

Скин-эффект в условиях ферромагнитного и спин-волнового резонанса

© Р.Н. Носов, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: sements@quant.univ.simbirsk.su

(Поступила в Редакцию 13 ноября 2000 г.)

Получено выражение для глубины проникновения электромагнитного поля в слой металлического магнетика, учитывающего комплексность высокочастотной магнитной проницаемости в условиях ферромагнитного и спин-волнового резонанса. На основе численного анализа решений уравнения движения намагниченности найдены частотные зависимости и зависимости от величины и типа поверхностного закрепления спинов толщины скин-слоя, выявлены некоторые особенности указанных зависимостей, связанные с характером спин-волнового спектра.

1. Если длина свободного пробега электронов проводимости в неферромагнитном металле намного меньше глубины проникновения δ_0 электромагнитного поля в образец, то имеет место нормальный скин-эффект и толщина скин-слоя определяется известным соотношением $\delta_0 = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$, где c — скорость света в вакууме, ω — частота поля, σ — проводимость металла [1]. Для ферромагнитного металла толщина скин-слоя определяется равенством $\delta = \delta_0/\sqrt{\mu}$, где магнитная проницаемость μ образца является функцией частоты, учитывает его магнитные характеристики, геометрию и ориентацию относительно СВЧ-поля [2]. Однако на частоте ферромагнитного резонанса в пренебрежении диссипативными процессами в спиновой системе получаем $\mu \rightarrow \infty$ и $\delta = 0$, что не соответствует реальности. Учет диссипации приводит к комплексности величины $\mu = \mu' - i\mu''$ и соответственно величины δ . В этом случае величина δ теряет простой физический смысл и глубина проникновения поля в металл определяется не ее действительной частью δ' , а величиной $\delta_1 = \delta_0/\text{Re}\sqrt{\mu}$. В настоящей работе исследуется частотная зависимость глубины проникновения $\delta_1(\omega)$ СВЧ-поля в слой ферромагнитного металла толщиной $2L$, находящийся в условиях резонанса, когда СВЧ-поле $\mathbf{h}(t)$ перпендикулярно подмагничивающему полю \mathbf{H} , ориентированному вдоль нормали к поверхности слоя.

2. Направляя ось Z вдоль нормали и помещая начало координат в центре слоя, запишем распределение СВЧ-поля внутри слоя, считая амплитуду падающей на слой волны равной h_0 [1],

$$\mathbf{h}(z) = \mathbf{h}_0 \exp[(L-z)/\delta] = \mathbf{h}_0 \exp\left[(L-z)\left(\frac{1}{\delta_1} - \frac{i}{\delta_2}\right)\right], \quad (1)$$

где введены следующие обозначения:

$$\delta_1 = \frac{\delta_0}{\sqrt{|\mu|} \cos \varphi}, \quad \delta_2 = \frac{\delta_0}{\sqrt{|\mu|} \sin \varphi},$$

$$|\mu| = \sqrt{\mu'^2 + \mu''^2}, \quad \varphi = \frac{1}{2} \text{arctg}(\mu''/\mu').$$

Как видно из (1), реальная глубина проникновения СВЧ-поля в слой задается величиной δ_1 . Для ее определения необходимо найти величину μ , что требует решения уравнения движения намагниченности \mathbf{M} . С учетом затухания в спиновой системе запишем это уравнение с релаксационным членом в форме Гильберта [3]

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma[\mathbf{M}\mathbf{H}^{\text{eff}}] + \frac{\xi}{M}[\mathbf{M}\dot{\mathbf{M}}], \quad (2)$$

где γ — магнитомеханическое отношение, ξ — безразмерный параметр затухания, а эффективное магнитное поле

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}(t) + \alpha \nabla^2 \mathbf{M} + \beta \mathbf{n}[\mathbf{n}\mathbf{M}] - 4\pi \hat{N}\mathbf{M}. \quad (3)$$

Здесь подмагничивающее поле \mathbf{H}_0 и орт оси легкого намагничивания \mathbf{n} ориентированы вдоль нормали, α и β — константы обменного взаимодействия и одноосной анизотропии, \hat{N} — тензор размагничивающих коэффициентов.

Вводя в уравнение (2) малые отклонения намагниченности $\mathbf{m}(r, t)$ от равновесной \mathbf{M}_0 и линеаризуя его, получаем с учетом аксиальной симметрии задачи уравнение для циркулярных компонент $m^\pm = m_x \pm im_y$ [4]

$$\frac{d^2 m^\pm}{dz^2} \pm \nu^2 m^\pm = -\frac{1}{\alpha} h^\pm(z). \quad (4)$$

Дальнейшее рассмотрение будем проводить для компоненты $m^+ \equiv m$, ответственной за собственные колебания спиновой системы. Решение (4) необходимо искать совместно с общими граничными условиями

$$\left(d_i m \pm \frac{dm}{dz}\right)_{z=\pm L} = 0, \quad (5)$$

где d_i — параметры закрепления спинов на поверхностях слоя.

Нахождение аналитического решения (4) с учетом неоднородного распределения СВЧ-поля по толщине

слоя, определяемого (1), представляется затруднительным. Поэтому найдем приближенное решение, соответствующее однородному распределению поля в слое и справедливое, строго говоря, лишь при $L \ll \delta$. В этом случае $m(z)$ не зависит от δ . Усредняя $m(z)$ по толщине слоя, получаем

$$\langle m \rangle = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L m(z) dz = (\chi' - i\chi'')h, \quad (6)$$

где действительная и мнимая части высокочастотной магнитной восприимчивости слоя определяются выражениями

$$\begin{aligned} \chi' &= \frac{q_1^2 + q_2^2}{\alpha \Delta^2} [(p_1 q_1 + p_2 q_2)((\nu_1^2 - \nu_2^2)^2 - 4\nu_1^2 \nu_2^2) \\ &\quad - 4\nu_1 \nu_2 (\nu_1^2 - \nu_2^2)(p_2 q_1 - p_1 q_2) - \Delta(\nu_1^2 - \nu_2^2)], \\ \chi'' &= \frac{q_1^2 + q_2^2}{\alpha \Delta^2} [(p_1 q_2 - p_2 q_1)((\nu_1^2 - \nu_2^2)^2 - 4\nu_1^2 \nu_2^2) \\ &\quad - 4\nu_1 \nu_2 (\nu_1^2 - \nu_2^2)(p_1 q_1 + p_2 q_2) + 2\Delta \nu_1 \nu_2]. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь сделан переход к безразмерным параметрам $\nu \equiv \nu L$, $d_i \equiv d_i L$, $\alpha \equiv \frac{\alpha}{L^2}$ и введены следующие обозначения

$$\begin{aligned} p_1 + ip_2 &= \operatorname{tg} \nu + \frac{(d_1 + d_2)\nu}{2d_1 d_2}, \\ q_1 + iq_2 &= \frac{(d_1 + d_2) \operatorname{ctg} 2\nu}{d_1 d_2} - \frac{\nu}{d_1 d_2} + \frac{1}{\nu}, \\ \nu^2 &= \frac{(1 - i\xi)\omega - \omega_0}{\alpha \gamma M_0}, \\ \Delta &= (q_1^2 + q_2^2)(\nu_1^2 - \nu_2^2)^2, \quad \nu = \nu_1 - i\nu_2. \end{aligned}$$

Комплексная СВЧ-восприимчивость в общем виде описывает весь спектр возбуждений спиновой системы в тонком слое. Учитывая, что $\mu = 1 + 4\pi\chi$, для действительной и мнимой частей магнитной проницаемости, входящих в (1), справедливы соотношения $\mu' = 1 + 4\pi\chi'$ и $\mu'' = 4\pi\chi''$.

3. Далее приведены результаты численного анализа, проведенного на основе соотношений (1) и (7). Представленные на рисунках кривые выполнены в полулогарифмическом масштабе и являются частотными зависимостями и зависимостями от параметра закрепления двух величин: глубины проникновения СВЧ-поля в образец δ_1 и мнимой части высокочастотной магнитной восприимчивости χ'' , определяющей спектр спин-волнового резонанса (СВР) в пленке. Под частотной следует понимать зависимость указанных величин от нормированной отстройки $\Delta\omega/\omega_0$ от частоты однородного (ферромагнитного) резонанса. Зависимость от параметров закрепления дается при фиксированном значении частотной отстройки. В качестве расчетных выбраны параметры магнитной пленки пермаллоидного класса,

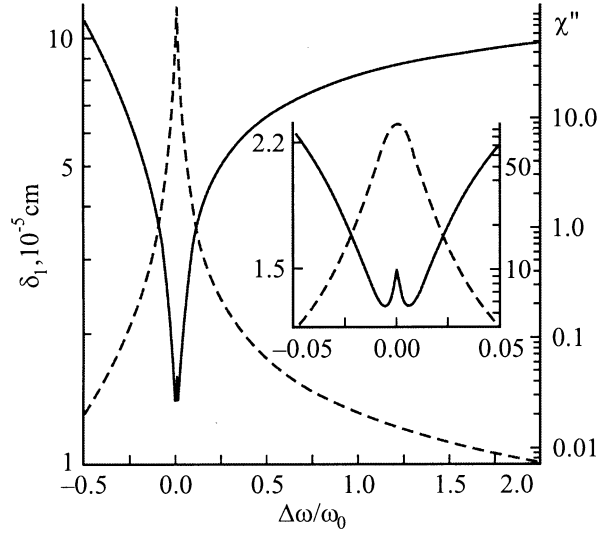


Рис. 1. Частотная зависимость толщины скин-слоя δ_1 (сплошная линия) и мнимой части восприимчивости χ'' (штриховая линия) в отсутствие поверхностного закрепления спинов.

а именно $\sigma = 10^{17} \text{ s}^{-1}$, $\xi = 10^{-2}$, $M_0 = 10^3 \text{ G}$, $\omega_0 = 10 \text{ GHz}$.

На рис. 1 представлены частотные зависимости величин δ_1 и χ'' для случая $d_1 = d_2 = 0$, когда закрепление спинов на обеих поверхностях пленки отсутствует. Отсутствие закрепления, как известно, приводит к исчезновению спин-волнового резонансного спектра и возбуждению только однородной моды на частоте ферромагнитного резонанса. Приведенная зависимость $\delta_1(\omega)$ показывает, что в условиях ферромагнитного резонанса глубина проникновения электромагнитного поля в образец, как и следовало ожидать, резко уменьшается. Однако анализ показывает, что в непосредственной близости от резонансной частоты толщина скин-слоя незначительно возрастает и достигает локального максимума в точке, соответствующей максимуму χ'' , что хорошо видно на приведенной вставке. Наличие этого локального максимума связано с зависимостью величины δ_1 не только от $|\mu|$, но и от фазы φ . Поскольку вблизи резонансной частоты выполняется равенство $|\mu'| \ll \mu''$, при $\omega \cong \omega_0$ имеем

$$\delta_1 \cong \delta_0 \sqrt{\frac{2}{\mu''} \left(1 - \frac{|\mu'|}{2\mu''}\right)} = \frac{\delta_0}{\sqrt{2\pi\chi''}} \left(1 - \frac{|1 + 4\pi\chi'|}{8\pi\chi''}\right). \quad (8)$$

С учетом характерной зависимости $\chi'(\omega)$, проходящей через нуль при $\omega = \omega_0$, из (8) следует наличие локального максимума при $\omega \approx \omega_0$, причем $\delta_1(\omega_0) \cong \delta_0 \sqrt{2/\mu''_0} = \delta_0 / \sqrt{2\pi\chi''_0}$, где $\mu''_0 = \mu''(\omega_0)$ и $\chi''_0 = \chi''(\omega_0)$.

На рис. 2 представлены аналогичные зависимости для двух случаев закрепления: симметричного (а), когда $d_1 = d_2 \rightarrow \infty$ (спины на обеих поверхностях полностью закреплены), и несимметричного (б), когда $d_1 \rightarrow \infty$,

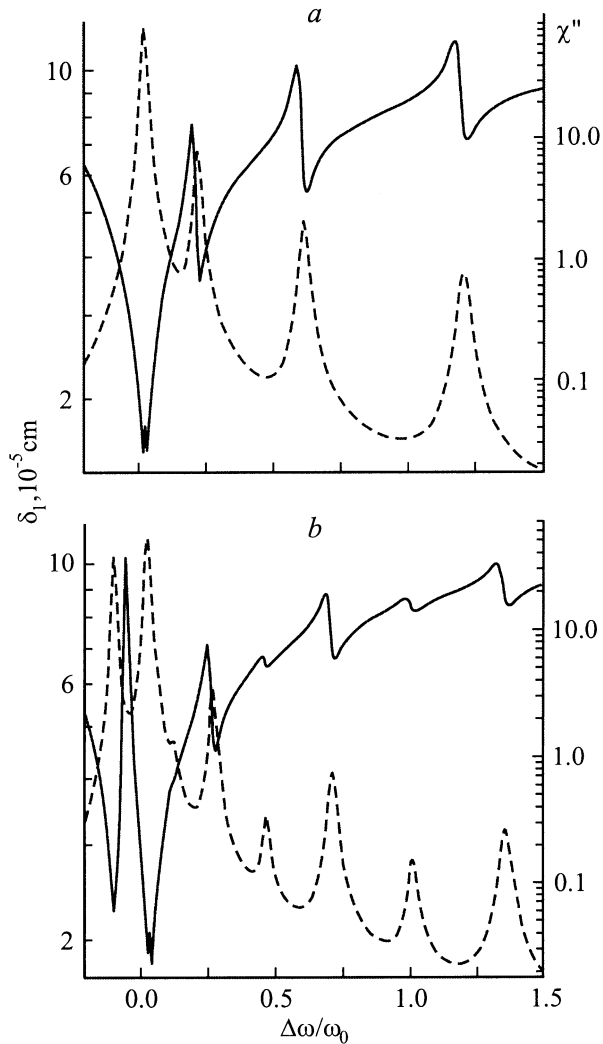


Рис. 2. Частотная зависимость толщины скин-слоя δ_1 (сплошная линия) и мнимой части восприимчивости χ'' (штриховая линия) при симметричном — $d_1 = d_2 \rightarrow \infty$ (a) — и несимметричном — $d_1 \rightarrow \infty, d_2 = -3$ (b) — закреплении поверхностных спинов.

$d_2 = -3$ (неполное закрепление на одной из поверхностей). Наличие поверхностного закрепления спинов приводит к появлению в спектре колебаний намагниченности резонансных пиков соответствующих спин-волновым модам. При симметричном закреплении спектр содержит наряду с однородной модой моды нечетного порядка, тогда как при несимметричном закреплении спектр СВР содержит и четные моды, интенсивность которых значительно меньше, чем интенсивность нечетных мод. Реализация на одной из поверхностей слоя анизотропии типа "легкая плоскость", т. е. отрицательность параметра закрепления d_2 , приводит к появлению в области $\omega < \omega_0$ резонансного пика, соответствующего поверхностной моде (b). Анализ частотных зависимостей величин δ_1 и χ'' в этом случае показывает, что максимумы зависимости $\chi''(\omega)$ не в точности соответствуют минимумам

функции $\delta_1(\omega)$, а несколько сдвинуты друг относительно друга, что связано с зависимостью толщины скин-слоя δ_1 от фазы величины μ . Существенным также является то, что, достигнув минимума при $\omega \approx \omega_0$, глубина проникновения СВЧ-поля δ_1 с ростом частоты начинает немонотонным образом расти. Этот рост определяется в основном частотной зависимостью величины $(\omega\chi'')^{-1/2}$.

Анализ приведенных зависимостей показывает также, что при фиксированной частоте как величина χ'' , так и δ_1 являются функциями величины поверхностного закрепления. Существенными указанные зависимости являются вблизи значений параметров d_i , отвечающих резонансным условиям для одной из мод спектра СВР. На рис. 3 в качестве примера приведено несколько характерных зависимостей величин χ'' (a) и δ_1 (b) от параметра d при симметричном закреплении ($d_1 = d_2 = d$) для нескольких значений параметра частотной отстройки $\Delta\omega/\omega_0 = 0, 0.17, 0.28, 0.4$ (кривые 1–4). Все кри-

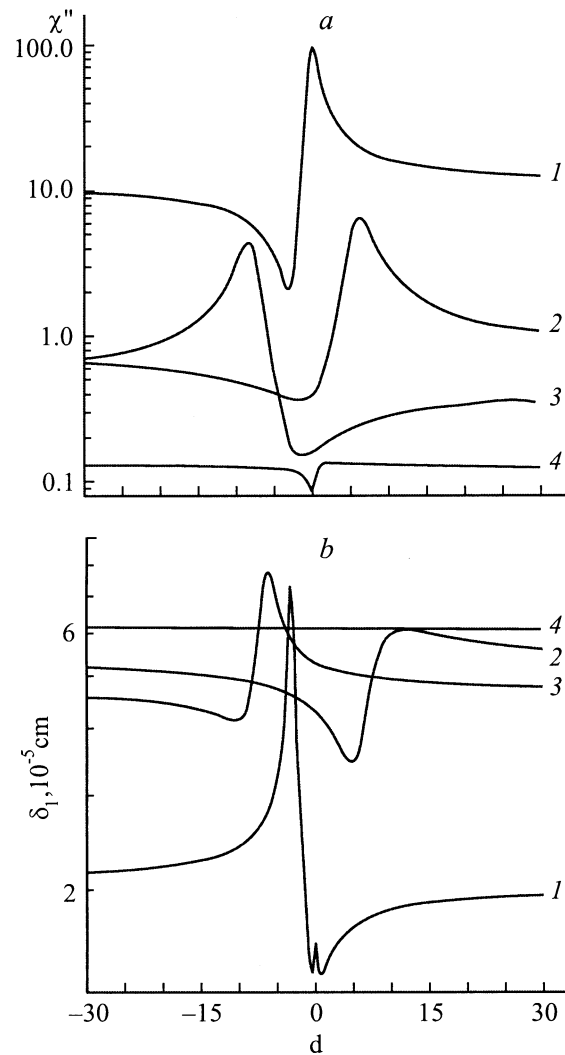


Рис. 3. Зависимость мнимой части восприимчивости (a) и толщины скин-слоя (b) от типа и степени поверхностного закрепления при фиксированных значениях частотной отстройки $\Delta\omega/\omega_0 = 0, 0.17, 0.28, 0.4$ (кривые 1–4 соответственно).

вые соответствуют области спектра, где возбуждаются объемные моды. На кривых 1 характерный всплеск для представленных зависимостей имеет место в области значений d , близких к нулю, где возбуждается однородная мода. Зависимость $\delta_1(d)$ для этой моды при $d = 0$ имеет локальный максимум, определяемый соотношением (8). Кривые 2 и 3 имеют характерный всплеск, отвечающий первой спин-волновой моде спектра для двух типов поверхностной анизотропии, определяемых знаком параметра d . Кривые 4 соответствуют значению частоты, лежащей между соседними нечетными ($n = 1$ и 3) модами и не попадающей ни на один из максимумов спектра $\chi''(\omega)$ ни при каком значении параметра d . Поэтому на соответствующей кривой $\chi''(d)$ присутствует лишь слабый всплеск в области $d \approx 0$, который полностью сглажен в зависимости $\delta(d)$. Таким образом, характер приведенных зависимостей существенно образом зависит от выбора частоты, на которой они строятся.

Проведенный анализ показывает, что глубина проникновения высокочастотного поля в ферромагнитный металл в области частот, где возбуждается спектр спин-волнового резонанса, определяется как модулем, так и фазой комплексной восприимчивости образца, которая существенно образом зависит от характера поверхностного закрепления спинов.

Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 620 с.
- [2] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967). 368 с.
- [3] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука–Физматлит, М. (1994). 464 с.
- [4] Р.Н. Носов, Д.И. Семенцов. ФТТ **42**, 8, 1430 (2000).