

УДК 548 : 537.611.46

© 1991

КОЭРЦИТИВНОСТЬ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. К. Власко-Власов, О. А. Тихомиров

Проведены исследования коэрцитивности в переменном поле отдельных доменных стенок в пластинах иттриевого феррограната. Обнаружена необычная зависимость коэрцитивности от частоты поля. Эта зависимость связывается с кооперативностью динамического отклика доменной структуры, определяемой полями размагничивания внутри кристалла.

Коэрцитивная сила h_c является одной из важнейших характеристик ферромагнетика. В магнитомягких материалах она определяется в основном взаимодействием доменных границ (ДГ) с дефектами кристаллической структуры. Однако при конечных скоростях перемагничивания появляются различные динамические добавки. Например, при определении коэрцитивности традиционным способом (по петле гистерезиса) измеряемое значение h_c за счет таких добавок увеличивается при возрастании частоты поля [1-4]. Это связано с тем, что при высоких частотах намагниченность отстает от внешнего поля вследствие эффектов динамического затухания и ширина петли гистерезиса увеличивается. Другой распространенный способ определения коэрцитивности состоит в аппроксимации к $V=0$ линейного участка зависимости скорости ДГ V от высоты ступеньки приложенного поля H [5-7]. В этом случае также имеются различные добавки к h_c , зависящие от типа доменной структуры и приводящие к несовпадению динамической и статической коэрцитивностей. Поэтому для различных типов доменной структуры (полосовой, лабиринтной, цилиндрических магнитных доменов) в таких экспериментах получаются разные значения h_c [7].

С развитием магнитооптических методов исследования доменной структуры большое распространение получил способ определения коэрцитивности в низкочастотном переменном магнитном поле [7-10]. Коэрцитивность h_c отождествляется с амплитудой поля, при достижении которой начинает регистрироваться сигнал от движущихся стенок. Этот метод дает меньшее по сравнению с другими значение h_c ; считается, что оно не имеет динамических добавок и характеризует истинную величину взаимодействия ДГ с дефектами [7].

В данной работе показано, что даже при достаточно низких частотах коэрцитивность, измеряемая для отдельных стенок в переменном поле, определяется не только силой взаимодействия с центрами пиннинга, но и зависит от частоты поля f , от движения других ДГ. При повышении частоты h_c уменьшается в отличие от известной зависимости $H_c = H_0 + cf^\alpha$ ($\alpha > 0$) для коэрцитивности, определенной из петли гистерезиса [1-4]. Такое необычное поведение определяется тем, что при условии небольших различий в силе пиннинга различных ДГ внутреннее эффективное поле, действующее на отдельную стенку, сильно зависит от полей размагничивания, связанных с движением других границ.

Исследования проводились на монокристаллических пластинах [112] иттриевого феррограната размером $7 \times 1 \times 0.05$ мм с осью легкого намагничивания, лежащей вдоль длинной стороны. Они содержали, как правило, от двух до четырех ДГ, закрепленных вблизи краев кристалла треугольными замыкающими комплексами. Образец помещался в плоскую соленоидальную катушку, создававшую переменное магнитное поле, поляризованное вдоль легкой оси. Колебания доменных стенок изучались посредством фотометрирования магнитооптического сигнала от узкой диафрагмы, помещаемой в поляризационном микроскопе на краю изображения доменной стенки. Одновременно проводилось измерение эдс,

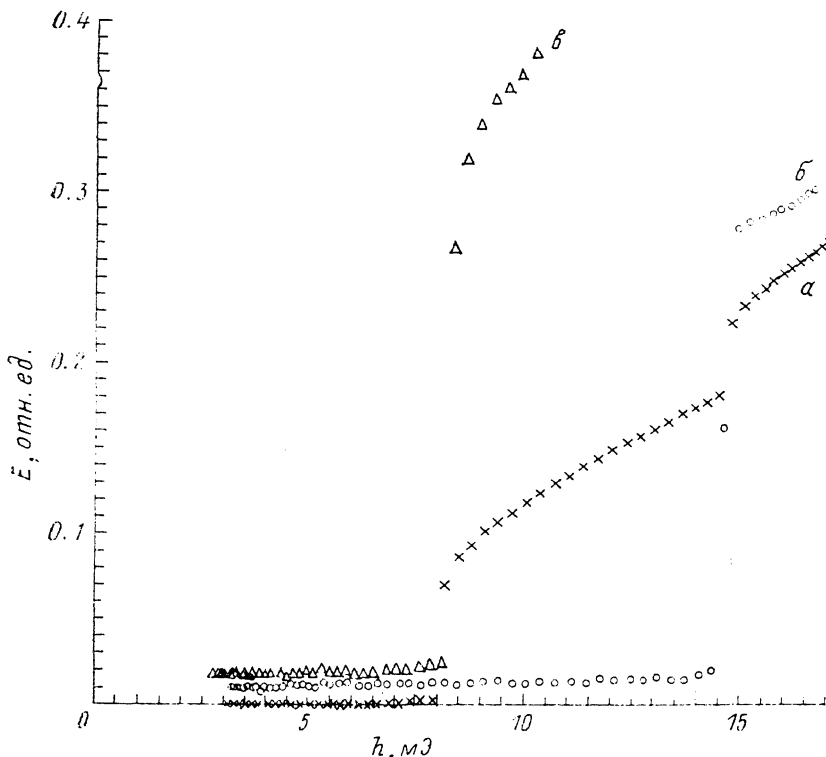


Рис. 1. Изменение величин индукционного сигнала E (а) и магнитооптического сигнала J от колебаний отдельных ДГ (б, в) при развертке амплитуды внешнего магнитного поля h . $f=745$ кГц.

наводимой в небольшой (10 витков) вторичной катушке, надетой на образец. Направление оси катушки совпадало с направлением оси легкого намагничивания. При этом индукционный сигнал определялся главным образом движением основных 180° стенок. Вклад в эдс, связанный с прямым воздействием возбуждающей катушки, был мал по сравнению с полезным сигналом и приводил к незначительному наклону зависимости эдс от амплитуды поля при $h < h_c$.

На рис. 1 приведены типичные зависимости амплитуды колебаний ДГ от амплитуды переменного магнитного поля h . Кривая а представляет собой интегральный отклик доменной структуры, выраженный через наведенный во вторичной катушке сигнал $E(h)$. Характерные ступеньки на этой зависимости соответствуют значениям поля, при которых начинают колебаться отдельные ДГ. Это подтверждается визуальными наблюдениями, а также измерениями магнитооптического сигнала $J(h)$ на разных стенках (кривые б, в). Таким образом, при малом количестве ДГ в образце из интегрального отклика доменной структуры $E(h)$ можно получать значения эффективной коэрцитивности каждой из стенок.

На рис. 2 представлены амплитудные зависимости индукционного сигнала $E(h)$, измеренные при нескольких частотах внешнего поля. Различие в наклоне линейных участков вызвано тем, что наводимая эдс пропорциональна частоте поля. Видно, что при этих частотах коэрцитивность одной из стенок (начинающей колебаться в более слабом поле) h_{c1} практически не изменяется. В то же время значение поля h_{c2} , при котором начинает колебаться вторая ДГ, существенно зависит от частоты f . Построенные на основе подобных измерений зависимости $h_c(f)$ и $h_{c2}(f)$ приведены на рис. 3. При малых f h_{c2} значительно превышает h_{c1} и колеблется только первая стенка. С ростом f величина h_{c2} уменьшается, а при частотах порядка 150 кГц кривая $h_{c2}(f)$ достигает минимального значения. При увеличении частоты выше 300 кГц точность определения h_c падает из-за уменьшения амплитуды колебаний стенок вследствие ре-

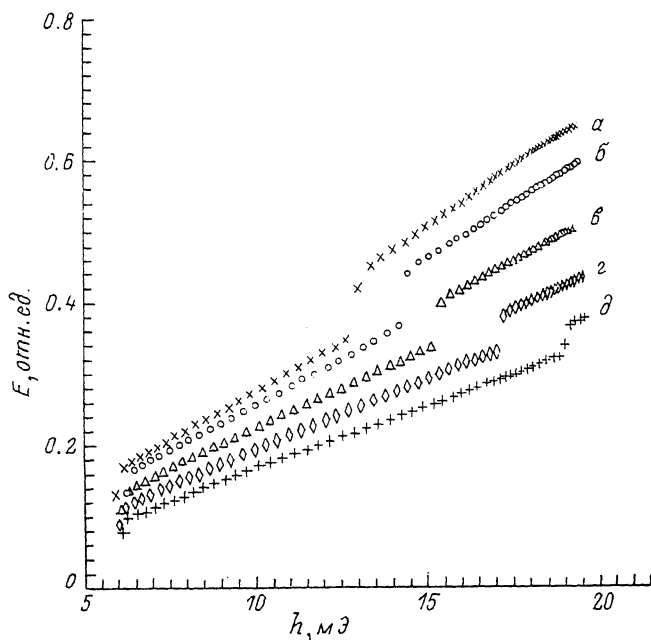


Рис. 2. Зависимость величины индукционного сигнала E от амплитуды магнитного поля h при различных частотах поля.

f , кГц: а — 50, б — 45, в — 40, г — 35, д — 30.

лаксации. Тем не менее удается выявить увеличение h_{c1} с частотой. При этом начиная с $f=200$ кГц значения h_{c1} и h_{c2} практически совпадают и на кривых $E(h)$ остается лишь одна ступенька.

Полученные зависимости коэрцитивности отдельных стенок можно объяснить на основе простой модели. Рассмотрим систему из двух ДГ, связанных между собой магнитостатическим взаимодействием. В отсутствие внешних полей это взаимодействие определяет равновесное расстояние между стенками. При наложении внешнего поля ДГ смещаются и магнитостатическая энергия растет. При этом на каждую стенку действует квазиупругая (при малых смещениях) сила, пропорциональная изменению расстояния между ДГ. Если частота поля достаточно мала, можно пренебречь массой ДГ и записать уравнения их колебаний в виде

$$\begin{aligned} \beta_1 \dot{z}_1 + k_1 z_1 &= 2Mh(t) + A(z_2 - z_1), \\ \beta_2 \dot{z}_2 + k_2 z_2 &= -2Mh(t) + A(z_2 - z_1), \end{aligned} \quad (1)$$

где z_j — смещение j -й стенки; β_j — коэффициент затухания; k_j — коэффициент возвращающей силы, описывающий взаимодействие ДГ с цен-

гром пиннинга; A — коэффициент магнитостатической возвращающей силы; $h(t) = h_0 \exp(i\omega t)$ — переменное магнитное поле; M — намагниченность насыщения. Коэффициент k_j можно считать постоянным, когда стенка локализована на дефекте, и равным нулю, когда ДГ удалена от него. В зависимости от величины внешнего поля возможны три основных режима колебаний.

Режим 1 (слабое поле). Обе стенки закреплены на дефектах, их смещения малы. В этих условиях можно пренебречь магнитостатическим членом, а величины k_j считать постоянными и большими по сравнению с A и $\omega\beta_j$. Сохраняя в решении $z_j = x_j + iy_j$ (где x_j — совпадающая по фазе с внешним полем, y_j — сдвинутая на $\pi/2$ компоненты смещения) только линейные по малому параметру k_j^{-1} члены, получим $x_1 = 2Mh_0/k_1$, $x_2 = -2Mh_0/k_2$, $y_j = 0$.

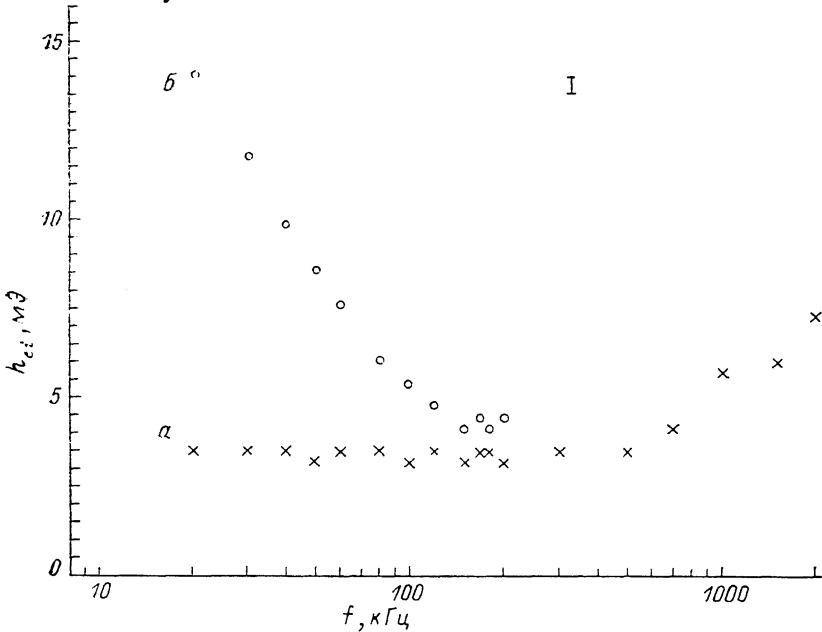


Рис. 3. Зависимость полей коэрцитивности отдельных границ h_{c_j} от частоты внешнего поля f . a — h_{c1} , b — h_{c2} .

Режим 2 (сильное поле). Обе стенки колеблются с большой амплитудой и на протяжении почти всего периода находятся вне потенциальной ямы дефекта. Тогда, пренебрегая влиянием дефекта на больших расстояниях, можно опустить члены с k_j . Решение полученного уравнения имеет вид

$$\begin{aligned} x_1 &= A(\beta_1 + \beta_2)\beta_2 C, & y_1 &= -\omega\beta_1\beta_2^2 C, \\ x_2 &= -A(\beta_1 + \beta_2)\beta_1 C, & y_2 &= -\omega\beta_1^2\beta_2 C, \\ C &= \frac{2Mh_0}{A^2(\beta_1 + \beta_2)^2 + \omega^2\beta_1^2\beta_2^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Режим 3 (промежуточное поле). Пусть $k_2 > k_1$. При этом в некотором интервале амплитуд поля заметно колеблется только первая стенка, а вторая остается закрепленной. Тогда, полагая $k_1 = 0$ и оставляя в решении лишь линейные по k_2^{-1} члены, имеем (при $k_2 \gg \omega\beta_2$, $k_2 \gg A$)

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{2Mh_0 A}{A^2 + \beta_1^2 \omega^2}, & y_1 &= -\frac{\omega\beta_1}{A} x_1, \\ x_2 &= -\frac{\omega^2\beta_1^2}{A k_2} x_1, & y_2 &= -\frac{\omega\beta_1}{k_2} x_1. \end{aligned} \quad (3)$$

Теперь рассмотрим переход от одного режима к другому. Будем считать, что стенка открывается от дефекта и начинает колебаться, когда абсолютная величина действующей на нее силы (состоящей из силы вязкого трения, давления внешнего поля и поля размагничивания) достигает некоторого критического значения P , характеризующего силу пиннинга ДГ на дефекте. Это условие можно записать в виде

$$2Mh_0 + A(z_2 - z_1) \mp \beta z_j = P_j. \quad (4)$$

Для нахождения величины переменного поля h_{c1} , при котором начнет колебаться первая стенка, в это уравнение надо подставить x_j и y_j , опре-

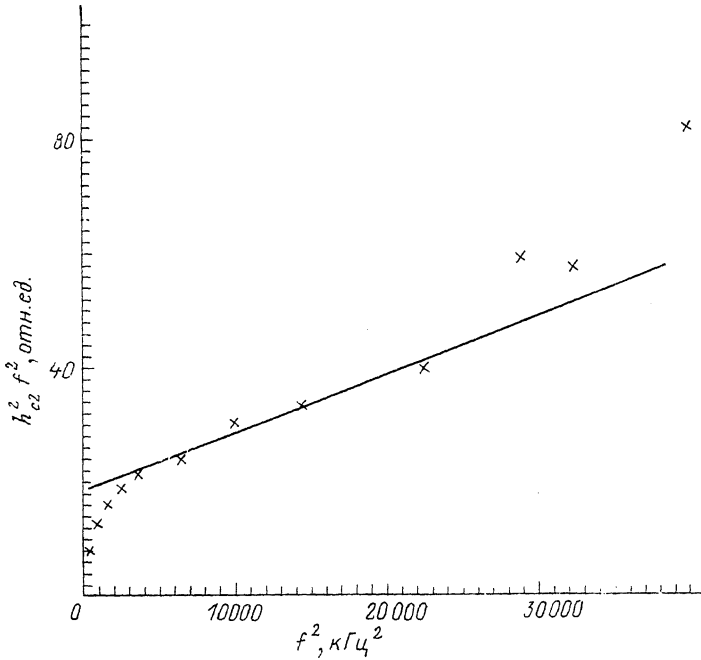


Рис. 4. Сравнение расчетной коэрцитивности второй стенки (сплошная линия) с экспериментальными значениями h_{c2} (точки).

деленные для режима 1. Отбрасывая малые добавки, содержащие h_j^{-1} , получим тривиальное соотношение

$$2Mh_{c1} = P_1. \quad (5)$$

Таким образом, в рамках сделанных приближений h_{c1} равно статической коэрцитивной силе. Прodelывая аналогичную процедуру для решений, соответствующих промежуточному режиму 3, получаем h_{c2}

$$2Mh_{c2} = \frac{P_2}{\beta_1 \omega} (A^2 + \beta_1^2 \omega^2)^{1/2}. \quad (6)$$

При малых частотах h_{c2} обратно пропорционально ω , а с ростом частоты стремится к постоянному значению $P_2/2M$. Физически это означает, что при медленном изменении поля смещение первой стенки (с меньшей коэрцитивностью) приводит к синхронному с полем изменению поля размагничивания, которое полностью компенсирует внешнее поле. В итоге сила, действующая на вторую стенку, остается равной нулю, пока первая ДГ движется в фазе с полем. При повышении частоты смещение первой ДГ отстает от изменения поля вследствие затухания и разность внешнего и размагничивающего полей воздействует на вторую стенку. Поэтому «истинная» коэрцитивность второй ДГ проявляется только при частотах, превышающих релаксационную.

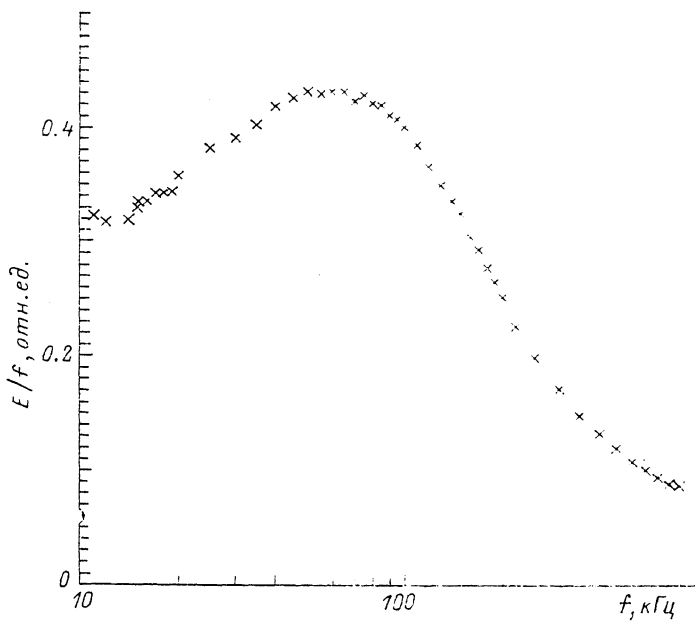


Рис. 5. Зависимость нормированного на частоту индукционного сигнала (пропорционального суммарной амплитуде смещений ДГ) от частоты внешнего поля.

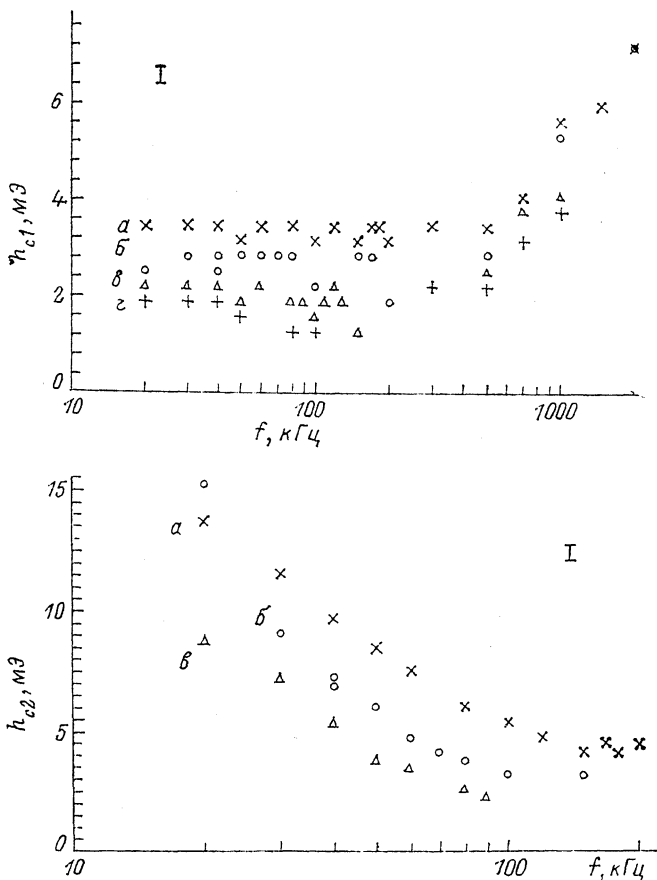


Рис. 6. Зависимость полей коэрцитивности h_{c_j} от частоты поля f при различных температурах.

Вверху — $h_{c_1}(f)$, внизу — $h_{c_2}(f)$. а — 298, б — 314, в — 330, г — 372 К.

Предложенная модель объясняет наблюдаемые в эксперименте убывание h_{c2} с частотой и постоянное значение h_{c1} в области низких частот. Однако при самых низких, а также при достаточно высоких f измеренные значения h_{c2} заметно отклоняются от частотной зависимости (6). Это иллюстрирует рис. 4, на котором представлена зависимость $f^2 h_{c2}^2$ от f^2 . Экспериментальная кривая отходит от линейной зависимости (6) при $f < 50$ кГц и $f > 150$ кГц. Это несоответствие связано, по-видимому, со сделанными при анализе приближениями. На рис. 5 приведена измеренная при постоянном h зависимость величины E/f (пропорциональной сумме смещений ДГ) от частоты поля f , из которой следует, что спектр колебаний не является релаксационным. Учет массы ДГ мог бы изменить частотную

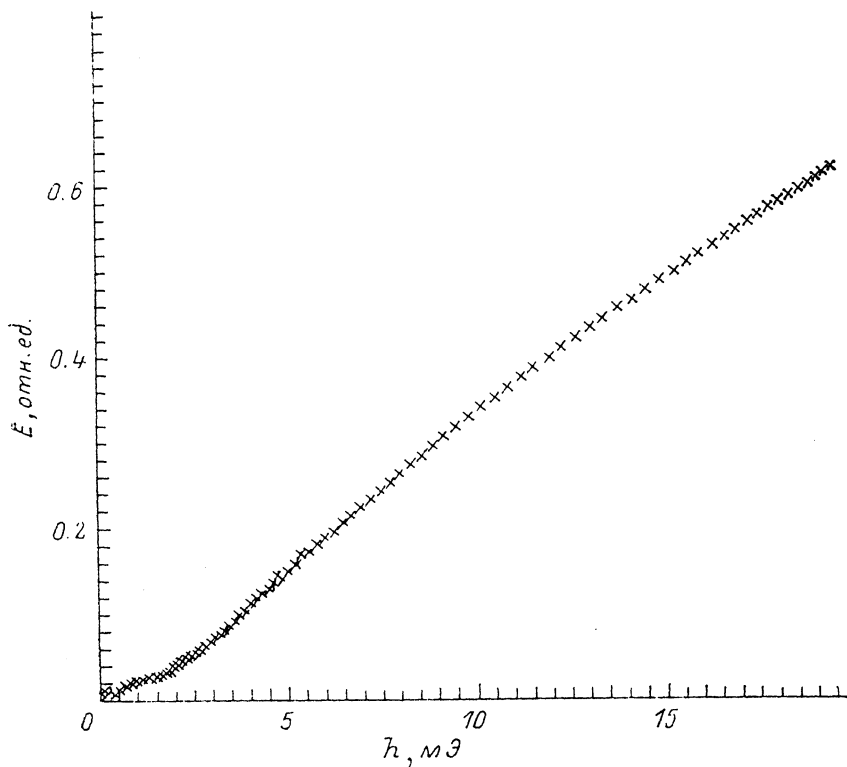


Рис. 7. Зависимость величины индукционного сигнала E от амплитуды магнитного поля h при высокой температуре (350 К). $f=200$ кГц.

зависимость в области высоких частот, однако из анализа следует, что коэрцитивность при этом должна уменьшаться с ростом ω . Скорее всего, в данной области частот начинают проявляться опущенные при анализе нелинейные члены (их учет приведет к появлению в правой части выражений (5) и (6) квадратичных по $\beta_j \omega/k_j$ добавок). Помимо отклонений частотной зависимости h_{c2} от (6) эти добавки вызывают зафиксированное в эксперименте возрастание h_{c1} на высоких частотах.

Уменьшение магнитоэлектронной связи между соседними ДГ должно приводить к ослаблению эффекта. Этого можно достичь повышением температуры образца T . На рис. 6 приведены зависимости h_{c1} и h_{c2} от частоты поля, измеренные для разных T . Видно, что при повышении температуры h_{c_j} уменьшаются в соответствии с известными температурными зависимостями коэрцитивности (например, [11, 12]). При этом h_{c2} начинает совпадать с h_{c1} при более низких частотах. Дальнейший нагрев кристалла приводит к тому, что на зависимости индукционного сигнала E от амплитуды поля h остается только одна особенность (рис. 7). Это означает,

что коэрцитивность обеих стенок примерно одинаковы и влияние полей размагничивания на величину h_{c2} мало.

Таким образом, в данной работе показано, что коэрцитивность отдельных стенок в переменном магнитном поле определяется не только их взаимодействием с дефектами, но и наличием других колеблющихся границ. Воздействие полей размагничивания, возникающих при смещении ДГ, приводит к уменьшению результирующего давления на другие стенки. Это выражается в зависимости коэрцитивности ДГ от частоты внешнего поля.

Список литературы

- [1] Пак Н. Г., Кан С. В. // Изв. АН СССР, сер. Физ. 1966. Т. 30. № 1. С. 80—82.
- [2] Ondrusz J. // Zesz. nauk. AGH. 1970. V. 249. P. 3—8.
- [3] Gyorgy E. M., Leamy H. J., Sherwood R. C., Chen H. S. // AIP Conf. Proc. 1976. V. 29. P. 198—203.
- [4] Дорофеева Е. А., Макаров В. П. // ФММ. 1978. Т. 45. № 1. С. 38—43.
- [5] Patterson R. W. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 11. P. 5018—5022.
- [6] Thiele A. A., Asselin P. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. N 6 11B. P. 2584—2586.
- [7] Vertesy G., Pardavi-Horvath M., Bodis L., Pinter I. // J. Magn. Magn. Mater. 1983. V. 75. N 3. P. 389—396.
- [8] Josephs R. M. // AIP Conf. Proc. 1973. V. 10. Pt. 1. P. 286—303.
- [9] Бажажин Г. А., Ильичева Е. Н., Котов В. А., Телесниц Р. В., Шижков А. Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 257—260.
- [10] Gaunt P., Ng D. // IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. N 5. С. 3857—3859.
- [11] Pardavi-Horvath M., Vertesy G. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 10. P. 3827—3833.
- [12] Gaunt P. // Canad. J. Phys. 1987. V. 65. N 10. P. 1194—1199.

Институт физики твердого тела
РАН
Черноголовка
Московская обл.

Поступило в Редакцию
12 июля 1991 г.