Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 2, стр. 101 – 104 *25 января 1987 г.*

"КИНЕМАТИЧЕСКАЯ" МЯГКАЯ МОДА В МЕТАМАГНЕТИКАХ В ОТСУТСТВИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Ю.М.Гуфан, Е.Г.Рудашевский, А.Н.Садков, Т.А.Цивцивадзе

Показано, что в метамагнетиках внутри однофазной области в магнитном поле одна из частот спектра спиновых волн обращается в ноль, причем это не связано со "смягчением" системы, обычно имеющем место при фазовом переходе.

Несмотря на то, что уже в первых работах Дзялошинского [1] присутствовали идеи о возможности понимания метамагнитного поведения антиферромагнетиков[1)] исходя из неравновесного термодинамического потенциала Ландау, содержащего обменные члены, концепция метамагнетизма практически полностью базировалась на представлениях об аномально большой величине анизотропных взаимодействий по сравнению с обменными [3, 4]. На большие возможности использования обменного термодинамического потенциала для объяснения некоторых свойств антиферромагнетиков, не являющихся метамагнетиками, также указано Боровиком-Романовым [5], который применил обменный потенциал Ландау для описания переориентации вектора антиферромагнетизма вблизи температуры Нееля.

[1)] Метамагнетики – это антиферромагнетики, в которых при наложении магнитного поля в направлении оси антиферромагнетизма отсутствует явление опрокидывания подрешеток (т. е. вектор антиферромагнетизма не устанавливается перпендикулярно полю в отличие от большинства антиферромагнетиков), а в некотором критическом поле вещество переходит непосредственно из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние без промежуточной угловой фазы (см., например, [2]).

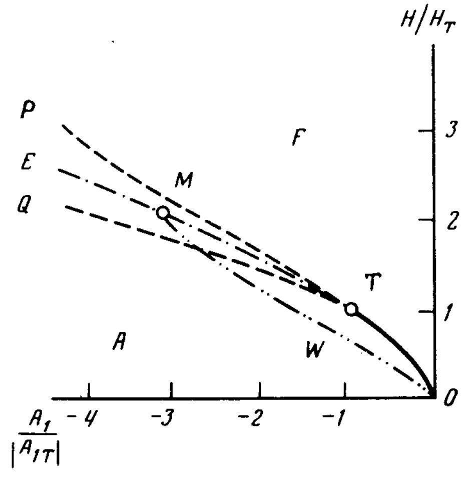
Основой термодинамического описания поведения антиферромагнетиков, в том числе с метамагнитными свойствами, является простейший обменный целый рациональный базис инвариантов (ЦРБИ) [6], содержащий три функции компонент многокомпонентного параметра порядка:

$$\bar{\mathbf{L}}^2,\ \bar{\mathbf{M}}^2,\ (\bar{\mathbf{L}}\,\bar{\mathbf{M}})^2 \qquad (1)$$

(как обычно, $\bar{\mathbf{M}} = \bar{\mathbf{M}}_1 + \bar{\mathbf{M}}_2$, $\bar{\mathbf{L}} = \bar{\mathbf{M}}_1 - \bar{\mathbf{M}}_2$, $\bar{\mathbf{M}}_1, \bar{\mathbf{M}}_2$ — намагниченности подрешеток). Этому ЦРБИ, в частности, соответствует простейший неравновесный термодинамический потенциал Ландау, справедливый, по крайней мере, в окрестности температуры Нееля (а может быть и в более широком интервале температур).

$$\Phi = A_1\bar{\mathbf{L}}^2 + A_2\bar{\mathbf{L}}^4 + B_1\bar{\mathbf{M}}^2 + B_2\bar{\mathbf{M}}^4 + D_1(\bar{\mathbf{L}}\bar{\mathbf{M}})^2 + D_2\bar{\mathbf{M}}^2\bar{\mathbf{L}}^2 - \bar{\mathbf{M}}\bar{\mathbf{H}}. \qquad (2)$$

Такой потенциал позволяет рассматривать ситуацию, когда $|\bar{\mathbf{L}}|$ и $|\bar{\mathbf{M}}|$ сравнимы по величине (для описания метамагнитного поведения необходимо $D_1 < 0, D = D_1 + D_2 > 0$; это соответствует тому, что параллельная восприимчивость $(\chi_\parallel)$ больше перпендикулярной $(\chi_\perp)$; такая ситуация имеет место, например, в $FeCO_3$ в окрестности температуры Нееля [7]. При $D > 0$ $\bar{\mathbf{L}} \parallel \bar{\mathbf{M}} \parallel \bar{\mathbf{H}}$, а выражение (2) для $\Phi = \Phi(\bar{\mathbf{M}}, \bar{\mathbf{L}})$ удовлетворяет требованию структурной устойчивости [8, 9], что означает независимость качественных результатов, полученных исходя из вышеприведенного потенциала, относительно добавления в него любых возможных членов с любыми знаками, скомбинированных из вышеприведенных обменных инвариантов (1) (при $B_1 > 0$ структурная устойчивость сохраняется даже если опустить член $B_2\bar{\mathbf{M}}^4$; исключение из (2) любых других членов делает этот потенциал структурно неустойчивым).



Фазовая диаграмма обменного метамагнетика. Линия OTE разделяет фазы A (метамагнитная фаза) и F (парамагнитная фаза). Кривая OT – линия фазовых переходов второго рода, кривая TE – линия фазовых переходов первого рода. Линия OWM внутри однофазной области A, на которой $\bar{\mathbf{L}}_0^2 = \bar{\mathbf{M}}_0^2$, соответствует "кинематической" мягкой моде. На этой линии одна из частот метамагнетика обращается в ноль

На рисунке приведена фазовая диаграмма обменного метамагнетика в магнитном поле, содержащая линию переходов второго рода OT (уравнение линии $H^2 = 2|A_1|B_1^2D^{-1} + 16A_1^2B_1B_2D^{-2} + 16|A_1|^3B_2^2D^{-3}$), трикритическую точку T (координаты точки $H_T = 2^{5/2}B_1^{3/2}A_2^{1/2}|\Delta||D^2 + 3\Delta|^{-3/2}$, $A_{1T} = 2A_2B_1D|D^2 + 3\Delta|^{-1}$) и линию переходов первого рода TE, ($\Delta = 4A_2B_2 - D^2$). Область существования фаз ограничена линиями потери устойчивости PT $\left(A_1 = D^{-1}\left[2B_1 + 3|\Delta|^{-1/3}A_2^{1/3}\left(\frac{1}{2}H\right)^{2/3}\right]\right)$ и

$$QT\left(H^2 = 4B_1^2D^{-1}|A_1| + 16B_1B_2A_1^2D^{-2} + 16B_2^2|A_1|^3D^{-3}\right).$$

В антиферромагнитной области A, ограниченной линией OTE, где проявляются метамагнитные свойства, проведена линия OWM, на которой $|\bar{\mathbf{L}}| = |\bar{\mathbf{M}}|$ (такая линия может быть получена и в теории, где считают, что анизотропия велика [4]). Физически это означает, что на одной из подрешеток обменное поле в точности скомпенсировано внешним магнитным полем.

Обменному антиферромагнетику строго соответствуют обменные термодинамические уравнения, описывающие линейную динамику при всех температурах [6, 10] .

$$\dot{\bar{m}} = \dot{\bar{M}} = \gamma_1 \left[\bar{M}_0 \times \frac{\partial \Delta\Phi}{\partial \bar{m}}\right] + \gamma_2 \left[\bar{L}_0 \times \frac{\partial \Delta\Phi}{\partial \bar{l}}\right]$$

$$\dot{\bar{l}} = \dot{\bar{L}} = \gamma_2 \left[\bar{L}_0 \times \frac{\partial \Delta\Phi}{\partial \bar{m}}\right] + \gamma_3 \left[M_0 \times \frac{\partial \Delta\Phi}{\partial \bar{l}}\right], \qquad (3)$$

где $\bar{M}_0, \bar{L}_0$ – равновесные значения намагниченностей подрешеток, $\bar{m}, \bar{l}$ – малые отклонения $\bar{M}$ и $\bar{L}$ от $\bar{M}_0$ и $\bar{L}_0$. Эти уравнения при $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3$ совпадают с линеаризированными уравнениями Ландау – Лифшица. Отметим, что если анизотропные взаимодействия больше обменных, то уравнениями типа Ландау – Лифшица пользоваться нельзя [11].

Уравнения (3) при любом виде потенциала (в том числе и при добавлении в (2) малой анизотропии $K_1 L_z^2 < 0$, не меняющей вида фазовой диаграммы) приводят к следующему секулярному уравнению

$$\omega^4 + R\omega^2 + \Delta_1 \Delta_2 = 0, \qquad (4)$$

где величина $\Delta_1 = (\gamma_2^2 \bar{L}_0^2 - \gamma_1\gamma_3 M_0^2)$ связана с уравнениями движения, а Δ_2 – определитель матрицы, характеризующей устойчивость соответствующей фазы. На линиях потери устойчивости (в том числе на линии переходов второго рода) Δ_2 обращается в ноль, что в соответствии с (4) приводит к обращению в ноль частоты в одной из ветвей спектра. Именно такая ветвь обычно называется мягкой модой [12] и она обусловлена смягчением системы при фазовом переходе. Однако, как можно видеть из (4), при $\gamma_2^2 \bar{L}_0^2 - \gamma_1\gamma_3 \bar{M}_0^2 = 0$ существует принципиально другая мягкая мода, обусловленная кинематикой магнитной подсистемы и которая может быть названа "кинематической" мягкой модой. Линия *OWM*, соответствующая "кинематической" мягкой моде, на которой частота равна нулю для уравнения Ландау – Лифшица $\bar{M}_0^2 = \bar{L}_0^2$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3$, изображена на рисунке (уравнение линии

$$H = 2(-A_1)^{3/2}(2B_2 + D)(2A_2 + D)^{-3/2} + 2B_1(-A_1)^{1/2}(2A_2 + D)^{-1/2}).$$

Естественно, что наличие "кинематической" мягкой моды приводит к принципиальным особенностям и аномалиям в магнитных и термодинамических свойствах метамагнитных систем в магнитном поле.

Особо отметим, что обращение частоты в ноль на линии *OWM* имеет место при всех значениях волнового вектора $\bar{K}$ спиновой волны.

Авторы глубоко признательны академику А.М.Прохорову за постоянное внимание к работе и обсуждение результатов.

Литература

1. *Дзялошинский И.Е.* ЖЭТФ, 1957, **32**, 1547.
2. *Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З.* "Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках", М.: Наука, 1979, с. 298.
3. *Stryjewski E., Giordano N.* Advancer in Physics, 1977, **26**, 487.
4. *Барьяхтар В.Г., Витебский И.М., Яблонский Д.А.* ФТТ, 1977, **19**, 2135.
5. *Боровик-Романов А.С.* "Антиферромагнетизм". Сб. "Антиферромагнетизм и ферриты". Серия физ.-мат. наук , изд. ВИНИТИ. 1962, т. 4.
6. *Гуфан Ю.М.* ЖЭТФ, 1971, **60**, 1537.
7. *Bizette H., Tsai B.* Compt. Rend., 1954, **238**, 1575.
8. *Прохоров А.М., Гуфан Ю.М., Ларин Е.С., Рудашевский Е.Г., Широков В.Б.* ДАН СССР, 1984, **277**, 1369.
9. *Гуфан Ю.М., Прохоров А.М., Рудашевский Е.Г.* Тезисы докладов 17 Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений, Донецк, 1985, **1**, 5.
10. *Рудашевский Е.Г.*, Тезисы докладов 26 Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений, Тула, 1983, **3**, 151.

11. *Ландау Л.Д.* Собрание трудов, 1969, М.: Наука, с. 126.

12. *Гинзбург В.Л.* УФН, 1949, **38**, 430.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 декабря 1986 г.