

ВЫНУЖДЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ПОЛЕ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ

А.В.Михайлов, А.И.Яремчук

Показано, что взаимодействие доменной стенки с пакетом спиновых волн приводит к ее смещению, а в присутствии плоской волны доменная стенка движется с постоянной скоростью навстречу волне. В интегрируемом случае приведено точное решение соответствующее взаимодействию доменной стенки и плоской спиновой волны.

В ферромагнетике с одноосной анизотропией в пренебрежении диполь-дипольным взаимодействием и релаксационными процессами имеется запрет Уолкера на движение доменной стенки, связанный с сохранением проекции магнитного момента на ось анизотропии. Мы покажем, что процесс взаимодействия доменной стенки с пакетом спиновых волн приводит к ее смещению, а в присутствии плоской спиновой волны стенка обязана двигаться навстречу волне с постоянной скоростью.

Динамика вектора намагниченности $\mathbf{S} = (S_1, S_2, S_3)$, $\mathbf{S}^2 = 1$ описывается феноменологическим уравнением Ландау и Лифшица¹:

$$\dot{S}_3 = \frac{i}{2} \nabla (S_+ \nabla S_- - S_- \nabla S_+), \quad (1)$$

$$\dot{S}_\pm = i \nabla (S_3 \nabla S_\pm - S_\pm \nabla S_3) + \frac{i}{2} h'_a (S_3) S_\pm, \quad (2)$$

$$S_+ = S_1 + i S_2, \quad S_- = S_1 - i S_2$$

$h'_a(S_3)$ – плотность энергии анизотропии. Мы ограничимся нормальным падением спиновой волны (пакета волн) на плоскую доменную стенку, выбирая направление x вдоль распространения волны.

Уравнение (1) имеет вид закона сохранения проекции магнитного момента на ось анизотропии. Именно это соотношение приводит к запрету Уолкера, так как перемещение доменной стенки изменяет величину указанной проекции магнитного момента образца.

1. Рассмотрим прохождение локализованного пакета сквозь доменную стенку. Пусть до столкновения пакет находится слева от стенки (рис. а), и дает положительный вклад I_0 в сохраняющийся интеграл

$$I = \int_{-L}^L S_3 dx \quad (3)$$

(интервал интегрирования выберем достаточно большим, так чтобы он содержал стенку, и пакет). После взаимодействия (рис. б) пакет эволюционируя пройдет через стенку, частично отразившись. В интеграл (3) вклад прошедшей через стенку волны отрицателен, а вклад отраженной волны положителен. Но так как амплитуда отраженной волны не может быть слишком большой (это противоречит закону сохранения энергии), то возникает дисбаланс Δ в законе сохранения проекции момента (3), который можно скомпенсировать только сдвигом доменной стенки влево. Величина сдвига очевидно равна

$$\Delta x = \frac{1}{2} (I_0 + I_1 - I_2), \quad (4)$$

где $I_0, 1, 2$ – численно равны модулю проекции магнитного момента на ось анизотропии падающего, прошедшего и отраженного пакетов соответственно.

Приведенное рассуждение является общим, оно не зависит от вида функции $h_a(S_3)$ и не требует малости амплитуды пакетов спиновых волн. Мы лишь предполагали, что доменная стенка не имеет внутренних степеней свободы. Возбуждение доменной стенки, имеющее магнитный момент \tilde{I} , уменьшило бы сдвиг (4) на $\tilde{I}/2$. Отсутствие таких возбуждений при нашей постановке задачи можно строго доказать для модели (1), (2) в одномерном интегрируемом случае ¹⁾

$$h_a(S_3) = -\beta^2 S_3^2. \quad (5)$$

2. Для волн малой амплитуды возможно более детальное количественное описание, основанное на матрице рассеяния спиновых волн на доменной стенке. Матрицу рассеяния можно вычислить по линейной теории, считая в первом приближении доменную стенку заданной. Пусть слева на доменную стенку падает плоская спиновая волна малой амплитуды a_k , тогда:

$$S_+ \cong a_k \exp(i\omega_k t - ikx) + b_k \exp(i\omega_k t + ikx) \quad \text{при } x \ll -L, \quad (6)$$

$$S_+ \cong c_k \exp(-i\omega_k t + ikx) \quad \text{при } x \gg L,$$

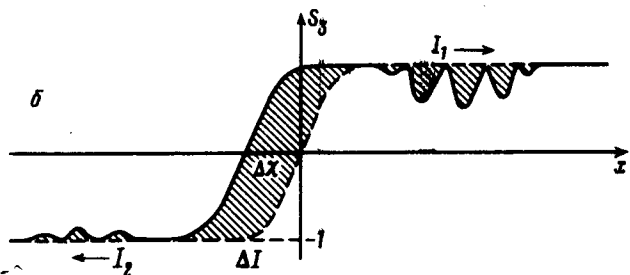
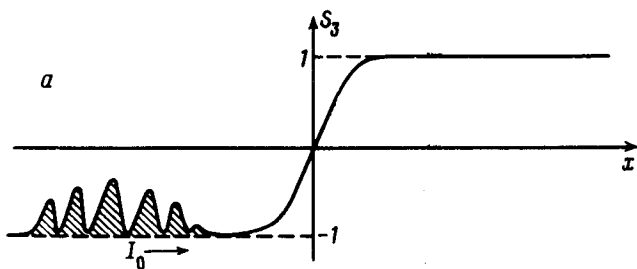
где L — масштаб анизотропии, b_k — амплитуда отраженной, c_k — амплитуда прошедшей волны. Из закона сохранения энергии следует, что

$$|a_k|^2 = |b_k|^2 + |c_k|^2. \quad (7)$$

В интегрируемом случае (б) доменная стенка ($S_3 = \text{th}(\beta x)$, $S_+ = i / \text{ch}(\beta x)$) является безотражательной: $b_k \equiv 0$, $c_k = a_k \left[\frac{(k + i\beta)}{(k - i\beta)} \right]$.

Проинтегрируем соотношения (1) в пределах от $-L_1$ до L_1 ($L_1 \gg L$). При вычислении интеграла в правой части воспользуемся асимптотиками (6):

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-L_1}^{L_1} S_3 dx = k |c_k|^2 + \kappa |a_k|^2 - \kappa |b_k|^2. \quad (8)$$



$I_0, I_1, I_2, \Delta I = 2\Delta x$ — обозначают площади заштрихованных фигур

¹⁾ Интегрируемость этой модели была впервые установлена в работе ²⁾.

С учетом (7) имеем:

$$\int_{-L_1}^{L_2} S_3 dx = 2k |c_k|^2 t + \text{const.} \quad (9)$$

Таким образом доменная стенка должна деформироваться так, чтобы удовлетворить соотношению (9). При нашей постановке задачи, как уже отмечалось, доменная стенка не имеет внутренних степеней свободы, поэтому указанная деформация является сдвигом в отрицательном направлении с постоянной скоростью

$$V = -k |c_k|^2. \quad (10)$$

В интегрируемом случае (5) точное решение, соответствующее взаимодействию спиновой волны с доменной стенкой можно явно вычислить при помощи метода обратной задачи, и оно имеет вид:

$$S_3 = \frac{\sqrt{(k^2 + \beta^2)(1 - \delta^2)} \operatorname{sh} A + \delta k \sin B}{\sqrt{k^2 + \beta^2} \operatorname{ch} A + \delta \beta \cos B}, \quad (11)$$

$$S_+ = e^{i\phi_1} \frac{\delta \sqrt{k^2 + \beta^2} (\operatorname{ch} A \cos B + i \operatorname{sh} A \sin B) + \beta - ik \sqrt{1 - \delta^2}}{\sqrt{k^2 + \beta^2} \operatorname{ch} A + \delta \beta \cos B} \quad (11)$$

$$A = \beta \sqrt{1 - \delta^2} (x - vt - x_0), \quad B = \sqrt{1 - \delta^2} (k^2 + \beta^2) t - kx + \phi_2, \quad v = -\frac{k \delta^2}{\sqrt{1 - \delta^2}},$$

где δ , k , ϕ_1 , ϕ_2 , x_0 — произвольные константы. Отметим, что решение (11) справедливо при любой амплитуде $0 \leq \delta < 1$ спиновой волны.

Для пакета волн малой амплитуды в силу соотношения (7) формулу для сдвига доменной стенки можно преобразовать к виду

$$\Delta x = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |c_k|^2 dk = I_1. \quad (12)$$

3. Доменная структура магнетиков стабилизируется на больших расстояниях за счет неучтенных нами механизмов, таких как диполь-дипольное взаимодействие, дефекты кристаллической решетки, поверхностные и геометрические эффекты и т.д. Следует также учесть процессы диссипации и более сложную анизотропию реальных кристаллов. Разумеется, учет перечисленных поправок к модели разрушает интеграл I (3). Однако, если время пролета пакета спиновых волн через доменную стенку много меньше чем характерное время взаимодействия, разрушающего интеграл, то проведенные выше рассуждения можно просто обосновать.

При прохождении пакета через последовательность стенок каждая из них будет сдвигаться в направлении, противоположном движению пакета, причем сдвиг каждой последующей стенки будет меньше, чем у предыдущей за счет отражения спиновых волн и их диссипации. Т.е. плотность доменных стенок должна несколько падать. Учет неоднородностей, примесей, различных поверхностных и объемных дефектов может привести к обратному процессу — накоплению доменных стенок.

Нам приятно поблагодарить Л.М. дедух, В.И. Никитенко и Д.Е. Хмельницкого за обсуждение результатов работы.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Л.Д. Ландау собрание трудов. М.: Наука, т. 1, стр. 128, 1969 г.
2. Боровик А.Е. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 629.