УДК 532.783. 548-14

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НА ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД НЕМАТИЧЕСКИЙ ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ–ИЗОТРОПНАЯ ЖИДКОСТЬ

Б.М.Хасанов, С.И.Белов

Исследовано влияние неравновесных примесей на критические свойства фазового перехода нематический жидкий кристалл–изотропная жидкость. Показано, что роль примесей в предпереходных аномалиях несущественна.

Хорошо известно, что структура и свойства жидких кристаллов весьма чувствительны к наличию в них примесей. Характер фазовых переходов также может сильно зависеть от имеющихся в образце примесей, которые не успевают прийти в термодинамическое равновесие с матрицей. Такие примеси остаются вмороженными (quenched) в виде некоторой конфигурации. Вблизи фазового перехода происходит перенормировка эффективного взаимодействия между примесями. В гамильтониане Гинзбурга–Ландау это может быть интерпретировано как случайные вариации его параметров, которые по мере приближения к критической температуре перенормируются. Теоретическому анализу этих вопросов уделяется еще недостаточное внимание.

В настоящей работе мы применим метод полевой ренормгруппы для исследования критического поведения примесной Q-модели, параметром порядка в которой является симметричный бесследовый тензор ранга n. Случай $n = 3$ соответствует фазовому переходу нематический жидкий кристалл–изотропная жидкость [1], а при $n = 2$ Q-модель сводится к известной XY-модели.

Известно, что в Q-модели в разложении Ландау для свободной энергии существует инвариант третьего порядка. В работах [2,3] сильные предкритические явления связывались с наличием изолированной особой точки, в которой коэффициент при этом инварианте обращался в нуль. Другой вариант критического поведения связывался с наличием масштабно-инвариантного решения уравнений ренормгруппы [4–6]. В частности, в [6] было показано, что для анализа критического поведения при $n > 2$ необходимо рассматривать эволюцию с температурой вершин третьего и четвертого порядков совместно. В связи с этим удобно провести вычисления непосредственно в трехмерном пространстве.

Рассмотрим немагнитные примеси, которые не изменяют вращательную симметрию системы. В этом случае гамильтониан

Гинзбурга–Ландау в импульсном пространстве имеет вид

$$H = \frac{1}{2!}\int\limits_{q_1 q_2} v_2(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)Q_{\alpha\beta}(\mathbf{q}_1)Q_{\alpha\beta}(\mathbf{q}_2) + \frac{1}{3!}\int\limits_{q_1 q_2 q_3} v_3(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2\mathbf{q}_3)Q_{\alpha\beta}(\mathbf{q}_1)\times$$

$$\times Q_{\beta\gamma}(\mathbf{q}_2)Q_{\gamma\alpha}(\mathbf{q}_3) + \frac{1}{4!}\int\limits_{q_1 q_2 q_3 q_4} v_4(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2\mathbf{q}_3\mathbf{q}_4)Q_{\alpha\beta}(\mathbf{q}_1)Q_{\alpha\beta}(\mathbf{q}_2)Q_{\gamma\delta}(\mathbf{q}_3)Q_{\gamma\delta}(\mathbf{q}_4)+$$

$$+\frac{1}{4!}\int\limits_{q_1 q_2 q_3 q_4} v_4'(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2\mathbf{q}_3\mathbf{q}_4)Q_{\alpha\beta}(\mathbf{q}_1)Q_{\beta\gamma}(\mathbf{q}_2)Q_{\gamma\delta}(\mathbf{q}_3)Q_{\delta\alpha}(\mathbf{q}_4). \tag{1}$$

Здесь $Q_{\alpha\beta}$ — симметричный бесследовый тензор ранга n и $\int\limits_q = \int d^d\mathbf{q}/(2\pi)^d$; v_2; v_3, v_4 — случайные поля, для которых мы предполагаем отсутствие крупномасштабных корреляций, а также трансляционную инвариантность всех средних.

Так как средние от v преобразуются по полной пространственной группе системы в отсутствие примесей, то можно записать [7]

$$\langle v_2(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)\rangle = (r + q_1^2)\delta(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2),$$

$$\langle v_3(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2\mathbf{q}_3)\rangle = B\delta(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_3),$$

$$\langle v_4(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2\mathbf{q}_3\mathbf{q}_4)\rangle = C\delta(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_3 + \mathbf{q}_4),$$

$$\langle v_4'(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2\mathbf{q}_3\mathbf{q}_4)\rangle = U\delta(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_3 + \mathbf{q}_4). \tag{2}$$

Усреднение в (2) проводится с плотностью распределения полей v в гамильтониане H. Наряду с параметрами B, C и U преобразования ренормгруппы изменяют также и средние $\langle\delta v \delta v\rangle$, где δv определяют отклонения от трансляционной инвариантности $v = v + \delta v$.

Для трехмерного пространства необходимо учитывать следующие кумулянты:

$$\langle\delta v_i(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)\delta v_j(\mathbf{q}_3\mathbf{q}_4)\rangle = \Delta_{ij}\delta(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_3 + \mathbf{q}_4),$$

$$\Delta_{ij} \in \{\Delta_{rr}, \Delta_{BB}, \Delta_{rB}, \Delta_{rC}, \Delta_{rU}\}. \tag{3}$$

Таким образом, для исследования критических свойств примесной Q-модели требуется получить уравнения ренормгруппы для величин B, C, U, а также шести кумулянтов Δ_{ij}. Общий вид этих уравнений довольно громоздкий, хотя некоторое упрощение возникает при $n = 3$, когда два инварианта четвертой степени в гамильтониане (1) перестают быть не независимыми. В этом случае число уравнений уменьшается до шести и численное решение дает фиксированные точки с положительными B^2 и C (см. таблицу). Здесь мы не даем значения

Значения B^2, C и Δ_{rr} для шести фиксированных точек

	$O(5)$	A_+	A_-	$O^R(5)$	A_+^R	A_-^R
B^2	0	1.089	0.386	0	1.081	0.372
C	3/26	0.1538	0.2966	3/32	0.1527	0.298
Δ_{rr}	0	0	0	−1/128	0.005	0.006

для фиксированных точек остальных Δ_{ij}, так как в однопетлевом приближении критические индексы от них не зависят. Отметим только, что они меньше, чем Δ_{rr} и $\Delta_{BB} > 0$.

Первые три фиксированные точки с $\Delta_{rr} = 0$, впервые полученные в [6], отвечают случаю беспримесной Q-модели. Напомним ситуацию при $\Delta_{ij} = 0$. Фиксированная точка $O(5)$ является седлом и соответствует пятикомпонентной модели Гейзенберга, которой изоморфна Q-модель при $n = 3$ и $B = 0$. Эта фиксированная точка описывает критическое поведение нематика вблизи изолированной особой точки. Фиксированные точки A_+ и A_- есть соответственно седло и устойчивый фокус. Для чистой системы критические аномалии могут быть связаны либо с фиксированной точкой $O(5)$, либо с устойчивой фиксированной точкой A_-, причем существование последней обусловлено специфическим характером взаимодействия флуктуаций в нематике. Учет примесей приводит к появлению дополнительных фиксированных точек $O^R(5)$, A_+^R и D_-^R, причем из всех шести фиксированных точек только $O^R(5)$ и A_-^R являются устойчивыми. Поскольку Δ_{rr}, по определению, должна быть положительной, фиксированная точка $Q^R(5)$ физического смысла не имеет. Новая устойчивая примесная фиксированная точка A_-^R находится настолько близко к фиксированной точке A_-, что критическое поведение в чистой и примесной системах экспериментально не различимо. Действительно, критический индекс Фишера η, как и в чистой системе, равен $\eta = 7B^2/24$, а для η и индекса корреляционной длины ν можно получить соотношение

$$2 - \eta - \nu^{-1} = \frac{14}{3}C - \frac{7}{4}B^2 - 4\Delta_{rr}. \tag{4}$$

Последнее слагаемое в правой части соотношения (4) показывает, что влияние примесей на критические индексы несущественно, так как $\Delta_{rr} \ll 1$. Следует отметить, что если ограничиться рассмотрением примесей типа случайная температура, т.е. только $\Delta_{rr} \neq 0$, то дополнительно к фиксированной точке чистой системы мы получим только нефизическую фиксированную точку $O^R(5)$. Анализ уравнений ренормгруппы показывает, что в примесном нематике фиксированная точка $O(5)$ по-прежнему неустойчива только к сколь угодно малому затравочному B. В этом смысле она не отличается от фиксированной точки $O(5)$ в чистом веществе. Таким образом, если аномальное поведение термодинамических величин вблизи перехода нематик–изотропная жидкость в чистом образце связано с наличием изолированной особой точки $O(5)$, то в примесном нематике смена критического поведения не произойдет.

Проведенный здесь анализ критического поведения справедлив только в однопетлевом приближении уравнений ренормгруппы. Известно, что уже в чистом веществе оно не является удовлетворительным. Можно только предположить, что учет двухпетлевых диаграмм из-за аномального знака поправки к тройной вершине приведет к компенсации вкладов вершин B и C. В результате критические индексы будут ближе к экспериментальным значениям. Поэтому можно надеяться, что фиксированные точки примесного нематика A и A^R на фазовой диаграмме уравнений ренормгруппы будут по-прежнему находиться близко друг к другу и в следующих порядках теории возмущения.

Один из авторов (Б.М.Х.) выражает благодарность О.В.Недопекину за помощь при численном решении. Работа этого же автора была частично поддержана грантом Sloan Foundation, присужденным Американским физическим обществом.

Список литературы

[1] De Gennes P.G. // Phys. Lett. A. 1969. V. 30. P. 5–6.
[2] Вигман П.Б., Ларкин А.И., Филев В.М. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 6. С. 1883–1894.
[3] Lubensky T.C., Priest R.G. // Phys. Lett. A. 1974. V. 48. P. 103–104; Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 9. P. 4159–4171.
[4] Корженевский А.Л. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 2. С. 359–367.
[5] Городецкий Е.Е., Запрудский В.М. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. № 1. С. 202–207.
[6] Корженевский А.Л., Шалаев Б.Н. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 6. С. 2166–2177.
[7] Lubensky T.C. // Phys. Rev. B. 1975. V. 11. P. 3573–3580.

Казанский государственный университет

Поступило в Редакцию
7 июля 1993 г.
В окончательной редакции
15 ноября 1993 г.