Письма в ЖЭТФ, том 35, вып.2, стр. 85 – 87 *20 января 1982 г.*

О СВЕРХПРЕДЕЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

В.Г.Барьяхтар, Б.А.Иванов

Обсуждаются закономерности сверхпредельного движения доменной границы (ДГ), которое сопровождается черенковским излучением спиновых волн. Найдены потери энергии на это излучение и обсуждается зависимость скорости границы от внешнего поля.

Эксперименты группы Четкина [1] по сверхпредельному движению ДГ в ортоферритах ставят вопрос о излучении движения ДГ со скоростью, бо́льшей предельной скорости v_c. Это движение заведомо нестационарное, и его аналитическое описание на "солитонном" уровне представляет значительные трудности. Однако некоторые аспекты сверхпредельного движения можно описать на качественном уровне. Например, в работе [2] отмечалось, что сверхпредельное движение сопровождается черенковским излучением колебаний намагниченности (магнонов или магнитных солитонов).

Важным аспектом задачи является то обстоятельство, что ДГ, как движущаяся, так и покоящаяся, топологически устойчивое образование, для разрушения которого необходимо преодолеть потенциальный барьер[1] , энергия которого пропорциональна объему тела. Это дает возможность при расчете рассматривать ДГ как заданную особенность и описывать ее взаимодействие с полем намагниченности гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \sum_{\mathbf{k}} U_{\mathbf{k}}\, c_k\, e^{-ikvt} + \text{э.с.} \qquad (1)$$

Здесь Ω – объем системы, c_k, c_k^+ – операторы магнонов, v – скорость ДГ. Мы будем считать, что ДГ является плоской и однородной в своей плоскости, при этом амплитуда U_k , которая определяется фурье-компонентом намагниченности в ДГ, не равна нулю только для $k \parallel v$. Строго говоря, $\mathcal{H}$ содержит помимо (1) нелинейные по операторам c_k, c_k^+ слагаемые, но для анализа нашей задачи достаточно ограничиться (1).

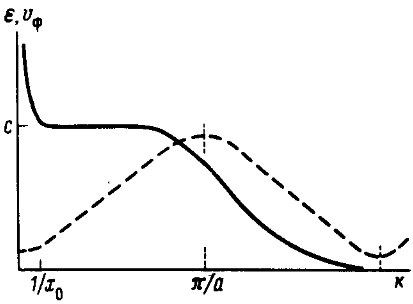

Рис.1. зависимости $v_\phi(k)$ (сплошная линия) и ϵ_k (пунктирная линия) для редкоземельного ортоферрита

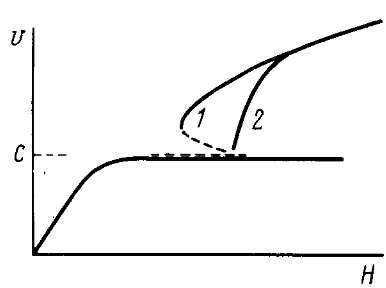

Рис.2. Зависимость v *(H)* , пунктиром отмечен участок нестабильности. Кривая *1* отвечает малой релаксации, *2* – большой релаксации

---

1) Имеется в виду, что внешнее поле не слишком велико, когда еще сохраняется возможность существования доменов различной намагниченности .

Так как мы не знаем точной структуры ДГ при $v > v_c$, то при вычислении U_k воспользуемся моделью, рассматривая ДГ в редкоземельном ортоферрите как перегиб шириной Δ. При этом

$$U_k \cong \Delta\sqrt{\epsilon_0 E_0}\begin{cases}1, & k\Delta \ll 1\\ \exp(-k\Delta), & \Delta \gg 1\end{cases}, \tag{2}$$

где ϵ_0 – активация магнонов, E_0 – энергия покоющейся ДГ.

Учет $\mathcal{H}_1$ приводит к принципиально различным результатам при $v < v_c$ и $v > v_c$. Для того, чтобы пояснить это обстоятельство, вычислим скорость изменения энергии магнонов $\dot{Q}$. На единицу площади ДГ приходится значение $\dot{Q}$ равное

$$\dot{Q} = 2\pi v \int dk\, |U_k|^2\, k\delta(\epsilon_k - kv) = 2\pi v \sum_a k_a |U_{ka}|^2 \left|\frac{\partial\epsilon}{\partial k_a} - v\right|^{-1}. \tag{3}$$

Здесь ϵ_k – энергия магнона с импульсом k. Легко видеть, что $\dot{Q} \neq 0$ только в том случае, если существует вещественный корень уравнения

$$\epsilon_k = kv \quad \text{или}\ v = v_\Phi(k) \tag{4}$$

Индекс a во второй формуле (3) нумерует корни уравнения (4). $v_\Phi(k) = \epsilon_k/k$ – фазовая скорость магнонов.

Наличие корня (4) проявляется также при вычислении среднего значения намагниченности магнонов ΔM, которая выражается через $< c_k >$ $< c_k^+ >$ $< \ldots >$ – обозначает усреднение по матрице плотности системы. Оказывается, что ΔM при $\dot{Q} = 0$ локализована вблизи ДГ: $\Delta M(x - vt) \to 0$ при $|x - vt| \to \infty$. Фактически, при этом ΔM описывает поправку к намагниченности в ДГ. Если же есть хотя бы один вещественный корень (4), то $\dot{Q} \neq 0$ и ΔM не обращается в нуль вдали от ДГ.

По $\dot{Q}$ можно классифицировать типы движения доменных границ. Движение ДГ с $\dot{Q} \neq 0$, сопровождающееся черенковским излучением магнонов, естественно назвать сверхпредельным. Перейдем к анализу условия черенковского излучения (4). Как известно, энергия квазичастицы ϵ_k является ограниченной периодической функцией квазиимпульса k, поэтому при $k \to \infty$, $v_\Phi(k) \to 0$ (см. рис.1). Это означает, что, строго говоря, движение ДГ со сколь угодно малой скоростью v сопровождается черенковским излучением магнонов, но при малых скоростях $k_a \cong 1/a$, a – постоянная решетки. Следрвательно, $\dot{Q}$ или амплитуда ΔM при малых скоростях экспоненциально малы и ими можно пренебречь. Это означает, что о сверхпредельном движении имеет смысл говорить только тогда, когда $k_a\Delta \lesssim 1$. Для нахождения таких решений уравнения (3) достаточно использовать длинноволновое приближение для спектра ϵ_k. Например, для редкоземельных ортоферритов $\epsilon_k^2 = \epsilon_0^2 + c^2k^2$ и сверхпредельным следует считать движение со скоростью $v > c$.

Черенковское излучение спиновых волн приводит к дополнительной силе торможения. При $v > c$ для $F_{\text{изл}}$ легко получить

$$F_{\text{изл}} = \left(\frac{E_0}{x_0}\right)\left(\frac{\Delta}{x_0}\right)\left(\frac{c}{v}\right)^2 \equiv F_m\left(\frac{c}{v}\right)^2 \tag{5}$$

т.е. сила торможения (как и ΔM) обращается в нуль при $(v/c) \to \infty$. Это оправдывает применение линейной теории (1). Будем считать, что формула (5) по порядку величины справедлива и при $v \cong c$. Сила торможения $F_{\text{рел}}$, обусловленная обычными релаксационными процессами в спиновой системе, для "допредельного" движения найдена в работе [4]. При $v > c$ для $F_{\text{рел}}$ можно пользоваться оценкой $F_{\text{рел}} = V(x_0/\Delta)\, v$, B – коэффициент подвижности при $v < c$. Знание зависимости суммарной силы торможения $F = F_{\text{изл}} + F_{\text{рел}}$ от скорости ДГ v позволяет нам качественно построить зависимость $v(H)$ (см. рис.2). На этом рисунке приведены два варианта зависимости $v(H)$; малым B $(B < (F_m\, \Delta/cx_0))$, отвечает кривая 1 и наличие неустойчивого участка зависимости $v(H)$, большим B — кривая 2. Наблюдавшаяся в эксперименте [1] зависимость $v(H)$ может быть объяснена нестационарным переходом ДГ через окрестность $v \cong c$.

В заключение заметим, что кроме излучения спиновых волн возможно черенковское излучение любых других коллективных колебаний системы (звука [5], поверхностных или оптических спиновых волн и т.д.). Соответствующие потери энергии ДГ будут приводить к "полочкам" разных масштабов на графике $v(H)$ при значениях скорости ДГ, близкой к фазовой скорости длинноволновых квазичастиц, что фактически наблюдалось в экспериментах [1, 6, 7].

Литература

1. *Четкин М.В., Ахуткина А.И.* ЖЭТФ, 1980, 78, 761.
2. *Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л.* Письма в ЖТФ, 1979, 5, 853.
3. *Елеонский В.М., Кирова Н.Н., Кулагин Н.Е.* ЖЭТФ, 1980, 79, 321.
4. *Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л.* ЖЭТФ, 1980, 78, 1509.
5. *Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л.* ЖЭТФ, 1978, 75, 2183.
6. *Четкин М.В., Бынзаров Ж.И., Гадецкий С.Н.* Тезисы XV Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений. Пермь, 1981, с.32–33.
7. *Ким П.Д., Хван Д.Ч.* Тезисы XV Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений. Пермь, 1981, с. 26–27.

Донецкий
физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
15 декабря 1981 г.