06

ДРЕЙФ ВЕРТИКАЛЬНЫХ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ В ПОЛОСОВОМ ДОМЕНЕ В ПЕРЕМЕННОМ ПЛАНАРНОМ ПОЛЕ

А. М. Гришин, А. Ю. Мартынович

1. В последние годы активно исследуется возможность создания запоминающих устройств на вертикальных блоховских линиях (ВБЛ) (см., например, [1, 2]). Регистром хранения информации на ВБЛ служит полосовой домен (ПД). Фиксирование определенной последовательности ВБЛ в доменной границе (ДГ) ПД осуществляют в ямах потенциального рельефа, сформированного вдоль ДГ, или используя коэрцитивность материала. Поступательное движение ВБЛ в границе ПД вызывают действием импульсов поля смещения.

В настоящей работе показано, что динамика ВБЛ в ДГ, закрепленной в асимметричной потенциальной яме (возникающей на границе раздела участков пленки с различающимися значениями параметров), существенно отличается от движения ВБЛ в свободной ДГ. Показано, что переменное планарное поле приводит к возвратно-поступательному движению с дрейфом ВБЛ вдоль ДГ. Если поворот намагниченности в ВБЛ в центре ДГ происходит по часовой стрелке (граница раздела сред остается справа от ДГ), то направление дрейфа ВБЛ определяется правилом буравчика: он ввинчивается в сторону дрейфа ВБЛ, когда движение его рукоятки указывает направление намагниченности в доменах.

2. Рассмотрим случай закрепления ПД на имплантированной полоске (ИП) — протяженном участке магнитоодноосной пленки с отличающимися от основной части пленки значениями параметров. При этом замкнутая граница ПД на всем своем протяжении охватывает этот участок. Такую ситуацию можно реализовать, вытравив в магнитоодноосной пленке толщины h сквозное отверстие и заполнив его материалом с намагниченностью M_2, отличающейся от намагниченности пленки M_1.[1] Другой (более технологичный) прием заключается в создании на поверхности пленки неоднородного потенциального рельефа способом ионной имплантации.

Динамику вектора намагниченности **M** исследуем с помощью уравнений Ландау—Лифшица [3] в виде

$$\sin\theta\cdot\dot{\varphi}-\alpha\dot{\theta}=\frac{\gamma}{M}\frac{\delta W}{\delta\theta},\tag{1.1}$$

$$\sin\theta\cdot\dot{\theta}+\alpha\cdot\sin^2\theta\cdot\dot{\varphi}=\frac{\gamma}{M}\frac{\delta W}{\delta\varphi}.\tag{1.2}$$

Здесь θ и φ — полярный и азимутальный углы вектора M (рис. 1), γ — гиромагнитное отношение, α — коэффициент затухания. Плотность энергии одноосного ферримагнетика

$$W=A\left[(\nabla\theta)^2+\sin^2\theta\,(\nabla\varphi)^2\right]-K\cos^2\theta-\mathbf{MH}-\frac{H^2}{8\pi}\tag{2}$$

[1] Здесь и в дальнейшем параметры основного материала обозначены индексом 1, а характеристики ИП — индексом 2.

содержит A и K — постоянные обмена и анизотропии, $\mathbf{H}$ — внутреннее магнитное поле, являющееся решением уравнений магнитостатики

$$\operatorname{div}(\mathbf{H}+4\pi\mathbf{M})=0, \quad \operatorname{rot}\mathbf{H}=0 \tag{3}$$

со стандартными электродинамическими граничными условиями на поверхности ферримагнитной пленки. Уравнения (1) на границе ИП также должны быть дополнены условиями непрерывности углов θ и φ и величин $A\nabla\theta$ и $A\nabla\varphi$.

Внутреннее поле $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, являющееся решением уравнений (3), может быть представлено квадратурой

$$\mathbf{H}(\mathbf{r})=\mathbf{H}^0-\nabla\int d^3\mathbf{r}'\,(\mathbf{M}'\nabla')\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \tag{4}$$

где $\mathbf{H}^0$ — внешнее магнитное поле.

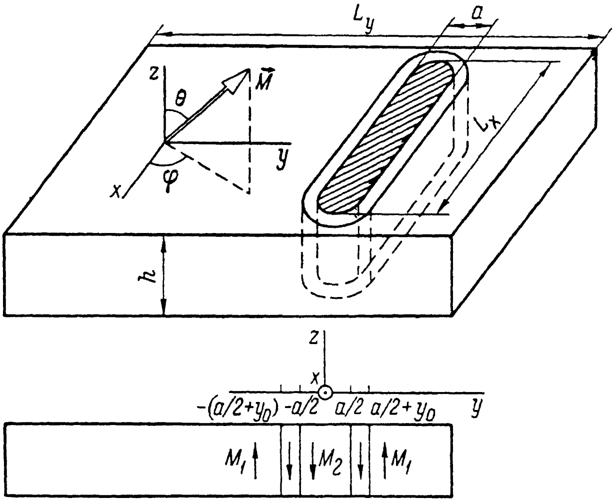

Рис. 1. Полосовой домен, закрепленный на участке пленки (заштрихован) с отличающимися от основной части материала параметрами.

Стрелками указано направление намагниченности $\mathbf{M}_1$ (в основной части пленки) и $\mathbf{M}_2$ (внутри ИП). Граница полосового домена находится на расстоянии y_0 от края ИП.

Таким образом, строгое исследование задачи сводится к решению системы интегродифференциальных уравнений в частных производных. В общем случае эта задача неразрешима, поэтому мы используем несколько упрощающих предположений.

3. Будем считать, что в пленке образуется ПД шириной $a+2y_0$ (рис. 1) с блоховскими ДГ. ДГ находятся на расстоянии y_0 от границы ИП. В системе координат, начало которой лежит в центре ИП, пространственное распределение вектора намагниченности задаем в виде

$$M_z(\mathbf{r})=\left[M_1-M(y_0)\,\theta\left(\left(y_0+\frac{a}{2}\right)^2-y^2\right)+\operatorname{sgn}y_0\,(M_1-M_2)\,\theta\left(\frac{a^2}{4}-y^2\right)\right]\times$$
$$\times\,\theta\left(\frac{h^2}{4}-z^2\right),$$
$$M_x=M_y=0, \quad M(y_0)=M_1\theta(y_0)+M_2\theta(-y_0). \tag{5}$$

Внутри ДГ поворот вектора намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ опишем зависимостью

$$\theta=-\frac{\pi}{2}+2\operatorname{arctg}\operatorname{th}\left[\frac{|y|-y_0-\frac{a}{2}}{2\Delta(y_0)}\right], \tag{6}$$

$\Delta(y_0)=\sqrt{A_1/K_1^*}\,\theta(y_0)+\sqrt{A_2/K_2^*}\,\theta(-y_0)$ — ширина, а $\pm(y_0+a/2)$ — координаты ДГ, $K^*=K-2\pi M^2$.

Модельное распределение угла θ в (6), вообще говоря, не удовлетворяет граничному условию $A_1 (\partial\theta/\partial y)=A_2 (\partial\theta/\partial y) |_{|y|=a/2}$. Это означает, что в непосредственной окрестности границы раздела при $|y|=a/2$ формула (6) несправедлива. Тем не менее вдали от границ ИП, т. е. при $|y_0| \gg \Delta$, она удовлетворительно описывает распределение намагниченности. Именно в этой области она будет использоваться в дальнейшем.

Для описания структуры изолированных ВБЛ в блоховской ДГ используем распределение

$$\varphi=\frac{\pi}{2}+2\,\mathrm{arctg\,th}\left[\frac{x-x_0}{2\Delta\sqrt{Q(y_0)}}\right], \tag{7}$$

$Q(y_0)=Q_1\theta(y_0)+Q_2\theta(-y_0)$, $Q=K^*/(2\pi M^2)$.

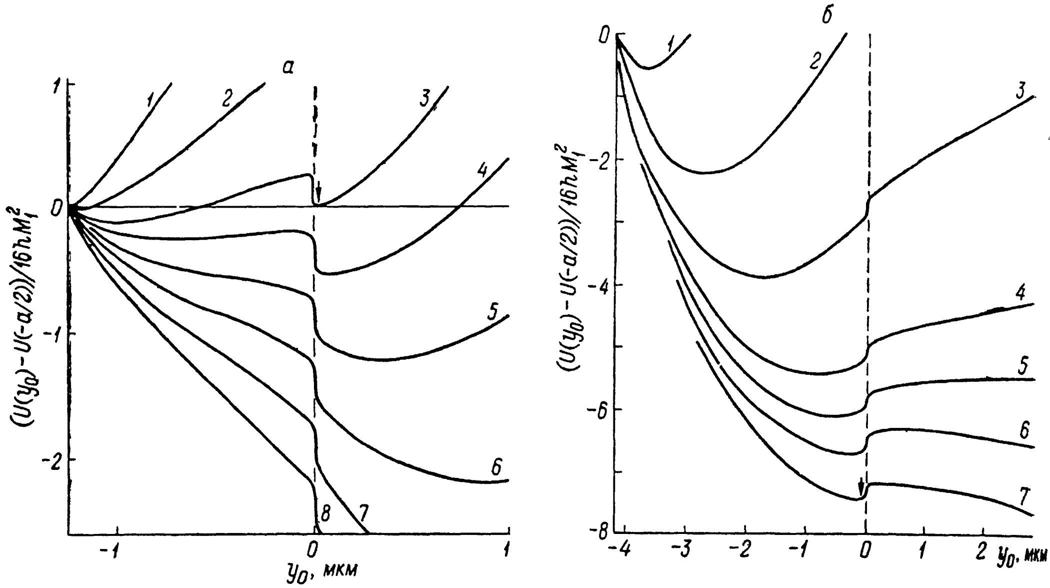

Рис. 2. Зависимость энергии взаимодействия ДГ с границей имплантированной полоски в функции координаты ДГ y_0.

Стрелками указан минимум потенциала U, в котором закрепляется граница полосового домена. Расчетные кривые приведены для пленки с параметрами: *а* — $h=a=2.5$ мкм, $M_1=76$ кА/м, $A_1=2$ пДж/м, $K_1=6.7$ кДж/м³, $M_2=44$ кА/м, $A_2=3.1$ пДж/м, $K_2=5.7$ кДж/м³; *1* — 10 M_1, *2* — 7 M_1, *3* — 5 M_1, *4* — 4 M_1, *5* — 3 M_1, *6* — $H_z^0=2\,M_1$, *7* — M_1, *8* — $H_z^0=0$; *б* — $h=a=8.4$ мкм, $M_1=140$ кА/м, $A_1=3.7$ пДж/м, $K_1=30.4$ кДж/м³, $M_2=190$ кА/м, $A_2=2$ пДж/м, $K_2=7.3$ кДж/м³; *1* — 10 M_1, *2* — 5 M_1, *3* — 2.5 M_1, *4* — M_1, *5* — 0.5 M_1, *6* — $H_z^0=0$, *7* — —0.5 M_1.

Формулами (5), (6) и (7) исчерпывается описание статического распределения намагниченности в пленке.

4. Чтобы описать динамику ВБЛ в ДГ пойдем по пути сокращения описания в уравнениях (1). От переменных θ и φ перейдем к переменным $y_0(x, t)$ и $x_0(t)$ — координатам, характеризующим форму ДГ и положение на ней ВБЛ.

Подставим в уравнения (1) распределения углов $\theta(y)$ (6) и $\varphi(x)$ (7) и усредним уравнения по объему пленки: уравнение (1.2) проинтегрируем по x и y, а уравнение (1.1) только по y. Вариационные производные по θ и φ предварительно заменим производными по y и x: $\delta/(\delta\theta)=(\partial\theta/\partial y_0)^{-1}\cdot\delta/(\delta y_0)$ и $\delta/(\delta\varphi)=(\partial\varphi/\partial x_0)^{-1}\cdot\delta/(\delta x_0)$. При усреднении в правой части уравнений (1) появляется средняя по объему пленки плотность энергии ферримагнетика

$$\bar{W}=\frac{1}{L_y}[U(y_0)+\sigma(\nabla y_0)^2]-\frac{1}{L_xL_y}2\pi\Delta\cdot MH_x^0x_0. \tag{8}$$

Здесь

$$U(y_0)=16h\Big[M^2f(a+2y_0)+\frac{1}{4}(M_1-M_2)^2f(a)+$$

$$+ \operatorname{sgn} y_0 (M_2 - M_1) M [f(a + y_0) - f(|y_0|)] \Big] - 4MH_z^0 \cdot y_0 + 2\sigma(y_0),$$

$$f(y) = -\frac{y}{h} \operatorname{arctg} \frac{h}{y} + \left(\frac{y}{2h}\right)^2 \ln\left(1 + \frac{h^2}{y^2}\right) - \frac{1}{4} \ln\left(1 + \frac{y^2}{h^2}\right),$$

$\sigma(y_0) = 4\sqrt{A_1 K_1^*}\, \theta(y_0) + 4\sqrt{A_2 K_2^*}\, \theta(-y_0)$ — плотность энергии ДГ; L_x, L_y — размеры пленки вдоль и поперек ИП.

Результатом сокращения описания являются уравнения движения

$$\dot{y}_0(x_0) + \frac{2a}{\pi\sqrt{Q}} \dot{x}_0 = \Delta\gamma H_x^0(t), \tag{9.1}$$

$$-\sigma \frac{\partial^2 y_0}{\partial x^2} + \frac{\partial U}{\partial y_0} = \frac{2M}{\gamma\Delta\sqrt{Q}} \frac{\dot{x}_0}{\operatorname{ch}\left(\dfrac{x - x_0}{\Delta\sqrt{Q}}\right)} - \frac{2Ma}{\gamma\Delta} \dot{y}_0(x). \tag{9.2}$$

В эти уравнения в качестве констант M, a, Q, σ, γ и Δ подставляются параметры той части пленки, в которой закрепляется граница ПД. При выводе уравнений предполагалось, что на пленку воздействуют только постоянное магнитное поле смещения H_z^0 и переменное планарное поле $H_x^0(t)$.

5. Уравнение (9.1) представляет собой баланс сил трения (пропорциональной $\dot{x}_0$), гиротропной и магнитного давления со стороны планарного поля H_x^0 на ВБЛ. Уравнение (9.2) описывает упругие колебания ДГ под действием гиротропной силы, создаваемой ВБЛ при движении вдоль ДГ.

В статике ($\dot{x}_0 = \dot{y}_0 = 0$) равновесное положение прямолинейной ДГ определяется из уравнения (9.2) $(\partial U)/(\partial y_0) = 0$. На рис. 2 представлен потенциальный рельеф $U(y_0)$, в котором находится ДГ. Во внешнем поле $H_z^0 > 0$ существует минимум потенциала U, обусловленный магнитостатическим взаимодействием в пленке. Кроме того, в случае $M_1 > M_2$, $A_1 K_1^* < A_2 K_2^*$ (*а*) в поле $H_z^0 \geqslant H_z^* = 2\pi(M_1 - M_2) + h(M_1 + M_2) f'(a)$ существует и второй минимум $U(y_0)$. В случае $M_1 < M_2$, $A_1 K_1^* > A_2 K_2^*$ (*б*) второй минимум существует в полях $H_z^0 < H_z^*$ и находится внутри ИП. Существование этого минимума обусловлено наличием крутого потенциального барьера со стороны границы ИП, где происходит скачок собственной энергии ДГ $\sigma(y_0)$. При отклонении от положения равновесия на ДГ действует возвращающая сила, коэффициент которой равен U''. Если ДГ лежит довольно близко к ИП, то величина U'' различна при отклонении ДГ в противоположные стороны. Так, при смещении ДГ от границы ИП на ДГ действуют магнитостатические силы и $U'_{(+)} \approx (32 \cdot M^2/h) \ln(1 + h^2/a^2)$. Напротив, при отклонении ДГ к границе ИП преобладающей оказывается разница в поверхностном натяжении ДГ (скачок σ), т. е. $U'_{(-)} \approx |\sigma_1 - \sigma_2| \cdot \Delta^{-2}$.[2] Возвращающая сила со стороны границы ИП оказывается значительно больше магнитостатической $U'_{(-)}/U'_{(+)} \approx Qh/\Delta \gg 1$. Эта особенность потенциала U определяет динамику ВБЛ и приводит к явлению дрейфа ВБЛ вдоль ДГ.

6. Исследование уравнений (9) проведем подобно решению задачи о динамике ДГ с ВБЛ в переменном поле смещения, рассмотренной в работе [4]. Решение уравнения (9.2) методом Фурье приводит к соотношению между положением ДГ y_0 и скоростью ВБЛ вдоль нее $\dot{x}_0$.

$$y_0(x, t) = Y + \frac{\pi M \dot{x}_0(t)}{\gamma\sqrt{\sigma U''}} \exp\left(-\sqrt{\frac{U''}{\sigma}}\, |x - x_0(t)|\right), \quad H_x^0 \leqslant 16M \frac{\Delta}{h\sqrt{Q}}. \tag{10}$$

Здесь $y_0(x) = Y$ — равновесное положение ДГ, ω — частота изменения поля H_x^0. Выражение (10) совпадает с результатом, полученным в работах [4, 5] для симметричного потенциального рельефа.

Теперь перейдем к уравнению (9.1). Рассмотрим сначала смещение ВБЛ за положительный полупериод колебаний H_x^0, когда ВБЛ изгибает ДГ в сторону

---

[2] Точный расчет структуры ДГ $\theta(y)$ вблизи ИП показывает, что скачок $\sigma(y_0)$ в (8) при $y_0 = 0$ сглаживается на расстояниях порядка толщины ДГ Δ.

от ИП. Используя формулу (10), убедимся, что при достаточно больших частотах

$$\omega \geqslant 6\alpha\gamma M \sqrt{\frac{\Delta}{h}} \tag{11}$$

сила трения в левой части (9. 1) мала по сравнению с гиротропной силой и ею можно пренебречь. Сравнивая после этого соотношения (9. 1) и (10), находим величину смещения за полупериод в виде

$$x_0^{(+)} = \frac{16}{\pi}\Delta \cdot \sqrt{\frac{\Delta}{h} Q}\ \frac{\gamma^2 H_x^0 M}{\omega^2}. \tag{12}$$

На отрицательном полупериоде ВБЛ движется в сторону ИП. Отталкивание от границы ИП велико, и смещение ДГ оказывается малым. Это означает, что в уравнении (9. 1) можно пренебречь гиротропной силой по сравнению с силой трения. Непосредственной проверкой можно убедиться, что этот вывод справедлив при выполнении условия

$$\omega \leqslant 5\alpha\gamma M \sqrt{Q}. \tag{13}$$

При этом смещение ВБЛ оказывается равным

$$x_0^{(-)} = \pi\Delta \sqrt{Q}\ \frac{\gamma H_x^0}{\alpha\omega}, \tag{14}$$

Суммарный дрейф ВБЛ вдоль ДГ за полный период колебаний определяется разностью величин x_0^- и x_0^+. В силу неравенства (11) смещение в отрицательном направлении x_0^-, когда ДГ с ВБЛ «опирается» на границу ИП, существенно превосходит смещение за положительный полупериод. Схематическая зависимость положения ВБЛ в ДГ от времени действия переменного планарного поля представлена на рис. 3.

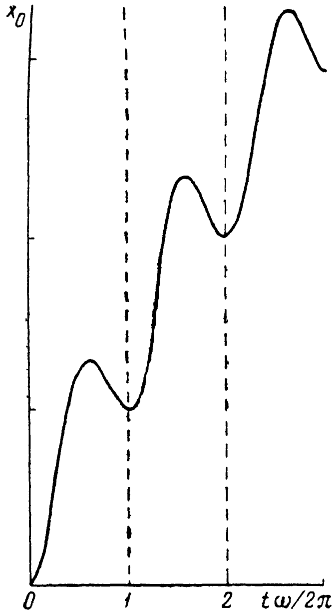

Рис. 3. Схема зависимости величины смещения ВБЛ вдоль ДГ x_0 от времени t действия планарного поля $H_z^0(t) = H_x^0 \cdot \sin(\omega t)$.

ВБЛ за полный период колебаний совершает возвратно-поступательное движение вдоль ДГ. Отношение среднего за период колебаний внешнего поля смещения ВБЛ вдоль ДГ значительно превосходит амплитуду ее колебаний. В полях $H_x^0 \approx 100$ А/м и тактовой частоте 2 МГц смещение ВБЛ за период оставляет несколько микрометров, в то время как «откат» не превосходит полмикрометра. Диапазон частот, в котором реализуется сильный дрейф ВБЛ, определяется объединением условий (11) и (13). Для характерных параметров пленки ($\gamma = 8 \cdot 10^4$ м/А·с, $M = 10^4$ А/м, $\alpha = 0.05$, $Q = 16$, $\Delta = 0.02$ мкм, $h = 4$ мкм) частота $\omega/2\pi$ лежит в пределах 1—40 МГц.

Принцип действия дрейфа ВБЛ может лечь в основу накопителей информации на ВБЛ. Имея в виду возможность совмещения таких устройств с элементами ЗУ на ЦМД, поле смещения должно быть близко к среднеарифметическому значению полей коллапса и эллиптической неустойчивости.

Список литературы

[1] *Konishi S. A.* // IEEE Trans. Magn. 1983. Vol. MAG-19. N 5. P. 1838—1840.
[2] *Suzuki T.*, *Azada H.*, *Matsuyama K.*, *Fujita E.* et al. // IEEE Trans. Magn. 1986. Vol. MAG-22. N 5. P. 784—789.
[3] *Малоземов А.*, *Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
[4] *Звездин А. К.*, *Попков А. Ф.*, *Редько В. Г.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 9. С. 1884—1886.
[5] *Никифоров А. В.*, *Сонин Э. Б.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 4. С. 1309—1317.

Донецкий физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию
26 июня 1989 г.