

УДК 548:537.611.46

©1994

## КОЛЕБАНИЯ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ ВБЛИЗИ ПОРОГА КОЭРЦИТИВНОСТИ

*О.А.Тихомиров*

Исследованы вынужденные колебания доменной границы в переменном магнитном поле вблизи порога коэрцитивности. Обнаружены гистерезис на зависимости амплитуды колебаний стенки от амплитуды внешнего поля, а также резкое возрастание четных гармоник на нисходящей ветви этого гистерезиса. Динамическое взаимодействие стенки с дефектом обсуждается в рамках модели нелинейного осциллятора Дюффинга.

Влияние коэрцитивности на динамику доменных границ представляет значительный интерес вследствие нелинейного характера движения стенки в слабых полях <sup>[1,2]</sup>, а также в целях определения областей устойчивой работы технических устройств. Несмотря на это, особенности динамики доменных границ в окрестности центров пиннинга изучены сравнительно слабо. В большинстве работ влияние пиннинга учитывается посредством введения феноменологического параметра — поля коэрцитивности  $H_c$ . Обычно стенка считается полностью неподвижной при значениях поля от нуля до  $H_c$ , а в более сильных полях тормозящее действие дефектов учитывается посредством замены внешнего поля  $H$  на комбинацию  $(H - H_c)$ . Такой подход обычно вполне достаточен для рассмотрения динамики доменных границ в средних и сильных полях <sup>[2]</sup>. Тем не менее хорошо известно, что в реальных кристаллах величина  $H_c$  существенно зависит от способа ее измерения, а также от скорости разрывки внешнего поля <sup>[3-5]</sup>.

В последнее время было предложено несколько моделей для описания взаимодействия движущейся доменной границы с дефектом <sup>[6-9]</sup>. Их основная идея обычно состоит в том, что центр пиннинга рассматривается как дополнительная потенциальная яма (либо барьер) и его влияние сводится к появлению соответствующей силы в уравнениях движения стенки. При этом результаты, полученные при численном моделировании движения доменной границы, существенно зависят от вида используемого потенциала <sup>[9]</sup>. В <sup>[6]</sup> выбор потенциала в виде зависящей от предыстории кусочно-квадратичной функции приводит к довольно сложному характеру движения доменной границы в переменном поле, связанному, по-видимому, с наличием разрывов. В <sup>[7]</sup> использование специально рассчитанной формы ямы (для частного случая стопора — индуцированной стенкой локальной анизотропии) также дает результаты, не отражающие всех особенностей экспериментальных данных (наличие второй гармоники сигнала и т.д.).

В данной работе для описания взаимодействия доменной границы с дефектом предлагается функция в виде ангармонического потенциала. Такая модель хорошо описывает обнаруженные в эксперименте особенности колебаний доменной границы в окрестности дефекта — наличие гистерезиса по амплитуде переменного поля и генерацию высших (в том числе четных) гармоник сигнала в окрестности поля коэрцитивности.

Методика эксперимента описана в [10]. Исследования проводились на монокристаллических (112) пластинах иттриевого феррограната, вырезанных в виде тонких прямоугольных полос. Для работы отбирались образцы, содержащие либо только одну доменную границу, либо две, одна из которых была сильно закреплена и не давала ощутимого вклада в индукционный сигнал [10]. Результаты, полученные в этих двух случаях, качественно не отличались. Образец помещался внутрь соленоида, питаемого от генератора переменного тока. Дополнительные подмагничивающие поля не прикладывались, так что стенка содержала блоховские линии, наблюдавшиеся в поляризационном микроскопе. Процесс измерений заключался в следующем: сначала амплитуда тока (и пропорциональная ей амплитуда переменного поля) квазистатически увеличивалась от нуля до некоторого значения, при котором стенка выходила из потенциальной ямы дефекта. Этот момент фиксировался по резкому возрастанию амплитуды колебаний доменной границы. Затем ток вновь медленно уменьшался до нуля. Величина амплитуды вынужденных колебаний доменной границы определялась

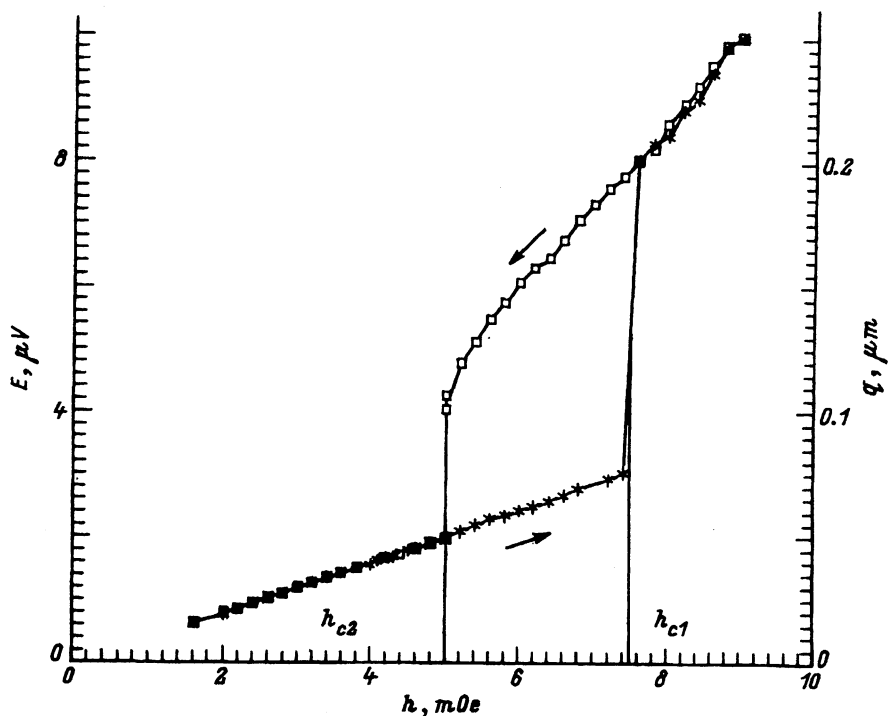


Рис. 1. Изменение индукционного сигнала с амплитудой переменного магнитного поля.  $f = 30$  кГц.

по индукционному сигналу, наведенному в небольшой вторичной катушке, надетой на образец, а также посредством прямых визуальных наблюдений [10]. Для измерений использовался селективный микро-вольтметр SMV-11 с шириной полосы 0.2 кГц.

На рис. 1 приведена типичная зависимость величины индукционного сигнала  $E$  от амплитуды переменного магнитного поля  $h$  в течение одного цикла ее развертки. Отдельная шкала представляет соответствующие значения амплитуды колебаний доменной границы  $q$  при данной частоте поля. Видно, что значения  $h$ , соответствующие резкому скачку  $E$  и принимаемые обычно за величину поля коэрцитивности [5,10], при увеличении и уменьшении амплитуды поля не совпадают. В дальнейшем эти величины будут обозначаться  $h_{c1}$  и  $h_{c2}$ . Они хорошо воспроизводятся при повторных циклах сканирования  $h$ .

На рис. 2 приведена зависимость  $h_{c1}$  и  $h_{c2}$  от частоты поля. Ее характерной особенностью является наличие области с пониженным значением  $h_{c2}$  (примерно от 70 до 300 кГц), в которой ширина петли гистерезиса  $q(h)$  становится максимальной. Следует заметить, что зависимость, изображенная на рис. 1, не имеет ничего общего с классической петлей перемагничивания, поскольку каждая ее точка соответствует многократному изменению поля и намагниченности, и в качестве переменной выступает не мгновенное значение поля, а его установившаяся амплитуда  $h$ , измеряемая по многим колебаниям. При увеличении частоты выше 200 кГц начинает возрастать и поле коэрцитивности  $h_{c1}$ . Этот эффект, связанный со сдвигом фаз между колебаниями поля и намагниченности, изучался ранее (см. [10] и цитированную там литературу).

Появление гистерезиса на зависимости  $E(h)$  может быть вызвано различными причинами. Отметим сразу, что при статическом описании движения доменной границы в потенциальной яме каждому значению амплитуды поля соответствует вполне определенная траектория колебаний доменной границы и гистерезис по  $h$  должен отсутствовать. Он может возникнуть в том случае, если потенциал содержит локальные экстремумы и начальное положение стенки не совпадает с конечным, однако тогда  $h_{c1}$  и  $h_{c2}$  изменялись бы при повторном сканировании  $h$ . Несовпадение  $h_{c1}$  и  $h_{c2}$  может быть вызвано, например, эффектами магнитного последействия и стабилизации доменной границы подвижными дефектами [11]. Однако в данном эксперимен-

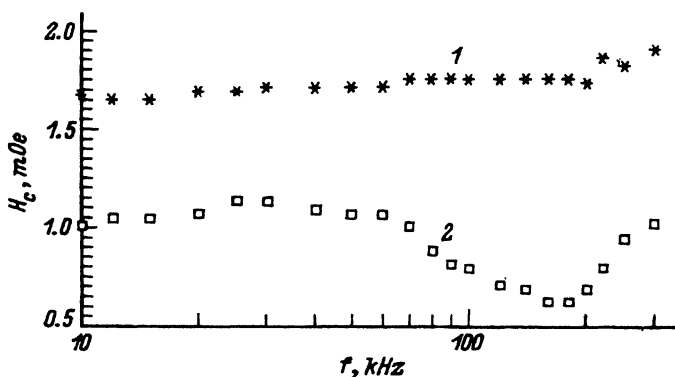


Рис. 2. Зависимость полей  $h_{c1}$  (1) и  $h_{c2}$  (2) от частоты поля.

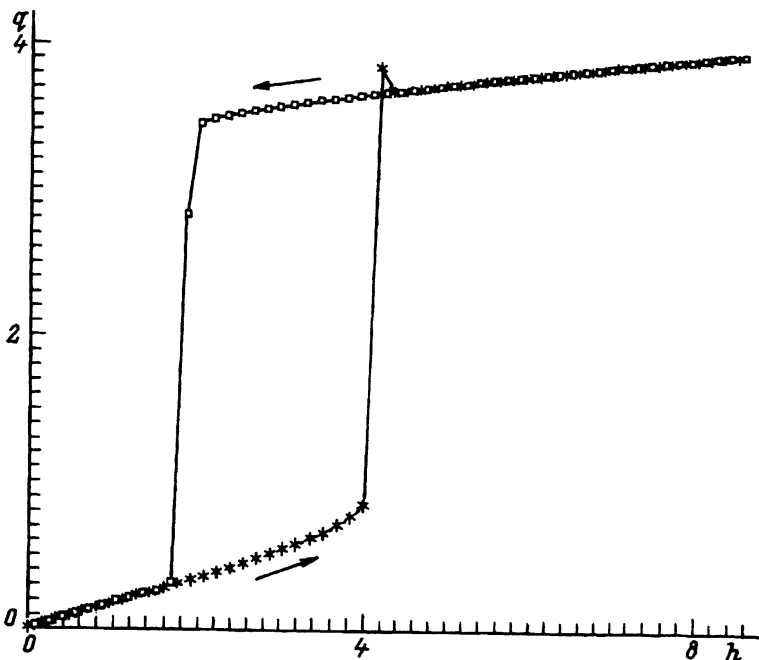


Рис. 3. Изменение амплитуды колебаний стенки при увеличении и уменьшении амплитуды поля (численный расчет).  
 $m = 1$ ,  $\beta = 0.3$ ,  $\omega = 2$ .

те, по-видимому, этот механизм не является определяющим, поскольку смена режима колебаний доменной границы происходит путем резкого скачка, а не постепенного перехода, характерного для процессов формирования и разрушения наведенной локальной неоднородности распределения подвижных дефектов. Кроме того, частотные зависимости  $h_{c1}$  и  $h_{c2}$  значительно различаются, а переход при  $h_{c1}$  происходит при достижении определенного значения амплитуды колебаний, а не скорости стенки, что также не согласуется с моделью стабилизации доменной границы. Поэтому представляется более естественным связывать гистерезис на зависимости  $E(h)$  с особенностями динамики стенки в потенциале с особыми точками.

В рассматриваемой ниже модели предполагается, что доменная граница представляет собой достаточно жесткий объект и движется как единое целое. В этом случае можно рассматривать одномерную задачу колебаниям шарика в потенциальном рельефе. Возможность такого допущения основана на том, что в материалах типа железиттриевого граната сильное магнитостатическое взаимодействие препятствует изгибам стенки между соседними дефектами. Визуальные наблюдения подтверждают, что при низких частотах движущаяся доменная граница остается прямой.

Предположим, что потенциальная яма, создаваемая совместным воздействием локального поля дефекта и дальнедействующих магнитостатических полей рассеяния, имеет вид ангармонической функции

$$U(x) = \alpha x^2/2 + \gamma x^3/3 + \epsilon x^4/4 + \dots \quad (1)$$

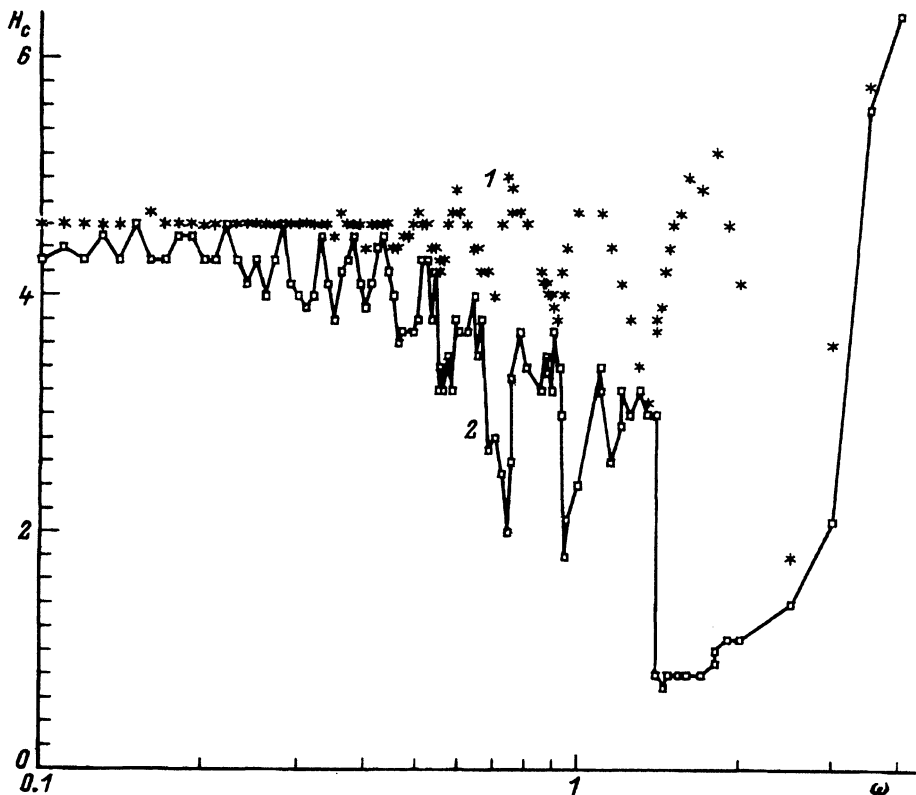


Рис. 4. Зависимость полей перехода от частоты (численный расчет).  
1 —  $h_{c1}$ , 2 —  $h_{c2}$ .  $m = 1$ ,  $\beta = 0.2$ .

Тогда колебания доменной границы в этом потенциале будут описываться обобщенным уравнением Дюффинга

$$m\ddot{x} + \beta\dot{x} - F(x) = 2Mh \cos \omega t, \quad (2)$$

где  $m$  — масса стенки,  $\beta$  — затухание,  $M$  — намагниченность насыщения,  $F = -\partial U/\partial x$ . Наличие в уравнении Дюффинга гистерезиса по амплитуде вынуждающей силы хорошо известно [12–14] и связано, с физической точки зрения, просто с запасом кинетической энергии, получаемой осциллятором от внешнего поля при большой амплитуде колебаний.

Численное моделирование колебаний доменной стенки, описываемых уравнением (2), в ангармоническом потенциале (1) проводилось методом Эйлера при значениях параметров:  $\alpha = 10$ ,  $\gamma = 6.5$ ,  $\varepsilon = 1$ ,  $2M = 1$ . Члены выше четвертого порядка в разложении (1) были опущены. Определялась амплитуда установившихся колебаний  $q$  при выбранных значениях  $m$ ,  $\beta$ ,  $\omega$  и  $h$ . Как и в эксперименте, величина  $h$  медленно сканировалась от нуля до некоторого значения, лежащего выше скачка амплитуды  $q$ , а затем вновь уменьшалась до нуля. Полученные таким образом амплитудные зависимости  $q(h)$  имеют вид, показанный на рис. 3. Они качественно подобны экспериментальным кривым (рис. 1)

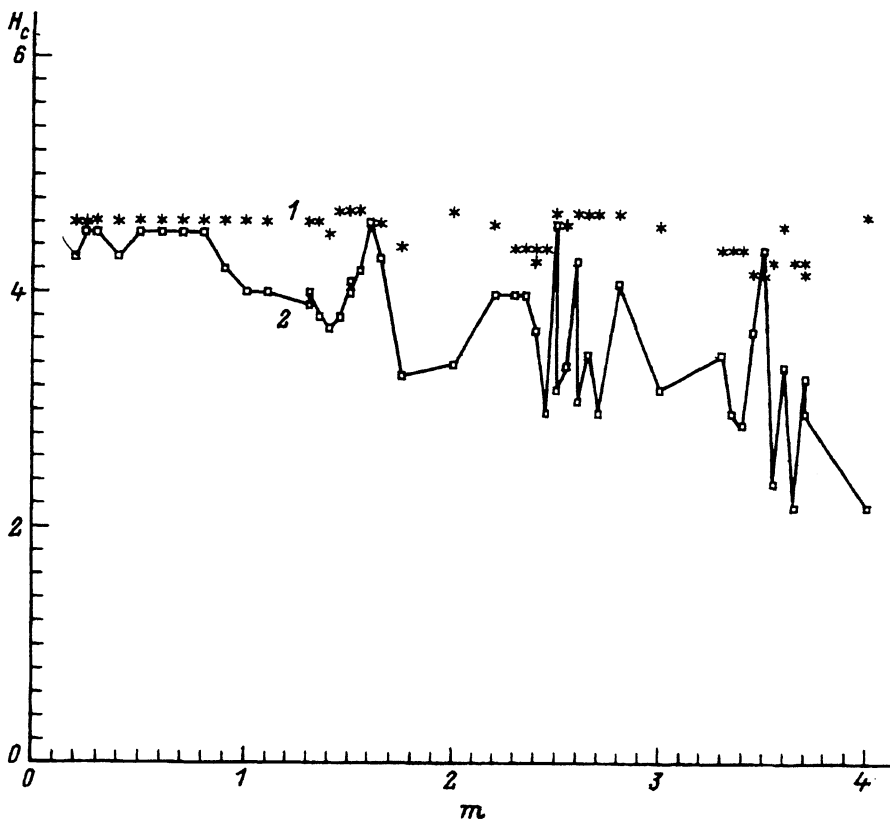


Рис. 5. Зависимость полей перехода от массы (численный расчет).  
 $\beta = 0.2$ ,  $\omega = 0.3$ . 1 —  $h_{c1}$ , 2 —  $h_{c2}$ .

и позволяют определить  $h_{c1}$  и  $h_{c2}$ , соответствующие заданным параметрам:

Зависимости  $h_{c1}$  и  $h_{c2}$  от массы, затухания и частоты внешнего поля, полученные в результате численного моделирования, приведены на рис. 4–6. На частотных зависимостях (рис. 4) выявляется ряд ярко выраженных экстремумов. Соответствующие им частоты для  $h_{c1}$  приблизительно совпадают с субгармониками собственной частоты параболической части потенциала, влияние которой наиболее существенно при малых колебаниях доменной границы, локализованных в непосредственной близости от дефекта. Частоты экстремумов  $h_{c2}$  оказываются несколько сдвинутыми, так как в режиме сильных колебаний велико влияние ангармонизмов. Кроме того, минимумам  $h_{c1}$  соответствуют максимумы  $h_{c2}$ , поскольку оба этих случая соответствуют максимальной раскачке колебаний. При низких частотах величина  $h_{c1}$  остается практически постоянной, что согласуется и с результатами эксперимента (рис. 2), так как измерения выполнялись при частоте намного меньше резонансной. В этой области динамические эффекты практически не проявляются для малых колебаний закрепленной стенки и коэрцитивность совпадает со статической величиной [10]. Результа-

ты численного расчета для  $h_{c2}(\omega)$  согласуются с экспериментом значительно хуже; по-видимому, большой разброс величин  $h_{c2}$ , указывающий на сравнительно слабую устойчивость положения этого перехода, требует тщательного подбора используемых при счете параметров. Наблюдаемое в эксперименте сближение величин  $h_{c1}$  и  $h_{c2}$  ниже 200 kHz связано, возможно, с уменьшением инерционного члена (и соответственно запасаемой кинетической энергии). При высоких частотах влияние центра пиннинга также уменьшается, поскольку его взаимодействие со стенкой ослабевает при высоких скоростях ее движения. Отметим также, что минимум практически совпадает с релаксационной частотой (200 kHz).

На рис. 5, 6 представлены зависимости  $h_{c1}$  и  $h_{c2}$  от массы и коэффициента затухания. Общая закономерность состоит в уширении петли гистерезиса при возрастании  $m$  и уменьшении  $\beta$ . Пики на рис. 5 имеют, по-видимому, ту же природу, что и на частотной зависимости. При  $m = 0$  гистерезис отсутствует, так же как и при достаточно больших  $\beta$ . Наличие критической величины затухания, выше которой гистерезис исчезает, отмечалось ранее в [12,13]. При нулевом затухании  $h_{c2} = 0$ , поскольку запасенная кинетическая энергия поддерживает колебания даже в отсутствие внешнего поля.

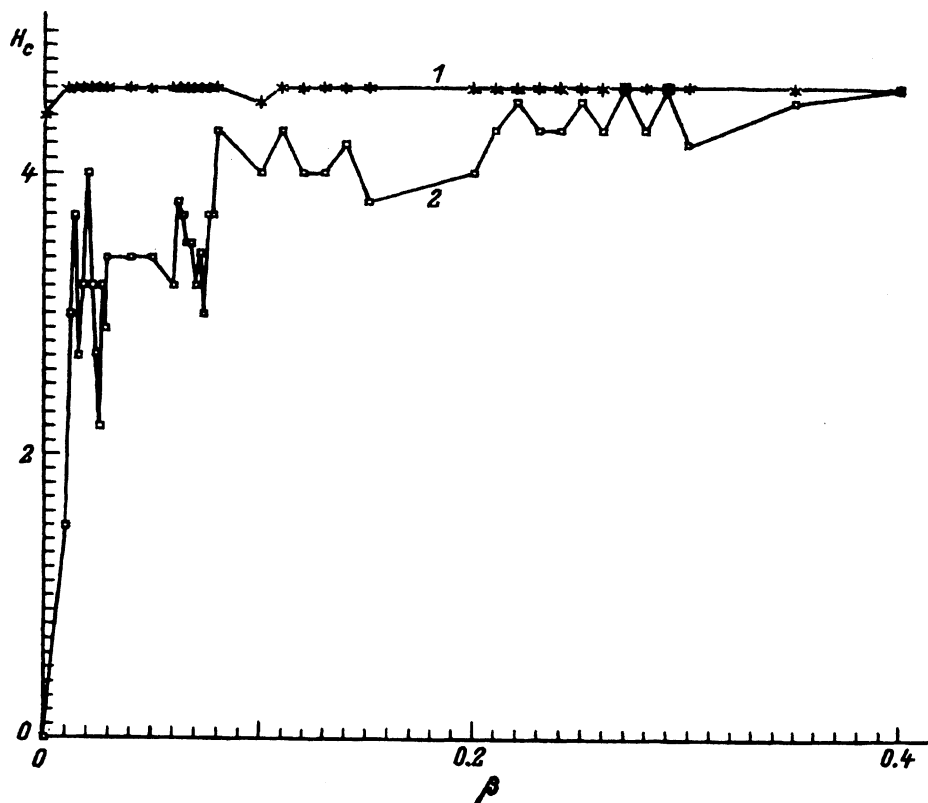


Рис. 6. Зависимость полей перехода от параметра затухания (численный расчет).

$m = 1, \omega = 0.3$ . 1 —  $h_{c1}$ , 2 —  $h_{c2}$ .

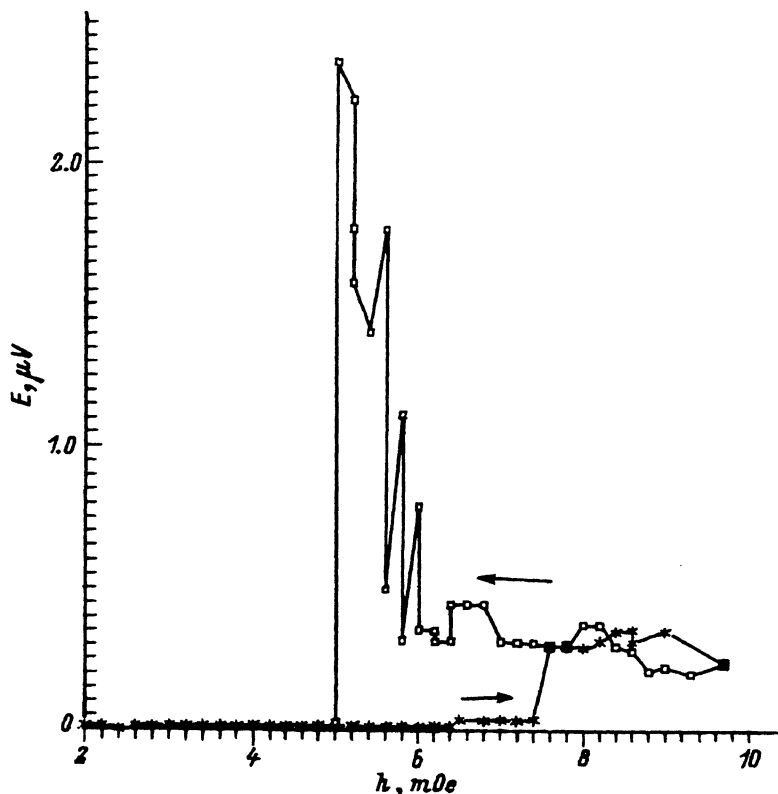


Рис. 7. Изменение второй гармоники сигнала с амплитудой поля.  $f = 30$  kHz.

Наличие в (1) агармонических членов должно приводить к возникновению высших гармоник в спектре колебаний доменной границы. Поэтому для подтверждения правильности выбранной модели были проведены измерения второй и третьей гармоник индукционного сигнала в течение цикла развертки амплитуды переменного поля. Полученные результаты представлены на рис. 7, 8. Максимум сигнала находится вблизи поля коэрцитивности, а при увеличении  $h$  амплитуда гармоник уменьшается. Это связано с тем, что при большой амплитуде колебаний стенки она взаимодействует с дефектом лишь короткое время (по отношению к периоду) и влияние нелинейного потенциала дефекта на форму измеряемого сигнала оказывается незначительным.

При увеличении и уменьшении поля поведение третьей гармоники оказывается примерно одинаковым (рис. 8). В то же время для второй гармоники на нисходящей ветви гистерезиса имеется резкий максимум в области  $h_{c2}$  (рис. 7). Он соответствует кубической нелинейности потенциала и свидетельствует о несимметричном характере колебаний доменной границы при данном значении амплитуды поля. По-видимому, в этой области форма измеряемого сигнала определяется главным образом потенциальным рельефом данного центра пиннинга, удерживающего стенку во время ее колебаний. В более слабых полях стенка фактически закреплена, а при высоких  $h$  влияние дефекта маскируется большой амплитудой колебаний стенки, определяемой



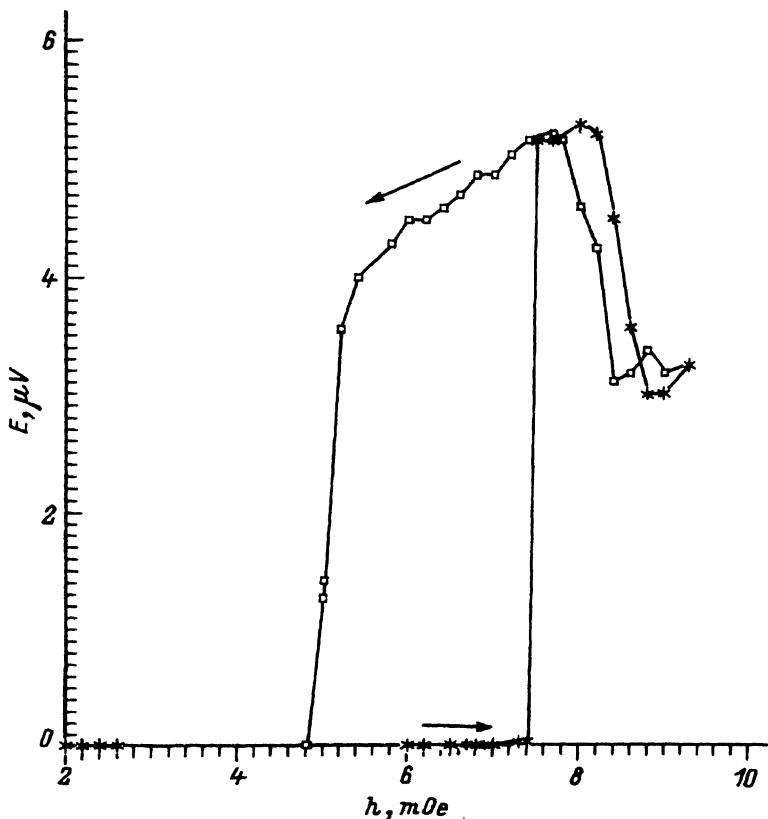


Рис. 8. Изменение третьей гармоники сигнала с амплитудой поля.  $f = 30$  kHz.

широким магнитостатическим потенциалом. Высшие гармоники ведут себя аналогично, однако величина их мала. Других особенностей спектрального состава колебаний доменной границы вблизи порога коэрцитивности помимо гармоник в данном эксперименте не обнаружено. Таким образом, потенциал взаимодействия доменной границы с дефектом является существенно асимметричным (до сих пор все применявшиеся при расчетах модели [6-9] были симметричными). Асимметрия может быть вызвана, например, наличием промежуточной оси легкого намагничивания, а также несовпадением положений локальной ямы дефекта и магнитостатического минимума энергии.

Как уже отмечалось, существенную роль в материалах типа железиттриевого граната играет магнитостатическое взаимодействие, которое делает стенку жесткой относительно ее изгибов. Поэтому под «дефектом», формирующим потенциальную яму для доменной границы, в данном случае следует понимать достаточно протяженную совокупность несовершенств кристаллической структуры вместе с комплексами замыкающих доменов у краев кристалла, в значительной степени определяющих коэрцитивность доменной границы [15]. Таким образом, полученные характеристики отражают особенности колебаний доменной границы в окрестности именно этого сравнительно сложного структурного образования. В действительности рассмотренный

способ определения особенностей потенциального рельефа может быть применен к любым центрам пиннинга. В частности, его можно использовать при тестировании искусственных структур, применяющихся в ЦМД технике.

В заключение следует отметить, что в случае небольшого усложнения модели путем введения в (1) локализованных множителей (например, гауссовского типа) можно адекватно описывать потенциал вдали от дефекта, характеризующийся обычно квадратичной зависимостью от координаты. Основные особенности потенциала — асимметрия и наличие перегибов, ответственных за гистерезис, — при этом сохраняется.

Таким образом, предложенная в данной работе модель взаимодействия доменной стенки с дефектом, описываемая ангармоническим потенциалом, хорошо согласуется с основными экспериментальными фактами, установленными при изучении колебаний стенки вблизи порога коэрцитивности — наличием высших гармоник и гистерезиса по амплитуде поля. Гармонический анализ колебаний доменной границы в этой области обнаруживает существенную асимметрию формируемой дефектом потенциальной ямы, что необходимо учитывать при описании движения доменной границы в слабых полях.

Автор глубоко признателен Фонду Сороса и Американскому физическому обществу за частичную поддержку данной работы.

#### Список литературы

- [1] Аверкин А.Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 6. С. 1573–1576.
- [2] Малоземов А., Слозуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [3] Patterson R.W. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 11. P. 5018–5022.
- [4] Thielé A.A., Asselin P. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. N 6. P. 2584–2586.
- [5] Vertesy G., Pardavi-Horvath M., Bodis L., Pinter I. // J. Magn. Magn. Mater. 1988. V. 75. N 3. P. 389–396.
- [6] Aviram I., Bennett L.H., Swartzendruber L.J., Satija I.I. // J. Magn. Magn. Mater. 1991. V. 98. N 1–2. P. 92–98.
- [7] Sanchez P., Lopez E., Sanchez M.C., Aroca C. // IEEE Trans. Magn. 1990. V. 26. N 3. P. 1139–1143.
- [8] Кротенко Е.Б., Кузин Ю.А., Мелихов Ю.В., Редченко А.М., Барьяхтар Ф.Г. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 4. С. 1238–1244.
- [9] Jatak J.A., Della Torre E. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. N 10. P. 6829–6831.
- [10] Власко-Власов В.К., Тихомиров О.А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 12. С. 3490–3497.
- [11] Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Prudnikov I.A., Synogach V.T. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. N 17. P. 10829–10835.
- [12] Хаяси Т. Нелинейные колебания в физических системах. М.: Мир, 1968. 432 с.
- [13] Kao Y.H., Huang J.C., Gou Y.S. // Phys. Lett. A. 1988. V. 131. N 2. P. 91–97.
- [14] Vergne R., Cotillard J.C., Porteseil J.L. // Rev. Phys. Appl. 1981. V. 16. N 9. P. 449–476.
- [15] Власко-Власов В.К., Тихомиров О.А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 12. С. 3498–3501.

Институт физики твердого тела РАН  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
1 декабря 1993 г.