

ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС ^{89}Y В ИТТРИЕВОМ ФЕРРИТЕ-ГРАНАТЕ

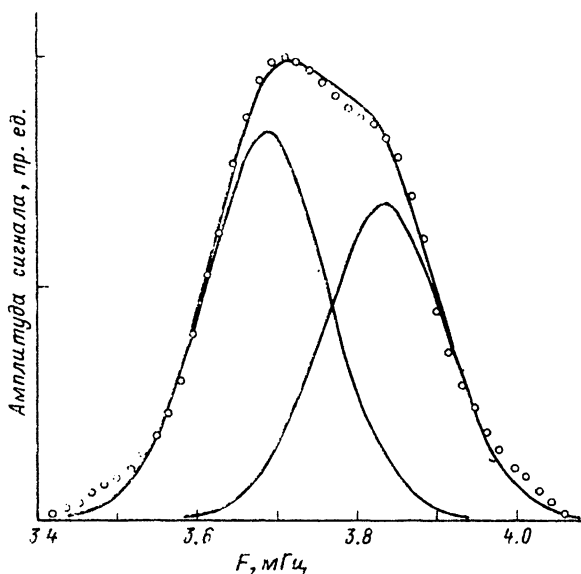
А. А. Шемяков, М. М. Савоста

В магнитоупорядоченных соединениях на ядрах номинально диамагнитных ионов обнаружены значительные локальные поля. Величина локального поля $H_{\text{л}}$ определяется дипольным полем окружающих ионов $H_{\text{дip}}$ и сверхтонким (СТ) вкладом $H_{\text{нт}}$ за счет переноса спиновой плотности с ближайших магнитных ионов и ковалентных эффектов. Изучение СТ полей на ядрах диамагнитных ионов важно как для понимания природы этих полей, так и для объяснения механизмов, обуславливающих магнитную структуру. Для широко изучаемого иттриевого феррита-граната $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в настоящее время имеются данные о локальных полях на ядрах примесных диамагнитных ионов, занимающих тетраэдрические и октаэдрические узлы, например Ga^{3+} , Al^{3+} , V^{5+} , Sr^{3+} , In^{3+} [1]. Что же касается диамагнитных ионов в додекаэдрических позициях, имеются лишь данные относительно ЯМР на ядрах примесных ионов Bi^{3+} [2]. В то же время локальные поля на ядрах диамагнитного иона иттрия в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ до сих пор не были определены, несмотря на многократные попытки [3].

Нами впервые обнаружены сигналы ЯМР ^{89}Y ($I = 1/2$, $\gamma = 208.6$ кГц/кЭ, распространенность 100%) в иттриевом феррите-гранате при гелиевых температурах. Спектры регистрировались методом спинового эха ($\tau_2 = 2\tau_1$) на моно- и поликристаллических образцах $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ из разных лабораторий. Наличие сигнала во всех образцах исключает происхождение его от случайной примеси. Спектр ЯМР состоит из двух линий с частотами 3.69 и 3.83 МГц (см. рисунок). Отметим, что этим линиям отвечают различные оптимальные значения возбуждающего радиочастотного поля, поэтому, варьируя условиями возбуждения, можно преимущественно наблюдать один из сигналов. На рисунке представлен спектр ЯМР при условиях возбуждения, позволяющих наблюдать одновременно оба сигнала. В таблице приведены значения времен спин-решеточной (T_1) и спин-спиновой (T_2) релаксаций для двух зарегистрированных линий. Несмотря на низкое значение резонансных частот, интенсивность сигналов достаточно велика (сигнал/шум ≥ 5), что исключает возможность их происхождения от ядер ^{17}O , имеющих распространенность 0.037% (хотя оценочное значение частоты ЯМР для ядер ^{17}O в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ~ 3 МГц [4]).

Значения времен релаксации для ядер ^{89}Y в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

| Частота ЯМР, МГц | T_1 , мс | T_2 , мс |
|------------------|------------|------------|
| 3.69 | 600 | 10 |
| 3.83 | 350 | 2.5 |



Спектр ЯМР ядер ^{89}Y в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при $T = 4.2 \text{ K}$.

Условия возбуждения сигналов: $\tau_1 = 8 \text{ мкс}$, $\tau_2 = 16 \text{ мкс}$, $\tau_3 = 40 \text{ мкс}$, амплитуда возбуждающих импульсов $\sim 8 \text{ В}$. Точки — экспериментальный спектр, сплошные линии — разложение двумя линиями и суммарный подогнанный спектр.

В структуре граната Y^{3+} занимает додекаэдрические c -узлы с ромбической локальной симметрией. В общем случае имеется шесть c -узлов с различно ориентированными локальными осями симметрии. Для $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ осью легкого намагничивания является [111]. В этом случае число неэквивалентных узлов уменьшается до двух в соотношении 1 : 1 [5]. Именно такой спектр наблюдается на эксперименте при оптимальных условиях возбуждения.

Дипольные поля, создаваемые ионами Fe^{3+} на редкоземельных узлах в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, рассчитаны в работе [6]. Для намагниченности вдоль [111] величины $|H_{\text{дip}}|$ на двух неэквивалентных узлах иттрия равны 2.1 и 3.4 кЭ. Наблюдаемые на эксперименте локальные поля $\sim 20 \text{ кЭ}$ на порядок величины превосходят указанные значения. Следовательно, основной вклад в локальное поле на ядрах ^{89}Y имеет сверхтонкую природу.

Поскольку собственное СТ поле на ядрах номинально диамагнитного иона иттрия отсутствует, $H_{\text{гг}}$ представляет собой наведенное СТ поле за счет переноса спиновой плотности в цепочках $\text{Fe}^{3+} - \text{O}^{2-} - \text{Y}^{3+}$ в результате перекрывания орбиталей Y^{3+} с раскомпенсированными в спиновом отношении орбиталями O^{2-} и переноса заряда в номинально пустые орбитали Y^{3+} . При этом направление СТ поля на ядрах иттрия должно быть коллинеарно электронным спинам ионов Fe^{3+} , т. е. направлено вдоль оси типа [111]. Если рассмотреть проекцию дипольного поля на ось [111], величина расщепления линий ЯМР за счет $H_{\text{дip}}^{22}$ должна составлять 0.41 МГц. Наблюдаемое расщепление спектра меньше (0.14 МГц), что указывает на противоположные знаки вкладов от дипольного и анизотропной части сверхтонкого поля. Учитывая проекцию $H_{\text{дip}}$ на ось [111], для составляющих СТ поля на ядрах ^{89}Y имеем: $H_{\text{гг}}^{15} = 18.0$, $H_{\text{гг}}^{22} = 1.32$ или $H_{\text{гг}}^{22} = 2.66 \text{ кЭ}$. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют однозначно определить величину $H_{\text{гг}}^{22}$. Два возможных значения анизотропной части сверхтонкого поля получаются в случае, если $|H_{\text{дip}}| > |H_{\text{гг}}^{22}|$ либо $|H_{\text{дip}}| < |H_{\text{гг}}^{22}|$ соответственно.

Фрименом и Ватсоном [7] рассчитано эффективное сверхтонкое поле на ядре ^{89}Y , возникающее за счет обменной поляризации электронов заполненных s -оболочек, обусловленной спиновой плотностью неспаренных $4d$ -электронов (примерно 375 кЭ на один неспаренный электрон). Считая, что СТ поле на ядре ^{89}Y обусловлено преимущественно заполнением $4d$ -оболочки, можно оценить долю нескомпенсированных $4d$ -электронов величиной ~ 0.05 . Отметим, что близкие значения получены для степени заполнения электронами с нескомпенсированным спином номинально пустых $5d$ - или $6p$ -орбиталей иона Vi^{3+} в додекаэдрических узлах иттриевого феррита-граната [6].

Список литературы

- [1] Le Dang Khoi, Veillet P. // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. N 7. P. 3218—3223.
- [2] Hosoe Y., Takanashi K., Hiroshi Y., Suzuki R., Sugita Y., Chikazumi S. // J. Phys. Soc. Jap. 1986. V. 55. N 3. P. 731—734.
- [3] Gonano R., Hunt E., Meyer H. // Phys. Rev. 1967. V. 156. N 2. P. 521—533.
- [4] Ковтун Н. М., Котельва А. М., Москвин А. С., Шемяков А. А. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 4. С. 1459—1466.
- [5] Borodin V. A., Doroshev V. D., Tarasenko T. N., Savosta M. M., Novák P. // J. Phys.: Condens. Matter. 1991. V. 3. P. 5881—5892.
- [6] Novák P. // Czech. J. of Phys. 1988. V. B38. N 10. P. 1146—1155.
- [7] Ватсон Р., Фримен А. // Сверхтонкие взаимодействия в твердых телах: Пер. с англ. М., 1970. 368 с.

Донецкий физико-технический институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
30 июля 1992 г.

© Физика твердого тела, том 35, № 1, 1993
Solid State Physics, vol. 35, N 1, 1993

ВРЕМЯ ЖИЗНИ ПОЗИТРОНОВ В ЦЕМЕНТИТЕ

А. Н. Жихарев, Д. Е. Капуткин, М. А. Штремель

В различных карбидах железа хорошо изучена координация [1], но плохо изучены ее причины — различия в электронной плотности. Применение прямого метода — измерения времени жизни позитронов — затруднено тем, что карбиды метастабильны и их выделение в чистом виде обычно сопровождается превращениями. Возможно только деление спектра сплава на две компоненты: τ_1 — для времени жизни в феррите, τ_2 — в карбиде. При этом отнести наблюдаемое τ_2 ко времени жизни позитронов либо в карбиде, либо на границе феррит—карбид можно, сравнив интенсивности I_2 при разных размерах частиц, но неизменной объемной доле карбида α_2 .

Исследованы сплавы с 1.14% С (Y11, $\alpha_2=0.17$) и 1.95 мас.% С (Y20, $\alpha_2=0.29$). Образцы размерами $(14-16) \times (15-20) \times (1.2-1.7)$ мм после аустенитизации 1150°C , 45 мин закаливали из откачанных кварцевых ампул в воде, охлаждали в жидком азоте, отпускали в вакууме и шлифовали. Режимы отпуска выбраны после дилатометрического исследования. Образцы для него размерами $10 \times 2.5 \times 2.5$ мм также закаливали, охлаждали в жидком азоте и нагревали со скоростью $5^\circ/\text{мин}$ при записи 500:1 в дилатометре Sinku—Riko DL-1500.

На дилатограмме отпуска v (см. рисунок) к 500°C нелинейные изменения длины прекращаются: превращения карбидов завершены, остался лишь цементит. Выше 500°C идет его коагуляция.