

Уравнения Ландау-Лифшица

При переходе в наномасштабную область феноменологические уравнения Ландау-Лифшица перестают правильно описывать спиновые системы и требуют уточнения. Для уточнения феноменологического уравнения Ландау-Лифшица и для получения из первых принципов его более строгой формы рассмотрена модель Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями. Обобщенные уравнения Ландау-Лифшица для наноразмерных спиновых структур получены на основе диаграммного разложения для спинового ансамбля с внутренней динамической группой Ли *Spin(3)* [2, 3]. Учет магнитного дипольного взаимодействия является важным. Благодаря дальнедействующему характеру, относительно слабое магнитное дипольное взаимодействие трансформирует спинволновой спектр в спектр дискретных мод, зависящий от размерности и формы ферромагнитного образца. Для наноразмерных спиновых систем эта трансформация приводит к существенному изменению способа описания диссипации спиновых волн.

Спектр спинволновых возбуждений.

Согласно общим правилам диаграммного разложения возбуждения квантовой системы определяются полюсами P -матрицы. Для модели Гейзенберга с обменным и магнитным дипольным взаимодействиями нахождение полюсов P -матрицы эквивалентно совместному решению обобщенных уравнений Ландау-Лифшица и уравнения для магнитостатического потенциала – потенциала переменного магнитного поля, возбуждаемого спиновой волной. Обобщенные уравнения Ландау-Лифшица имеют вид

$$E_{\pm} m_{\pm}(\vec{l}, \omega) = 2\gamma M(\vec{l}) h_{\mp}(\vec{l}, \omega) \quad (1)$$

$$E_z m_z(\vec{l}, \omega) = \frac{B^{[1]}(p)}{B(p)} \gamma M(\vec{l}) h_z(\vec{l}, \omega), \quad (2)$$

где γ - гиромагнитное отношение, $M(\vec{l})$ - плотность магнитного момента, $m_{\pm} = m_x \pm im_y$, m_z – изменения плотности магнитного момента, $h_{\pm} = h_x \pm ih_y$, h_z – внешнее переменное магнитное поле, \vec{l} - вектор кристаллической решетки, ω - частота, $B(p)$ – функция Бриллюэна, $p = g\mu_B H_z^{(c)} / kT$, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, $H_z^{(c)}$ - самосогласованное поле, k – постоянная Больцмана, T – температура. Операторы E_{\pm} , E_z , которые названы операторами Ландау-Лифшица, выражаются через внешнее магнитное поле $H(\vec{l})$, магнитное поле соседних спинов $H^{(m)}(\vec{l})$ и Фурье-образ обменного взаимодействия $I(\vec{q}) = I(0) - \sum_{n=2} w_n q^n$

$$E_{\pm} m_{\pm}(\vec{1}, \omega) = \left\{ \gamma \left[H(\vec{1}) + H^{(m)}(\vec{1}) \right] \pm \omega \right\} m_{\pm}(\vec{1}, \omega) + \frac{4\pi\gamma M(\vec{1})}{V_b} \sum_{\vec{1}', n=2} \int_{V_b} \alpha_n q^n \exp[i\vec{q}(\vec{1} - \vec{1}')] m_{\pm}(\vec{1}', \omega) d^3 q$$

$$E_z m_z(\vec{1}, \omega) = \omega \left\{ m_z(\vec{1}, \omega) - \frac{B^{[1]}(p)}{V_b} \sum_{\vec{1}'} \int_{V_b} I(\vec{q}) \exp[i\vec{q}(\vec{1} - \vec{1}')] m_z(\vec{1}', \omega) d^3 q \right\},$$

где V_b - объем первой зоны Бриллюэна, $\alpha_n = 2\pi^2 w_n / (g\mu_B)^2 V_b$ - константы обменного взаимодействия. При низких температурах производная функции Бриллюэна $B^{[1]}(p)$ стремится к 0 и продольные изменения намагниченности m_z становятся пренебрежимо малыми. Учитывая уравнения Ландау-Лифшица, дисперсионные соотношения спинволновых возбуждений даются собственными значениями уравнения магнитостатического потенциала φ

$$-\Delta\varphi(\vec{r}, \omega) + 4\pi\nabla_{\nu} m_{\nu}(\vec{r}, \omega) = 0.$$

Благодаря дальнедействующему характеру магнитного дипольного взаимодействия, спинволновой спектр трансформируется в спектр дискретных мод. В качестве примера на рис. 1 показаны дисперсионные соотношения для нормально намагниченной ферромагнитной пленки железо-иттриевого граната с обменной константой $\alpha_2 \neq 0$.

Рассмотрим образец, намагниченность $4\pi M(\vec{1})$ которого мало меняется внутри объема образца V . Если ферромагнитный образец имеет достаточно большие размеры, то вектор кристаллической решетки $\vec{1}$ можно заменить непрерывной пространственной переменной \vec{r} . В этом случае операторы E_{\pm} в уравнениях (1) сводятся к дифференциальным операторам. Общими решениями уравнений (1) являются

$$m_{\pm}(\vec{r}, \omega) = m_{\pm}^{(s)}(\vec{r}, \omega) + \sum_{i=2} C_{\pm}^{(i)} \exp(\vec{q}_{\pm}^{(i)} \vec{r}), \quad (3)$$

где $m_{\pm}^{(s)}(\vec{r}, \omega)$ - частное решение неоднородных уравнений, $\exp(\vec{q}_{\pm}^{(i)} \vec{r})$ - собственные функции операторов E_{\pm} , $\vec{q}_{\pm}^{(i)}$ - i -корень уравнения

$$\Omega_H - \Omega_M \pm \omega + \Omega_M \sum_{n=2} \alpha_n q^n = 0,$$

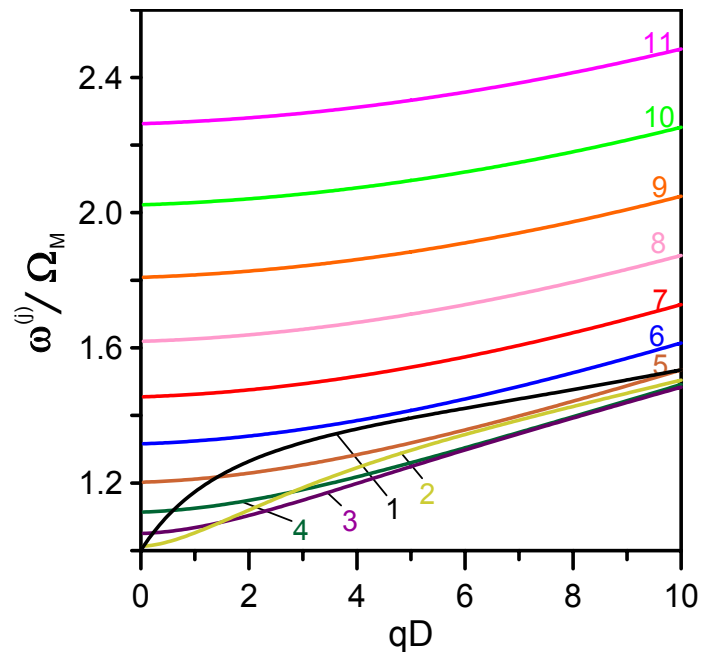


Рис. 1. Дисперсионные кривые $\omega^{(j)}(q)$ первых одиннадцати спинволновых мод, распространяющихся в нормально намагниченной пленке $Y_3Fe_5O_{12}$ толщиной $D = 0.5 \mu m$ с $4\pi M = 1750$ Oe, $\alpha_2 = 3.2 \cdot 10^{-12} cm^2$ во внешнем магнитном поле $H = 3500$ Oe. $\Omega_M = \gamma 4\pi M$, $\gamma = 2.83$ MHz/Oe.

$q = |\vec{q}|$, $\Omega_H = \gamma(H + H^{(m)})$, $\Omega_M = \gamma \cdot 4\pi M$. Для разрешения уравнений (1) необходимы условия существования обратных операторов E_{\pm}^{-1} , которыми являются условиями ортогональности $m_{\pm}(\vec{r}, \omega)$ к собственным функциям E_{\pm}

$$\int_V m_{\pm}(\vec{r}, \omega) \exp(\vec{q}_{\pm}^{(i)} \vec{r}) d\vec{r} = 0. \quad (4)$$

Из условий ортогональности (4) определяются коэффициенты $C_{\pm}^{(i)}$ в общем решении (3) и из них также следует, что коэффициенты $C_{\pm}^{(i)}$ являются линейными функционалами от переменных магнитных полей h_{\pm} .

Использование обменных граничных условий, применяемых в [Kalinikos B.A. and Slavin A.N., *Journal of Physics C: Solid State Physics* 1986, **19**(35), 7013], является некорректным.

Релаксация спинволновых возбуждений.

Спиновые системы макро- и микромасштаба описываются феноменологическими уравнениями Ландау-Лифшица с диссипационным членом, который выбирают в форме Ландау-Лифшица, Гильберта или Блоха-Бломбергена [Гуревич А.Г., Мелков Г.А. *Магнитные колебания и волны*; Наука: Москва, 1994, 464 с.]. При

переходе в наномасштабную область эти диссипационные члены должны быть заменены на более точные выражения, вид которых зависит от дисперсионных зависимостей спиновой системы и взаимодействия с другими квантовыми структурами. Рассмотрим в качестве примера собственную релаксацию спинволновых возбуждений в нормально намагниченной ферромагнитной пленке в рамках модели Гейзенберга.

В рамках однокольцевого приближения, которое соответствует распаду и слиянию двух спиновых волн (Рис. 2), для ферромагнитных пленок магнитное дипольное взаимодействие дает главный вклад в релаксацию однородной прецессии и длинноволновых спиновых волн по сравнению с обменным взаимодействием. Обменное взаимодействие дает нетривиальный вклад в затухание только в двухкольцевом приближении и этот вклад является малым. Затухание $\Delta^{(j)} = \Delta\omega^{(j)}/\omega^{(j)}$ уменьшается с увеличением толщины пленки и величины магнитного поля (Рис. 3) и растет пропорционально с увеличением температуры. Рассматриваемый процесс слияния, индуцируемый магнитным дипольным взаимодействием, является доминирующим в

$$\sum_{(\mu, \nu = +, -)} (1_{\mu})(1_{\nu}) = \frac{1}{2B} \begin{array}{c} \curvearrowright \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ \curvearrowleft \end{array} \begin{array}{c} \mu, q, j, \omega_m \\ \nu, q, j', \omega_m \end{array} + \frac{1}{(2B)^2} \begin{array}{c} \curvearrowright \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \\ \curvearrowleft \end{array} \begin{array}{c} \mu, q, j, \omega_m \\ \nu, q, j', \omega_m \end{array}$$

Рис. 2. Собственно-энергетические диаграммы, дающие наибольший вклад в затухание длинноволновых спиновых волн. Жирные прямые линии, пустые линии и комбинация из жирных и пустых линий соответствуют эффективным функциям Грина, эффективным взаимодействиям и перекрестным членам P -матрицы.

релаксационном механизме в чистом $Y_3Fe_5O_{12}$, $Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$, $CdCr_2Se_4$, EuO . В ферромагнитных пленках наноразмерной толщины (в пленках $Y_3Fe_5O_{12}$ толщина должна быть меньше 60 nm в области частот 1 – 20 GHz) вышерассмотренный процесс слияния спинволновых мод запрещен и будут наблюдаться слабозатухающие спиновые волны (Рис. 4). Наличие таких волн открывает возможность построения спинволновых приборов наноразмерного масштаба (фильтров, линий задержек), работающих в СВЧ диапазоне и обладающих малыми потерями.

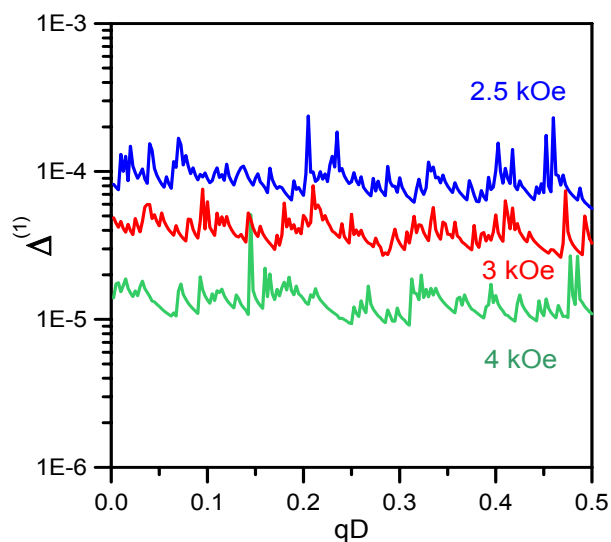


Рис. 3. Относительный коэффициент затухания $\Delta^{(1)} = \Delta\omega^{(1)}/\omega^{(1)}$ первой спинволновой моды, распространяющейся в нормально намагниченной пленке $Y_3Fe_5O_{12}$ толщиной $D = 3 \mu m$ при разных значениях приложенных магнитных полей

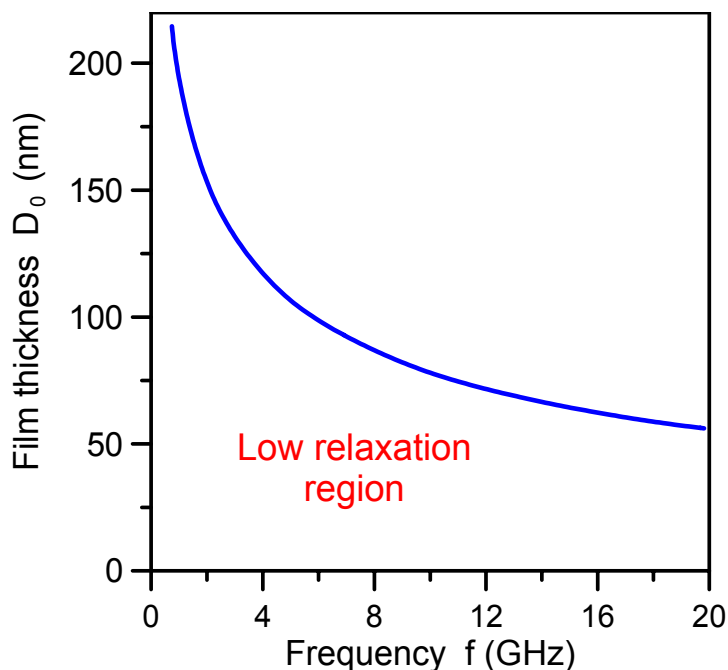


Рис. 4. Зависимость толщины D_0 пленки $Y_3Fe_5O_{12}$ от частоты f , ограничивающая область существования слабозатухающих спиновых волн. При толщине $D < D_0$ в нормально намагниченной пленке $Y_3Fe_5O_{12}$ наблюдается слабозатухающая первая мода.