

[8] Попов И.В., Сыркин А.Л., Челноков В.Е. — Письма в ЖТФ, 1985, т. 12, в. 4, с. 240–243.

[9] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, т. 1, 1984, 455 с.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
11 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4

26 февраля 1988 г.

ОБНАРУЖЕНИЕ МЕТОДОМ ЯМР МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МОНОКРИСТАЛЛЕ $YFeO_3$

А.М. Балбашов, А.В. Залесский,
В.Г. Кривенко, Е.В. Синицын

Изучение ядерного спинового эха в кристалле $YFeO_3$, выращенном методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом с обогащением по изотопу Fe^{57} до 96.6%, привело к обнаружению ряда новых особенностей в спектрах ЯМР при низких температурах. Обсуждению этих особенностей и посвящена данная работа.

В указанном кристалле наблюдаются следующие типы спектров ЯМР, отличающиеся природой своего происхождения и условиями возбуждения.

Во-первых, спектр от ядер Fe^{57} в подвижных доменных границах (ДГ). Именно такой спектр изучался ранее в $YFeO_3$ стационарной методикой [1] и методом спинового эха [2]. Для данного кристалла спектр от ядер в ДГ при 4.2 К показан на рис. 1 (обозначен цифрой 1). Он наблюдается при малых напряженностях радиочастотного поля $H_1 \approx 10^{-3}$ Э, параллельного оси c кристалла, и коротких (1–2 мкс) импульсах почти равной длительности. Времена спин-решеточной (T_1) и спин-спиновой (T_2) релаксаций для ядер в ДГ при 4.2 К соответственно равны 25–27 мс и 0.8–0.9 мс. Спектр исчезает в постоянном магнитном поле $H \parallel c$ 60–80 Э, переводящем кристалл в монодоменное состояние. После выключения такого поля спектр не восстанавливается (кристалл остается монодоменным). Восстановить доменную структуру и сигнал эха можно циклическим размагничиванием.

Во-вторых, обогащение позволило изучить ЯМР от ядер Fe^{57} в глубине доменов (рис. 1, линия 2). В необогащенных кристаллах „доменная“ линия ранее не наблюдалась из-за низкого коэффициента усиления для внутридоменных ядер. Линия 2 чрезвычайно узкая (~ 40 кГц) и расположена на частотах 76.06 и 75.83 МГц при

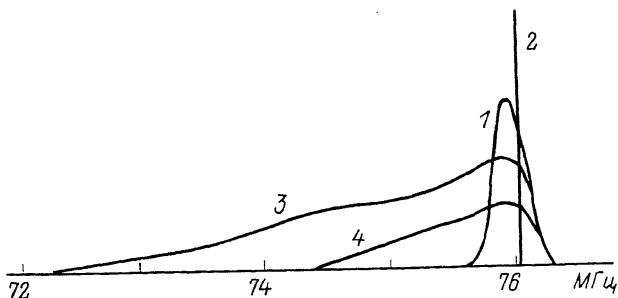


Рис. 1. Спектры спинового эха для $YFeO_3$ при 4.2 К: 1 - от ядер в доменных границах, 2 - от ядер в доменах, 3 и 4 - от ядер в областях магнитной неоднородности до и после отжига соответственно. Высоты спектров приблизительно отражают соотношение интенсивностей.

4.2 и 77 К соответственно. Для ее возбуждения требуются высокие напряженности $H_1 \approx 10^{-1}$ и импульсы длительностью 10 и 20 мкс. Времена релаксации более чем на порядок превышают соответствующие значения для внутриграницных ядер. Интенсивность I сигнала ЯМР сильно зависит от ориентации H_1 по отношению к осям a , b и c . Максимум I отвечает ориентации $H_1 \parallel a$, что соответствует максимальной величине статической магнитной восприимчивости для $YFeO_3$ [3]. Анизотропия I характеризуется приблизительным соотношением $I_a : I_c : I_b \approx 100 : 10 : 1$. Постоянные поля H_a , H_b и H_c напряженностью до 1 кЭ не влияют заметным образом на интенсивность сигнала спинового эха.

Наконец, кроме рассмотренных двух типов спектров нами зарегистрирован еще один спектр (на рис. 1 обозначен цифрой 3). Он обладает следующими свойствами. Максимальная I отвечает ориентации $H_1 \parallel c$. Оптимальный режим возбуждения - промежуточный по сравнению с ДГ и доменами ($H_1 \approx 10^{-2}$ Э, длительности импульсов - 2 и 4 мкс). Значения времен релаксации ($T_1 = 70-100$ мс, $T_2 = 1.7-2.0$ мс) также лежат в промежутке между соответствующими величинами для ДГ и доменов. Наибольшее влияние на I оказывает постоянное поле $H \parallel c$: при $H_c = 400$ Э I снижается приблизительно на 60%. В отличие от внутриграницного спектра 1, спектр 3 сохраняется в монодоменном состоянии (не «чувствует» ДГ). Поле H_a порядка 400-500 Э несколько увеличивает I . Интенсивность постепенно падает с ростом температуры и при $T > 30$ К спектр 3 становится ненаблюдаемым.

Большая ширина спектра 3 (до 4.5 МГц), говорящая о значительной неоднородности локальных полей ($\Delta H_{\text{лок.}} \approx 30$ кЭ), указывает на то, что в его формировании, по-видимому, участвуют ядра, расположенные в дефектных участках кристалла с искаженной кристаллической решеткой. Для проверки этого предположения был проведен отжиг кристалла в условиях избыточного давления кислорода

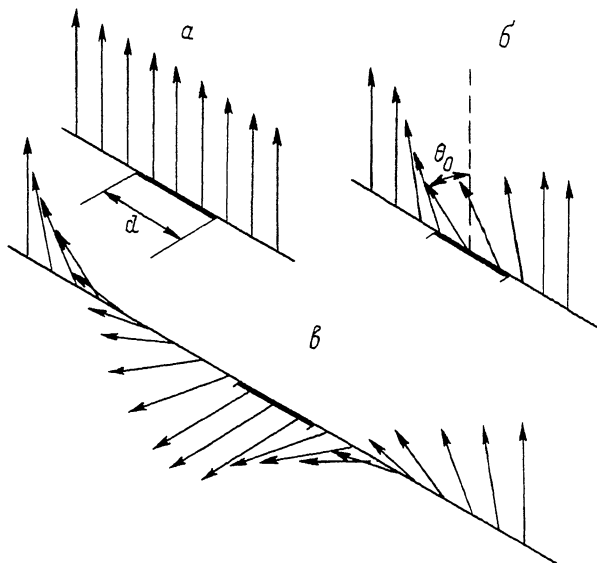


Рис. 2. Развитие магнитной неоднородности в окрестности дефекта с $K_{1ac} < 0$ (область a) при увеличении ее абсолютной величины: а - $|K_{1ac}^{(-)}| < |K_{1ac}^{(-)}(кр)|$, б - $|K_{1ac}^{(-)}| > |K_{1ac}^{(-)}(кр)|$, в - $\theta_0 > \theta_{кр}$.

по следующему режиму: нагрев в течение 2,5 часов до температуры 1316 ± 3 °С с выдержкой при указанной температуре в течение 60 часов и последующим охлаждением в течение 15 часов. Отжиг привел к снижению I примерно на 50% и уменьшению наблюдающейся ширины спектра (рис. 1, спектр 4), что подтвердило предположение о влиянии дефектов на обнаруженный сигнал ЯМР. На свойства спектров от ядер в доменах и ДГ отжиг не повлиял.

Рассмотрим возможные механизмы, которые могут приводить к наблюдающимся особенностям спектра ЯМР.

Свойства спектра 3 можно объяснить, если предположить, что он обязан своим происхождением ядрам, расположенным в областях магнитной неоднородности, сопровождающейся отклонением вектора ферромагнетизма \vec{F} от оси c к оси a . Подобное распределение намагниченности может наблюдаться в окрестности дефектных участков с отрицательной первой константой магнитной анизотропии K_{1ac} (напомним, что в идеальной структуре $YFeO_3$ $K_{1ac} > 0$, что приводит к магнитной структуре типа $T_4 (F_z G_x)$ [3]). Возникновение областей с $K_{1ac} < 0$ в реальном кристалле $YFeO_3$ не покажется удивительным, если учесть, что K_{1ac} в $YFeO_3$ определяется суммой нескольких вкладов, среди которых основными являются отрицательный вклад от одноионной анизотропии, стабилизирующий конфигурацию $T_2 (F_x G_z)$, и положительный двухионный вклад, обусловленный антисимметричным обменом Дзялошинского-

Морня [4]. Абсолютные значения этих двух конкурирующих вкладов в K_{1ac} сопоставимы друг с другом. Учитывая, что оба вклада чрезвычайно чувствительны к искажениям кристаллической решетки ортоферритов, естественно предположить, что деформации последней в окрестности дефектов (дислокаций, атомов внедрения и т.п.) будут нарушать примерный баланс этих основных вкладов в K_{1ac} и приводить к флуктуациям ее величины и знака. Пусть $K_{1ac}^{(-)}$ — отрицательная константа $K_{1ac} < 0$ в окрестности дефекта. Очевидно, в реальном кристалле существует распределение абсолютных величин $|K_{1ac}^{(-)}|$ относительно среднего значения $\langle |K_{1ac}^{(-)}| \rangle$. При высоких температурах $|K_{1ac}^{(-)}|$ малы и энергии магнитной анизотропии не хватает для образования магнитной неоднородности. С понижением температуры абсолютные значения $|K_{1ac}^{(-)}|$ растут, и для дефектов, у которых $|K_{1ac}^{(-)}|$ превышает критическое значение $K_{1ac}^{(-)} \approx 2 \frac{\sqrt{\alpha K_{1ac}^0}}{d}$, возникают магнитные неоднородности, соответствующие отклонению вектора \vec{F} от оси c к оси a (α — параметр неоднородного обмена, K_{1ac}^0 — константа анизотропии для идеальной структуры $YFeO_3$, d — размер участка с отрицательной константой анизотропии (см. рис. 2)). Максимальный угол отклонения θ_0 допускает оценку: $\cos \theta_0 \approx \frac{2 \sqrt{\alpha K_{1ac}^0}}{|K_{1ac}^{(-)}| \alpha}$. При дальнейшем увеличении $|K_{1ac}^{(-)}|$ с понижением температуры угол θ_0 растет до тех пор, пока при некотором критическом значении $\theta_0 = \theta_{кр}$ в области, занимаемой дефектом, не возникнет зародыш фазы $\Gamma_2 (F_x G_z)$ (рис. 2, в) [4]. По-видимому, эти зародыши в основном и являются причиной спектра 3, поскольку конфигурация Γ_2 наиболее благоприятна для возбуждения ЯМР полем $H_1 \parallel c$. Постоянное магнитное поле H_c должно подавлять рассмотренные выше неоднородности, начиная с участков с минимальным $|K_{1ac}^{(-)}|$, и приводить к ослаблению интенсивности ЯМР, что и наблюдается экспериментально. С другой стороны, H_a увеличивает угол θ_0 и ускоряет процесс образования зародышей фазы $\Gamma_2 (F_x G_z)$ в областях с $\theta_0 < \theta_{кр}$, что должно сопровождаться увеличением интенсивности, что также согласуется с экспериментом.

В заключение следует отметить, что к появлению спектра 3 могут приводить и участки ДГ, закрепленные на различных дефектах (жесткие ДГ) и сохраняющиеся в постоянных полях, превышающих поле насыщения. Для выяснения роли рассмотренных механизмов, ответственных за появление спектра 3, необходимы дальнейшие экспериментальные исследования.

Л и т е р а т у р а

- [1] Z a l e s s k i i A.V., Z v e z d i n A.K., Z h e l u d e v I.S., S a v v i n o v A.M., L e b e d e v A.F. — Phys. stat. sol. (b), 1976, v. 73, p. 317–325.

- [2] Залесский А.В., Звездин А.К., Кривенко В.Г., Балбашов А.М., Химич Т.А., Еддищенко Е.А. - ЖЭТФ, 1981, т. 80, в. 6, с. 2480-2492.
- [3] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 320 с.
- [4] Бострем И.Г. Автореферат канд. дис., Свердловск, 1979. 20 с.
- [5] Синицын Е.В., Иванов С.И. - ФММ, 1984, т. 62, № 4, с. 6899-699.

Институт кристаллографии
АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
2 июля 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4

26 февраля 1988 г.

СТРОГИЕ УСЛОВИЯ КВАНТОВАНИЯ ДЛЯ МНОГОУГОЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

В.В. К о р н е й ч и к, Т.М. К о р н е й ч и к

При расчете коротковолновой асимптотики собственных колебаний резонаторов широко используются приближенные условия квантования Бора-Зоммерфельда-Эпштнейна-Эйнштейна-Келлера-Рубинау [1, 2]. Эти условия предполагают нахождение замкнутых базисных контуров, образованных при отражении луча от стенок резонатора, и наложение на длины этих контуров требования кратности длинам волн колебания. В практически интересных случаях при расчете резонаторов достаточно сложной формы, когда лучи падают на границы резонатора как под большими, так и под малыми углами, эти условия не работают: различные базисные контуры дают разные длины волн, что указывает на принципиально приближенный характер таких условий квантования. В связи с этим представляет несомненный интерес проанализировать путем исследования известных точных решений связь геометрикооптических представлений с волновыми и выявить причины этой приближенности.

Для двумерных резонаторов в форме многоугольников, все углы которых кратны развернутому (следуя [3], будем называть их элементарными), все собственные колебания представляют собой суперпозицию небольшого числа плоских волн. Собственные колебания элементарных многоугольников дают также часть колебаний составных многоугольников, получающихся в результате объединения элементарного многоугольника с его отражениями относительно сторон. Колебания в виде суммы конечного числа плоских волн легко интерпретировать геометрически, сопоставляя каждой пар-