Физика низких температур, 1996, т. 22, № 7, с. 758–761

Магнитоупругий механизм модуляционной неустойчивости спиновых волн в тонких магнитных пленках

С. В. Тарасенко

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail:stefan@host.dipt.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 12 ноября 1995, после переработки 6 февраля 1996 г.

В ограниченном магнетике изучены аномалии самофокусировки и самоканалирования интенсивной объемной спиновой волны, индуцированные влиянием решетки.

В обмеженому магнетику вивчено аномалії самофокусування та самоканалювання інтенсивної об'ємної спінової хвилі, індуковані впливом гратки.

Хорошо известно, что магнитоупорядоченный кристалл представляет собой удобный объект для теоретического и экспериментального исследования широкого круга нелинейных явлений, в частности связанных с самовоздействием интенсивной волны (самофокусировкой и автомодуляцией) [1]. Однако при исследовании линейной и нелинейной динамики реального кристалла необходим учет двух факторов: магнитоупругого взаимодействия и конечных размеров реального образца. Влияние решетки на условия модуляционной неустойчивости интенсивной спиновой волны изучено достаточно подробно как вдали, так и вблизи области магнитоакустического резонанса [2–5], но только в рамках модели неограниченного кристалла.

В настоящем сообщении на примере тонкой магнитной пленки впервые показано, что при последовательном учете магнитоупругого взаимодействия условия самовоздействия для неоднородных по толщине пленки интенсивных объемных спиновых волн обладают рядом принципиальных новых особенностей, не реализующихся в модели неограниченного магнетика. В качестве примера магнитной среды рассмотрим двухподрешеточную модель ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = = |\mathbf{M}_2| = M_0$) легкоплоскостного антиферромагнетика ЛП АФМ (XY — легкая плоскость), магнитоупругие и упругие свойства которой в дальнейшем для наглядности расчетов будем считать изотропными. В этом случае в терминах векторов ферромагнетизма $\mathbf{m}$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l}$, удовлетворяющих условию

$$|\mathbf{m}| << |\mathbf{l}| \,, \tag{1}$$

где

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0} \,, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0} \,,$$

плотность термодинамического потенциала рассматриваемой модели W может быть представлена в виде [6]

$$W = \frac{\delta}{2}\mathbf{m}^2 + \frac{b}{2}(l_z)^2 - \mathbf{mH} + \frac{\alpha}{2}(\nabla \mathbf{l})^2 + \\ + \gamma l_i l_k u_{ik} + \frac{\lambda}{2}u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2 \,, \tag{2}$$

где δ, α, γ, b — соответственно константы однородного обмена, неоднородного обмена, магнитострикции и одноосной магнитной анизотропии; λ, μ — коэффициенты Ламэ; $\mathbf{H} \parallel 0X$ — внешнее магнитное поле. С учетом (2) соответствующая система связанных динамических уравнений может быть представлена, следуя [7], как совокупность эффективных уравнений движения для вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ и уравнений упругой среды для вектора смещений решетки $\mathbf{u}$. В случае тонкой магнитной пленки указанная система уравнений должна быть дополнена соответствующими обменными граничными условиями для вектора $\mathbf{l}$ (β — константа поверхностной анизотропии; η — координата вдоль нормали к поверхности пленки n):

$$\frac{\partial l}{\partial \eta} + \beta l = 0 \;;\; \eta = \pm d/2 \qquad (3)$$

и упругими граничными условиями для вектора **u**. В качестве последних в физической акустике, как известно [8, с. 196], наиболее часто используются три вида границ: 1) свободная от упругих напряжений, 2) жестко закрепленная и 3) допускающая скольжение. Остановимся на последнем варианте упругих граничных условий:

$$(\mathbf{un}) = 0 \;;\; [\mathbf{sn}] = 0 \;;\; s_k = \frac{\partial W}{\partial u_{ik}} \;;\; \eta = \pm d \;. \qquad (4)$$

Поскольку магнитоупругие эффекты в ЛП АФМ наиболее сильно сказываются на низкочастотной ветви спектра спиновых волн ЛП АФМ [9], в дальнейшем ограничимся рассмотрением магнитоупругой динамики тонкой пленки ЛП АФМ с участием спиновых колебаний только этой поляризации ($\tilde{l} = \tilde{l}_x$). Соответствующий закон дисперсии в неограниченном кристалле имеет вид

$$\omega_m^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2\mathbf{k}^2 \;;\quad \mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \;; \qquad (5)$$

ω_0 — активация спинволнового спектра рассматриваемой ветви, индуцированная внешним магнитным полем H; ω_{me} — магнитоупругая щель; c — фазовая скорость распространения спиновых волн в неограниченном ЛП АФМ [8].

С помощью традиционной методики решения граничных задач несложно показать, что с учетом сделанных выше приближений краевая задача (3), (4) при определенных условиях для характера поверхностного закрепления спинов имеет точное решение при произвольной величине проекции волнового вектора $k_\perp$ на плоскость пленки, причем спектр распространяющихся вдоль пленки объемных магнитоупругих колебаний может быть сведен к алгебраическому уравнению четвертой степени относительно ω^2, если

$$\mathbf{n} \parallel 0Z \;,\quad \beta = 0 \;;\quad \mathrm{tg}^2\,\varphi = k_x^2/k_y^2 \qquad (6)$$

или

$$\mathbf{n} \parallel 0X(0Y) \;,\quad \beta = \infty \;,\quad \mathrm{tg}^2\,\varphi = k_y^2/k_z^2 \;. \qquad (7)$$

Спектр объемных магнитоупругих колебаний состоит из мод, нумеруемых индексами $\nu = 1, 2, 3, \ldots$, число которых образует бесконечное счетное множество. При этом для заданного номера ν каждое из соотношений, полученных при условиях (6), (7), имеет четыре действительных корня. Это связано с тем, что в силу принятых приближений в рассматриваемой модели ограниченного ЛП АФМ возможно одновременное распространение одной квазимагнонной и трех квазифононных объемных колебаний с одним и тем же номером моды ν и волновым вектором $\mathbf{k}_\perp$.

Анализ (6), (7) показал, что если толщина пленки низкотемпературного АФМ ($T_N < T_D$, $T_N(T_D)$ — температура Нееля (Дебая)) d удовлетворяет условию

$$\omega_{me}^2 << s_t^2 d^{-2} \qquad (8)$$

($d >> a$, a — постоянная решетки; s_l и s_t — скорость продольного и поперечного звука соответственно), то при заданном $\nu \neq 0$ и произвольном $k_\perp$ нижней ветвью спектра объемных магнитоупругих колебаний является квазимагнонная мода, закон дисперсии которой для достаточно тонких магнитных пленок (8), следуя (6), (7), может быть представлен ($\omega_1^2 = \omega^2 - \omega_0^2$, $a_\nu = \pi\nu/d$) при $\mathbf{n} \parallel 0Z$ ($\beta = 0$, $\mathrm{tg}^2\,\varphi = k_x^2/k_y^2$) в виде

$$\omega_{1\nu}^2(k_\perp) = \omega_{me}^2\left[\left(1 - \frac{s_t^2}{s_l^2}\right)\frac{k_\perp^4}{(k_\perp^2 + a_\nu^2)^2}\sin^2 2\varphi + \frac{a_\nu^2}{(k_\perp^2 + a_\nu^2)}\right] + c^2(k_\perp^2 + a_\nu^2) \;, \qquad (9)$$

при $\mathbf{n} \parallel 0X$ ($\beta = \infty$, $\mathrm{tg}^2\,\varphi = k_y^2/k_z^2$) в виде

$$\omega_{1\nu}^2(k_\perp) = \omega_{me}^2\left[\left(1 - \frac{s_t^2}{s_l^2}\right)\frac{4k_\perp^2 a_\nu^2 \sin^2\varphi}{(k_\perp^2 + a_\nu^2)^2} + \frac{k_\perp^2\cos^2\varphi}{(k_\perp^2 + a_\nu^2)}\right] + c^2(k_\perp^2 + a_\nu^2) \;. \qquad (10)$$

При том же условии (8) структура спектра объемных квазифононных мод тонкой АФМ пленки с тем же ν и при произвольном $\mathbf{k}_\perp$ описывается следующими выражениями:

$$\Omega_{l\nu}^2 = s_l^2(k_\perp^2 + a_\nu^2) \;,\quad \Omega_{t\nu}^2 = s_t^2(k_\perp^2 + a_\nu^2) \qquad (11)$$

(спектр поперечных объемных мод в изотропной модели двукратно вырожден).

Если ограничиться слаболинейным по амплитуде спиновых колебаний приближением $l_x^2 << 1$, то, пользуясь методом многомасштабных разложений [10], несложно показать, что соответствующее эволюционное уравнение для огибающей амплитуды спиновых волн в случаях (9), (10) представляет собой уравнение Шредингера. При этом устойчивость неоднородной по толщине интенсивной спиновой волны относительно продольных и поперечных возмущений существенно отличается от исследованной в неограниченном магнетике. Согласно [11], необходимые условия такой неустойчивости могут быть определены при изучении нелинейных спиновых волн стационарного профиля, закон дисперсии которых соответствует (9), (10) с учетом замены $l \to 1 - \tilde{l}_x^{\,2}$. В этом случае можно показать, что в соответствии с критерием Лайтхилла устойчивость исследуемых объемных спиновых волн при конечных значениях $\tilde{l}_x$ будет полностью связана с их дисперсионными свойствами. Применимость этого критерия оправданна, поскольку из соотношений (9), (10) следует, что знак величины $\partial\omega_{1\nu}/\partial\tilde{l}_x^{\,2} < 0$ в такой нелинейной волне неизменен и что при

$$c^2 a_\nu^2 > \omega_{me}^2 \qquad (12)$$

линейная по амплитуде объемная спиновая волна является волной прямого типа $(\partial\omega_{1\nu}^2/\partial k_\perp > 0)$, а соответствующая стационарная спиновая волна постоянной амплитуды является модуляционно неустойчивой относительно продольных возмущений при любых $\mathbf{k}_\perp$. Однако если соотношение (12) не выполняется, то на дисперсионных кривых определяемых (9), (10), становится возможным формирование точек перегиба при $\mathbf{k}_\perp \neq 0$, а следовательно, и изменение типа волны. В частности, в случае (9) возможна только одна такая точка $\mathbf{k}_\perp = \mathbf{k}_*$. В результате линейная по амплитуде объемная спиновая волна при $\mathbf{k}_\perp < \mathbf{k}_*$ становится волной обратного типа $(\partial\omega_{1\nu}^2/\partial\mathbf{k}_\perp < 0)$, а соответствующая (9) нелинейная спиновая волна с постоянной амплитудой при $\mathbf{k}_\perp < \mathbf{k}_*$ — модуляционно устойчивой относительно продольных возмущений. Для нелинейной объемной спиновой волны закон дисперсии которой при $\tilde{l}_x \to 0$ совпадает с (10), анализ показывает, что в случае невыполнения условия (12) кривая $\omega_{1\nu}^2(\mathbf{k}_\perp)$ может иметь две точки перегиба $(\mathbf{k}_\perp = \mathbf{k}_{\pm *})$. В результате для такой нелинейной спиновой волны формирование солитона огибающей возможно как при $\mathbf{k}_\perp < \mathbf{k}_{-*}$, так и при $\mathbf{k}_\perp > \mathbf{k}_{+*}$ (соответствующая линейная по амплитуде спиновая волна является волной прямого типа), тогда как в случае $\mathbf{k}_{-*} < k_\perp < \mathbf{k}_{+*}$ рассматриваемая волна является модуляционно устойчивой относительно продольных возмущений.

Не менее существенно, по сравнению со случаем неограниченного магнетика, изменяются и условия самоканалирования интенсивной спиновой волны с дисперсией, определяемой соотношениями (9), (10) с учетом замены $l \to 1 - \tilde{l}_x^{\,2}/2$. Как показывает анализ, в случае (9) неустойчивость стационарной спиновой волны конечной амплитуды относительно поперечных возмущений возможна, если направление волнового вектора в плоскости пленки $\mathbf{k}_\perp$, определяемое углом φ, например при $0 < \varphi < \pi$, удовлетворяет одному из условий $0 < \varphi < \pi/8$, $3\pi/8 < \varphi < 5\pi/8$ или $7\pi/8 < \varphi < \pi$. Что же касается случая интенсивной спиновой волны, закон дисперсии которой в линейном по амплитуде спиновых волн приближении совпадает с (10), то, в силу критерия Лайтхилла, необходимые условия реализации эффекта самоканалирования зависят от соотношения длины спиновой волны $\mathbf{k}_\perp$ и критического значения $k_{\nu**} = (3 - 4s_t^2/s_l^2) - a_\nu^2$. В частности, при $\mathbf{k}_\perp > k_{\nu**}$ самоканалирование нелинейной спиновой волны рассматриваемого типа возможно при $0 < \varphi < \pi/4$ и $3\pi/4 < \varphi < \pi$. Если же $k_\perp < k_{\nu**}$, то аналогичный эффект будет иметь место в случае, когда направление распространения интенсивной спиновой волны $(0 < \varphi < \pi)$ определяется неравенством $\pi/4 < \varphi < 3\pi/4$.

Физическим механизмом, ответственным за формирование перечисленных выше эффектов самофокусировки и самоканалирования интенсивных объемных спиновых волн, как показывает анализ динамических уравнений движения, является наличие в ограниченном магнетике в условиях (8) наряду с неоднородным обменом также и косвенного спин-спинового обмена через дальнодействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций.

Как известно из физики обменных, магнитостатических и упругих волн, дисперсионные свойства объемных мод тонкой пленки достаточно слабо реагируют на изменение граничных условий. Это позволяет надеяться, что найденные в данной работе особенности самофокусировки и самоканалирования интенсивной спиновой волны, индуцированные в тонкой пленке магнитоупругим взаимодействием, в принципе должны наблюдаться и при других типах обменных и упругих граничных условий. При этом одной из наиболее существенных особенностей, с точки зрения эффектов самовоздействия интенсивной спиновой волны, является формирование при $\mathbf{k}_\perp \neq 0$ дополнительных (по отношению к указанным выше) точек перегиба на дисперсионных кривых, представляющих спектр линейных объемных спиновых волн. Это легко видеть из анализа соотношений (9), (10), так как уже слабое изменение указанных граничных условий приводит к резонансному расталкиванию дисперсионных кривых тех спиновых мод с номерами $\nu \neq \tau$, спектр которых имел при $\mathbf{k}_\perp \neq 0$ точки вырождения $\omega_{1\nu}(k_\perp) = \omega_{1\tau}(k_\perp)$ в случаях, описанных соотношениями (9), (10). Число таких дополнительных точек перегиба (одна или две) зависит как от типа волн, имевших точку вырождения (прямая или обратная волна), так и от изменения групповой скорости таких волн в зависимости от $\mathbf{k}_\perp$ в окрестности рассматриваемой точки вырождения.

Следует отметить, что в реальных ограниченных магнитных образцах альтернативным механизмом модуляционной неустойчивости интенсивных спиновых волн может быть магнитодипольное взаимодействие. Без учета магнитоупругого взаимодействия в слабо нелинейном по амплитуде магнитных колебаний приближении дипольная и обменно-дипольная спиновая динамика тонких магнитных пленок ранее рассматривалась как в случае ферро- [12–15], так и в случае антиферромагнетиков [16]. Из результатов [9] следует, во-первых, что магнитоупругое и магнитодипольное взаимодействия вносят аддитивный вклад в дисперсионные свойства нижней ветви спектра спиновых колебаний ЛП АФМ, во-вторых, в этих кристаллах одновременно существуют обменное усиление магнитоупругих и обменное ослабление магнитодипольных эффектов при выполнении условия (1). Это позволяет утверждать, что найденные выше необходимые условия модуляционной неустойчивости интенсивной спиновой волны из-за влияния решетки на спиновую динамику ограниченного ЛП АФМ для неоднородных по толщине пленки объемных спиновых колебаний практически не изменяются при дополнительном учете эффектов магнитодипольного взаимодействия. Одновременный учет обоих вышеуказанных механизмов (фононного и дипольного) модуляционной неустойчивости интенсивной спиновой волны может быть важен для квазиоднородной по толщине моды спектра объемных спиновых колебаний тонкой пленки ЛП АФМ, однако к рассмотрению этого вопроса мы предполагаем вернуться в отдельной работе.

Автор выражает глубокую благодарность Е. П. Стефановскому, А. Л. Сукстанскому, А. Н. Богданову за плодотворные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда фундаментальных исследований государственного комитета Украины по вопросам науки и технологий.

1. В. С. Львов, *Нелинейные спиновые волны*, Наука, Москва (1987).
2. A. H. Nayyar and G. Murtaza, *Phys. Rev.* **26**, 3904 (1982).
3. Е. Б. Волжан, Н. П. Гиоргадзе, А. Д. Патарая, *ЖЭТФ* **70**, 1330 (1976).
4. С. К. Турицын, Г. Е. Фалькович, *ЖЭТФ* **89**, 258 (1985).
5. В. В. Киселев, А. П. Танкеев, *ФММ* **75**, 40 (1993).
6. Е. А. Туров, *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*, Наука, Москва (1963).
7. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, *УФН* **130**, 39 (1980).
8. В. А. Красильников, В. В. Крылов, *Введение в физическую акустику*, Изд-во физ.-мат. литературы, Москва (1984).
9. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).
10. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис, *Солитоны и нелинейные волновые уравнения*, Мир, Москва (1988).
11. В. И. Карпман, *Нелинейные волны в диспергирующих средах*, Наука, Москва (1973).
12. В. П. Лукомский, *УФЖ* **23**, 134 (1978).
13. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, *ЖЭТФ* **84**, 606 (1983).
14. А. С. Ковалев, А. М. Косевич, И. В. Манжос, К. В. Маслов, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 174 (1986).
15. А. С. Ковалев, А. М. Косевич, И. В. Манжос, *ЖЭТФ* **94**, 222 (1988).
16. В. В. Киселев, А. П. Танкеев, *ФТТ* **36**, 3055 (1994).

Magnetoelastic mechanism of modulation instability of spin waves in thin magnetic films

S. V. Tarasenko

A study has been made of the lattice — induced anomalies of selffocusing and selfchanneling of intense volume spin wave in an finite magnetic.