграммы (рис. 2) отражают ряд общих особенностей, присущих рассматриваемой системе и выявившихся в ходе численного счета. Наклонная смектическая фаза $\tilde{A}_c$ проявляет возвратное (re-entrant) поведение, которое исчезает только при $\gamma=0$. В промежутке между областями стабильности этой фазы возникают наклонные ромбические кристаллические структуры: R_0 при $\gamma < 0$ и R_1 при $\gamma > 0$. При малых γ амплитуды a_1 и a_2 в (14) близки, поэтому рентгенографически фазы R_0, R_1 идентифицируются как гексагональные. В то же время в этих фазах директор наклонен по отношению к нормали $\mathbf{l}$. Такие фазы традиционно именуют H_c, что мы и делали выше при рассмотрении малых γ.

Указанные особенности фазовой диаграммы согласуются с выводами, полученными в работе [10], где исследовалась теория слабой кристаллизации нематиков.

Обсудим характер переходов между фазами (рис. 2). В рамках теории Ландау непрерывными являются переходы $C—\tilde{A}_c$, $\tilde{A}—\tilde{A}_c$, $A—C$, остальные переходы между фазами (рис. 2) являются переходами первого рода. Несколько модифицирует эти выводы учет флуктуаций φ, которые при достаточно малых $|\tau_\psi|$ могут сделать переход $C—\tilde{A}_c$ фазовым переходом первого рода. Таким образом, при достаточной силе флуктуаций на линии переходов $C—\tilde{A}_c$ появляется трикритическая точка, координата которой определяется оценкой

$$\tau_\psi \simeq -\lambda\lambda_\psi T/10\,|\gamma|\,(\alpha\alpha_1)^{1/2}. \tag{15}$$

До сих пор мы считали вершину взаимодействия λ в (1) константой. Учет ее зависимости от угла θ между волновыми векторами приводит в рассматриваемой картине примерно к тем же следствиям, что при рассмотрении кристаллизации смектиков A [3]. Разумеется, конкретный вид фазовой диаграммы зависит от явного вида функции λ (θ). Однако можно высказать ряд общих утверждений. По мере роста анизотропии λ (θ) возрастает число реализуемых фаз. При больших отрицательных τ (и $\tau_\psi < 0$) стабильными становятся рассмотренные выше ромбические фазы. В качестве промежуточных могут реализовываться и квазикристаллические фазы.

Несколько слов о роли флуктуаций поля φ в формировании фазовой диаграммы. Выше уже говорилось о флуктуационной природе фазового перехода первого рода $C—\tilde{A}_c$. По мере роста параметра (13) проявляется тенденция к последовательному исчезновению промежуточных фаз на фазовой диаграмме. В конце концов при достаточной силе флуктуаций на диаграмме остаются только четыре фазы: A, $\tilde{A}$, C, $\tilde{A}_c$. Характер переходов $A—\tilde{A}$, $C—\tilde{A}_c$ при этом определяется только флуктуациями φ.

Проведенный выше анализ носил по необходимости в основном качественный характер. Это связано как со сложностью самого явления слабой кристаллизации анизотропных систем, так и с большим количеством параметров, входящих в теорию. Тем не менее нам удалось сделать ряд заключений, которые могут быть проверены экспериментально. В первую очередь — это утверждения, касающиеся вида фазовой диаграммы, которая оказывается достаточно сложной. В экспериментах по рассеянию нейтронов или рентгеновских лучей можно проверить утверждения, касающиеся парного коррелятора поля φ, непосредственно связанного со структурным фактором. Наконец, измерение температурного хода теплоемкости, сжимаемости и (что наиболее перспективно) вязкости дает информацию о флуктуациях поля φ.

Нам кажется, что теория слабой кристаллизации позволяет связать все эти разнородные данные в единую картину.

Список литературы

[1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. I. М.: Наука, 1976. 584 с.

[2] Leadbetter A. J., Mazid M. A., Kelly B. A., Goodby J. W., Gray G. W. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. N 9. P. 630—633.

[3] Кац Е. И., Лебедев В. В., Муратов А. Р. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1338—1343.

[4] Collett J., Sorensen L. B., Pershan P. S., Als Nielsen J. // Phys. Rev. A. 1985. V. 32. N 2. P. 1036—1043.

[5] Halperin B. I., Lubensky T. C., Ma S. K. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. N 6. P. 292—295.
[6] Halperin B. I., Lubensky T. C. // Sol. St. Comm. 1974. V. 14. N 10. P. 997—1001.
[7] Day A. R., Lubensky T. C. // Phys. Rev. A. 1984. V. 30. N 1. P. 481—487.
[8] Chandrasekhar S. // Advances in liquid crystals / Ed. J. F. Johnson, M. Porter. N. Y.: Acad. Press, 1982. V. 5. P. 47—78.
[9] Kats E. I., Lebedev V. V. // Physica A. 1986. V. 135. N 4. P. 601—619.
[10] Кац Е. И., Муратов А. Р. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 4. С. 159—166.
[11] Бразовский С. А. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. N 1. С. 175.
[12] Гурович Е. В., Кац Е. И., Лебедев В. В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 4. С. 167—182.

Институт теоретической физики
им. Л. Д. Ландау АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
29 ноября 1988 г.