

Ферромагнитный резонанс и после бистабильности в одноосной магнитной пленке

© Т.М. Василевская, С.А. Володин, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432000 Ульяновск, Россия
e-mail: t_vasilevs@mail.ru

(Поступило в Редакцию 27 декабря 2010 г.)

На основе численного решения уравнений динамики магнитного момента исследованы особенности ферромагнитного резонанса (ФМР), отвечающего случаю подмагничивания вдоль „трудной“ оси пленки с плоскостной одноосной анизотропией. Показано, что в спектре ФМР реализуется дополнительный резонансный пик вблизи „поля бистабильности“ H_b . Исследована зависимость этого поля от амплитуды СВЧ поля и параметра затухания.

Для одноосной магнитной пленки, намагниченной в своей плоскости вдоль оси трудного намагничивания (ОТН), на частотах $\omega < \omega_0 = \gamma\sqrt{4\pi M H_u}$, где γ — гиромагнитное отношение, M — намагниченность насыщения, H_u — поле одноосной анизотропии, имеются две ветви ферромагнитного резонанса (ФМР), одна из которых лежит в области подмагничивающих полей $H < H_u$, а другая — в области $H > H_u$. При этом одному значению частоты отвечают два значения резонансного поля $H_{1,2}$ и соответственно два резонансных пика [1,2]. При понижении частоты значения резонансных полей сближаются, и при $\omega \rightarrow 0$ обе ветви смыкаются в точке $H = H_u$, т.е. на очень низких частотах $H_1 = H_2 \cong H_u$. Анализ решений линеаризованного уравнения Ландау–Лифшица (ЛЛ) показывает, что резонансный пик при $\omega < \omega_0$ и $H = H_u$ должен отсутствовать. Между тем в работах [3,4] экспериментально показано, что в спектрах ФМР одноосных пленок при подмагничивании вдоль ОТН такой пик при определенных условиях проявляется. Ширина этого пика намного уже ширины линии однородного ФМР, а его положение практически не зависит от частоты. В работах [5,6] показано, что появление указанного пика связано с наличием двух близких угловых положений равновесия магнитного момента пленки вблизи поля „бистабильности“ H_b , которое всегда меньше поля анизотропии H_u . При $H \cong H_b$ траектория высокочастотной прецессии охватывает два положения равновесия, в результате чего резко возрастает ее амплитуда. Выход на подобный прецессионный режим существенно зависит от многих параметров, определяющих динамику намагниченности, поэтому реализуется не всегда. В настоящей работе исследуется зависимость поля бистабильности от основных параметров, определяющих резонансное поведение пленки.

Основные уравнения

В одноосных поликристаллических пленках ферромагнитного металла ввиду большого значения размагничи-

вающего поля $4\pi M$ намагниченность \mathbf{M} в отсутствие подмагничивающего поля лежит в плоскости пленки и ориентирована вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). При подмагничивании пленки вдоль этой оси резонансная прецессия магнитного момента в высокочастотном поле $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ происходит по сильно вытянутой в плоскости пленки эллиптической траектории. При подмагничивании пленки вдоль ОТН траектория прецессии становится более сложной и во многом определяется ориентацией равновесного состояния. При $H < H_u$ вектор \mathbf{M} лежит в плоскости пленки и равновесный угол между векторами \mathbf{M} и \mathbf{H} определяется выражениями [6]

$$\varphi_0(H) = \begin{cases} 0, & H > H_u, \\ \pm \arccos(H/H_u), & H < H_u. \end{cases} \quad (1)$$

Под воздействием переменного магнитного поля \mathbf{h} магнитный момент \mathbf{M} совершает прецессионное движение вокруг своей равновесной ориентации.

Для определения прецессионной динамики намагниченности авторы численно решали уравнение ЛЛ, записанное в сферических координатах [2,6]. Полученные решения позволяют найти временную зависимость ориентации вектора \mathbf{M} при заданной ориентации полей \mathbf{H} и $\mathbf{h}(t)$, а также определить траекторию прецессионного движения вектора \mathbf{M} . Ориентация вектора \mathbf{M} определяется азимутальным $\varphi(t)$ и полярным $\psi(t)$ углами, которые отсчитываются от направления поля \mathbf{H} и от плоскости пленки соответственно.

Будем считать, что поле $\mathbf{h}(t)$ ориентировано вдоль оси Y , лежащей в плоскости пленки, ось Z нормальна ей. В этом случае для зависящих от времени компонент нормированной намагниченности $m_\alpha = M_\alpha/M$ ($\alpha = y, z$) справедливы соотношения $m_\alpha = \chi_{\alpha y} h_y$, где $\chi_{\alpha y}$ — компоненты тензора СВЧ восприимчивости. Так как $m_y \gg m_z$, то справедливо неравенство $\chi_{yy} \gg \chi_{zy}$, и поглощаемую пленкой энергию с большой степенью точности можно считать связанной только с компонентой χ_{yy} (с ее мнимой частью). Решение линеаризованного уравнения ЛЛ позволяет определить указанные компоненты тензора $\hat{\chi}$ и резонансные частоты пленки.

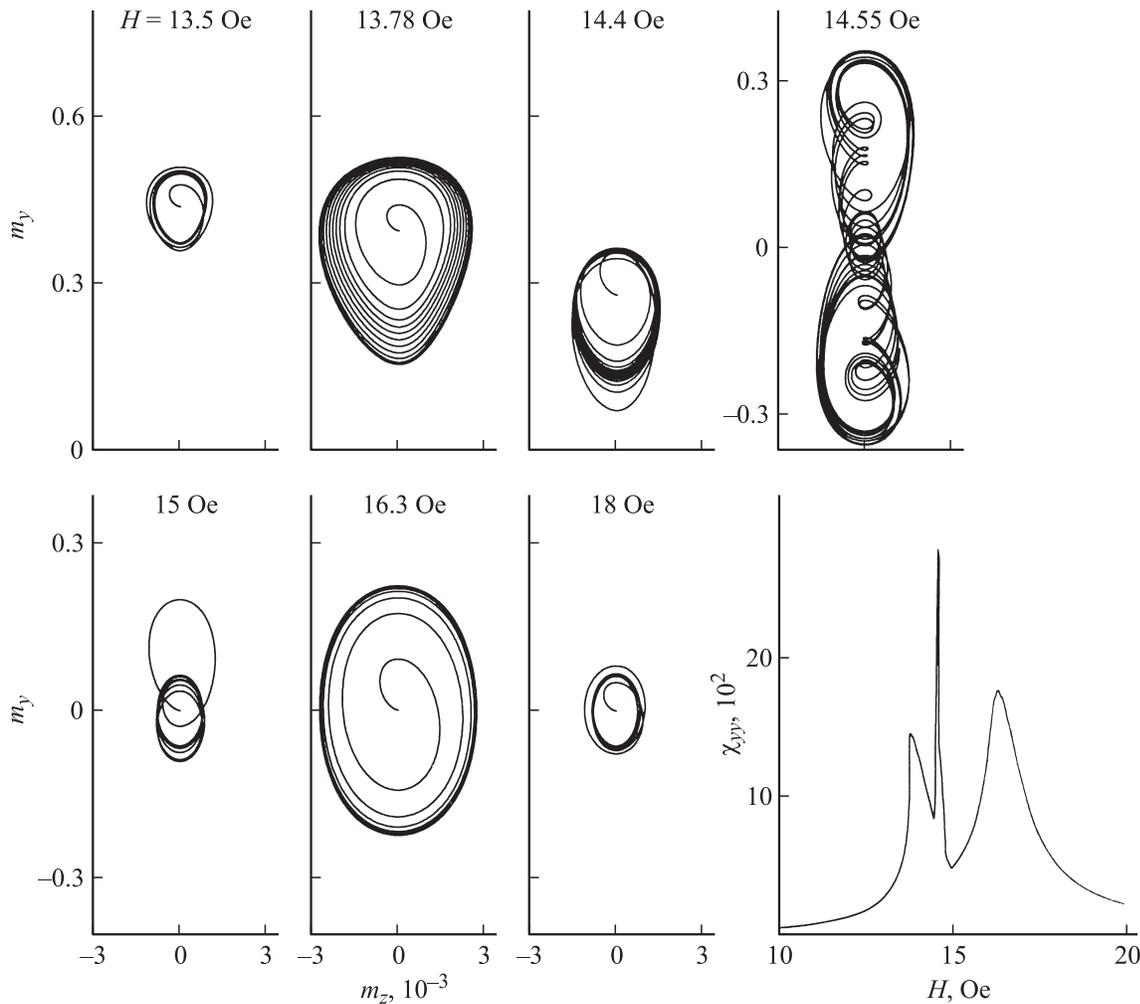


Рис. 1. Траектории прецессии вектора \mathbf{m} при $h = 0.1$ Oe, $\omega = 2.2 \cdot 10^9$ s $^{-1}$, $\lambda = 5 \cdot 10^7$ s $^{-1}$, $\tau = 40$ T и полевая зависимость высокочастотной восприимчивости.

Резонансная частота, отвечающая случаю подмагничивания вдоль ОТН, существенно зависит от значения равновесного угла (1), т. е.

$$\omega_r = \gamma \sqrt{4\pi M(H \cos \varphi_0 - H_u \cos 2\varphi_0)}. \quad (2)$$

На фиксированной частоте $\omega \leq \omega_0$ при развертке по полю должны наблюдаться два резонансных пика со следующими значениями резонансных полей:

$$H_{r1} = \sqrt{H_u(H_u - \omega^2/4\pi M\gamma^2)}, \quad H < H_u, \quad (3)$$

$$H_{r2} = H_u + \omega^2/4\pi M\gamma^2, \quad H \geq H_u. \quad (4)$$

Резонансная кривая имеет конечную ширину $\Delta H \simeq 2\lambda\omega/\gamma^2 M$, где λ — параметр затухания в уравнении ЛЛ. При понижении частоты указанные резонансные пики начинают сливаться в одну сложную линию. Частота $\omega_u \simeq 8\pi\lambda/3$, на которой это происходит, находится из условия $H_{r2} - H_{r1} \simeq \Delta H$. Наличие в интервале полей $|H - H_u| \leq \Delta H$ двух близких равновесных углов приводит при $\omega \leq \omega_u$ к резонансной траектории вектора \mathbf{M} , отличающейся от эллиптической.

Численный анализ

Проведенный в [6] анализ показывает, что амплитуда прецессии магнитного момента одноосной пленки при ее подмагничивании вдоль ОТН намного превосходит амплитуду пленки, подмагниченной вдоль ОЛН. Характер прецессии при подмагничивании вдоль ОТН может существенно изменяться с изменением частоты и амплитуды поля накачки, а также параметра затухания. Ниже приводятся результаты численного решения уравнения ЛЛ, полученные для одноосной пленки, параметры которой отвечают пермаллоевым пленкам состава 80Ni20Fe: $4\pi M = 10^4$ G, $H_u = 15$ Oe, $\lambda = 5 \cdot 10^7$ s $^{-1}$. На рис. 1 приведены проекции на плоскость YZ прецессионных траекторий нормированного магнитного момента \mathbf{m} в установившемся динамическом режиме под воздействием переменного поля с амплитудой $h = 0.1$ Oe и частотой $\omega = 2.2 \cdot 10^9$ s $^{-1}$ при значениях поля H , равных 13.5, 13.78, 14.4, 14.55, 15, 16.3, 18 Oe. Из представленных траекторий виден характер изменения амплитуды прецессии при изменении подмагничивающего поля.

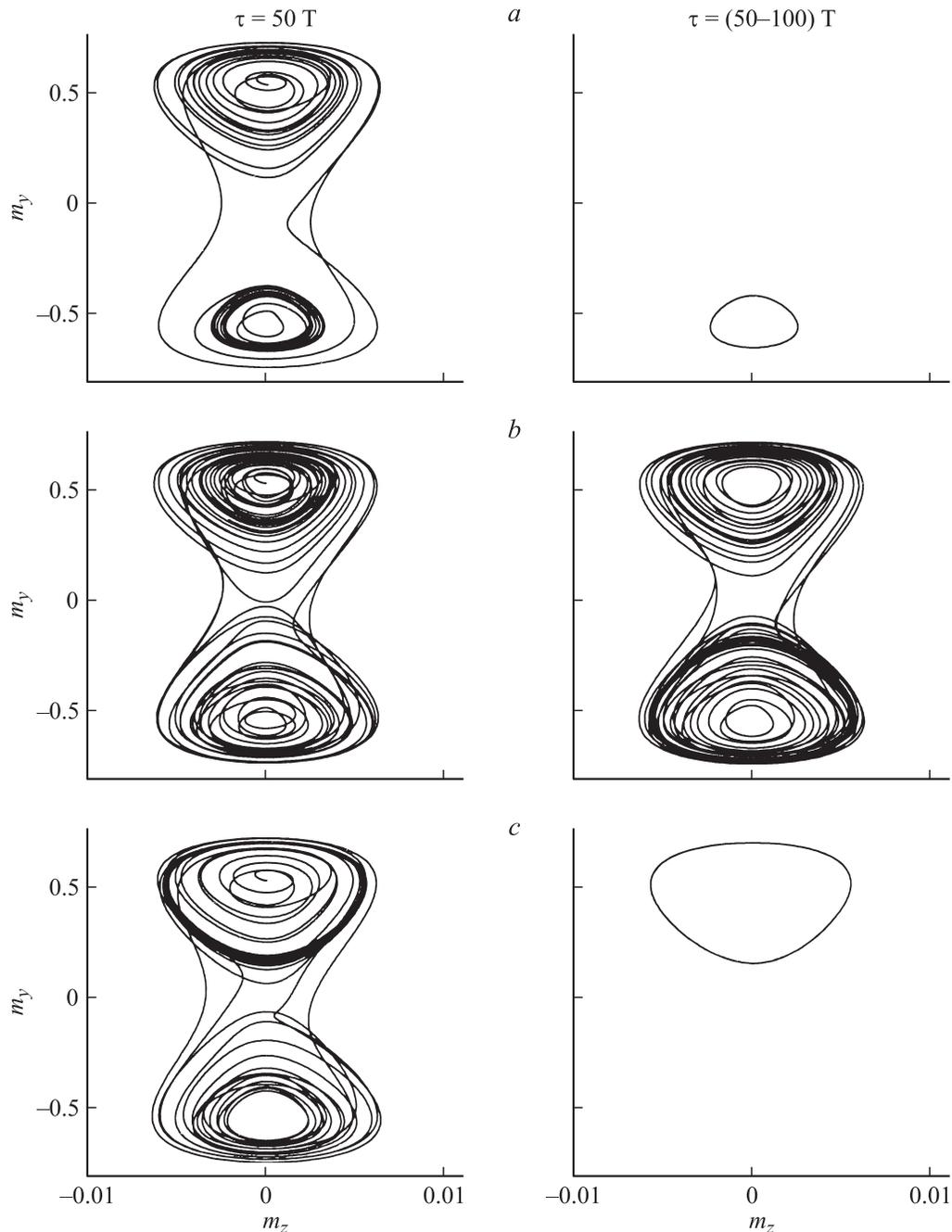


Рис. 2. Траектории прецессии вектора \mathbf{m} при $h = 0.2 \text{ Oe}$, $\omega = 2.5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $H = -12.6, 12.65, 12.68 \text{ Oe}$ (a, b, c), $\tau = 0-50$ и $50-100 \text{ T}$.

Видно, что конец вектора \mathbf{m} в установившемся режиме описывает сильно вытянутые вдоль оси Y траектории, которые при $H < H_u$ хотя и являются замкнутыми, не являются эллиптическими. Это объясняется тем, что прецессия магнитного момента совершается вокруг равновесного направления, не совпадающего с направлением подмагничивающего поля. Увеличение амплитуды прецессии наблюдается вблизи резонансных полей $H_{r1} = 13.78 \text{ Oe}$ и $H_{r2} = 16.3 \text{ Oe}$, а также вблизи поля бистабильности $H_b \simeq 14.55 \text{ Oe}$. При $H \simeq H_b$ происходит

спонтанный перескок магнитного момента ко второму равносному центру. После этого нерегулярная прецессия осуществляется вокруг указанного центра до тех пор, пока не произойдет спонтанный перескок к первоначальному центру. Эти центры „притягивают“ магнитный момент, и его прецессия за время $t \gg T$ с равной вероятностью происходит около каждого из них. Для резонансных траекторий один полный оборот совершается за время одного периода переменного поля $T = 2\pi/\omega$.

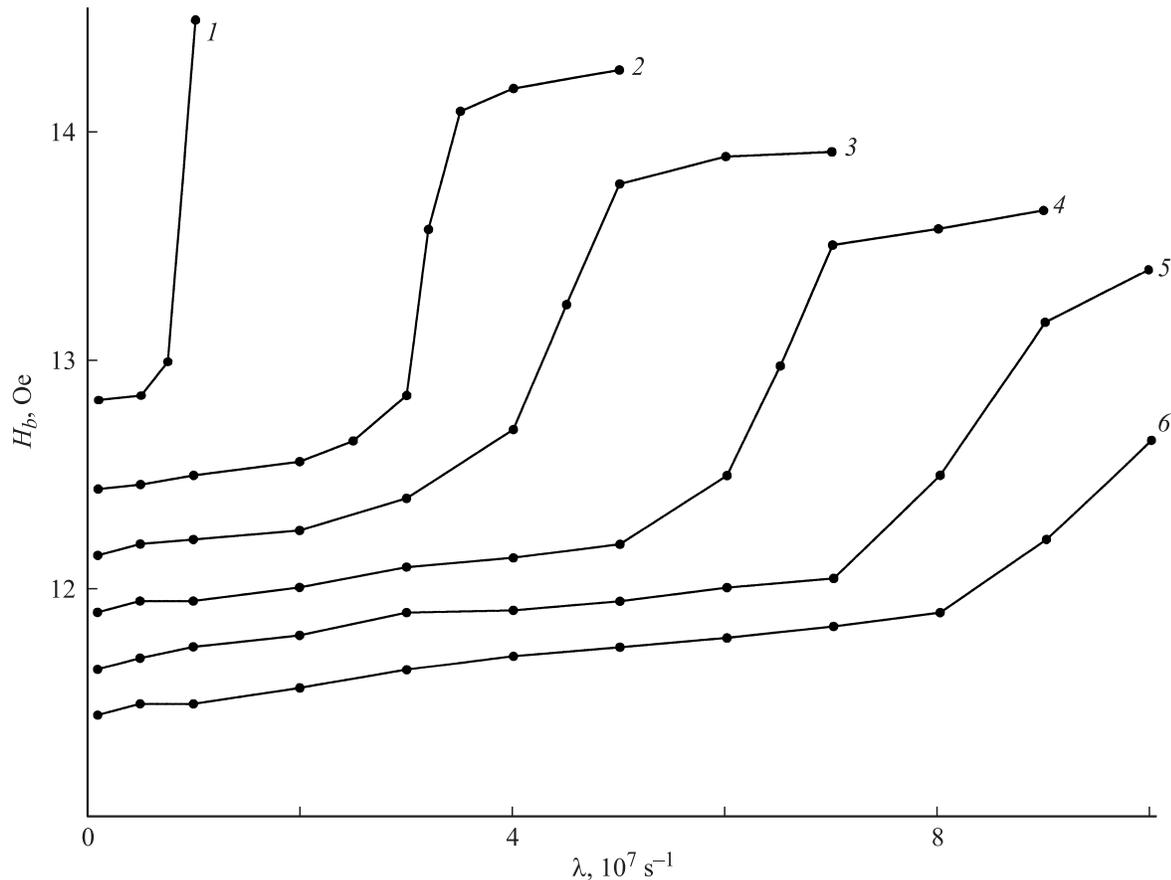


Рис. 3. Зависимости поля H_b от параметра затухания λ при $\omega = 3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ и $h = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6 \text{ Oe}$ (кривые 1–6).

На рис. 1 приведена также резонансная кривая, определяющая полевую зависимость величины эффективной высокочастотной восприимчивости, которую считаем пропорциональной величине $m_y^{\max} M/h_y$, где m_y^{\max} — „большая полуось“ прецессионной траектории. Наличие дополнительного узкого „резонансного“ пика при $H \simeq H_b$ обусловлено резким увеличением амплитуды прецессии вблизи поля бистабильности. Отметим, что с понижением частоты дополнительный пик сливается с пиком однородного резонанса левой ветки.

Определение поля бистабильности на основе анализа прецессионных траекторий производится достаточно точно. На рис. 2 представлены траектории, полученные при значениях параметров $h = 0.2 \text{ Oe}$, $\lambda = 2.5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, трех значений поля H равных 12.6, 12.65, 12.68 Oe и двух временных интервалов наблюдения $\tau = 0-50$ и $50-100 \text{ T}$. При $H < H_b$ и $H > H_b$ на начальном этапе прецессионного движения после включения поля $\mathbf{h}(t)$ происходят перескоки между двумя равновесными центрами, тем не менее установившееся движение происходит только возле одного из этих центров. Лишь при $H = H_b$ прецессионная траектория охватывает два равновесных центра при любом времени наблюдения.

Теоретическая оценка величины H_b , проведенная на основе энергетических соображений, приводит к выра-

жению

$$H_b \approx \sqrt{H_u(H_u - 2\pi\gamma^2 Mh/\lambda\omega)},$$

которое определяет характерные зависимости поля бистабильности от основных параметров. Видно, что при фиксированной частоте с ростом амплитуды высокочастотного поля величина H_b уменьшается, а с ростом затухания — увеличивается.

На рис. 3 представлены зависимости поля бистабильности H_b от параметра затухания λ , полученные на основе анализа прецессионных траекторий на частоте $\omega = 3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ для амплитуд переменного поля h : 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6 Oe (кривые 1–6). Кривые имеют не сглаженный вид, так как для их сглаживания необходимо провести вычисления для большего числа точек, что требует значительно большего времени счета. При фиксированном значении h с ростом параметра затухания λ значение поля бистабильности увеличивается. Для каждого значения затухания λ значение поля бистабильности увеличивается. Для каждого значения поля h существует предельное значение параметра затухания λ , при превышении которого бистабильный режим не наступает при любом значении подмагничивающего поля H . Таким образом, на каждой кривой имеется конечная точка, соответствующая окончанию бистабильного режима для

заданной амплитуды высокочастотного поля. Наличие этой точки говорит о том, что высокочастотное поле амплитуды h при заданном значении параметра затухания уже не может привести к образованию бистабильности. В соответствии с (5) для значений $h = 0.3$ Ое, $\lambda = 4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ и $\omega = 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ получаем $H_b = 12.9$ Ое, тогда как численный анализ дает значение 12.7 Ое. С увеличением амплитуды высокочастотного поля значение поля бистабильности уменьшается, что согласуется с зависимостью, определяемой формулой (5).

Таким образом, при фиксированном значении частоты и амплитуды СВЧ поля увеличение параметра затухания пленки ведет к увеличению поля бистабильности и соответственно уменьшению амплитуды резонансного пика. Существует предельное значение параметра затухания выше которого перестают происходить перескоки намагниченности от одного равновесного положения к другому в ее прецессионном движении, и прецессионная траектория переходит в эллиптическую.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг. (П119 от 12.04.2010).

Список литературы

- [1] Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок. Новосибирск, Наука, 1975. 220 с.
- [2] Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. Вып. 4. С. 248–252.
- [3] Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. // Сб. тр. XVIII Междунар. школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М.: МГУ, 2002. С. 790.
- [4] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- [5] Василевская Т.М., Семенцов Д.И. // Сб. тр. XXI Междунар. конф. „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М.: МГУ, 2009. С. 973–974.
- [6] Василевская Т.М., Семенцов Д.И. // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. Вып. 4. С. 861–866.