

## Список литературы

- [1] Баранский П. И., Буда И. С., Дажовский И. В., Коломиец В. В. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1987.
- [2] Батавин В. В., Концевой Ю. А., Федорович Ю. В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. М.: Радио и связь, 1985.
- [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
- [4] Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1973.
- [5] Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. М.: Наука, 1981.
- [6] Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. М.: Радио и связь, 1990.

Липецкий  
педагогический институт

Поступило в Редакцию  
20 декабря 1990 г.

---

05; 06

© 1991 г.

## ВЛИЯНИЕ МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА РАБОТУ РЕГИСТРА ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ НА БЛОХОВСКИХ ЛИНИЯХ

*Т. В. Винокурова, А. Ф. Попков, В. Г. Редько*

Проанализировано влияние микродефектов на область стабильной работы регистра хранения информации памяти на вертикальных блоховских линиях (ВБЛ). Проведен численный расчет на основе одномерных уравнений Слончевского, учитывающих действие дефектов, обуславливающих коэрцитивность доменной границы (ДГ). Показано, что наличие дефектов приводит к разбросу критических значений управляющего магнитного поля смещения и тем самым к уменьшению области стабильной работы регистра. Получены аналитические оценки дисперсии критических полей, устанавливающие связь дисперсии с коэрцитивностью ДГ и ВБЛ. Найдено ограничение, накладываемое требованием бесперебойной работы ЗУ на ВБЛ, на дисперсию критических полей. Показано, что для типичных пленок и параметров регистра разброс критических значений управляющих полей относительно невелик, однако требование надежной работы ЗУ большой емкости в течение длительного времени накладывает довольно жесткое ограничение на коэрцитивность ДГ и ВБЛ.

### Введение

Разрабатываемые устройства памяти на вертикальных блоховских линиях (ВБЛ) в работе регистров хранения информации, как правило, используют принцип динамического переброса пары блоховских линий из одной потенциальной ямы в соседнюю с помощью импульсов магнитного поля смещения [1]. При таком принципе работы устройства важны высокое качество материала — носителя информации, т. е. магнитной пленки, а также достаточная глубина и гладкость потенциального рельефа. В связи с этим необходимо знать степень влияния микродефектов монокристаллической пленки, определяющей коэрцитивность доменной границы (ДГ) и ВБЛ, на область устойчивой работы регистра. Несмотря на большое число работ по математическому моделированию памяти на ВБЛ (см., например, [2-5]), эти вопросы в литературе практически не обсуждались. В работе Лиана и Хэмфри [6] методом высокоскоростной фотографии было установлено, что движение ДГ во время действия импульса поля смещения характеризуется сильной неравномерностью ее смещения из-за локального закрепления ДГ на микронеоднородностях. Поэтому в [6] высказано предположение о возможном сильном влиянии коэрцитивности ДГ на работоспособность ЗУ на ВБЛ. Дальнейшие экспериментальные исследования пленок, имеющих пятимикронный размер цилиндрических магнитных доменов (ЦМД), доказали работоспособность регистра хранения [7]. Тем не менее, исходя из перспективы повышения плотности записи и перехода к пленкам с субмикронными доменами, намагниченность в которых увеличивается примерно в пять раз ( $4\pi M \approx 1000$  Гс), указанная проблема требует отдельного анализа, так как коэрцитивность ДГ и ВБЛ с увеличением намагниченности растет [8].

В настоящей работе сделана попытка выяснить связь коэрцитивности ДГ с работоспособностью сдвигового регистра путем численного моделирования его работы на основе уравнений Слончевского, учитывающих пространственные флуктуации магнитных параметров. Влияние собственно коэрцитивности ВБЛ обсуждается лишь качественно на основании редуцированных уравнений

Слончевского, а основное внимание уделяется рассмотрению флуктуационного механизма, связанного с неравномерностью гироскопического давления на ВБЛ со стороны неоднородно движущейся ДГ.

## 1. Исходные уравнения

Пусть в магнитной пленке имеется поле точечных дефектов с координатами  $\{x_i, y_j, z_k\}$ , создающее флуктуации магнитных параметров в виде

$$\varepsilon_p = \sum_{ijk} a^3 \varepsilon_{ijk}^p \delta(x - x_i) \delta(y - y_j) \delta(z - z_k), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_{ijk}^p = (\partial p_{ijk})/p$ ,  $\partial p_{ijk} = \delta A_{ijk}$ ,  $\delta K_{ijk}$ ,  $\delta M_{ijk}$  — абсолютные величины флуктуаций обменной постоянной, энергии анизотропии и намагниченности в окрестности дефекта  $(x_i, y_j, z_k)$  с характерным размером  $a$ .

В этом случае путем редукции уравнений движения магнитного момента Ландау—Лифшица с использованием малого параметра  $Q^{-1} = 2\pi M^2/K \ll 1$  можно получить уравнения Слончевского с учетом взаимодействия ДГ с микро-неоднородностями, слабо возмущающими движение ДГ [8]. Получаемые таким образом уравнения в одномерном приближении имеют вид

$$q - \alpha \Delta \dot{\varphi} = \gamma \left\{ 2\pi M [1 + \kappa(x)] \Delta \sin 2\varphi + \frac{\pi}{2} \Delta H_x \sin \varphi - \frac{2\Delta A}{M} \varphi_{xx}'' \right\}, \quad (2)$$

$$\dot{\varphi} + \alpha \Delta^{-1} \dot{q} = \frac{\gamma}{2M} [\delta q_{xx}'' + 2M (H_x - H'q) + F_{\varphi x}(q, x)], \quad (3)$$

где  $q$  — координата центра ДГ;  $\varphi$  — азимутальный угол, характеризующий ориентацию вектора намагниченности в ДГ;  $\alpha$  — безразмерный параметр затухания;  $\gamma$  — магнитомеханическое отношение;  $M$  — намагниченность;  $\kappa(x)$  — безразмерная ромбическая анизотропия (см. ниже);  $\Delta = \sqrt{A/K}$  — параметр ширины ДГ;  $A$  — обменная константа;  $K$  — константа одноосной анизотропии;  $H_x, H_z$  — компоненты магнитного поля;  $\delta = 4\sqrt{AK}$  — поверхностная плотность энергии ДГ;  $H'$  — эффективный градиент поля  $H_x$ , стабилизирующий положение ДГ;  $F_{\varphi x}(q, x)$  — флуктуационная сила дефектов, отнесенная к единице площади ДГ; ось  $x$  расположена в плоскости магнитной пленки параллельно ДГ; ось  $z$  нормальна к плоскости пленки. Выражение для флуктуационной силы имеет вид

$$F_{\varphi x} = \frac{2Kn^{-1/6}}{\Delta h^{-1/2}} \sum_{i,j} a^3 (\varepsilon_{ij}^A + \varepsilon_{ij}^K) \frac{\text{th} |(y_j - q)/\Delta|}{\text{ch}^2 |(y_j - q)/\Delta|} \delta(x - x_i), \quad (4)$$

где  $n$  — объемная плотность дефектов,  $h$  — толщина пленки.

По сравнению с аналогичными уравнениями в [8] здесь проведено усреднение вдоль координаты  $z$  по толщине пленки, так как считается, что она меньше характерного прогиба ДГ, связанного с ее закреплением. Опущен также флуктуационный источник в правой части уравнения (2), так как мы выделяем пока только случайную силу, действующую на ВБЛ, связанную с флуктуациями прогиба ДГ. Влияние собственно коэрцитивности ВБЛ мы обсудим ниже. Уравнения, аналогичные (2)—(3) в случае квазиоднородной ДГ, когда  $\varphi \ll \pi$ , со случайной силой вида (4) использовались Хильцингером [9] для численного и качественного анализа процессов квазистатического перемагничивания ферромагнетика путем смещения ДГ в неоднородной среде. Мы здесь рассматриваем близкую модель, но модифицированную для анализа динамики ДГ с ВБЛ в потенциальном рельефе, который задается периодическим изменением ромбической анизотропии

$$\kappa(x) = -x_0 \cos \frac{2\pi x}{L}, \quad x_0 = \frac{K_{p0}}{2\pi M^2},$$

где  $L$  — период потенциального рельефа,  $K_{p0}$  — амплитуда ромбической анизотропии.

## 2. Метод расчета

Численный расчет уравнений Слончевского (2), (3) проводился по модифицированной схеме Дюфорта—Франкеля [10]. Контроль сходимости схемы был проведен ранее [5]. Шаг разбиения по  $x$  и  $t$  составлял  $\Delta x = 0.5 \text{ \AA}$  и  $\Delta t = 0.1 (4\pi M\gamma)^{-1}$  соответственно ( $\Lambda = \sqrt{A/2\pi M^2}$  — параметр ширины ВБЛ). Для учета распределения микродефектов и зависимости действия каждого из них от координаты ДГ  $q$  в соответствии с выражением (4) мы сделали дискретное разбиение по координате  $y$ . Шаг разбиения составлял  $\Delta y = 0.2\Lambda$ . В расчете точечные дефекты распределялись по ячейкам в плоскости  $xu$  с помощью датчика псевдослучайных чисел. Сила, действующая на ДГ в ячейке с координатами  $x_i, y_j$  со стороны дефекта с координатами  $x'_i, y'_j$ , считалась равной

$$f_{i,j} = \pm f_0 \frac{\text{th}(y_j - y'_j/\Lambda)}{\text{ch}^2(y_i - y'_i/\Lambda)},$$

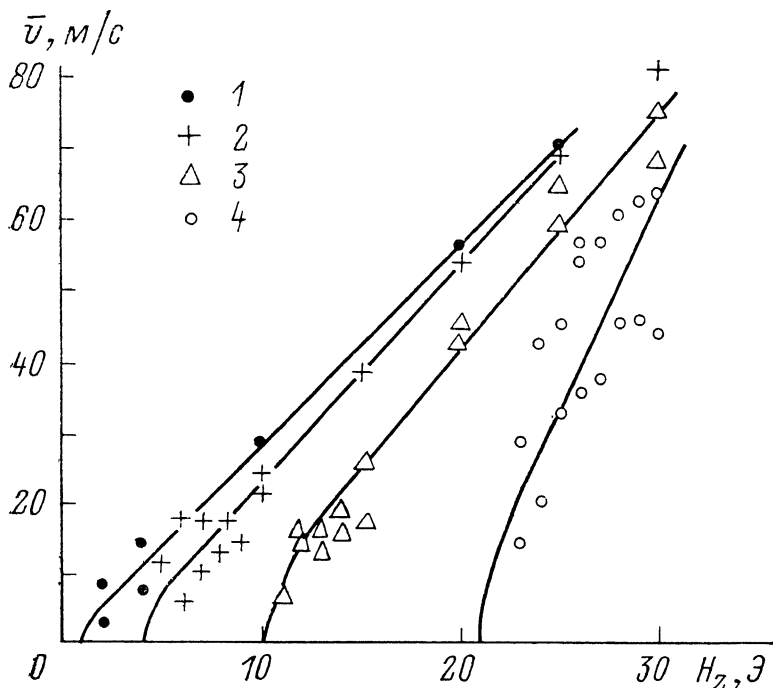


Рис. 1. Зависимости средней скорости стационарного движения ДГ  $v$  от величины постоянного поля смещения  $H_z$  при различной силе дефектов.

$f$ , дин: 1 —  $3 \cdot 10^{-7}$ , 2 —  $9 \cdot 10^{-7}$ , 3 —  $1.8 \cdot 10^{-6}$ , 4 —  $3 \cdot 10^{-6}$ .

где  $f_0$  — амплитуда силы дефекта (одинаковая для всех дефектов), знак силы выбирался случайно и равновероятно для каждого дефекта.

Силы от различных дефектов в данной ячейке суммировались; зависимость силы от координат внутри ячейки не учитывалась. Описанное представление действия дефектов на ДГ аналогично изложенному в [9], за исключением того, что здесь дополнительно учтена возможность разных знаков силы дефектов. Число дефектов вычислялось по их объемной плотности  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в соответствии с данными по коэрцитивности ДГ в пленках ферритов-гранатов [11]. Сила дефектов  $f_0$  варьировалась. Для качественного сравнения нашего модельного расчета с экспериментом [6] был проведен расчет для типичной пленки с диаметром ЦМД  $d = 5 \text{ мкм}$ , сила отдельного дефекта полагалась  $3 \cdot 10^{-7}$  дин [12]. При движении ДГ под действием линейно нарастающих полей  $H_z = H_0(t/t_\phi)(H_0) \times \sim 10 \text{ Э}$ ,  $t_\phi \sim 100 \text{ нс}$ ) амплитуда  $\delta q$  и ширина прогибов ДГ  $\delta x$ , обусловленных пиннингом на скоплениях микродефектов, были близки к наблюдавшимся в [6].

Основной расчет проводился для пленки с параметрами  $4\pi M=1000$  Гс,  $A=2\cdot 10^{-7}$  эрг/см,  $K=8\cdot 10^4$  эрг/см<sup>3</sup>,  $\alpha=0.1$ ,  $\gamma=1.8\cdot 10^7$  Э<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>,  $H' \approx 1.7\cdot 10^7$  Э/см ( $d \approx 0.5$  мкм), при которых плотность записи информации ЗУ на ВБЛ составляет примерно 400 Мбит/см<sup>2</sup>. Параметры рельефа полагались равными  $\kappa_0=0.1$ ,  $L=20\Lambda$ . Движение ДГ без ВБЛ и пары ВБЛ в ДГ рассматривалось на участке длиной  $L_x=120\Lambda$ . Магнитоэстатическое притяжение между ВБЛ внутри пары учитывалось модельно включением небольшого поля  $H_x \approx 32$  Э.

### 3. Результаты расчетов

Для свободной ДГ ( $H'=0$ ) без ВБЛ в отсутствие потенциального рельефа были получены зависимости скорости стационарного движения ДГ  $v$  от величины постоянного поля смещения  $H_x$  при разных значениях силы дефектов  $f_0$  (рис. 1).

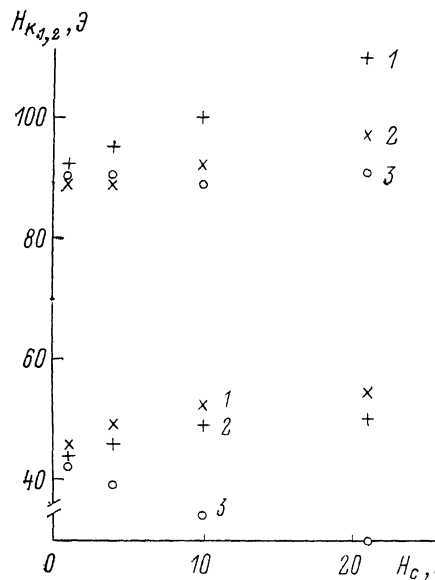


Рис. 2. Зависимости критических полей  $H_{k1}$ ,  $H_{k2}$  от коэрцитивности ДГ  $H_c$  для трех различных распределений дефектов.

Расчеты проводились для трех различных реализаций псевдослучайных чисел при условии равномерного распределения дефектов по ячейкам разбиения в плоскости  $xu$ .

Путем экстраполяции кривых  $v(H_x)$  на ось абсцисс оценены значения коэрцитивности ДГ  $H_c$  и определена зависимость  $H_c(f_0)$ , которая использовалась в дальнейшем при расчете критических полей переброса блоховских линий в потенциальном рельефе. Для тех же величин силы дефектов определялись условия продвижения пары ВБЛ в потенциальном рельефе под действием импульсов поля смещения в виде ступеньки. Такая форма импульса модельно аппроксимирует сильно асимметричные трапецеидальные или треугольные импульсы поля смещения, которые предполагается использовать для продвижения ВБЛ по регистру хранения. Для трех различных распределений дефектов в плоскости  $xu$  были определены критические амплитуды импульсов  $H_{k1}$  и  $H_{k2}$ , ограничивающие допустимую область полей переброса пары ВБЛ в соседний минимум потенциального рельефа снизу и сверху соответственно. На основе этих расчетов были определены значения  $H_{k1}$  и  $H_{k2}$  в зависимости от коэрцитивности ДГ  $H_c$  (рис. 2). Видно, что имеется обусловленный микродефектами разброс  $\delta H_{k1,2}$  критических амплитуд, уменьшающий интервал ( $H_{k1}$ ,  $H_{k2}$ ), в котором происходит стабильное продвижение ВБЛ по регистру хранения. С ростом силы дефектов разброс увеличивается, причем  $\delta H_{k1,2} \approx H_c$ .

#### 4. Качественный анализ влияния микронеоднородностей на область работоспособности регистра хранения информации

Рассмотрим влияние флуктуаций скорости и положения пары ВБЛ в потенциальном рельефе на условия переброса ее в соседнюю ячейку в рамках упрощенной модели. Будем считать, что импульс управляющего поля имеет короткий передний фронт нарастания и большую длительность заднего фронта спада, так что гироскопическое давление, разгоняющее ВБЛ, следует учитывать только в начальный момент времени, а интегральное его действие определяется общим смещением плоского участка ДГ  $\Delta q = H_z/H'$ , определяемого амплитудой импульса  $H_z$ . В этом случае уравнение кластера, содержащего  $N$  ВБЛ, в потенциальном рельефе в адиабатическом приближении в модели сокращенного описания [8, 12, 14] будет иметь вид

$$N^2 m_L \ddot{x}_L + \frac{\partial U(x_L)}{\partial x_L} = -N \frac{2\pi M}{\gamma} \left( \frac{H_z}{H'} + \delta q_{\phi x} \right) \delta(t) + \sqrt{N} \cdot f_{\phi x}(x_L), \quad (5)$$

где  $x_L$  — координата кластера ВБЛ;  $N$  — число ВБЛ в кластере (для пары ВБЛ  $N=2$ );  $m_L = \bar{H} (4\gamma^2 b \sqrt{Q})^{-1}$  — масса изолированной ВБЛ;  $b^2 = H' \Delta (4\pi M)^{-1}$ ;  $U(x_L)$  — потенциальная энергия кластера ВБЛ, в нашем случае  $U(x_L) = -4 \Delta \Delta K_{p0} N \cos(2\pi x_L/L)$ ;  $\delta q_{\phi x}$  — флуктуации смещения ДГ в месте нахождения ВБЛ;  $f_{\phi x}(x_L)$  — флуктуационная сила закрепления ВБЛ на микронеоднородностях, определяющая ее коэрцитивность  $H_L$ ;  $\delta(t)$  — дельта-функция.

В (5) пренебрегается диссипацией, что достаточно для сделанной ниже оценки влияния дефектов на критические поля продвижения ВБЛ в потенциальном рельефе.

В поле точечных дефектов выражение для силы  $f_{\phi x}(x)$  имеет вид [8]

$$f_{\phi x}(x) = \sum_i f_i \frac{\text{th} \frac{x-x_i}{\Lambda}}{\text{ch}^2 \frac{x-x_i}{\Lambda}}, \quad (6)$$

где  $f_i$  — сила закрепления на скоплениях дефектов вблизи  $\{x_i\}$ , дисперсия случайной силы  $f_{\phi x}$  определяет коэрцитивность изолированной ВБЛ  $H_L$  согласно приближенному выражению

$$H_L \approx \langle f_{\phi x}^2 \rangle^{1/2} / (2\pi M \Delta). \quad (7)$$

В соответствии со сделанными допущениями движение ВБЛ в потенциальной яме происходит за счет изначально приобретенной кинетической энергии

$$E_0 = N^2 m_L \frac{\dot{x}_L^2(0)}{2},$$

определяемой начальной скоростью

$$\dot{x}(0) = -\frac{2\pi M}{\gamma N} \frac{1}{m_L} \left( \frac{H_z}{H'} + \delta q_{\phi x} \right).$$

Продвижение по рельефу происходит, если этой энергии достаточно для преодоления максимума потенциальной энергии  $U(x)$ , расположенного при  $x=L/2$  (влияние микронеоднородностей рассматриваем как слабое возмущение).

Первый интеграл уравнения (5) позволяет получить соотношение, определяющее критическое поле переброса ВБЛ  $H_z = H_k$ ,

$$\frac{1}{2m_L} \left( \frac{2\pi M}{\gamma} \right)^2 \left( \frac{H_k}{H'} + \delta q_{\phi x} \right)^2 = \Delta U + \Delta U_{\phi x}, \quad (8)$$

где  $\Delta U_{\phi x} = -\sqrt{N} \int_0^{L/2} f_{\phi x}(x) dx$ ,  $\Delta U = U(L/2) - U(0)$ .

Полагая  $H_k = H_c + \delta H_k$ , где  $H_{k0}$  — критическое поле в отсутствие дефектов ( $\delta H_k \ll H_c$ ), получим выражение для обусловленного дефектами изменения критического поля  $\delta H_k$

$$\delta H_k = -H' \delta q_{\phi_1} + \frac{H_{k0}}{2\Delta U} \Delta U_{\phi_1}, \quad (9)$$

$H_{k0}$  определяется из (8) при  $\delta q_{\phi_1} = f_{\phi_1}(x) = 0$  [13, 15]

$$H_{k0}^2 = 16\pi N b^3 K_{p0}. \quad (10)$$

Из (9) можно найти дисперсию критических полей. При отсутствии корреляции между  $\delta q_{\phi_1}$  и  $\Delta U_{\phi_1}$  из (9) имеем

$$\langle \delta H_k^2 \rangle \simeq (H')^2 \langle \delta q_{\phi_1}^2 \rangle + \left( \frac{H_{k0}}{2\Delta U} \right)^2 \langle \Delta U_{\phi_1} \rangle^2. \quad (11)$$

Флуктуации положения ДГ  $\delta q$  определяются статическим решением уравнения (3)

$$-\alpha \delta q''_{xx} + 2MH' \delta q = F_{\phi_1}.$$

Если ширина прогиба ДГ  $\Delta b^{-1}$ , обусловленного ее жесткостью, значительно меньше размера прогиба ДГ, связанного с закреплениями на неоднородностях  $r_c$  (корреляционный размер флуктуаций), то  $\langle \delta q_{\phi_1}^2 \rangle \sim \langle F_{\phi_1}^2 \rangle / (2MH')^2 \sim (H_c/H')^2$ . В рассмотренном выше случае численный расчет показал, что  $\Delta b^{-1} \sim r_c$  и  $\delta q_{\phi_1} \sim 0.5 (H_c/H')$ . Предполагая  $\langle f_i f_j \rangle = 0$  при  $i \neq j$  (независимые случайные величины  $f_i$ ),  $\langle f_i \rangle = 0$  и  $L \gg \Lambda$ , рассчитывая значения величин  $\langle f_{\phi_1}^2 \rangle$  и  $\langle \Delta U_{\phi_1}^2 \rangle$  с использованием выражений (6) и (7), получим следующую оценку  $\langle \Delta U_{\phi_1}^2 \rangle \approx \approx 10N (\pi \Lambda M \Delta H_L)^2$ . Полагая также  $\langle \delta q_{\phi_1}^2 \rangle \sim (H_c/H')^2$ , из (11) получаем оценку, характеризующую связь дисперсии критических полей переброса кластера ВБЛ в потенциальном рельефе с коэрцитивностью ДГ  $H_c$  и ВБЛ  $H_L$ ,

$$\langle \delta H_k^2 \rangle \sim H_c^2 + \frac{5\pi^2}{16} \frac{b^3}{z_0} H_L^2. \quad (12)$$

В случае достаточно большой глубины потенциального рельефа  $x_0$  можно пренебречь последним членом в (12), тогда разброс значений критического поля будет определяться коэрцитивностью ДГ, т. е.  $\langle \delta H_k^2 \rangle^{1/2} \sim H_c$ .

Сделаем оценку максимально допустимой величины коэрцитивности ДГ для этого случая, исходя из требования бесперебойной работы ЗУ, содержащего  $n=10^9$  бит при тактовой частоте  $\nu=10$  МГц за время работы  $T=10^3$  ч с надежностью 99 % ( $P_H=0.99$ ). Обозначим максимально допустимую вероятность сбоя одной ячейки ЗУ за один такт работы  $P_H=(1-p)^{nT}$ . Отсюда

$$p = -\frac{\ln P_H}{\nu n T} \approx 0.3 \cdot 10^{-24}. \quad (13)$$

С другой стороны, при нормальном распределении критических полей с дисперсией  $\langle H_k^2 \rangle$  и при выборе рабочей точки  $H_p = (H_{k1} + H_{k2})/2$  в середине интервала  $(H_{k1}, H_{k2})$  будем иметь

$$p = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_B^{\infty} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) d\xi, \quad B = \frac{H_{k2} - H_{k1}}{2 \langle \delta H_k^2 \rangle^{1/2}}, \quad (14)$$

где  $H_{k1}, H_{k2}$  — средние значения критических полей  $H_{k1}, H_{k2}$ , приближенно равные таковым в отсутствие дефектов.

Используя (13), (14), получим ограничение на дисперсию критических полей

$$\langle \delta H_k^2 \rangle^{1/2} \leq (H_{k2} - H_{k1})/20. \quad (15)$$

Для случая, когда  $\langle \delta H_k^2 \rangle^{1/2} \approx H_c$ , коэрцитивность ДГ  $H_c$  должна удовлетворять условию  $H_c \leq (H_{k2} - H_{k1})/20$ . Для приведенного выше расчета  $H_{k2} - H_{k1} \approx$

$\approx 50 \text{ Э}$  и  $H_c$  не должна превышать 2.5 Э. Следует заметить, что (15) оказалось довольно жестким условием, а при учете коэрцитивности ВБЛ оно еще более ужесточается. Таким образом, из полученных оценок следует, что требование надежной работы ЗУ на ВБЛ большой емкости в течение длительного времени накладывает довольно жесткие ограничения на коэрцитивность ДГ и ВБЛ и глубину потенциального рельефа (см. (12)). Заметим, что некоторое ослабление этих ограничений можно обеспечить за счет предварительной «выбраковки» участков пленки с наиболее сильными дефектами и резервирования «минорных» регистров хранения информации в «минор-мажорной» организации ЗУ.

### Заключение

В работе Лиана и Хэмфри [6] указано на то, что небольшие флуктуации смещения ДГ должны приводить к сильным флуктуациям смещения ВБЛ, в результате чего должны появиться существенные ограничения на плотность записи информации ЗУ на ВБЛ. Сделанные в [6] грубые оценки основаны на соотношении между скоростями равномерно движущихся ДГ и ВБЛ. В действительности движение ДГ и ВБЛ в регистре хранения существенно неравномерно и его анализ требует учета инерции ВБЛ и наличия потенциального рельефа. Как показано выше, флуктуации смещения ДГ приводят к разбросу  $\delta H_k$  критических полей смещения, ограничивающих рабочий интервал управляющих полей ( $H_{k1}$ ,  $H_{k2}$ ), и тем самым к уменьшению этого интервала. Согласно нашим модельным расчетам, в среднем это уменьшение относительно невелико, однако требование длительной бесперебойной работы ЗУ большой емкости приводит к довольно жесткому ограничению на отношение  $\delta H_k / (H_{k2} - H_{k1})$ . Это в свою очередь приводит к необходимости согласовывать параметры пленки и регистра хранения с уровнем дефектности пленки при оптимизации ЗУ. Например, увеличение периода рельефа  $L$  или ( $\alpha$ ) параметра затухания  $\alpha$  при фиксированном уровне дефектов приводит к увеличению интервала ( $H_{k1}$ ,  $H_{k2}$ ) и тем самым к повышению надежности устройства. Отметим, что в отличие от устройств на ЦМД, где движение ЦМД происходит в сравнительно медленно движущейся магнитостатической ловушке, в памяти на ВБЛ носитель информации перемещается сам относительно статических «ловушек» и действие микронеоднородностей проявляется именно в динамике ДГ и ВБЛ.

Проведенный выше модельный расчет основан на одномерных уравнениях Слончевского и содержит ряд упрощений. Для более детального анализа были бы полезны расчеты на основе двумерных уравнений Слончевского с более реалистичным учетом распределения микронеоднородностей в пленке, а также скрученности ДГ. Тем не менее полученные здесь аналитические оценки и согласующийся с ними численный расчет дают качественное понимание роли микронеоднородностей в ухудшении работоспособности регистра хранения информации ЗУ на ВБЛ. Наш анализ позволяет также оценить зависимость разброса критических полей управления от параметров пленки, рельефа, уровня микронеоднородностей пленки и дефектов, вносимых в процессе изготовления стабилизирующих структур.

Авторы благодарны В. В. Костылеву за полезные консультации и А. Г. Шишкову за обсуждение работы.

### Список литературы

- [1] Suzuki T., Asada H., Matsuyama K. et al. // IEEE Trans. Magn. 1986. Vol. 22. N 5. P. 784—789.
- [2] Konishi S., Matsuyama K., Chida I. et al. // IEEE Trans. Magn. 1984. Vol. 20. N 5. P. 1129—1134.
- [3] Matsuyama K., Asada H., Konishi S. // IEEE Trans. Magn. 1985. Vol. 21. N 5. P. 1770—1772.
- [4] Thiele J., Kosinski R. A., Engemann J. // J. Magn. Magn. Mater. 1986. Vol. 62: N 2/3. P. 139—142.
- [5] Попков А. Ф., Редько В. Г. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 12. С. 2383—2386.
- [6] Lian M. R., Humphrey F. B. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. N 8. P. 3168—3170.
- [7] Mizuno K., Matsutera H., Kawahara H., Hidaka Y. // IEEE Trans. Magn. 1989. Vol. 25. N 5. P. 4242—4244.
- [8] Попков А. Ф. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 3. С. 965—975.



- [9] *Hilzinger H. R.* // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1976. Vol. 38. N 2. P. 487—496.
- [10] *Fujita E., Kawahara H., Sakata S., Konishi S.* // *IEEE Trans. Magn.* 1984. Vol. 20. N 5. P. 1144—1146.
- [11] *Pardavi-Horvath M.* // *IEEE Trans. Magn.* 1985. Vol. 21. N 5. P. 1694—1699.
- [12] *Попков А. Ф., Зюбин В. В.* // *Микроэлектроника*. 1989. Т. 18. № 2. С. 166—171.
- [13] *Редько В. Г.* // *Микроэлектроника*. 1989. Т. 18. № 1. С. 72—77.
- [14] *Звездин А. К., Попков А. Ф.* // *ЖЭТФ*. 1986. Т. 91. Вып. 5. С. 1789—1798.
- [15] *Редько В. Г., Сереченко В. А.* // *Письма в ЖТФ*. 1985. Т. 11. Вып. 17. С. 1068—1072.

Поступило в Редакцию  
19 ноября 1990 г.  
В окончательной редакции  
25 июня 1991 г.