

ЭФФЕКТ "ЗАХВАТА" ДОМЕННЫХ ЧАСТОТ ЯМР ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЯДЕРНОГО СПИНОВОГО ЭХА В ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ КРИСТАЛЛА YFeO_3

А.В.Залесский, Т.А.Химич

Экспериментально обнаружено, что начиная с некоторого значения внешнего магнитного поля, направленного по оси a , спиновое эхо от ядер ^{57}Fe в доменных границах кристалла YFeO_3 начинает формироваться на частотах, отвечающих частотам ЯМР в доменах.

Ранее нами было показано [1], что при использовании непрерывного (статического) метода спектр ЯМР от внутриграницных ядер ^{57}Fe в кристалле YFeO_3 состоит из двух резонансных линий на частотах ν_{max} и ν_{min} (рис. 1, кривая 1), которые отвечают ядрам в тех участках доменных границ, где имеется максимальная плотность распределения спинов по углу θ , определяющему ориентацию слабоферромагнитного момента в плоскости ac относительно ромбической оси c . Частоты ν_{max} и ν_{min} определяются из условия $d\nu(\theta)/d\theta = 0$, где функция $\nu(\theta)$ учитывает анизотропию локальной частоты ЯМР внутри доменной границы. В силу особенностей магнитной симметрии ортоферритов функция $\nu(\theta)$ при $0 < \theta < \pi/2$ имеет две ветви [2]:

$$\nu(\theta) = \nu_0 (1 - \alpha \sin^2 \theta \mp \beta \sin 2\theta) \pm (\gamma/2\pi) H_a \cos \theta, \quad (1)$$

где α и β — некоторые феноменологические константы сверхтонкого взаимодействия, ν_0 — частота ЯМР в домене, γ — ядерное гиромагнитное отношение. В (1) учтена составляющая H_a внешнего магнитного поля вдоль ромбической оси a . В [1] показано, что при 77К выполняется соотношение $\alpha = 2\beta = 5,58 \cdot 10^{-3}$. Это означает, что высокочастотная линия на частоте $\nu_{max} = 75,95$ МГц отвечает ядрам, локализованным ближе к "краю" доменных границ, а линия на частоте $\nu_{min} = 75,35$ МГц — ядрам вблизи центра границ. Частота ЯМР в домене ν_0 располагается в промежутке между ν_{min} и ν_{max} ближе к ν_{max} . В спектре, полученном статической методикой, она не проявляется. Расчетные [1] и экспериментальные (для Co -замещенного YFeO_3 [3]) значения ν_0 при 77К укладываются в интервал частот $75,75 \pm 75,86$ МГц.

Внешнее постоянное поле H_b , направленное по оси b , не оказывает влияния на спектр ЯМР. С другой стороны поле H_a вызывает сближение линий ν_{max} и ν_{min} до их полного слияния и последующего размытия [1]. Координаты ядер, ответственных за резонансные линии, с увеличением H_a , как следует из условия $d\nu(\theta)/d\theta = 0$, приближаются к центру доменных границ. Сдвиг частот ν_{max} и ν_{min} в поле H_a по данным [1] обозначен на рис. 2. штриховыми линиями (более подробно об особенностях внутриграницных спектров ЯМР в ортоферритах см. в [1,2,4]).

В настоящем сообщении приводятся экспериментальные результаты по наблюдению внутриграничного ЯМР на том же гидротермальном кристалле YFeO_3 , что и в предшествующих работах, но с помощью импульсной методики. Оказалось, что применение метода спинового эха приводит к появлению новых эффектов.

В работе применялся спектрометр ИСШ-1-13 конструкции СКБ ИРЭ АН СССР. Были приняты меры для получения низких напряженностей радиочастотного поля, что необходимо для наблюдения внутриграничных спектров ЯМР, для которых, как правило, характерны чрезвычайно высокие значения коэффициента усиления. Максимальная амплитуда эха достигалась при последовательности двух коротких импульсов длительностью 1,5 и 2 мксек и задержкой около 40 мксек.

Зависимость амплитуды эха от частоты заполнения импульсов при 77К и нулевом внешнем поле показана на рис. 1 (кривая 2). Спектр имеет асимметричную форму с более пологим спадом к низким частотам и максимумом, совпадающим с частотой ν_{max} . В области частоты ν_{min} , где статическим методом наблюдается вторая линия, сигнала эха получить не удастся, хотя после импульса виден заметный "всплеск" сигнала индукции. По-видимому, невозможность наблюдения эха в области ν_{min} обусловлена очень короткими временами релаксации ядер, которые для низкочастотной линии локализованы вблизи центра доменных границ.

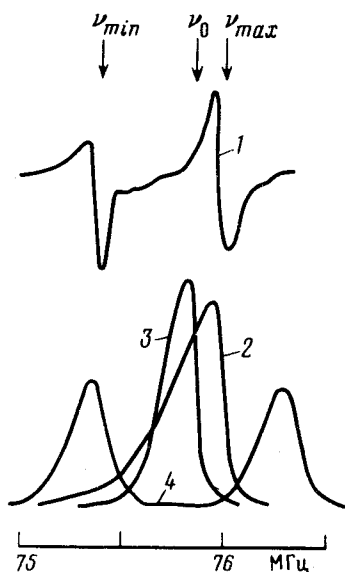


Рис. 1. Первая производная сигнала ЯМР для кристалла YFeO_3 при 77К (1) и спектры спинового эха для того же кристалла: $H_a = 0$ (2), $H_a = 0,8$ кЭ (3) и $H_a = 4$ кЭ (4)

Значения продольного и поперечного времени релаксации в нулевом поле соответственно равны $T_1 = 500 \pm 100$ мксек и $T_2 = 150 \pm 30$ мксек.

Как и в случае статической методики внешнее поле H_b не оказывает влияния на форму, интенсивность к релаксационные характеристики спектра спинового эха. Это свидетельствует о том, что поворот спинов в границах, несмотря на их извилистую форму, происходит строго в ac -плоскости (границы ac -типа), и поле H_b не влияет на внутреннюю структуру и динамику границ.

В поле H_a происходит следующее. С увеличением H_a до 800 Э спектр становится более симметричным (рис. 1, кривая 3), а максимум смещается к низким частотам в соответствии с траекторией для "статического" пика ν_{max} (верхняя штриховая линия на рис. 2). Времена релаксации при этом несколько уменьшаются, поскольку ответственными за сигнал становятся ядра более близкие к центру границ. Однако по достижении частоты 75,8 МГц, которая отвечает частоте ν_0 в домене в отсутствие внешнего постоянного поля, начинается расщепление спектра на две линии, смещающиеся с дальнейшим увеличением H_a так как если бы сигнал исходил от ядер в доменах, где имеет место антиферромагнитное упорядочение спинов по оси a .

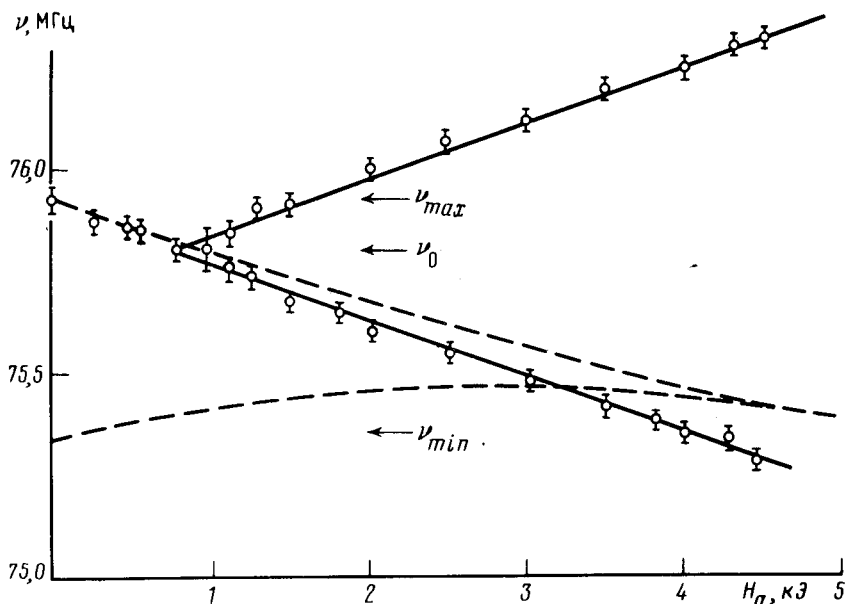


Рис. 2. Расщепление внутрigrаничного спектра спинового эха для кристалла $YFeO_3$ при 77К. Наклон прямых линий отвечает гиромагнитному отношению для ядер ^{57}Fe . Штриховыми линиями показано смещение линий ν_{max} и ν_{min} по данным, полученным статическим методом [1]

Несомненно, что сигналы эха по своей природе остаются тем не менее внутрigrаничными, о чем свидетельствуют следующие факты: 1) эхо наблюдается лишь в том случае, когда радиочастотное поле направлено по "легкой" оси c ; 2) малейшее нарушение точной ориентировки кристалла в постоянном поле H_a , вызывающее появление составляющей поля по оси c , приводит к уничтожению доменных границ и сигналов эха.

Кроме того, если бы сигналы исходили от ядер в глубине доменов, то расщепление должно было бы начинаться с нулевого поля (размагничивающее поле в виду малости спонтанного момента здесь не играет роли).

Времена релаксации в любых полях $H_a > 1$ кЭ для обоих сигналов остаются неизменными ($T_1 \sim 200 + 400$ мксек; $T_2 = 60 \pm 15$ мксек). Это свидетельствует о том, что локализация ядер, от которых наблюдаются сигналы эха, с увеличением H_a , в отличие от статического метода, остается неизменной. Интенсивность расщепленных сигналов также приблизительно одинакова (рис. 2, кривая 4). Однако в области полей $2,5 + 3$ кЭ было замечено некоторое падение амплитуды эха для низкочастотной ветви, что по-видимому связано с взаимодействием этой ветви с низкочастотной "статической" внутриграницной ветвью ν_{min} (область пересечения с нижней штриховой линией на рис. 2).

Таким образом, в поле H_a в доменных границах кристалла слабого ферромагнетика $YFeO_3$, создаются условия для возникновения сигналов эха на частотах, отвечающих частотам ЯМР в доменах.

Полученные результаты указывают на необходимость поиска нового подхода к анализу условий формирования внутриграницного ядерного эха в слабых ферромагнетиках.

Институт кристаллографии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 декабря 1979 г.

Литература

- [1] А.В.Залесский, А.К.Звездин, И.С.Желудев, А.М.Саввинов, А.Ф.Лебедев. Phys. stat. sol. (b), 73, 317, 1976.
- [2] А.К.Звездин. ЖЭТФ, 68, 1434, 1975.
- [3] В.В.Ванчиков, А.В.Залесский, А.С.Карначев, В.Г.Кривенко, Е.Е.Соловьев. ФТТ, 19, 3640, 1977.
- [4] А.В.Залесский, И.С.Желудев. Atomic Energy Review, 14, 133, 1976.