

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ГОЛЬМИЯ МЮОННЫМ МЕТОДОМ

*И.А.Кривошеев, А.А.Неживой, Б.А.Никольский, А.Н.Пономарев,
В.Н.Дугинов*, В.Г.Ольшевский*, В.Ю.Помякушин**

*Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия*

**Объединенный институт ядерных исследований
141980 Дубна, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 28 ноября 1996 г.

На примере гольмия рассмотрена возможность исследования мюонным методом спиново несоизмеримых геликоидальных структур редкоземельных магнетиков. Показано, что при $20\text{ К} < T < 130\text{ К}$ в гольмии наблюдается только одна частота прецессии спина мюона, что характерно для простой геликоидальной структуры. Степень размытости частотного спектра резко возрастает при $T \leq 20\text{ К}$, что может быть результатом возникновения spin-slip структуры при этих температурах. Измерено фермиевское контактное магнитное поле электронов проводимости гольмия на мюоне.





PACS: 71.20.Eh, 76.75.+i

Магнитная структура гольмия исследовалась методом дифракции нейтронов [1–3] и позднее с помощью синхротронного излучения [4, 5]. Было показано, что магнитоупорядоченное состояние гольмия наблюдается при $T < T_N$, где $T_N = 132\text{ К}$ – температура Нееля. При $T_C < T < T_N$ магнитная структура гольмия представляет собой антиферромагнитный геликоид, перестраивающийся при $T_C = 20\text{ К}$ в ферромагнитный геликоид. Ось геликоида направлена по гексагональной оси с кристалла перпендикулярно базисной плоскости основания. Атомные магнитные моменты в антиферромагнитном состоянии гольмия лежат в базисных плоскостях, их направления в каждой отдельной плоскости параллельны друг другу и повернуты по отношению к соседней плоскости на угол α , плавно увеличивающийся от $\alpha \sim 30^\circ$ при $T = 20\text{ К}$ до $\alpha \sim 50^\circ$ при $T = 130\text{ К}$. В ферромагнитном состоянии гольмия возникает небольшая составляющая атомных магнитных моментов вдоль гексагональной оси кристалла, а угол α при $T < T_C$ остается, примерно, постоянным: $\alpha \sim 30^\circ$.

Описанный выше магнитный геликоид гольмия является спиральной структурой, длина волны которой вдоль оси c , вообще говоря, несоизмерима с расстоянием между базисными плоскостями кристаллической решетки. Феноменологическим описанием такого несоизмеримого геликоида является модель магнитной spin-slip структуры [4–7], согласно которой возможны лишь шесть эквивалентных направлений магнитных моментов в базисной плоскости, соответствующих ее гексагональной симметрии. Согласно spin-slip модели, индивидуальный угол α_{ind} между направлениями намагниченности двух соседних базисных плоскостей геликоида может составлять только два значения: $\alpha_{ind} = 0$ и $\alpha_{ind} = 60^\circ$. При $\alpha_{ind} = 0$ образуются пары (дублеты) двух одинаково поляризованных базисных плоскостей; два соседних дублета повернуты друг относительно друга на угол $\alpha_{ind} = 60^\circ$. Последовательность дублетов чередуется с одиночными плоскостями (синглетами), поляризация которых повернута

на угол $\alpha_{int} = 60^\circ$ по отношению к направлению поляризации соседних плоскостей. Образование такой синглетной плоскости называют spin-slip. Измеряемые дифракционным методом указанные выше углы α являются, согласно spin-slip модели, средними значениями индивидуальных углов α_{ind} между дублетными и синглетными плоскостями данной магнитной структуры. Для описания spin-slip структуры приняты условные обозначения, показанные в таблице. В первой и второй графах таблицы приведены температура и соответствующий ей угол α . В третьей графе показаны условные символы магнитных spin-slip структур; указанная здесь цифра обозначает число дублетов, точки – число синглетов в последовательно повторяющемся элементе спиральной структуры со средним углом α . В четвертой графе изображены схемы приведенных магнитных структур в проекции на базисную плоскость; здесь двойными линиями обозначены дублеты, одинарными линиями – синглеты.

Схематическое изображение магнитных spin-slip структур гольмия

Т, К	α , град	символ	схема
< 20	30	1	
40	36	2•	
70	40	1•	
96	45	1••	

В данной работе несоизмеримая магнитная структура гольмия впервые исследуется мюонным (μSR) методом. Этим методом измеряются внутренние магнитные поля B_μ в междоузлиях кристаллической решетки, где локализуется мюон. В простой геликоидальной структуре, то есть при $\alpha_{ind} = \alpha$, все междоузлия магнитно эквивалентны, и в μSR -эксперименте при данной температуре наблюдается только одна частота прецессии спина мюона. В spin-slip структуре в различных участках геликоида междоузельные поля различны и частотный спектр мюонного сигнала оказывается более сложным. Так, например, из таблицы видно, что при $\alpha = 36^\circ$ магнитная структура 2• содержит три магнитно неэквивалентных междоузлия: между синглетом и дублетом, между двумя параллельно поляризованными плоскостями одного дублета и между двумя дублетами.

Исследуемый образец гольмия представлял собой текстурированный кристалл с выделенным направлением гексагональной оси c и с числом примесей примерно 0.01%. При измерениях направление оси c кристалла было ориентировано параллельно поляризации пучка мюонов. Образец помещался в

специальный криостат, температура которого устанавливалась с точностью $\Delta T < 0.2$ К. Все измерения проводились в нулевом внешнем магнитном поле. Эксперимент выполнен на мюонном канале GPD Института им. Пауля Шеррера (Виллиген, Швейцария).

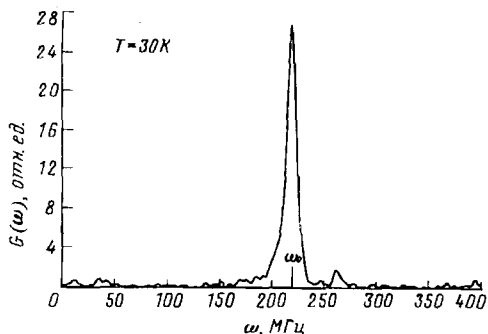


Рис.1. Частотный спектр $G(\omega)$ прецессирующих мюонов в гольмии в нулевом внешнем магнитном поле при $T = 30$ К; ω_0 – значение ω при одночастотном описании прецессии спина мюона

На рис.1 представлен частотный спектр $G(\omega)$ осциллирующей части релаксационной функции спина мюона при $T = 30$ К. Из рис.1 видно, что спектр $G(\omega)$ описывается одной частотой $\omega_0 = \gamma B_\mu$ прецессии спина мюона, соответствующей магнитному полю B_μ в междоузлии, где локализуется мюон. Здесь $\gamma = 13.55 \cdot 10^3$ Гц/Гаусс – гиромангнитное отношение для мюона. Аналогичные спектры $G(\omega)$ наблюдаются при температурах $T > 30$ К магнитоупорядоченного состояния гольмия. При низких температурах $T < 20$ К спектры $G(\omega)$ остаются одночастотными, но более размыты, как это показано на рис.2. Температурную зависимость степени размытия спектров $G(\omega)$ иллюстрирует рис.3, на котором приведены величины $\lambda(T)$ скорости релаксации амплитуды одночастотной прецессии спина мюона в гольмии.

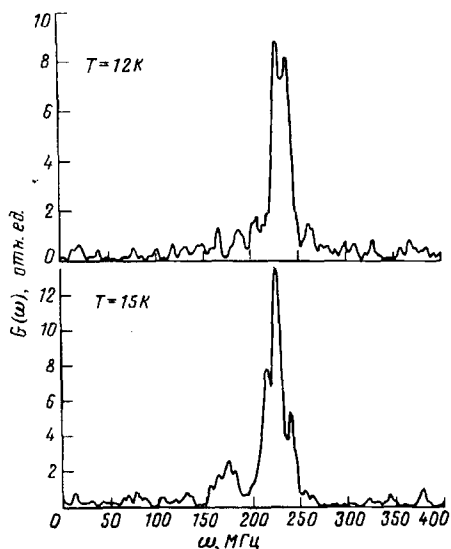


Рис.2. Частотные спектры $G(\omega)$ в гольмии при температуре 12 и 15 К

Измеренные в данном эксперименте спектры $G(\omega)$ в гольмии характеризуют магнитную структуру этого металла как простую спираль с $\alpha_{ind} = \alpha$. Вместе

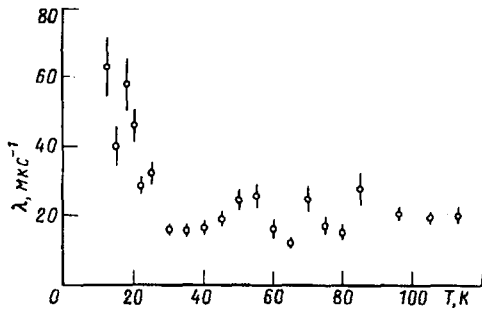


Рис.3. Температурная зависимость $\lambda(T)$ скорости релаксации спина мюона в гольмии

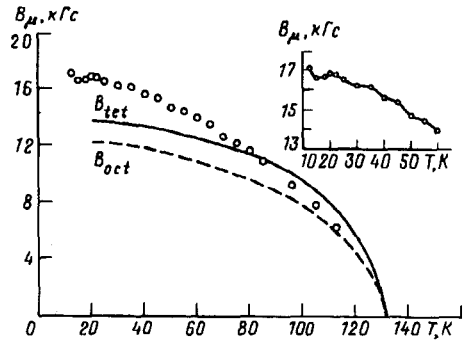


Рис.4. Температурная зависимость $B_\mu(T)$ магнитного поля на мюоне. $B_{tet}(T)$ и $B_{oct}(T)$ – расчетные температурные зависимости дипольных магнитных полей в тетраэдрическом и октаэдрическом междоузлиях кристалла для антиферромагнитного состояния гольмия при $20\text{ K} < T < 132\text{ K}$

с тем, показанное на рис.2 и рис.3 размытие спектров $G(\omega)$ при $T < 20\text{ K}$ может быть связано с несколькими экспериментально перекрывающимися частотами, характерными для spin-slip структуры, наблюдаемой при этих температурах в дифракционных экспериментах [5, 6]. Температурная зависимость $B_\mu(T) = \gamma^{-1}\omega_0(T)$ магнитного поля на мюоне в гольмии показана на рис.4, где приведены также расчетные температурные зависимости дипольных магнитных полей B_{tet} и B_{oct} соответственно в тетраэдрическом и октаэдрическом междоузлиях кристаллической решетки гольмия для случая простой магнитной спирали, то есть при $\alpha_{ind} = \alpha$ в антиферромагнитном состоянии ($T > 20\text{ K}$). При вычислении дипольных магнитных полей были учтены температурные зависимости длины волны геликоида [5], параметров кристаллической решетки и величины магнитного момента иона гольмия в кристалле [3]. Из рис.4 видно, что экспериментально измеренные поля B_μ отличаются от дипольных магнитных полей. Это отличие возникает из-за фермиевского контактного магнитного поля поляризованных электронов проводимости на мюоне $B_c = 8/3 \pi \mu_B \rho(0) P_e$. Здесь μ_B – магнетон Бора; $\rho(0)$ – плотность электронной волновой функции на мюоне; P_e – поляризация электронов проводимости.

Авторы выражают благодарность У.Циммерман за помощь в проведении измерений. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16999а).

1. W.C.Koehler, J.W.Cable, H.R.Child et al., Phys. Rev. **151**, 414 (1966); **158**, 450 (1967).
2. G.P.Felcher, G.H.Lander, T.Arai et al., Phys. Rev. **B13**, 3034 (1976).
3. M.J.Pechan and C.Stassis, J. Appl. Phys. **55**, 1900 (1984).
4. D.Gibbs, D.E.Moncton, K.L.D'Amico et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 234 (1985).
5. J.Bohr, D.Gibbs, D.E.Moncton, and K.L.D'Amico, Physica **140A**, 349 (1986).
6. R.A.Cowley and S.Bates, J. Phys. C: Solid State Phys. **21**, 4113 (1988).
7. S.Bates, C.Patterson, G.J.McIntire et al., J. Phys. C: Solid State Phys. **21**, 4125 (1988).