НЕВЗАИМНОСТЬ СПЕКТРА ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ И АНИЗОТРОПИЯ СКОРОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ БЛОХОВСКОЙ ЛИНИИ В ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ

© *Г.Е.Ходенков*

Институт электронных управляющих машин,
117812 Москва, Россия
(Поступила в Редакцию 1 марта 1995 г.
В окончательной редакции 2 октября 1995 г.)

Существующая невзаимность спектра блоховской доменной границы (ДГ) приводит к макроскопическому эффекту: однонаправленной анизотропии скорости перемещения вертикальной блоховской линии (ВБЛ) в ней. Эффект возникает в первом нелинейном приближении и квадратичен по величине движущего магнитного поля. Для перпендикулярно намагниченных одноосных пленок проведен анализ статических микродеформаций поверхности ДГ, создаваемых магнитостатическими полями ВБЛ, которые также обусловливают анизотропию скорости ВБЛ.

Под невзаимностью спектра малых колебаний понимается его неинвариантность по отношению к изменению знака компонент волнового вектора. В микромагнетизме наиболее и давно известными примерами невзаимности, по-видимому, служат волны Даймона–Эшбаха и приповерхностные спиновые волны в блоховской доменной границе (ДГ) [1,2]. В настоящей работе изучается динамика вертикальной блоховской линии (ВБЛ) в блоховской ДГ одноосного ферромагнетика, обладающей невзаимным спектром. Влияние невзаимности проявляется в том, что вязкая скорость ВБЛ не является антисимметричной функцией движущегося постоянного магнитного поля уже в первом нелинейном приближении (квадратичном по полю). Таким образом, имеет место эффект анизотропии скорости ВБЛ при ее перемещении в прямом и обратном направлениях вдоль ДГ. Похожий эффект, хотя и несколько иной природы, возникает и в перпендикулярно намагниченных пленках, где ДГ является скрученной. Его существование обусловлено совокупным действием неоднородной по толщине пленки гиротропной силы со стороны ВБЛ на скрученную ДГ и поля нескомпенсированных «магнитных зарядов» изолированной ВБЛ, которое приводит к статической «микродеформации» поверхности плоской ДГ. Отметим, что макроскопические асимметричные эффекты невзаимности в физике магнитных явлений известны, в частности, для систем тороидальных магнитных моментов; известны они и для ряда других случаев с нарушенной пространственной симметрией (см., например, [3]).

Рассмотрим 180° ДГ в одноосном ферромагнетике, разделяющую два домена с намагниченностями $M_z(v \to \pm\infty) = \mp M$ и расположенную в плоскости $x0z$. Если фактор качества $Q = H_a/4\pi M \gg 1$ (H_a — поле одноосной анизотропии, коллинеарное оси $0z$), то динамика центра ДГ $q(x,t)$ и азимутального угла вектора намагниченности $\psi(x,t)$ на поверхности ДГ (которые зависят от координаты x и времени t) описывается уравнениями Слончевского

$$\dot{\psi} + \alpha\dot{q} = q'' - \varkappa^2 q - 0.5\left[\sin 2(\psi - q'/\sqrt{Q})\right]'/\sqrt{Q},$$

$$\dot{q} - \alpha\dot{\psi} - H_x \sin\psi = -\psi'' + 0.5\sin 2\left(\psi - q'/\sqrt{Q}\right). \tag{1}$$

Здесь q измеряется в единицах ширины ДГ Δ, координата x — в единицах ширины ВБЛ $\Lambda = \Delta\sqrt{Q}$, время t — в единицах $1/(4\pi\gamma M)$ ($\gamma > 0$ — магнитомеханическое отношение), продольное движущее постоянное магнитное поле H_x — в единицах $8M$. Кроме того, здесь α — постоянная затухания Гильберта и $\varkappa^2 \ll 1$ — безразмерная константа, характеризующая жесткость ДГ относительно продольных изгибов.

1. Предельные скорости ВБЛ в условиях невзаимности

Невзаимность обусловлена вкладами $\propto Q^{-1/2}$ в правых частях (1), которые малы в силу неравенства $Q \gg 1$. Эффект происходит от квазиодномерной части магнитостатической энергии $4\pi\Delta M^2 \sin^2(\psi - \operatorname{arctg}(q'/Q^{1/2}))$, введенной в рассмотрение в работе [4]. При заданном значении угла $\psi(x)$ энергия зависит не только от величины, но и от знака локального угла поворота поверхности ДГ — $\operatorname{arctg}(q'/\sqrt{Q}\,)$ — в базисной плоскости одноосного ферромагнетика, а при малых колебаниях ДГ — от знака продольного волнового вектора $k_x = k$. Невзаимность является следствием низкой пространственной симметрии распределения «магнитных зарядов» $\rho = -\operatorname{div}\mathbf{M}$ в ДГ, входящих в уравнения магнитостатики. Приведенное выражение магнитостатической энергии можно получить из уравнения Максвелла $\operatorname{div}\mathbf{H} = -4\pi\operatorname{div}\mathbf{M}$, если предположить аргументарную зависимость $\mathbf{M}(x, y - q(x))$ и пренебречь вкладом производной $\partial H_x/\partial x$ — дальнодействующей части поля размагничивания.

Спектр ДГ, вычисленный по (1) с учетом двух корней дисперсионного уравнения, имеет вид

$$\omega = Q^{-1/2}k \pm \left[(1+k^2)(k^2 + k^2/Q + \varkappa^2)\right]^{1/2} \tag{2}$$

и одинаков для двух возможных полярностей ДГ: $\psi_0 = 0, \pi$. Первое слагаемое в правой части указывает на наличие невзаимности. Если 180° ДГ разделяет домены с направлениями намагниченности $M_z(y \to \pm\infty) = \pm M$, противоположными вышерассмотренным, то в левых частях основного уравнения (1) меняются знаки перед кинетическими членами $\dot{\psi}$ и $\dot{q}$, не зависящими от α. Соответствующий спектр получается изменением общего знака правой части в (2). Важно отметить, что спектр (2), следующий из приближенных уравнений (1), в точности совпадает с результатами строгого рассмотрения нижней ветви спектра малых колебаний блоховской ДГ — моды смещений ДГ [2].

Влияние невзаимности линейного спектра проявляется уже при формальной оценке предельных скоростей ВБЛ. Из условия экстремальности фазовой скорости $\omega(k)/k$ по k (учитываем оба знака в (2)) находим два мнимых корня $\pm\sqrt{\varkappa}/(1+Q^{-1})^{1/4}i$, отвечающих экспоненциально локализованным решениям. Соответствующие фазовые скорости определяют разрешенную область скоростей ВБЛ $\dot{X}$

$$-(1+1/Q)^{1/2}+Q^{-1/2}+\varkappa<\dot{X}<(1+1/Q)^{1/2}+Q^{-1/2}-\varkappa \qquad (3)$$

(в пределе $\varkappa \ll 1$), в которой движение ВБЛ не вызывает излучения приповерхностных магнонов. Невзаимность спектра малых колебаний (2) приводит к асимметрии границ разрешенной области движения при смене знака скорости ВБЛ.

Прежде чем переходить к более подробному изучению невзаимной динамики 180° ВБЛ в постоянном продольном магнитном поле H_x, несколько упростим исходные уравнения (1), сохранив в них только ведущие невзаимные члены порядка $Q^{-1/2}$. После разложения по $Q^{-1/2}$ получаем нелинейные уравнения, учитывающие в низшем порядке эффекты невзаимности

$$\dot{\psi}+\alpha\dot{q}=q''-\varkappa^2 q-(\sin\psi\cos\psi)'/Q^{1/2},$$

$$\dot{q}-\alpha\dot{\psi}-H_x\sin\psi=-\psi''+\sin\psi\cos\psi-\cos 2\psi(q'/Q^{1/2}). \qquad (4)$$

Все последующие вычисления на основании (4) ограничиваются лишь учетом ведущего приближения порядка $1/Q^{-1/2}$. Сначала выясним влияние невзаимности на статику 180° ВБЛ.

2. Статический прогиб ДГ

Известно, что в статическом пределе $H_x=\dot{q}=\dot{\psi}=0$ ДГ с ВБЛ не сохраняет своей плоской формы $y=q=\mathrm{const}$ [5–7]. Представим здесь этот прогиб ДГ в удобной для последующих вычислений форме, несколько отличающейся от приводящейся [5,6]. Как видно из (4), невзаимность приводит к статическим искажениям форму ДГ (порядка $Q^{-1/2}$) и структуры ВБЛ, т.е. угла $\psi(x)$ (порядка $1/Q$). Статическая форма ДГ описывается уравнением

$$q_0''-\varkappa^2 q_0=(\sin\psi_0\cos\psi_0)'/Q^{1/2}. \qquad (5)$$

Понижение энергии происходит подстройкой изгибов ДГ по оси x под направления магнитных моментов содержащейся в ней ВБЛ $\psi_0(x)$. С учетом того, что в правую часть (5) входит $\sin\psi_0\cos\psi_0=\psi_0''$ и что $\psi_0'= \pm\,\mathrm{ch}^{-1}(x)$, решение (5) разбивается на две части: $q_0(x)=\psi_0'(x)/Q^{1/2}+ q_1(x)$. Функция $q_1(x)$ также определяется уравнением (5), но с иной правой частью: $\varkappa^2\psi_0'(x)/Q^{1/2}$.

Поскольку в задачу входит большой параметр длины прогиба формы ДГ вдоль оси $x - \varkappa^{-1} \gg 1$, а функция $\psi_0(x)$ локализована на расстояниях порядка единицы, то в правой части возникающего уравнения можно сделать замену $\psi' \to \pm\pi\delta(x)$, где два знака перед δ-функцией учитывают знак ψ_0' — знак топологического заряда ВБЛ. Приближенное решение (5) имеет следующий вид

$$q_0(x) = \pm\left[1/\operatorname{ch} x - \pi\frac{\varkappa}{2}\exp(-\varkappa|x|)\right]Q^{-1/2}, \tag{6}$$

где знак в правой части совпадает со знаком топологического заряда ВБЛ. Интеграл от (6) в бесконечных пределах обращается в нуль, как это и следует из (5). Соответствующая структура ДГ дается выражением $\cos\psi_0 = -\operatorname{th}(x)$, поправки к ней имеют порядок $1/Q$ более высокий, чем $1/Q^{-1/2}$. Знак статического прогиба (6) совпадает со знаком топологического заряда ВБЛ и не зависит от ориентаций намагниченностей в доменах.

3. Асимметрия скорости ВБЛ

Переходя к вычислению по (4) динамических поправок δq и $\delta\psi$, отметим, что в предположении стационарности, т.е. зависимостей $q(x-\dot{X}t)$, $\psi(x-\dot{X}t)$, где $\dot{X} = \mathrm{const}$ — скорость ВБЛ, прямым следствием (4) является уравнение баланса энергии

$$\dot{X} = \frac{2H_x}{\alpha(\langle\psi'^2\rangle + \langle\psi'^2\rangle)}, \tag{7}$$

в котором угловые скобки означают интеграл по dx в бесконечных пределах. Формальным параметром малости является величина движущего продольного магнитного поля H_x. При вычислении скорости ВБЛ $\dot{X}$ соотношение (7) понижает на единицу порядок вычисления необходимых поправок к ψ_0 и q_0 по сравнению с прямыми вычислениями по (4). Как видно из (7), для возникновения асимметрии скорости достаточно уже первой динамической поправки $\delta\psi(x,t)$ к $\psi_0(x)$, которая должна быть антисимметричной по координате x и иметь первый порядок по слабому движущему полю H_x и симметричной по x динамической поправки $\delta q(x,t)$ того же порядка к q_0. В настоящей задаче существуют оба указанных типа поправок.

С учетом сказанного динамическая поправка δq к статическому решению (6) определяется уравнением, которое выписано ниже вместе с его решением

$$\delta q'' - \varkappa^2\delta q = -\dot{X}_0\psi_0' - \alpha\dot{X}_0 q_0',$$

$$\delta q = \pm\pi\dot{X}_0(2\varkappa)^{-1}\exp\left(-\varkappa|x-\dot{X}_0 t|\right). \tag{8}$$

В исходном уравнении опущен вклад последнего члена справа $\sim 1/Q$, а при записи решения — вклад $\alpha\dot{X}_0\dot{q}_0'$, который мал по сравнению с $\dot{X}_0\psi_0'$, так как при подстановке во второе из уравнений (4) он ведет к вкладу $\sim 1/Q$. Решение (8) — обычное выражение динамического гиротропного прогиба ДГ под действием ВБЛ (см., например, [8]), зависящее от знака скорости ВБЛ и ее топологического заряда. Интеграл же $\langle q_0' \delta q' \rangle$, который по (7) определяет невзаимную асимметричную составляющую скорости ВБЛ, не зависит от знака топологического заряда ВБЛ.

Поправка $\delta\psi$ вычисляется с помощью второго уравнения в (4). В нем по вышеуказанной причине также опущен вклад $\delta\psi \sim \dot{X}_0 Q^{-1/2}$ в последнем слагаемом справа, после чего оно принимает форму

$$\hat{L}\delta\psi = \alpha\psi_0'\dot{X}_0 - H_x \sin\psi_0 - \dot{X}_0 q_0' + \cos 2\psi_0 \delta q' Q^{-1/2}, \tag{9}$$

где оператор $\hat{L} = -d^2/dx^2 + \cos 2\psi_0 = -d^2/dx^2 + 1 - 2/\operatorname{ch}^2 x$ и q_0 определено (6), а δq — (8).

Поскольку оператор $\hat{L}$ особый (так как $\hat{L}\psi_0' = 0$ в силу трансляционной инвариантности по координате x вдоль ДГ), то уравнение (5) разрешимо при выполнении условия ортогональности особого решения ψ_0' левой части (9). Это определяет скорость ВБЛ в нулевом приближении $\dot{X}_0 = H_x/\alpha$, а также показывает, что два первых слагаемых в правой части (9) взаимно сокращаются и выпадают из уравнения. Последние два члена справа антисимметричны по x, для них условие ортогональности выполняется автоматически, так что уравнение (9) корректно. Поэтому решение (9) $\delta\psi \sim \dot{X} Q^{-1/2}$ и антисимметрично по x, чем и оправдываются сделанные ранее приближения. Вклад невзаимности в динамику ВБЛ от уравнения (9) определяется интегралом $\langle \psi_0' \delta\psi' \rangle$, возникающим при разложении знаменателя (7).

Сохранившаяся правая часть (9) состоит из двух слагаемых

$$\pm\dot{X}\left\{\operatorname{sh} x/\operatorname{ch}^2 x + (\pi/2)\operatorname{sign}(x)\Big[1 - 2/\operatorname{ch}^2 x\Big]\exp\Big(-\varkappa|x|\Big)\right\} Q^{-1/2},$$

где $\operatorname{sign}(x)$ — знаковая функция. Решение (9) для первого слагаемого таково: $\dot{X}x/(2Q^{1/2}\operatorname{ch} x)$. Найти точное решение для второго слагаемого затруднительно. Однако если $\varkappa = 0$, то для второго члена существует несингулярное решение $\pi\dot{X}/(2Q^{1/2})(1 - \operatorname{ch}^{-1}(x))\operatorname{sign}(x)$. На этом основании можно записать следующее приближенное решение (9):

$$\delta\psi = \frac{\pm\dot{X}}{2\sqrt{Q}}\left[\frac{x}{\operatorname{ch} x} + \pi\operatorname{sign}(x)\left(1 - \frac{1}{\operatorname{ch} x}\right)e^{-\varkappa|x|}\right]. \tag{10}$$

Включение медленно спадающей экспоненты в решение (10) ведет к ошибке порядка $\varkappa$ в левой части (9), но она обеспечивает правильную асимптотику на бесконечности и несущественна в центральной области, а также не приводит при этом к возникновению сингулярных членов. При вычислении невзаимности от интеграла $\langle \psi_0' \delta\psi' \rangle \sim \dot{X}_0 Q^{-1/2}$ эта экспонента вообще несущественна, так как основной вклад в интеграл определяется областью порядка единицы от $\psi_0' = \pm\operatorname{ch}^{-1} x$, а все интегралы сходятся в пределе $\varkappa = 0$. Собирая полученные выражения (6), (8) и (10) и вычисляя вклад невзаимности в пределе малых

$\varkappa$, а также для сравнения обычный нелинейный вклад $\langle q'^2 \rangle \sim \dot{X}_0^2/\varkappa$ [8], получаем с помощью (7) следующую зависимость скорости ВБЛ от внешнего поля H_x (в размерном виде):

$$\dot{X} = \frac{\pi\gamma\Lambda H_x}{2\alpha}\left[1 - \frac{1+2\pi}{2\sqrt{Q}}\left(\frac{H_x}{8M\alpha}\right) - \frac{\pi^2}{8\varkappa}\left(\frac{H_x}{8M\alpha}\right)^2\right]. \qquad (11)$$

Параметром малости в приведенном выражении служит $H_x/8M\alpha \ll 1$. Второе слагаемое справа — искомый макроскопический асимметричный невзаимный эффект, четный по полю. Последнее слагаемое, хотя и следующего, третьего, порядка малости по полю, может сравниться со вторым из-за малости параметра жесткости ДГ $\varkappa$. Невзаимный же эффект в первом приближении не зависит от $\varkappa \ll 1$. Его физическое происхождение связано с действием следующих факторов. При наложении динамической деформации ДГ (8) на статическую (6) величина суммарной деформации не имеет определенной симметрии относительно знака скорости ВБЛ. Это же относится и к соответствующему суммарному изменению азимутального угла (см. (10)). Согласно (7), это ведет к различию диссипативных сил на ВБЛ с противоположными направлениями движения и, следовательно, к асимметрии скоростей.

Согласно (11), невзаимная поправка к скорости ВБЛ зависит от направления ее движения в ДГ, т.е. от знака внешнего поля H_x, но не зависит от знака топологического заряда ВБЛ. Различие скоростей ВБЛ наблюдалось при компьютерном моделировании на основании (1) движущихся навстречу друг другу $\pm 180°$ участков ВБЛ-бризера [8]. Сравнение наблюдавшегося различия скоростей с формулой (11), однако, провести невозможно, так как в [9] изучалось движение под действием внутренних сил, без продольного магнитного поля. Затруднительно также провести сравнение с приводящимся в [5,6] решением уравнений (1) общего характера, в котором, как можно предполагать, должны содержаться невзаимные эффекты.

Аналогичный эффект имеет место и при гиротропном смещении ВБЛ вдоль оси x в движущейся с постоянной скоростью V ДГ. Не приводя здесь подробных вычислений, запишем только окончательный результат (также в размерном виде)

$$\dot{X} = \frac{\pi V}{2\alpha}\left[1 - \frac{1+2\pi}{2\sqrt{Q}}\left(\frac{V}{8M\gamma\Lambda}\right)\right], \qquad (12)$$

согласно которому скорость ВБЛ также несимметрична относительно изменения знака скорости ДГ — V.

Формула (11) относится к ВБЛ в 180° ДГ, разделяющей два домена с направлениями намагниченности $M_z(y \to \pm\infty) = \pm 1$. Как уже указывалось, противоположная ориентация намагниченностей в доменах меняет знак кинетических членов в уравнении (1). Соответственно меняются знаки $\langle q_0' \delta q' \rangle$, так как знак динамического гиротропного прогиба (8) зависит от ориентации намагниченности в доменах. Также меняется знак правой части решения (10) и величины $\langle \psi_0' \delta \psi' \rangle$, входящей в уравнение баланса энергии (7) и дающей вклад в невзаимный эффект скорости ВБЛ. Таким образом, изменение направления намагниченности в доменах меняет знак невзаимного (второго справа) слагаемого в формуле (11). Формулу (11) можно представить в симметричном виде, записав двойной знак перед невзаимным членом справа, учитывающий эти два типа ДГ. Подобная же симметризация имеет место и при строгом вычислении спектра малых колебаний ДГ [2]. Отметим в этой связи, что изменения знаков частоты или волнового вектора в выражении для фаз $-\omega t + kx$ плоских волн, по которым производится разложение решения, также дает аналогичные результаты [10].

4. Микродеформация ДГ в пленочном образце

Полученные выше результаты относились к безграничному ферромагнетику. В перпендикулярно намагниченных пленках с сильной одноосной анизотропией $Q \gg 1$ они применимы в пределе очень тонких пленок, когда параметр $\varepsilon = 2\Lambda/h$ больше единицы [11]. В реальных случаях, когда $\varepsilon < 1$, ДГ и ВБЛ являются скрученными, их структуры сильно неоднородны по толщине пленки (относительно ВБЛ см. [12]). Это обстоятельство вместе с действием собственного магнитостатического поля от нескомпенсированного «магнитного σ-заряда» изолированной ВБЛ приводит к неоднородному по координате z прогибу ДГ, локализованному на ВБЛ, который получил в [13] название «микродеформация ДГ». Именно неоднородные микродеформации, согласно [13,14], делают возможными не только оптическую визуализацию ВБЛ, но и определение типов ВБЛ. Механизм, связанный с микродеформациями, кладется в основу интерпретации экспериментов по невзаимной динамике ВБЛ [14,15].

В настоящем разделе, во-первых, оценивается влияние скрученности на полученные ранее результаты и, во-вторых, проводится учет некоторых дополнительных факторов (граничных условий и жесткости ДГ — $\varkappa$) в механизме образования статических микродеформаций, предложенном в [13]. Для полноты здесь можно отметить, что изгибы ДГ по толщине пленки возникают и при учете конечности размеров доменов даже при отсутствии каких-либо неоднородностей в ДГ [16].

Исходя из уравнений (4), рассмотрим прежнюю ДГ, поместив ее в пленку толщины h, поверхность которой перпендикулярна оси z (оси анизотропии). Если расстояния по оси z измерять в единицах $h/2$, то уравнения (1) в статическом пределе примут следующий известный вид:

$$\varepsilon^2 q_{,zz} + q_{,xx} - \varkappa^2 q = (\sin\psi\cos\psi)_{,x}/Q^{1/2} \mp H_z(x, y=0, z),$$
$$-\varepsilon^2 \psi_{,zz} - \psi_{,xx} + \cos\psi\Big(\sin\psi \mp H_y(z)\Big) = 0. \tag{13}$$

Производные по z обращаются в нуль на поверхностях пленки в силу граничных условий к (13): $q_{,z}(x, z=\pm 1) = \psi_{,z}(x, z=\pm 1) = 0$. Магнитостатическое поле, перпендикулярное поверхности ДГ, $H_y(z) = \operatorname{arth}(z)$, создает скрученность, параметр $\varepsilon = 2\Lambda/h$ в реальных случаях мал. Два знака в уравнениях учитывают взаимную ориентацию намагниченностей доменов: верхний отвечает положительным значениям

M_z в области $y < 0$ и отрицательным при $y > 0$, а нижний — обратной ситуации. В первое из уравнений входит неоднородная составляющая H_z магнитостатического поля ВБЛ, измеряемая в единицах $4\pi M$. Далее будет предполагаться, что выполняется условие $\varkappa > \varepsilon$ $(h > \Lambda/\varkappa)$, хотя обе величины остаются меньшими единицы, и что ДГ устойчива относительно продольных изгибов по оси x.

Сначала рассмотрим в качественном виде влияние скрученности на полученные ранее результаты, не учитывая в (13) поля H_z. Структура ВБЛ в силу второго уравнения (13) не имеет теперь определенной пространственной симметрии по координате z (см. [12]), так же как и возникающий прогиб ДГ. Представим правую часть первого из уравнений в виде суммы симметричного и антисимметричного по z членов, чтобы разделить решение $q(x, z)$ на две части соответствующей симметрии, имея в виду выражения для угла $\psi(x, z)$, приведенные в [12].

Анализ показывает, что зависимость симметричного от z члена в правой части в первом приближении не существенна. Поэтому отвечающее ему решение близко к полученному ранее (6), отличаясь лишь численным коэффициентом. Это дает основания считать, что и динамические формулы (11), (12) претерпевают лишь численную перенормировку. Действительно, результаты [12] показывают, что в линейном приближении по движущему полю подвижность ВБЛ испытывает перенормировку. При этом оказывается, что гиротропный механизм продвижения ВБЛ (12) ослабляется не столь значительно, как прямой (11).

Учесть антисимметричный по z вклад в изгиб $q(x, z)$ значительно труднее. Можно заметить, однако, что он входит аддитивно с вкладом поля $H_z(x, y = 0, z)$, который, как показывается далее, имеет ту же симметрию по z. Согласно численным расчетам и экспериментальным данным [13], именно этот последний вклад является доминирующим, по крайней мере в формировании статической микродеформации ДГ.

Магнитостатическое поле H_z создается локализованным на ВБЛ «магнитным σ-зарядом», полная величина которого отлична от нуля. Этот заряд равен $-\partial M_x/\partial x - \partial M_z/\partial z$, где $M_x = M \sin\theta \cos\psi$, $M_z = M\cos\theta$, $\sin\theta = \mathrm{ch}^{-1}(y - q(x, z))$, угол ψ определен (13). Наиболее существенно первое слагаемое, его интегральная величина равна в зависимости от знака заряда $\pm 2(0.6)\pi\Delta h M$, где множитель в скобках учитывает наличие скрученности [17]. Относительно поля $H_z(x, y = 0, z)$ будем предполагать, что оно создается заряженной нитью (ВБЛ), находящейся внутри пленки. Эта компонента поля антисимметрична по z. На больших расстояниях $(x > 1/\varepsilon)$ от ВБЛ ее поле $H_z = 0.6z/(Q^{1/2}\varepsilon^2|x|^3)$ (σ — заряд положителен), а соответствующий изгиб ДГ по уравнению (13) равен

$$\frac{q}{\Delta} = \frac{0.6}{Q^{1/2}\varepsilon^2\varkappa^2|x^3|}\left[z - \frac{\varepsilon\,\mathrm{sh}(\varkappa z/\varepsilon)}{\varkappa\,\mathrm{ch}(\varkappa/\varepsilon)}\right]. \tag{14}$$

При выполнении условия $\varkappa > \varepsilon$ решение (14) содержит приповерхностные пограничные слои. Для типичных значений $\varepsilon = 0.02$, $\varkappa = 0.1$ прогиб ДГ по (14) уже на расстояниях $x \approx 1/\varepsilon$ сравнивается с вкладом в центре ВБЛ по (6).

Таким образом, антисимметричная по z микродеформация возникает уже под действием поля σ-зарядов ВБЛ, и ее существование отнюдь не обусловлено скачком намагниченности и появлением магнитных зарядов $\rho = -\partial M_z/\partial z$ на поверхности ДГ [13]. Исследование этого последнего вклада показывает, что он дает малый вклад порядка $Q^{-1/2}$ и всегда приводит к некоторому ослаблению действия σ-зарядов.

Интерес представляет, конечно, микродеформация в центре ВБЛ, $x = 0$. Ограничимся сначала центральной областью пленки вблизи $z = 0$, в которой граничные условия не важны. Здесь компонента поля нити-ВБЛ H_z представима в виде $4\pi M(4\Delta/h^2)z$, где Δ — ширина ДГ. Подставляя поле в (13), сразу получаем оценку микродеформации — $(4\Delta/h^2\varkappa^2)z$.

Вблизи поверхностей пленки важным является вклад пограничных слоев. Для учета поверхностного эффекта исходим из того, что в случае достаточно толстых пленок ($\varkappa > \varepsilon$) задача для уравнения (13) сводится к задаче о полупространстве $z < 0$, в котором имеется однородно заряженная нить с прежним граничным условием $q_{,z}(x, z) = 0$ на поверхности $z = 0$.

Поскольку h в задачу не входит, то все переменные измеряются в единицах Λ, и $H_z = 1/[Q^{1/2}(x^2+z^2)^{1/2}]$ представляет поле полубесконечной нити. Функция Грина задачи выражается через цилиндрические функции Макдональда нулевого порядка

$$G(x - x_0; z, z_0) = \Big[K_0(\varkappa r+) + K_0(\varkappa r-)\Big]/2\pi, \tag{15}$$

где $r^{\pm} = [(x-x_0)^2+(z_0 \pm z)^2]^{1/2}$. Отсюда находим амплитуду отклонения поверхности ДГ в точке $x = z = 0$ — точке выхода ВБЛ на границу полупространства — от плоскости $y = 0$ (область $z \to -\infty$)

$$\frac{q}{\Delta} = \frac{1}{\pi Q^{1/2}} \int\limits_{-\infty}^{0} dz \int\limits_{-\infty}^{\infty} dx \frac{K_0[\varkappa(x^2 + z^2)^{1/2}]}{(x^2 + z^2)^{1/2}} = Q^{-1/2} \int\limits_{0}^{\infty} K_0(\varkappa\rho)d\rho = \frac{\pi}{2\varkappa Q^{1/2}}. \tag{16}$$

Вид функции Грина (15) показывает, что микродеформация ДГ локализована в пограничном слое, примыкающем к поверхности $z = 0$. Его размер по координате z имеет порядок $\Lambda/\varkappa$, тот же порядок имеет и область локализации изгиба ДГ вдоль оси x. Необходимо, однако, указать, что оценка (16) завышает роль σ-заряда ВБЛ, так как в рассмотренной модели не учитываются конечность толщины пленки и скрученность ДГ. Согласно [12], σ-заряд ВБЛ в скрученной ДГ обращается в нуль на поверхностях пленки.

Тем не менее полученные результаты позволяют заключить, что статическая микродеформация ДГ возрастает с уменьшением параметра жесткости $\varkappa$ и в реальных пленках конечной толщины, хотя и не так сильно, как в (16). Важность этого вывода состоит в том, что в случае изолированной ДГ параметр $\varkappa$ может экспериментально контролироваться и его изменение может способствовать оптимизации оптического наблюдения ВБЛ. Конечно, величина $\varkappa$ не может быть меньше определенного критического значения, за которым развивается продольная неустойчивость ДГ по Хагедорну–Шлеману.

Теперь встает вопрос об асимметрии скорости ВБЛ за счет наложения гиротропного прогиба от движущейся ВБЛ на обсуждаемую статическую антисимметричную по z микродеформацию. Механизм асимметрии здесь несколько отличается от механизма, ведущего к (11) и (12), и требует, как будет показано, обязательного учета скрученности.

Укажем в этой связи, что механизмы (11) и (12) основаны на том, что сумма статического (6) и динамического (8) прогибов ДГ содержит линейное по скорости ВБЛ слагаемое. Это ведет к тому, что диссипируемая ВБЛ энергия (см. знаменатель (7), который пропорционален функции диссипации Рэлея) зависит от знака ее скорости. Если же на антисимметричную по z деформацию ДГ (см. асимптотику (14)) накладывается гиротропный прогиб, то отличный от нуля средний по толщине пленки вклад в диссипацию, содержащий линейное по скорости ВБЛ слагаемое, возможен, только когда гиротропный прогиб ДГ также имеет антисимметричную составляющую. Отсутствие определенной пространственной симметрии, которое приводит к появлению наряду с симметричной и антисимметричной составляющей, как раз и характерно для гиротропного прогиба скрученной ДГ, создаваемого движущейся ВБЛ [12].

Список литературы

[1] Janak J.F. Phys. Rev. **134**, *2A*, 411 (1964).
[2] Гилинский И.А. ЖЭТФ **68**, *3*, 1032 (1975).
[3] Горбацевич А.А., Копаев В.В., Копаев Ю.В. Письма в ЖЭТФ **57**, *9*, 565 (1993).
[4] Slonczewski J.C. Intern. J. Magnetism. **2**, *2*, 85 (1972).
[5] Четвериков В.М. Тез. докл. 10 Всесоюз. школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Рига (1986). Ч. 2. С. 231–232.
[6] Маслов В.П., Четвериков В.М. ЖЭТФ **94**, *8*, 270 (1988).
[7] Miltat J., Thiaville A., Trouilloud P. J. Magn. Magn. Mater. **82**, *2–3*, 297 (1989).
[8] Звездин А.К., Попков А.Ф. ЖЭТФ **94**, *5*, 1789 (1986).
[9] Котова Е.Е., Четвериков В.М. ЖЭТФ **98**, *6*, 2011 (1990).
[10] Ходенков Г.Е. ФММ **75**, *5*, 5 (1993).
[11] Ходенков Г.Е. ФММ **68**, *1*, 37 (1986).
[12] Ходенков Г.Е. ЖТФ **60**, *12*, 65 (1990).
[13] Thiaville A., BenYouseff J., Nakatani Y., Miltat J. J. Appl. Phys.**69**, *8*, 6090 (1991).
[14] Patek K., Thiaville A., Miltat J. Phys. Rev. **B49**, *10*, 6678 (1994).
[15] Logginov A.S., Nikolaev A.V., Dobrovitski V.V. IEEE Trans. Magn. **MAG-29**, *11*, 2590 (1993).
[16] Ходенков Г.Е. ФММ **55**, *2*, 400 (1983).
[17] Ходенков Г.Е. ФММ **65**, *6*, 1059 (1988).