1991 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 33, № 7
1991 SOLID STATE PHYSICS Vol. 33, N 7

УДК 513.19

О ПОДВИЖНОСТИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ЛЕГКОПЛОСКОСТНОМ СЛАБОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, А. В. Вершинин

Построена микроскопическая теория торможения доменной границы в легкоплоскостном слабом ферромагнетике $FeBO_3$. Проанализирован вклад различных взаимодействий, приводящих к неупругому рассеянию магнонов на движущейся границе и к торможению границы. Показано, что основной вклад в силу динамического торможения вносит эффективная гексагональная анизотропия в базисной плоскости магнетика. Температурная зависимость коэффициента вязкости линейная.

Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в последнее время в развитии феноменологической теории релаксации в магнетиках [1, 2], единственным источником детальной теоретической информации о температурной зависимости различных кинетических коэффициентов для доменных границ (ДГ) и других нелинейных волн намагниченности является микроскопический подход, базирующийся на анализе процессов взаимодействия волны с различными возбуждениями кристалла: магнонами, фононами и т. д.

В работах [3, 4] микроскопическая теория торможения ДГ развивалась применительно к одноосному [3] и ромбическому [4] ферромагнетику (ФМ). В более сложных, двухподрешеточных, магнетиках соответствующий анализ был проведен в работах [5, 6]. В частности, в работе [6] было показано, что для большинства антиферромагнетиков (АФМ) и слабых ферромагнетиков (СФМ) справедлива так называемая «идеализированная» модель, учитывающая наиболее сильные взаимодействия в магнитной подсистеме кристалла: обменное взаимодействие, энергию квадратичной магнитной анизотропии, антисимметричное взаимодействие Дзялошинского.

Для идеализированной модели характерно, что статическая ДГ создает для магнонов безотражательный потенциал, а вклад двухчастичных процессов неупругого рассеяния магнонов в силу динамического торможения $F(V)$ равен нулю, так как в нуль обращается эффективная амплитуда взаимодействия магнонов с движущейся ДГ. При этом основной вклад в силу торможения и коэффициент вязкости ДГ $\eta = \lim_{V\to 0}(F(V)/V)$ определяется процессами с участием трех квазичастиц.

Выход за рамки идеализированной модели, связанный с учетом более слабых взаимодействий (неантисимметричность взаимодействия Дзялошинского, анизотропия четвертого порядка и т. д.), приводит к тому, что безотражательность потенциала нарушается, двухчастичная амплитуда становится отличной от нуля и соответствующие процессы дают вклад в коэффициент η. Более того, в ряде случае именно этот вклад оказывается доминирующим; в частности, в иттриевом ортоферрите при азотных и комнатных температурах $\eta=\eta(T)$ определяется в основном вкладом двухчастичных процессов, связанных с неантисимметричностью взаимодействия Дзялошинского [5, 6], причем теоретическая оценка величины

$\eta(T)$ и температурная зависимость $\eta \sim T^2$ хорошо согласуются с экспериментальными данными [7].

В работе [6] основное внимание уделялось СФМ типа ортоферритам (ОФ), обладающим ромбической магнитной анизотропией, и при вычислении $\eta(T)$ использовались оценки, характерные именно для этого класса магнетиков. Целью настоящей работы является изучение торможения ДГ в АФМ типа «легкая плоскость» (ЛП), в частности, в борате железа $FeBO_3$, в котором динамика ДГ, так же как и в $YFeO_3$, экспериментально изучена довольно подробно (см., например, [8-10]). Как мы убедимся ниже, в АФМ ЛП при вычислении $\eta(T)$ имеет место ряд особенностей, существенно отличающих эти магнетики от ОФ.

1. Будем исходить из свободной энергии двухподрешеточного легкоплоскостного ромбоэдрического АФМ (типа $FeBO_3$, $MnCO_3$ и т. д.), которую запишем в виде

$$W = M_0^2 \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{\delta}{2} m^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 + w_a(l) + d(m_x l_y - m_y l_x) + \frac{d'}{2i} m_z (l_+^3 - l_-^3) \right\}, \quad (1)$$

где $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$, $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ — соответственно нормированные векторы ферро- и антиферромагнетизма; $M_0 = |\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2|$, $\mathbf{M}_{1,2}$ — векторы намагниченности подрешеток; α, δ — соответственно константы неоднородного и однородного обмена; d, d' — константы взаимодействия Дзялошинского; $l_\pm = l_x \pm i l_y$; ось z выбрана вдоль трудной оси анизотропии, совпадающей в $FeBO_3$ с кристаллографической осью [111]; $w_a(l)$ — энергия магнитной анизотропии

$$w_a(\mathbf{l}) = \frac{\beta}{2} l_z^2 + \frac{\beta'}{4} l_z^4 + \frac{\beta''}{2} l_z (l_+^3 + l_-^3) + \lambda (l_y^2 - l_x^2) + \frac{\beta_6}{2} (l_+^6 + l_-^6), \quad (2)$$

где β, β', β'' — константы одноосной анизотропии; λ — эффективная константа ромбической анизотропии, имеющая магнитоупругое происхождение [11]. Учет этого взаимодействия необходим в рассматриваемой задаче, так как именно оно обеспечивает существование и устойчивость 180-градусных ДГ в $FeBO_3$. Последнее слагаемое в (2) описывает слабую гексагональную анизотропию в базисной плоскости.

Энергия (1) отличается от выражения, обычно используемого для описания нелинейной динамики СФМ [12], наличием слагаемого, отвечающего «нелинейному» взаимодействию Дзялошинского. Тем не менее, используя иерархию взаимодействий, характерную для гайзенберговских магнетиков ($\delta \gg d$, $d' \gg \beta$, β', ...), можно исключить вектор слабого ферромагнетизма $\mathbf{m}$ из уравнений движения, выразив его через вектор $\mathbf{l}$.

$$\mathbf{m} = \frac{2}{\delta g M_0} [\dot{\mathbf{l}} \mathbf{l}] + \frac{1}{\delta} [\mathbf{l} [\mathbf{l} \mathbf{R}]], \quad (3)$$

где $\mathbf{R} = d(\mathbf{e}_x l_y - \mathbf{e}_y l_x) + (d'/2i) \mathbf{e}_z (l_+^3 - l_-^3)$; $\mathbf{e}_i$ — орты вдоль соответствующих осей; точка обозначает производную по времени. При этом длина вектора $\mathbf{l}$ в основном приближении по малым параметрам d/δ, β/δ, ... $\ll 1$ сохраняется ($\mathbf{l}^2 = 1$) и уравнение для $\mathbf{l}$ может быть получено как вариационное уравнение для лагранжиана

$$\mathscr{L}\{\mathbf{l}\} = M_0^2 \int d\mathbf{r} \left(\frac{\alpha}{2c^2} \dot{\mathbf{l}}^2 - \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 + \frac{2}{\delta M_0} \mathbf{R} [\mathbf{l} \dot{\mathbf{l}}] - \tilde{w}_a(\mathbf{l}) \right\}, \quad (4)$$

$c = g M_0 (\alpha\delta)^{1/2}/2$ — минимальная фазовая скорость спиновых волн; g — гиромагнитное отношение; $\tilde{w}_a$ — эффективная энергия магнитной анизотропии

$$\tilde{w}_a(\mathbf{l}) = w_a(\mathbf{l}) + \frac{1}{2\delta} \{(\mathbf{l} \mathbf{R})^2 - \mathbf{R}^2\}. \quad (5)$$

Удобно ввести угловые переменные, параметризующие единичный вектор $\mathbf{l}$

$$l_x + i l_y = \sin\theta e^{i\varphi}, \quad l_z = \cos\theta. \quad (6)$$

В терминах углов θ и φ лагранжиан (4) можно записать в виде

$$\mathscr{L}=\mathscr{L}^{(0)}+\mathscr{L}^{(i)},$$

где выделены слагаемые разных порядков величины

$$\mathscr{L}^{(0)}=M_0^2\int d\mathbf{r}\left\{\frac{\alpha}{2c^2}(\dot\theta^2+\sin^2\theta\dot\varphi^2)-\frac{\alpha}{2}[(\nabla\theta)^2+\sin^2\theta(\nabla\varphi)^2]-\right.$$
$$\left.-\left(\frac{\beta}{2}-\lambda+\frac{d^2}{2\delta}\right)\cos^2\theta+2\lambda\sin^2\theta\cos^2\varphi\right\}, \qquad (7)$$

$$\mathscr{L}^{(i)}=M_0^2\int d\mathbf{r}\left\{-\frac{\beta'}{4}\cos^4\theta-\beta''\sin^3\theta\cos\theta\cos 3\varphi-\beta_6\sin^6\theta\cos 6\varphi+\right.$$
$$\left.+\frac{2d'}{\delta g M_0}\sin^5\theta\sin 3\varphi\dot\varphi+\frac{d'^2}{2\delta}\sin^6\theta\sin^2 3\varphi(1+\cos^2\theta)\right\}. \qquad (8)$$

Лагранжиан $\mathscr{L}^{(0)}$, учитывающий наиболее сильные взаимодействия в магнетике, совпадает (с точностью до тривиальных переобозначений) с лагранжианом так называемой идеализированной модели, характерной для СФМ типа РЗО [6]. Как показано в работе [6], эта модель чрезвычайно специфична и анализ релаксации в рамках этой модели недостаточен для адекватного описания торможения ДГ. В обобщенной модели (учитывающей как $\mathscr{L}^{(0)}$, так и $\mathscr{L}^{(i)}$) влияние слабых взаимодействий, описываемых лагранжианом $\mathscr{L}^{(i)}$, может быть рассмотрено по теории возмущений.

Если $\lambda>0$, $(\beta+d^2/\delta-2\lambda)>0$, то в основном однородном состоянии вектор коллинеарен оси x. При этом уравнения движения, отвечающие лагранжиану $\mathscr{L}^{(0)}$ (7), имеют два типа решений, описывающих плоские 180-градусные ДГ. В одной из границ (ДГ I) вектор $\mathbf{l}$ разворачивается в легкой плоскости (XY); соответствующее статическое решение имеет вид

$$\cos\varphi_0=\operatorname{th}\xi,\quad \theta_0=\pi/2, \qquad (9)$$

где $\xi=(z-z_s)/z_0$, $z_0=(\alpha/4\lambda)^{1/2}$ — толщина ДГ, z_s — координата центра ДГ. Второй ДГ (ДГ II) в нашем случае отвечает разворот вектора $\mathbf{l}$ в плоскости (XZ) с прохождением через трудную ось. Так как эффективная константа внутриплоскостной анизотропии (4λ), имеющая магнитоупругое происхождение, мала по сравнению с эффективной константой внеплоскостной анизотропии $(\beta+d^2/\delta-2\lambda)$, то, как показано в работе [13], устойчивой является только ДГ I. Поэтому в дальнейшем мы ограничимся изучением торможения именно этой ДГ.

Если учесть слабые взаимодействия, описываемые лагранжианом $\mathscr{L}^{(i)}$, то структура ДГ существенно усложняется. Нетрудно показать, что по-прежнему вектор $\mathbf{l}$ в ДГ разворачивается в базисной плоскости (XY), т. е. $\theta_0=\pi/2$, а угол φ_0 удовлетворяет уравнению

$$\alpha\varphi_0''-4\lambda\sin\varphi_0\cos\varphi_0+12\tilde\beta_6\sin 6\varphi_0=0, \qquad (10)$$

где $\tilde\beta_6=\beta_6+d'^2/4\delta$ — эффективная константа гексагональной анизотропии (при выводе уравнения (10) мы положили $\beta''=0$; роль соответствующего слагаемого в $\mathscr{L}^{(i)}$ мы обсудим ниже).

В линейном по малому параметру $(\tilde\beta_6/\lambda)\ll 1$ решение уравнения (10) имеет вид

$$\cos\varphi_0=\operatorname{th}\xi-\frac{\tilde\beta_6}{8\lambda\operatorname{ch}^2\xi}\left(9\xi-8\operatorname{th}\xi-\frac{16}{3}\operatorname{th}^3\xi\right]. \qquad (11)$$

2. Для вычисления силы торможения, действующей на движущуюся ДГ, необходимо знать спектр и волновые функции спиновых волн на фоне ДГ. Для их вычисления положим $\theta=\theta_0+\vartheta(\mathbf{r},t)$, $\varphi=\varphi_0(z)+\psi(\mathbf{r},t)$, где $\theta_0=\pi/2$ и $\varphi_0(z)$ соответствуют распределению намагниченности в статической ДГ (11), а $\vartheta(\mathbf{r},t)$, $\psi(\mathbf{r},t)$ описывают спиновые волны на фоне ДГ. Разложим лагранжиан $\mathscr{L}$ по ϑ и ψ

$$\mathscr{L}=\mathscr{L}_0+\mathscr{L}_2+\mathscr{L}_3+\ldots. \qquad (12)$$

Здесь $\mathscr{L}_0$ описывает невозмущенную ДГ, $\mathscr{L}_1=0$ в силу уравнений движения, $\mathscr{L}_2$ квадратично по полевым переменным ϑ и ψ

$$\mathscr{L}_2=\mathscr{L}_2^{(0)}+\mathscr{L}_2^{(i)},$$

$$\mathscr{L}_2^{(0)}=2\lambda M_0^2\int d\mathbf{r}\left\{\frac{1}{\omega_0^2}(\dot{\vartheta}^2+\dot{\psi}^2)-(\psi\hat{L}\psi)-(\vartheta(\hat{L}+\sigma)\vartheta)\right\}, \qquad (13)$$

где $\sigma=(\beta+d^2/\delta-2\lambda)/4\lambda$, $\omega_0=c/z_0$, оператор $\hat{L}$ имеет вид оператора Шредингера с потенциалом безотражательного типа

$$\hat{L}=-z_0^2\Delta+1-2\operatorname{ch}^{-2}\xi. \qquad (14)$$

Слагаемое $\mathscr{L}_2^{(i)}$ имеет вид (в линейном по d'^2/δ и β_6 приближении)

$$\mathscr{L}_2^{(i)}=\mathscr{L}_2^{(i)\prime}+\mathscr{L}_2^{(i)\prime\prime},$$

$$\mathscr{L}_2^{(i)\prime}=36\tilde{\beta}_6M_0^2\int d\mathbf{r}\left\{\psi^2\left(-\frac{9}{\operatorname{ch}^2\xi}+\frac{24}{\operatorname{ch}^4\xi}-\frac{16}{\operatorname{ch}^6\xi}\right)+\frac{d'}{3M_0g\delta\beta_6}\cos 3\varphi_0\psi\dot{\psi}\right\}. \qquad (15)$$

Слагаемое $\mathscr{L}_2^{(i)\prime\prime}$ содержит ϑ^2 и имеет аналогичную, но значительно более громоздкую структуру, и поэтому мы его не выписываем.

Отметим, что в квадратичный лагранжиан $\mathscr{L}_2^{(i)}$ не вносит вклада (для актуальной ДГ I) в анизотропию четвертого порядка $\beta' l_z^4$.

Следующие кубические, члены разложения ($\mathscr{L}_3$) мы приведем ниже (см. формулу (28)).

Собственными функциями оператора $\hat{L}$ (14) являются хорошо известные винтеровские функции $f_{\mathbf{k}}$, $f_{\varkappa}$ с собственными значениями $\lambda_{\mathbf{k}}$, $\lambda_{\varkappa}$

$$f_{\mathbf{k}}=\frac{1}{\sqrt{\Omega}\,b_k}(\operatorname{th}\xi-ik_zz_0)\,e^{i\mathbf{kr}},\quad \lambda_k=1+k^2z_0^2, \qquad (16)$$

$$f_{\varkappa}=\frac{1}{\sqrt{2Sz_0}}\frac{e^{i\varkappa\mathbf{r}}}{\operatorname{ch}\xi},\quad \lambda_{\varkappa}=\varkappa^2z_0^2, \qquad (17)$$

где Ω — объем кристалла, S — площадь ДГ, $b_k=(1+k_z^2z_0^2)^{1/2}$, $\mathbf{k}$ — трехмерный, $\varkappa$ — двумерный волновой вектор в плоскости ДГ.

Переходя от лагранжева описания к гамильтонову, находим, что в спектре системы имеются четыре ветви магнонов: две моды с волновыми функциями (16) и частотами

$$\omega_{\mathbf{k}}=\omega_0(1+\mathbf{k}^2z_0^2)^{1/2},\quad \Omega_{\mathbf{k}}=\omega_0(1+\sigma+\mathbf{k}^2z_0^2)^{1/2}, \qquad (18)$$

отвечающие объемным (внутридоменным) возбуждениям, и две моды с волновыми функциями (17) и частотами

$$\omega_{\varkappa}=\omega_0z_0|\varkappa|=c|\varkappa|,\quad \Omega_{\varkappa}=\omega_0(\sigma+\varkappa^2z_0^2)^{1/2}, \qquad (19)$$

соответствующие локализованным (внутриграничным) возбуждениям, амплитуда которых экспоненциально убывает по мере удаления от ДГ. При этом колебания полевых переменных ϑ и ψ оказываются не связанными друг с другом; в дальнейшем колебания поля ψ мы будем называть ψ-магнонами (им отвечают частоты $\omega_{\mathbf{k}}$ и $\omega_{\varkappa}$), а колебания поля ϑ — ϑ-магнонами (частоты $\Omega_{\mathbf{k}}$ и $\Omega_{\varkappa}$).

3. Перейдем от лагранжева описания к гамильтонову и введем вместо полевых переменных стандартным образом операторы рождения и уничтожения ψ-магнонов (a_1^+, a_1) и ϑ-магнонов (A_1^+, A_1) (индекс $1=\mathbf{k}$ для объемных и $1=\varkappa$ для локализованных возбуждений). При этом (см. детали в [6]) квадратичный гамильтониан записывается в виде суммы $H_2=H_0+H_2^{(i)}$, где H_0 — обычный диагональный гамильтониан, отвечающий невзаимодействующим магнонам

$$H_0=\sum_1(\hbar\omega_1a_1^+a_1+\hbar\Omega_1A_1^+A_1), \qquad (20)$$

а $H_2^{(i)}$ соответствует лагранжиану $\mathscr{L}_2^{(i)}$ и описывает рассеяние магнонов на ДГ.

Если ДГ движется с постоянной скоростью V, то $z_s=Vt$ и волновые функции $f_{\mathbf{k}}$, $f_{\varkappa}$ явно зависят от времени. Это приводит к тому, что и в идеализированной модели в квадратичном гамильтониане возникают недиагональные слагаемые, пропорциональные V и V^2. Однако детальный анализ эффективной амплитуды рассеяния магнонов на движущейся ДГ показывает [6], что на массовой поверхности процесса эта амплитуда обращается в нуль, т. е. двухмагнонные процессы в идеализированной модели не приводят к торможению ДГ. Поэтому для вычисления коэффициента динамического торможения $\eta(T)$ в идеализированной модели необходимо рассматривать процессы с участием трех квазичастиц.

В обобщенной модели, т. е. при учете лагранжиана $\mathscr{L}_2^{(i)}$, безотражательность потенциала, создаваемого ДГ для магнонов, нарушается и амплитуда рассеяния магнонов на ДГ за счет гамильтониана $H_2^{(i)}$ отлична от нуля

$$H_2=H_2^{(i)\prime}+H_2^{(i)\prime\prime}=\sum_{1,\,2}\{U'_{12}a_1^+a_2+U''_{12}A_1^+A_2\}, \tag{21}$$

$$U'_{12}=\frac{9\hbar\omega_0^2Sz_0\tilde{\beta}_6}{4\lambda\Omega}\,\frac{\Delta(\mathbf{k}_{1\perp}-\mathbf{k}_{2\perp})}{(\omega_1\omega_2)^{1/2}b_1b_2}\,\frac{\pi Q}{\operatorname{sh}(\pi Q/2)}\,e^{i\frac{QV}{z_0}t}\Big[-6(1+q_1^2+q_2^2+q_1q_2)+$$

$$+\frac{8}{5}(4+Q^2)(1+q_1^2+q_2^2+3q_1q_2)-\frac{4}{105}(4+Q^2)(16+Q^2)(1+q_1^2+q_2^2+5q_1q_2)\Big],$$

где $q_i=k_{iz}z_0$, $Q=q_1-q_2$. Амплитуда U''_{12} имеет сходную структуру. В (21) опущены слагаемые, возникающие из последнего слагаемого в (15), пропорционального $\varphi\psi$, так как они не дают вклада в коэффициент $\eta(T)$.

Сила торможения $F(V)$, действующая на движущуюся ДГ, может быть вычислена как скорость передачи импульса в магнонную подсистему. В борновском приближении сила на единицу площади ДГ равна

$$F(V)=\frac{\pi}{\hbar S}\sum_{1,\,2}Q\left\{|U'_{12}|^2(n_1-n_2)\,\delta\left(\omega_2-\omega_1-\frac{QV}{z_0}\right)+\right.$$

$$\left.+|U''_{12}|^2(N_1-N_2)\,\delta\left(\Omega_2-\Omega_1-\frac{QV}{z_0}\right)\right\}, \tag{22}$$

где n_1, N_1 — бозевские функции распределения магнонов, $n_1=[\exp(\hbar\omega_1/T)-1]^{-1}$, $N_1=[\exp(\hbar\Omega_1/T)-1]^{-1}$. Учитывая, что при малых скоростях движения $QV\ll c$, получаем для искомого коэффициента динамического торможения $\eta(T)$

$$\eta(T)=\frac{\pi}{TS}\sum_{1,\,2}Q^2\{|U'_{12}|^2n_1(n_1+1)\,\delta(\omega_1-\omega_2)+|U''_{12}|^2N_1(N_1+1)\,\delta(\Omega_1-\Omega_2)\}. \tag{23}$$

Отметим, что в борновском приближении для вычисления $\eta(T)$ в гамильтониане $H_2^{(i)}$ актуальны лишь слагаемые, описывающие рассеяния объемных магнонов. На массовой поверхности процесса, т. е. при $\omega_1=\omega_2$ (или $\Omega_1=\Omega_2$), $\mathbf{k}_{1\perp}=\mathbf{k}_{2\perp}$, имеем $k_{2z}=-k_{1z}$, $Q=2q_1$ и выражение для амплитуды U'_{12} принимает вид

$$U'_{12}=\frac{3\hbar\omega_0^2S\tilde{\beta}_6}{35\lambda\Omega\omega_1}\,\frac{\pi q_1}{\operatorname{sh}\pi q_1}(96q_1^4+16q_1^2-107). \tag{24}$$

Аналитическое выражение для величины $\eta(T)$ нетрудно получить в пределе низких ($T\ll\varepsilon_0\equiv\hbar\omega_0$) и высоких ($T\gg\varepsilon_0$) температур. Подставляя (24) в (23) и переходя от суммирования к интегрированию, найдем вклад в $\eta(T)$ процессов рассеяния ψ-магнонов, который мы обозначим $\eta'(T)$

$$\eta'(T)\simeq\frac{40\hbar\tilde{\beta}_6^2(gM_0)^4\delta^2}{\pi^2z_0^4\omega_0^4}\begin{cases}\dfrac{8}{3}\left(\dfrac{T}{\varepsilon_0}\right)e^{-\varepsilon_0/T}, & T\ll\varepsilon_0,\\ T/\varepsilon_0, & T\gg\varepsilon_0.\end{cases} \tag{25}$$

Полученная температурная зависимость $\eta'(T) \sim T$ совпадает с температурной зависимостью вклада в коэффициент вязкости анизотропии четвертого порядка в $YFeO_3$ [5, 6].

Для численной оценки величины $\eta'(T)$ перепишем (25) в виде, удобном для подстановки численных значений параметров $FeBO_3$, известных из независимых экспериментов

$$\eta'(T) \simeq 1.6 \cdot 10^{-2} \frac{\hbar g^4 H_e^2 H_6^2}{\pi^2 c^4}, \tag{26}$$

где H_e и H_6 — соответственно обменное поле и поле гексагональной анизотропии.[1] Используя экспериментальные значения [7, 14–16] $H_e = 2.6 \cdot 10^6$, $H_6 \approx 1$ Э, $c = 1.4 \cdot 10^6$ см/с, из (26) получаем

$$\eta'(T) \simeq 0.6 \cdot 10^{-4} \left(\frac{T}{300\ \text{К}}\right) \left[\frac{\text{дн} \cdot \text{с}}{\text{см}^3}\right]. \tag{27}$$

Вклад в коэффициент вязкости процессов с участием ϑ-магнонов $\eta''(T)$ (второе слагаемое в (23)) вычисляется аналогичным образом. Вычисления показывают, что $\eta'' \sim \sigma^{-1/2} \eta'$.

Значение параметра σ определяется из экспериментальных значений частот АФМР, т. е. из активаций магнонов нижней ε_0 и верхней $E_0 = \varepsilon_0 \sqrt{1+\sigma}$ ветвей спиновых волн $\tau = (E_0/\varepsilon_0)^2 - 1$. В $FeBO_3$ $\varepsilon_0 = 0.1$ К, $E_0 = 14.7$ К [15], откуда $\sigma = 2 \cdot 10^4 \gg 1$. Поэтому $\eta'' \ll \eta'$ и процессы рассеяния ϑ-магнонов при расчете коэффициента вязкости $\eta(T)$ можно вообще не учитывать.

4. Обсудим теперь иные неупругие процессы, обусловливающие торможение ДГ в $FeBO_3$. Прежде всего рассмотрим вклад в коэффициент вязкости процессов рассеяния магнонов, связанных со слагаемым $\beta'' l_z (l_+^3 + l_-^3)$ в (2).

Нетрудно убедиться, что учет этого слагаемого приводит к тому, что вектор $\mathbf{l}$ в ДГ уже не вращается в базисной плоскости (XY), а имеет отличную от нуля составляющую $l_z \sim \beta''/(\beta + d^2/\delta)$. При этом в двухмагнонном гамильтониане появляются дополнительные слагаемые типа $\varphi_{12} a_1 A_2^+$, описывающие превращения ψ-магнонов в ϑ-магноны, и наоборот ($\varphi_{12} \sim \beta''$). Вклад этих процессов в коэффициент вязкости $\Delta\eta(T)$ имеет даже при комнатных температурах экспоненциальную зависимость от температуры

$$\Delta\eta \sim \exp(-\sigma\varepsilon_0/2T).$$

Этот результат обусловлен тем, что в силу законов сохранения в процессе рассеяния принимают участие магноны с очень большими значениями волнового вектора ($kz_0 \sim \sigma \sim 10^4$). При $T = 300$ К оценка $\Delta\eta$ дает $\Delta\eta \sim 10^{-10}$ дн·с/см^3, что много меньше вклада гексагональной анизотропии (27).

Рассмотрим вклад трехмагнонных процессов в коэффициент динамического торможения. Эти процессы обусловлены кубическим членом разложения (12). Как показано в [6], соответствующие амплитуды на массовой поверхности процессов отличны от нуля даже в идеализированной модели, поэтому вклад процессов с участием трех квазичастиц можно вычислять в модели с лагранжианом $\mathscr{L} = \mathscr{L}^{(0)}$, т. е. при $d' = \beta_6 = 0$. Соответствующий гамильтониан $H_3^{(0)} = -\mathscr{L}_3^{(0)}$, где $\mathscr{L}_3^{(0)}$ — кубический член разложения лагранжиана $\mathscr{L}^{(0)}$ (10),

$$H_3^{(0)} = -2\lambda M_0^2 \int d\mathbf{r} \left\{ \sin 2\varphi_0 \psi \left(\vartheta^2 + \frac{2}{3}\psi^2\right) + 2z_0 \sin \varphi_0 \vartheta^2 \frac{\partial\psi}{\partial z} \right\}. \tag{28}$$

В операторах рождения и уничтожения ψ- и ϑ-магнонов гамильтониан $H_3^{(0)}$ содержит большое число слагаемых. В борновском приближении вклад в коэффициент торможения (который мы обозначим η_3) вносит

---

[1] В (26) мы выписали результат для $\eta'(T)$ лишь при $T \gg \varepsilon_0$, так как в $FeBO_3$ $\varepsilon_0 \simeq 0.1$ К и область низких температур ($T \ll \varepsilon_0$) для экспериментов по динамике ДГ неактуальна.

10 различных процессов с участием либо трех φ-магнонов, либо одного φ- и двух ϑ-магнонов. При высоких температурах ($T \gg \varepsilon_0$) суммарный вклад всех десяти процессов может быть представлен в виде

$$\eta_3(T) \simeq \frac{T^2}{4\lambda M_0^2 c z_0^6} \left\{ \xi_1(\sigma) + \xi_3(\sigma) \frac{T}{\varepsilon_0} + \xi_3(\sigma) \frac{T}{\varepsilon_0} \ln \frac{T}{\varepsilon_0} \right\}, \tag{29}$$

где $\xi_i(\sigma)$; $i=1, 2, 3$ — некоторые численные коэффициенты, зависящие от параметра σ.

Для СФМ типа РЗО характерно $\sigma \sim 1$, в частности, для $YFeO_3$ $\sigma = 2.05$. При этом $\xi_1 = 5.6 \cdot 10^{-2}$, $\xi_2 = 2 \cdot 10^{-2}$, $\xi_3 = 0.9 \cdot 10^{-3}$. Учитывая также, что в $YFeO_3$ $\varepsilon_0 = 14$ K, получаем, что при комнатных температурах ($T = 300$ K) доминирующую роль в формуле (29) играет второе слагаемое, т. е. $\eta_3(T) \sim T.^3$

В легкоплоскостном $FeBO_3$ ситуация несколько иная, так как параметр $\sigma \gg 1$. При этом оказывается, что $\xi_1(\sigma) \approx 4 \cdot 10^{-2}$, $\xi_3(\tau) \approx 0.4 \cdot 10^{-3}$, $\xi_2(\sigma) \approx 0$. Следовательно, основную роль играет третье слагаемое в (29) и коэффициент $\eta_3(T)$ можно записать в виде

$$\eta_3(T) \simeq 10^{-4} \frac{\delta g^2 \hbar^2}{c z_0^6} \left(\frac{T}{\varepsilon_0} \right)^3 \ln \frac{T}{\varepsilon_0}. \tag{30}$$

Подставляя численные значения параметров, характерные для $FeBO_3$, при $T = 300$ K получим $\eta_3 \sim 5.6 \cdot 10^{-11}$ дн·с/см^3. Таким образом, $\eta_3 \ll \eta'$ и вклад процессов с участием трех магнонов в коэффициент динамического торможения намного меньше вклада двухчастичных процессов рассеяния магнонов.

Отметим, что в $YFeO_3$ также доминирующий вклад в $\eta(T)$ обусловлен взаимодействиями, нарушающими безотражательность потенциала: неантисимметричностью взаимодействия Дзялошинского; при этом $\eta'(T) \sim T^2$ при комнатных температурах. Вклад трехмагнонных процессов η_3, однако, лишь на порядок меньше η' [6]. В $FeBO_3$ различие между $\eta'(T)$ и $\eta_3(T)$ значительно более существенное, что обусловлено малой эффективной анизотропией в базисной плоскости, определяющей толщину ДГ: в $FeBO_3$ $z_0 \sim 10^{-4}$ см вместо $z_0 \sim 10^{-6}$ см в $YFeO_3$ и других РЗО.

В работе [17] изучался еще один механизм динамического торможения ДГ — магнитоупругий, обусловленный рассеянием фононов на ДГ. Было показано, что вклад этих процессов в коэффициент $\eta(T)$ порядка

$$\eta_p \sim \frac{\hbar \zeta^2}{z_0^4} \left(\frac{T}{T_0} \right)^4, \quad T_0 = \frac{\hbar s}{z_0},$$

где s — скорость звука, ζ — постоянная магнитострикции. Для $FeBO_3$ $s \simeq 5 \cdot 10^5$ см/с, $\zeta \sim 1.5 \cdot 10^{-6}$ и $\eta_p \sim 10^{-10}$ дн·с/см^3 при $T = 300$ K. Этот результат также намного меньше, чем (27).

Итак, сравнивая все рассмотренные выше вклады в коэффициент вязкости ДГ, видим, что доминирующим является вклад процессов рассеяния магнонов на ДГ, обусловленный гексагональной анизотропией $\eta'(T)$. Вычисленное теоретическое значение $\eta(T) \approx \eta'(T) \sim T$ (см. (27)) близко к экспериментально наблюдаемому ($\eta_{\text{эксп}} \sim 1.1 \cdot 10^{-4}$ [10]). К сожалению, данные по температурной зависимости $\eta(T)$ в литературе отсутствуют.

Авторы благодарны В. Г. Барьяхтару за полезные обсуждения результатов работы.

Список литературы

[1] Барьяхтар В. Г. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 4. С. 1501—1508.
[2] Барьяхтар В. Г. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 11. С. 1198—1205.
[3] Абызов А. С., Иванов Б. А. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 5. С. 1700—1712.
[4] Иванов Б. А., Мицай Ю. Н., Шахова Н. В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 1 (7). С. 289—298.
[5] Барьяхтар И. В., Иванов Б. А. // Препринт АН УССР № ИТФ-83-111Р. Киев, 1988. 25 с.
[6] Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 6. С. 204—218.

[7] Четкин М. В., Шалыгин А. Н., де ла Кампа // ЖЭТФ. 1978. Т. 78. № 6. С. 2345—2350.
[8] Четкин М. В., Щербаков Ю. И., Гадецкий С. Н., Терещенко Д. В. // Препринт МГУ № 10/1984. М., 1984. 5 с.
[9] Ким П. Д., Хван Д. Ч., Ботырева Л. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 5. С. 1555—1557.
[10] Четкин М. В., Лыков В. В., Терещенко В. Д. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 3. С. 939—941.
[11] Фарзтдинов М. М. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. М.: Наука, 1981. 156 с.
[12] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 5. С. 1509—1523.
[13] Сукстанский А. Л. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 11. С. 3509—3512.
[14] Великов Л. В., Прохоров А. С., Рудашевский Е. Г., Селезнев В. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. № 12. С. 722—724.
[15] Великов Л. В., Прохоров А. С., Рудашевский Е. Г., Селезнев В. Н. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 5. С. 1847—1861.
[16] Дорошев В. Д., Крыгин И. М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. № 5. С. 286—290.
[17] Иванов Б. А., Зуев А. В. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. № 10. С. 1679—1686.

Донецкий физико-технический институт
АН УССР

Поступило в Редакцию
13 декабря 1990 г.