

- [3] Червоненкис А.Я., Чани В.И., Бахтеузов В.Е., Павлова С.Г. // Изв. АН СССР, сер. Неорг. матер., 1986. Т. 22. № 9. С. 1530-1533.
- [4] Strosska В., Holst P., Tolksdorf W. // Philips Res. Repts. 1978. V. 33. N 3/4. P. 186-202.
- [5] Бахтеузов В.Е., Еськов Н.А., Заболотная Н.В., Логинов Н.А., Рандошкин В.В., Сигачев В.Б., Чани В.И., Червоненкис А.Я. В кн.: 5-я Всесоюзная школа по оптической обработке информации. Тезисы докладов, Киев, 1984.
- [6] Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.
- [7] Чани В.И. // Электронная техника, сер. Материалы, 1986. В. 5 (216), С. 57-59.
- [8] Чани В.И. В кн.: Элементы и устройства на ЦМД и ВБЛ. М.: Ин-т электронных управляющих машин, 1987. С. 9.
- [9] Чани В.И. // ЖТФ, 1986. Т. 56. В. 1. С. 193-195.
- [10] Hansen P., Krumme J.-P. // Thin Solid Films. 1984. V. 114. N 1/2. P. 69-107.
- [11] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б., Чани В.И., Червоненкис А.Я. В кн.: Новые материалы для микроэлектроники, Т. 1, Рига: Ин-т физики АН Латв. ССР. 1986. С. 21-22.

Институт общей
физики АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
14 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 2

26 января 1989 г.

05.2; 09

УСЛОВИЕ СТАЦИОНАРНОГО СЖАТИЯ
ОДИНОЧНОГО ПОЛОСОВОГО ДОМЕНА В
ФЕРРИТ-ГРАНАТОВОЙ ПЛЕНКЕ

А.Г. Шишков, В.В. Гришачев,
Е.Н. Ильичева, Ю.Н. Федюнин

Одними из основных операций разрабатываемого запоминающего устройства (ЗУ) на вертикальных блоховских линиях (ВБЛ) [1] является расширение-сжатие и разрезание полосового домена (ПД). Стабильность работы такого устройства определяется динамической устойчивостью к преобразованиям доменных границ (ДГ) при названных операциях. Большинство авторов при их выполнении либо не учитывают, либо вообще не рассматривают то, что используемые

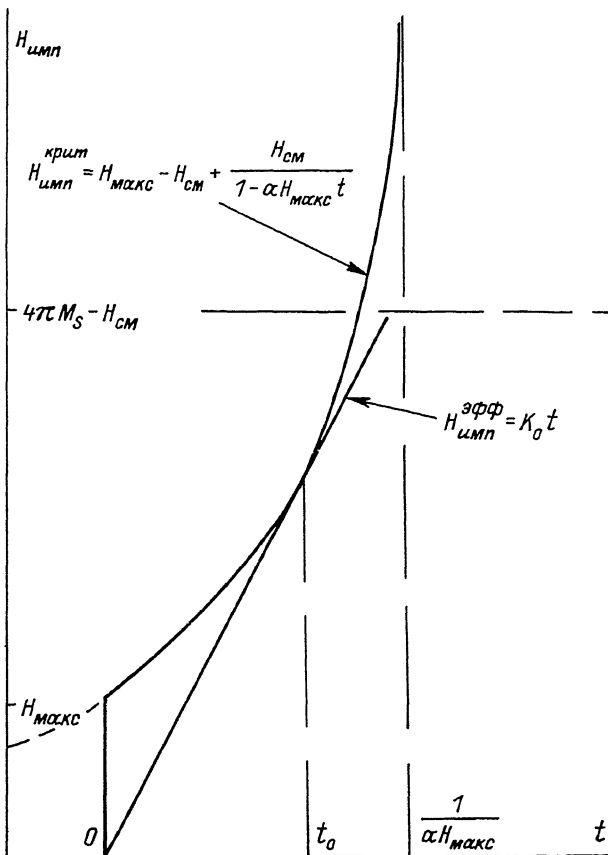


Рис. 1. Теоретические зависимости критического и эффективного импульсных полей от времени.

ими импульсные поля $H_{\text{имп}}$ превышают критическое поле $H_{\text{макс}}$, а это приводит к нестационарному движению ДГ, при котором изменяется структура границы [2], и следовательно, нельзя говорить об устойчивой работе ЗУ. В данной работе теоретически и экспериментально обосновывается возможный способ сохранения структуры ДГ при одновременном повышении быстродействия отдельных операций ЗУ на ВБЛ, основанное на использовании оптимальной формы магнитного импульса.

Условием, не изменяющим структур границ стационарного сжатия ПД, является требование, чтобы эффективное действующее поле $H_{\text{эфф}}$ не превышало $H_{\text{макс}}$, т.е.

$$H_{\text{эфф}} = H_{\text{имп}} + H_{\text{см}} - H_{\text{разм}} \leq H_{\text{макс}}, \quad (1)$$

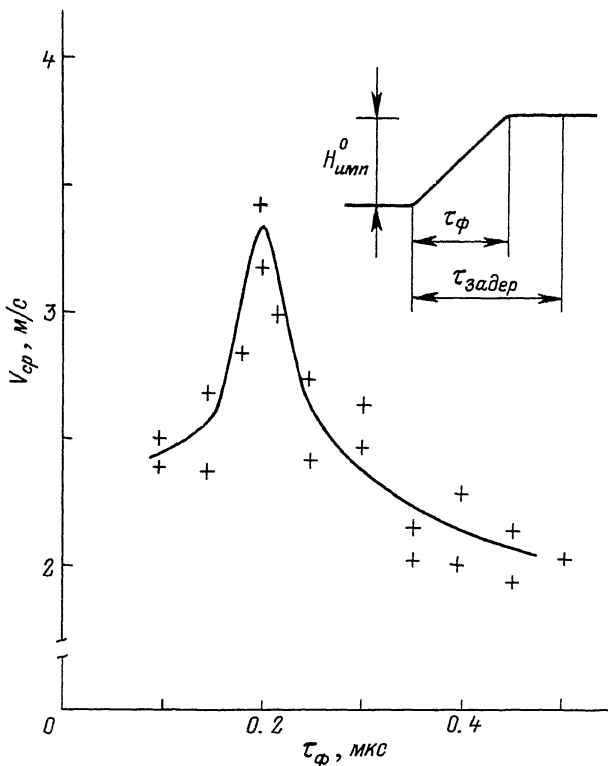


Рис. 2. Зависимость средней скорости сближения границ одиночного ПД V_{cp} от длительности фронта импульса τ_{ϕ} при постоянной времени задержки $\tau_{задер} = 0.7$ мкс и постоянной амплитуде импульса $H_{шмп} = 13.2$ Э. $H_{см} = 21.7$ Э.

где $H_{см}$ — внешнее постоянное поле смещения, $H_{разм}$ — размагничивающее поле одиночного полосового домена, для описания которого используем следующее приближение [3]:

$$H_{разм} = \frac{4\pi M_s}{1 + \pi \frac{W}{h}} \quad (2)$$

здесь $4\pi M_s$ — намагниченность насыщения, h — толщина феррит-гранатовой пленки (ФГП), W — ширина ПД. Скорость движения ДГ $V = \mu_0 H_{эфф}$ (μ_0 — подвижность границы при стационарном сжатии), поэтому через время t , после прикладывания магнитного импульса, ширина ПД станет равной

$$W = W_0 - 2\mu_0 \int_0^t H_{эфф}(\tau) d\tau \geq W_0 - 2\mu_0 H_{макс} t, \quad (3)$$

где W_0 — начальная ширина ПД. Подставляя (3) в (1), получим усиление последнего неравенства и из него, учитывая (2), легко получить условие, накладываемое на величину магнитного импульса:

$$H_{\text{имп}}^{\text{крит}} \leq H_{\text{имп}} = H_{\text{макс}} - H_{\text{см}} + \frac{H_{\text{см}}}{1 - \alpha H_{\text{макс}} t}, \quad (4)$$

где учтено, что $H_{\text{см}} = H_{\text{разм}}(W_0)$ и введено $\alpha = 2\pi\mu_0(h + \pi W_0)^{-1}$. Таким образом получена зависимость $H_{\text{имп}}^{\text{крит}}(t)$ для магнитного импульса такая, что, если выполняется условие (4), то $H_{\text{эф}} \leq H_{\text{макс}}$, значит, движение ДГ стационарно. Эта зависимость имеет слишком сложную форму для ее реализации в эксперименте. В качестве простейшего приближения можно взять линейно нарастающее поле (рис. 1). Из очевидного условия, что в данном случае, наиболее эффективным приближением является касательная к $H_{\text{имп}}^{\text{крит}}(t)$, легко определяется скорость нарастания поля:

$$K_0 = 2\pi \frac{\mu_0 H_{\text{макс}} \cdot (H_{\text{см}})^2}{h \cdot 4\pi M_s} \left[1 + \sqrt{\frac{H_{\text{макс}}}{H_{\text{см}}}} \right]^2 \quad (5)$$

Итак, для неизменяющей структуры границ сжатия ПД требуется, чтобы фронт импульса имел величину нарастания, определяемую по формуле (5); его амплитуда была бы $H_{\text{имп}}^0 < 4\pi M_s - H_{\text{см}}$, т.е. не превышала величины, необходимой для коллапса ПД; срез импульса может иметь произвольную форму.

Мы осуществили экспериментальную проверку формулы (5). Для этого использовался метод однократной высокоскоростной фотографии на базе АИГ-лазера [4]. Исследования проводились на ФГП состава $(Bi, Lu)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ со статическими параметрами $4\pi M_s = 90$ Гс, $h = 6.6$ мкм, характеристической длиной $l = 1.49$ мкм; и с динамическими параметрами, определенными на данной установке: $\alpha = 0.25$, $\mu_0 = 0.34$ м с⁻¹ э⁻¹. Эксперимент состоял в том, чтобы однократная фотография выполнялась с постоянным временем задержки $\tau_{\text{задер}}$, амплитуда импульса оставалась постоянной и была $H_{\text{макс}} < H_{\text{имп}}^0 < 4\pi M_s - H_{\text{см}}$, а изменялась только длительность фронта импульса $\tau_{\text{ф}}$ (т.е. изменялась K - скорость нарастания магнитного поля). По величине сжатия ПД и времени задержки определялась средняя скорость движения ДГ $V_{\text{ср}}$. Результаты эксперимента представлены на рис. 2. Наблюдается „резонансный” ход зависимости $V_{\text{ср}}(\tau_{\text{ф}})$, который объясняется тем, что при уменьшении или увеличении скорости нарастания поля по отношению к K_0 , ДГ либо попадает в область малых скоростей (рис. 1), которая определяется малыми полями для $K < K_0$, либо происходит срыв стационарного движения, что также приводит к падению скорости при $K > K_0$. Пик зависимости $V_{\text{ср}}(\tau_{\text{ф}})$ приходится на скорость нарастания поля 66 э/мкс, в то время как расчетная величина (5) $K_0 = 58$ э/мкс, если принять $H_{\text{макс}} = 2\pi d M_s$. Сравнивая эти величины, можно говорить о хорошем согласии теории и эксперимента, учитывая грубость приближения (2).

В заключение отметим, что выбор оптимальной формы магнитного импульса позволяет, с одной стороны, уменьшить продолжительность таких операций ЗУ на ВБЛ, как сжатие-расширение, разреза-

ние ПД, с другой стороны, позволяет при выполнении этих операций не изменять состояния ПД – регистра хранения информации в ЗУ на ВБЛ.

Л и т е р а т у р а

- [1] K o n i s h i S. // IEEE Trans. on Magn. 1983. V. MAG-19. N. 5. P. 1838-1840.
- [2] Малоземов А., Спонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 362 с.
- [3] О Д е л л Т. Магнитные домены высокой подвижности. М.: Мир, 1978. 197 с.
- [4] А.Г. Ш и ш к о в, В.В. Г р и ш а ч е в, Е.Н. И л ь и ч е в а, Ю.Н. Ф е д ь у н и н. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 8. С. 2537-2538.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
4 октября 1988 г.

Письма в ЖТФ, тсм 15, вып. 2

26 января 1989 г.

05.3; 05.4

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООВОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ НОРМАЛЬНОЙ ФАЗЫ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В.А. А л ь т о в, Ю.М. Л ь в о в с к и й,
В.В. С ы ч е в

1. Перспективы использования высокотемпературной сверхпроводимости [1] связываются с созданием композитных проводников, стабилизированных, как и традиционные сверхпроводники, матрицей из нормального металла с высокой проводимостью [2]. Одним из главных требований остается их устойчивость к переходу в нормальное состояние [3], в частности при распространении тепловой волны – нормальной зоны [2]. Говорить о детальном описании диссипативных свойств высокотемпературных композитов преждевременно. Однако уже сейчас могут быть выявлены основные отличия в распространении нормальных зон, вызванные теплофизическими особенностями при азотных температурах.

2. Тепловое состояние тонкого сверхпроводника сечением S и периметром L описывается уравнением теплопроводности

$$cS \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda S \frac{\partial T}{\partial x} \right) + W(T, I) - Q(T), \quad (1)$$