

# Динамическая устойчивость спирального домена в переменном магнитном поле

© В.Н. Мальцев, Г.С. Кандаурова, Л.Н. Картагулов

Уральский государственный университет им. А.М. Горького,  
620083 Екатеринбург, Россия

E-mail: vladimir.maltsev@usu.ru

(Поступила в Редакцию 13 марта 2002 г.

В окончательной редакции 15 июля 2002 г.)

В рамках феноменологической модели рассматривается влияние на устойчивость спирального магнитного домена параметров доменной структуры, пленок и внешнего магнитного поля. Показано, что с помощью выбранной модели можно описать ряд закономерностей, установленных экспериментально для динамических спиральных доменов, образующихся в результате процесса самоорганизации доменов и доменных границ, в пленках ферритов-гранатов, помещенных во внешнее переменное магнитное поле.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы „Фундаментальные исследования в области естественных наук“ (грант № E00-3.4-258) и гранта N REC-005 Фонда гражданских исследований и развития для независимых государств бывшего Советского Союза (CRDF).

При помещении феррит-гранатовых пленок с перпендикулярной анизотропией в гармоническое магнитное поле (с частотой  $\omega \sim 10^2 - 10^5$  Hz), перпендикулярное поверхности образца, доменная структура в пленке переходит в возбужденное состояние, названное ангерным [1–3]. В этом состоянии происходит самоорганизация движущихся доменных границ в устойчивые динамические доменные структуры (ДДС) различной формы: спиральные домены (СД), системы концентрических кольцевых доменов и т.п. Каждый вид ДДС характеризуется своей областью существования, т.е. диапазонами амплитуд и частот внешнего поля, при которых данная структура может формироваться как устойчивая ДДС. Кроме того, установлено, что на образование ДДС влияют параметры доменной структуры и материала [4]. Доменные структуры, по внешнему виду похожие на ДДС (спиральные и кольцевые ДДС), но существующие в постоянном поле, подробно исследовались экспериментально в [5,6]. В частности, в [5] сообщалось, что СД могут существовать и в отсутствие внешнего поля.

В настоящее время нет достаточно полного теоретического описания характеристик ДДС. В работах [7,8] теоретически рассматривалась динамическая система кольцевых доменов. Для СД теоретически исследовались только статические свойства [9,10]. В работе [11] спиральные структуры (вихри) рассматриваются как дефекты магнитоупорядоченных сред. В рамках микромагнитного подхода показано, что в статическом случае в двумерных ферромагнетиках вихри формируются уже обменным взаимодействием. В настоящей работе проводятся исследования динамического поведения СД и влияния различных параметров переменного магнитного поля, пленки и доменной структуры на устойчивость СД.

## 1. Модель спирального домена

Поскольку целью исследования является изучение устойчивости СД, начальный процесс его образования не рассматривается. В настоящее время можно только предполагать, что СД образуется из полосового домена со свободным концом. При движении этого конца на него действует гиротропная сила, поэтому и происходит закручивание домена в спираль. В настоящей работе предполагается, что СД с заданными начальными геометрическими параметрами (такими как внешний радиус спирали и шаг спирали) уже существует, и исследуется изменение внешнего радиуса спирали со временем при некоторых параметрах внешнего поля и пленки.

Для проведения расчетов использовалась геометрия задачи, представленная на рис. 1. Намагниченность в доменах направлена перпендикулярно поверхности образца и скачкообразно изменяет свое направление при переходе через доменную границу нулевой толщины (на рис. 1 домены с разным направлением намагниченности показаны белым и серым). Такое приближение справедливо для случая пленок с большим фактором качества

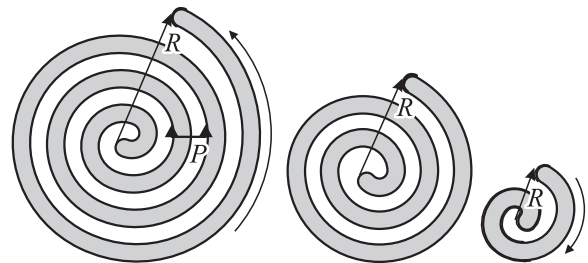


Рис. 1. Геометрия задачи. Показано увеличение и уменьшение радиуса  $R$  спирали при наматывании и сматывании полосового домена.

$Q = K/2\pi M^2$ , где  $K$  — константа одноосной магнитной анизотропии,  $M$  — намагниченность насыщения. Это значит, что в расчетах вклад в магнитостатическую энергию от объемных зарядов не рассматривается, а энергия одноосной анизотропии и энергия обменного взаимодействия эффективно учитывается в энергии доменных границ через поверхностную плотность граничной энергии  $\sigma$ . В экспериментах наблюдались СД в форме архимедовой спирали. Отклонения от этой формы имеет место на периферии СД, что, возможно, вызвано влиянием его окружения. Поэтому расчет проводился в предположении, что доменные границы СД являются архимедовыми спиралями с шагом  $P$ .

Для данных приближений энергия СД (нормирована на  $(2\pi M)^2 h^3$ ) в бесконечной пленке была получена в [9]

$$E = (E_H(m, r) + E_W(r, \beta) + E_M^l(m, r) + E_M^s(m, r, \beta)), \quad (1)$$

где

$$E_H(m, r) = H(1 - m)r^2 \quad (2)$$

— зеемановская энергия,

$$E_W(r, \beta) = \frac{l}{\pi} r^2 \beta \times \left\{ \sqrt{1 + \frac{1}{(r\beta)^2}} + \frac{1}{(r\beta)^2} \ln \left[ r\beta + \sqrt{1 + (r\beta)^2} \right] \right\} \quad (3)$$

— энергия доменной границы,

$$E_M^l(m, r) = -\frac{(1 - m^2)}{r} r^2 + \frac{(1 - m^2)}{4\pi} r^2 \times \left\{ \frac{1}{r} - \frac{1}{64r^3} - 2 \left( \frac{1}{r} + \frac{1}{32r^3} \right) \ln(8r) \right\} \quad (4)$$

— дальнедействующая составляющая магнитостатической энергии,

$$E_M^s(m, r, \beta) = \frac{4r^2}{\pi^2 \beta} \sum_{n=1}^{\infty} \sin^2 \left( \frac{\pi n}{2} (1 + m) \right) \times [1 - (1 - K(r))e^{-n\beta} - L(r, n\beta)] \quad (5)$$

— короткодействующая составляющая магнитостатической энергии.

Здесь введены следующие обозначения:

$$K(r) = \frac{1}{8r^2} (1 - 2\ln[4r]) + \frac{1}{128r^4},$$

$$L(r, n\beta) = \frac{1}{\pi r} E_1(n\beta) + \frac{1}{8r^2} E_2(n\beta) + \frac{1}{8\pi r^3} E_3(n\beta), \quad (6)$$

$$E_k(x) = \frac{(k - 1)!}{x^k}, \quad (7)$$

$h$  — толщина пленки,  $r = R/h$  — приведенный внешний радиус СД,  $H = H_0/4\pi M^2$  — нормированная

амплитуда внешнего поля,  $m = \bar{M}/M$  — приведенная средняя намагниченность спирали,  $\sigma$  — плотность граничной энергии доменных границ,  $l = \sigma/(4\pi M^2 h)$  — нормированная на толщину пленки характеристическая длина материала,  $p = P/h$  — приведенный шаг спирали,  $\beta = 2\pi h/P$  — обратный шаг спирали (волновой вектор), отнесенный к  $P$ .

Как показывает опыт [1–3], эволюция динамического СД в переменном магнитном поле  $H \sim H_0 \sin \omega t$  связана прежде всего с изменением его внешнего радиуса, поэтому необходимо получить уравнение, описывающее динамику именно этого геометрического параметра. Предполагалось, что СД образуется из полосового домена постоянной ширины, свернутого в спираль. В этом случае внешний радиус определяется только длиной  $L$  полосового домена, причем изменение длины СД происходит при движении внешней головки полосового домена по траектории, задаваемой уравнением архимедовой спирали. При этом изменение энергии определяется диссипацией энергии в доменных границах головки полосового домена, т. е.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\partial E}{\partial r} \frac{dr}{dt} = -kv^2, \quad (8)$$

где  $v = dL/dt = \partial L/\partial r (dr/dt)$  — скорость движения головки полосового домена,  $k = 2\pi p h/\mu$  — коэффициент вязкого трения,  $\mu$  — подвижность доменных границ.

Окончательно для внешнего радиуса СД было получено следующее уравнение:

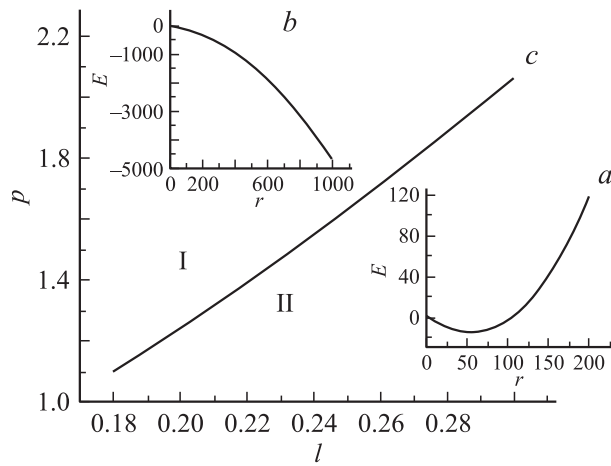
$$k^* \frac{dr}{dt} = - \left( \frac{\partial E_W(r, \beta)}{\partial r} + \frac{\partial E_H(m, r, H \cos(\omega t))}{\partial r} + \frac{\partial E_M^l(m, r)}{\partial r} + \frac{\partial E_M^s(m, r, \beta)}{\partial r} \right), \quad (9)$$

где  $k^* = k(1 + \beta^2 r^2(t))$  — эффективный коэффициент вязкого трения.

Уравнение (9) решалось численно методом Рунге–Кутты четвертого порядка при заданном начальном радиусе СД. При этом варьировались следующие параметры: нормированный шаг спирали  $p$ , приведенная характеристическая длина  $l$ , приведенная амплитуда поля  $H$  и частота  $\omega$ . Целью исследований было определение влияния указанных параметров на поведение СД и его геометрические параметры.

## 2. Результаты расчетов и их обсуждение

Сначала проводились расчеты для статического случая, т. е. для  $H = \text{const}$ . Были получены те же результаты, что и в [9]; в частности, были найдены поле коллапса СД  $H^{(\text{col})}$  и поле  $H^{(\infty)}$  ( $H^{(\text{col})} > H^{(\infty)} > 0$ ), при которых радиус спирали стремится к бесконечности (здесь и далее под радиусом спирали подразумевается ее внешний



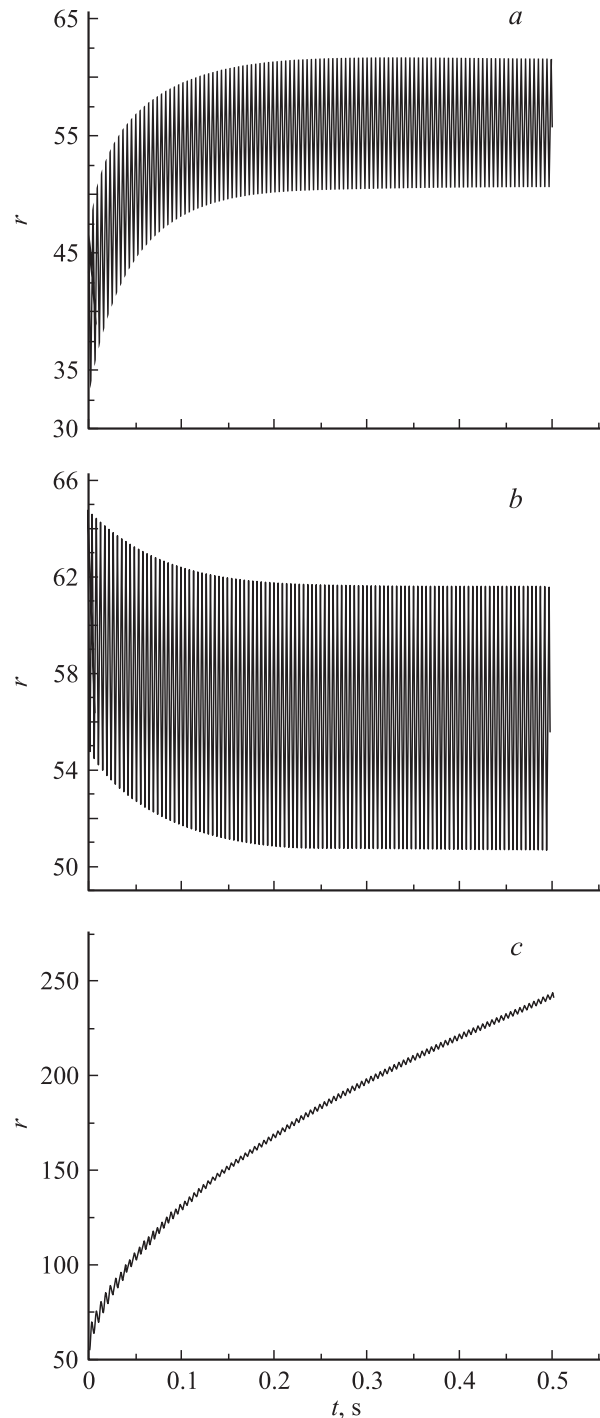
**Рис. 2.** Зависимость энергии  $E$  СД (в относительных единицах) от приведенного радиуса  $r$  спирали с  $p = 1.9$  ( $a$ ) и  $2.0$  ( $b$ ) в пленке с  $l = 0.2$ .  $c$  — области с различной устойчивостью СД, определяемые приведенными величинами шага спирали  $p$  и характеристической длины  $l$  материала.

максимальный радиус). Однако при некоторых значениях шага спирали и характеристической длины материала пленки в расчете получился конечный радиус спирали при  $H = 0$ . В работе [10] в результате теоретического анализа также доказана возможность существования СД в отсутствие внешнего поля, однако минимум энергии был менее выражен. На рис. 2,  $a$  приведена зависимость энергии СД от его внешнего радиуса при  $p = 1.9$  и  $l = 0.2$  в отсутствие внешнего поля. Видно, что имеется конечный радиус спирали  $r_0 \approx 55$ , при котором энергия минимальна. Небольшое изменение шага спирали приводит к тому, что в отсутствие поля радиус СД стремится к бесконечности (рис. 2,  $b$ ).

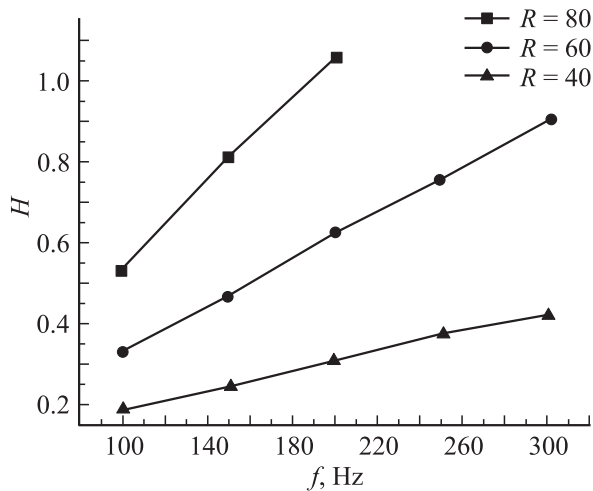
Оказалось, что на плоскости  $p-l$  можно выделить две области с различной зависимостью энергии СД от внешнего радиуса при  $H = 0$ . На рис. 2,  $c$  приведена кривая, разделяющая эти две области. В области I СД имеет бесконечный радиус, а в области II — конечный. В нашей модели СД с большим радиусом должны обладать большей динамической стабильностью, потому что изменение радиуса происходит только за счет „сматывания“ полосового домена (внешнего витка) со спирали. Для СД с бесконечным радиусом его изменение также будет проходить бесконечно долго, т.е. такой СД будет стабильным.

Между динамическим поведением СД в переменном поле и зависимостью энергии СД от внешнего радиуса при  $H = 0$  существует связь. Действительно, среднее значение переменного поля за период его изменения равно нулю; следовательно, при малых амплитудах поля динамическое поведение СД должно определяться минимумом его энергии при  $H = 0$ . На рис. 3 представлено поведение СД в переменном поле при начальном значении радиуса спирали, меньшем (рис. 3,  $a$ ) и большем (рис. 3,  $b$ ) равновесного радиуса  $r_0$  на рис. 2,  $a$ , для пленки

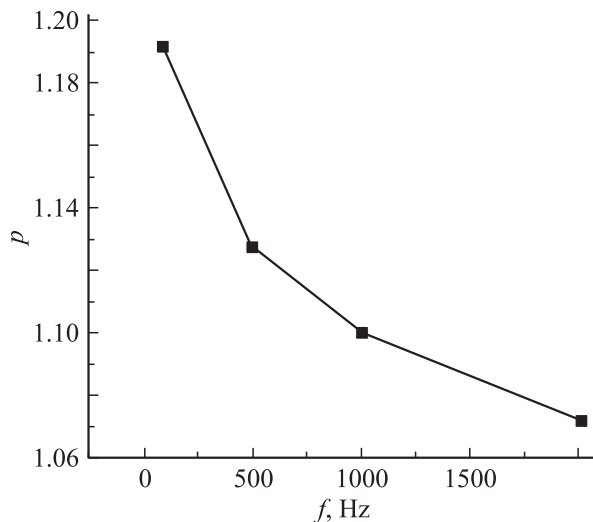
принадлежащих области II на рис. 2,  $c$ . Видно, что средний (за период колебания) радиус СД релаксирует к  $r_0 \approx 55$ . Для пленок из области I на рис. 2,  $c$  радиус спирали стремится к бесконечности (рис. 3,  $c$ ).



**Рис. 3.** Зависимость приведенного радиуса  $r$  СД от времени в переменном поле с амплитудой  $H = 0.1$  и частотой  $\omega = 300$  Hz для спирали в пленке из области II (рис. 2,  $c$ ) ( $l = 0.2$ ,  $p = 1.9$ ) при начальном радиусе, меньшем ( $a$ ) и большем ( $b$ ) равновесного радиуса  $r_0$  при  $H = 0$  (рис. 2,  $a$ );  $c$  — для спирали в пленке из области I (рис. 2,  $c$ ) ( $l = 0.2$ ,  $p = 2.0$ ).



**Рис. 4.** Зависимость верхней по амплитуде поля границы области существования СД от частоты при различных начальных радиусах спирали.  $l = 0.2$ ,  $p = 1.9$ .



**Рис. 5.** Зависимость приведенного шага спирали  $p$  от частоты внешнего поля при постоянной амплитуде поля  $H = 0.3$  для пленки с  $l = 0.2$ ,  $p = 1.9$ .

Увеличение амплитуды внешнего гармонического поля приводит к росту амплитуды колебаний  $r$ , и, следовательно, для пленок из области II при некотором значении амплитуды поля амплитуда колебаний может сравняться с  $r_0$ , что приведет к схлопыванию СД. Таким образом, увеличение амплитуды поля может являться дестабилизирующим фактором для динамического СД. Из-за ограниченности размеров СД в пленках из области II (рис. 2, *c*) обладают меньшей динамической устойчивостью.

С другой стороны, расчет показывает, что увеличение частоты поля приводит к уменьшению амплитуды колебания  $r$ . Следовательно, увеличение частоты поля может являться стабилизирующим фактором. На рис. 4 приведены зависимости максимальных амплитуд поля, при которых

СД еще не коллапсирует, от частоты поля. Видно, что с ростом частоты СД будет стабильным при больших амплитудах поля. Подобная качественная зависимость верхней по полю границы области существования СД от частоты наблюдалась экспериментально [2] для малых частот поля. Кроме того, из рис. 4 видно, что более крупные СД являются и более устойчивыми, так как могут существовать в больших поля, чем СД меньшего размера. Это наблюдается и в экспериментах. Так, в [3] сообщалось, что вблизи верхней по полю границы области существования динамических СД возникают крупные долгоживущие спирали. Кроме того, исходя из зависимостей на рис. 4 можно предположить, что с ростом частоты при фиксированной амплитуде поля внешний радиус спирали уменьшается.

Расчет показал также, что изменение частоты переменного поля влияет и на шаг спирали. На рис. 5 приведена зависимость максимального шага спирали, при котором она еще не коллапсирует, от частоты внешнего поля. Видно, что увеличение частоты приводит к изменению доменной структуры, причем характер зависимости качественно совпадает с наблюдаемым экспериментально и приведенным в [2]. Результаты расчетов, представленные на рис. 4, 5, были получены для тех же параметров материала и доменной структуры, что и у опытных образцов. Порядок рассчитываемых величин также совпадает с экспериментальными данными. Однако зависимость, представленная на рис. 4, отличается от экспериментальной большей крутизной, что, возможно, объясняется отсутствием в модели доменного окружения СД.

Влияние частоты переменного поля на устойчивость СД и его шаг, по-видимому, связано с тем, что при увеличении частоты амплитуда колебаний  $r$  уменьшается, а минимальный размер, который спираль имеет в течение периода колебаний увеличивается. Следовательно, СД становится более устойчивым. С другой стороны, с увеличением частоты поля растет скорость движения головки СД, а следовательно и трение. Но поскольку количество энергии, поступающее в систему за период поля, не изменяется, для ее рассеяния головка СД должна пройти меньший путь. Поэтому доменная структура перестраивается таким образом, чтобы головка СД двигалась по меньшему радиусу или по спирали с меньшим шагом, так как в этом случае длина одного витка спирали уменьшается.

Таким образом, в рамках использованной в данной работе феноменологической модели получены результаты, качественно совпадающие с опытными данными, что свидетельствует о справедливости сделанных допущений. Установлено, что с ростом частоты переменного магнитного поля увеличивается динамическая устойчивость СД, а рост амплитуды поля, напротив, уменьшает ее. Такое влияние параметров поля на устойчивость СД связано, по-видимому, с зависимостью от этих параметров амплитуды колебаний внешнего радиуса СД. Показано, что динамическая устойчивость СД определяется его

статической устойчивостью в отсутствие внешнего поля, а последняя зависит от параметров доменной структуры и материала.

## Список литературы

- [1] Г.С. Кандаурова, А.Э. Свидерский. ЖЭТФ **97**, 4, 1218 (1990).
- [2] Г.С. Кандаурова, Ю.В. Иванов. ФММ **76**, 1, 49 (1993).
- [3] Г.С. Кандаурова, В.Х. Осадченко, А.А. Русинов, Е.А. Русинова. Письма в ЖЭТФ **63**, 6, 453 (1996).
- [4] Г.С. Кандаурова, А.Э. Свидерский, В.П. Клиш, В.И. Чани. Письма в ЖТФ **20**, 16, 40 (1994).
- [5] К.В. Ламонова, Ю.А. Мамалуй, Ю.А. Сирюк. ФТВД **6**, 1, 33 (1996).
- [6] В.А. Заболоцкий, Ю.А. Мамалуй, Е.Н. Сойка. ФТВД **7**, 2, 74 (1997).
- [7] А.Ф. Гальцев, Ю.И. Ялышев. ФММ **89**, 3, 24 (2000).
- [8] В.Н. Мальцев, Н.М. Фахрутдинов. Письма в ЖЭТФ **73**, 1, 21 (2001).
- [9] А.Б. Борисов, Ю.И. Ялышев. ФММ **79**, 5, 18 (1995).
- [10] К.В. Ламонова, Ю.А. Мамалуй. ФТВД **7**, 2, 82 (1997).
- [11] А.Б. Борисов. Письма в ЖЭТФ **73**, 5, 279 (2001).