

РЕЛАКСАЦИЯ ОДНОРОДНОЙ ПРЕЦЕССИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В КУБИЧЕСКИХ КОЛЛИНЕАРНЫХ ФЕРРИМАГНЕТИКАХ В ПАРАМАГНИТНОЙ ОКРЕСТНОСТИ T_c

В.Н.Бержанский¹⁾, В.И.Иванов²⁾, А.В.Лазута

Исследованы особенности критической спиновой динамики кубических ферримагнетиков $Y_3Fe_5O_{12}$ и $MnFe_2O_4$ в обменной области температур выше T_c . Показано, что в этих ферримагнетиках магнитодипольная релаксация однородной намагниченности подавлена и доминирует канал релаксации, обусловленный локальной одноосной анизотропией, с новой зависимостью от температуры.

Экспериментальное исследование ряда основных статических магнитных характеристик кубических коллинеарных ферримагнетиков (ФИМ) показало, что их критические свойства не отличаются от свойств ферромагнетиков (ФМ) и описываются теорией статического подобия¹⁻⁴. Однако, как показывает эксперимент, критическое динамическое поведение этих магнетиков, по крайней мере в однородном пределе, оказывается принципиально различным. В ФМ в обменной области температур ($4\pi\chi \ll 1$) при $T \rightarrow T_c$ в соответствии с теорией⁵ наблюдается рост скорости спиновой релаксации Γ_0 ⁶⁻⁸. В ФИМ ширина линии магнитного резонанса $\Delta B \propto \Gamma_0$ монотонно уменьшается при $T \rightarrow T_c$ ⁴⁻⁹. Рост Γ_0 не наблюдается в них и при исследовании однородной динамической восприимчивости в нулевом внешнем магнитном поле³.

Целью данной работы является выяснение причин неуниверсальности динамического поведения магнетиков. В качестве типичных представителей ФИМ выбраны совершенные кристаллы марганцевой шпинели $MnFe_2O_4$ и железитриового феррит-граната $Y_3Fe_5O_{12}$ (ЖИГ)⁴. В обоих магнетиках имеются тождественные по своим магнитным свойствам ионы Fe^{3+} и Mn^{2+} , которые занимают две неэквивалентные позиции: октаэдрическую (a) и тетраэдрическую (d). Рассматриваемые ферриты отличаются числом и расположением этих ионов в примитивной магнитной ячейке: в $MnFe_2O_4$ имеется 6 ионов ($4a + 2d$) и соответственно 6 магнитных мод, в ЖИГ - $20(8a + 12d)$.

На рис.1 приведена $\Delta B(T)$ в ЖИГ на частоте 9,21 ГГц. Для сравнения на вставке показана $\Delta B(T)$ ФМ $CdCr_2S_4$. Последняя зависимость типична для поведения $\Delta B(T)$ ФМ в присутствии постоянного магнитного поля, когда при приближении к T_c рост $\Delta B(T)$, имеющий место в нулевом поле, ограничивается полем в обменной области. В результате формируется максимум, положение которого по τ определяется полем. Левее максимума поведение $\Delta B(T)$ характерно для режима сильного поля⁸.

В исследуемых ФИМ зависимости $\Delta B(T)$, измеренные на частотах 9 и 35,5 ГГц, не отличались в обменной области температур. Кроме того, определенные из резонансных данных значения Γ_0 в ЖИГ совпадали с полученными в нулевом поле результатами³, относящимися к обменной области. Это позволяет рассматривать зависимость $\Gamma_0(\tau)$ в ФИМ в приближении нулевого поля и сравнивать ее с соответствующей зависимостью в ФМ.

Указанное выше различие в поведении $\Gamma_0(\tau)$ ФМ и ФИМ достаточно нетривиально. Как известно в ФМ в обменной области критический вклад в $\Gamma_0(\tau) \propto \tau^{-1}$ обеспечивается учитываемыми по теории возмущений дипольными силами и

¹⁾ Симферопольский государственный университет им.М.В.Фрунзе, г.Симферополь.

²⁾ Институт физики Сибирского отделения Академии наук СССР, г.Красноярск.

определяется процессом распада однородной моды на две критические ⁵. Этот вклад обязан присутствовать в ФИМ, так как в них имеется тождественная ферромагнитной критическая мода, отвечающая флуктуациям сохраняющегося полного момента. Соответствующее выражение имеет вид ^{7,8}

$$\Gamma_F(\tau) = \Gamma_d(\tau) + \Gamma_{nc}(\tau), \quad \Gamma_d(\tau) = c_0 \frac{\omega_0^2}{T_c} \tau^{-1}, \quad \Gamma_{nc} = \gamma_{nc} \tau^{4/3}. \quad (1)$$

Здесь c_0 - коэффициент, $\omega_0 = 4\pi(g\mu)^2/v$ - характерная дипольная энергия, v - объем примитивной магнитной ячейки, приходящийся на один магнитный ион, Γ_{nc} - некритический вклад, включающий взаимодействие с фононами, γ_{nc} - его амплитуда.

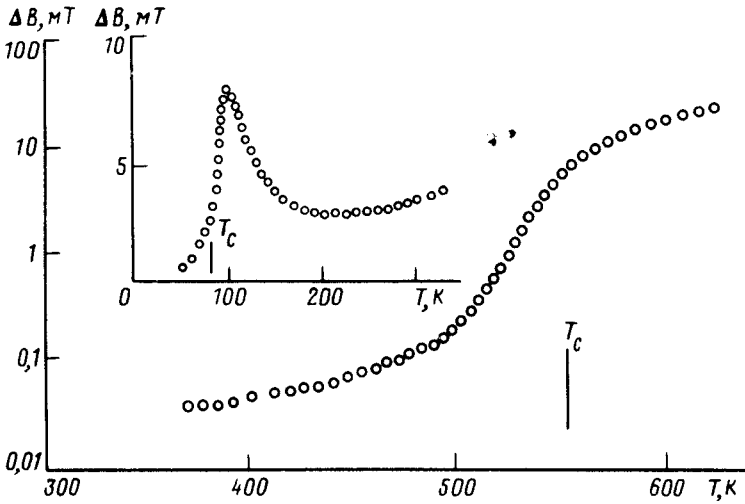


Рис. 1. Зависимость ширины линии резонансного поглощения от температуры для ЖИГ в окрестности T_c на частоте 9,21 ГГц. На вставке приведена та же зависимость для кубического ферромагнетика CdCr_2S_4

Однако зависимость $\Gamma_0(\tau)$ в ФИМ не описывается выражением (1) и для ее объяснений необходимо учесть особенности их динамики и свойств. Сразу отметим, что "оптические" моды ФИМ, непосредственно не связанные с флуктуациями параметра порядка, оказываются некритическими и дают вклад только в Γ_{nc} (подробно этот вопрос и другие особенности динамики ФИМ будут рассмотрены в отдельной работе). Для ФИМ характерна малая по сравнению с ФМ величина критической амплитуды χ , обусловленная антипараллельной ориентацией спинов подрешеток. Отмеченную малость для ферритов с одинаковыми магнитными ионами естественно охарактеризовать коэффициентом ϵ , представив χ в виде

$$4\pi\chi = \epsilon \frac{S(S+1)}{3} \frac{\omega_0}{T_c} \tau^{-\gamma}, \quad (2)$$

где $\gamma \approx 4/3$. Из экспериментальных данных ⁴ находим: $\epsilon \approx 6,87 \cdot 10^{-2}$ в MnFe_2O_4 и $\epsilon \approx 3,62 \cdot 10^{-2}$ в ЖИГ. В ферромагнетиках $\epsilon \sim 1$ ⁸. Происхождение малых значений ϵ можно понять, вычислив ϵ в приближении среднего поля. Ограничившись учетом $a-d$ обмена, имеем: $\epsilon = 1/2(1 - \delta^{1/2})^2/(1 + \delta)$, $\delta = N_{a,d}/N_d$, где $N_{a,d}$ - число магнитных атомов в a - и d -позициях. Эта оценка дает: $\epsilon \approx 3 \cdot 10^{-2}$ в MnFe_2O_4 и $\epsilon \approx 10^{-2}$ в ЖИГ.

Известно, что к взаимодействию, которое наряду с дипольными силами не сохраняет полный спин, приводит локальная кристаллографическая анизотропия, характерная только для ионов в a -позициях. Соответствующий одноионный гамильтониан имеет вид: $H = DS_{\xi}^2$, где ξ - направление локальной тригональной оси для данного иона. Анализ процесса распада однородной моды на две критические, обусловленного этим взаимодействием, приводит к следующему вкладу в Γ_0

$$\Gamma_A(\tau) = c_A \frac{D^2}{T_c} \tau^{1/3}, \quad (3)$$

где c_A - безразмерный коэффициент. Можно показать, что главный вклад в Γ_A , пропорциональный τ^{-1} , не возникает поскольку при усреднении по различным ориентациям локальной оси коэффициент при нем обращается в нуль. Сокращение вызвано тем, что полная критическая часть функции Грина ФИМ \hat{G} имеет двухподрешеточную структуру и не зависит от индексов ионов подрешеток: $G_{ij}^{(PQ)}(q, \omega) = \Phi(q, \omega) G_0^{(PQ)}(q)$, где P, Q - индексы a - и d -подрешеток, i, j - номера ионов в них, Φ - динамический формфактор, $G_0^{(PQ)}(q) = A^{(PQ)} G_0(q)$ - статические корреляторы, $A^{(PQ)}$ - безразмерные амплитуды; Φ и G_0 совпадают по своим свойствам с функциями ФМ. Ненулевой вклад в Γ_A возникает за счет частичного смешивания критического и некритических "оптических" движений спинов, описываемого для a -подрешетки добавкой к $\hat{G}^{(aa)}$ вида $\Phi(q, \omega) R_{ij}^{(aa)}$, где $R_{ij}^{(aa)}$ - зависящая от индексов ионов некритическая матрица при $q = \tau = 0$. Учет этой добавки в качестве одной из функций графика теории возмущений в силу независимости $\hat{R}^{(aa)}$ от τ и q приводит к $\Gamma_A \propto \tau^{-1+4/3} = \tau^{1/3}$.

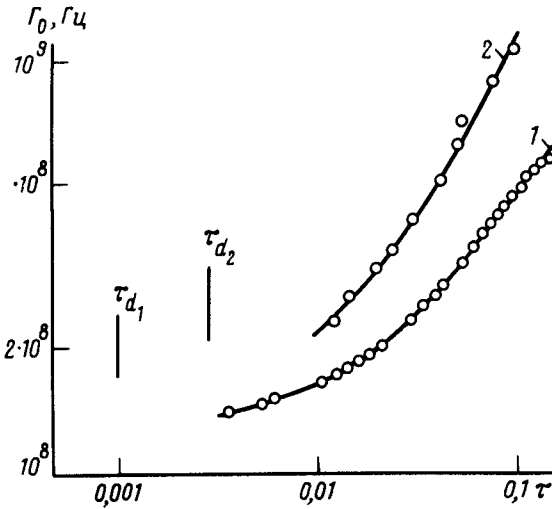


Рис. 2. Температурная зависимость скорости спиновой релаксации кубических ферромагнетиков в парамагнитной окрестности T_c : 1 - ЖИГ, 2 - MnFe_2O_4 . Значения $\tau_{d_1} \approx 10^{-3}$, $\tau_{d_2} \approx 3 \cdot 10^{-3}$ - границы обменных областей, где $4\pi\chi(\tau_d) = 1$. Сплошная линия - результат расчета

Вклад Γ_A в Γ_0 будет конкурировать с Γ_d при условии $c_0\omega_0^2 \ll c_A D^2$. В рассматриваемых магнетиках $\omega_0 > D$, тогда как $c_0/c_A \sim \epsilon^3 \ll 1$. Малость последнего отношения объясняется следующим образом. Величина Γ_d определяется распадом на две критические моды, отвечающие флуктуациям полного момента; их амплитуда как и χ содержит ϵ . В тоже время, Γ_A зависит от флуктуаций спинов a -подрешетки, амплитуда которых ϵ не пропорциональна. Более того, оказы-

вается, что $R_{ij}^{(aa)} \propto \Gamma_{AF}^{-1} \propto \epsilon^{-1}$, где Γ_{AF} , вообще говоря, комплексная щель в спектре антиферромагнитной моды. Только эта мода из-за двухподрешеточного вида критической части \hat{G} связана с ферромагнитной модой, а значит и с $\chi \propto \epsilon$. Фактически поэтому $|\Gamma_{AF}| \sim \epsilon T_c$. Кроме того, в силу смягчения Γ_{AF} характерная энергия критических флуктуаций в ФИМ $\propto \epsilon^{-1/2}$, что приводит к окончательной оценке: $c_0 \sim \epsilon^{3/2}$, $c_A \sim \epsilon^{-3/2}$.

На рис.2 приведена $\Gamma_0(\tau)$ для исследованных монокристаллов. Учитывая границы τ_d (рис.2), выбирались интервалы $3 \cdot 10^{-3} \leq \tau \leq 10^{-1}$ в ЖИГ и $10^{-2} \leq \tau \leq 10^{-1}$ в MnFe_2O_4 , где Γ_0 представлялась в виде: $\Gamma_0(\tau) = \Gamma_F(\tau) + \Gamma_A(\tau)$. Анализ экспериментальных данных дает следующие значения коэффициентов: $c_0 = (1,11 \pm 0,01) \cdot 10^{-2}$ ($c_0/\epsilon^{3/2} \approx 1,6$), $c_A = 196 \pm 2$ ($c_A\epsilon^{3/2} \approx 1,35$), $\gamma_{nc} \equiv c_{nc}\omega_0^2/T_c$, $c_{nc} = 219 \pm 2$ для ЖИГ; $c_A = 241 \pm 2$ ($c_A\epsilon^{3/2} \approx 4,3$), $c_{nc} = 269 \pm 3$ для MnFe_2O_4 . При этом использовались значения $\omega_0 = 0,66$ К, $T_c = 554,8 \pm 0,1$ К (ЖИГ); $\omega_0 = 1,22$ К, $T_c = 556,2 \pm 0,1$ К (MnFe_2O_4) и типичное $D \approx 0,3$ К¹⁰. Значения T_c для данных образцов измерялись в работе ⁴. Величина γ_{nc} отнесена к масштабу ω_0^2/T_c . Коэффициенты c_{nc} и c_A определяются интервалами резкого изменения $\Gamma_0(\tau)$, а c_0 - областью $\tau < 10^{-2}$, где зависимость $\Gamma_0(\tau)$ смягчается. Полученные значения коэффициентов c_0 и c_A близки к приведенным выше оценкам. Величину c_0 в MnFe_2O_4 определить не удалось из-за слабого влияния Γ_d на поведение $\Gamma_0(\tau)$ при $\tau > 10^{-2}$. Большие значения c_{nc} в основном связаны с тем, что $\gamma_{nc} \propto \chi^{-1} \propto \epsilon^{-1}$.

Отметим особенности критической релаксации в ферримагнетиках: дипольный вклад подавлен ($c_0 \sim \epsilon^{3/2}$); вклад, обусловленный локальной анизотропией усилен ($c_A \sim \epsilon^{-3/2}$) и при $D \sim \omega_0$ является преобладающим критическим вкладом в Γ_0 почти во всей обменной области.

Авторы признательны И.Е.Дзялошинскому за существенное замечание, способствовавшее появлению представленной интерпретации результатов.

Литература

1. Miyatani K., Youshikawa K. J. Appl. Phys., 1970, 41, 1272.
2. Иршинский А.Л., Ожогин В.И., Черепанов В.М., Якимов С.С. ЖЭТФ, 1979, 76, 1111.
3. Лузянин И.Д., Хавронин В.П. ЖЭТФ, 1977, 73, 2202.
4. Berzhansky V.M., Ivanov V.I. Phys. Stat. Sol. (b), 1989, 151, 259.
5. Huber D.L. J. Phys. Sol., 1971, 39, 2145.
6. Berzhansky V.M., Ivanov V.I., Havrichkov S.A. Abstracts of XX-th Congress AMPERE, Tallin 1978, p. 3403.
7. Kötzer J., Von Philipsborn H. Phys. Rev. Lett., 1978, 40, 790.
8. Berzhansky V.N., Ivanov V.I., Lazuta A.V. Sol. St. Comm., 1982, 44, 771.
9. Мнацаканян С.А. Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, 359.
10. Колоколов И.В., Львов В.С., Черепанов В.Б. ЖЭТФ, 1984, 86, 1946.

Институт физики им. Л.В.Киренского
Академии наук СССР
Симферопольский
государственный университет им. М.В.Фрунзе
Ленинградский институт
ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 июля 1990 г.
После переработки
3 октября 1990 г.