

ДИНАМИКА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

А.К. Звездин, А.А. Мухин

Исследована динамика межфазной границы в антиферромагнетике в области фазового перехода в магнитном поле и ее связь с особенностями фазовой диаграммы системы.

Среди задач физики сильно неравновесных процессов особый интерес представляет динамика межфазных границ (МГ). В [1, 2] изучалась динамика 90-градусных МГ в диспрозиевом ортоферрите в окрестности перехода Морина. Характерной особенностью таких границ является то, что их структура практически не изменяется в процессе движения. В данной работе исследуется более общая ситуация, а именно, динамика угловой МГ, т.е. границы, разделяющей угловую и коллинеарную фазы в магнитном поле H . Структура такой МГ является более чувствительной к отклонению от линии фазового перехода (ФП), что должно проявиться в ее динамических свойствах. Об этом свидетельствуют опытные данные [3], в частности, сильная нелинейная зависимость скорости МГ от магнитного поля. Ниже исследована динамика таких межфазных доменных границ на примере $DyFeO_3$ в поле H параллельном оси c .

При фазовом переходе в точке Морина происходит переориентация вектора антиферромагнетизма G в плоскости ab кристалла. Направление G в этой плоскости определяется углом φ , отсчитываемом от оси a . Свободная энергия есть [4]:

$$\begin{aligned} \Phi &= (1/2)A(\varphi)^2 + \Phi_0, \\ \Phi_0 &= (1/2)K_1 \cos 2\varphi + (1/8)K_2 \cos 4\varphi - h \cos \varphi, \end{aligned} \quad (1)$$

где A , K_1 , K_2 — константы неоднородного обмена и анизотропии, причем $K_2 < 0$, $h = m_Z^0 H_Z$, m_Z^0 — магнитный момент вдоль оси c . Минимизация (1) определяет следующие фазы (вставка к рис. 1): коллинеарную фазу Γ_4 ($\varphi = 0$), существующую при $h \geq 2(K_1 + K_2)$, и угловую Γ_{14} , в которой φ определяется уравнением

$$h = 2(K_1 + K_2 \cos 2\varphi) \cos \varphi. \quad (2)$$

Она существует при $|h| \leq (2/3)(K_1 - K_2) [2(K_1 - K_2)/(-3K_2)]^{1/2}$. Линия ФП 1-го рода $\Gamma_4 - \Gamma_{14}$ определяется в параметрической форме уравнением:

$$\begin{aligned} K_1 &= -K_2 \cos \varphi_0 (2 + 3 \cos \varphi_0), \\ h &= -2K_2 \cos \varphi_0 (1 + \cos \varphi_0)^2, \quad 0 \leq \varphi_0 \leq \pi/2. \end{aligned} \quad (3)$$

В точке Морина $\varphi_0 = \pi/2$, а в трикритической точке Q $\varphi_0 = 0$.

Уравнение движения для φ имеет вид [1]:

$$\begin{aligned} A(\varphi'' - V_0^{-2} \dot{\varphi}^2) &= \partial \Delta \Phi / \partial \varphi + k \dot{\varphi}, \\ \Delta \Phi &= \Phi_0(\varphi) - \Phi_0(0) = -2K_2 \sin^2(\varphi/2) [(\cos \varphi - \cos \varphi_0)^2 (1 + \cos \varphi + 2 \cos \varphi_0) + \delta], \\ \delta &= 2\Delta(1 + 2 \cos \varphi_0 - 3 \cos^2 \varphi_0 - 6\Delta \cos \varphi_0 - 2\Delta^2), \quad \Delta = \cos \varphi_1 - \cos \varphi_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где κ — константа затухания; V_0 — скорость магнюнов. Значения φ_1 определяются уравнением (2), а φ_0 (3). Величина δ характеризует отклонение системы от линии ФП. Распределение $\cos [\varphi(x)/2] \equiv \eta(x)$ и энергия E_0 покоящейся границы определяются соотношениями:

$$\eta_0 (1 - \eta_0^2) x/x_0 = a_1^{-1} \operatorname{arth} (\eta a_1/\eta_0 \beta_1) - (1/2) \operatorname{arth} (2\eta\eta_0/\beta_1), \quad (5)$$

$$E_0(\varphi_0) = (8A|K_2|)^{1/2} [(1/4)a_2\beta_2 - (1/2)\xi_0 a_2 + \xi_0 (1 + (3/2)\xi_0) \ln [(a_2 + \beta_2)/\sqrt{2}(1 + a_2)]]],$$

где $\eta_0 = \cos(\varphi_0/2)$; $a_1 = (6\eta_0^2 - 2)^{1/2}$; $\beta_1 = (4\eta_0^2 - 2\eta^2 - 2)^{1/2}$; $x_0 = |A/4K_2|^{1/2}$; $\xi_0 = \cos \varphi_0$; $a_2 = (1 + \xi_0)^{1/2}$; $\beta_2 = (1 + 3\xi_0)^{1/2}$.

При $\kappa = 0$ уравнение (4) имеет автомодельное решение $\varphi = \varphi(x - Vt)$ на линии ФП ($\delta = 0$), которое описывается формулой (5) с заменой $x_0 \rightarrow x_0 (1 - V^2/V_0^2)^{1/2}$. Это решение можно положить в основу теории возмущений для выяснения различных воздействий на динамику МГ. В частности, при небольшом отклонении от линии ФП можно получить по аналогии с $1/$ следующее уравнение для нестационарного движения центра МГ $q(t)$:

$$\frac{d}{dt}(m\dot{q}) + \beta(\dot{q})\dot{q} = \Delta\Phi, \quad (6)$$

где

$$m(\dot{q}) = E_0/V_0^2 (1 - \dot{q}^2/V_0^2)^{1/2}; \quad \beta(\dot{q}) = \kappa E_0/A (1 - \dot{q}^2/V_0^2)^{1/2}; \quad \Delta\Phi = \Phi(\varphi_1) - \Phi(0) = \\ = -K_2 (1 - \cos \varphi_1)^2 (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_0) [2 + 3(\cos \varphi_1 + \cos \varphi_0)];$$

φ_1 и φ_0 определяются соответственно из (2) и (3). Подвижность МГ по отношению к полю H , вычисленная на основе (6) (рис. 1), есть

$$\mu_H = (dV/dH_Z)_{V=0} = Am_0^2 (1 - \cos \varphi_0) / \kappa E_0(\varphi_0)$$

Рассмотрим стационарное движение МГ при больших отклонениях от линии ФП. Чтобы найти решение $\varphi(x - Vt)$ уравнения (4), воспользуемся следующим утверждением. Уравнение (4) имеет решение

$$\varphi' = \pm [2F(\varphi)/A (1 - V^2/V_0^2)]^{1/2}$$

с граничными условиями $\varphi'(\pm \infty) = 0$ и собственное значение, равное $k = \kappa V [2/A (1 - V^2/V_0^2)]^{1/2}$, если $\partial\Delta\Phi/\partial\varphi$ можно представить в виде

$$\partial\Delta\Phi/\partial\varphi = \partial F/\partial\varphi + kF^{1/2}. \quad (7)$$

Это утверждение проверяется прямой подстановкой. Разложим термодинамический потенциал $\Delta\Phi(\varphi)$ по φ в точке $\varphi = 0$

$$\Delta\Phi(\varphi) = (1/2)a\varphi^2 - (1/4)b\varphi^4 - (1/6)c\varphi^6 \equiv (1/6)c\varphi^2[(\varphi^2 - \varphi_0^2)^2 - \Delta],$$

где $a = h - 2(K_1 + K_2)$; $b = (1/6)(h - 8K_1 - 36K_2)$; $c = (h - 32K_1 - 512K_2)/51$; $\varphi_0^2 = 3b/4c$; $\Delta = \varphi_0^4 - 3a/c$. Линии потери устойчивости фаз Γ_7 и Γ_{14} определяются уравнениями $a = 0$ и $a = a_1 \equiv b^2/4c$, а линии ФП 1-го рода — уравнением $a = a_0 \equiv 3b^2/16c$. Полагая $F(\varphi) = (1/6)c\varphi^2(\varphi^2 - \varphi_1^2)^2$ и подставляя ее в (7), легко убедиться, что она удовлетворяет (7) при $\varphi_1^2 = (b/2c) [1 + (1 - 4ac/b^2)^{1/2}]$ и $k = (b/c) \times \times (2c/3)^{1/2} [1 - 2(1 - 4ac/b^2)^{1/2}]$. В результате для $\varphi(x)$ и скорости V получаем*

* Подобные решения для сегнетоэлектриков были получены в /5/.

$$\varphi(x) = \varphi_1 [1 + \exp(-x/x_1)]^{-1/2},$$

$$V(1 - V^2/V_0^2)^{-1/2} = \kappa^{-1} (cA/3)^{1/2} (b/c) [1 - 2(1 - 4ac/b^2)^{1/2}],$$

где $x_1 = [3A(1 - V^2/V_0^2)/c]^{1/2}/2\varphi_1^2$. На рис. 2 приведена зависимость скорости межфазной границы от величины a , пропорциональной H . Отметим асимметричный характер зависимости $V(a)$ относительно точки ФП $a = a_0$: на границе потери устойчивости угловой фазы Γ_{14} $dV/da \rightarrow \infty$, а на границе потери устойчивости коллинеарной фазы Γ_4 $dV/da = \text{const}$. Подобный характер зависимости $V(H)$ наблюдался в работе /3/ и получался при численном моделировании /6/. Важно, что характер зависимости скорости границы при приближении к линии потери устойчивости угловой фазы зависит от выбора соответствующего пути.

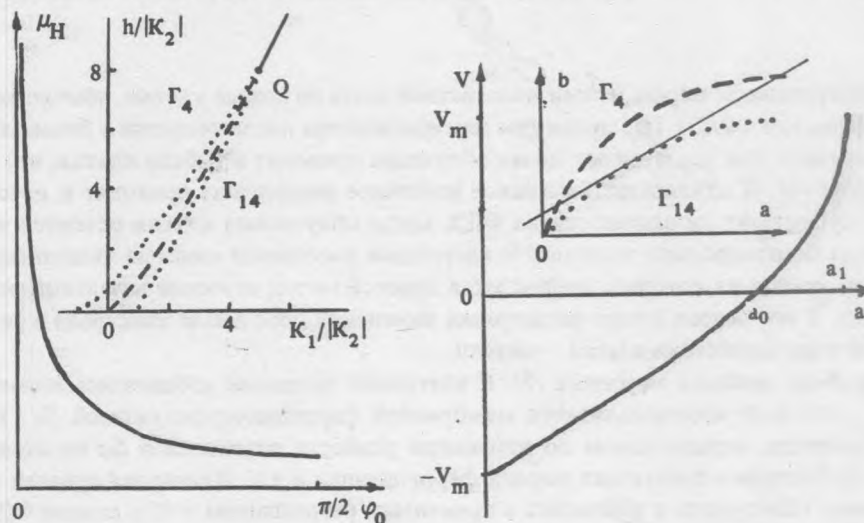


Рис. 1. Зависимость начальной подвижности межфазной границы на линии ФП 1-го рода OQ. На вставке приведена фазовая диаграмма: сплошная линия соответствует ФП 2-го рода, пунктир – ФП 1-го рода, точечные – линиям потери устойчивости.

Рис. 2. Зависимость скорости межфазной границы от параметра a , характеризующего отклонение от линии ФП ($a = a_0$), $V_m = (bk/c)(3A/c)^{1/2}$. На вставке – фазовая диаграмма на плоскости a - b : пунктир – линия ФП 1-го рода, точечная линия – линия потери устойчивостей, сплошная линия – линия равных углов, касательная к линии потери устойчивости.

Если в качестве такого выбрать на фазовой диаграмме (вставка к рис. 2) линии равных углов $a = b\varphi_1^2 - c\varphi_1^4$, которые представляют собой касательные к линии потери устойчивости угловой фазы, то зависимость $V(a)$ на этой линии будет иметь вид $V/(1 - V^2/V_0^2)^{1/2} = \kappa^{-1} (cA/3)^{1/2} (3a/c\varphi_1^2 - \varphi_1^2)$ ($\varphi_1 = \text{const } t$), откуда следует, что для этого пути на границе потери устойчивости угловой фазы ($a_1 = c\varphi_1^4$) величина $V(a)$ не испытывает никакой аномалии, т.е. $dV/da = \text{const}$, а для любого другого пути $dV/da \rightarrow \infty$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Звездин А. К., Мухин А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 11 (1985).
2. Соболева Т. К., Стефановский Е. П., Суктанский А. Л. Письма в ЖЭТФ, 42, 59 (1985).
3. Гнатченко С. Л., Харченко Н. Ф., Чижик А. Б. Тезисы докладов на 24 Всесоюзном совещании по физике низких температур. Тбилиси, 1986, ч. III, с. 14.
4. Белов К. П. и др. Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках. М., Наука, 1979.
5. Gordon A. Phys. Lett., 9A, 329 (1983).
6. Гнатченко С. Л. Препринт ФТИНТ, № 5-88, Харьков, 1988.