Письма в ЖЭТФ, том 90, вып. 11, с. 818 – 820

Концентрационный фазовый переход в системах со слабой анизотропией

А. И. Морозов[1)], *А. С. Сигов*

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет) 119454 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 сентября 2009 г.

После переработки 27 октября 2009 г.

Рассмотрены системы со слабой анизотропией типа "легкая ось", содержащие примеси типа "случайное локальное поле". В диапазоне размерностей пространства $2 \leq d \leq 4$ найдена зависимость от константы анизотропии для критической концентрации примесей, ведущей к разрушению дальнего порядка.

PACS: 64.60.Bd

Фазовым переходам в системах, содержащих дефекты, посвящено огромное количество работ (смотри, например, монографии [1, 2] и обзоры [3, 4]). По своему воздействию на параметр порядка дефекты можно разделить на две большие группы: дефекты типа "локальная температура перехода", изменяющие вблизи себя локальную восприимчивость системы, и дефекты типа "локальное поле", создающие вблизи себя поле, сопряженное параметру порядка (конечно, реальный дефект типа "случайное поле" имеет и температурную компоненту).

Если в описании систем с дефектами типа "локальная температура перехода" достигнут существенный прогресс, связанный с работами Доценко и соавторов (см., например, обзор [3]), то успехи в описании систем с дефектами типа "случайное локальное поле" не так впечатляющи, что связано с нарушением репличной симметрии в системах с сингулярностями Гриффица [3, 5].

В известной работе Имри и Ма [6] показано, что в системах с непрерывной симметрией параметра порядка при размерности пространства $d < 4$ сколь угодно малая концентрация примесей, создающих случайное локальное поле, сопряженное параметру порядка, или случайную анизотропию приводит к разрушению дальнего порядка даже в основном состоянии. Система переходит в состояние с изменяющимся параметром порядка, который следует за пространственными флуктуациями направления случайного поля или оси анизотропии. В системе типа Изинга с однокомпонентным параметром порядка такое разрушение имеет место при $d < 2$.

Аналогичное этому явление разрушения слабыми центрами пиннинга дальнего порядка в решетке абрикосовских вихрей в сверхпроводнике второго рода было предсказано в более ранней работе Ларкина [7].

Дальнейшие теоретические исследования состояния Ларкина-Имри-Ма [8, 9] выявили степенной характер убывания корреляционной функции параметра порядка с неуниверсальным показателем степени.

В качестве систем с непрерывной симметрией, содержащих примеси типа "случайное локальное поле" или "случайная анизотропия", наряду с магнетиками исследовались жидкие кристаллы в пористой матрице [10 – 12] и сверхтекучий ^{3}He в аэрогеле [13 – 15].

В случае магнетиков система с дефектами типа "случайное поле" реализуется в разбавленном антиферромагнетике, помещенном в однородном магнитном поле. Хорошо известно, что в силу релятивистского характера одноионной анизотропии в магнетиках, ее энергия может быть на много порядков меньше, чем энергия обменного взаимодействия между спинами. Поэтому рассмотрение разбавленных антиферромагнетиков в модели со слабой анизотропией, а не в рамках модели Изинга, является вполне актуальным.

Очевидно, что в системах со слабой анизотропией типа "легкая ось" при размерности пространства $2 \leq d \leq 4$ разрушение дальнего порядка должно происходить при некоторой критической концентрации примесей типа "случайное локальное поле". Нахождение зависимости этой критической концентрации от величины анизотропии является целью данной работы.

Рассмотрим систему со случайно расположенными примесями, которые в точке своей локализации создают поле h_0 или $-h_0$, коллинеарное легкой оси и

[1)]e-mail: mor-alexandr@yandex.ru

сопряженное параметру порядка η. Знак поля неизменен для каждой отдельно взятой примеси и выбирается также случайным образом. Величина h_0 намного меньше величины молекулярного поля, действующего на параметр порядка в идеальной системе. Средняя по системе концентрация примеси равна c.

Пусть при разрушении дальнего порядка в системе возникают неоднородности, связанные с разворотом параметра порядка через "трудное" направление на характерном масштабе L. Число дефектов в объеме L^d равно cL^d. Флуктуация локального поля в объеме вследствие преобладания дефектов с одним знаком локального поля составит величину порядка

$$h_0 \frac{\sqrt{cL^d}}{L^d} = h_0 \sqrt{\frac{c}{L^d}}.$$

Выигрыш в объемной плотности энергии вследствие разрушения дальнего порядка и возникновения состояния, в котором параметр порядка в каждой области размером L направлен по среднему локальному полю, составит величину

$$w_1 \sim -h_0 \eta \sqrt{c/L^d}. \qquad (1)$$

Проигрыш в объемной плотности энергии за счет возникновения разворотов параметра порядка на характерном масштабе L равен

$$w_2 \sim J\eta^2 / L^2 b^{d-2}, \qquad (2)$$

где Jb^2 – коэффициент при квадратичном члене разложения энергии элементарной ячейки по степеням градиента параметра порядка, b – межатомное расстояние.

Проигрыш в объемной плотности энергии анизотропии за счет отворота параметра порядка от легкой оси имеет вид

$$w_3 \sim K\eta^2 / b^d, \qquad (3)$$

где K – константа анизотропии.

Минимизируя суммарную плотность энергии $w_1 + w_2 + w_3$ по параметру L, находим оптимальное значение L^*:

$$L^* \sim \left(\frac{J\eta b^{2-d}}{h_0 c^{1/2}} \right)^{\frac{2}{4-d}} \sim b \left(\frac{J^2 \eta^2}{h_0^2 x} \right)^{\frac{1}{4-d}}, \qquad (4)$$

где $x = cb^d$ – безразмерная концентрация примесей. Условие $w_1 + w_2 + w_3 < 0$, которое определяет энергетическую выгодность неоднородного основного состояния по сравнению с состоянием с дальним порядком, эквивалентно условию

$$L^* < \Delta, \qquad (5)$$

где $\Delta \approx b\sqrt{J/K}$ есть толщина доменной стенки в слабо анизотропной среде с $K \ll J$. Таким образом, неоднородность параметра порядка имеет столь мелкий масштаб, что доменные стенки не успевают сформироваться на этом масштабе. Поэтому оценка (2) для энергии неоднородности справедлива.

Находя из (5) ограничение на концентрацию примесей, имеем

$$x h_0^2 > K^{2-d/2} J^{d/2} \eta^2. \qquad (6)$$

Легко видеть, что в случае слабой анизотропии ($K \ll \ll J$) критическая концентрация x^*, соответствующая обращению неравенства (6) в равенство, растет с размерностью пространства.

В то же время, оценка (1) справедлива, если $c(L^*)^d \gg 1$. Это неравенство эквивалентно условию

$$x \ll (J\eta/h_0)^{\frac{d}{d-2}}. \qquad (7)$$

В случае слабых дефектов, когда $h_0 < J\eta$, это неравенство выполняется автоматически.

Сильные дефекты ($h_0 > J\eta$) разрушают дальний порядок индивидуально, создавая искажения параметра порядка вблизи каждого дефекта.

В случае $d = 2$ условие (7) эквивалентно требованию $h_0 \ll J\eta$. С учетом условия $h_0 < J\eta$ критическая концентрация x^* должна удовлетворять неравенству

$$x^* \sim \frac{K^{2-d/2} J^{d/2} \eta^2}{h_0^2} \gg \left(\frac{K}{J} \right)^{2-d/2}. \qquad (8)$$

Увеличивая анизотропию (или уменьшая концентрацию дефектов), можно перейти из состояния Ларкина-Имри-Ма в состояние с дальним порядком. Такой переход наблюдался экспериментально в работе [15] для случая сверхтекучего ^{3}He в аэрогеле при деформации аэрогеля.

В работе [16] было теоретически рассмотрено явление возникновения дальнего порядка благодаря появлению анизотропии, индуцированной неизотропным распределением случайных полей, создаваемых самими дефектами.

В заключение отметим, что критическая концентрация примесей типа "случайное локальное поле" существенно зависит от размерности пространства. При одной и той же концентрации дефектов дальний порядок может существовать в объемном образце и разрушаться в нанослое антиферромагнетика при включении магнитного поля. Это открывает возможности для практического применения данного эффекта (к примеру, для управления величиной обменного сдвига петли гистерезиса в многослойной системе ферромагнетик – антиферромагнетик).

---

1. A. P. Levanyuk and A. S. Sigov, *Defects and Structural Phase Transitions*, NY, Gordon and Bridge, 1987.
2. *Spin Glasses and Random Fields*, Ed. A. P. Young, Singapore, World Scientific, 1998.
3. Вик. С. Доценко, УФН **165**, 481 (1995).
4. A. I. Morosov and A. S. Sigov, Comm. Cond. Matt. Phys. **18**, 279 (1998).
5. G. Parisi and Vik. S. Dotsenko, J. Phys. A **25**, 3143 (1992).
6. Y. Imry and S.-k. Ma, Phys. Rev. Lett. **35**, 1399 (1975).
7. А. И. Ларкин, ЖЭТФ **31**, 784 (1970).
8. T. Emig, S. Bogner, and T. Nattermann, Phys. Rev. Lett. **83**, 400 (1999).
9. M. Itakura, Phys. Rev. B **68**, 100405(R) (2003).
10. D. E. Feldmann and R. A. Pelcovits, Phys. Rev. E **70**, 040702(R) (2004).
11. B. M. Khasanov, Письма в ЖЭТФ **81**, 27 (2005).
12. L. Petridis and E. M. Terentjev, Phys. Rev. E **74**, 051707 (2006).
13. A. A. Fedorenko and F. Kuhnel, Phys. Rev. B **75**, 174206 (2007).
14. J. Elbs, Yu. M. Bunkov, E. Collin et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 215304 (2008).
15. G. E. Volovik, J. Low Temp. Phys. **150**, 453 (2008).
16. J. Wehr, A. Niederberger, L. Sanchez-Palencia et al., Phys. Rev. B **74**, 224448 (2006).