

01;05

Нелинейная динамика доменной границы (ДГ) вблизи точки Кюри в ферромагнетиках

© Г.Е. Ходенков

Институт электронных управляющих машин, Москва

Поступило в Редакцию 29 июля 1999 г.

В приближении фазовых переходов II рода Ландау для ферромагнетиков вблизи точки Кюри получено точное нелинейное решение в магнитном поле для ДГ, модуль вектора намагниченности в которой меняется по величине (ДГ Жирнова). Полученные результаты позволяют сделать вывод об эффективности механизма нелокального перемагничивания в температурной области Кюри.

Один из используемых в настоящее время методов записи в термомагнитных устройствах отображения, обработки и накопления информации основан на разогреве ферромагнитного материала-носителя до температуры Кюри T_c [1]. Для оценки быстродействия таких устройств необходима зависимость времени перемагничивания, и в частности скорости доменной границы (ДГ) от прилагаемого внешнего магнитного поля. К сожалению, динамика ДГ разрабатывалась в основном для ферромагнетиков, находящихся вне области Кюри $T \ll T_c$ (см. обзор известных результатов в [2]). Вблизи T_c модуль вектора намагниченности не сохраняется по величине, поэтому известные динамические результаты в этой области не применимы.

В настоящей работе на основе стандартного термодинамического потенциала Ландау исследуется нелинейная динамика пространственно одномерной ДГ в магнитном поле. Оказывается, что в магнитных полях ниже некоторого критического значения существует точное нелинейное решение, описывающее стационарную динамику ДГ. В более высоких полях энергетически невыгодный домен, как показывает исследование устойчивости, становится нестабильным и общее распределение намагниченности стремится к однородному. Нестабильной, в рамках потенциала Ландау, оказывается также и периодическая (полосовая) доменная структура, используемая иногда в целях записи информации.

Динамика намагниченности $M(y, t)$ несколько ниже T_c , подчиняется уравнению Ландау–Халатникова

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} \frac{\delta \Phi}{\delta M}, \quad (1)$$

в котором τ — время продольной релаксации намагниченности и

$$\Phi = - \int dy \left[\frac{\alpha}{2} (\nabla M)^2 - AM^2 + BM^4 - HM \right] \quad (2)$$

— термодинамический потенциал (M — намагниченность, $\alpha > 0$ — обменная жесткость; $A = a(T_c - T) > 0$, $a > 0$, $B > 0$ — коэффициенты разложения потенциала ниже температуры Кюри T_c ; H — постоянное внешнее магнитное поле). После введения безразмерных переменных

$$t \rightarrow \left(\frac{\tau}{2A} \right) t, \quad y \rightarrow \sqrt{\frac{\alpha}{2A}} y, \quad M \rightarrow \sqrt{\frac{A}{2B}} m, \quad H \rightarrow 2A \sqrt{\frac{A}{2B}} H \quad (3)$$

уравнение (1) принимает стандартный вид

$$\dot{m} = m'' + m - m^3 + H. \quad (4)$$

Хотя уравнения такого типа встречаются в самых различных областях физики (особенно в теории автоволновых процессов, см. [3]), к описанию нелинейной динамики ДГ уравнение (4), насколько известно, не применялось.

В случае $H = 0$ уравнение (4) имеет статическое решение

$$m(y) = \text{th} \left(\frac{y}{\sqrt{2}} \right), \quad (5)$$

которое описывает переход между доменами $m(y \rightarrow \pm\infty) = \pm 1$ путем изменения модуля вектора намагниченности без его поворотов, ДГ Жирнова (1958) см. в [4]. Известно, что и при более общем виде правой части уравнения типа (4) имеют, при определенных ограничениях, устойчивые уединенные (сепаратрисные) решения, соединяющие два седла ([3], более недавние результаты — [5]). В настоящей работе находится стационарное решение вида $m(y - Vt)$, где V — скорость нелинейной волны, обобщающее (5) на случай ненулевого магнитного поля.

Положение особых точек (4) и значения намагниченности ДГ при $y \rightarrow \pm\infty$ определяется корнями кубического уравнения $m - m^3 + H = 0$. Если $H < H_0 \equiv \frac{2}{3\sqrt{3}}$, существует три действительных решения, при $H > H_0$ — одно (для определенности $H > 0$). Сепаратрисное решение, связывающее два седла, существует только в первом случае, причем двум различным седлам отвечают соответственно минимальный и максимальный корни:

$$m(-\infty) = -\frac{1}{\sqrt{3}} \cos \varphi(H) - \sin \varphi(H) \text{ и } m(\infty) = \frac{2}{\sqrt{3}} \cos \varphi(H), \quad (6)$$

где $\varphi(H) = \frac{1}{3} \arctg \sqrt{(H_0/H)^2 - 1}$. Динамическое решение (4), обобщающее статическое решение (5), с учетом приведенных асимптотических значений (6), как можно проверить, имеет вид

$$m(y - Vt) = \frac{m(\infty) - m(-\infty)}{2} \text{th}[b(y - Vt)] + \frac{m(\infty) + m(-\infty)}{2}. \quad (7)$$

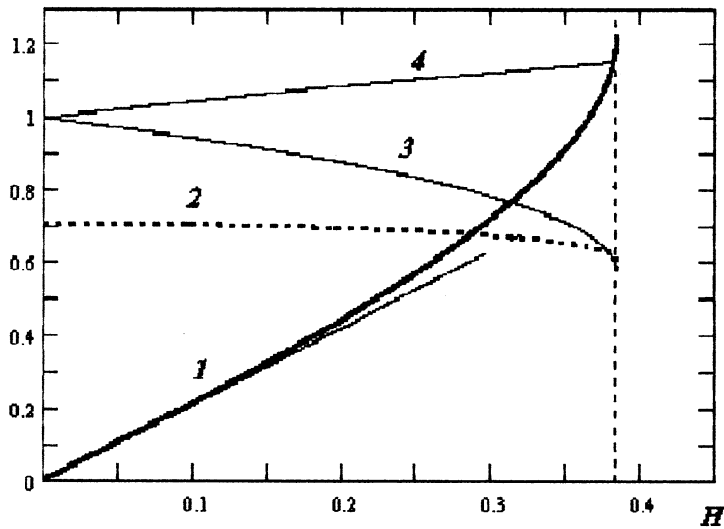
Входящие в (7) параметры: скорость ДГ — V и обратная толщина ДГ — b равны

$$V(H) = \sqrt{6} \sin \left(\varphi(H) - \frac{\pi}{6} \right), \quad (8)$$

$$b(H) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \left(\varphi(H) - \frac{\pi}{6} \right). \quad (9)$$

Решение (7) справедливо лишь при $H < H_0 \equiv \frac{2}{3\sqrt{3}}$ (см. рисунок). В слабых полях получаем $|V| = 3H/\sqrt{2}$; предельная скорость $|V(H_0)| = \sqrt{3/2}$ и вблизи нее (8) имеет характерную корневую особенность $\sim \sqrt{H_0 - H}$, отделяющую стационарный режим при $H < H_0$ от нестационарного в области $H > H_0$.

Сравнение (8) с решением Уокера [6] для ДГ в одноосном ферромагнетике ниже области Кюри, фактически единственным имеющимся точным решением нелинейной динамики ДГ, обнаруживает несколько различий. Во-первых, в случае (8) функция $V(H)$ является монотонно возрастающей (не имеет экстремума во внутренней области, как в [6]); во-вторых, параметр ширины ДГ $1/b$ здесь также является монотонно возрастающей функцией поля (а не убывающей, как в [6]). Другое важное отличие относится к области нестационарного режима. В случае Уокера в нестационарном режиме (выше так называемой предельной



1 — скорость (абсолютное значение) ДГ (8) и линейное приближение к ней (нижняя прямая); 2 — обратная ширина ДГ (9); 3 — $|m(-\infty)|$ и 4 — $m(\infty)$ — намагниченности (6).

скорости Уокера) на поступательное перемещение ДГ накладывается колебательное движение. Динамика ДГ Жирнова носит совершенно иной характер. Уравнение (4) при $H > H_0$ имеет только одну особую точку $m_0 H = \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{ch}[\frac{1}{3} \operatorname{arth} \sqrt{1 - (H_0/H)^2}]$, отвечающую минимуму энергии системы, так что решения (4) стремятся к однородному распределению намагниченности $m(y, t \rightarrow \infty) \rightarrow m_0(H)$. В достаточно сильных магнитных полях, когда $m_0(H) \approx H^{1/3}$, заключительная стадия этого процесса происходит за характерное время $\Delta t \sim H^{-2/3}$.

Остановимся еще на одном вопросе: устойчивости статических периодических решений (4) — теоретической модели полосовой структуры в рамках функционала (2). Периодическое статическое решение (4) при $H = 0$ можно представить в виде

$$m_0(y) = \sqrt{1 - \kappa} \operatorname{sn} \left[\left(\frac{1 + \kappa}{2} \right)^{1/2} y \right]. \quad (10)$$

Здесь $0 < \kappa < 1$ — произвольный параметр, sn — эллиптический синус Якоби с модулем $k = \sqrt{(1 - \kappa)/(1 + \kappa)}$. Пространственный период

(10) равен $(2^{5/2}/\sqrt{1+k})K(k)$, где $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода. Исследуем спектр линеаризованной относительно (10) задачи (4) и покажем, что он обладает отрицательными собственными значениями, т.е. решение (10) неустойчиво.

Подставив в (4) $m(y, t) = m_0(y) + \delta m(y) \exp(-Et)$ (E — собственное значение, $\delta m(y)$ — малая амплитуда), после замены переменной $y \rightarrow \sqrt{2}z/\sqrt{1+\kappa}$ приходим к уравнению Ламе следующего вида:

$$\Omega \delta m = -\delta m'' + 6k^2 \operatorname{sn}^2(z) \delta m, \quad (11)$$

в котором $\Omega = 2(E+1)/(1+\kappa)$. Согласно общей теории [7], помимо непрерывного спектра (11) имеет еще две разрешенные зоны конечной ширины. Границам зон отвечают строго периодические решения — функции Ламе. Оказывается, что нижняя зона целиком расположена в области отрицательных энергий

$$\frac{1+k^2}{2} - \sqrt{1-k^2+k^4} \leq E \leq 0. \quad (12)$$

Границам этой зоны отвечают следующие функции Ламе: $\delta m \sim \operatorname{cn}(z) \operatorname{dn}(z)$ — потолок зоны $E = 0$ и $\delta m \sim \operatorname{sn}^2(z) - B_0$, где $B_0 = 2/(2E_0 + 1 + k^2)$ и $E_0 < 0$ — левая часть неравенства (12), — дно нижней зоны. Это означает, что периодическое решение (10) исходного уравнения (4) неустойчиво относительно возмущений, являющихся решениями уравнения (11) с энергиями, принадлежащими зоне (12).

Основной результат настоящей работы — точное нелинейное динамическое решение (7) для ДГ Жирнова (5) в магнитном поле. Оказывается, что скорость локального перемагничивания путем смещения ДГ ограничена сверху магнитным полем $H_0 \equiv \frac{2}{3\sqrt{3}}$. Максимально достижимая по (8) скорость ДГ $\sqrt{3}\alpha^{1/2}a^{1/2}(T_c - T)^{1/2}/\tau$ мала в меру близости к точке Кюри. Время локального перемагничивания, даже участка с размерами порядка ширины ДГ, велико $\sim \tau(T_c - T)$. Более эффективным и употребляемым на практике является нелокальное перемагничивание полями $H > H_0$. Если прикладываемое поле достаточно велико, то устойчивым состоянием (4) будет $m_0 = H^{1/3}$. Время релаксации к этому состоянию из его конечной окрестности на основании (4) составляет $\sim H^{2/3}$ или в размерном виде $\sim \tau H^{-2/3} B^{1/3}$. Более реалистичную оценку получить затруднительно, так как скорость перемагничивания зависит от целого ряда технологических факторов, учет которых выходит за рамки настоящей работы (параметров лазерного импульса, условий теплопередачи и теплоотвода и т.д.).

Список литературы

- [1] Рандошкин В.В., Червонкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- [2] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с ЦМД. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [3] Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [5] Гудков В.В. ЖВММФ. 1997. Т. 37. № 12. С. 1482–1488.
- [6] Shryer N.L., Walker L.R. // J. Appl. Phys. 1974. 45. N 12. P. 5406–421.
- [7] Уиттекер Э.Т., Ватсон Дж.Н. // Курс современного анализа. Ч. 2. М.: ГИФМЛ, 1963. 516 с.