

05;09;12

Влияние магнитной кубической анизотропии на угловые зависимости резонансного поля в (111)-ориентированных пленках

© А.М. Зюзин, В.В. Радайкин

Мордовский государственный университет,
430000 Саранск, Россия

(Поступило в Редакцию 2 апреля 1997 г. В окончательной редакции 11 августа 1997 г.)

С помощью резонансного соотношения и условия равновесной ориентации намагниченности проведен анализ угловых зависимостей резонансного поля в пленках (111). На основе полученных результатов предложен способ определения знака кубической анизотропии и расположение кристаллографических осей методом ФМР.

В работе [1] показано, что при регистрации азимутальной зависимости резонансного поля $H_r(\varphi_H)$ в плоскости пленки с ориентацией (111), влияние кубической анизотропии на изменение этого поля пренебрежимо мало. Как показано в [2,3], в максимальной степени действие кубической анизотропии проявляется при регистрации $H_r(\varphi_H)$ в геометрии, когда угол θ_M между нормалью к пленке и вектором намагниченности \mathbf{M} равен или близок к 60° . В этом случае \mathbf{M} проходит вблизи осей $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, которые в зависимости от знака энергии кубической анизотропии являются трудными или легкими и расположены в плоскостях $\{100\}$, перпендикулярных плоскости пленки (111). В результате на экспериментальной зависимости $H_r(\varphi_H)$ последовательно через каждые 60° наблюдаются максимумы и минимумы (рис. 1). Регистрируя таким образом зависимость $H_r(\varphi_H)$, можно определить расположение плоскостей $\{110\}$.

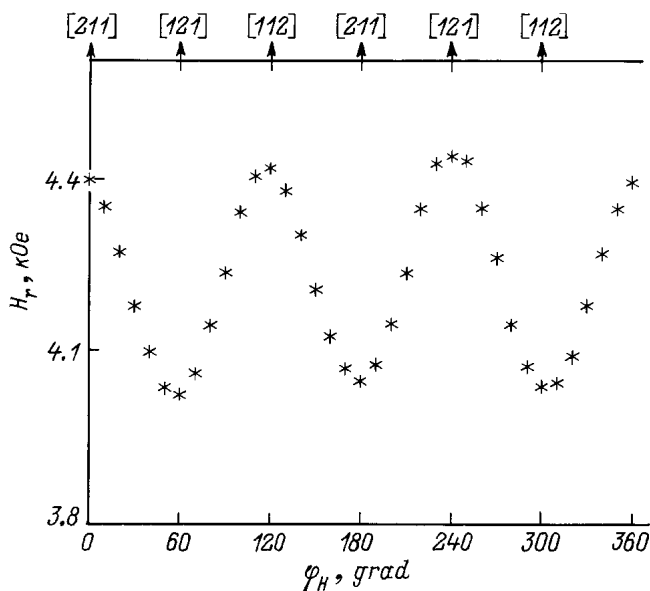


Рис. 1. Экспериментальная азимутальная зависимость резонансного поля $H_r(\varphi_H)$, зарегистрированная при θ_H , соответствующем $\theta_M = 60^\circ$ (образец состава $\text{Eu}_{1.4}\text{Lu}_{1.6}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$).

Целью данной работы являлось исследование влияния кубической анизотропии на полярные зависимости резонансного поля $H_r(\theta_H)$ в плоскости $\{110\}$, перпендикулярной пленке с плоскостью (111). Расчет зависимостей $H_r(\theta_H)$ (θ_H — угол между полем \mathbf{H} и нормалью к пленке) проводился с помощью резонансного соотношения [4]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k^{\text{eff}} \cos^2 \theta_M - H_{k1} a(\theta_M) \right] \times \left[H \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k^{\text{eff}} \cos 2\theta_M - H_{k1} b(\theta_M) \right], \quad (1)$$

где ω — круговая частота СВЧ поля, γ — гиромагнитное отношение, $H_k^{\text{eff}} = H_{ku} - 4\pi M_s$ — эффективное поле одноосной анизотропии, $H_{k1} = 2K_1/M$ — поле кубической анизотропии, H — резонансное значение внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости $\{110\}$,

$$a(\theta_M) = (3 - 16x - 3y)/16, \quad b(\theta_M) = -(x + 3y)/4, \\ x = (2^{3/2} \sin 2\theta_M - \cos 2\theta_M)/3, \\ y = -(2^{5/2} \sin 4\theta_M + 7 \cos 4\theta_M)/9.$$

Положительные углы θ_H и θ_M отсчитываются в плоскости (110) от нормали к пленке $[111]$ по кратчайшему пути в сторону кристаллографического направления $[001]$. Угол между вектором намагниченности \mathbf{M} и нормалью к пленке θ_M , соответствующий заданному значению θ_H , определяли из условия равновесной ориентации намагниченности [4,5]

$$2H \sin(\theta_H - \theta_M) = H_k^{\text{eff}} \sin 2\theta_M + H_{k1} \left[\frac{1}{12} \sin 2\theta_M + \frac{7}{24} \sin 4\theta_M + \sqrt{2} \sin^2 \theta_M - \frac{4\sqrt{2}}{3} \sin^4 \theta_M \right]. \quad (2)$$

Расчет полярных зависимостей $H_r(\theta_H)$ производили следующим образом. Сначала по резонансным полям при перпендикулярной H_\perp и параллельной H_\parallel ориентациях,

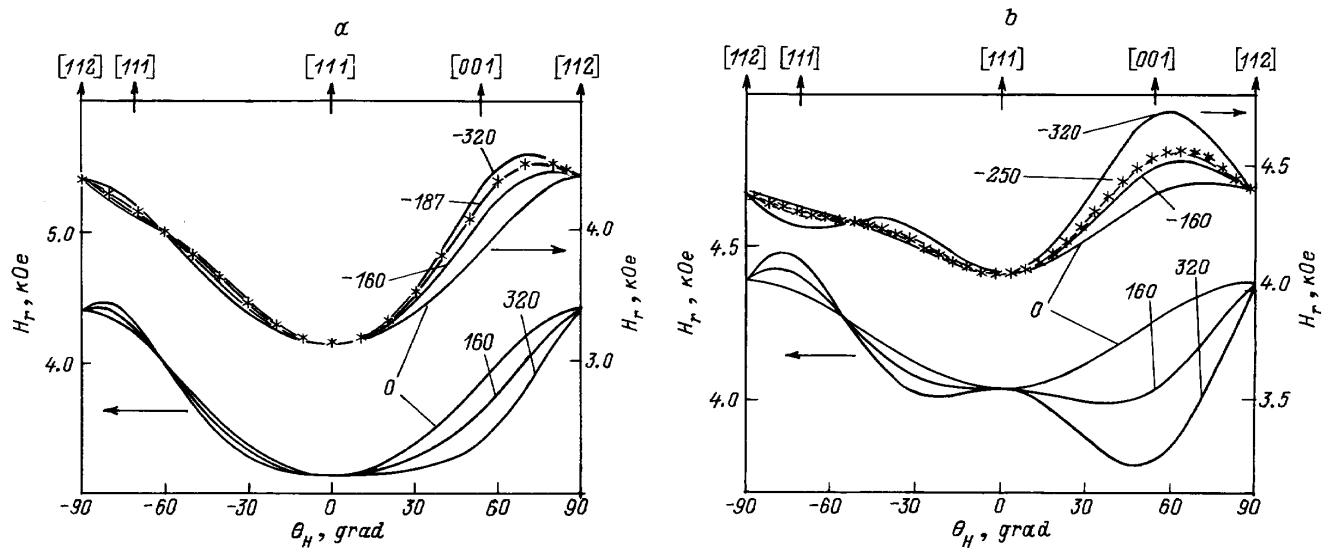


Рис. 2. Полярные зависимости $H_r(\theta_H)$. Линии — расчет, крестики — эксперимент для образцов состава $(\text{Eu}_{1.4}\text{Lu}_{1.6}\text{Fe}_5\text{O}_{12})$ (a) и $(\text{Eu}_1\text{Tm}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12})$ (b). Цифры у кривых — значения H_{k1} (Э).

значения которых известны из эксперимента, с помощью соотношений

$$\frac{\varepsilon}{\gamma} = H_{\perp} + H_k^{\text{eff}} - \frac{2}{3} H_{k1}, \quad (3)$$

$$\left(\frac{\varepsilon}{\gamma}\right)^2 = H_{\parallel} \left(H_{\parallel} - H_k^{\text{eff}} - \frac{1}{2} H_{k1}\right) \quad (4)$$

вычисляли γ и H_k^{eff} , приняв H_{k1} , равным нулю. Для данного набора значений γ , H_k^{eff} и H_{k1} с помощью соотношений (1) и (2) рассчитывали зависимость $H_r(\theta_H)$. Затем задавали другое значение H_{k1} , по тем же H_{\perp} , H_{\parallel} вычисляли γ и H_k^{eff} и вновь рассчитывали зависимость $H_r(\theta_H)$. Таким образом, получали семейство полярных зависимостей, соответствующих фиксированным значениям H_{\perp} и H_{\parallel} .

Семейство кривых $H_r(\theta_H)$, полученных для различных H_{k1} , показаны на рис. 2, a, b. Там же приведены экспериментальные зависимости для монокристаллических пленок феррит-гранатов составов $\text{Eu}_{1.4}\text{Lu}_{1.6}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($H_k^{\text{eff}} = 765$ Ое, $H_{k1} = -250$ Ое, $\gamma = 1.44 \cdot 10^7$ Ое $^{-1} \cdot$ с $^{-1}$) (a) и $\text{Eu}_1\text{Tm}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($H_k^{\text{eff}} = 182$ Ое, $H_{k1} = -187$ Ое, $\gamma = 1.35 \cdot 10^7$ Ое $^{-1} \cdot$ с $^{-1}$) (b). Видно, что экспериментальные зависимости $H_r(\theta_H)$ хорошо согласуются с расчетными кривыми, полученными для соответствующих значений H_k^{eff} , H_{k1} и γ . Значения H_{k1} в пленках определяли по методике, описанной в [3]. Измерения проводили при комнатной температуре на частоте СВЧ поля 9.34 GHz. Как следует из рисунков, кривые $H_r(\theta_H)$, полученные для различных значений H_{k1} , имеют в интервале $(-90^\circ < \theta_H < 0)$ точку пересечения с кривой $H_r(\theta_H)$, рассчитанной для $H_{k1} = 0$ (исходной кривой). Причем точка пересечения является общей для всего семейства кривых и расположена вблизи $\theta_M = 60^\circ$

в квадранте, содержащем кристаллографическую ось $\langle 111 \rangle$. В смежном же квадранте, содержащем ось $\langle 100 \rangle$, подобная точка отсутствует. В зависимости от знака H_{k1} кривые $H_r(\theta_H)$ располагаются в этом квадранте ($0 < \theta_H < 90^\circ$) выше (для $H_{k1} < 0$) или ниже ($H_{k1} > 0$) кривой, рассчитанной для $H_{k1} = 0$. Кроме того, как нетрудно видеть, характерной особенностью обладает расположение этих кривых также и в первом квадранте $(-90^\circ < \theta_H < 0)$. Отметим, что аналогичными свойствами обладают полярные зависимости $H_r(\theta_H)$ и в случае отрицательных значений эффективного поля одноосной анизотропии H_k^{eff} .

Таким образом, можно не прибегая к рентгеновскому методу, а на основе анализа экспериментальной азимутальной зависимости резонансного поля $H_r(\varphi_H)$ (полученной, например, при θ_H , соответствующем $\theta_M = 60^\circ$) можно определить расположение кристаллографических плоскостей $\{110\}$, перпендикулярных пленке с плоскостью (111).

По характерным признакам формы экспериментальной полярной зависимости путем сопоставления ее с кривой, рассчитанной для тех же значений резонансных полей при перпендикулярной и параллельной ориентациях и $H_{k1} = 0$, можно определить знак константы кубической анизотропии и расположение осей $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ в вышеуказанных плоскостях $\{110\}$.

По H_{\perp} и H_{\parallel} , а также минимальным и максимальным значениям резонансного поля на азимутальной зависимости можно рассчитать значение поля кубической анизотропии, поле одноосной анизотропии и гиромангнитное отношение.

Список литературы

- [1] *Медведь А.В., Никитин Н.П., Филимонова Л.М.* // ЖЭТФ. 1985. С. 1557–1559.
- [2] *Зюзин А.М., Зюзин Ал.М.* // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 10. С. 3128–3130.
- [3] *Зюзин А.М., Радайкин В.В., Бажанов А.Г.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 2. С. 35–40.
- [4] *Makino J., Hidaka Y.* // Mat. Res. Bull. 1981. Vol. 16. N 8. P. 957–966.
- [5] *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.