высоких температурах, но значительно ниже T_g наблюдается интенсивный рост ε в зависимости от напряженности электрического поля. Характер этой зависимости аналогичен росту ε в зависимости от температуры вблизи T_g.

Таким образом, из проведенных исследований следует, что интенсивный рост диэлектрической проницаемости фтороцирконатных стекол вблизи T_g есть их общее свойство. Эффект повторим, если стекла не нагревать до процессов кристаллизации. Переход стекло–жидкость обладает всеми свойствами фазового перехода. При переходе через точку T_g наблюдается скачкообразное изменение не только ε, но и проводимости. О наличии сильной поляризуемости в размягченном состоянии свидетельствует и полевая зависимость диэлектрической проницаемости.

Падение проводимости и ε при температуре выше T_g свидетельствует о процессах кристаллизации в стекле.

Список литературы

[1] Игнатюк В.А., Гончарук В.К., Компанец Д.А., Меркулов Е.Б., Завертан А.Е. // XXXV Всеросс. межвуз. науч.-техн. конф. Владивосток, 1992. С. 88–90.

[2] Игнатюк В.А., Компанец Д.А., Гончарук В.К., Меркулов Е.Б. // Электрические свойства фтороцирконатных стекол: Стеклообразное состояние. Владивосток, 1991. С. 324.

[3] Игнатюк В.А., Гончарук В.К., Компанец Д.А. // II Всес. конф. по физике стеклообразных твердых тел. Рига, 1991. С. 134.

© *Физика твердого тела, том 37, № 3, 1995*
Solid State Physics, vol. 37, N 3, 1995

КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ИЗОТРОПНАЯ ЖИДКОСТЬ–НЕМАТИК С ДИСЛОКАЦИЯМИ И ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

Б.М.Хасанов

Казанский государственный университет

(Поступило в Редакцию 6 июня 1994 г.)

Большое разнообразие наблюдаемых в нематическом жидком кристалле оптических явлений почти полностью обусловлено структурой дефектов дальнего ориентационного порядка в мезофазе. Природа дефектов сейчас становится более понятной, и с очевидностью проявляется их важная роль при фазовых превращениях. Стоит упомянуть, что стабильные системы линейных дефектов объясняют существование «голубой фазы» холестерических жидких кристаллов.

В настоящей работе мы рассмотрим влияние точечных и линейных дефектов на критические свойства при фазовом переходе изотропная жидкость–нематик (ИЖ–Н). Критическое поведение при фазовом переходе ИЖ–Н с точечными замороженными примесями уже рассматривалось методом полевой ренормализационной группы [1]. В этой работе было, в частности, показано, что если ограничиться только примесями типа «случайная температура», то фиксированная точка уравнений ренормгруппы чистой системы является по-прежнему устойчивой. Из этого следует, что точечные примеси не влияют на критические свойства системы. Последнее утверждение справедливо только в однопетлевом приближении. Роль линейных дефектов практически не изучена, хотя еще в [2] предполагалось, что ими определяется статистическая механика вблизи перехода ИЖ–Н.

Следует отметить, что исследование методами ренормгруппы критического поведения магнитных систем с линейными примесями привело к новым качественным результатам по сравнению с чистыми системами [3].

Рассмотрим модель Ландау-де Жена для фазового перехода ИЖ–Н с примесями. Гамильтониан модели имеет вид

$$H = \frac{1}{2}\int\limits_{\mathbf{q}} \left(\varkappa_0^2 + q^2\right) + \frac{B}{3!}\int\limits_{\mathbf{q}} \mathrm{Sp}Q^3 + \frac{C}{4!}\int\limits_{\mathbf{q}} \left(\mathrm{Sp}Q^2\right)^2 + H_{\mathrm{imp}}, \tag{1}$$

$\int\limits_{\mathbf{q}} = \int d\mathbf{q}/(2\pi)^3$, Q — тензорный параметр порядка третьего ранг; $\varkappa_0$, B и C — затравочные значения обратного корреляционного радиуса и констант взаимодействия соответственно. Для гамильтониана H_{imp} запишем

$$H_{\mathrm{imp}} = \sum_i \int\limits_{\mathbf{q}} V(\mathbf{q})\mathbf{e}^{\mathbf{i}\mathbf{q}\mathbf{r}_i}\mathbf{Q}_{\alpha\beta}(\mathbf{k})\mathbf{Q}_{\alpha\beta}(\mathbf{q}-\mathbf{k}), \tag{2}$$

где будем считать, что $V(\mathbf{q})$ не зависит от импульса, а i — номер точечного дефекта, упорядоченного в линии.

Реальные линейные дефекты в нематиках не образуют точные прямые линии, поэтому провести суммирование в (2) в пределах одного протяженного дефекта весьма затруднительно. Более того, нет строгой периодичности в расположении дефектов на такой линии. Все это делает задачу неразрешимой. Однако качественный анализ влияния протяженных дефектов на фазовый переход ИЖ–Н все же можно сделать. Представим линейный дефект как совокупность прямых линий, так что все протяженные дефекты образуют хаотически разбросанные по объему образца прямые линии точечных дефектов. Мы также предположим наличие периодичности в расположении последних в пределах таких прямых линий. Это довольно грубое приближение, но оно позволит провести все вычисления до конца и, можно надеяться, даст качественно правильный результат.

После этого потенциал одного прямого дефекта, направленного, например, по оси z, имеет вид

$$u(q_z) = V\sum_i e^{iq_z z_i} \propto \delta_{q_z,0}. \tag{3}$$

Ввиду того что мы рассматриваем два сорта дефектов (точечные и протяженные), в используемой примесной диаграммной технике будут две примесные диаграммные линии. Одна линия соответствует усреднению по точечным, а другая — по протяженным дефектам. Этим линиям можно сопоставить коррелятор коэффициентов перед квадратичным членом в гамильтониане (2). Фурье-преобразование коррелятора имеет вид [3]

$$u + w \sum_{i}^{m} \delta(\mathbf{k}\mathbf{n}_i). \tag{4}$$

Здесь $\mathbf{n}_i$ — случайным образом ориентированные единичные векторы, вдоль которых расположены линейные дефекты ($m \gg 1$).

Определим инвариантные заряды так, чтобы в каждом порядке теории возмущения вершины перенормировались одинаковым образом ($g = B^2$)

$$c = \frac{1}{32\pi} \varkappa^{-4+d+2\eta} C(0), \qquad g = \frac{1}{32\pi} \varkappa^{-6+d+3\eta} g(0),$$

$$u = \frac{1}{32\pi} \varkappa^{-4+d+2\eta} u(0), \qquad w = \frac{1}{16\pi^2} \varkappa^{-4+d-1+2\eta} w(0). \tag{5}$$

В используемой диаграммной технике коррелятору (4) сопоставим сумму $m+1$ примесных линий. В однопетлевом приближении из трехвостовой вершины получим выражение для индекса восприимчивости

$$\gamma \approx 1 + (7/3)c - (7/8)g - 2u - 2mw. \tag{6}$$

В том же приближении индекс Фишера равен

$$\eta = (7/24)g + (4/3)mw.$$

В правых частях уравнений для инвариантных зарядов оставим только главные по m слагаемые. Это означает, что, например, в уравнении для u вклад w^2 должен содержать множитель m^2, т.е. соответствующая диаграмма получается в результате усреднения по разным протяженным дефектам. При этом сумма всех таких графиков заменяется интегралом по углам, которые пробегают единичные векторы $\mathbf{n}_i$ [3]. В результате система уравнений для инвариантных зарядов примет вид

$$dc/dt = (-1/2)c + (13/3)c^2 - (59/24)gc + (125/384)g^2 -$$
$$-12cu + 3gu - (32/3)cwm + 3gwm,$$
$$dg/dt = (-3/2)g + 4gc + (13/16)g^2 - 12gu - 10gwm,$$
$$du/dt = (-1/2)u - 8u^2 + (14/3)uc - (35/24)ug - (32/3)uwm - (3/4)\pi^2 w^2 m^2,$$
$$dw/dt = -w + (14/3)wc - 4wu - (35/24)wg - (8/3)w^2 m, \tag{7}$$

где $t = \ln \varkappa^2$.

Координаты единственной устойчивой фиксированной точки (ФТ) A_+^r уравнений (7) равны

$$c = 0.361, \quad g = 0.414, \quad u = 0.008, \quad mw = 0.019. \tag{8}$$

Фазовая траектория, приводящая к устойчивой ФТ (8), определяется затравочными постоянными в гамильтониане (1) и концентрациями дефектов. Если $c_0 \propto g_0 \gg u_0 \propto w_0$, то изображающая точка системы уравнений (7) прежде чем оказаться около ФТ A_+^r (8) проходит через окрестность ФТ A_+ ($g = 0.386$, $c = 0.297$, $u = w = 0$), впервые полученной в [4]. Отметим, что она неустойчива только к наличию протяженных дефектов. Таким образом, по мере приближения к критической точке критические индексы последовательно могут принимать значения, соответствующие гауссовой ФТ (индексы среднего поля) и ФТ A_+ и A_+^r (индексы чистого и дефектного нематика). Если $c_0 \gg g_0 \propto u_0 \propto w_0$, то изображающая точка последовательно проходит через окрестность ФТ $O(5)$ ($g = u = w = 0$, $c = 3/26$) и $O^r(5)$ ($g = 0$, $c = 0.251$, $u = w = 0.026$), а уже потом попадает в устойчивую ФТ A_+^r. Если критическое поведение связано с ФТ (8), то в этом случае $\gamma \approx 1.43$, $\eta \approx 0.15$. Полученные значения индексов велики для того, чтобы удовлетворительно описать экспериментальные данные. Однако можно надеяться, что, поскольку вклады от тройной и четверной вершин в индекс γ противоположны по знаку, произойдет их частичная компенсация и в двухпетлевом приближении идекс γ уменьшится. К сожалению, двухпетлевые вычисления в четырехзарядной теории весьма затруднительны. При этом необходимо помнить о наличии комплексных собственных значений линеаризованной вблизи ФТ (8) системы уравнений (7). Это приводит к осциллирующим поправкам к законам скейлинга [5].

Принципиальным выводом данной работы является то, что фазовый переход ИЖ–Н проходит с образованием протяженных дефектов, которые влияют на критическое поведение.

В заключение отметим, что если параллельные дефекты в образце все же существуют, то устойчивой будет ФТ с координатами $c = 0.608$, $g = 0.476$, $w = 0.126$, $u = 0$. При этом $\gamma = 1.75$, а индексы η и ν будут анизотропны. Поскольку существующие экспериментальные данные не подтверждают анизотропию индексов, то приближение параллельных линий дислокаций вблизи критической точки здесь обсуждать преждевременно.

Список литературы

[1] Хасанов Б.М., Белов С.И. // ФТТ. 1994. Т. 36. № 4. С. 1073–1077.
[2] Kosterlitz J.M., Thouless D.I. // J. Phys. C. 1973. V. 6. P. 1181–1203.
[3] Дороговцев С.Н. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 2. С. 321–327; ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 2053–2067.
[4] Корженевский А.Л., Шалаев Б.Н. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 2166–2177.
[5] Khmelnitskii D.E. // Phys. Lett. A. 1978. V. 67. P. 59–62.