

01;05;09

Влияние трения на характер нелинейных колебаний системы взаимодействующих доменных границ во внешнем периодическом поле

© М.М. Соловьев, Б.Н. Филиппов

Институт физики металлов УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 20 декабря 1999 г.)

Проведены численные эксперименты по исследованию влияния диссипации на характер нелинейных колебаний коллектива доменных границ под действием внешнего синусоидального поля, приложенного вдоль оси легкого намагничивания, в магнитно-одноосных пленках с перпендикулярной анизотропией. Учтено динамическое перераспределение магнитостатических полюсов на поверхностях пленки, приводящее к существованию естественной возвращающей силы, действующей на доменные границы и имеющей нелинейный характер, в зависимости от величины смещения стенок из положения равновесия. Обнаружены установившиеся многоквазипериодические и длительные хаотические колебания доменных границ. Найдены аттракторы фазового пространства рассматриваемой задачи.

Введение

Ранее [1,2] нами было исследовано нелинейное поведение системы доменных границ (ДГ), взаимодействующих с помощью магнитостатических полей, связанных с перераспределением магнитостатических зарядов на поверхности пленки при смещении доменных границ из положения равновесия. Для описания такого поведения было выведено нелинейное уравнение, сводящее проблему динамики системы доменных границ к проблеме динамического поведения единичной границы в самосогласованном поле, связанном с движением всех остальных ДГ. При этом, в частности, были обнаружены условия появления детерминированного хаоса, что и является принципиально важным обстоятельством, указывающим, например, на существование фундаментальных шумов ферромагнитных пленок, не связанных с задержками и последующими скачками смещения доменных границ на любых неоднородностях и дефектах ферромагнитных кристаллов. Существенно заметить, что нелинейное уравнение, на основе которого был получен данный результат, не имеет аналогов в исследованных до сих пор динамических системах. Очень важно, что при выводе этого уравнения впервые явным образом была учтена реальная нелинейная возвращающая сила, связанная с указанными выше магнитостатическими зарядами. В этом случае материальные параметры пленки и ее геометрические размеры входят в уравнение естественным образом, а не на основе произвольно выбранных функций для возвращающей силы [3,4]. Это в свою очередь существенно расширяет круг возможных бифуркационных параметров и делает задачу о нелинейном поведении коллектива доменных границ в магнитной пленке более полной, чем обычно [3,4]. Однако в работах [1,2] практически не исследована роль диссипативных процессов. Известно (см., например, [5]), что этот учет существенно сказывается на поведении динамических систем. В част-

ности, именно наличие диссипации приводит к существованию аттрактора в фазовом пространстве рассматриваемой задачи. В связи со сказанным в данной работе будут изложены результаты исследования влияния диссипации на нелинейное поведение системы доменных границ в магнитной пленке с перпендикулярной анизотропией, помещенной во внешнее гармоническое по времени магнитное поле, поляризованное вдоль оси легкого намагничивания. При получении этих результатов были использованы выведенные нами ранее [1,2] нелинейные динамические уравнения (см. выше), в которых теперь учтено затухание. Рассматриваемые нелинейные процессы оказывают существенное влияние на конкретные практически важные свойства магнитных материалов, такие, например, как электромагнитные потери и магнитные шумы. Однако эти вопросы требуют специального рассмотрения и не затрагиваются в данном сообщении.

Постановка задачи

Рассмотрим магнитоодноосную плоскопараллельную пластину толщиной L с осью легкого намагничивания, перпендикулярной поверхности. Ориентация системы координат относительно поверхности пластины указана на рис. 1. Пусть пластина обладает плоскопараллельной доменной структурой, приведенной на этом рисунке. Направление намагниченности в доменах указано стрелками. При отсутствии внешних полей доменная структура характеризуется равновесным периодом $2D$.

Поместим пластину во внешнее переменное магнитное поле напряженностью $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \sin(\omega_0 t)$, где \mathbf{H}_0 — амплитудное значение этого поля, ω_0 — круговая частота, t — текущее время. Под действием магнитного поля доменные границы начинают колебаться около своих положений равновесия, смещаясь на расстояние $x_0(t)$. Такие смещения будут приводить к перераспределению

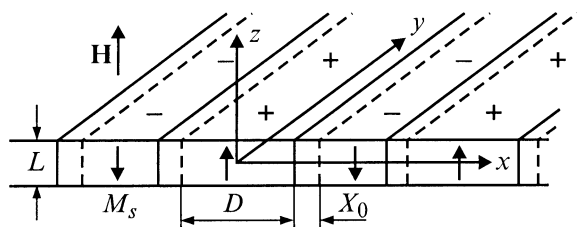


Рис. 1. Модель доменной структуры одноосной тонкой ферромагнитной пленки: L — толщина пленки; D — ширина домена в отсутствие поля; x_0 — смещение ДГ от исходного положения.

магнитоэлектрических полюсов на поверхностях пластины, что в свою очередь приведет к возникновению возвращающей силы, связанной с возникновением магнитоэлектрических полей, действующих на доменные стенки при перераспределении магнитоэлектрических зарядов. Ранее [1,2] нами была вычислена эта возвращающая сила, действующая на доменные границы, в предположении, что доменная структура является периодической. Это позволило свести задачу о колебании системы границ к задаче о колебаниях одной границы в самосогласованном магнитоэлектрическом поле, связанном со смещениями всех остальных границ. Уравнение движения границы имеет вид

$$x''_{\tau\tau} + kx'_\tau + \left[x + \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^2} \sin(nx)(1 - \exp(-nl)) \right] = \pi h \sin(\omega t). \quad (1)$$

Здесь

$$x = 2\pi x_0 / D, \quad l = \pi L / D, \quad h = H_0 / 4\pi M_S, \\ \tau = \Omega t, \quad \omega = \omega_0 / \Omega, \\ k = k_0 / \Omega, \quad \Omega = (8\pi M_S^2 / mD)^{1/2}, \quad (2)$$

M_S^2 — намагниченность насыщения пластины, m — эффективная масса доменной границы.

На протяжении всего расчета мы использовали только такие начальные условия, при которых $x = 0, x'_\tau = 0$. В такой ситуации отсутствуют собственные колебания ДГ, но могут существовать колебания на собственных частотах, связанные с внешним полем (о сопутствующих собственных колебаниях см., например, [6]). Заметим, что, согласно (1), возвращающая сила (слагаемые в квадратных скобках), действующая на ДГ, состоит из линейного и нелинейного слагаемого. В случае, когда нелинейное слагаемое мало, при $k = 0$ и $h = 0$ из уравнения (1) легко получить, что доменная граница колеблется с собственной частотой, равной

$$\omega_p = \Omega = (8\pi M_S^2 / mD)^{1/2}. \quad (3)$$

Если, в частности, использовать значения $m = 10^{-10} \text{ г/см}^2, M_S = 1700 \text{ Гс}, D = 10^{-2} \text{ см}$, то для собственной частоты колебаний границы будем

иметь $\omega_p = 8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. В используемых безразмерных единицах эта частота будет равна $\omega_c = 1$. При увеличении амплитуды колебаний доменной границы собственная частота будет расти [7] и может оказаться существенно больше единицы. Этот нелинейный эффект будет тем значительней, чем меньше толщина пластины.

Обсуждение результатов

Расчеты проводились при относительной толщине пленки $l = 1$. При таком значении параметра l , с одной стороны, нелинейная часть возвращающей силы является достаточно большой, а с другой стороны, она проявляется уже при сравнительно небольших отклонениях стенки от положения равновесия (см. подробнее в [1,2]). Начнем обсуждение с достаточно маленьких внешних магнитных полей $h \ll 1$. Так, на рис. 2, *a* и *b* представлены результаты численного эксперимента для относительного значения поля $h = 0.033$, а также относительных значений частоты внешнего поля $\omega = 0.3$ и затухания $k = 0.01$ соответственно. Заметим, что при $k = 0$ и указанных h и ω четко определяется квазипериодическое колебание ДГ (эллипс на плоскости Пуанкаре). Такое квазипериодическое движение связано с наложением на вынужденное колебание доменной стенки ее сопутствующих собственных колебаний. При включении затухания с $k = 0.01$, как видно из рис. 2, *a*, получается классический результат, соответствующий обычным линейным колебаниям доменной стенки. Об этом свидетельствует точка (отмечена стрелкой на рис. 2, *a*) на плоскости Пуанкаре, к которой со временем стремится решение. На фазовой плоскости при этом возникает аттрактор (отмечен буквой *A* на рис. 2, *b*) в виде эллипса,

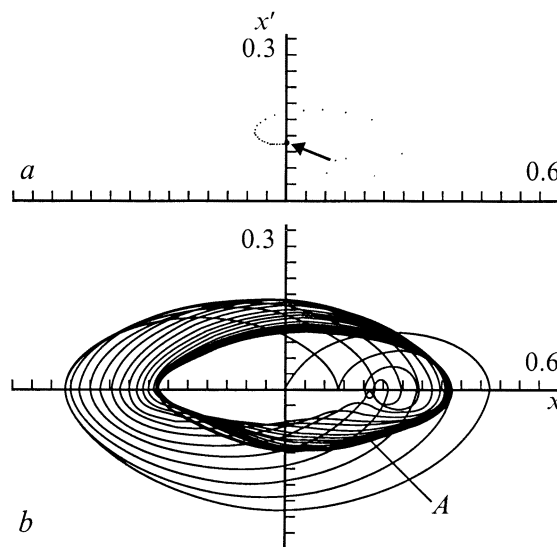


Рис. 2. Характер колебания границы при коэффициенте затухания $k = 0.01$ и $\omega = 0.3, h = 0.033$. *a* — плоскость Пуанкаре; *b* — фазовый портрет, где *A* — аттрактор этого колебания.

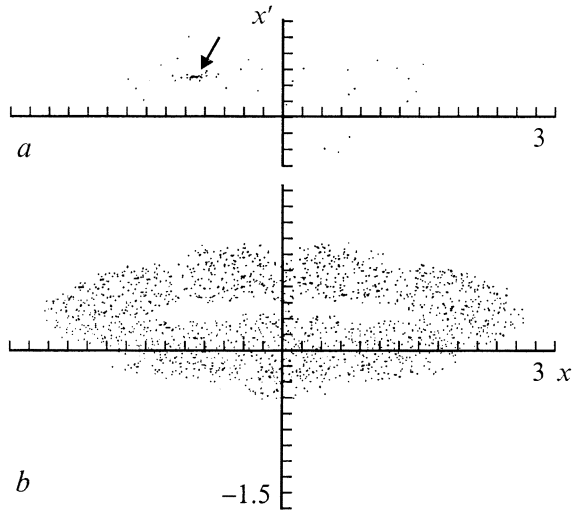


Рис. 3. Плоскость Пуанкаре при $\omega = 0.3$ и $h = 0.07$ для $k = 0.01$ (a), 0 (b).

симметричного относительно осей координат и соответствующего колебаниям доменной границы с частотой вынуждающей силы. Появление именно эллиптической траектории в фазовом пространстве вполне понятно, так как при $h = 0.033$ амплитуда колебаний ДГ мала и они почти линейны.

Если, оставляя частоту ω прежней, увеличить поле h до значения $h = 0.07$, то при $k = 0$ мы получаем хаотическое движение стенки, плоскость Пуанкаре для которого представлена на рис. 3, b. При включении затухания с $k = 0.01$ происходит разрушение хаотического колебания (рис. 3, a). Получается некоторое однопериодическое колебание, но не гармоническое, как при $h = 0.033$, поскольку аттрактор теперь не является эллипсом. Эти данные связаны уже с влиянием нелинейности задачи.

Если при том же значении поля $h = 0.07$ уменьшить трение, например, выбрать его равным 0.001, то переход к аттрактору будет происходить довольно долго. Так, даже при времени счета $\tau_k = 20\,000$ (безразмерное время, связанное с реальным, согласно (2)) на плоскости Пуанкаре все еще наблюдается картина хаотического колебания границ. Естественно, что дело здесь не только в величине затухания, но и в величине амплитуды внешнего поля. В частности, если при $\omega = 0.3$ немного увеличить поле h , выбрав его равным 0.09, то разрушение хаоса при том же $k = 0.001$ будет происходить за значительно меньшее время τ_k , чем указано выше.

Заметим, что судить о том, разрушается хаос при учете трения или нет, исходя из численных расчетов, не всегда просто, поскольку в некоторых случаях для этой цели необходимо использовать большие временные интервалы расчета. Так, возвращаясь к ситуации с параметрами $\omega = 0.3$, $h = 0.07$ и $k = 0.001$, имеем сохранение хаоса на интервале времени $\tau_k = 40\,000$. Однако в конце

интервала (40 000–60 000) происходит резкий переход к аттрактору.

Хаотическое движение наблюдалось нами также и в случае $\omega = 0.1$, $h = 0.1$, $k = 0.001$, причем даже при продолжительности счета $\tau_k = 60\,000$ разрушения хаоса не наблюдалось.

Продолжая численные исследования нелинейных колебаний ДГ при $\omega = 0.3$, но выбирая $h = 0.2$, мы получаем трехквазипериодическое движение. На рис. 4, a показана плоскость Пуанкаре, на которой этим колебаниям соответствуют три разных замкнутых петли. Такие колебания возникают за счет того, что на вынужденные колебания доменной границы с утроенным периодом внешнего поля накладываются собственные сопутствующие колебания доменных границ. Включение затухания приводит к тому, что собственные сопутствующие колебания доменных границ затухают и на плоскости Пуанкаре появляются три точки, соответствующие утроению периода колебаний доменной границы, существенно связанному с нелинейностью возвращающей силы.

Фазовый портрет, представленный на рис. 4, b, построен для интервала времени, до которого собственные колебания доменной границы уже затухли.

Повышая далее значение поля h , мы получаем некоторые новые особенности колебаний. Остановимся лишь на тех, которые соответствуют очень малым частотам. Для $\omega = 0.06$ и $h = 0.3$, $k = 0$ на каждом локальном участке периода внешнего поля стенка успевает совершить несколько колебаний, что связано с существенным превосходством частоты собственных колебаний по срав-

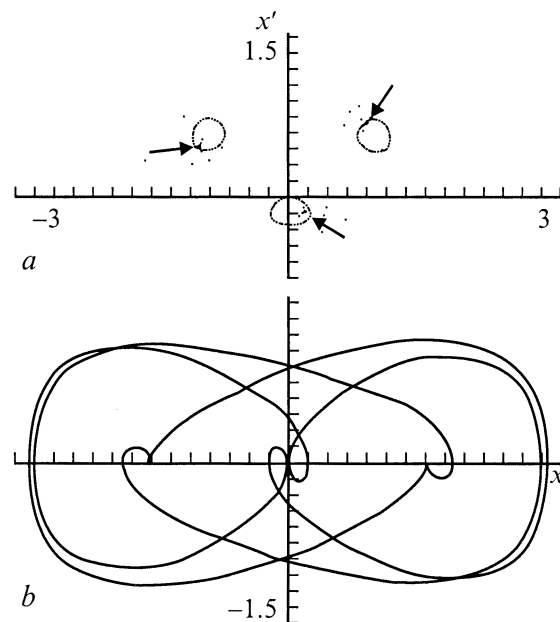


Рис. 4. Для значений параметров $\omega = 0.3$ и $h = 0.2$. a — плоскость Пуанкаре при отсутствии трения — три замкнутых петли и при $k = 0.01$ — три точки в пределе $t \rightarrow \infty$ (указаны стрелками); b — фазовый портрет колебания для $k = 0.01$ в устойчивом состоянии.

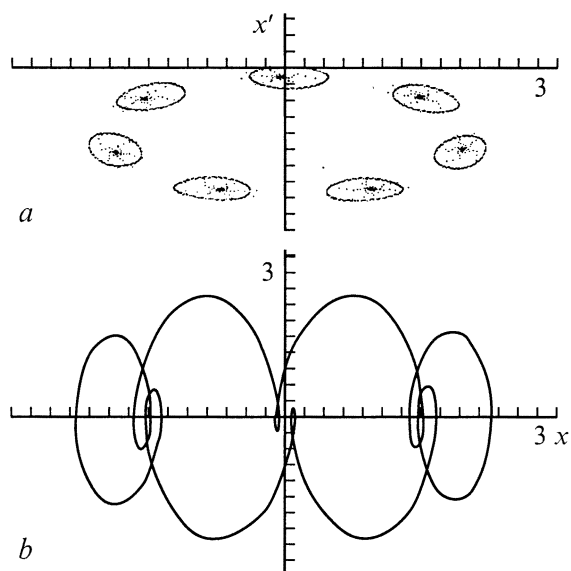


Рис. 5. Для параметров $\omega = 4$ и $h = 1.6$. *a* — плоскость Пуанкаре при $k = 0$ — семь замкнутых петель и семь точек в пределе $t \gg 1$ для $k = 0.01$; *b* — фазовый портрет установившегося при затухании колебания.

нению с частотой внешнего поля. Поле как бы "таскает" за собой колеблющуюся с собственной частотой стенку. Наибольшее число колебаний стенки происходит в точках, где скорость доменной стенки меняет знак и доменная граница в целом начинает смещаться в противоположном направлении.

Учет затухания подавляет собственные сопутствующие колебания, и в целом скорость движения доменной границы становится меньше. Но данные для $k = 0.1$, $\omega = 0.06$, $h = 0.43$, полученные на интервале $\Delta\tau = [2500-3500]$, и даже большего коэффициента $k = 1$ показывают, что колебание не становится чисто вынужденным гармоническим.

Использованное выше значение частоты ω внешнего магнитного поля много меньше собственной частоты линейных колебаний доменных границ $\omega_c = 1$. Если увеличив частоту, вновь рассматривать характер колебаний при разных амплитудах внешнего поля, то мы получаем особенности этих колебаний, сходные с описанным выше. Так, при $\omega = 1$, $h = 0.2$ и $k = 0.01$ по прошествии времени $\tau_k = 1000$ мы, например, обнаружили, что затухание может приводить к весьма регулярным колебаниям с удвоенным периодом.

Рассмотрим подробнее случай еще больших частот, а именно положим, например, $\omega = 4$. В этом случае, для того чтобы не попасть в линейную область колебаний ДГ, необходимо использовать внешние магнитные поля значительно большей амплитуды, чем раньше. В качестве примера на рис. 5, *a* представлена плоскость Пуанкаре для $h = 1.6$ и $k = 0$. Видно, что в данном случае имеется 7 различных замкнутых петель, которые соответствуют семиквазипериодическому решению (1).

Под влиянием трения ($k = 0.01$) за время $\tau_k = 200$ петли на плоскости Пуанкаре быстро стягиваются к 7 точкам (внутри петель рис. 5, *a*). На рис. 5, *b* представлен фазовый портрет, возникающий после затухания сопутствующих собственных колебаний ДГ. Таким образом, в общих чертах результаты в данном случае оказываются сходными с результатами, имевшимися при $\omega = 0.3$. Однако дальнейшее изменение поля приводит к качественно иному, чем при $h = 1.6$, поведению ДГ при наличии затухания. Действительно, если, к примеру, при той же частоте $\omega = 4$ взять амплитуду поля равной 1.65, то при отсутствии затухания мы получаем на плоскости Пуанкаре, как и при $h = 1.6$, также 7 петель, соответствующих семиквазипериодическому движению (рис. 6, *a*). Однако при включении затухания $k = 0.01$ такое движение границы разрушается и на плоскости Пуанкаре появляется единственная точка. На рис. 6, *a* представлен процесс перехода к такой точке (в центре темного пятна), наблюдаемый на протяжении $\tau_k = 2000$. Фазовый портрет по прошествии этого времени превращается в эллипс (рис. 6, *b*).

Сравнение рис. 5 и 6 показывает, что при переходе от поля $h = 1.6$ к полю $h = 1.65$ происходит бифуркация и решение с усмеренным периодом превращается в решение, соответствующее вынужденному гармоническому колебанию. Весьма любопытная ситуация возникает при $\omega = 3.5$, $h = 1.4$. Здесь при отсутствии затухания имеется лишь одна петля (A на рис. 7, *a*) на плоскости Пуанкаре. Она свидетельствует о существовании квазипериодического движения, связанного с наложением вынужденных и собственных сопутствующих колебаний ДГ. При этом фазовая траектория является очень

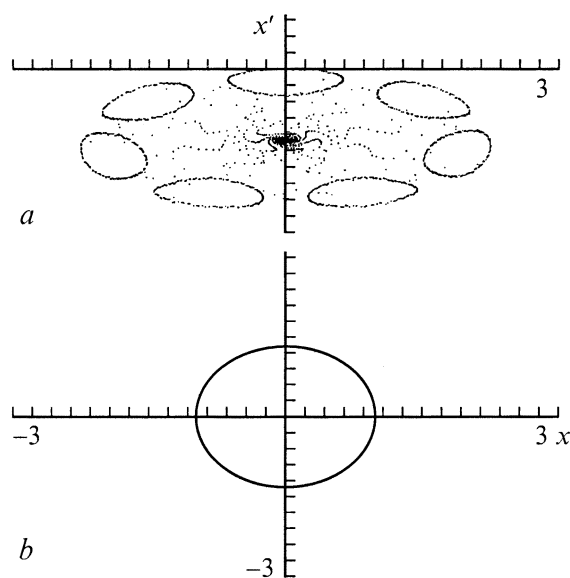


Рис. 6. Для значений $\omega = 4$ и $h = 1.65$. *a* — стягивание траектории на плоскости Пуанкаре от семи замкнутых петель при $k = 0$ в точку для $k = 0.01$; *b* — эллипс в сечении Пуанкаре установившегося гармонического вынужденного колебания.

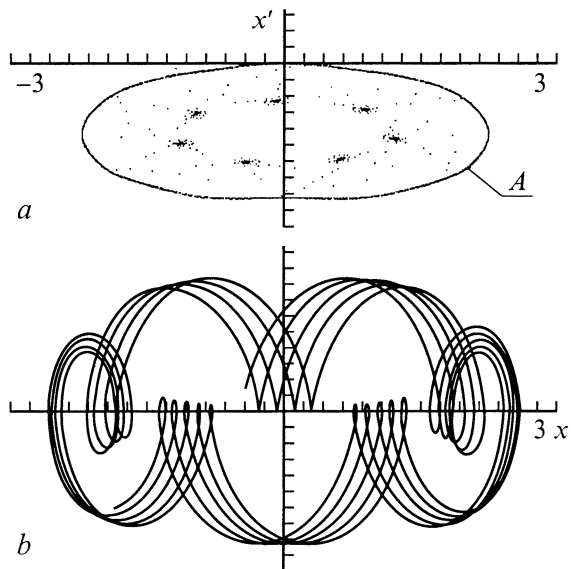


Рис. 7. Для частоты поля $\omega = 3.5$ и его амплитуды $h = 1.4$. *a* — сечение Пуанкаре в виде эллипса при $k = 0$ и семи точек в пределе при наличии затухания $k = 0.01$; *b* — часть фазовой траектории колебания без учета затухания.

сложной и при небольшом времени счета ($\Delta\tau_k = 50$) ее вид представлен на рис. 7, *b*. При учете затухания на плоскости Пуанкаре появляются 7 точек, указывающих на усмерение, как и в предыдущем случае ($\omega = 4$, $h = 1.6$), периода колебаний. На рис. 7, *a* представлена картина сходимости решения к семи точкам на интервале времени $\tau_k = 2000$. Возникновение решения с усмеренным периодом подтверждает и фазовая траектория, которая по прошествии времени $\tau_k = 2000$ больше практически не меняется и оказывается в точности похожей на траекторию, приведенную на рис. 5, *b*.

Выводы

Приведенные выше результаты численных исследований влияния затухания на колебания доменных границ (в частности, нелинейные) позволяют сделать следующие выводы.

Затухание может оказывать очень существенное влияние на различные типы колебаний доменных границ, приводя, например, к разрушению квазипериодических колебаний доменных границ, а также детерминированного хаоса. При большом затухании $k \geq 0.1$ существование трения может приводить к однопериодическим, но не гармоническим колебаниям. Однако при сравнительно малых затуханиях $k = 0.01-0.001$ возможны сложные типы колебаний: многопериодические и даже хаотические. Учет приведенных особенностей нелинейных колебаний периодической системы доменных границ, несомненно, должен сказаться на особенностях целого ряда практически важных свойств ферромагнитных пластин и пленок, в частности на такой важной характеристике, как

мощность электромагнитных потерь. Несомненно также, что ряд этих особенностей, таких как существование детерминированного хаоса, необходимо учитывать при исследовании шумов ферромагнетиков. В этом плане детерминированный хаос в поведении доменных границ представляет собой источник неустранимых магнитных шумов, присущих материалу и не связанных с его дефектностью.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-16279).

Список литературы

- [1] Соловьев М.М., Филиппов Б.Н. // ФММ. 1996. Т. 81. № 5. С. 49–56.
- [2] Соловьев М.М., Филиппов Б.Н. // ФТТ. 1997. Т. 39. Вып. 11. С. 2036–2039.
- [3] Okino H., Homma T. // IEEE Trans. Magn. 1993. Vol. MAG-29. N 6. P. 2506–2510.
- [4] Sukiennicki A., Kosinski R.A. // J. Magn. Magn. Mater. 1994. Vol. 129. N 2–3. P. 213–220.
- [5] Соловьев М.М., Филиппов Б.Н., Калашиников А.Н. // ФММ. 1996. Т. 81. № 5. С. 57–62.
- [6] Бабаков И.М. Теория колебаний. М., ГИТТЛ, 1958.
- [7] Филиппов Б.Н., Соловьев М.М. // ФММ. 1995. Т. 80. № 2. С. 20–23.