1988 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 30, в. 6
1988 SOLID STATE PHYSICS Vol. 30, № 6

УДК 539.216.2 : 621.318.1

ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ НА СПИН-ВОЛНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ПЛЕНКАХ ИЖГ

Л. В. Луцев, Ю. М. Яковлев

Исследовано влияние имплантации пленок $Y_3Fe_5O_{12}$ ионами He^+ на групповую скорость обратных объемных магнитостатических волн, спин-волновой резонанс (СВР), эффективную намагниченность и гиромагнитное отношение имплантированного слоя. В первом порядке квазиклассического приближения найдены дисперсионные зависимости магнитостатических волн (МСВ) для пленок с произвольным профилем намагниченности и гиромагнитного отношения. Выявлена связь между профилем эффективной намагниченности и положениями пиков СВР. Решена обратная задача: по положениям пиков СВР определен участок профиля эффективной намагниченности пленки.

Ионная имплантация является эффективным средством изменения по толщине ферромагнитной пленки магнитных величин, таких как одноосная анизотропия и намагниченность [1-5]. В связи с этим представляет интерес выяснение вопроса, как влияет изменение профиля магнитных величин, полученное из-за действия ионной имплантации, на свойства магнитостатических волн (МСВ) и спин-волновой резонанс (СВР). В настоящей работе получены дисперсионные зависимости МСВ пленок с произвольным профилем намагниченности и гиромагнитного отношения, а также изучается влияние имплантации пленок $Y_3Fe_5O_{12}$ (ИЖГ) ионами He^+ на групповую скорость обратных объемных магнитостатических волн (ООМСВ), на СВР, эффективную намагниченность и гиромагнитное отношение имплантированного слоя.

1. Теория

Рассмотрим ферромагнитную пленку толщиной $2d$. Пусть ось Oz перпендикулярна, а оси Ox, Oy параллельны поверхности пленки. Уравнение Ландау—Лифшица имеет вид [6]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma\,[\mathbf{M} \times (\mathbf{H} - 4\pi M_z \mathbf{n} + \alpha \Delta \mathbf{M} - \operatorname{grad} \varphi(t))], \tag{1}$$

где $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t)$ — намагниченность пленки, определенная на $z \in [-d, d]$, α — постоянная обменного взаимодействия, $\mathbf{H}$ — внешнее постоянное магнитное поле, $\mathbf{n}$ — единичный вектор, параллельный Oz, $\varphi(t) = \varphi_0(t) + \varphi_{\text{внеш}}(t)$ — сумма магнитостатических потенциалов магнитного поля, связанного с магнитным моментом $\mathbf{M}$, и внешнего переменного магнитного поля.

Уравнение магнитостатики для переменных по времени $\varphi(t)$ и $\mathbf{m}(t)$ запишется в виде

$$-\Delta\varphi(t) + 4\pi \operatorname{div} \mathbf{m}(t) = 0. \tag{2}$$

Наша цель — вывести из (1), (2) дисперсионные зависимости МСВ распространяющихся в касательно и перпендикулярно намагниченных пленках, при условии, что M и γ являются функциями от z.

Оставим в (1) линейные по $\mathbf{m}(t)$ члены и, не ограничивая общности, положим $H_y=0$. Сделаем в (1), (2) преобразование Фурье $\mathbf{m}(t)$, $\varphi(t)$ по x, y, t (так как ниже будут рассматриваться только Фурье-образы $\mathbf{m}(\omega, k_x, k_y, z)$, $\varphi(\omega, k_x, k_y, z)$, то будем обозначать их теми же символами). (1), (2) приобретут вид

$$\left.\begin{aligned} i\omega m_x &= -\gamma M_z\left[A(z)\,m_y + ik_y\varphi - \alpha\frac{\partial^2 m_y}{\partial z^2}\right],\\ i\omega m_y &= \gamma M_z\left[A(z)\,m_x + ik_x\varphi - \alpha\frac{\partial^2 m_x}{\partial z^2}\right] - \gamma M_x\left[A(z)\,m_z + \frac{\partial}{\partial z}\varphi - \alpha\frac{\partial^2 m_z}{\partial z^2}\right],\\ i\omega m_z &= \gamma M_x\left[A(z)\,m_y + ik_y\varphi - \alpha\frac{\partial^2 m_y}{\partial z^2}\right], \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2}\varphi + k_0^2\varphi + 4\pi\Xi(z)\left(ik_x m_x + ik_y m_y + \frac{\partial}{\partial z}m_z\right) = 0, \tag{4}$$

$$A(z) = \alpha k_0^2 + \alpha\frac{\partial^2 \mathbf{M}_0}{\partial z^2}\frac{\mathbf{M}_0}{M_0^2} - \frac{4\pi M_z^2}{M_0^2} + \frac{\mathbf{H}\mathbf{M}_0}{M_0^2},$$

$$\Xi(z) = \begin{cases} 1, & z\in[-d, d],\\ 0, & z\notin[-d, d],\end{cases}$$

$k_0=\sqrt{k_x^2+k_y^2}$ — модуль волнового вектора МСВ.

Для касательно и перпендикулярно намагниченных пленок переменные в (3) разделяются соответственно подстановками

$$m_\pm = m_y \pm im_z \quad (m_x=0),$$
$$m_\pm = m_x \pm im_y \quad (m_z=0).$$

Решения однородных уравнений системы (3) ищутся в виде квазиклассического разложения по α

$$m_\pm = \exp\left\{\frac{1}{\alpha}\sum_{n=0}^{\infty}\alpha^n\sigma_n(z)\right\}. \tag{5}$$

Собственные функции в первом приближении ($i=1, 2$)

$$\left.\begin{aligned} \nu_\pm^{(i)}(z) &= \frac{C_\pm^{(i)}}{(\alpha U_\pm)^{1/4}}\exp\left[\frac{(-1)^i}{\sqrt{\alpha}}\int_b^z d\xi\sqrt{U_\pm}\right] \quad (z>b),\\ \nu_\pm^{(i)}(z) &= \frac{2C_\pm^{(i)}}{(\alpha\,|U_\pm|)^{1/4}}\sin\left[\frac{(-1)^{i+1}}{\sqrt{\alpha}}\int_b^z d\xi\sqrt{|U_\pm|}+\frac{\pi}{4}\right] \quad (z<b), \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

где $U_\pm(z)=A(z)\mp\frac{\omega}{\gamma M}$, b — точка поворота: $U_\pm(b)=0$. Для определённости предположено, что $U'_\pm(z)>0$. Штрих обозначает дифференцирование по z.

В окрестности b квазиклассическое приближение неприменимо. $\nu_\pm^{(i)}(z)$ выражаются через функцию Эйри $A_i\left((|U'_\pm|/\alpha)^{1/3}(z-b)\right)$. Следует также заметить, что точки поворота b может не существовать на $[-d, d]$.

Вынужденное решение системы (3) имеет вид

$$m_\pm^{(\text{вын})}(z) = \int_{-d}^{d} d\xi K_\pm(z, \xi) f_\pm(\xi), \tag{7}$$

$$K_\pm(z, \xi) = \begin{cases} \nu_\pm^{(2)}(z)\,\nu_\pm^{(1)}(\xi)\,W_\pm^{-1}(\xi) & (\xi\geqslant z),\\ \nu_\pm^{(2)}(\xi)\,\nu_\pm^{(1)}(z)\,W_\pm^{-1}(\xi) & (\xi\leqslant z),\end{cases}$$

вронскиан

$$W_\pm(\xi) = \begin{cases} -2/\alpha & (\xi>b),\\ -4/\alpha & (\xi<b),\end{cases}$$

$f_\pm = (ik_x \mp k_y)\,\varphi$ — для перпендикулярно намагниченной плёнки, $f_\pm = i\left(k_y \pm \frac{\partial}{\partial z}\right)\varphi$ — для касательно намагниченной плёнки. Раскладывая (7) в ряд по α, оставим линейные члены

$$m_\pm^{(\text{вын})}(z) = \frac{-f_\pm}{U_\pm} - \frac{\alpha}{U_\pm^2}\left(f_\pm'' - \frac{7U_\pm' f_\pm'}{2U_\pm} - \frac{U_\pm'' f_\pm}{4U_\pm} + \frac{65U_\pm'^2 f_\pm}{16U_\pm^2}\right). \tag{8}$$

После подстановки (8) в (4) получаем, что собственные функции уравнения (4) существуют только в том случае, если выполнены условия, аналогичные условиям Бора—Зоммерфельда [7]

$$\left.\begin{aligned} &\int_{a_1}^{a_2} \sqrt{|G(z)|}\,dz = \pi(n + 1/2), \qquad n = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots \\ &G(z) = \frac{E}{D} - \frac{B^2}{4D^2} - \frac{1}{2}\left(\frac{B}{D}\right)' - \frac{1}{4\left[(z - \operatorname{Re} c)^2 + (\operatorname{Im} c)^2\right]}, \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

$$E(z) = -2\pi k_0^2\left(\frac{1}{U_+} + \frac{1}{U_-}\right) - k_0^2 + \frac{\pi\alpha k_0^2}{2}\left(\frac{U_+''}{U_+^3} + \frac{U_-''}{U_-^3} - \frac{65U_+'^2}{4U_+^4} - \frac{65U_-'^2}{4U_-^4}\right),$$

$$B(z) = 7\pi\alpha k_0^2\left(\frac{U_+'}{U_+^3} + \frac{U_-'}{U_-^3}\right),$$

$$D(z) = 1 - 2\pi\alpha k_0^2\left(\frac{1}{U_+^2} + \frac{1}{U_-^2}\right)$$

— для перпендикулярно намагниченной пленки;

$$E(z) = -2\pi k_y^2\left(\frac{1}{U_+} + \frac{1}{U_-}\right) - k_0^2 + 2\pi k_y\left(-\frac{U_+'}{U_+^2} + \frac{U_-'}{U_-^2}\right),$$

$$B(z) = -2\pi\left(\frac{U_+'}{U_+^2} + \frac{U_-'}{U_-^2}\right),$$

$$D(z) = 1 + 2\pi\left(\frac{1}{U_+} + \frac{1}{U_-}\right) + 2\pi\alpha k_x^2\left(\frac{1}{U_+^2} + \frac{1}{U_-^2}\right)\left[1 + 2\pi\left(\frac{1}{U_+} + \frac{1}{U_-}\right)\right]^{-1}$$

— для касательно намагниченной пленки (при этом учтено, что в (8) в членах, содержащих множитель α, используя (4) при $\alpha = 0$, можно понизить порядок дифференцирования $\varphi(z)$, и при $2dM'/M \ll 1$ можно пренебречь $U_\pm'$, $U_\pm''$ по сравнению с $U_\pm$); c — корень уравнения $D(z) = 0$, (10), a_1, a_2 — точки поворота ($G(a_1) = G(a_2) = 0$) или граница плёнки.

Если корня c не существует, то уравнение (4) не имеет особенности и член $\{4[(z - \operatorname{Re} c)^2 + (\operatorname{Im} c)^2]\}^{-1}$ в $G(z)$ следует опустить. (9) определяет дисперсионные зависимости МСВ и частоты СВР (при $k_x, k_y \to 0$).

Если в пленке существует одноосная анизотропия типа $\mathbf{H}_A = \beta(z) \times (\mathbf{M}(z)\,\mathbf{n})\,\mathbf{n}$, то обобщение вышеизложенной теории для перпендикулярно намагниченной пленки осуществляется заменой в $A(z)$ $4\pi M_z^2/M_0^2 \to (4\pi - \beta) M_z^2/M_0^2$. Для касательно намагниченной плёнки при k_x, $k_y \to 0$ учёт одноосной анизотропии приводит к замене $4\pi M \to (4\pi - \beta) M$ в членах, не содержащих α.

Рассмотрим кусочно-линейный профиль (рис. 1). Определим на $[l_2, l_1]$ величины $\mu = [(4\pi - \beta) M]'$, $\varkappa = \gamma'$. При $\alpha\partial^2\mathbf{M}_0/\partial z^2 \cdot \mathbf{M}_0/M_0 \ll 1$, $|a - c| \ll |d - c|$, $2dM'/M \ll 1$ в подынтегральном выражении (9) можно опустить члены с производными по z и $\{4[(z - \operatorname{Re} c)^2 + (\operatorname{Im} c)^2]\}^{-1}$, $G(z)$ заменить константой с $M(N) = 1/2\,(M_i + M(c))$, $\gamma(N) = {}^1/_2\,(\gamma_i + \gamma(c))$. Учитывая (10), получаем частоты СВР

$$\omega_n = \bar{\Omega} - 2p + \left[p^3 + s + \sqrt{s(2p^3 + s)}\right]^{1/3} + \left[p^3 + s - \sqrt{s(2p^3 + s)}\right]^{1/3}, \tag{11}$$

где

$$\Omega_\perp(z) = \gamma(z)\,[H - (4\pi - \beta(z))\,M(z)], \tag{12}$$

$$\bar{\Omega} = \Omega_\perp(l_1),$$

$$p=\frac{d_1}{3}\left[\mu\gamma(z)-\varkappa\Omega_\perp(z)\gamma^{-1}(z)\right]\Big|_{z=\frac{l_1+l_2}{2}},$$

$$s=9\pi^2 a\gamma(z)M(z)(n+{}^1/_2)^2p^2d_1^{-2}\Big|_{z=\frac{l_1+l_2}{2}}$$

— для перпендикулярно намагниченной плёнки при $\omega_n\in[\Omega_\perp(-d),\ \Omega_\perp(d)]$;

$$\Omega_\parallel(z)=\gamma(z)\sqrt{H\left[H+(4\pi-\beta(z))M(z)\right]}\tag{13}$$

$$\bar\Omega=\Omega_\parallel(l_2),$$

$$p=\frac{d_2}{6\gamma(z)\Omega_\parallel(z)}\left[\mu H\gamma^3(z)+2\varkappa\Omega_\parallel^2(z)\right]\Big|_{z=\frac{l_1+l_2}{2}},$$

$$s=36\pi^2 a\gamma(z)M(z)(n+{}^1/_2)^2p^2d_2^{-2}\Big|_{z=\frac{l_1+l_2}{2}}$$

— для касательно намагниченной пленки при $\omega_n\in[\Omega_\parallel(-d),\ \Omega_\parallel(d)]$.

Если $\omega\in[\Omega_\perp(-d),\ \Omega_\perp(d)]$ в случае перпендикулярно намагниченной пленки или $\omega\in[\Omega_\parallel(-d),\ \Omega_\parallel(d)]$ в случае касательно намагниченной пленки, то из анализа (10) следует, что особенность или близкое к особенности выражение уравнения (4) в точке Re c существует ($\mathrm{Im}\,c=0$ для перпендикулярно намагниченной и $\mathrm{Im}\,c\ll 2d$ для касательно намагниченной пленки) и существуют также точки поворота a, в окрестности которых $\varphi(z)$ имеет максимум (рис. 1). Наличие этого максимума и условий, что область $[c, a]$ характеризуется наличием дефектов от имплантации и свободный член в уравнении (4) $\frac{\varphi_{\text{внеш}}(z)}{D(z)}\to\infty$ при $D(z)\to 0$, должно приводить к поглощению энергии СВР в основном через область [c, a].

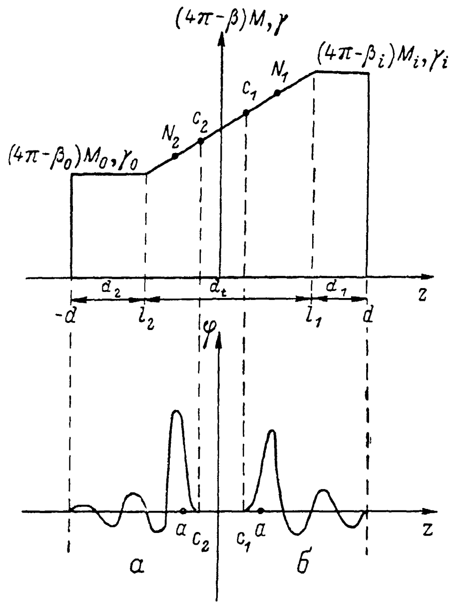

Рис. 1. Профили эффективной намагниченности и гиромагнитного отношения, используемые для расчета частот СВР, и соответствующий этому профилю магнитостатический потенциал: *а* — в касательно намагниченной пленке, *б* — в перпендикулярно намагниченной пленке.

a — точки поворота; c_1, c_2 — точки, в которых (4) имеет особенность для перпендикулярно и касательно намагниченных пленок.

Если ω не принадлежит определенным выше интервалам, особенности в Re c и точек поворота a не существует и следует ожидать меньшего поглощения энергии СВР.

В [8] развита теория СВР, основывающаяся на нахождении собственных значений уравнения Ландау—Лифшица (1 или 3). Но, поскольку в эксперименте регистрируется grad φ (t), а не $\mathbf{m}$ (t), следует находить собственные значения уравнения (2) (или (4), соотношение (9)). В этом заключается главное отличие изложенной выше модели от модели в [8].

2. Эксперимент

Исследования проводились на пленке ИЖГ толщиной 5.9 мкм, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната. 7 образцов этой пленки размерами 4×8 мм были облучены ионами He^+ с разными энергиями E и дозами D (см. таблицу). Образец № 5 был облучен дважды ионами He^+ с энергиями 175 и 75 кэВ.

Дозы и энергии имплантации и количество наблюдаемых пиков СВР

№	E, кэВ	D ($\cdot\, 10^{15}$ см$^{-2}$)	$N_{\parallel}$	$N_{\perp}$
1	175	3	22	2
2	175	3	22	2
3	100	3	32	1
4	50	3	18	6
5	175 + 75	3 + 3	32	4
6	175	1	22	1
7	175	6	39	6

Спектры СВР снимались для касательно и перпендикулярно намагниченных образцов на частоте $\omega/2\pi=9.140$ ГГц при изменении величины постоянного магнитного поля. Пересчет полевых изменений в частотные осуществлялся по формуле

$$\Delta\omega = \frac{\partial\Omega_{\perp,\,\parallel}(z)}{\partial H}\bigg|_{z=\frac{l_1+l_2}{2}} \Delta H. \qquad (14)$$

Имплантация приводит к появлению конечного числа дополнительных пиков поглощения (рис. 2). Их количество приведено в таблице. На ос-

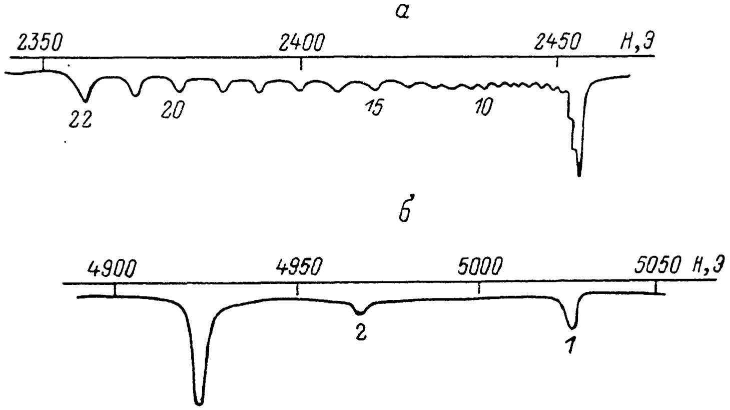

Рис. 2. Спектр СВР при $\omega/2\pi=9.140$ ГГц: *а* — касательно намагниченной пленки № 2, *б* — перпендикулярно намагниченной пленки № 2.

1, 2, . . ., 22 — номера дополнительных пиков поглощения.

нове изложенной выше модели эти пики были отождествлены с пиками СВР с особенностью уравнения (4) в точке Re c и с точкой поворота a.

Из (12), (13) по положениям крайних пиков поглощения, имеющих, как правило, самую большую амплитуду из всех дополнительных пиков, были определены значения $\gamma_i/2\pi$ и $(4\pi-\beta_i)M_i$ имплантированного слоя (рис. 3). При $E=100$ кэВ наблюдаются максимальные значения $\gamma_i/2\pi$ и $(4\pi-\beta_i)M_i$. Из [1-3] известно, что рост эффективной намагниченности $(4\pi-\beta_i)M_i$ при малых E и D связан с увеличением величины анизотропии типа «легкая плоскость» $\mathbf{H}_A=\beta_i(\mathbf{M}_i\mathbf{n})\,\mathbf{n}$ ($\beta_i<0$). $\mathrm{H_A}$ имеет в основном магнитострикционную природу и увеличивается при увеличении постоянной решетки a_0 согласно [1],

$$H_A = \frac{3\lambda_{111}Y}{M_i(1+\mu_0)}\,\frac{\Delta a_0}{a_0}, \qquad (15)$$

где $Y=2.0\cdot10^{12}$дин/см^2 — модуль Юнга, $\mu_0=0.29$ — коэффициент Пуассона, $\lambda_{111}=-2.7\cdot10^{-6}$ — коэффициент магнитострикции (данные приведены для ИЖГ).

При $E > 100$ кэВ происходит уменьшение величины $(4\pi-\beta_i)\,M_i$ из-за уменьшения M_i и, возможно, $|H_A|$. Уменьшение $|H_A|$, по-види-

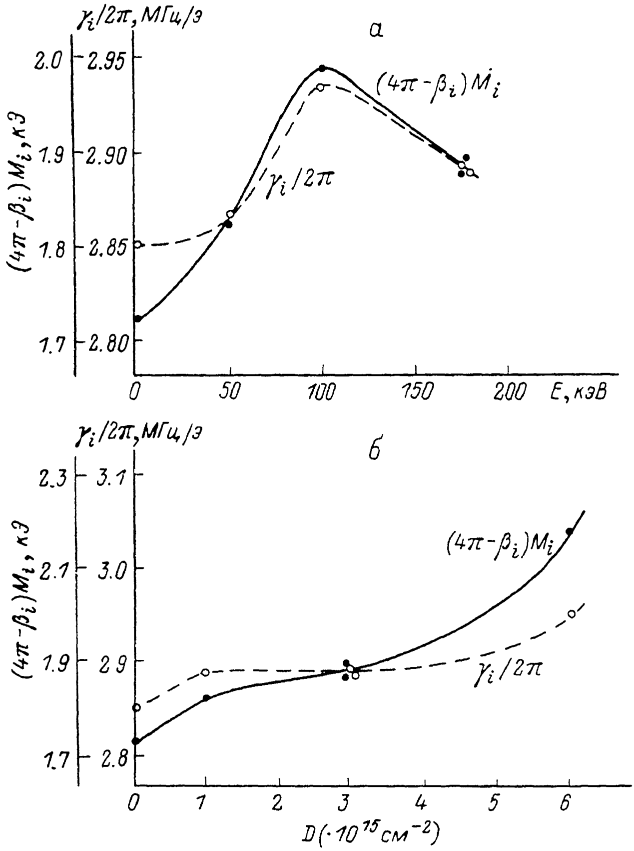

Рис. 3. Зависимости гиромагнитного отношения $\gamma_i/2\pi$ и эффективной намагниченности $(4\pi-\beta_i)\,M_i$ имплантированного слоя: *а* — от энергии имплантации при $D=3\cdot10^{15}$ см$^{-2}$; *б* — от дозы имплантации при $E=175$ кэВ.

мому, связано с уменьшением абсолютной величины константы β_i и переходом деформации из упругой в пластическую.

На рис. 4 показана зависимость положений пиков СВР от квадрата номера пика. Отличие этой зависимости от линейной привело к выводу о наличии переходного слоя $[l_2, l_1]$ с плавным изменением $(4\pi-\beta(z))\,M(z)$. По формуле (11) с учетом (14) по положениям пиков СВР в касательном поле были определены толщины d_t переходного слоя (рис. 5). Расчеты проводились на ЕС-1035. При этом полагалось $\alpha=4\pi\ 3.2\cdot10^{-12}$ см^2.

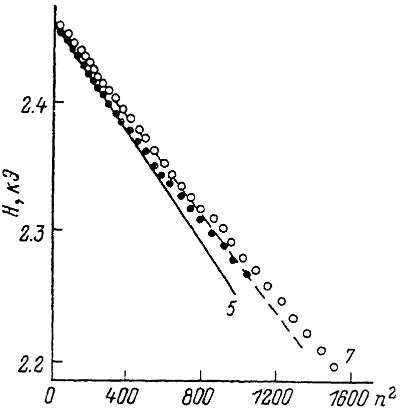

Рис. 4. Зависимость положений пиков СВР касательно намагниченных пленок № 5 и № 7 от квадрата номера пика. Пунктирная и сплошная линии — линейные зависимости.

Исследовалось влияние имплантации на групповые скорости обратных объемных МСВ (рис. 6). При $E=100$ кэВ групповая скорость имеет мини-

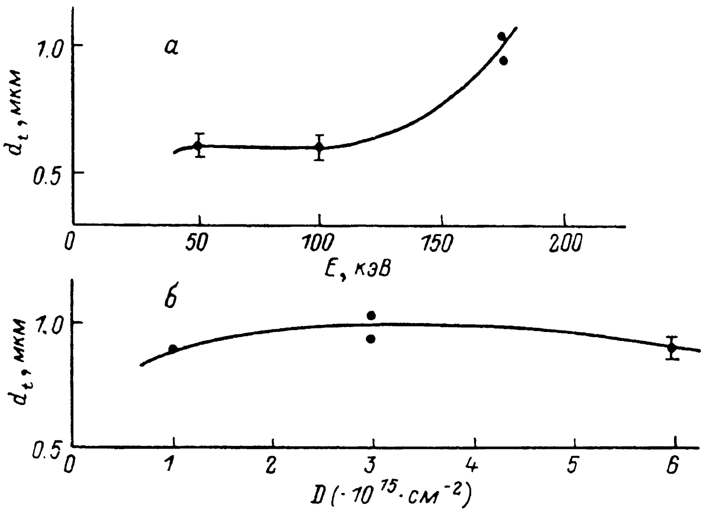

Рис. 5. Зависимости толщины переходного слоя: *а* — от энергии имплантации при $D=3\cdot10^{15}$ см$^{-2}$; *б* — от дозы имплантации при $E=175$ кэВ.

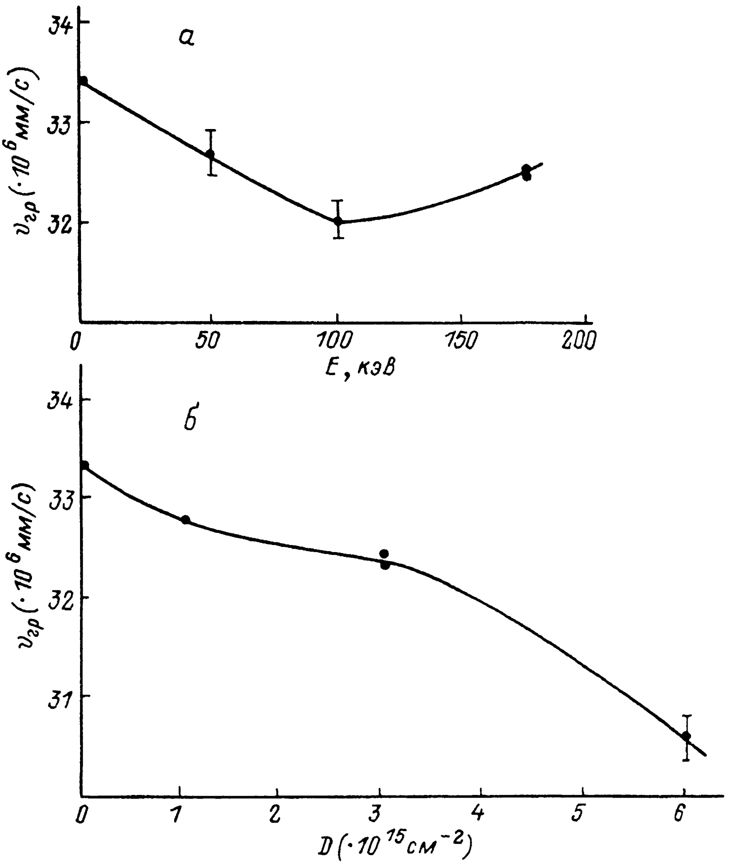

Рис. 6. Зависимости групповой скорости ООМСВ ($\omega/2\pi=9.140$ ГГц): *а* — от энергии имплантации при $D=3\cdot10^{15}$ см$^{-2}$; *б* — от дозы имплантации при $E=175$ кэВ.

мум. Влияние имплантации на дисперсионные кривые и затухание ООМСВ незначительно. Это связано с тем, что толщина неимплантированного слоя ($\sim$5 мкм) значительно больше толщины имплантированного слоя (0.6—1 мкм).

В заключение следует отметить, что изложенная выше модель имплантированной пленки может быть уточнена по нескольким направлениям: переход от кусочно-линейного профиля (рис. 1) к более сложному, учет высших членов разложения по α в (5) и (8), более точное вычисление интеграла в (9).

Авторы благодарят Д.-Т. А. Урбонаса и Т. А. Крылову за проведение имплантации пленок.

Литература

[1] *Takeuchi T.*, *Ohta N.*, *Sugita Y.* IEEE Transactions on Magnetics, 1984, vol.MAG-20, N 5, Pt. 1, p. 1108—1110.

[2] *Satoh Y.*, *Ohashi M.*, *Miyashita T.*, *Komenou K.* J. Appl. Phys., 1982, vol. 53, N 5, p. 3740—3744.

[3] *Vella-Coleiro G. P.*, *Wolfe R.*, *Blank S. L.*, *Caruso R.*, *Nelson T. J.*, *Rana V. V. S.* J. Appl. Phys., 1981, vol. 52, N 3, Pt. II, p. 2355—2357.

[4] *Mac Neal B. E.*, *Speriosu V. S.* J. Appl. Phys., 1981, vol. 52, N 6, p. 3935—3940.

[5] *Hartmann P.*, *Fontaine D.* IEEE Transactions on Magnetics, 1982, vol. MAG-18, N 6, p. 1595—1597.

[6] *Ахиезер А. И.*, *Барьяхтар В. Г.*, *Пелетминский С. В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.

[7] *Никифоров А. Ф.*, *Уваров В. Б.* Специальные функции математической физики. М.: Наука, 1984. 344 с.

[8] *Wilts C. H.*, *Prasad S.* IEEE Transactions on Magnetics, 1981, vol. MAG-17, N 5, p. 2405—2414.

Поступило в Редакцию
9 октября 1987 г.
В окончательной редакции
18 января 1988 г.