

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВЕРТИКАЛЬНЫХ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ В РЕГИСТРЕ ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

А. Ф. Попков, В. Г. Редько

В ряде работ [1-4] анализировалось движение вертикальных блоховских линий (ВБЛ) в регистре хранения информации памяти на ВБЛ [5] путем численного интегрирования уравнений Слончевского [6, 7]. Однако такое прямое численное интегрирование требует больших затрат машинного времени. Поэтому несомненный интерес представляет метод моделирования с помощью сокращенного описания ВБЛ, в котором ВБЛ рассматривается как материальная частица, движущаяся в вязкой среде [8-10]. Этот подход отличается простотой и наглядностью физической интерпретации получаемых результатов.

В настоящей работе проводится сопоставление двух упомянутых методов, а затем метод сокращенного описания ВБЛ используется для расчета области устойчивой работы гипотетического регистра хранения информации в устройстве на ВБЛ с плотностью записи порядка 1 Гбит/см². Отличительной особенностью проводимого ниже анализа является учет влияния формы импульсов управляющего поля и числа линий в кластере на работу регистра.

Будем исходить из уравнений Слончевского [6, 7]

$$\Delta^{-1}q - \alpha\dot{\psi} = \gamma \left[\left(2\pi M + \frac{K_p(x)}{M} \right) \sin 2\psi + \frac{2A}{M} \psi'_{xx} \right], \quad (1)$$

$$\dot{\psi} + \alpha\Delta^{-1}q = \gamma \left(H_x - H'q + \frac{\sigma}{2M} q''_{xx} \right). \quad (2)$$

Здесь q — координата доменной границы (ДГ); ψ — азимутальный угол, характеризующий ориентацию вектора намагниченности M в ДГ; $\Delta = \sqrt{A_j K_u}$ — параметр ширины ДГ; A — обменная константа; K_u — константа одноосной анизотропии; α — безразмерный параметр затухания; γ — гиромангнитное отношение; $K_p(x)$ — постоянная ромбической анизотропии, создающей потенциальный рельеф для стабилизации положений ВБЛ в регистре; H_x — внешнее магнитное поле смещения; ось x ориентирована в плоскости доменосодержащей пленки параллельно ДГ; ось z перпендикулярна пленке; H' — эффективный градиент поля смещения, стабилизирующий положение ДГ; $\sigma = 4\sqrt{A K_u}$ — поверхностная плотность энергии ДГ. Для простоты в дальнейшем положим $K_p(x) = K_{p0}(1 - \cos 2\pi x/L)$, где L — пространственный период потенциального рельефа. «Скрученностью» ДГ, т. е. зависимость q и ψ от x мы здесь пренебрегаем.

В [10] из (1), (2) методами теории возмущений для солитонов было получено сокращенное описание динамики изолированной ВБЛ. Обобщая процедуру [10] на случай кластера с произвольным числом N линий в нем, можно получить уравнения сокращенного описания в следующем виде:

$$N^2 m_L \ddot{x}_0 + \frac{4\alpha M}{\gamma \sqrt{Q}} \left[N + \frac{\pi^2 N^2}{\delta b} \left(\frac{\dot{x}_0}{s} \right)^2 \right] \dot{x}_0 + \frac{8\pi\Delta\Lambda}{L} N K_{p0} \sin \frac{2\pi x_0}{L} = - \frac{2\pi M}{\gamma} N \dot{q}, \quad (3)$$

$$\Delta^{-1}\dot{q} = 2\pi M \gamma \sin 2\bar{\psi} + \alpha\dot{\bar{\psi}}, \quad (4)$$

$$\dot{\bar{\psi}} + \alpha\Delta^{-1}\dot{q} = \gamma (H_x - H'q), \quad (5)$$

где $m_L = (2\pi M/\gamma)^2 1/2\sqrt{2M H' \sigma}$ — масса изолированной ВБЛ [11], x_0 — координата центра рассматриваемого кластера ВБЛ, $Q = K_u/2\pi M^2$, $b^2 = H'\Delta/4\pi M$, $s^2 = 8\pi\gamma^2 A$, $\Lambda = \sqrt{A/2\pi M^2}$, \bar{q} и $\bar{\psi}$ — координата ДГ и азимутальный угол вдали от кластера. В (3) предполагается, что $L \gg \Lambda$. В (3) учтена диссипативная нелинейность ВБЛ и пренебрегается более слабой кинетической нелинейностью [10]. Строго говоря, (3)–(5) справедливы при малых скоростях и ускорениях ДГ и ВБЛ

$$\left(\frac{\dot{q}}{2\pi M \gamma \Delta}, \frac{\ddot{q}}{(2\pi M \gamma)^2 \Delta}, \frac{\dot{x}}{4\pi M \gamma \Lambda}, \frac{\ddot{x}_0}{(4\pi M \gamma)^2 \Delta b} \ll 1 \right),$$

однако качественно они отражают характер нелинейной динамики ВБЛ и ДГ вплоть до уокеровского предела ($\dot{q} \sim 2\pi M \gamma \Delta$). При выводе (3)–(5) считалось, что внешнее поле, ромбиче-

ская анизотропия, стабилизирующий градиент и диссипация достаточно малы ($MH_z/2\pi M^2$, $K_{p0}/2\pi M^2$, b , $\alpha \ll 1$).

Перечисленные условия определяют пределы применимости сокращенного описания ВБЛ. Интересно, однако, провести непосредственное сравнение расчета динамического нестационарного поведения ВБЛ из исходных уравнений (1)–(2) и уравнений сокращенного описания (3)–(5). Для этого мы рассмотрим простой случай движения изолированной ВБЛ ($N=1$) в отсутствие потенциального рельефа ($K_{p0}=0$) в постепенно возрастающем поле смещения $H_z=H_t \cdot t$. В таком поле после переходного процесса устанавливается стационарный режим движения ВБЛ с постоянной скоростью.

Здесь и далее расчеты проводились для пленки с параметрами $4\pi M=1000$ Гс, $K_u=8 \cdot 10^4$ эрг/см², $A=2 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, $\alpha=0.2$, $\gamma=1.8 \cdot 10^7$ Э⁻¹·с⁻¹. Градиент H' оценивался по формуле для изолированного полосового домена [7]

$$H' = 8M/\hbar \ln [1 + (\hbar/w)^2]$$

где \hbar и w — толщина пленки и ширина полосового домена, которые считались

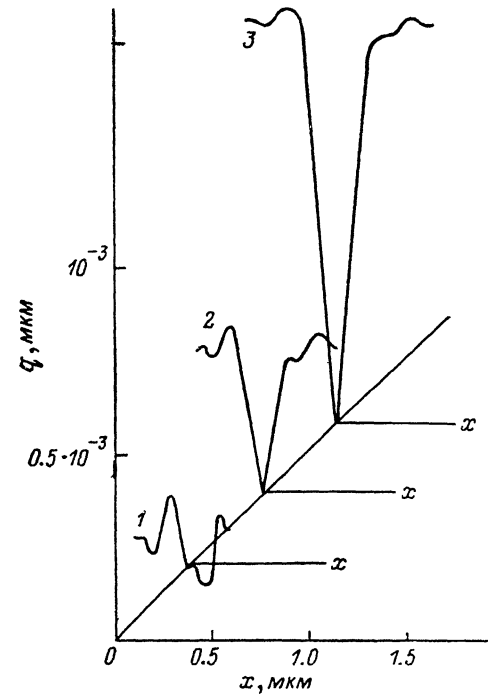
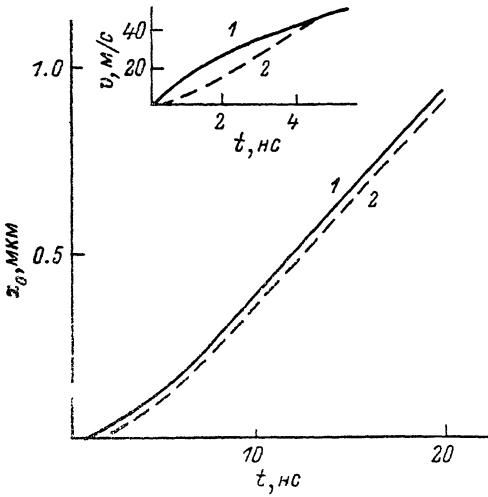


Рис. 1. Зависимость смещения изолированной ВБЛ от времени при $H_z(t)=H_t \cdot t$, $H_t=10$ Э/нс. На вставке показана зависимость скорости от времени в начале движения.

Рис. 2. Зависимость $q(x)$ в начальные моменты времени после включения поля $H_z(t)=H_t \cdot t$ ($H_t=10$ Э/нс). t : 1 — 0.2, 2 — 0.4, 3 — 0.6 нс.

равными $\hbar=0.5$ мкм, $w=0.3$ мкм. Интегрирование уравнений Слончевского (1), (2) проводилось по двум схемам: неявной схеме Кранка—Никольсона и явной модифицированной схеме Дюфорта—Франкеля [12], полученные по двум схемам результаты взаимно контролировались. Уравнения (3)–(5) интегрировались методом Рунге—Кутты четвертого порядка точности. Погрешность расчетов проверялась путем уменьшения шага интегрирования и не превышала 2 %.

На рис. 1 представлены зависимости смещения ВБЛ $x_0(t)$ от времени, рассчитанные по уравнениям Слончевского кривая (1) и по уравнениям сокращенного описания кривая (2). Из сравнения этих зависимостей видно, что оба метода дают одинаковую скорость установившегося движения. Имеется, однако, небольшое расхождение в начале движения ВБЛ: в модели сокращенного описания время установления стационарного движения завышено — появляется кажущийся эффект возрастания инерции ВБЛ. Анализ зависимостей $q(x, t)$ и $\psi(x, t)$, полученных интегрированием (1), (2), показывает, что он связан с излучением изгибных волн (которое не учитывается при выводе уравнений сокращенного описания) на начальном этапе движения. На рис. 2 показана эволюция формы ДГ в начальные моменты движения ВБЛ под действием нарастающего поля смещения. Хорошо видны изгибные волны ДГ

в окрестности ВБЛ. Указанное расхождение в описании динамического поведения ВБЛ, связанное с кажущимся эффектом возрастания инерции, проявляется также при моделировании движения ВБЛ в потенциальном рельефе. Сравнительный анализ переброса ВБЛ в соседнюю ячейку регистра хранения под действием импульсов поля смещения $H_z(t)$ показал, что модель сокращенного описания дает несколько завышенные значения критических полей переброса. Расчеты движения ВБЛ в рельефе по модели сокращенного описания и уравнениям Слочевского качественно согласуются между собой. Разность критических значений полей переброса, полученных интегрированием (1), (2) и (3)—(5), составляла, около 20 %.

Перейдем к анализу условий устойчивой работы регистра хранения информации. Расчет проводился по модели сокращенного описания (3)—(5), при этом параметры потенциального рельефа полагались равными $K_{p0}=0.3 \cdot 2\pi M^2$, $L=10 \text{ \AA}$. Критические поля переброса ВБЛ в соседнюю ячейку зависят от числа блоховских линий в кластере и формы импульса управляющего поля $H_z(t)$. Увеличение числа линий в кластере приводит к возрастанию его инер-

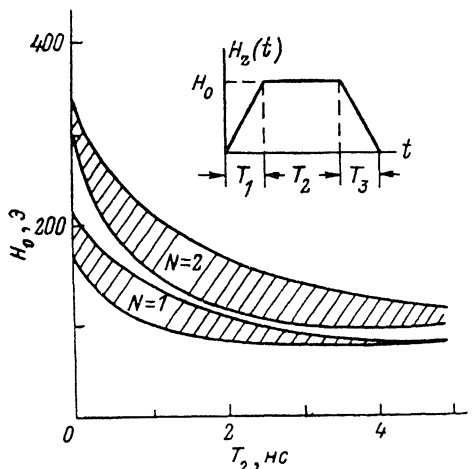


Рис. 3.

Области переброса ВБЛ в соседнюю ячейку заштрихованы.

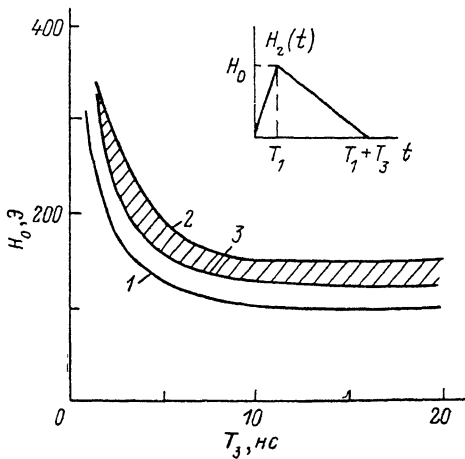


Рис. 4.

ции, что в конечном итоге увеличивает критические поля переброса и ширину полевой области переброса ВБЛ в соседнюю ячейку. На рис. 3 представлены зависимости критических полей переброса ВБЛ в соседнюю ячейку регистра для трапецидальных симметричных импульсов полей смещения $H_z(t)$ с фиксированными фронтами и спада ($T_1=T_3=1 \text{ нс}$) от длительности импульса T_2 при $N=1, 2$. Внутри области переброса под действием переднего фронта импульса поля $H_z(t)$ ВБЛ переходят в соседний минимум потенциального рельефа. Действие заднего фронта импульса приводит к снижению кинетической энергии ВБЛ, в результате чего ВБЛ остаются в соседней ячейке регистра. Видно, что для $N=2$ область переброса значительно шире, чем для $N=1$, и соответствует большим значениям H_z .

Влияние формы импульса на критические значения амплитуды поля переброса показано на рис. 4, где представлена зависимость этих полей для треугольной асимметричной формы от времени спада T_3 (полагалось $T_1=1 \text{ нс}$). Область полей переброса кластера из изолированной пары ВБЛ ограничена кривыми 1, 2. Из сравнения рис. 3, 4 видно, что асимметричная форма импульса поля $H_z(t)$ более выгодна с точки зрения расширения области переброса, особенно при больших длительностях импульсов.

При расчете общей области устойчивой работы (ОУР) регистра хранения необходимо проанализировать влияние различной плотности кластеров ВБЛ в регистре на критические поля переброса. Для этого достаточно рассмотреть два предельных случая: изолированного кластера из пары ВБЛ и периодической решетки кластеров пар ВБЛ (полностью заполненный регистр). Если учесть динамическое взаимодействие кластеров через изгибы ДГ, то аналогично [8] можно показать, что уравнения сокращенного описания в виде (3)—(5) остаются в силе и для решетки кластеров, только в (3) необходимо сделать замену $m_L \rightarrow m_L \cdot \text{cth}(bL/2\Delta)$.

ОУР регистра хранения определяются пересечением областей переброса ВБЛ для изолированного кластера (пары ВБЛ) и периодической решетки кластеров. На рис. 4 кривая 3 соответствует нижней границе области переброса решетки кластеров, верхняя граница этой

области находится выше кривой 2; общая ОУР регистра хранения информации расположена между кривыми 2 и 3 (показана штриховкой).

Итак, результаты численного моделирования показывают, что модель сокращенного описания (3)—(5) позволяет качественно описать динамику ВБЛ в сдвиговом регистре, однако при коротких фронтах импульсов управляющих полей могут возникнуть значительные расхождения, что, по-видимому, связано с генерацией изгибных колебаний ДГ при движении ВБЛ. Ранее в [13] отмечалось, что излучение изгибных волн колеблющейся ВБЛ приводит к эффективному увеличению вязкости. Это согласуется с обнаруженным здесь кажущимся эффектом увеличения инерционности при переходном процессе в модели сокращенного описания.

Результаты моделирования показывают, что при асимметричной форме импульсов амплитуды требуемых полей несколько возрастают, а полевая область переброса ВБЛ значительно расширяется по сравнению со случаем симметричных импульсов. Аналогичное увеличение критических полей и расширение области переброса происходит при увеличении числа ВБЛ в кластере.

Литература

- [1] *Konishi S., Matsuyama K., Chida I. et al.* IEEE Trans. Magn., 1984, v. 20, N 5, p. 1129—1134.
- [2] *Matsuyama K., Asada H., Konishi S.* IEEE Trans. Magn., 1985, v. 21, N 5, p. 1770—1772.
- [3] *Suzuki T., Asada H., Matsuyama K. et al.* IEEE Trans. Magn., 1986, v. 22, N 5, p. 784—789.
- [4] *Theile J., Kosinski R. A., Engemann J. J.* Magn. Mater., 1986, v. 62, N 2/3, p. 139—142.
- [5] *Konishi S.* IEEE Trans. Magn., 1983, v. 19, N 5, p. 1838—1840.
- [6] *Slonczewski J.* Intern. J. Magn., 1972, v. 2, N 2, p. 85—97.
- [7] *Малоземов А., Слоцзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [8] *Звездин А. К., Попков А. Ф., Редько В. Г.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 9, с. 1884—1886.
- [9] *Редько В. Г., Сереченко В. А.* Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 17, с. 1068—1072.
- [10] *Звездин А. К., Попков А. Ф.* ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 5, с. 1789—1798.
- [11] *Никифоров А. В., Сонин Э. Б.* Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, № 8, с. 325—327.
- [12] *Fujita E., Kawahara H., Sakata S., Konishi S.* IEEE Trans. Magn., 1984, v. 20, N 5, p. 1144—1146.
- [13] *Звездин А. К., Попков А. Ф.* ФТТ, 1987, т. 29, № 1, с. 268—270.

Поступило в Редакцию
21 сентября 1987 г.

ОПТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ЛОГИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ НА ОСНОВЕ СТРУКТУРЫ МДП—ЖК

Г. Г. Воеводкин, Е. М. Дианов, А. А. Кузнецов, С. М. Нефедов

В настоящее время резко возросли требования к производительности вычислительных машин, что связано с решением ряда практических задач, требующих высокоскоростной обработки больших массивов данных в реальном масштабе времени (в экономике, метеорологии, рентгеновской томографии, космических исследованиях). В обычных ЭВМ увеличение скорости вычислений ограничивается последовательным характером вычислительного процесса. Архитектура этих ЭВМ, разработанная Нейманом, за счет последовательного характера работы уменьшает сложность соединений, упрощает аппаратные средства. Центральный процессор получает доступ к памяти через устройство адресации, а содержимое памяти попадает в процессор по одной или нескольким линиям связи. Таким образом, в каждый момент времени может производиться обращение только к одной ячейке памяти (ограничение Неймана) [1]. Ограничение быстродействия современных ЭВМ связано не столько со временем переключения отдельного вентиля, которое приблизилось к 10 пс, сколько с конечной полосой пропускания соединительных линий, искажениями сигналов синхронизации и ограниче-