

О ВЛИЯНИИ СТАТИЧЕСКИХ ПРИМЕСЕЙ НА КРИТИЧЕСКУЮ ДИНАМИКУ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ ВЫШЕ T_c И О КРИТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКЕ ФЕРРИТОВ

С.В. Малеев

Рассеяние критических флуктуаций на примесях делает энергию критических флуктуаций при $T \rightarrow T_c$ пропорциональной $\kappa^{1/2}$ вместо κ (κ — обратный корреляционный радиус). В ферритах роль примесей могут играть долгоживущие флуктуации антиферромагнитного упорядочения подрешеток. ¹

В литературе обсуждаются два варианта критической динамики кубических ферромагнетиков в дипольной области ($4\pi\chi \gg 1$) выше T_c : 1) нормальный $\Omega \sim \chi^{-1} \sim \kappa^2$ [1, 2]; 2) аномальный $\Omega \sim \chi^{1/2} \sim \kappa$ [3] (Ω_c — характерная энергия критических флуктуаций, $\chi \sim \kappa^{-2}$ — восприимчивость, κ — обратный корреляционный радиус). Однако в опытах по исследованию однородной магнитной релаксации в железо-иттриевом гранате было обнаружено, что $\Omega \sim \tau^{(0,2 \pm 0,05)} \sim \kappa^{(0,3 \pm 0,08)}$ справа использовано приближение $\kappa \sim \tau^{2/3}$; $\tau = (T - T_c) T_c^{-1}$). Ниже делается попытка объяснить это явление. Напомним сначала основную идею работы [3]. По формулам Кубо Ω выражается через запаздывающий коммутатор операторов dS_k/dt (S_k — Фурье образ спиновой плотности). ¹ В дипольной области при $k < q_0 = (\omega_0/T_c)^{1/2} a^{-1}$ ($\omega_0 = 4\pi(g\mu)^2 v_0^{-1}$ — дипольная энергия, a — длина порядка межатомной):

$$\frac{dS_k}{dt} \approx -N^{-1/2} \omega_0 \sum_q q^{-2} [S_{q+k}, q](q, S_q) \quad (1)$$

поэтому в затравочных вершинах диаграммного ряда для Ω (рис. 1) выпускаются две критические флуктуации, одна из которых поляризована параллельно импульсу. Но при $r \rightarrow 0$ и $q \rightarrow 0$ такая флуктуация конечна, неограниченно растут лишь флуктуации перпендикулярные импульсу. ¹ Поэтому первая диаграмма дает нормальный вклад в Ω . Аномальный вклад возникает из-за перересечения в промежуточное состояние с двумя перпендикулярными флуктуациями (вторая диаграмма). Очевидно, любые возмущения дают дополнительный вклад в такие перерасеяния и могут изменить зависимость Ω от κ .

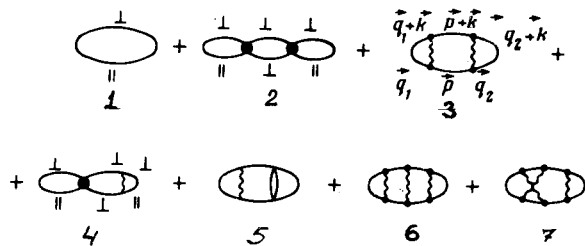
1. Статические примеси (диаграммы 3 — 7 рис. 1). ¹

Рассмотрим сначала третью диаграмму. В соответствующем выражении из-за подавления продольных флуктуаций $q_{1,2} \sim q_0$ и, вместе с тем, $p \sim \kappa$, $k \ll q_0$. Поэтому в полных амплитудах взаимодействия критических флуктуаций с примесями $\Gamma(q_{1,2}, p)$ $q_{1,2} \gg p$; по размерности $\Gamma \sim \partial G^{-1}/\partial r$ и как показано в [5], при $q_{1,2} \gg p$ $\Gamma = A q_{1,2}^{-1/2} r^{-\eta}$. В результате интеграл по p имеет тот же вид, как и при отсутствии перенормировки взаимодействия с примесями. При этом, если учитывать

лишь третью диаграмму, методом [3] получаем:

$$\Omega_{\text{пр}} = T_c (q_0 a)^2 (\kappa a)^{1/2(1+\eta)} g = \omega_0 g (\kappa a)^{1/2(1+\eta)} \approx \omega_0 g \tau^{1/2}, \quad (2)$$

где $g \sim c U_0^2 / T_c^2$ (c — концентрация примесей, U_0 — энергия их взаимодействия с флуктуациями). Согласно [3] в дипольной области $\Omega_d \approx T_c (q_0 a)^{3/2} \kappa a$; условие $\Omega_{\text{пр}} \gg \Omega_d$ совпадает с условием малости интерференционных диаграмм (четвертая и пятая) и имеет вид $\kappa \ll g_0$. $g^2 \equiv q_1$. Как легко проверить, более сложные примесные диаграммы (шесть, семь и т. д.) надо учитывать, если $(\kappa a)^{-a/\nu} = \tau^{-a} > g$, где $a = 2 - 3\nu$ индекс теплоемкости; это неравенство совпадает с хорошо известным условием влияния точечных примесей на фазовый переход. Скорее всего $a < 0$ [6]. В этом случае область применимости (2) ограничена снизу условием $\tau > 0$. Зависимость $\Omega_{\text{пр}}$ от κ и q_0 основывается на двух фактах — подавлении продольных флуктуаций и существовании сингулярного промежуточного состояния. Поэтому формула (2) с $g \sim 1$ при $a < 0$ должна иметь место и не при малых c , и даже для аморфных ферромагнетиков. При $a > 0$ в случае не очень малых g из-за малости a область применимости (2) может быть ограничена снизу очень малыми τ . При отличных от нуля импульсах динамика определяется примесями и $\Omega_{\text{пр}}(\mathbf{k}) = \omega_0 g (\kappa a)^{1/2}$ если $\kappa < k < q_1$. В обменной области ($4\pi\chi < 1$) $dS_{\mathbf{k}}/dt$ определяется обменным взаимодействием, возникают векторные затравочные вершины и перерасеяния на примесях не меняют критической динамики: $\Omega_e = T_c (\kappa a)^{5/2}$.



2. Перейдем к попытке объяснить результат работы [4]. В ферритах в точке Кюри возникает спонтанный момент и образуется подрешеточная магнитная структура. Число подрешеток для нас несущественно, поэтому будем считать, что их две. Очевидно, критическими являются как флуктуации намагниченности, так и вектора антиферромагнетизма. В обменной области ($4\pi\chi < 1$) эти два поля образуют связанную систему, в которой имеется обычное критическое замедление релаксации с двумя характерными энергиями $\Omega_F = T_c \gamma_F (\kappa a)^2 F$ и $\Omega_{AF} = T_c \gamma_{AF} (\kappa a)^2 A F$ ($\gamma_F \sim \gamma_{AF} \sim 1$; κ — обратный размер ферромагнитных флуктуаций). В дипольной области возникновение ферромагнитной флуктуации приводит к большому увеличению энергии системы за счет ее магнитного поля и, соответственно — к уменьшению времени ее распада, т. е. уменьшению z_F . На антиферромагнитные флуктуации дипольные силы действуют косвенно, через флуктуации намагниченности, и поэтому изменение z_{AF} должно быть более слабым. При этом может оказаться, что $z_{AF} >$

$> z_F$, т. е. антиферромагнитные флуктуации живут много дольше ферромагнитных и, с точки зрения последних, являются как бы внешним случайным статическим полем. В этом случае для определения z_F можно воспользоваться аргументацией предыдущего раздела и характерная энергия ферромагнитных флуктуаций будет описываться формулой (2) с $g \sim 1$.

В заключение хочу поблагодарить И.Д.Лузянина и В.П.Хавронина за возможность ознакомиться с работой [2] до ее опубликования, и С.Л.Гинзбурга за большое число интересных обсуждений.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 июля 1977 г.

Литература

- [1] E. Riedel, F. Wegener. Phys. Rev. Lett., 24, 730, 1970.
 - [2] Г.Б.Тейтельбаум. Письма в ЖЭТФ, 21, 154, 1975.
 - [3] С.В.Малеев. ЖЭТФ, 66, 1809, 1974.
 - [4] И.Д.Лузянин, В.П.Хавронин. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 520.
 - [5] А.М.Поляков. ЖЭТФ, 57, 271, 1969.
 - [6] M. E. Fisher, A. Aharony. Phys. Rev., B8, 3323, 1973.
-