

О ДИНАМИКЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В СЛАБЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

А.К. Звездин

Показано, что полная система уравнений, определяющая динамику доменных границ (ДГ) в слабом ферромагнетике, имеет частное решение такого же типа, что и хорошо известное решение Уокера для ферромагнетиков. Рассчитана функциональная зависимость скорости ДГ от магнитного поля, описываемая найденным решением. Эта функция имеет максимум при конечном значении поля и участок отрицательной дифференциальной подвижности ДГ. В YFeO_3 , согласно расчету, максимальная скорость $v \approx 2 \cdot 10^6$ см/сек достигается при $H_m \approx 4 \cdot 10^3$ э.

1. Уравнения Ландау – Лифшица для двухподрешеточного слабого ферромагнетика можно представить в виде¹⁾

$$\dot{M}_i = \gamma \left[M_i \frac{\delta W}{\delta M_i} \right] + \alpha [M_i, \dot{M}_i], \quad i = 1, 2$$

¹⁾ Для определенности рассматривается кристалл ромбической симметрии.

$$W = \frac{a}{2} m^2 + \frac{b_1}{2} l_x^2 + \frac{b_3}{2} l_z^2 + d_1 m_z l_x - d_3 m_x l_z - \\ - mH + A [(\vec{\nabla} \mathbf{l})^2 + (\vec{\nabla} \mathbf{m})^2],$$

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M}, \quad \frac{\delta}{\delta q} \equiv \frac{\partial}{\partial q} - \nabla \frac{\partial}{\partial \nabla q}.$$

Для описания динамики доменной границы перейдем к угловым переменным $\theta, \phi, \epsilon, \beta$, в которых ($\epsilon \ll 1, \beta \ll 1$):

$$l_x = \sin \theta \cos \phi, \quad l_y = \sin \theta \sin \phi, \quad l_z = \cos \theta, \quad m_z = -\epsilon \sin \theta, \\ m_x = \epsilon \cos \theta \cos \phi - \beta \sin \theta \sin \phi, \quad m_y = \epsilon \cos \theta \sin \phi + \beta \sin \theta \cos \phi. \quad (2)$$

Для записи уравнений (1) в переменных $\theta, \phi, \epsilon, \beta$ используем лагранжев формализм, Функция Лагранжа L , диссипативная функция F и соответствующие уравнения Эйлера есть:

$$L = \frac{M}{\gamma} [\dot{\phi} \epsilon \sin \theta - \dot{\beta} \cos \theta] - W(\theta, \phi, \epsilon, \beta), \quad (3)$$

$$F = \frac{\alpha M}{2\gamma} [\dot{\theta}^2 + \sin^2 \theta (\dot{\phi}^2 + \dot{\beta}^2) + \dot{\epsilon}^2 + 4\epsilon \sin \theta \cos \theta \dot{\phi} \dot{\beta}] \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = \frac{\delta L}{\delta \theta} - \frac{\partial F}{\partial \dot{\theta}} \quad \text{и т.д.} \quad (5)$$

2. При $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ имеется частное решение нелинейных уравнений (5)¹⁾: $\theta = \pi/2, \beta = 0, \phi(\mathbf{r}, t), \epsilon(\mathbf{r}, t)$. При подстановке такого решения в уравнения (5) два из них (получающиеся вариацией по θ и β) превращаются в тождества, а остающиеся два имеют вид

$$\dot{\epsilon} + \alpha \dot{\phi} = \frac{c^2}{\omega_E} \nabla^2 \phi + \omega_1 \sin \phi \cos \phi - \omega_d \epsilon \sin \phi, \quad (6a)$$

$$\alpha \dot{\epsilon} - \dot{\phi} = \frac{c^2}{\omega_E} \nabla^2 \epsilon - \omega_E \epsilon + \omega_d \cos \phi - \omega_H, \quad (6b)$$

где $\omega_1 = \frac{\gamma b_1}{M}, \quad \omega_d = \frac{\gamma d_1}{M} \equiv \gamma H_d, \quad \omega_H = \gamma H,$

$$\omega_E = \frac{\gamma a}{M} \equiv 2 \gamma H_E, \quad c^2 = 4 \gamma^2 A/M.$$

1) Оно имеет такой же смысл, что и хорошо известное решение Уокера [1] для ферромагнетиков, хотя и определяется более сложными уравнениями, чем уокеровское

Определим сначала приближенное решение уравнений (6). Во втором из них можно пренебречь слагаемыми $\frac{c^2}{\omega_E} \nabla^2 \epsilon$ и $\alpha \dot{\epsilon}$ по сравнению с $\omega_E \epsilon$. Параметр малости отброшенных членов есть $(a_0 / \Delta)^2$ и $\frac{\alpha a_0}{\Delta}$, где $a_0 = \frac{c}{\omega_E} = \left(\frac{2A}{a} \right)^{1/2} \approx 10^{-8}$ см, Δ — толщина движущейся доменной границы. Тогда из (6б) имеем

$$\epsilon = \frac{1}{\omega_E} (-\omega_d \cos \phi + \omega_H + \dot{\phi}). \quad (7)$$

Подставляя его в (6а), получим

$$\phi - c^2 \nabla^2 \phi + \omega_A^2 \sin \phi \cos \phi = \dot{\omega}_H - \omega_d \omega_H \sin \phi - \alpha \omega_E \dot{\phi}, \quad (8)$$

где $\omega_A^2 = \omega_d^2 - \omega_E \omega_1$. При $H = 0$, $\alpha = 0$ это уравнение превращается в хорошо изученное уравнение sine-Gordon. Его одномерное решение, удовлетворяющее граничным условиям $\phi(x \rightarrow -\infty) = 0$, $\phi(x \rightarrow +\infty) = \pi$, имеет вид

$$\phi(x, t) = 2 \operatorname{arctg} e^{\frac{x - vt}{\Delta}}, \quad \Delta^{-1} = \frac{\omega_A / c}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad (9)$$

где $v < c$. Эта же функция удовлетворяет уравнению (8) при $H = \text{const} \neq 0$ и $\alpha \neq 0$, но при определенном значении $v(H)$, удовлетворяющем уравнению $\omega_d \omega_H = \alpha \omega_E \Delta^{-1} v$, что легко проверить подстановкой (9) в (8). Из последнего уравнения, используя (9), получим¹⁾

$$v(H) = c \frac{HH_d}{\alpha} [4H_E^2 H_A^2 + \alpha^{-2} H^2 H_d^2]^{-1/2}. \quad (10)$$

Физическую природу такой зависимости $v(H)$ можно пояснить, если обратиться к механической аналогии движения ДГ. При достаточно медленной зависимости от t величин H и v (характерные частоты их изменения много меньше ω_d) из (8) можно получить следующее уравнение для скорости ДГ:

$$\frac{d}{dt} (mv) + \frac{mv}{\tau} = 2 M_s H, \quad (11)$$

¹⁾ Подобная же зависимость $v(H)$ была получена в работе [2], где авторы предположили, что динамика слабоферромагнитного момента описывается теми же уравнениями, что и динамика ферромагнетика, и величина намагниченности остается постоянной при движении ДГ.

где

$$\frac{2 M_s}{H_d \gamma^2 \Delta(v)} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad \tau = \frac{1}{\alpha \omega_E}.$$

Все члены в (11) имеют очевидный механический смысл; mv/τ есть сила трения, действующая на ДГ, $2 M_s H$ — давление на ДГ и т.д. При $\frac{d}{dt}(mv) = 0$ уравнение (11) дает (10). Таким образом, причиной насыщения скорости ДГ при $H \rightarrow \infty$ является "релятивистская" зависимость массы ДГ m от ее скорости. Четкин и сотрудники [3, 4] экспериментально обнаружили и исследовали явление насыщения скорости ДГ в YFeO_3 ; они же [4], а также Барьяхтар и сотрудники [5] теоретически оценили предельную скорость ДГ в ортоферритах.

3. При $v \sim c$ нужно учитывать отброшенные члены в уравнении (6б). Проведем асимптотический анализ уравнений (6) методом, предложенным и развитым в работах [6, 7]. Линеаризуем уравнения (6) вблизи стационарных точек $\phi = 0, \pi$, которые соответствуют доменам, и будем искать решения линейных уравнений в виде $\exp\left[\pm \frac{\omega_E}{c} k(x - v_{\mp} t)\right]$ при $x - v_{\mp} t \rightarrow \mp \infty$. Условия существования нетривиальных решений имеют вид

$$\left(\frac{v}{c}\right)^2 (1 + \alpha^2) - \frac{\alpha v}{c} k \left[2 - k^{-2} \left(1 + \frac{\omega_A^2}{\omega_E^2} \mp \frac{\omega_H \omega_d}{\omega_E^2} \right) \right] - 1 + k^2 - (1 - k^{-2}) \left(\frac{\omega_A^2}{\omega_E^2} \mp \frac{\omega_H \omega_d}{\omega_E^2} \right) = 0. \quad (12)$$

Предположим, что существует решение нелинейных уравнений (6) вида $\phi(x - vt)$, $\epsilon(x - vt)$, и функция $\phi(x - vt)$ является симметричной; тогда равенство $v_+(k) = v_-(-k) = v$, где $v_+(k)$ и $v_-(k)$ определяются уравнениями (12), дает (в линейном приближении по α и H/H_E):

$$v = c (1 + p - pk^{-2} - k^2)^{1/2}, \quad (13a)$$

$$H = H_{MC} k (1 - pk^{-2})^{1/2} (1 - k^2)^{-1/2} (1 + p - 2k^2), \quad (13b)$$

где $H_{MC} = \alpha \frac{4 H_E^2}{H_d}$, $p = \left(\frac{\omega_A}{\omega_E}\right)^2$. Эти уравнения определяют в параметрической форме функцию $v(H)$. Характерный вид этой кривой приведен на рисунке. Максимум этой кривой имеет координаты¹⁾: $v_m = c(1 - \sqrt{p})$, $H_m = H_{MC} p^{1/4} (1 - \sqrt{p})^2$. Ему соответствует

²⁾ Это значение скорости совпадает с найденным в работе [5].

$k_m \approx p^{1/2}$ ($p \ll 1$), точке $H = 0$, $v = 0$ соответствует $k_0 p^{1/2}$ ($p \ll 1$). Значение $k_m/k_0 \approx p^{1/4}$ характеризует отношение толщин ДГ при $v = v_m$ и $v = 0$. Функция (13) совпадает с (10) при $k_0 \leq k \ll k_m$ или при $0 \leq H \ll H_m$. Последнее неравенство и является условием применимости уравнений (8) и (10). Несколько более сложные уравнения, чем (6), определяют движения ДГ, в которой l вращается в ac -плоскости, но функция $v(H)$, определяемая уравнениями (10) и (13а) и (13б), остается справедливой и в этом случае (при условии, что $d_1 = -d_3$). В них нужно положить $\omega_A = (b_1 - b_3)/M$.

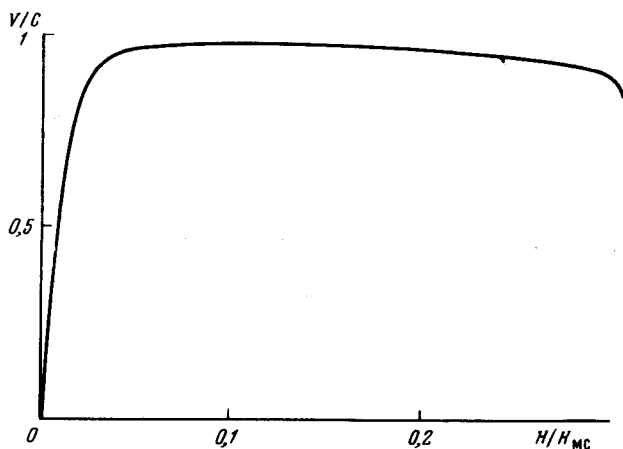


График функции $v(H)$, построенный по формулам (13) при $p = 10^{-4}$, часть кривой $v(H)$ ($\frac{H}{H_{MC}} > 0,2$) требует дополнительного исследования, так как здесь нарушается условие $\epsilon \ll 1$

4. Приведем численные оценки. В YFeO_3 $A \approx 4 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, $H_E = 6,4 \cdot 10^6$ э, $H_d = 10^5$ э, $p \approx 10^{-4}$, "Масштаб" поля H_{MC} можно выразить через подвижность μ при $H \rightarrow 0$: $\mu = (c/H_{MC}) p^{1/2}$. Отсюда $H_{MC} = (c/\mu \sqrt{p})$. Согласно [8], $\mu \approx 5 \cdot 10^3$ см/сек \cdot э. Используя эти значения, получим $c = 2 \cdot 10^6$ см/сек, $H_{MC} = 4 \cdot 10^4$ э, $V_m = 0,99$ с, $H_m \approx 4 \cdot 10^3$ э.

Поступила в редакцию
12 февраля 1979 г.

Литература

- [1] L.Walker. In J.F.Dillon. Magnetism, 3, ed. G.Rado and H.Suhl, Acad. Press, 1963, p.450.
- [2] E.M.Gyorgy, F.V.Nagedorn. J. Appl. Phys., 39, 88, 1968.
- [3] М.В.Четкин, А.Н.Шалыгин, А. де ля Кампа. ФТТ, 19, 3470, 1977.
- [4] М.В.Четкин, А. де ля Кампа. Письма в ЖЭТФ, 27, 168, 1978.

- [5] В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов. А. Л. Сукстанский. ФТТ, 20, 2177, 1978.
- [6] E Schlömann. Appl. Phys. Lett., 19, 274, 1971.
- [7] В. М. Елеонский, Н. Н. Кирова. Сб. "Проблемы физики твердого тела", УНЦ АН СССР, Свердловск, 1975, стр. 184.
- [8] Р. Уайт. УФН, 103, 593, 1971.
-