*Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 4, стр. 226 – 229 5 февраля 1978 г.*

# К ТЕОРИИ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

*В.Г.Барьяхтар, Б.А.Иванов, А.Л.Сукстанский*

Исследована зависимость толщины доменных границ в ферритах и антиферромагнетиках от скорости их движения. Показано, что в феррите с $n$ магнитными подрешетками могут реализоваться $n$ различных доменных границ.

В связи с проблемой выяснения предельных скоростей движения цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) актуальным стал вопрос о движении доменных границ (ДГ) в магнитоупорядоченных кристаллах и изменения структуры этих границ при движении.

Очевидно, что скорость движения ДГ не может быть больше минимальной фазовой скорости спиновых волн, так как всегда найдется при этом какой-либо конкретный механизм, приводящий к когерентному излучению магнонов. Однако, как известно на примере ферромагнетика, предельная скорость движения ДГ оказывается меньше минимальной фазовой скорости спиновых волн.

Полное решение этой проблемы связано с исследованием системы нелинейных дифференциальных уравнений, которая становится особенно сложной в случае магнетика с несколькими магнитными подрешетками. По-видимому, с этим связано то обстоятельство, что до последнего времени не была исследована ни проблема предельных скоростей движения ДГ в кристаллах со сложной магнитной структурой, ни вопрос об изменении ДГ при таком движении.

При анализе движения ДГ в ферромагнетике Шлеманом [1] было отмечено, что как предельные скорости, так и изменение толщины ДГ со скоростью могут быть найдены на основании исследования закона дисперсии спиновых волн в ферромагнетике, если перейти от реальных значений волнового вектора к чисто мнимым. Это связано с тем, что на больших расстояниях от центра ДГ распределение намагниченности в нулевом приближении является однородным, а возмущения, обусловленные ДГ, малы. Легко видеть, что система уравнений для этих возмущений есть система линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами. Поэтому их зависимость от времени и координаты имеет вид

$$\mathbf{m}^{(a)}(x - vt) = \sum_i \mathbf{m}^{(a)}_{oi}\, e^{\pm\kappa\,[x - v_i(\kappa)t]}, \tag{1}$$

где индекс $a$ нумерует магнитные подрешетки, а индекс $i$ – номер решения дисперсионного уравнения.

Если известен закон дисперсии спиновых волн $\omega^2 = \omega^2(k^2)$, то соотношение между толщиной ДГ $z = \kappa^{-1}$ и скоростью ее движения определяется из формулы

$$-v_i^2\kappa^2 = \omega_i^2(-\kappa^2), \tag{2}$$

что соответствует аналитическому продолжению $k \to -i\kappa$, $\omega \to -i\kappa v$.

Этот метод дает возможность простым способом исследовать вопрос о предельных скоростях в магнетиках со сложной магнитной структурой, найти зависимость толщины ДГ от скорости и, наконец, определить новые "микроскопические" ДГ.

Рассмотрим прежде всего антиферромагнетик (АФМ), для которых закон дисперсии имеет вид

$$\omega_i^2 = \Delta_i^2 + s_i^2 k^2, \tag{3}$$

где $\Delta_i$ – активации, а $s_i$ – скорости спиновых волн [2]. Из (2) и (3) находим

$$z_i(v) = z_i(0)\left(1 - \frac{v^2}{s_i^2}\right)^{1/2}, \qquad z_i(0) = \frac{s_i}{\Delta_i}. \tag{4}$$

Так как активация $\Delta_i$ в спектре спиновых волн обусловлена слабыми релятивистскими взаимодействиями: $\Delta_i \sim (H_A H_E)^{1/2}$, а скорость спиновых волн – обменными взаимодействиями $s_i \sim H_E/a$ ($a$ – постоянная решетки), то $z_i(0)/a \sim (H_E/H_A)^{1/2} >> 1$, т. е. ДГ имеет макроскопическую толщину.

Из соотношений (4) видим, что скорость ДГ не может превышать скорости спиновых волн $s_i$. По мере приближения $v$ к $s_i$ толщина ДГ уменьшается; естественно, что окрестность $|s_i - v| << s_i$ должна описываться формулами, полученными из микроскопического рассмотрения спектров.

Аналогичный (3) закон дисперсии имеют оптические ветви спиновых волн в ферритах с несколькими магнитными подрешетками[1]. Поэтому формально соотношение (4) определит различного рода ДГ и в ферритах. Важно отметить, что, в отличие от АФМ, для оптических мод ферритов как активация $\Delta_i$, так и скорость спиновых волн $s_i$ – обменного происхождения. Поэтому макроскопические ДГ в ферритах могут быть связаны только с низкочастотной модой, а оптические ветви приводят к микроскопическим ДГ ($z_i(0) \sim a$) и требуют микроскопического рассмотрения, т. е. конкретных моделей обменного взаимодействия в феррите.

Вблизи точек фазового перехода, а именно, вблизи полей переходов $H_{\Pi}(T)$ от коллинеарной к неколлинеарной магнитной структуре [3], как известно, одна из оптических мод "размягчается" по закону $\Delta_i \sim \sim |H - H_{\Pi}(T)| \to 0$, и соответствующая ДГ становится макроскопической.

В случае АФМ, для которых существенно обменное взаимодействие не только между подрешетками, но и внутри подрешеток, анализ спектра спиновых волн [3] показывает, что возможны микроскопические ДГ, "толщины" которых определяются формулой

$$z(0) \approx a\left[2\ln\frac{3}{2\xi}\right]^{-1}, \tag{5}$$

где $\xi = -I_{11}(0)/I_{12}(0) << 1$, $I_{11}(0)$, $I_{12}(0)$ – нулевые фурье-компоненты соответственно внутри и межподрешеточных обменных интегралов. Видим, что $z(0) < a$; это означает, что толщина ДГ фактически совпадает с постоянной решетки.

Остановимся, наконец, на ДГ, связанной с низкочастотной ветвью спиновых волн в ферритах, спектр которой имеет вид

$$\omega^2 = A + Bk^2 + Ck^4. \tag{6}$$

Отметим, что в отличие от АФМ, в нескомпенсированных магнетиках не только активация $A$, но и величина $B$ определяются релятивистскими взаимодействиями[2], поэтому необходимо удерживать слагаемое с $k^4$, коэффициент $C$ при котором определяется только обменным взаимодействием. Исходя из (2) и (6) находим

$$\kappa_{1,2}(v) = \frac{\pm 1}{2\sqrt{C}}\left[\sqrt{v^2_{(+)} - v^2} \pm \sqrt{v^2_{(-)} - v^2}\right], \tag{7}$$

---

[1] Напомним, что число подрешеток, например, в феррит-гранатах – несколько десятков.

[2] В силу теоремы Боголомова о $1/q^2$ [4] в изотропном ферромагнетике или феррите $\omega \sim k^2$, т. е. $A = B = 0$.

где

$$v^2_{(\pm)} = B \pm 2\sqrt{AC}\,. \qquad (8)$$

Из соотношения (7) нетрудно видеть, что при $v > v_{(+)}$ параметр $\kappa$ — чисто мнимый, это область спиновых волн, а $v_{(+)}$ — их минимальная фазовая скорость.

При $v_{(-)} < v < v_{(+)}$ параметр $\kappa$ — комплексный. Анализ показывает, что в этом интервале скоростей существуют решения типа уединенного домена, или магнитного солитона. При $v \to v_{(+)}$ амплитуда солитона мала, а область локализации — велика; при $v \to v_{(-)}$ солитон представляет собой движущийся уединенный домен, размером порядка $z(v)\,|\ln (v - v_{(-)}/v_{(-)})|$, с почти однородной намагниченностью, отделенный от остальной части кристалла двумя ДГ [5].

Из изложенного выше следует, что решение типа уединенной ДГ может существовать только в интервале скоростей $v < v_{(-)}$, где параметр $\kappa$ — вещественен и имеет смысл обратной толщины ДГ ($\kappa = z^{-1}$). Следовательно, величина $v_{(-)}$, определяемая (8), является предельной скоростью движения ДГ.

Важно отметить, что величина $v_{(-)}$ для феррита с несколькими магнитными подрешетками может существенно (на несколько порядков) отличаться от значения $v_{(-)}$ в простом ферромагнетике.

В заключение авторы выражают благодарность И.Е.Дзялошинскому и Б.Н.Филиппову за ценные замечания и А.И.Ахиезеру, А.С.Боровику-Романову и Е.А.Турову за обсуждение работы.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
12 января 1978 г.

## Литература

[1] E.Schlömann. Appl. Phys. Lett.. 19, 274, 1971.

[2] А.С.Боровик-Романов. Итоги науки, 4, изд. АН СССР, М., 1962; Е.А.Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. М., изд. АН СССР, 1963; А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. Спиновые волны, М., изд. Наука, 1967.

[3] Д.А.Яблонский. ФТТ, 14, 2849, 1972.

[4] Н.Н.Боголюбов. Избранные труды, 3, 216, Киев, изд. "Наукова думка", 1971.

[5] А.М.Косевич, Б.А.Иванов, А.С.Ковалев. Письма в ЖЭТФ, 25, 516, 1977; ФНТ, 3, 906, 1977.