4. Олемской А.И., Хоменко А.В. Трёхпараметрическая кинетика фазового перехода// ЖЭТФ.- 1996.-Т.110.- №6(12). -С.2144-2167.

Поступила в редколлегию 22 февраля 2000 г.

УДК 538.978:538.955/956

ДИНАМИКА 180^0 ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ТОНКОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ С ДЕФЕКТАМИ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ СКОРОСТЕЙ

Ю.И. Джежеря, М.В. Сорокин**, Л.П. Мироненко***
(Институт магнетизма национальной академии наук Украины)*
*(**Национальный технический университет Украины "КПИ")*

Для рассмотрения диссипативных процессов в магнитоупорядоченных системах широко используется феноменологический подход, который основывается на введении в уравнение Ландау-Лифшица релаксационных членов различной структуры [1].

Причины диссипации энергии могут быть связаны с релятивистскими эффектами и пространственной дисперсией, обусловленной обменным взаимодействием. В работах [2,3] представлена феноменологическая теория, в которой релаксационные члены релятивистской и обменной природы построены исходя из реальной симметрии магнитных кристаллов. Развитие обобщенной теории позволило объяснить результаты некоторых экспериментов по изучению динамики нелинейных возбуждений [4,5]. В рамках феноменологического подхода исследованы особенности движения доменных границ (ДГ) [4-10], не обсуждавшиеся ранее при анализе уравнений Ландау-Лифшица с простейшими релаксационными слагаемыми в форме Гильберта и Ландау.

Несмотря на успехи феноменологического описания существует ряд механизмов релаксации, которые нуждаются в более детальном рассмотрении. Их вклад в торможение не учитывается в существующем феноменологическом подходе. Однако они могут оказывать существенное влияние на динамику ДГ.

В [11] была развита теория взаимодействия ДГ с редкоземельной подрешеткой магнитоупорядоченных кристаллов. Показано, что вклад в силу торможения ДГ со стороны ионов редкоземельного металла является нелинейным по скорости ДГ и не может быть учтен феноменологически.

К явлениям, не включенным в рамки феноменологического описания, но играющим существенную роль, можно отнести процессы взаимодействия движущейся ДГ с дефектами кристаллической структуры.

В рамках упрощенной модели движения плоского фронта в диссипативной неоднородной среде (это может быть ДГ в ферромагнетике), установлено существование ряда особенностей динамики системы в области малых скоростей [12]. Например, если значение силы, приводящей фронт в движение (в ферромагнетике это внешнее магнитное поле, перпендикулярное поверхности пленки) меньше критического, имеет место пиннинг фронта на дефектах.

В работе [13] исследовано простейшее уравнение движения ДГ со случайным потенциалом, имитирующим коэрцитивность. Показано, что

Условием разрешимости неоднородного уравнения (7) является ортогональность его правой части $F_1(\varphi_0,\theta_0)$ решению однородного уравнения $\theta_1=\sin\theta_0$. Отсюда следует первое дифференциальное уравнение для q и χ:

$$\frac{\partial\chi}{\partial\tau}+\alpha_G\frac{\partial q}{\partial\tau}-\frac{\partial^2 q}{\partial\eta^2}-\frac{\partial^2 q}{\partial\zeta^2}=h+\varepsilon\sum_n\frac{sh(\xi_n-q)}{ch^3(\xi_n-q)}\delta(\eta-\eta_n)\delta(\zeta-\zeta_n), \qquad (8)$$

где $q=x_0/l$; $\varepsilon=(\Delta\alpha\Delta V)/(\alpha l^3)$.

Чтобы получить замкнутую систему уравнений для параметров ДГ, проинтегрируем уравнение (7.2) по ξ от $-\infty$ до $+\infty$. При этом левая часть обратится в нуль, а условие равенства нулю интеграла от правой части будет определять второе уравнение:

$$-\frac{\partial q}{\partial\tau}+\alpha_G\frac{\partial\chi}{\partial\tau}-\frac{\partial^2\chi}{\partial\eta^2}-\frac{\partial^2\chi}{\partial\zeta^2}-\sin\chi\cos\chi=0\,. \qquad (9)$$

Так как пленка тонкая, то возмущениями ДГ по оси OZ можно пренебречь в силу того, что они связаны со значительной энергией активации. Поэтому уравнение (8) целесообразно проинтегрировать по толщине пленки:

$$\frac{\partial\chi}{\partial\tau}+\alpha_G\frac{\partial q}{\partial\tau}-\frac{\partial^2 q}{\partial\eta^2}=h+\varepsilon\frac{\Lambda}{L_z}\sum_n\frac{sh(\xi_n-q)}{ch^3(\xi_n-q)}\delta(\eta-\eta_n), \qquad (10.1)$$

$$-\frac{\partial q}{\partial\tau}+\alpha_G\frac{\partial\chi}{\partial\tau}-\frac{\partial^2\chi}{\partial\eta^2}-\sin\chi\cos\chi=0\,. \qquad (10.2)$$

В правой части уравнения (10.1) расположены члены с различной структурой: h описывает стационарное воздействие поля смещения на ДГ, а второе слагаемое - случайные возмущения равновесной структуры стенки, вызванные взаимодействием с дефектами. По аналогии с задачей о движении в быстро осциллирующем поле [18] будем рассматривать искажения q_1, χ_1 ДГ на фоне ее плавного движения с постоянной скоростью

$$\mathrm{v}\tau=q_0=q-q_1, \qquad (11)$$

$$\chi_0=\chi-\chi_1\,,$$

где v - величина, равная отношению скорости ДГ υ к удвоенной уокеровской скорости υ_W $(\mathrm{v}=\upsilon/2\upsilon_W\,,\upsilon_W=(1/2)\omega_0 l)$. При этом полагаем, что возмущения $|q_1|,|\chi_1|\ll 1$.

Раскладывая (10...) в ряд по степеням q_1 и χ_1 до первого порядка малости, получаем уравнения для возмущений:

$$\frac{\partial\chi_1}{\partial\tau}+\left(\alpha_G\frac{\partial}{\partial\tau}-\frac{\partial^2}{\partial\eta^2}\right)q_1=\varepsilon\frac{\Lambda}{L_z}\sum_n\frac{sh(\xi_n-\mathrm{v}\tau)}{ch^3(\xi_n-\mathrm{v}\tau)}\delta(\eta-\eta_n), \qquad (12.1)$$

$$-\frac{\partial q_1}{\partial\tau}+\left(\alpha_G\frac{\partial}{\partial\tau}-\frac{\partial^2}{\partial\eta^2}-\cos 2\chi_0\right)\chi_1=0, \qquad (12.2)$$

и уравнения для описания основного состояния, которые после усреднения по плоскости ДГ, принимают вид

$$\alpha_G \mathrm{v} = h - \varepsilon \frac{\Lambda^2}{L_z L_y} \sum_n \left(\frac{1}{ch^2(\xi_n - \mathrm{v}\tau)} - \frac{3sh^2(\xi_n - \mathrm{v}\tau)}{ch^4(\xi_n - \mathrm{v}\tau)} \right) q_1(\eta_n, \tau), \quad \tau \to \infty \tag{13.1}$$

$$-\mathrm{v} - \sin\chi_0 \cos\chi_0 = 0. \tag{13.2}$$

Из (13.1) следует, что для определения влияния дефектов на динамику границы необходимо знать лишь $q_1(\eta, \tau)$, поэтому преобразуем систему (12...) и выделим из нее уравнение для поправки к координате ДГ q_1:

$$\left((1+\alpha_G^2)\frac{\partial^2}{\partial\tau^2} + \alpha_G \frac{\partial}{\partial\tau}\left(-2\frac{\partial^2}{\partial\eta^2} - \cos 2\chi_0 \right) - \frac{\partial^2}{\partial\eta^2}\left(-\frac{\partial^2}{\partial\eta^2} - \cos 2\chi_0 \right) \right) q_1 = \Phi(\eta, \tau), \tag{14}$$

где $\Phi(\eta, \tau) = \varepsilon \dfrac{\Lambda}{L_z}\left(\alpha_G \dfrac{\partial}{\partial\tau} - \dfrac{\partial^2}{\partial\eta^2} - \cos 2\chi_0 \right) \sum_n \dfrac{sh(\xi_n - \mathrm{v}\tau)}{ch^2(\xi_n - \mathrm{v}\tau)} \delta(\eta - \eta_n)$.

В силу того что диссипативная постоянная - малая величина ($\alpha_G \ll 1$), квадратичными слагаемыми по α_G в дальнейших вычислениях можно пренебречь.

Найдем решение уравнения (14) в области малых скоростей $\mathrm{v} \ll 1$. При таком условии плоскость разворота вектора намагниченности практически совпадает с плоскостью доменной границы, и $-\cos 2\chi_0 \approx 1$.

Как показано в работе [15], максимум спектральной плотности возмущений приходится на длинноволновую часть спектра. При этом старшими производными по координате можно пренебречь и представить уравнение (14) в следующем виде:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial\tau^2} + \alpha_G \frac{\partial}{\partial\tau} - \frac{\partial^2}{\partial\eta^2} \right) q_1 = \varepsilon \frac{\Lambda}{L_z} \sum_n \frac{sh(\xi_n - \mathrm{v}\tau)}{ch^3(\xi_n - \mathrm{v}\tau)}. \tag{15}$$

Выделим далее два предельных случая, для которых динамика ДГ существенно различна:

$$\mathrm{v} \ll \alpha_G, \tag{16.1}$$

$$\alpha_G \ll \mathrm{v}. \tag{16.2}$$

Исследуем динамику ДГ отдельно в каждой ситуации.

1 $\mathrm{v} \ll \alpha_G$. В этом случае в правой части уравнения (15) стоит медленно изменяющаяся функция времени, следовательно членами со второй временной производной можно пренебречь. При этом значение поправки $q_1(\eta, \tau)$ будет определяться уравнением параболического типа:

$$\left(\frac{\partial}{\partial\tau} - \frac{1}{\alpha_G}\frac{\partial^2}{\partial\eta^2} \right) q_1 = \varepsilon \frac{1}{\alpha_G}\frac{\Lambda}{L_z} \sum_n \frac{sh(\xi_n - \mathrm{v}\tau)}{ch^3(\xi_n - \mathrm{v}\tau)} \delta(\eta - \eta_n). \tag{17}$$

Частное решение уравнения (17) может быть представлено в виде [20]

$$q_1(\eta, \tau) = \frac{\varepsilon}{2\sqrt{\pi\alpha_G}} \frac{\Lambda}{L_z} \sum_n \int_{-\infty}^{\tau} \frac{d\tau'}{\sqrt{\tau - \tau'}} \exp\left(-\frac{\alpha_G(\eta - \eta_n)^2}{4(\tau - \tau')} \right) \frac{sh(\xi_n - \mathrm{v}\tau')}{ch^3(\xi_n - \mathrm{v}\tau')}. \tag{18}$$

2 $\alpha_G \ll \mathrm{v}$. При таком условии с точностью до членов, пропорциональных α_G/v, решение уравнения (15) имеет вид

$$q_1(\eta,\tau)=\frac{\varepsilon}{4\mathrm{v}}\frac{\Lambda}{L_z}\sum_n \exp\left(-\frac{1}{2}\alpha_G|\eta-\eta_n|\right)\mathrm{ch}^{-2}\left(\xi_n-\mathrm{v}\tau+\mathrm{v}|\eta-\eta_n|\right). \qquad (19)$$

Таким образом, мы получили выражения, описывающие возмущения установившегося движения ДГ, вызванные ее взаимодействием с дефектами в области малых скоростей. Полученные результаты позволяют учесть влияние дефектов на зависимость скорости ДГ от продвигающего поля и получить критерий стационарности ее движения.

Подставим решения для поправки $q_1(\eta,\tau)$ (18) и (19) в уравнения основного состояния. В результате второй член правой части уравнения (13.1) будет представлять собой двойную сумму по координатам всех дефектов. В предположении, что дефекты распределены случайным образом, вклад в сумму дают только диагональные слагаемые.

Введем в рассмотрение плотность распределения дефектов n и, считая, что в характерном объеме l^3 находится достаточно большое их количество (так что $nl^3 \gg 1$), перейдем от суммирования по дефектам к интегрированию по пространственным переменным.

Выполнив соответствующие вычисления в рамках используемого приближения, получим уравнения зависимости скорости стационарного движения ДГ от продвигающего поля h:

$$\alpha_G\,\mathrm{v}+n\Lambda^3\varepsilon^2\frac{l}{L_z}\frac{a_1}{\sqrt{\alpha_G}}\mathrm{v}^{-1/2}=h \text{ при } \quad \mathrm{v}\ll\alpha_G\,, \qquad (20.1)$$

$$\alpha_G\,\mathrm{v}+n\Lambda^3\varepsilon^2\frac{l}{L_z}a_2\,\mathrm{v}^{-1}=h \quad \text{при} \quad \alpha_G\ll\mathrm{v}\,, \qquad (20.2)$$

где $a_1=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^\infty du\int\limits_{-\infty}^\infty ds\frac{sh(s+u^2)}{ch^3(s+u^2)}\left(\frac{1}{ch^2 s}-\frac{3sh^2 s}{ch^4 s}\right)\approx 0{,}11$, $a_2=\frac{1}{8}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}ds\left(\frac{d}{ds}\frac{1}{ch^2 s}\right)^2=\frac{2}{15}$.

Физический смысл уравнений (20.1) и (20.2) очевиден. Правая сторона определяет воздействие продвигающего поля на 180^0 ДГ, левая описывает "силу торможения" за счет релаксационных потерь энергии и взаимодействия ДГ с полем дефектов магнитной структуры (соответственно первое и второе слагаемые в левой части уравнений (20...)).

При установившемся движении ДГ медленному адиабатическому увеличению (уменьшению) внешнего поля должно соответствовать увеличение (уменьшение) скорости ДГ. Иными словами, чтобы движение ДГ носило стационарный характер, должно выполняться следующее условие:

$$\frac{d\,\mathrm{v}}{dh}\geq 0\,. \qquad (21)$$

В случае строгого равенства в выражении (21) оно определяет критическую скорость v_c как предел, ниже которого движение ДГ с постоянной скоростью невозможно.

На основании (20.1) и (21) установим, что при условии сильной диссипации, когда $v_c \ll \alpha_G$, критическая скорость определяется выражением

$$v_c = \frac{1}{\alpha_G}\left(\varepsilon^2 n \Lambda^3 \frac{l}{L_z}\right)^{2/3}\left(\frac{a_1}{2}\right)^{2/3}. \tag{22.1}$$

В другом предельном случае, когда диссипация в ферромагнетике мала, так что $\alpha_G \ll v_c$, значение критической скорости определяется соотношением

$$v_c = \frac{1}{\sqrt{\alpha_G}}\left(\varepsilon^2 n \Lambda^3 \frac{l}{L_z}\right)^{1/2}(a_2)^{1/2}. \tag{22.2}$$

Очевидно, что критическая скорость движения ДГ является характеристикой материала и зависит от его свойств (22.1), (22.2).

Анализируя полученные результаты, необходимо отметить качественное различие двух рассмотренных механизмов торможения. Поскольку с увеличением скорости интенсивность потерь, связанных с релаксацией, растет по линейному закону (20...), то данный механизм торможения приводит к стабилизации движения.

Напротив, сила торможения, обусловленная взаимодействием с дефектами, при увеличении скорости убывает (20...), что, в свою очередь, ведет к дестабилизации движения ДГ на малых скоростях.

Таким образом, с физической точки зрения v_c является той скоростью, при которой стабилизирующее влияние на движение ДГ со стороны релаксационных потерь и дестабилизирующая роль взаимодействия ДГ с дефектами сравниваются.

SUMMARY

The influence of defects of magnetic structure on dynamics of domain wall in a thin ferromagnetic film is investigated in the field of low velocities. On the basis of a perturbation theory for solitons the equation set for parameters of domain walls is obtained: its coordinate and angle defining orientation of a turn plane of a magnetization vector. From the analysis of this set the existence of critical velocity is established for below which the motion of domain wall with a constant velocity is impossible. The dependence of magnitude of critical velocity of a stationary motion on the characteristics of a material is determined.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д. Собрание трудов.- М.: Наука, 1969. - Т.1.
2. Барьяхтар В.Г. Феноменологическое описание релаксационных процессов в магнетиках //ЖЭТФ, 1984.- Т. 87.- №10.- С.1501.
3. Барьяхтар В.Г. Спонтанное вырождение основного состояния и процессы релаксации в ферромагнетике //ФТТ, 1987.-Т.29.-№ 5.-С.1317.
4. Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Соболева Т.К., Сукстанский А.Л. Теория релаксации динамических солитонов в ферромагнетике //ЖЭТФ,1986.-Т.91.-№ 10.-С.1454.
5. Bar'yakhtar V.G., Ivanov B.A., Safaryan K.A. On the phenomenological description of the damping of the domain walls in ferrite-garnets //Sol. State Commun. 72, 11, 1117 (1989).
6. Барьяхтар В.Г., Бродовой В.А., Иванов Б.А., Круценко И.В., Сафарян К.А. О релаксационных константах и торможении доменных стенок в ферритах-гранатах //ФТТ, 1990.-Т.32.-№3.-С.852.
7. Иванов Б.А., Сафарян К.А. О подвижности доменных границ ферромагнетиков в поперечном магнитном поле //ФТТ,1990.-Т.32.-№ 12.-С.3507.
8. Галкина Е.Г., Иванов Б.А. Феноменологическая теория релаксации блоховской точки

//ФТТ, 1991.- Т.33.-№4.-С.1277.
9. Галкина Е.Г., Иванов Б.А., Сафарян К.А. Теория торможения доменных стенок в ромбических магнетиках //ЖЭТФ, 1997.-Т.111.-№ 1.-С.158.
10. Иванов Б.А., Кулагин Н.Е. О предельной скорости и вынужденном движении доменной стенки ферромагнетика во внешнем поле, перпендикулярном оси легкого намагничивания //ЖЭТФ, 1997.-Т.112.-№ 9.-С.953.
11. Иванов Б.А., Мицай Ю.Н., Шахова Н.В. Взаимодействие движущейся доменной границы с редкоземельной подрешеткой магнитоупорядоченных кристаллов с редкоземельными ионами //Письма в ЖТФ, 1984.-Т.10.-№15. 901.
12. Аверкин А.Н. Аномалия подвижности доменных границ, обусловленная наличием коэрцитивности //ФТТ 23, 6, 1573 (1981).
13. Фейгельман М.В. О распространении плоского фронта в неоднородной среде //ЖЭТФ, 1983.-Т. 85.-№ 11.-С. 1851.
14. Денисов С.И., Суходольский И.В. Коэрцитивность и средняя скорость доменных границ в стохастической модели ферромагнетика //ДАН УССР, 1991.- №.6.-С. 59.
15. Горобец Ю.И., Финохин В.И., Джежеря Ю.И. Торможение доменной стенки в ферромагнетике с дефектами //УФЖ, 1991.- Т.36.-№ 8.-С.1215.
16. Ivanov B.A., Lyakhimets S.N. //IEEE Trans. Magn., 1993.
17. Горобец Ю.И., Джежеря Ю.И., Финохин В.И. Движение 180^0 доменной магнитной стенки в поле случайно распределенных дефектов //ФТТ , 1993.-Т.35.-№ 2.-С.335.
18. Джежеря Ю.И., Сорокин М.В. Особенности движения 180^0 доменной границы в тонкой ферромагнитной пленке с дефектами //ФТТ, 1999.-Т.41.-№ 7.-С.1231.
19. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая механика.- М.: Наука, 1989.
20. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям.- М.: Наука, 1976.

Поступила в редколлегию 17 февраля 2000 г.

УДК 621.382:537.311.3

ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИЙ МЕТОД ІНЖЕКЦІЙНОЇ СПЕКТРОСКОПІЇ ГЛИБОКИХ ПАСТОК

А.С.Опанасюк, доц.; Н.В.Тиркусова, асп.

ВСТУП

Добре відомо, що рекомбінаційні центри та глибокі пастки, які завжди присутні в реальних напівпровідниках та ізоляторах, визначають основні характеристики зарядопереносу та захвату носіїв у цих матеріалах. Тому розробка методів дослідження локалізованих станів та визначення їх параметрів, таких, як концентрація, енергетичний і просторовий розподіли, переріз захвату носіїв заряду та інше є актуальною науковою задачею.

Одним із найбільш прийнятних методів дослідження глибоких пасток у напівізолюючих матеріалах, що поєднує простоту експериментального обладнання та високу чутливість, є метод, який базується на аналізі стаціонарних вольтамперних характеристик (ВАХ) у режимі струмів, обмежених просторовим зарядом (СОПЗ). При цьому параметри локалізованих у забороненій зоні (ЗЗ) матеріалу станів можуть бути знайдені з експериментальних ВАХ шляхом їх порівняння з теоретичними кривими, розрахованими для типових розподілів глибоких пасток [1-6]. У більшості досліджень, де визначалися глибина залягання (E_t) та концентрація (N_t) локалізованих центрів методом ВАХ СОПЗ, застосовувався саме такий метод [1,2].

Протягом останніх років у ряді робіт [7-12] розвинуто метод інжекційної спектроскопії глибоких пасток, який дозволяє одержувати інформацію про параметри локалізованих станів на безмодельній основі безпосередньо з експериментальних ВАХ шляхом їх диференціальної обробки. Ця методика