ЯМР ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ КУБИЧЕСКОГО ФЕРРИТА-ГРАНАТА С ОСЯМИ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ⟨111⟩

© *Р.А.Дорошенко, С.В.Серегин, Р.С.Фахретдинова*

Институт физики молекул и кристаллов Российской академии наук,
450065 Уфа, Россия
(Поступила в Редакцию 29 мая 1996 г.)

Рассмотрены условия формирования сигналов ЯМР в блоховской доменной границе многоосного магнетика при произвольной ориентации оси одноосной анизотропии. Численными методами получена форма линии ЯМР 180°, 71° и 109° доменных границ в кубическом кристалле со структурой граната. Определена зависимость частоты сигналов ЯМР и положения соответствующих ядер и ДГ от ориентации плоскости границы.

В настоящее время при интерпретации свойств сигналов ядерного магнитного резонанса доменных границ (ЯМР ДГ) многоосных магнетиков часто используются понятия теории, развитой для случая 180° градусной границы в одноосном магнетике [1]. Особенности структуры ДГ [2] и анизотропии локального магнитного поля [3] в ферритах-гранатах предполагают более сложный характер спектра. В настоящей работе установлена связь особенностей в спектре ЯМР ДГ от величины анизотропии локального магнитного поля и определена ее зависимость от ориентации плоскости 180°, 71° и 109° ДГ кубических кристаллов со структурой граната. Для некоторых ориентаций рассчитана форма линии сигналов поглощения.

Рассмотрим плоскую доменную границу, разделяющую два домена, направления намагниченности в которых заданы векторами $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$. В локальной системе координат (ось $\mathbf{e}_z$ направлена вдоль нормали к плоскости границы, $\mathbf{e}_y = (\mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_1)/|\mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_1|$ и $\mathbf{e}_x = |\mathbf{e}_y \times \mathbf{e}_z|$ распределение намагниченности запишем через компоненты единичного вектора $\mathbf{m} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$

$$m_x = \sin\theta\cos\varphi, \qquad m_y = \sin\theta\sin\varphi, \qquad m_z = \cos\theta, \tag{1}$$

где θ и φ — полярный и азимутальный углы. Для блоховской границы $\cos\theta = \cos(\varphi/2)\sin\psi$, где φ — угол между $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$, ψ — угол вращения плоскости границы вокруг оси $\mathbf{e}_y$, а единственной переменной является угол φ, изменяющийся в интервале $[-\varphi_0, \varphi_0]$. Границы интервала определяются уравнением $\sin\varphi_0 = \sin(\varphi/2)/\sin\theta$.

Согласно [4], сингулярности в спектре поглощения связаны с корнями уравнения

$$d\nu_n(\varphi)/d\varphi = 0, \qquad (2)$$

где функция $\nu_n/(\varphi)$ — зависимость частоты ЯМР ядра от его положения в ДГ. При малой одноосной анизотропии локального магнитного поля $\nu_n(\varphi) = 1-3\alpha^2$, где α — косинус угла между направлением магнитного момента и локальной осью анизотропии. Безразмерная единица частоты ν связана с угловой частотой ω соотношением

$$\nu = \frac{\omega - \omega_{\max} - (\omega_{\max} - \omega_{\min})/3}{(\omega_{\max} - \omega_{min})/3},$$

где $\omega_{\min}$ и $\omega_{\max}$ — частоты ЯМР при ориентации ядерного спина вдоль и поперек оси анизотропии.

Если направление оси анизотропии в локальной системе имеет координаты θ_a и φ_a, то при распределении намагниченности (1) зависимость α от φ имеет вид $\alpha = \sin\theta \sin\theta_a \cos(\varphi = \varphi_a) + \cos\theta\cos\theta_a$. В спектре поглощения возможны два сигнала ЯМР ДГ. Частота первого ν_l зависит от полярного угла θ_a оси анизотропии $\nu_l = 1 - 3\cos^2(\theta - \theta_a)$. Соответствующие этому сигналу корни уравнения (2) определяются величиной азимутального угла φ_a: $\varphi_1 = \varphi_a$. Для существования сигнала необходимо выполнение условия $|\varphi_1| \leqslant \varphi_0$. Частота второго сигнала ν_2 не зависит от ориентации оси анизотропии $\nu_2 = 1$. Соответствующие этому сигналу корни определяются уравнением $\cos(\varphi_2 - \varphi_a) = -\operatorname{ctg}\theta \operatorname{ctg}\theta_a$. Для существования второго сигнала кроме условия $|\varphi_2| \leqslant \varphi_0$ необходимо выполнение неравенства $|\operatorname{ctg}\theta\operatorname{ctg}\theta_a| \leqslant 1$.

Обозначим индексами $i1$ и $i2$ частоты первого ν_{i1} и второго ν_{i2} сигналов i-й группы ядер и соответствующие им корни уравнения (2) φ_{i1} и φ_{i2} ($i = 1 - 7$ для ядер ионов с ориентацией оси анизотропии вдоль направлений [100], [010], [001], [111], $[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}1]$, $[11\bar{1}]$ кубической ячейки кристалла).

Для 180° ДГ существуют два сигнала ЯМР от каждой группы ядер. Для границы, намагниченность в которой поворачивается от оси $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ к оси [111], выражения для частот сигналов и корней уравнения (2) приводятся к виду

$$\begin{aligned}
&\nu_{11} = -2\cos^2\psi, && \operatorname{tg}\varphi_{11} = -(\sqrt{2}\cos\psi)^{-1},\\
&\nu_{21} = -2\cos^2(\pi/3+\psi), && \operatorname{tg}\varphi_{21} = (\sqrt{2}\cos(\pi/3+\psi))^{-1}\\
&\nu_{31} = -2\cos^2(\pi/3-\psi), && \operatorname{tg}\varphi_{31} = \left(\sqrt{2}\cos(\pi/3-\psi)\right)^{-1},\\
&\nu_{41} = -2, && \varphi_{41} = \pm\pi/2,\\
&\nu_{51} = -(2-8\cos^2\psi)/3, && \operatorname{tg}\varphi_{51} = (2\sqrt{2}\cos\psi)^{-1},\\
&\nu_{61} = \left(2-8\cos^2(\pi/3+\psi)\right)/3, && \operatorname{tg}\varphi_{61} = -\left(2\sqrt{2}\cos(\pi/3+\psi)\right)^{-1},\\
&\nu_{71} = \left(2-8\cos^2(\pi/3-\psi)\right)/3, && \operatorname{tg}\varphi_{71} = -\left(2\sqrt{2}\cos(\pi/3-\psi)\right)^{-1},
\end{aligned}$$

$$\varphi_{i2} = \varphi_{i1} \pm \pi/2 \quad (\text{знак выбирается из условия } |\varphi_{i2}| \leqslant \pi/2).$$

Для не 180° ДГ число сигналов ЯМР ограничено вышеприведенными условиями. Для 71° ДГ ($\mathbf{M}_1 \parallel [111]$, $\mathbf{M}_2 \parallel [11\bar{1}]$, угол ψ отсчитывается от плоскости $(\bar{1}10)$) при изменении ψ в интервале $[0, \pi/2)$ частоты сигналов и корни уравнения (2) определяются выражениями

$$\varphi_{11} = \varphi_{21} = \varphi_{32} = 0,$$

$$\nu_{11} = 1 - \left(\sqrt{2}\sin\psi\sin(\psi - \pi/4) + \sqrt{3 - 2\sin^2\psi}\cos(\psi - \pi/4)\right)^2,$$

$$\nu_{21} = 1 - \left(\sqrt{2}\sin\psi\sin(\psi - \pi/4) - \sqrt{3 - 2\sin^2\psi}\cos(\psi - \pi/4)\right)^2,$$

$$\varphi_{41} = \varphi_0; \qquad \varphi_{71} = -\varphi_0; \qquad \nu_{41} = \nu_{71} = -2,$$

$$\nu_{51} = \nu_{61} = 2\sin 2\psi\left(\sqrt{3 + \sin^2 2\psi} - \sin 2\psi\right)/3; \quad \operatorname{tg}\varphi_{51} = 1/\left(\sqrt{2}\sin\psi\right),$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{52} = \cos\theta\left(\sqrt{2}\cos\psi - \sqrt{3}\right)/\left(1 + \sqrt{6}\cos^2\theta\cos\psi\right); \quad \varphi_{62} = -\varphi_{52},$$

Корни φ_{51} и $\varphi_{61} = -\varphi_{51}$ и соответствующие им сигналы существуют при $\psi \geqslant \pi/4$.

Для 109° ДГ ($\mathbf{M}_1 \parallel [111]$, $\mathbf{M}_2 \parallel [\bar{1}\bar{1}1]$, угол ψ отсчитывается от плоскости $(1\bar{1}0)$) аналогичные выражения имеют вид

$$\operatorname{tg}\varphi_{11} = 1/\sin\psi; \qquad \varphi_{21} = -\varphi_{11};$$

$$\nu_{11} = \nu_{21} = I - 0.5\left(\sqrt{3 - \sin^2\psi}\sqrt{1 + \sin^2\psi} - \sin\psi\cos\psi\right)^2,$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{12} = \sin\psi\left(\cos\psi - \sqrt{3 + \sin^2\psi}\right)/\left(\cos\psi\sin^2\psi + \sqrt{3 + \sin^2\psi}\right);$$

$$\varphi_{22} = -\varphi_{12}, \qquad \varphi_{31} = 0;$$

$$\nu_{31} = 1 - \left(\sin^2\psi - \cos\psi\sqrt{3 - \sin^2\psi}\right)^2; \quad \varphi_{41} = -\varphi_0; \quad \varphi_{71} = \varphi_0,$$

$$\nu_{41} = \nu_{71} = -2; \quad \varphi_{51} = \varphi_{61} = 0; \quad \nu_{51} = \sqrt{2}\sin 2(\psi + \theta) - \cos^2(\psi + \theta),$$

$$\nu_{61} = -\sqrt{2}\sin 2(\psi + \theta) - \cos^2(\psi + \theta),$$

$$\cos(\varphi_0 - \varphi_{42}) = -\sin^2\psi/(3 - \sin^2\psi); \qquad \varphi_{72} = -\varphi_{42},$$

$$\cos\varphi_{62} = -\cos\theta\left(\sin\psi + \sqrt{2}\cos\psi\right)/\sin\theta\left(\sqrt{2}\sin\psi - \cos\psi\right).$$

Корни φ_{11} и φ_{21} существуют при $\sin\psi \geqslant 1/\sqrt{3}$, φ_{62} при $\psi > 67.5°$.

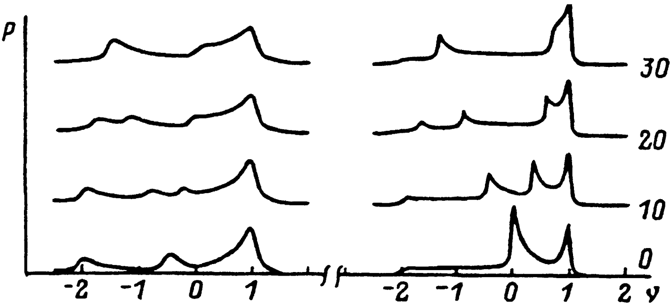

Рис. 1. Форма линии сигнала поглощения 180° ДГ.

При произвольной ориентации границы $\nu_{12} = \nu_{22} = \nu_{32} = 1$ и $\nu_{42} = \nu_{52} = \nu_{62} = \nu_{72} = 1$ и в спектре ядер d-ионов наблюдаются четыре, а в спектре ядер a-ионов — пять сигналов ЯМР ДГ. При ориентации границы, соответствующей минимуму ее энергии в неограниченном кристалле ($\psi = 0$), $\nu_{21} = \nu_{31} = -1/2$ и $\nu_{61} = \nu_{71} = 0$ и число сигналов уменьшается на единицу.

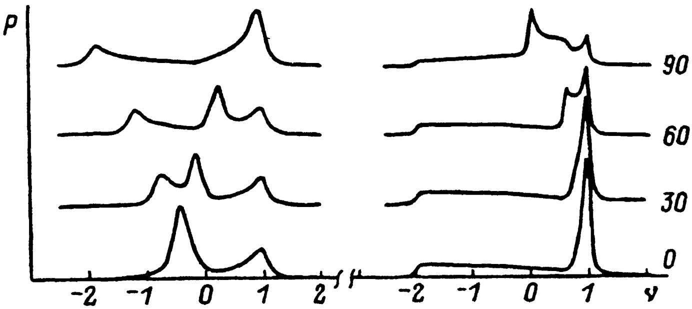

Рис. 2. Форма линии сигнала поглощения 71° ДГ.

Положение ядер d-ионов, формирующих три максимума поглощения, соответствует центру ДГ и не зависит от ψ. В неограниченном монокристалле минимальной энергией обладают границы с $\psi = 0$.

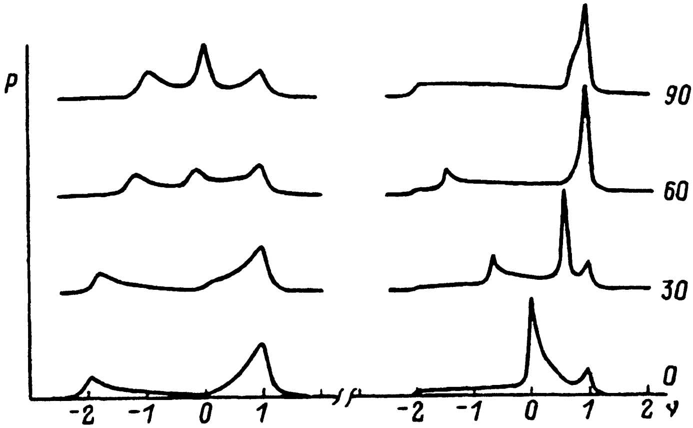

Рис. 3. Форма линии сигнала поглощения 109° ДГ.

При $\psi = 80$ (минимум энергии ДГ в неограниченном кристалле) максимум поглощения, соответствующий сигналу ν_{61}, не разрешается от максимума, соответствующего сигналам $\nu_{42} = \nu_{62} = \nu_{72} = 1$.

Для учета неоднородности коэффициента усиления представим частотную зависимость ЯМР поглощения в виде [4]

$$P(\nu) = N \int_{-\varphi_0}^{\varphi_0} |d\varphi/dz| f\Big[\nu - \nu_n(\varphi)\Big] d\varphi, \qquad (3)$$

где ν — переменная частота, N — постоянный множитель, f — локальная функция формы линии. При квазистатическом движении ДГ $d\varphi/dz$ определяется уравнением [5]

$$A \sin^2\theta (d\varphi/dz)^2 = G(\varphi) - G(\varphi_0), \qquad (4)$$

где A — константа обменного взаимодействия, G — зависящая только от φ часть плотности свободной энергии, $G(\varphi_0)$ — ее значение при $\varphi = \varphi_0$.

Форма линии ЯМР ДГ приведена на рис. 1–3. Кривые в левой половине получены равновесным суммированием выражения (3) для трех групп ядер d-ионов. В правой половине приведены аналогичные суммы для ядер a-ионов. При расчетах локальна форма линии аппроксимировалась распределением Лоренца.

В экспериментальных спектрах, полученных как непрерывным [6], так и импульсным [7] методами, отсутствует характерный для 180° границ сигнал на частоте $\nu = 0$ от ядер a-ионов. Вероятно, это является следствием малой подвижности 180° границ на частотах ЯМР. Различие ДГ в монокристаллических и поликристаллических образцах иттриевого феррита-граната может быть причиной наблюдаемого в них несовпадения частот ЯМР ДГ [7].

Работа частично поддержана грантом ISF J49100 и грантом 94-02-04737 Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

[1] М.И. Куркин, С.В. Иванов. В сб.: Динамические и кинетические свойства магнетиков. Наука. М. (1986). С. 197.
[2] В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко. ЖЭТФ **71**, *5*, 2292 (1976).
[3] R.L. Streever, P.J. Caplan. Phys. Rev. **B4**, 2881 (1971).
[4] G.A. Murray, W. Marshall. Proc. Phys. Soc. **86**, 315 (1965).
[5] А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Мир. М. (1977). 306 с.
[6] С.В. Серегин, Р.А. Дорошенко, В.А. Тимофеева, Р.С. Фахретдинова. Письма в ЖЭТФ **50**, 130 (1989).
[7] P.C. Riedi. Zammit-Mangion. Phys. Stat. Sol. (a) **87**, K163 (1985).