Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 9, стр. 511 – 514 *5 мая 1978 г.*

КРИТИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ С ДВУМЯ ПАРАМИ МАГНИТНЫХ ПОДРЕШЕТОК

А.И.Соколов

На основе простой модели рассмотрено критическое поведение кристаллов с двумя антиферромагнитными подсистемами и предложено объяснение обнаруженного недавно экспериментально эффекта "расщепления" критического индекса β. Это расщепление обусловлено специфическими поправками к скейлингу, возникающими из-за наличия билинейного по флуктуациям взаимодействия антиферромагнитных подсистем.

Как известно, существует целый ряд антиферромагнетиков (АФМ), обладающих в упорядоченной фазе четырьмя попарно коллинеарными (или почти коллинеарными) магнитными подрешетками. К их числу относится ортоборат железа Fe_3BO_6, в структуре которого ниже температуры Нееля $T_N = 508$K можно выделить две пары магнитных подрешеток, образованных ионами железа [1]. Недавно в этом кристалле с помощью эффекта Мессбауэра были измерены локальные магнитные поля на ядрах ионов железа в критической области температур [2]. Оказалось, что определенные таким образом температурные зависимости намагниченностей различных подрешеток обнаруживают неожиданную особенность: критический индекс намагниченности подрешеток одной пары несколько отличается от индекса намагниченности подрешеток другой пары, в то время как температуры возникновения АФМ упорядочения для обеих пар в пределах погрешности эксперимента совпадают (подробнее см. [2]). В настоящем сообщении на примере простой модели рассмотрено статическое критическое поведение АФМ указанного типа и предложено, в частности, объяснение обнаруженного в [2] эффекта "расщепления" критического индекса β.

Пусть ϕ_i (x) есть поле флуктуаций параметра АФМ упорядочения i-й пары подрешеток, $i = 1, 2$. Будем считать поля ϕ_i скалярными, т. е. предположим, что наш АФМ является эффективно одноосным по отношению к обеим парам подрешеток; именно эта ситуация, по-видимому, реализуется в Fe_3BO_6. Факт совпадения температур образования конденсата для полей ϕ_1 и ϕ_2 говорит о наличии связи между этими полями, причем такой, что соответствующий гамильтониан взаимодействия содержит билинейный по ϕ_1 и ϕ_2 член. Итак, эффективный гамильтониан поля критических флуктуаций в данном случае имеет вид

$$H = \int d\mathrm{x}\,[(\nabla\phi_1)^2 + (\nabla\phi_2)^2 + r_1\phi_1^2 + r_2\phi_2^2 + \lambda\phi_1\phi_2 + \sum_{k=0}^{4}\gamma_k\phi_1^k\phi_2^{4-k}]. \tag{1}$$

Здесь r_1 и r_2 – некоторые гладкие монотонно растущие функции температуры, проходящие через нуль соответственно в точках $T_{N1}^{(o)}$ и $T_{N2}^{(o)}$, γ_k – затравочные константы связи. В рамках теории Ландау $T_{N1}^{(o)}$ и

$T_{N2}^{(\circ)}$ играют роль точек фазовых переходов для каждой из пар подрешеток в отдельности, т. е. в отсутствие взаимодействия вида $\lambda\phi_1\phi_2$.

Чтобы выяснить, каким образом это взаимодействие влияет на характер фазового перехода, диагонализуем гармоническую часть гамильтониана (1). После надлежащего ортогонального преобразования гамильтониан (1) примет вид

$$H = \int d\mathbf{x}\ [(\nabla\psi)^2 + (\nabla\xi)^2 + r_\circ\psi^2 + R_\circ\xi^2 + \sum_{k=0}^{4} \gamma_k'\psi^k\xi^{4-k}], \qquad (2)$$

где

$$\psi = a\phi_1 - b\phi_2, \quad \xi = b\phi_1 + a\phi_2, \quad a = \sqrt{1-b^2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{r_2 - r_1}{\sqrt{(r_2-r_1)^2+\lambda^2}}}, \qquad (3)$$

$$r_\circ = \frac{1}{2}[r_1 + r_2 - \sqrt{(r_2-r_1)^2+\lambda^2}], \qquad R_\circ = r_1 + r_2 - r_\circ. \qquad (4)$$

Голые "массы" $r_\circ$ и $R_\circ$, как и r_1 и r_2, монотонно растут с температурой. Обозначим через $T_N^{(\circ)}$ и $T_c^{(\circ)}$ точки, где они обращаются в нуль. Легко видеть, что $T_N^{(\circ)} > max(T_{N1}^{(\circ)}, T_{N2}^{(\circ)})$ и $T_c^{(\circ)} < min(T_{N1}^{(\circ)}, T_{N2}^{(\circ)})$. Нас будет интересовать окрестность точки $T_N^{(\circ)}(r_\circ(T_N^{(\circ)}) = 0)$, где поле ψ сильно флуктуирует и может при некоторой температуре $T_N \approx T_N^{(\circ)}$ образовать конденсат[1], а поле ξ является некритическим, причем $<\xi> = 0$. Как следует из (3), при $<\psi> \neq 0$ и $<\xi> = 0$ оба параметра АФМ упорядочения $<\phi_1>$ и $<\phi_2>$ одновременно отличны от нуля. Таким образом, две пары подрешеток действительно переходят в АФМ состояние при одной и той же температуре T_N.

Некритичность поля $\xi(\mathbf{x})$ вблизи T_N еще не позволяет, вообще говоря, сразу пренебречь содержащими ξ членами в гамильтониане (2). Дело в том, что взаимодействие критического и слабофлуктуирующего полей может оказаться существенным в критической области и привести, например, к превращению непрерывного фазового перехода в переход первого рода [3]. Мы, однако, будем предполагать, что "перекрестные" константы связи в (2) достаточно малы и существует широкая область температур, где критическое поведение системы определяется исключительно самодействием поля ψ. В этом температурном интервале эффективный гамильтониан кристалла может быть взят в виде (2) с $\xi \equiv 0$, а параметр порядка $<\psi>$, восприимчивость χ_ψ и т. п. как функции $\tau = |T - T_N|/T_N$ даются обычными степенными выражениями

$$<\psi> \sim \tau^\beta, \qquad \chi_\psi \sim \tau^{-\gamma}. \qquad (5)$$

Найдем далее температурные зависимости намагниченностей подрешеток $<\phi_1>$ и $<\phi_2>$ двух АФМ подсистем. Из (3) при условии $<\xi> = 0$ сразу же получим

$$<\phi_1> = a<\psi> \sim a\tau^\beta, \qquad <\phi_2> = -b<\psi> \sim b\tau^\beta. \qquad (6)$$

---

[1] Отличие T_N от $T_N^{(\circ)}$ обусловлено взаимодействием флуктуаций.

Коэффициенты a и b, как видно из (3), изменяются с температурой. так что зависимости $< \phi_1 >$ и $< \phi_2 >$ от τ не являются чисто степенными. Однако, в пределах критической области, где τ пробегает значения от $\tau_1 << 1$ до $\tau_2 << \tau_1$, a и b, будучи плавными функциями температуры, должны меняться незначительно. В результате произведения $a(\tau)\tau^{\beta}$ и $b(\tau)\tau^{\beta}$ на некотором конечном (и малом) интервале изменения аргумента (τ_1, τ_2) будут выглядеть как степенные функции τ, но со значениями показателя степени, слегка отличающимися от β:

$$a(\tau)\tau^{\beta} \approx a_0 \tau^{\beta'}, \qquad b(\tau)\tau^{\beta} \approx b_0 \tau^{\beta''}. \tag{7}$$

При этом поскольку $a^2 + b^2 = 1$, знаки приращений a и b всегда противоположны и, следовательно, $\mathrm{sign}(\beta' - \beta) = -\,\mathrm{sign}(\beta'' - \beta)$.

Итак, критический индекс β как бы расщепляется на два эффективных индекса β' и β'', характеризующих температурный ход намагниченностей подрешеток двух АФМ подсистем. Оценим численно величину этого расщепления, полагая, как в [2], $\tau_1 = 0{,}1$ и $\tau_2 = 10^{-3}$. Поскольку $(\tau_1 - \tau_2) << 1$, можно линеаризовать радикал в (3) и представить a и b в виде

$$a \approx \sqrt{\frac{1+A}{2}} + \frac{B\tau}{\sqrt{1+A}} \qquad b \approx \sqrt{\frac{1-A}{2}} - \frac{B\tau}{\sqrt{1-A}}, \tag{8}$$

где числа A и B элементарным образом выражаются через параметры модели. При $T_{N1}^{(o)}/T_{N2}^{(o)} \sim \lambda \sim 1$ $A \sim B \sim 1$; возьмем для определенности $A = B = ½$. Тогда, используя соотношение

$$\beta' - \beta'' \approx \left[\frac{a(\tau_1)\, b(\tau_2)}{b(\tau_1)\, a(\tau_2)} - 1\right] \Big/ \ln\frac{\tau_1}{\tau_2}, \tag{9}$$

получим $\beta' - \beta'' \approx 0{,}05$. В кристалле Fe_3BO_6 $\beta' - \beta'' = 0{,}045$ [2].

Таким образом, рассмотренный механизм расщепления критического индекса β обеспечивает нужный порядок величины разности $\beta' - \beta''$.

Описанный эффект, очевидно, характерен не только для АФМ с двумя парами магнитных подрешеток. Поправки к скейлингу, "расщепляющие" критические индексы, должны наблюдаться и в других веществах, обладающих несколькими упорядочивающимися подсистемами, связанными друг с другом. При этом, как показывает вычисление эффективного индекса $\gamma_{эфф}$, наряду с расщеплением может происходить также сдвиг эффективного значения индекса относительно истинного, обусловленный билинейным по флуктуациям взаимодействием подсистем.

Я благодарен В.А.Бокову и А.С.Камзину за ознакомление с экспериментальной ситуацией, Г.А.Смоленскому – за интерес к работе и С.А.Ктиторову и Б.Н.Шалаеву – за обсуждение ее результатов.

Ленинградский
электротехнический институт
им. В.И.Ульянова (Ленина)

Поступила в редакцию
28 марта 1978 г.

Литература

[1] J.C.White, A.Miller, R.E.Nielsen. Acta Cryst., 19, 1060, 1965.

[2] А.С.Камзин, В.А.Боков, Г.А.Смоленский. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 507.

[3] А.И.Ларкин. С.А.Пикин. ЖЭТФ, 56, 1664, 1969.