

01; 05.2

© 1992

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ БЕЗОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛАСТИНАХ

С.В. Т а р а с е н к о

Обычно при анализе условий модуляционной неустойчивости безобменных спиновых волн учитывают только косвенное взаимодействие спиновых моментов в ограниченных магнетиках через дальнотягущее магнитодипольное поле [1, 2], тогда как влиянием магнитоупругого взаимодействия на формирование солитонных режимов распространения спиновых волн вне области магнитоакустического резонанса (МАР) традиционно пренебрегают. Вместе с тем хорошо известно, что в широком классе многоподрешеточных магнетиков (в частности, коллинеарных антиферромагнетиках) одновременно имеет место обменное усиление магнитоупругих и обменное ослабление магнитодипольных эффектов в спектре магнитных колебаний [3]. Таким образом, влияние решетки на условия распространения не только линейных, но и нелинейных спиновых волн может оказаться определяющим уже вне области МАР, однако до сих пор соответствующий анализ не проводился.

В данной работе впервые найдены необходимые условия, при выполнении которых взаимодействие спиновой и упругой подсистем ограниченного магнетика определяет новый (немагнитоакустический) механизм модуляционной неустойчивости безобменных объемных спиновых колебаний, распространяющихся вдоль тонкой магнитной пленки толщиной h . В качестве примера магнитной среды рассмотрим двухподрешеточную ($M_{1,2}$ — намагниченности подрешеток) модель слабого ферромагнетика (СФМ) со взаимодействием Дзялошинского типа $d(m_x l_y - m_y l_x)$, где $\vec{l} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)/2M_0$ — вектор антиферромагнетизма, а $\vec{m} = (\vec{M}_1 + \vec{M}_2)/2M_0$ — вектор ферромагнетизма, M_0 — намагниченность подрешетки, считая, что внешнее магнитное поле лежит в легкой плоскости СФМ — XY ($\vec{H} \parallel OX$) и достаточно мало по величине, чтобы в дальнейшем ограничиться рассмотрением только низкочастотной ветви спинволнового спектра неограниченного СФМ [3]. Положим для удобства расчетов магнитоупругие и упругие свойства рассматриваемой модели изотропными и воспользуемся соответствующим гамильтонианом из работы [3]. Тогда можно, следуя стандартной методике расчета спектра магнитоупругих колебаний в ограниченном магнетике [4], показать, что учет магнитоупругого взаимодействия приводит к формированию эффективной толщины пленки СФМ $h_* = s/\omega$ (s — минимальная фазовая скорость упругих колебаний в неограниченном СФМ) по

отношению к которой характеристическое уравнение для низкочастотной спиновой ветви спектра СФМ (ей соответствует линейно-поляризованные колебания вектора антиферромагнетизма \vec{l} вдоль оси OX) имеет вид ($\vec{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, в равновесном состоянии $\vec{l} = \vec{l}_0 \parallel OY$):

при $h \gg h_*$

$$\omega^2 = \omega_H^2 + \omega_{md}^2 k_y^2 / k^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k^2, \quad (1)$$

при $h \ll h_*$

$$\omega^2 = \omega_H^2 + \omega_{md}^2 k_y^2 / k^2 + \omega_{me}^2 (k_z^2 / k^2 + k_x^2 k_y^2 / k^4) + c^2 k^2, \quad (2)$$

где ω_{me} — магнитоупругая щель, c — скорость распространения спиновых волн, ω_H — активация спектра низкочастотной спиновой волны в СФМ, обусловленная магнитным полем $\vec{H} \parallel OX$ [3]. Анализ уравнений движения показывает, что возникновение при $h \ll h_*$ дополнительного неаналитического слагаемого в характеристическом уравнении (2) по сравнению с (1) связан с тем, что в этом случае в магнитной пленке возникает помимо магнитодипольного также и дополнительное косвенное взаимодействие спинов через поле „эластостатических“ фононов ($\omega \ll sh^{-1}$). Поскольку, как уже отмечалось, в подобных магнитных структурах магнитодипольные эффекты являются обменноослабленными, из (2) следует, что в случае $\vec{k} \in XZ$ или при $\vec{k} \in YZ$ и $\omega_{me} > \omega_{md}$ (малые магнитные поля) косвенное взаимодействие спинов через дальнедействующее поле квазистатических упругих деформаций практически полностью экранирует вклад магнитодипольного поля в спектр магнитных колебаний с указанным \vec{k} . Чтобы проанализировать влияние этого обстоятельства на условия модуляционной неустойчивости объемной спиновой волны, рассмотрим частный случай, когда волновой вектор распространяющихся спиновых колебаний лежит в плоскости XZ . Для простоты расчетов положим, что поверхность однородно намагниченной пленки СФМ свободна от напряжений. Из расчетов следует, что два качественно различных типа закона дисперсии безобменных объемных спиновых волн с $\vec{k} \in XZ$ реализуются, если вектор нормали к поверхности пленки $\vec{n} \parallel OZ$ или $\vec{n} \parallel \vec{H}$:

$$\omega_p^2 = \omega_H^2 + \omega_{me}^2 k_x^2 / (k_x^2 + (\pi\rho/h)^2); \quad \vec{n} \parallel OZ, \quad (3)$$

$$\omega_p^2 = \omega_H^2 + \omega_{me}^2 (\pi\rho/h)^2 / (k_x^2 + (\pi\rho/h)^2); \quad \vec{n} \parallel \vec{H}, \quad (4)$$

где $\rho = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$

Для анализа необходимого условия модуляционной неустойчивости данной спиновой волны (критерия Лайтхилла [1, 5]) как обычно будем полагать магнитную нелинейность слабой, спектр нелинейной объемной безобменной спиновой волны с $\vec{k} \in XZ$ будет по-прежнему определяться (3)–(4) с учетом замены $l_0^2 \rightarrow l_0^2 - l_x^2$. Так как нелинейный сдвиг частоты ($\partial\omega_p / \partial l_x^2$) отрицателен, то, следовательно,

выполнение критерия Лайтхилла для формирования солитона огибающей в рассматриваемом случае будет реализовываться на тех участках дисперсионной кривой, где $\partial^2 \omega_p / \partial k_{\perp}^2 > 0$ ($\vec{k}_{\perp} \perp \vec{n}$). Таким образом, из (3)–(4) для $k_{\perp} < k_*$ можно сделать вывод, что уже при $n \parallel H$ в пренебрежении неоднородным обменом (безобменное приближение) косвенное взаимодействие спинов через дальнедействующее поле квазистатических упругих деформаций приводит при $h \ll h_*$ к формированию солитона огибающей магнитной волны. Выше был исследован только случай $k_{\perp} < k_*$ (k_* определяется из (3)–(4) условием $\partial \omega_p^2 / \partial k_{\perp}^2 = 0$), но если выйти за область волновых векторов $k > k_*$, то этому, как следует из (3)–(4), соответствует смена знака у $\partial^2 \omega_p / \partial k_{\perp}^2$, что также может быть легко проанализировано на основании имеющихся соотношений. До сих пор мы ограничивались анализом модуляционной неустойчивости спиновых волн в области достаточно малых волновых векторов, что соответствует пренебрежению неоднородным обменным взаимодействием. Чтобы качественно рассмотреть особенности формирования солитона огибающей бегущей спиновой волны в условиях взаимодействия спинов как за счет неоднородного обмена, так и вследствие косвенного взаимодействия через поле „эластостатических“ фононов, дополнительно учтем, что спины на поверхности СФМ пленки свободны. Если по-прежнему волновой вектор магнитной волны $\vec{k} \in XZ$, то, как показывает анализ, одновременный учет обоих типов спин-спиновых взаимодействий оказывается наиболее важным при $\vec{n} \parallel \vec{H}$ ($\vec{k} \in XZ$). В этом случае спектр распространяющейся объемной спиновой волны определяется соотношением вида:

$$(k_x^2 + k_{1n}^2) k_{1n}^2 \operatorname{tg}(k_{1n} z h) = (k_x^2 + k_{2n}^2) \operatorname{tg}(k_{2n} h), \quad (5)$$

где $\vec{k}_n = \vec{k} \parallel \vec{n}$, k_{1n} (k_{2n}) определяются при $h \ll h_*$ характеристическим уравнением (2). Из (5) следует, что одновременное взаимодействие спинов как через дальнедействующее поле квазистатических упругих деформаций, так и за счет неоднородного обмена может оказаться существенным для формирования солитона огибающей спиновой волны в окрестности точек неоднородного спин-спинового резонанса с участием объемных „эластостатической“ (3) и обменной ($\omega^2 = \omega_0^2 + c^2 k_{\perp}^2$) спиновых мод. В этой области формируются участки дисперсионной кривой с равной нулю групповой скоростью, и в их окрестности появляется дополнительная возможность реализации модуляционной неустойчивости бегущих спиновых волн за счет совместного действия двух указанных механизмов спин-спинового взаимодействия.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Е.П. Стефановскому и А.Л. Сукстанскому за поддержку и плодотворные обсуждения.

- [1] З в е з д и н А.К., П о п к о в А.Ф. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 2. С. 606-615.
- [2] К а л и н и к о с Б.А., К о в ш и к о в Н.Г., С л а - в и н А.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. С. 343-346.
- [3] Д и к ш т е й н И.Е., Т у р о в Е.А., Ш а в р о в В.Г. Магнитоакустические явления и мягкие моды вблизи магнитных ориентационных фазовых переходов. В сб. Динамические и кинематические свойства магнетиков. М.: Наука. 1986. С. 68-102.
- [4] Ф и л и п п о в Б.Н. Поверхностные и новые и магнитоупругие волны в ферромагнетиках. Препринт ИФМ УО АН СССР. 1980. 62 с.
- [5] К а р п м а н В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука. 1973. 133 с.

Поступило в Редакцию

20 июля 1991 г.

В окончательной редакции

20 ноября 1991 г.