

Как видно из рисунка, высота максимума внутреннего трения при ~ 420 К уменьшается после более высокотемпературного отжига. Энергия активации релаксационного процесса, приводящего к возникновению пика, определенная в свою очередь по тангенсу угла наклона кривой максимума, перестроенной в координатах $\ln Q^{-1} - T^{-1}$ [1], была равна 0.8 ± 0.1 эВ, коррелируя с данными работы [6]. Анализ экспериментальных результатов позволяет предположить механизм возникновения максимума: при знакопеременной деформации происходит переориентация и распад вакансионных комплексов. Уменьшение высоты максимума внутреннего трения объясняется отжигом вакансионных комплексов как центров рассеяния энергии механических колебаний. В свою очередь уменьшение количества вакансионных комплексов и распад их приводят к некоторому увеличению длины колеблющихся, неотожженных дислокационных отрезков, что и является причиной дополнительного уменьшения модуля упругости.

Л и т е р а т у р а

- [1] Криштал М. А., Головин С. А. Внутреннее трение и структура металлов. М.: Металлургия, 1976. 376 с.
 [2] Scott W. W., Mascrone R. C. Rev. Sci. Instr., 1968, vol. 39, N 6, p. 821—823.
 [3] Максимюк П. А., Онанко А. П. ФТТ, 1983, т. 25, № 12, с. 3712—3713.
 [4] Бюрен В. Дефекты в кристаллах. М.: ИЛ, 1962. 389 с.
 [5] Никаноров С. П., Кардашев Б. К. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М.: Наука, 1985. 253 с.
 [6] Вернер В. Д., Ковязин М. Г., Мильвидский В. Б. и др. ФТТ, 1977, т. 19, № 11, с. 3304—3309.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
16 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
5 мая 1988 г.

УДК 538.11

Физика твердого тела, том 30, в. 9, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 9, 1988

ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ В ОБЛАСТИ НАСЫЩЕНИЯ ЯМР

Г. Х. Нургалиев, М. А. Шамсутдинов, В. В. Плавский

В области совмещения частот ЯМР ω_n и ФМР ω_e влияние неоднородностей поля магнитной анизотропии H_a и сверхтонкого поля (СТП) на характеристики электронно-ядерного магнитного резонанса (ЭЯМР) исследовано в случае линейного режима движения электронной M и ядерной μ намагниченностей [1, 2]. В данной работе исследуются теоретически характер насыщения линии поглощения ЭЯМР и влияние на него микроскопических неоднородностей СТП в магнитных пленках, намагниченных в своей плоскости магнитным полем $H \perp H_a$ [1, 3].

Вблизи основной частоты рассмотрим эффекты, обусловленные только насыщением ядерной системы, в переменном магнитном поле $2H_1 \cos \omega t$, направленном вдоль оси анизотропии. Для электронно-ядерной восприимчивости χ_{en} и продольной компоненты ядерной намагниченности μ_z , пренебрегая, как и в [4, 5], малым изменением μ_z со временем [6], можно получить систему уравнений

$$\chi_{en} = \chi_e \left\{ 1 + \chi_e \int A^2 \left(\chi_n \frac{\mu_z}{\mu} - \chi_n^0 \frac{\mu + \mu_z}{\mu} \right) g(A) dA \right\}^{-1}, \quad (1)$$

$$\frac{\mu + \mu_z}{\mu} = - \frac{T_1 T_2 \omega_1^2}{1 + (\omega_n - \omega)^2 T_2^2} \left| \frac{\chi_{en}}{\chi_e} \right|^2, \quad (2)$$

где $\chi_e = \chi'_e - i\chi''_e$, $\chi_n = \chi'_n - i\chi''_n$ — невозмущенные динамическим взаимодействием комплексные восприимчивости электронной и ядерной подрешеток [1, 3]; χ_n^0 — статическая ядерная восприимчивость; $\omega_1 = \gamma_n A |\chi_e| H_1$; γ_n — гиромангнитное отношение для ядер; A — константа сверхтонкого взаимодействия; T_1 , T_2 — времена продольной и поперечной релаксации ядер. Уравнение (1) в случае линейного режима движения ($\mu_z = -\mu$) переходит в выражение, хорошо исследованное в [1]. В точке совмещения ЯМР и ФМР динамический сдвиг частоты $\omega_p = 0$. Тогда при нелинейном

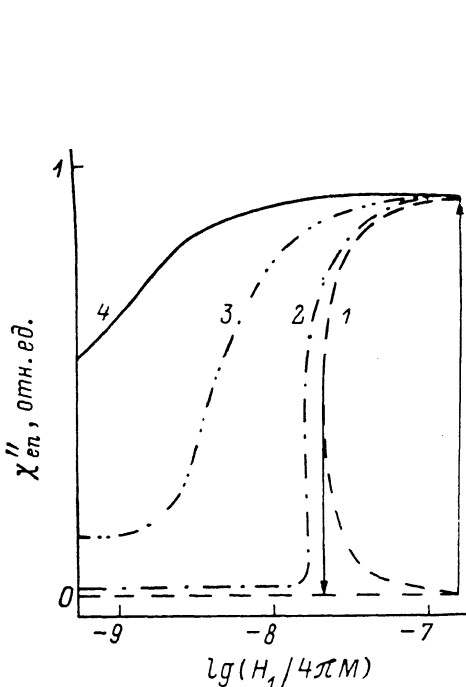


Рис. 1. Зависимость мнимой части ЭЯМР восприимчивости от амплитуды возбуждающего поля.

$\omega = \omega_e = \omega_n = 1.36 \cdot 10^9$ с⁻¹, $T_2 = 2.5 \cdot 10^{-5}$ с.
 $T_1 = 7.2 T_2$ [°], $\Gamma_e = 9 \cdot 10^8$ с⁻¹ [°], $\omega_p = 3.7 \cdot 10^8$ с⁻¹,
 $4\pi M = 1.5 \cdot 10^4$ Гс. 1 — $\Delta\omega_0 = 0$; 2 — $2\pi \cdot 10^5$,
 3 — $2\pi \cdot 10^6$, 4 — $1.2\pi \cdot 10^7$ с⁻¹.

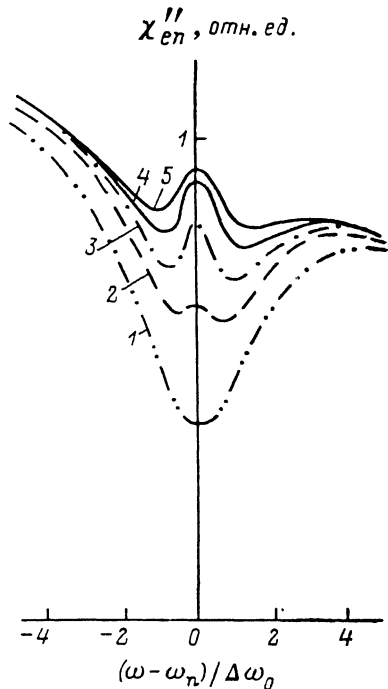


Рис. 2. Спектр ЭЯМР при $\Delta\omega_0 = 1.2\pi \times 10^7$ с⁻¹.

$H_1/4\pi M$: 1 — $2.3 \cdot 10^{-10}$, 2 — $1.4 \cdot 10^{-9}$, 3 —
 $4.6 \cdot 10^{-9}$, 4 — $6.9 \cdot 10^{-8}$, 5 — $5 \cdot 10^{-7}$. Остальные
 параметры те же, что и на рис. 1.

режиме движения в случае ЭЯМР, как показывает анализ (1) и (2), отсутствует скачкообразный переход между двумя устойчивыми состояниями μ , имеющий место при прохождении по частоте вдаль от области совмещения [4, 5, 7]. С другой стороны, в случае отсутствия неоднородностей (СП в области совмещения ЯМР и ФМР могут существовать два устойчивых состояния μ , соответствующие одному значению амплитуды переменного поля H_1 , что может привести к скачкообразному изменению электронно-ядерной восприимчивости в зависимости от H_1 (рис. 1).

В случае микроскопической неоднородности СП, когда разброс частот ЯМР описывается лоренцевой функцией распределения $g(A)$, из (1) и (2) при не очень сильном насыщении ЭЯМР $|\chi_n \mu_z| \gg \chi_n^0 |\mu_z + \mu|$ получим

$$\chi_{en} = \chi_e / (1 - \chi_e A^2 \bar{\chi}_n), \quad (3)$$

$$\bar{\chi}_n = \chi_n^0 \frac{\omega_n}{2\Gamma_n^*} \frac{\Gamma_n^* (\omega_n - \omega) - i\Gamma_n (\Delta\omega_0 + \Gamma_n^*)}{(\omega_n - \omega)^2 + (\Delta\omega_0 + \Gamma_n^*)^2}, \quad (4)$$

где $\Gamma_n^* = \Gamma_n (1 + \omega_1^2 T_1 T_2 |\chi_{en} / \chi_e|^2)$; $\Gamma_n = T_2^{-1}$; $\Delta\omega_0$ — неоднородная полуширина линии ЯМР. Наличие разброса частот ЯМР $\Delta\omega_0 \gg T_1^{-1}$, T_2^{-1} ,

как следует из анализа (3) и (4), подавляет скачкообразное изменение χ_{en}'' в зависимости от H_1 (рис. 1). В этом случае форма линии ЭЯМР поглощения при насыщении ЯМР сильно зависит от соотношения между параметром динамического электронно-ядерного взаимодействия $\omega_q = (4\pi\gamma_e^2 M A \mu)^{1/2}$ и величиной $4\Gamma_e \Delta\omega_0$, где Γ_e — частота затухания электронной системы, γ_e — гиромагнитное отношение для электронов. При $\omega_q^2 \ll 4\Gamma_e \Delta\omega_0$, т. е. в случае слабого ядерного сигнала, обратный пик ЯМР в χ_{en}'' определяется мнимой частью $\bar{\chi}_n$. С увеличением H_1 происходит насыщение χ_n'' , т. е. постепенное уменьшение обратного пика ЯМР и его исчезновение при $H_1 \gg 2\Gamma_e / (\gamma_e^2 4\pi M \sqrt{T_1 T_2})$. В случае сильного ядерного сигнала $\omega_q^2 \geq 4\Gamma_e \Delta\omega_0$, при $\Delta\omega_0 > \Gamma_n^* > \Gamma_n$ с увеличением H_1 мнимая часть ядерной восприимчивости $\bar{\chi}_n''$ уменьшается, а действительная часть $\bar{\chi}_n'$ меняется слабо. Тогда в условиях совмещения ЯМР и ФМР на фоне широкого минимума χ_{en}'' возникает локальный узкий пик, ширина которого может быть оценена по формуле

$$\Gamma_\Delta \sim \frac{2\sqrt{2}\Gamma_e(\Delta\omega_0 + \Gamma_n^*)^2}{\omega_q^2}. \quad (5)$$

При $H_1 \rightarrow 2\Gamma_e \Delta\omega_0 T_2 / (\gamma_e^2 4\pi M \sqrt{T_1 T_2})$ мнимая часть ЯМР восприимчивости $\bar{\chi}_n'' \rightarrow 0$. Тогда вершина локального пика практически достигает уровня χ_e'' , его интенсивность сначала растет, потом уменьшается благодаря насыщению обратного пика ЯМР (рис. 2), а ширина Γ_Δ увеличивается. Из (5) следует, что рост параметра ω_q приводит к сужению локального пика, тогда как обратный пик ЯМР при этом уширяется [1, 3]. Появление «сверхтонкой» структуры в спектре ЭЯМР в виде узкого локального пика, как следует из анализа (3), (4) и рис. 2, прежде всего возможно при низких температурах в кобальтосодержащих пленках с малым электронным затуханием и малым однородным уширением линии ЯМР $\Gamma_n \ll \Delta\omega_0$.

В заключение отметим, что вдали от области совмещения ЯМР и ФМР пик ЯМР в χ_{en}'' в основном обуславливается $\bar{\chi}_n''$ и исчезает из-за насыщения при полях $H_1 \gg \omega_e^2 / (\omega_n \gamma_e^2 4\pi M \sqrt{T_1 T_2})$. Восстановление χ_{en}'' до χ_e'' вдали от области совмещения может произойти при меньших амплитудах возбуждающего поля по сравнению со случаем ЭЯМР (рис. 2), если $|\chi_e|_{\omega_e=\omega_n} < \Delta\omega_0 T_2 |\chi_e|_{\omega_e > \omega_n}$. Действительно, в кобальтосодержащих пленках, для которых $\Delta\omega_0 T_2 \gg 1$ при 77 К, обнаружено более медленное насыщение ЭЯМР по сравнению с ЯМР в нулевом внешнем поле [8].

Л и т е р а т у р а

- [1] Игнатченко В. А., Мальцев В. К., Цифринович В. И. ЖЭТФ, 1978, т. 75, № 1 (7), с. 217—227.
- [2] Ботвинко М. И., Иванов М. А. ФТТ, 1982, т. 24, № 2, с. 574—580.
- [3] Игнатченко В. А., Цифринович В. И. ЖЭТФ, 1975, т. 68, № 2, с. 672—676.
- [4] Куркин М. И. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, № 11, с. 675—678.
- [5] Куркин М. И., Райдугин Ю. Г., Танкеев А. П. ФТТ, 1987, т. 29, № 2, с. 503—508.
- [6] Буишвили Л. Л., Кесаев В. И., Угулава А. И. ФТТ, 1985, т. 27, № 6, с. 1707—1711.
- [7] Тулин В. А. ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 1, с. 149—156.
- [8] Игнатченко В. А., Мальцев В. К., Цифринович В. И. ФТТ, 1977, т. 19, № 7, с. 2036—2038.
- [9] Устинов В. Б., Репников С. П., Сааков Э. О., Теряев В. А. ФТТ, 1968, т. 10, № 5, с. 1589—1591.

Башкирский государственный университет
Уфа

Поступило в Редакцию
10 мая 1988 г.