

ЯМР В ФЕРРОМАГНИТНОМ Fe_2MnO_4 В МИЛЛИГРАДУСНОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР

Б.С.Думеш

В области температур 4 – 0,04К методом спинового эха исследован ЯМР на ядрах Mn^{55} . Впервые в ферромагнетиках обнаружен большой динамический сдвиг частоты ЯМР. На основе измерений ДСЧ исследован температурный ход намагниченности ядер Mn^{55} в области существенных отклонений от закона Кюри.

Данная работа посвящена исследованию ЯМР на ядрах Mn^{55} в феррит шпинели Fe_2MnO_4 в области температур 0,04 – 1К. Исследования

в таком температурном диапазоне позволяют решить две задачи: во-первых, подробное изучение динамического сдвига частоты ЯМР (ДСЧ) в ферромагнетиках [1]. Для ферромагнетиков ДСЧ выражается следующей формулой:

$$\delta f = f_{n_0} \eta \frac{m}{M}, \quad (1)$$

где $f_{n_0} = \gamma_n H_n$ – сверхтонкая частота, η – коэффициент усиления, m и M – средние намагниченности ядер и электронов. В интересующей нас области температур $M = M_0 = \text{const}$, а

$$m = N g_n \beta_n I B_I \left(\frac{g_n \beta_n I H_n}{k T} \right) \quad (2)$$

здесь β_n – ядерный магнетон, I – спин ядра, k – постоянная Больцмана, B_I – функция Бриллюэна. Из формул (1) – (2) следует, что сдвиг частоты достигает заметной величины только при $T < 1\text{К}$. В ферромагнетиках ДСЧ наблюдался только в Fe_2MnO_4 при $T \approx 2\text{К}$ Хигером и Хостуном [2]. Однако, малость эффекта (сдвиг линии ЯМР при этой температуре был меньше ширины линии) не позволила им провести подробные исследования.

Во-вторых, из величины ДСЧ можно по формуле (1) непосредственно получить температурный ход ядерной намагниченности, а использование температур порядка $0,05\text{К}$ позволяет в данном случае получить высокую степень поляризации ядерных спинов¹⁾. Следовательно, мы можем исследовать температурный ход ядерной намагниченности в области существенных отклонений от закона Кюри.

Низкие температуры мы получили с помощью криостата растворения He^3 в He^4 , аналогичного описанному в [3]. Вплоть до $0,04\text{К}$ криостат работал в режиме циркуляции, при этом температура поддерживалась постоянной с точностью до 10%. Температура измерялась с помощью угольного термометра сопротивлений, изготовленного в ИФП АН СССР [4] и (в области температур $1,5 - 0,5\text{К}$) с помощью He^3 конденсационного термометра. Для улучшения теплового контакта термометр и образцы помещались непосредственно в ванну растворения криостата.

В области температур $T \lesssim 0,1\text{К}$ сильно растет тепловое сопротивление Капицы [5].

$$R \approx c / T^3, \quad (3)$$

где $c \approx 10^1 - 10^2 \text{ см}^2 \text{ град}^4/\text{вт}$. Чтобы избежать перегрева образцов, необходимо рассеивать в них не более $10^{-3} - 10^{-4} \text{ эрг/сек}$. Поэтому, для измерений мы воспользовались методикой спин эха, которое в Fe_2MnO_4 впервые исследовано в работе [6]. Используемый нами им-

¹⁾ Энергия сверхтонкого взаимодействия в Fe_2MnO_4 в данном случае оказывается порядка $0,03\text{К}$ в температурных единицах.

пульсный ЯМР спектрометр описан в [7]. В данных экспериментах мощность РЧ импульсов составляла $P \approx 10^{-3}$ вт, длительность $t_f \approx 3 - 4$ мксек, частота повторения ≈ 1 кГц. Такие параметры схемы позволили нам избежать перегрева образцов. Магнитная компонента РЧ поля была направлена вдоль оси [100].

При $T \approx 4$ К линия ЯМР имеет плоскую вершину и ширину $\Delta f \approx 10$ МГц. При наложении внешнего магнитного поля, направленного в плоскости [100], линия сильно сужается и в полях $H \approx 5$ кэ $-\Delta f \approx 3$ МГц. H_n определялось экстраполяцией f_n к нулевому внешнему полю. Оказалось $H_n = 550$ кэ. Время поперечной релаксации $T_2 \approx 15$ мксек ($T = 4,2$ К). Исследования при $T < 1$ К проводились без внешнего магнитного поля.

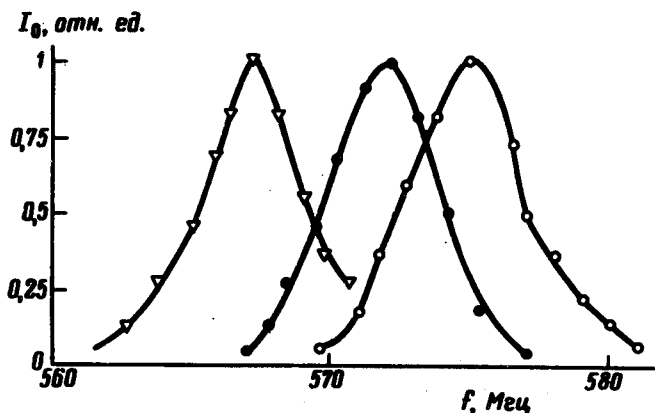


Рис. 1. Линия ЯМР в Fe_2MnO_4 : \circ — 0,2К, \bullet — 0,09К, ∇ — 0,04К

С понижением температуры линия ЯМР резко сужается и сдвигается в сторону низких частот (рис. 1). Форма линии при этом не зависит от величины РЧ мощности. Следовательно, коэффициент усиления однороден по линии и мы наблюдаем ЯМР от ядер находящихся внутри доменов. Сдвиг частоты линии ЯМР в зависимости от обратной температуры представлен на рис. 2. Как следует из формулы (1) — (2) эта зависимость с точностью до постоянного коэффициента должна описываться соответствующей функцией Бриллюэна. Для расчета мы использовали следующие значения констант $l = 5/2$, $\gamma_n = 1056$, $H_n = 550$ кэ. Полученная теоретическая зависимость проведена на рис. 2 сплошной линией. Пунктирная линия соответствует закону Кюри при тех же значениях констант. Максимальная степень поляризации ядер, полученная нами, составляет 65%. Из коэффициента пропорциональности между $\delta f(T)$ и $m(T)$ можно получить величину коэффициента усиления. Оказалось $\eta \approx 200$, что по порядку величины соответствует резонансу на ядрах внутри доменов. По формуле $\eta \approx H_n/H_a$, где H_a — поле анизотропии, можно определить H_a . Оказалось $H_a \approx 3$ кэ, что находится в разумном соответствии с данными других авторов [2, 6]. Следовательно, можно

утверждать, что вплоть до высокой степени поляризации ДСЧ и магнитный момент ядер описываются формулами (1) и (2).

На рис. 3 представлена зависимость интенсивности сигнала эха от обратной температуры. С понижением температуры сигнал растет существенно быстрее, чем магнитный момент (как было бы в случае Гановского механизма формирования сигнала эха). Если же эхо формируется благодаря частотному механизму, то при малых углах поворота моментов выполняется соотношение¹⁾ $I_{\text{эха}} \sim m \delta f \sim m^2$. Сплошная кривая на рис. 3, построенная согласно этому соотношению, качественно согласуется с полученными результатами.

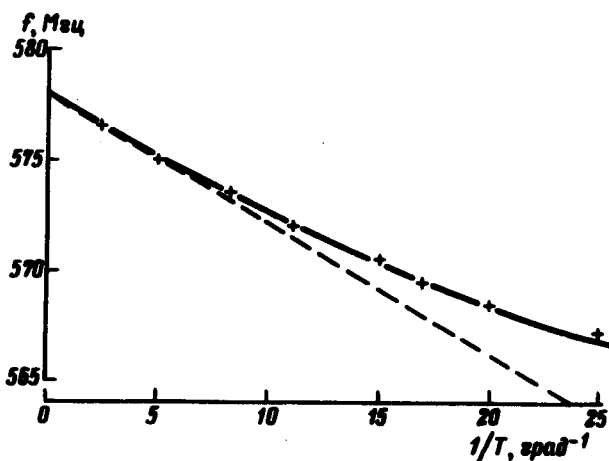


Рис. 2. Частота сигнала эха в зависимости от обратной температуры

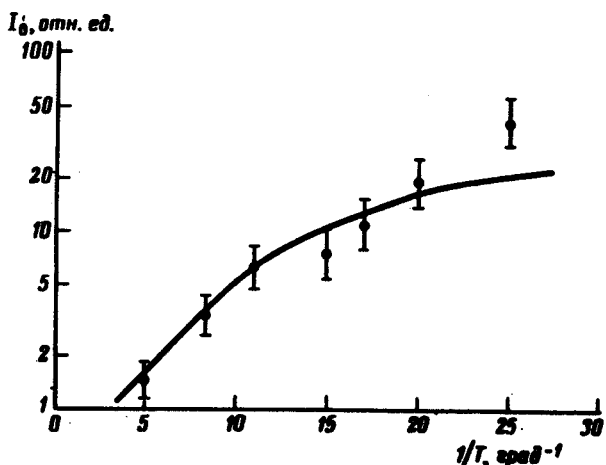


Рис. 3. Интенсивность сигнала эха в зависимости от обратной температуры

¹⁾ О частотном механизме формирования эха смотри, например, в [7].

При низких температурах время поперечной релаксации T_2 сильно неоднородно по линии ЯМР. При $T = 0,05\text{К}$, $T_2 = 60 \text{ мксек}$ ($f = 570 \text{ МГц}$); $T_2 = 80 \text{ мксек}$ ($f = 568 \text{ МГц}$, центр линии ЯМР); $T_2 = 140 \text{ мксек}$ ($f = 566 \text{ МГц}$) и продолжает увеличиваться при уменьшении частоты. Это явление вполне объяснимо. Низкочастотное крыло линии ЯМР в данном случае обусловлено резонансом в доменных стенках. Действительно, сдвиг частоты пропорционален коэффициенту усиления (1), который определяется локальной восприимчивостью и достигает в доменных стенках большой величины. Но в доменных стенках существенно меньше число спиновых состояний на частотный интервал $F(f)$, а как показано в работе [8] $T_2 \sim [F(f)]^{-1}$. Следовательно, детально исследуя $T_2(f)$, мы можем связать между собой две важные характеристики доменных стенок: восприимчивость и плотность состояний.

Время продольной релаксации измерялось нами по зависимости сигнала от частоты повторения пар импульсов и оказалось $T_1 = 0,2 \text{ сек}$ при $T = 0,05\text{К}$. Мы полагаем, что в данном случае измеряется не истинное время спин-решеточной релаксации, а постоянная времени обусловленная тепловым скачком Капицы $\tau = RC$ (C — теплоемкость). Данные по теплоемкости Fe_2MnO_4 при низких температурах отсутствуют, и мы не в состоянии определить природу измеряемого T_1 .

В заключение автор выражает искреннюю благодарность А.С.Боровику-Романову за постоянное руководство работой, а также С.М.Елагину и В.А.Крутихину за помощь в изготовлении криостата растворения.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 ноября 1975 г.

Литература

- [1] P.G.de Gennes. P.A.Pincus. Phys. Rev., 129, 1105, 1963.
- [2] A.J.Neeger, T.W.Houston. Phys. Rev., 135A, 661, 1964.
- [3] К.Н.Зиновьева. ПТЭ, №2, 235, 1969.
- [4] К.Н.Зиновьева, Г.Э.Карстенс. ПТЭ, №2, 249, 1974.
- [5] П.Л.Капица. ЖЭТФ, 11, 581, 1941.
- [6] Н.Яасуока. J. Phys. Soc. Japan, 19, 1182, 1964.
- [7] Ю.М.Буньков, Б.С.Думеш. ЖЭТФ, 68, 1161, 1975.
- [8] М.И.Куркин. В.В.Сериков. ФТТ, 12, 3524, 1970.