УДК 538.11

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ s—d (f) ОБМЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И УСИЛЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРИМАГНЕТИКАХ

В. Д. Лахно, Р. В. Смирнов-Руэда

Получены общие выражения для тензора высокочастотной магнитной восприимчивости ферримагнетика (ФИМ) в неколлинеарной фазе в условиях s—d (f) обмена. Результаты применяются для исследования электронного поглощения спиновых волн (СВ) и усиления СВ электронным дрейфом. обусловленных s—d (f) обменом. Показано, что в слабых магнитных полях в окрестности точки компенсации ФИМ должен наблюдаться пик электронного поглощения (усиления) СВ.

В настоящее время ферримагнетики (ФИМ) являются одним из основных элементов электронных систем на магнитостатических волнах в сантиметровом диапазоне. В связи с этим осуществление усиления спиновых волн (СВ) в ФИМ представляет особый интерес, так как позволяет продвинуть их использование в субмиллиметровый и более короткий диапазон длин волн. Ниже будет рассмотрена возможность усиления СВ в проводящих ФИМ (литиевые шпинели; ЖИГ, легированный кремнием, и др.) электронным дрейфом посредством s—d (f) обменного механизма взаимодействия.

1. Гидродинамическая модель

Для описания явлений, обусловленных сильным s—d (f) обменным взаимодействием подвижных электронов, рассматриваемых как твердотельная плазма, с магнитной подсистемой магнетика может быть использована гидродинамическая модель [1]

$$\partial \mathbf{M}_j/\partial t = \gamma_j [\mathbf{M}_j \times \mathbf{H}^{(j)}_{\text{эфф}}], \tag{1}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H}^{(m)} = -4\pi \sum_j \operatorname{div} \mathbf{M}_j, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H}^{(m)} = 0, \tag{2}$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + \frac{\varepsilon}{e} \sum_j A_j \nabla (\mathbf{M}_j \sigma), \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = \rho, \tag{3}$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \left(-\frac{e}{m}\right)(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nu \mathbf{v} + \left(\frac{T}{m}\right)\frac{1}{\rho} \nabla_r \rho, \tag{4}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{J} + \partial\rho/\partial t = 0, \tag{5}$$

где $\rho = -en$; $\mathbf{J} = -\rho \mathbf{v}$; $A_j = (A_{0j}/4\mu_0)\, a^3$; A_{0j} — интеграл s—d (f) обмена; $\gamma_j = g_j \mu_0$; μ_0 — магнетон Бора; a — постоянная решетки; (1), (2) — уравнения Ландау—Лифшица для намагниченностей подрешеток $\mathbf{M}_j$ в магнитостатическом приближении; (3)—(5) — гидродинамические уравнения для электронной жидкости, рассматриваемой как плазма твердого тела. Условием применимости описанного гидродинамического подхода является выполнение неравенства $kl \ll 1$ (k — волновой вектор СВ, l — длина свободного пробега электрона). Входящие в уравнение Ландау—Лифшица (1) эффективные магнитные поля $H^{(j)}_{\text{эфф}}$ определяются вариациями по намагниченностям функционала полной магнитной энергии магнетика

$$\mathbf{H}_{j\,\text{эфф}} = -\delta\Phi/\delta\mathbf{M}_j. \tag{6}$$

Гидродинамическое описание, основанное на (1)—(5), применимо к магнитоупорядоченному кристаллу с любым числом подрешеток, и в случае ФИМ Ф имеет вид [2, 3]

$$\Phi = \int \delta_0 \mathbf{M}_1\mathbf{M}_2 d^3\mathbf{r} - \frac{1}{2}\int \mathbf{H}^{(m)}(\mathbf{M}_1+\mathbf{M}_2)\,d^3\mathbf{r} - \int \mathbf{H}^{\cdot}(\mathbf{M}_1+\mathbf{M}_2)\,d^3\mathbf{r} + \int \alpha_{12}\times$$
$$\times \frac{\partial\mathbf{M}_1}{\partial x_i}\frac{\partial\mathbf{M}_2}{\partial x_i}d^3\mathbf{r} + \frac{1}{2}\int\left\{\alpha_1\frac{\partial\mathbf{M}_1}{\partial x_i}\frac{\partial\mathbf{M}_1}{\partial x_j} + \alpha_2\frac{\partial\mathbf{M}_2}{\partial x_i}\frac{\partial\mathbf{M}_2}{\partial x_j}\right\}d^3\mathbf{r} - \int\{A_1(\mathbf{M}_1\sigma) +$$
$$+ A_2(\mathbf{M}_2\sigma)\}\,n(r)\,d^3\mathbf{r}, \tag{7}$$

где δ_0, α_1, α_2, α_{12} — обменные константы; σ — единичный вектор, направленный вдоль намагниченности ФИМ.

2. Магнитная восприимчивость и спектр спиновых волн

Решение линеаризованной системы (1)—(7) для Фурье-компонент поля, намагниченностей и концентрации приводит к следующим выражениям для компонент тензора высокочастотной магнитной восприимчивости изотропного ФИМ с учетом s—d (f) обмена:

$$\chi_{xx} = \frac{\omega_+^2-\omega_-^2}{\omega_+^2+\Delta\omega^2-\omega^2}\chi_0(\varphi_+^2-\varphi_-^2),\quad \chi_{yy} = \frac{\omega_+^2}{\omega_+^2+\Delta\omega_+^2-\omega^2}\chi_0,$$

$$\chi_{zz} = \frac{\omega_+^2-\omega_-^2}{\omega_+^2+\Delta\omega^2-\omega^2}\chi_0\psi_-^2 + \frac{\omega_-^2}{\omega_-^2+\Delta\omega_-^2-\omega^2}\chi_0\theta^{-1}\psi_+^2,$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{i\omega\omega_+}{\omega_+^2+\Delta\omega_+^2-\omega^2}\chi_0\psi_+,$$

$$\chi_{xz} = \chi_{zx} = \frac{\omega_+^2-\omega_-^2}{\omega_+^2+\Delta\omega_+^2-\omega^2}\chi_0\psi_+\varphi_- - \frac{\omega_-^2}{\omega_-^2+\Delta\omega_-^2-\omega^2}\chi_0\theta^{-1}\varphi_-\psi_+,$$

$$\chi_{yz} = -\chi_{zy} = -\frac{i\omega\omega_+}{\omega_+^2+\Delta\omega_+^2-\omega^2}\chi_0\psi_-,\qquad \chi_0 = 1/\delta_0, \tag{8}$$

где

$$\theta = \frac{\gamma_1^2M_{10}^2+\gamma_2^2M_{20}^2-2\gamma_1\gamma_2M_{10}M_{20}\cos(\theta_1+\theta_2)}{\gamma_1^2M_{10}^2+\gamma_2^2M_{20}^2+2\gamma_1\gamma_2M_{10}M_{20}\cos(\theta_1+\theta_2)},$$

$$\varphi_\pm = \frac{\gamma_1M_{10}\cos\theta_1 \pm \gamma_2M_{20}\cos\theta_2}{[\gamma_1^2M_{10}^2+\gamma_2^2M_{20}^2+2\gamma_1\gamma_2M_{10}M_{20}\cos(\theta_1+\theta_2)]^{1/2}}, \tag{9}$$

$$\psi_\pm = \frac{(\gamma_1\pm\gamma_2)(M_{10}\sin\theta_1)}{[\gamma_1^2M_{10}^2+\gamma_2^2M_{20}^2+2\gamma_1\gamma_2M_{10}M_{20}\cos(\theta_1+\theta_2)]^{1/2}},$$

θ_1, θ_2 — углы между намагниченностями $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ и направлением магнитного поля $\mathbf{H}$

$$\cos\theta_1 = \frac{H^2+\delta_0^2(M_{10}^2-M_{20}^2)}{2\delta_0M_{10}H},\quad \cos\theta_2 = \frac{H^2-\delta_0^2(M_{10}^2-M_{20}^2)}{2\delta_0M_{20}H)},\quad M_{10} > M_{20}. \tag{10}$$

В отсутствие s—d (f) обмена $(\Delta\omega_\pm = 0)$ выражения (8)—(10) определяют магнитную восприимчивость ФИМ в неколлинеарной фазе, причем ω_+, ω_- — частоты оптической и акустической ветви возбуждений ФИМ

$$\omega_\mp^2 = (\delta_0^2 + (\alpha_+ + \alpha_{12})\,\delta_0k^2)\,[\gamma_1^2M_{10}^2+\gamma_2^2M_{20}^2+2\gamma_1\gamma_2M_{10}M_{20}\cos(\theta_1+\theta_2)] +$$
$$+ \frac{(\alpha_+ - \alpha_{12})\,k^2\delta_0}{2}[\gamma_1^2M_{10}^2+\gamma_2^2M_{20}^2-2\gamma_1\gamma_2M_{10}M_{20}\cos(\theta_1+\theta_2)] +$$
$$+\frac{3}{2}\alpha_-\delta_0k^2\,[\gamma_1^2M_{10}^2-\gamma_2^2M_{20}^2], \tag{11}$$

$$\omega_-^2 = \frac{1}{2}(\alpha_+ - \alpha_{12})\,\delta_0 k^2\,[\gamma_1^2 M_{10}^2 + \gamma_2^2 M_{20}^2 - 2\gamma_1\gamma_2 M_{10} M_{20}\cos(\theta_1+\theta_2)] + \\ + \frac{\alpha_-\delta_0 k^2}{2}[\gamma_1^2 M_{10}^2 - \gamma_2^2 M_{20}^2], \tag{12}$$

где $\alpha_+ = (\alpha_1 + \alpha_2)/2$, $\alpha_- = (\alpha_1 - \alpha_2)/2$.

Величины $\Delta\omega_+$, $\Delta\omega_-$ представляют собой s—f (d) обменные добавки к частотам ω_+, ω_-

$$\Delta\omega_+^2 = -(\gamma_1\tilde{A}_1 - \gamma_2\tilde{A}_2)^2\,\delta_0 k^2\,(M_{10}\sin\theta_1)^2, \tag{13}$$

$$\Delta\omega_-^2 = -(\gamma_1\tilde{A}_1 + \gamma_2\tilde{A}_2)^2\left(\frac{\alpha_+ - \alpha_{12}}{2}\right)k^4\,(M_{10}\sin\theta_1)^2. \tag{14}$$

Здесь

$$\tilde{A}_j = A_j\left[\frac{n_0 m}{\nu\omega_R + (\omega - kv_0)\,L(\omega,\ k)}\right]^{1/2},$$
$$L(\omega,\ k) = kv_0 - \omega - i\nu + D\nu k^2/\omega - kv_0 + \\ + \frac{\omega_c^2\sin^2\theta\,(kv_0 - \omega - i\nu)}{\omega_c^2\cos^2\theta - (kv_0 - \omega - iv)^2}, \tag{15}$$

где $\omega_R = e^2 n_0/\varepsilon\nu m$ — частота диэлектрической релаксации электронов, $\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота, $D = k_Б T/m\nu$ — коэффициент диффузии электронов, θ — угол между направлением скорости дрейфа $\mathbf{v}_0$ и внешним магнитным полем.

Спектр СВ ФИМ с учетом s—d (f) обмена определяется из дисперсионного уравнения

$$k^2 + 4\pi k_i k_j \chi_{ij}(k,\ \omega) = 0. \tag{16}$$

Подстановка в (16) выражений для компонент тензора χ_{ij} приводит к следующему дисперсионному уравнению:

$$(\omega_+^2 + \Delta\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 + \Delta\omega_-^2 - \omega^2) = 0. \tag{17}$$

Из (17) следует, что в случае ФИМ s—d (f) обменное взаимодействие в отсутствие дрейфа приводит к затуханию как акустической, так и оптической ветви. На рис. 1 показана прецессия суммарного вектора намагниченности ФИМ в неколлинеарной фазе для оптической и акустической ветвей. В отличие от одноосных антиферромагнетиков обе ветви ФИМ оказываются эллиптически-поляризованными с отличными от нуля z-компонентами в направлении магнитного поля. Таким образом, в случае ФИМ обе ветви принимают участие как в поглощении, так и в усилении СВ.

3. Усиление спиновых волн

Для СВ, распространяющейся в направлении магнитного поля ($\theta = 0$) в пределе частых столкновений $\nu \gg \omega$, $\omega - kv_0$, дисперсионное уравнение (17) принимает вид

$$(\omega^2 - v_{s-}^2 k^2)(\omega_R - i(\omega - kv_0 + iDk^2)) = -2\tilde{\psi}k^4,$$
$$\tilde{\psi} = (\alpha_1 + \alpha_2 - 2\alpha_{12})\frac{\omega_R\varepsilon}{8e^2}(\gamma_1 A_1 + \gamma_2 A_2)^2(M_{10}\sin\theta_1)^2 \tag{18}$$

для акустической ветви и

$$(\omega^2 - v_{s+}^2 k^2)(\omega_R - i(\omega - kv_0 + iDk^2)) = -2\tilde{\varphi}k^2,$$
$$\tilde{\varphi} = \delta_0\frac{\omega_R\varepsilon}{2e^2}(\gamma_1 A_1 - \gamma_2 A_2)^2(M_{10}\sin\theta_1)^2 \tag{19}$$

для оптической ветви. Из (18), (19) можно получить следующие выражения для коэффициентов поглощения (усиления) СВ:

для акустической ветви

$$\operatorname{Re} \alpha_-(\omega) = -\frac{\tilde{\psi}\omega\gamma_-/v_{s-}^4}{\gamma_-^2 + (\omega_R/\omega)^2 (1 + \omega^2/\omega_R\omega_D)^2}, \tag{20}$$

для оптической ветви

$$\operatorname{Re} \alpha_+(\omega) = -\frac{\tilde{\varphi}\gamma_+/\omega v_{s+}^2}{\gamma_+^2 + (\omega_R/\omega)^2 (1 + \omega^2/\omega_R\omega_D)^2}, \tag{21}$$

где $\gamma_\pm = (v_0/v_{s\pm} - 1)$. Из (20), (21) следует, что отличное от нуля поглощение (усиление) СВ имеет место только в неколлинеарной фазе ($H_1 < H < H_c$, когда $\sin\theta_j \neq 0$). При $v_0 > v_{s-}$ усиливается низкочастотная ветвь; при $v_0 > v_{s+}$ усиливаются обе ветви. Отметим, что при $\gamma_1 = \gamma_2$, $M_{10} = M_{20}$, $\operatorname{Re} \alpha_+(\omega) = 0$ формула (20) переходит в выражение для коэффициента усиления СВ изотропного антиферромагнетика, полученное в работе [1].

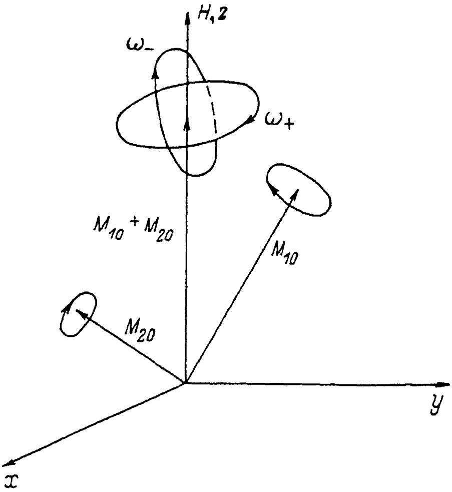

Рис. 1.

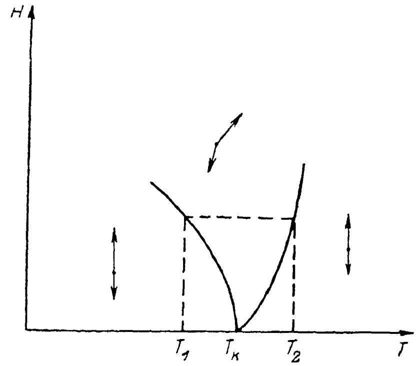

Рис. 2.

Для ФИМ с параметрами $\omega_+ = 10^{12}$ с$^{-1}$, $v_{s+} = 10^6$ см/с, $A_0 \sim 0.5$ эВ, $n_0 = 10^{15}$ см^3, $\nu = 10^{13}$ с$^{-1}$, $\delta_0 \sim 10^3$, $\omega^2 \sim \omega_R\omega_D$, $\omega/\omega_R \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ из (21) получаем оценку для $\alpha_+^{(\max)} \sim 10^{-2}$, что на несколько порядков превосходит затухание η СВ в ФИМ, обусловленное необменными механизмами ($\eta \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$).

4. Особенности усиления (поглощения) спиновых волн в окрестности точки компенсации

Применим полученные выше результаты к ФИМ вблизи точки компенсации. В этом случае для получения неколлинеарной фазы не требуются сильные магнитные поля. Для исследования поглощения (усиления) СВ в окрестности точки компенсации для ФИМ с температурно-зависящей намагниченностью первой подрешетки ($|\mathbf{M}_2| = \mathrm{const}$) положим [3]

$$M_1(T) = M_{10}(0)\, B_{J_1}\left(\frac{\varkappa}{T}\right) \approx \frac{(J_1+1)\,\varkappa(T)}{3J_1 T},$$

$$\varkappa(T) = J_1\gamma_1\hbar\,[H\cos\theta_1(T) - \delta_0 M_{20}\cos(\theta_1(T) + \theta_2(T))], \tag{22}$$

где B_J — функция Бриллюэна, $H/M_{20}\,\delta_0 \ll 1$, $\varkappa/T \ll 1$. Разлагая $M_1(T)$ вблизи точки компенсации (фазовая диаграмма вблизи T_k изображена на рис. 2; см. [4]) в ряд по $(T - T_k)$

$$M_1(T) = M_{20} - (\partial M_1/\partial T)_{T_k}(T - T_k) + \ldots, \tag{23}$$

с использованием выражений (18), (19) и (22), (23) для температурной зависимости поглощения СВ в окрестности точки компенсации получим

$$\mathrm{Re}\,\alpha_\pm \sim \sin^2\theta_1 \sim (T_2 - T)(T - T_1). \tag{24}$$

Такой вид температурных асимптотик на границах фазовых переходов ($T=T_1$ и $T=T_2$) связан с тем, что коэффициент $s-d$ (f) обменного усиления (поглощения) как оптической, так и акустической ветвей пропорционален квадрату частоты $s-d$ (f) обменной добавки $\Delta\omega_\pm^2$. В связи с этим следует отметить, что $\Delta\omega_\pm$ является мягкой модой по отношению к ориентационному фазовому переходу второго рода. В окрестности таких переходов, как известно, зависимость мягких мод от температуры имеет вид

$$\Delta\omega_\pm(T)\big|_{T\to T_c} \sim |T - T_c|^{1/2}. \tag{25}$$

Возможность усиления СВ электронным дрейфом в ФИМ была ранее рассмотрена в [5]. В отличие от рассмотренного в [5] релятивистского механизма, требующего для усиления СВ скоростей, близких к скорости света (при $v_0/c \sim 10^{-1}$, $\mathrm{Re}\,\alpha \sim 10^{-4}$; см. [5]), $s-d$ (f) обменный механизм дает на несколько порядков бо́льшие значения при $v_0 \sim v_s$. Для однозначной идентификации и определения величины вклада $s-d$ (f) обменного взаимодействия в поглощение СВ измерения удобно проводить вблизи точки компенсации: в слабых магнитных полях в окрестности T_k должен возникать характерный пик поглощения СВ с температурной зависимостью (24). Аналогичная особенность должна наблюдаться также для радиоэлектрического эффекта [1]. Основной трудностью для реализации усиления СВ в ФИМ является низкая подвижность носителей в имеющихся в настоящее время ФИМ, $u \leqslant 1$ см^2/В·с и при $v_s=10^6$ см/с необходимая напряженность электрического поля $\sim 10^6$ В/см превышает пробойные значения. По этой причине практически проще реализовать эффект для низкочастотной акустической ветви ($v_{s-} \sim 10^4$ см/с). В заключение отметим, что в случае анизотропных ФИМ (для одноосных ФИМ) для наблюдения рассматриваемых эффектов требуются поля $H \geqslant \sqrt{H_A H_{об}}$, где H_A — поле анизотропии, $H_{об} \sim \delta_0 (M_{10}+M_{20})$ — обменное поле.

Список литературы

[1] Лахно В. Д. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2781—2786; препринт ОНТИ НЦБИ АН СССР, 1986. 33 с.

[2] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.

[3] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.

[4] Clark A. E., Callen E. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 13. P. 5972—5982.

[5] Гилинский И. А., Рязанцев К. А. // ФТТ. 1968. Т. 10, № 12. С. 3628—3631.

Научно-исследовательский
вычислительный центр АН СССР
Пущино
Московская область

Поступило в Редакцию
10 октября 1988 г.
В окончательной редакции
13 февраля 1989 г.