

УДК 538.221.001

## ВЛИЯНИЕ ПЛОСКОСТНОГО ПОЛЯ НА СПЕКТРЫ КОЛЕБАНИЙ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

*Ю. И. Ялышев, И. Ф. Жеберляев, В. Г. Показаньев*

Предложена теория, описывающая экспериментально наблюдаемую зависимость частот собственных колебаний ансамбля «скрученных» доменных границ (ДГ) от величины плоскостного магнитного поля, параллельного стенкам доменов. Показано, что образование горизонтальной блоховской линии (ГБЛ) приводит к скачку резонансных частот, что согласуется с результатами эксперимента.

Работы по созданию запоминающих устройств (ЗУ) на вертикальных блоховских линиях (ВБЛ) усилили интерес исследователей к микромагнитной структуре доменных границ в ЦМД материалах. Как показано еще в [1, 2], структурные изменения в ДГ, вызванные плоскостным магнитным полем, приложенным параллельно стенке, оказывают влияние на характер колебаний ДГ. Следует предположить, что спектр собственных колебаний ДГ однозначно определяется состоянием их внутренней структуры. В этом плане нами было предпринято детальное теоретическое и экспериментальное исследование влияния внешнего плоскостного поля, параллельного ДГ решетки полосовых доменов, на спектр их собственных колебаний.

Особое внимание обращено на учет полей рассеяния, создаваемых магнитостатическими зарядами на поверхности пленки и ответственных наряду с обменными за структуру «скрученной» ДГ. Учет конечности ширины ДГ в периодической решетке полосовых доменов при расчете магнитостатического взаимодействия позволил в отличие от [3, 4] получить конечное значение полей рассеяния на поверхностях пленки и неимеющее сингулярности ядро магнитостатического взаимодействия, определяющего возвращающую силу, возникающую при смещении ДГ из положения равновесия. Развитый метод возмущений при решении секулярного уравнения применен для анализа спектра изгибных по толщине пленки колебаний в плоскостном поле и, в частности, в условиях зарождения ГБЛ.

Сравнение результатов теоретического анализа изгибных мод колебаний ДГ с экспериментальными данными свидетельствует о правильности выбранного подхода при описании спектров колебаний «скрученной» ДГ.

### 1. Плотность поверхностей энергии доменных границ решетки полосовых доменов

Если считать, что микромагнитная структура ДГ однородна вдоль оси  $OX$ , параллельной полосовым доменам, а вдоль оси  $OY$  тождественна изолированной блоховской ДГ [5], то распределение намагниченности решетки полосовых доменов можно определить в следующей двумерной модели (рис. 1)

$$\left\{ \begin{array}{l} M_x = f(z) \operatorname{ch}^{-1} \tilde{y} \cos \varphi_n(z, t), \\ M_y = f(z) \operatorname{ch}^{-1} \tilde{y} \sin \varphi_n(z, t), \\ M_z = f(z) \operatorname{th} \tilde{y}, \end{array} \right. \quad \left. \begin{array}{l} \tilde{y} = \frac{y - n\omega - q_n(z, t)}{\Delta}, \\ y \in \left[ \left( n - \frac{1}{2} \right) \omega, \left( n + \frac{1}{2} \right) \omega \right], \\ f(z) = M \left[ \Theta \left( z - \frac{d}{2} \right) + \Theta \left( z + \frac{d}{2} \right) \right], \end{array} \right\} \quad (1)$$

где  $\Delta$  — параметр ширины ДГ,  $n \in [-\infty, \infty]$  — номер ДГ,  $d$  — толщина пленки,  $M$  — плотность магнитного момента,  $\Theta$  — единичная функция Хевисайда, а  $f(z)$  — ступенчатая функция, ограничивающая рассматриваемую магнитную среду по оси  $OZ$ , перпендикулярной плоскости пленки. В состоянии статического равновесия смещение доменных границ из положения равновесия  $q_n=0$ , а равновесная ширина полосовых доменов  $w$  определяется хорошо известной теорией Коу и Энда [6]. Азимутальный угол выхода намагниченности из плоскости ДГ представим в виде суммы частей:  $\varphi_n(z, t) = \bar{\varphi}_n(z) + \psi_n(z, t)$ .

Предложенная модель распределения намагниченности справедлива при условии  $\Delta \ll \ll w$ , а в пределе больших зна-

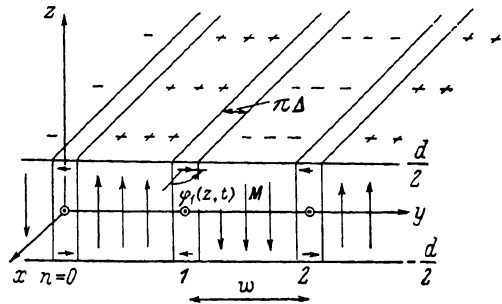


Рис. 1. Схематическое изображение распределения намагниченности в стенках решетки полосовых доменов.

чений фактора качества  $Q = K/2\pi M^2$  ( $K$  — константа одноосной перпендикулярной анизотропии) минимизирует с точностью до членов второго порядка по  $1/Q$  функционал поверхностной плотности энергии  $n$ -й ДГ

$$\sigma_n = \int_{\left( n - \frac{1}{2} \right) \omega}^{\left( n + \frac{1}{2} \right) \omega} dy E(y, z, t), \quad (2)$$

что в свою очередь приводит к модели сокращенного описания динамики ДГ [5].

Объемная плотность энергии тонкой магнитной пленки  $E$  определяется энергией неоднородного обменного взаимодействия  $E_{ex}$ , одноосной анизотропии  $E_{an}$ , размагничивания  $E_d$  и зеемановского взаимодействия с внешним магнитным полем  $E_H$

$$\left. \begin{array}{l} E = E_{ex} + E_{an} + E_d + E_H, \\ E_{ex} = \frac{A}{M^2} \left( \frac{\partial M_i}{\partial X_j} \right)^2, \quad E_{an} = \frac{K}{M^2} (M_x^2 + M_y^2), \\ E_d = -\frac{1}{2} H_d M_i, \quad E_H = -H_i M_i, \end{array} \right\} \quad (3)$$

где  $A$  — константа неоднородного обмена,  $H_i$  — компонента внешнего магнитного поля,  $x_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) — пространственные координаты  $x, y, z$  соответственно, а компоненты поля размагничивания  $H_{di}$  в соответствии с решением уравнений магнитостатики имеют вид [7]

$$H_{di} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \int dx' M_j(x') \frac{\partial}{\partial x'_j} \frac{1}{|r - r'|}. \quad (4)$$

В исследуемой нами задаче состоянию статического равновесия соответствует ориентация намагниченности в центре доменных границ в одну сторону:  $\bar{\varphi}_n(0) = 0$ , ДГ поляризованы вдоль оси  $OX$ . Тогда в силу сим-

метрии распределения намагниченности (рис. 1)  $\bar{\varphi}_n(z) = (-1)^n \bar{\varphi}(z)$ . Если рассматривать только моду колебаний ДГ, возбуждаемую однородным полем  $H_x(t)$ , то колебания соседних доменных границ будут противофазны, т. е.  $q_n(z, t) = (-1)^n q(z, t)$ ,  $\varphi_n(z, t) = (-1)^n \varphi(z, t)$ . В рамках указанных ограничений динамическое распределение намагниченности имеет период распределения вдоль оси  $OY$   $2w$  и может быть представлено разложением в ряд Фурье, что позволяет после подстановки (3), (4) в (2) и несложных вычислений получить соответствующие вклады в поверхностную плотность энергии ДГ

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_{ex} + \sigma_H + \sigma_d. \quad (5)$$

Здесь  $\sigma_0 = 4(AK)^{1/2}$  — плотность энергии блоховской ДГ; часть энергии, связанная с неоднородным обменом, определяется как

$$\sigma_{ex} = \frac{\sigma_0}{2Q} \Lambda^2 \left[ \left( \frac{\partial q}{\partial \xi} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где  $\Lambda = 2/d(A/2\pi M^2)^{1/2}$  — нормированный параметр неоднородного обмена,  $\xi = 2z/d \in [-1, 1]$ . Здесь и далее используется нормированная величина смещения ДГ  $q \rightarrow q/\Delta$ . Вклад в энергию от статического поля  $H_x$  учитывается членом

$$\sigma_H = \frac{\sigma_0}{2Q} (-2h_x \cos \varphi(\xi, t)), \quad h_x = H_x/8M. \quad (7)$$

Вклад магнитостатического взаимодействия в поверхностную плотность энергии ДГ можно представить в виде трех слагаемых:  $\sigma_d = \sigma_d^{(v-v)} + \sigma_d^{(s-v)} + \sigma_d^{(s-s)}$ . Энергия взаимодействия объемных магнитостатических зарядов имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \sigma_d^{(v-v)} &= \frac{\sigma_0}{2Q} \sin \varphi(\xi, t) \int_{-1}^1 d\xi' \sin \varphi(\xi', t) D(\xi - \xi'), \\ D(\xi - \xi') &= \beta \delta \sum_{k=0}^{\infty} \frac{2k+1}{\text{ch}^2[(2k+1)\delta]} \exp[-(2k+1)\beta|\xi - \xi'|], \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где  $\beta = \pi d/2w$ ,  $\delta = \pi^2 \Delta/2w$ . В случае  $\delta \ll 1$   $D(\xi - \xi')$  ведет себя как дельта-функция, и магнитостатическое взаимодействие объемных зарядов можно считать локальным

$$\sigma_{d1}^{(v-v)} = \frac{\sigma_0}{2Q} \sin^2 \varphi(\xi, t),$$

что соответствует хорошо известному винтеровскому приближению [8].

Энергия взаимодействия поверхностных и объемных магнитостатических зарядов дает следующий вклад в  $\sigma_d$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_d^{(s-v)} &= \frac{\sigma_0}{2Q} [-2h_{dy}(\xi) \sin \varphi(\xi, t)], \\ h_{dy}(\xi) &= -2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{2\delta \exp[-(2k+1)\beta]}{\text{sh}[2(2k+1)\delta]} \text{sh}[(2k+1)\beta\xi], \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где  $h_{dy}(\xi)$  — нормированное на  $8M$  и усредненное по координате  $y$  поле рассеяния, которое наряду с обменным взаимодействием определяет структуру «скрученной» ДГ. Следует отметить, что представленное здесь выражение для поля рассеяния получено в предположении, что распределение поверхностных зарядов является статическим равновесным. Учет смещения доменных границ дает вклад в поле рассеяния, пропорциональный  $(q/w)^2$ , что позволяет пренебречь им, когда рассматриваются

малые колебания ДГ. В пределе  $\delta \rightarrow 0$  ряд в выражении (10) суммируется и дает хорошо известный результат [3]

$$h_{dy}(\xi) = -\frac{1}{2} \ln \left[ \frac{\text{th} \left( \frac{\beta}{2} (1 + \xi) \right)}{\text{th} \left( \frac{\beta}{2} (1 - \xi) \right)} \right],$$

имеющий расходимость на поверхностях пленки. Как показано нами, учет ширины ДГ приводит к конечному значению поля рассеяния на поверхностях пленки, что не требует в дальнейшем устранения расходимостей [3].

Наконец, можно перейти к анализу взаимодействия поверхностных зарядов

$$\left. \begin{aligned} \sigma_d^{(s-s')} &= \frac{\sigma_0}{2Q} \left[ q(\xi, t) \int_{-1}^1 K(\xi - \xi') q(\xi', t) d\xi', \right. \\ K(\xi - \xi') &= \frac{4\beta\delta}{\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \frac{k^3 \beta^2}{\text{sh}^2(k\delta)} \exp(-k\beta|\xi - \xi'|), \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где  $K(\xi - \xi')$  — ядро нелокального магнитостатического взаимодействия поверхностных зарядов, определяющее возвращающую силу, которая возникает при смещении доменных границ из положения равновесия. В (11) учтен только квадратичный по  $q$  вклад в энергию, что позволяет в дальнейшем анализировать линейные колебания ДГ.

Ядро магнитостатического взаимодействия в (11) не имеет сингулярности при  $\xi = \xi'$ , на которую обращалось внимание в [4]. Обращаем внимание на то, что при  $\delta \ll 1$  ряд в (11) суммируется, ядро взаимодействия приобретает вид

$$K(\xi - \xi') = \frac{\beta\delta}{\pi^2} \text{ch}^{-2} \left[ \frac{\beta}{2} (\xi - \xi') \right] \quad (12)$$

и также не имеет сингулярности при  $\xi = \xi'^1$

Полученные выражения для поверхностной плотности энергии доменных границ решетки полосовых доменов (5)–(12) позволяют перейти к анализу спектров колебаний ансамбля ДГ.

## 2. Спектр изгибных по толщине пленки колебаний ДГ

Уравнения сокращенного описания динамики доменных стенок без учета диссипации имеют вид [5]

$$\dot{q} = \frac{Q}{\sigma_0} \frac{\delta \sigma}{\delta \varphi}, \quad \dot{\varphi} = -\frac{Q}{\sigma_0} \frac{\delta \sigma}{\delta q}, \quad (13)$$

где время  $t$  нормировано на  $(4\pi M\gamma)^{-1}$ ,  $\gamma$  — гироманнитное отношение,  $\delta\sigma/\delta\varphi$  и  $\delta\sigma/\delta q$  — функциональные производные. После подстановки в (13) поверхностной плотности энергии  $\sigma$  (4)–(12) получаем линеаризованные уравнения движения для динамических переменных  $q(\xi, t)$  и  $\psi(\xi, t)$

$$\left. \begin{aligned} \dot{q}(\xi, t) &= -\Lambda^2 \frac{\partial^2 \psi(\xi, t)}{\partial \xi^2} + U(\xi) \psi(\xi, t), \\ \dot{\psi}(\xi, t) &= \Lambda^2 \frac{\partial^2 q(\xi, t)}{\partial \xi^2} - \int_{-1}^1 d\xi' K(\xi - \xi') q(\xi', t), \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

<sup>1</sup> При анализе суммы в (11) следует соблюдать следующую последовательность предельных переходов: сначала  $\delta \rightarrow 0$ , а затем  $\xi \rightarrow \xi'$ .

где  $U(\xi) = \cos 2\bar{\varphi}(\xi) + h_x \cos \bar{\varphi}(\xi) + h_{xy}(\xi) \sin \bar{\varphi}(\xi)$  имеет смысл распределенной по толщине пленки обратной эффективной массы ДГ. Статическая зависимость азимутального угла  $\bar{\varphi}(\xi)$  удовлетворяет уравнению

$$\Lambda^2 \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \xi^2} = \sin \bar{\varphi} \cos \bar{\varphi} - h_{xy} \cos \bar{\varphi} + h_x \sin \bar{\varphi} \quad (15)$$

со свободными граничными условиями  $\partial \bar{\varphi} / \partial \xi|_{\pm 1} = 0$ .

Уравнение (15), определяющее равновесное распределение намагниченности в «скрученной» ДГ при различных значениях поля  $h_x$ , решалось

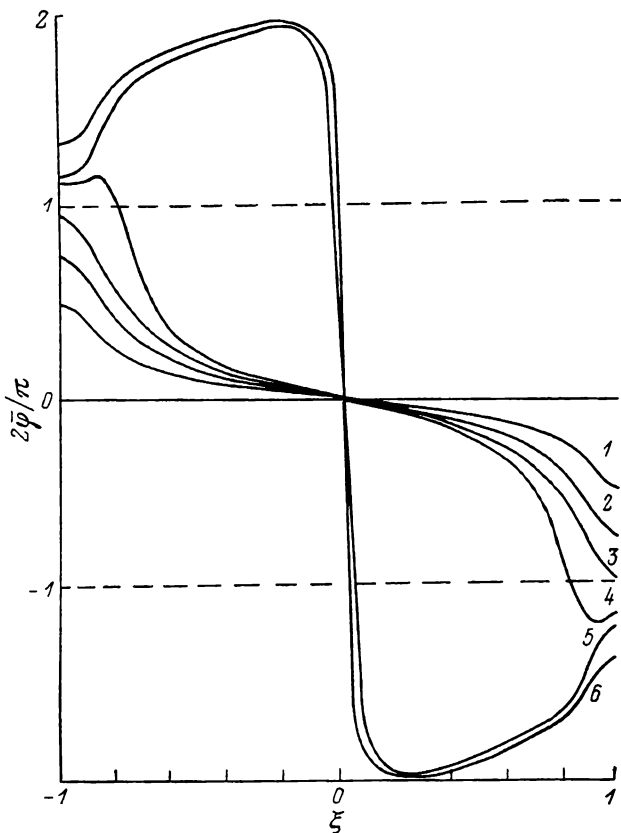


Рис. 2. Изменение статического поворота намагниченности  $\bar{\varphi}(\xi)$ , для стенок РПД, от внешнего плоскостного поля  $h_x = H_x / 8 M$ .

$h_x$ : 1 — 0.5, 2 — 0.2, 3 — 0.0, 4 — 0.087, 5 — 0.09, 6 — 0.3.

численно методом «стрельбы», а результаты приведены на рис. 2 (параметры пленки см. в разделе 4). В поле  $h_x = -0.09$ , ориентированном противоположно первоначальной поляризации ДГ, минимуму энергии соответствует такое распределение намагниченности, когда по всей толщине пленки (за исключением участка в центральной области шириной  $\pi \Lambda$ ) происходит переполяризация ДГ. Центральную область такого распределения намагниченности принято называть ГБЛ. Образованная ГБЛ устойчива только в полях  $h_x \leq -0.09$ , при уменьшении величины поля до  $|h_x| = 0.087$  она обратимым образом аннигилирует. Аналогичные результаты были получены при численном решении уравнения (15) другими авторами [3, 9].

При решении уравнений (14) воспользуемся методом Рэлея—Шредингера [10]. Представим динамические переменные  $q(\xi, t)$  и  $\psi(\xi, t)$  в виде разложения по полному ортонормированному набору симметричных  $f_m^{(s)}(\xi)$  и антисимметричных  $f_m^{(a)}(\xi)$  функций, удовлетворяющих свободным граничным условиям  $\partial f_m^{(s,a)} / \partial \xi|_{\pm 1} = 0$ , являющихся собственными

функциями уравнения (14) при однородном распределении эффективной массы по толщине пленки и однородном коэффициенте возвращающей силы

$$\left. \begin{aligned} q(\xi, t) &= e^{i\omega t} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} (q_m^{(s)} f_m^{(s)}(\xi) + q_m^{(a)} f_m^{(a)}(\xi)) \right\}, \\ \psi(\xi, t) &= e^{i\omega t} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} (\psi_m^{(s)} f_m^{(s)}(\xi) + \psi_m^{(a)} f_m^{(a)}(\xi)) \right\}, \\ f_m^{(s)} &= \frac{1}{\sqrt{1 + \delta_{m0}}} \cos m\pi\xi, \quad f_m^{(a)} = \sin \frac{(2m+1)}{2} \xi. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Так как обратная эффективная масса  $U(\xi)$  — функция четная, а ядро магнитостатического взаимодействия  $K(\xi - \xi')$  симметричное, уравнения для симметричных и антисимметричных мод колебаний ДГ расщепляются. Однородное по толщине пленки поле  $H_x(t)$  возбуждает только симметричные моды колебаний, которые и рассматриваются в настоящей работе. Подставляя (16) в (14), получаем уравнения для определения частот собственных колебаний и коэффициентов  $q_m, \psi_m$  в разложении динамических переменных (учитываем только симметричную часть и индекс  $s$  опускаем)

$$\left. \begin{aligned} i\omega q_m &= (\pi^2 \Lambda^2 m^2 + U_{mm}) \psi_m + \sum_{n \neq m} U_{mn} \psi_n, \\ i\omega \psi_m &= -(\pi^2 \Lambda^2 m^2 + K_{mm}) q_m - \sum_{n \neq m} K_{mn} q_n. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$U_{mn} = \int_{-1}^1 d\xi U(\xi) f_m^{(s)}(\xi) f_n^{(s)}(\xi), \quad K_{mn} = \int_{-1}^1 d\xi d\xi' K(\xi - \xi') f_m^{(s)}(\xi) f_n^{(s)}(\xi').$$

Численный расчет показывает, что выполняются соотношения:  $|U_{mn}| \ll \ll |U_{mm}|$  и  $|K_{mn}| \ll |K_{mm}|$ . Тогда решение уравнения (17) можно получить, рассматривая недиагональные члены как возмущение. Учет вековых членов в уравнении определяет собственные частоты в нулевом приближении по недиагональным членам (здесь введено обозначение  $\varepsilon = \omega^2$ )

$$\varepsilon_m^{(0)} = (K_{mm} + \pi^2 \Lambda^2 m^2) (U_{mm} + \pi^2 \Lambda^2 m^2). \quad (18)$$

Во втором порядке по недиагональным членам получаем следующие выражения для изгибных по толщине мод колебаний

$$\varepsilon_m^{(2)} = \varepsilon_m^{(0)} + \sum_{n \neq m} \frac{|U_{mn}|^2 (K_{mm} + \pi^2 \Lambda^2 m^2) (K_{nn} + \pi^2 \Lambda^2 n^2)}{\varepsilon_m^{(0)} - \varepsilon_n^{(0)}}. \quad (19)$$

Сравнение результатов расчета частот во втором порядке теории возмущения (19) с прямым решением секулярного уравнения (17) для  $m \leq 5$  дает хорошее согласие для первых трех мод колебаний. Таким образом, результаты, полученные в этом разделе, могут быть сопоставлены с экспериментально наблюдаемыми низшими модами изгибных по толщине пленки колебаний.

### 3. Эксперимент и обсуждение результатов

В плане проверки изложенной выше теории нами были проведены измерения зависимости резонансных частот колебаний доменных границ РПД от величины и направления плоскостного поля  $H_x$ .

Движение ДГ возбуждалось однородным полем  $H_x \cos \omega t$  и регистрировалось как магнитооптически, так и с помощью  $Q$ -метра. Чувствительность и частотный диапазон аппаратуры позволили исследовать (для большинства образцов) первые два резонанса, соответствующие нулевой и первой симметричной моде колебаний.

Рассмотрим влияние  $H_x$  на спектр колебаний ДГ на примере образца с параметрами  $d=2.94$  мкм,  $w=2.0$  мкм,  $4\pi M=228$  Гс,  $Q=2.3$ ,  $l/d=0.055$ ,  $\gamma=17.6$  МГц/Э.

Перед началом измерений образец был подготовлен в поле  $H_x > 8M$ , что, по нашему мнению, основанному на результатах эксперимента, приводит к переключению поляризации ДГ вдоль поля. Данное направление поля примем за положительное.

Развертка поля  $H_x$  в положительном направлении приводит к монотонному росту резонансной частоты колебаний ДГ. Это хорошо видно из рис. 3, а, где приводятся записи резонансных кривых для нулевой моды колебаний. Совершенно другая картина (рис. 3, б) наблюдается при развертке поля в отрицательном направлении (т. е.  $H_x \downarrow$  намагнитченности в центре ДГ). На начальном участке резонансные частоты как нулевой, так и первой моды колебаний практически не меняются, однако

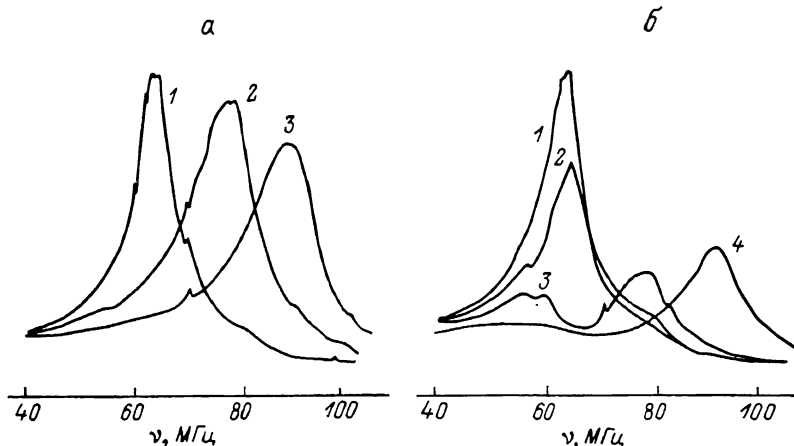


Рис. 3. Эволюция резонансных кривых колебаний ДГ при изменении поля  $H_x$ .  
 а —  $H_x \geq 0$ ; Н, Э: 1 — 0, 2 — 15.7, 3 — 36.0. б —  $H_x \leq 0$ ; Н, Э: 1 — 0, 2 — 10.3, 3 — 11.3, 4 — 36.0.

по достижении поля  $H_x = -11$  Э происходит быстрое уменьшение амплитуды колебаний и вслед за этим скачок резонансной частоты в более высокую область. Дальнейшее увеличение  $H_x$  в этом направлении сопровождается монотонным ростом резонансной частоты, как для поляризованных по полю стенок, а в поле  $|H_x| > 8M$  различие между теми и другими ДГ пропадает. Если же в процессе развертки в отрицательном направлении  $|H_x|$  не достигло  $8M$ , то обратное уменьшение поля сопровождается обратным скачком резонансной частоты, когда  $H_x$  становится немного меньше 11 Э.

Такая зависимость резонансных частот колебаний ДГ характерна для всех исследованных нами образцов, имеются лишь те или иные количественные различия. Поле  $H_x$ , в котором происходит скачок резонансной частоты, назовем пороговым или критическим.

Следует также сказать, что наблюдавшийся нами ранее пороговый срыв колебаний ДГ [1, 2], происходящий в отрицательном поле  $H_x$ , связан именно с этим резким переходом на более высоколежащие моды собственных колебаний.

Графики измеренных для данного образца зависимостей резонансной частоты 0-й и 1-й моды колебаний от  $h_x$  приведены на рис. 4, а, б. Там же приводятся полученные на основе (19) теоретические зависимости спектров ДГ. Вычисленные значения резонансных частот для  $h_x=0$  равны  $\nu_0=58$  МГц и  $\nu_1=110$  МГц и сравнимы с экспериментальными значениями 62.5 и 120 МГц соответственно.

Как показывают расчеты, увеличение  $h_x$  в положительном направлении приводит к уменьшению максимального угла скрученности ДГ (рис. 2), что сопровождается уменьшением эффективной массы и, как следствие,

увеличении резонансной частоты, что и наблюдается в эксперименте (рис. 4, для  $h_x \geq 0$ ).

В случае  $h_x < 0$  спектр ДГ имеет более сложный характер. На начальном участке при  $|h_x| < 0.087$ , когда происходит увеличение скрученности ДГ (рис. 2), должен наблюдаться спад резонансной частоты. Последующее образование ГВЛ в поле  $|h_x| \geq 0.087$  приводит к переключению поляризации ДГ вдоль плоскостного поля, за исключением узкого участка в центре стенки.

Дальнейший рост плоскостного поля, как и в предыдущем случае, сопровождается уменьшением скрученности ДГ вблизи поверхности пленки и вследствие этого монотонным ростом частот собственных колебаний. Образование ГВЛ происходит в очень узком диапазоне полей, менее 1 Э. Поэтому сопровождающее этот процесс изменение резонансных частот

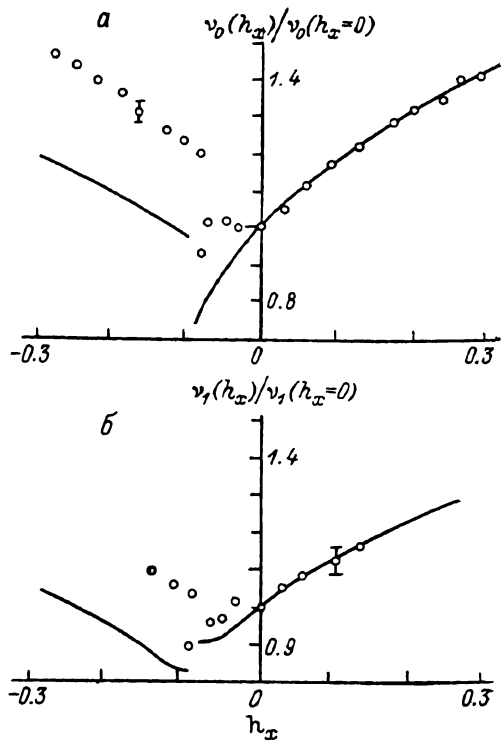


Рис. 4. Зависимость резонансной частоты колебаний доменных стенок РПД от поля  $h_x = H_x/8M$ : а — нулевая и б — первая  $h_x$ -мода изгибных колебаний.

Сплошная линия — теория, точки — экспериментальные данные.

должно иметь скачкообразный характер. Такой скачок резонансных частот мы действительно обнаруживаем в эксперименте (рис. 4), причем критическое поле весьма близко к полю образования ГВЛ. В остальном же наблюдается лишь качественное соответствие. По-видимому, для количественного сравнения надо учесть наличие в ДГ ВВЛ.

В заключение благодарим Э. Б. Сони́на и Г. Е. Ходенкова за полезные дискуссии и обсуждение результатов работы.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Ялышев Ю. И., Лукаш К. И., Показаньев В. Г. ФТТ, 1984, т. 26, № 5, с. 1549—1550.
- [2] Показаньев В. Г., Ялышев Ю. И., Лукаш К. И. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 11, с. 666—669.
- [3] Hubert A. J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, N 5, p. 2276—2287.
- [4] Slonzevski J. C. J. Magn. and Magn. Matek., 1981, vol. 23, p. 305—311.
- [5] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [6] Кооу С., Энз У. Philips Res. Rep., 1960, vol. 15, N 1, p. 7—29.
- [7] Ахизезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
- [8] Winter J. M. Phys. Rev., 1961, vol. 124, N 2, p. 452—459.
- [9] Gallagher T. G., Humphrey F. B. J. Appl. Phys., 1979, vol. 50, N 11, p. 7093—7101.
- [10] Найфэ А. Методы возмущений. М.: Мир, 1976. 455 с.

Уральский электромеханический институт инженеров железнодорожного транспорта им. Я. М. Свердлова  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
20 марта 1987 г.  
В окончательной редакции  
25 июня 1987 г.