УДК 537.311 : 31

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

А. А. Рухадзе, М. Е. Чоговадзе

Исследуются поверхностные колебания в изотропной магнитной среде типа магнитной жидкости либо магнитной изотропной пыли. Показано, что при учете пространственной дисперсии в таких средах могут существовать как объемные, так и поверхностные спиновые волны с линейным спектром, подобным звуку. Рассмотрен также вопрос о поглощении поверхностных электромагнитных волн в результате их трансформации в объемные спиновые волны в резонансной точке, где магнитная проницаемость обращается в нуль.

1. Как известно, на границе раздела двух сред могут распространяться поверхностные волны, причем в случае немагнитных сред ($\mu=1$) поверхностная волна всегда E-типа [1] (с компонентами поля E_x, H_y, E_z, если поверхностью раздела является плоскость YOZ). В случае же магнитных сред ($\mu\neq1$) существует также поверхностная волна H-типа с компонентами поля H_x, E_y, H_z. Уравнение для поверхностной волны H-типа удобно получить исходя из уравнений Максвелла в обычной форме записи

$$\operatorname{div}\mathbf{D}=4\pi\rho_0,\quad \operatorname{div}\mathbf{B}=0,$$
$$\operatorname{rot}\mathbf{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t},\quad \operatorname{rot}\mathbf{H}=\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_0, \tag{1}$$

где $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$ — векторы электрической и магнитной индукции; $\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля; $\mathbf{j}_0$ и ρ_0 — плотности тока и заряда внешних источников поля.

В отсутствие внешних источников ($\rho_0=0$, $\mathbf{j}_0=0$) из системы (1) легко получить дисперсионное уравнение для поверхностной H-волны на границе раздела двух изотропных магнитных сред (подобно проведенному в [1] выводу уравнения для поверхностной E-волны)

$$\sum_{i=1;\,2}\int\limits_0^\infty \frac{k_z^2-(\omega^2/c^2)\,\varepsilon_i(\omega,\,\mathbf{k})\,\mu_i(\omega,\,\mathbf{k})}{\mu_i(\omega,\,\mathbf{k})\,[k^2-(\omega^2/c^2)\,\varepsilon_i(\omega,\,\mathbf{k})\,\mu_i(\omega,\,\mathbf{k})]}\,dk_x=0. \tag{2}$$

Здесь $\varepsilon_i(\omega,\mathbf{k})$ и $\mu_i(\omega,\mathbf{k})$ — диэлектрическая и магнитная проницаемости сред.

Для границы раздела вакуум—изотропная среда уравнение (2) принимает вид

$$\int\limits_0^\infty \frac{dk_x\,[k_z^2-(\omega^2/c^2)\,\mu(\omega,\,\mathbf{k})\,\varepsilon(\omega,\,\mathbf{k})}{\mu(\omega,\,k)\,[k^2-(\omega^2/c^2)\,\mu(\omega,\,\mathbf{k})\,\varepsilon(\omega,\,\mathbf{k})]}+\frac{\pi}{2}\sqrt{k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}}=0. \tag{3}$$

В частности, в пределе малых фазовых скоростей ($\omega\ll kc$) из (3) получаем уравнение для «квазипродольных» поверхностных магнитных спиновых волн

$$1+\frac{2|k_z|}{\pi}\int_0^\infty \frac{dk_x}{k^2\mu(\omega, \mathbf{k})}=0. \qquad (4)$$

Ниже рассматриваются чисто магнитные среды, т. е. предполагается $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})=1$. Примером такой изотропной среды может являться однородное распределение микрочастиц непроводящего ферромагнетика — однородный порошок либо так называемая «феррожидкость» — жидкая суспензия сферических однодоменных частиц одноосного магнитного кристалла с константой магнитной анизотропии β (для магнитной анизотропии типа «легкая ось» $0<\beta<1$). Диаметр микрочастиц [2] $d \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ см. Каждая из них имеет отличный от нуля магнитный момент $\mathbf{m}_{0i}=\mathbf{M}_{0i}V$, где V — объем ферромагнетика, $|\mathbf{M}_{0i}|=\mu_0/a^3$ — плотность магнитного момента (a — постоянная решетки, $\mu_0=e\hbar/mc$ — магнетон Бора). Вследствие слабого теплового движения микрочастиц их магнитные моменты ориентированы в пространстве хаотично, поэтому средний магнитный момент такой однородный ферромагнитной среды в отсутствие внешнего магнитного поля равен нулю

$$\bar{\mathbf{m}}=\frac{\sum_i \mathbf{m}_i N_i}{N}=0, \qquad (4)$$

N_i — число частиц, имеющих магнитный момент $\mathbf{m}_i$; N — полное число частиц в среде.

2. Таким образом, для исследования спиновых волн следует определить явный вид магнитной проницаемости $\mu(\omega, \mathbf{k})$. Воспользуемся уравнением движения магнитного момента с учетом диссипации энергии [3]

$$\partial\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)/\partial t=g\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)\times\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t)+\mathbf{R}. \qquad (5)$$

Здесь $\mathbf{M}=\mathbf{M}_0+\delta\mathbf{M}$ — плотность магнитного момента ферромагнетика ($\delta\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ — отклонение магнитного момента от равновесного значения $\mathbf{M}_0$); $\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t)$ — так называемое эффективное магнитное поле; $g=2\mu_0/\hbar=e/mc$; $\mathbf{R}$ — релаксационный член, учитывающий затухание спиновых волн (мы не будем учитывать процесс теплопроводности, считая колебания плотности магнитного момента адиабатическими). В рассматриваемом ниже одноосном ферромагнетике предполагаем, кроме того, что внутреннее поле $\mathbf{H}_0^{(i)}$ параллельно оси легкого намагничения, а $\delta\mathbf{M}$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ (отклонение магнитного поля от равновесного значения $\mathbf{H}_0^{(i)}$) перпендикулярны как $\mathbf{M}_0$, так и $\mathbf{H}_0^{(i)}$, вектор же $\mathbf{R}$ перпендикулярен вектору $\mathbf{M}_0\times\tilde{\mathbf{H}}$ и является линейной функцией $\tilde{\mathbf{H}}-\mathbf{H}$. Тогда из (5) получаем уравнение для $\delta\mathbf{M}$ (для возмущений вида $e^{i\mathbf{kr}}$)

$$\frac{\partial\delta\mathbf{M}}{\partial t}=g\mathbf{M}_0\times\mathbf{H}-gA(k)\mathbf{M}_0\times\delta\mathbf{M}-\frac{A(k)}{\tau}\delta\mathbf{M}. \qquad (6)$$

Здесь $\tau>0$ — константа, зависящая от температуры ($\tau_0=\tau/A(k)$ представляет собой время релаксации магнитного момента). Для изотропных ферромагнетиков [3]

$$A(k)=\beta+H_0^{(i)}/M_0+\alpha k^2=\gamma+\alpha k^2, \qquad (7)$$

причем $\gamma=\beta+H_0^{(i)}/M_0=\beta+1/\chi_0\ll 1$ ($\chi_0\gg 1$ — магнитная восприимчивость одноосного ферромагнитного кристалла, $\beta\ll 1$ — константа слабой анизотропии), а величина α связана с величиной обменного интеграла между соседними атомами. По порядку величины $\alpha\approx(\theta_c/2\mu_0M_0)a^2=(\theta_c/2\mu_0^2)a^5$, где θ_c — температура Кюри, которая для типичных ферромагнетиков порядка 10^3 К$=1.38\cdot10^{-13}$ эрг; постоянная решетки $a\approx 10^{-8}$ см. Тогда $\alpha\approx 8\cdot10^{-14}$ см^2.

Считая зависимость $\delta\mathbf{M}$ от времени экспоненциальной, т. е. $\delta\mathbf{M}\sim e^{-i\omega t}$, окончательно находим компоненты тензора магнитной восприимчивости (считая $\mathbf{H}_0^{(i)}$ направленной вдоль оси OZ и полагая $\delta M_i=\chi_{ij}H_j$)

$$\chi_{xy} = \chi_{yx} = -\frac{igM_0[\omega + i\nu(k)]}{\Omega_p^2(k) - [\omega + i\nu(k)]^2},$$

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{gM_0\Omega_p(k)}{\Omega_p^2(k) - [\omega + i\nu(k)]^2},$$

$$\chi_{iz} = \chi_{zi} = 0. \tag{8}$$

Здесь введены обозначения

$$\Omega_p(k) = gM_0A(k) = gM_0(\alpha k^2 + \gamma), \quad \nu(k) = A(k)/\tau = (\alpha k^2 + \gamma)/\tau. \tag{9}$$

Для определения магнитной проницаемости среды учтем связь $\mu_{ij} = \delta_{ij} + 4\pi\chi_{ij}$ и проведем усреднение по всем микрочастицам среды. Окончательно получим [1] $\mu_{ij} = \mu\delta_{ij}$, причем

$$\mu = 1 - \frac{\omega_M^2(k)}{[\omega + i\nu(k)]^2 - \Omega_p^2(k)},$$

где

$$\omega_M^2(k) = 4\pi g^2 M_0^2 A(k) = 4\pi g^2 M_0^2(\alpha k^2 + \gamma). \tag{10}$$

Заметим, что уравнение движения магнитного момента (6) и, следовательно, полученное выражение для магнитной проницаемости (10) справедливы, если $\alpha k^2 < 1$, т. е. для волновых чисел $|k| < 1/\sqrt{\alpha} \approx 3.5 \cdot 10^6$ см$^{-1}$. Соответственно допустимые длины спиновых волн $\lambda = 2\pi/|k| > 1.8 \cdot 10^{-6}$ см. Это означает, что $\omega_M^2 \gg \Omega_p^2$. Кроме того, должно выполняться условие

$$1/gM_0\tau = \nu(k)/\Omega_p(k) \ll 1. \tag{11}$$

Следует заметить также, что в среде спиновая волна может распространяться лишь в том случае, когда длина этой волны, возбуждающейся в отдельной микрочастице, больше линейных размеров микрочастиц ферромагнетика, т. е. при $\lambda > d \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$ см.

3. Подставляя полученное выражение $\mu(\omega, \mathbf{k})$ в дисперсионные уравнения (3), (4), можно получить спектры частот и декременты затухания поверхностных спиновых волн. Для сравнения со спектрами поверхностных колебаний при $\omega \ll kc$ ниже исследуются также и объемные квазипродольные спиновые волны, дисперсионное уравнение которых имеет вид [3]

$$\mu(\omega, k) = 0 \tag{12}$$

Анализ показывает, что в рассматриваемой изотропной ферромагнитной среде с магнитной проницаемостью (10) не могут распространяться ни объемные, ни поверхностные спиновые волны, частота которых $\omega \leqslant \Omega_p(0) = gM_0\gamma < \Omega_p(k) < gM_0$. В области же сравнительно высоких частот при $\omega > \Omega_p(k) \gg \nu(k)$ могут распространяться как объемные, так и поверхностные спиновые волны. В этом случае, считая, что $\omega^2 - \Omega_p^2(k) \gg \nu^2(k)$, получаем

$$\mu \approx 1 - \frac{\omega_M^2(k)}{\omega^2 - \Omega_p^2(k)} + 2i\frac{\omega_M^2(k)\nu(k)\omega}{[\omega^2 - \Omega_p^2(k)]^2}. \tag{13}$$

Подставляя это выражение в (12), получаем спектры объемных квазипродольных волн $(\omega \to \omega + i\delta)$

$$\begin{gathered} \omega^2 = \omega_M^2(k) + \Omega_p^2(k) \approx \omega_M^2(k), \\ \delta = -\nu(k) = -(\alpha k^2 + \gamma)/\tau. \end{gathered} \tag{14}$$

---

[1] Следует учесть, что и сами магнитные микрочастицы обладают произвольно ориентированными в пространстве осями анизотропии; поэтому $\mu_{zz} = \mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu$.

Отсюда видно, что

$$\frac{\delta}{\omega}=\left(\frac{\alpha k^2+\gamma}{4\pi}\right)^{1/2}\frac{1}{gM_0\tau}<\frac{1}{gM_0\tau}\ll 1$$

декремент затухания спиновой волны всегда меньше частоты колебаний. В отсутствие пространственной дисперсии, т. е. в пределе $\alpha k^2\ll\gamma<1$, из (14) имеем

$$\omega^2=4\pi g^2M_0^2\gamma=\omega_M^2(0),\quad \delta=-\nu(0)=-\gamma/\tau, \tag{15}$$

где $\omega_M(0)=\omega_M(k)$ при $k=0$. В случае же сильной пространственной дисперсии, т. е. при $1>\alpha k^2\gg\gamma$, получаем

$$\omega^2=4\pi g^2M_0^2\alpha k^2,\quad \delta=-\alpha k^2/\tau. \tag{16}$$

Спектр (16) линеен по волновому вектору и подобен спектру звуковых колебаний. Эта аналогия, однако, чисто внешняя. Рассматриваемые колебания являются спиновыми, и пространственная дисперсия обусловлена кристаллическими свойствами магнитных микрочастиц. При $\gamma\sim 10^{-2}\div 10^{-3}$ (это может иметь место в магнитных средах со слабой осью анизотропии) условие $\alpha k^2\gg\gamma$ выполняется при $k>\sqrt{\gamma}/\alpha\approx 10^5$ см. Заметим, что только при $\gamma\ll 1$ возможна реализация линейного спектра (16).

Зависимость частоты ω объемных спиновых колебаний от величины волнового вектора $|\mathbf{k}|$ при $\gamma\ll 1$ показана на рис. 1.

В случае малых фазовых скоростей, т. е. при $\omega\ll kc$, спектр частот и декремент затухания поверхностных спиновых волн можно получить, подставляя выражение (10) для $\mu(\omega,\mathbf{k})$ в уравнение (4). После проведения интегрирования получаем следующее дисперсионное уравнение для поверхностных спиновых волн:

$$2\omega^2\left(1-\frac{1}{2\sqrt{1-\dfrac{\omega^2-\omega_M^2(0)}{4\pi g^2M_0^2k_z^2}}}\right)-\omega_M^2(0)=0. \tag{17}$$

Отсюда при пренебрежении пространственной дисперсией, т. е. при $\alpha k_z^2\ll\gamma<1$, находим

$$\omega^2=\omega_M^2(0)/2=2\pi g^2M_0^2\gamma,\quad \delta=-\gamma/\tau=-\nu(0). \tag{18}$$

В случае же сильной пространственной дисперсии, т. е. при $1>\alpha k_z^2\gg\gg\gamma$, из (17) получаем

$$\omega^2=\frac{3}{4}4\pi g^2M_0^2\alpha k_z^2=3\pi g^2M_0^2\alpha k_z^2,$$

$$\delta=-{}^5/_4\alpha k_z^2/\tau. \tag{19}$$

Таким образом, в пределе слабой пространственной дисперсии объемной волне (15) соответствует поверхностная волна (18), а в случае сильной пространственной дисперсии поверхностная спиновая волна со спектром (19) соответствует объемной волне (16) и также обладает дисперсией типа звука. Так же как и объемная, эта волна распространяется в среде лишь в том случае, если $d<\lambda<2\pi\sqrt{\alpha}/\gamma$.

В общем случае непотенциальных поверхностных волн следует пользоваться дисперсионным уравнением (3). Мы здесь проанализируем это уравнение в условиях, когда пространственной дисперсией можно пренебречь,[2] а $\varepsilon(\omega,\mathbf{k})=1$. В этих условиях можно показать, что непотенциальные поверхностные спиновые волны существуют, если $\mathrm{Re}\,\mu(\omega)<0$, т. е. при условии

$$\Omega_p^2(0)<\omega^2<\omega_M^2(0)+\Omega_p^2(0)\approx\omega_M^2(0). \tag{20}$$

[2] В ферромагнитной среде в этом случае могут распространяться такие поверхностные спиновые волны, длина которых $\lambda>\max\{2\pi\sqrt{\alpha/\gamma};\ d\}$.

При $|\mu| \gg 1$ частотный спектр и пространственный декремент затухания этих волн определяются выражениями

$$\omega = |k_z|\, c, \quad (\operatorname{Im} k_z)_1 = \frac{\omega^2 \nu(0)}{c\,\omega_M^2(0)} = \frac{\omega^2}{4\pi g^2 M_0^2 \tau c}. \tag{21}$$

Зависимость частоты ω поверхностных спиновых колебаний от проекции волнового вектора k_z показана на рис. 2.

4. Выражение для декремента пространственного затухания (21) непотенциальной поверхностной спиновой волны получено в предположении, что магнитная среда однородная, т. е. $\gamma = \beta + H_0^{(i)}/M_0 = \text{const}$. Но обычно между различными средами имеется переходный слой, где магнитная среда неоднородная, т. е. $\gamma = \gamma(x)$. Поэтому в переходной области всегда найдется точка x_0, в которой частота $\omega_M(0;\, x_0) = 2gM_0\sqrt{\pi\gamma(x_0)}$

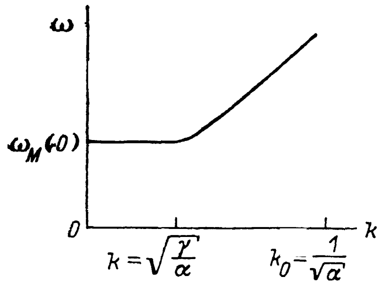

Рис. 1. Зависимость частоты объемных спиновых колебаний ω от величины волнового вектора $|\mathbf{k}|$. Кривая — $2\sqrt{\pi\alpha}\, gM_0 k$.

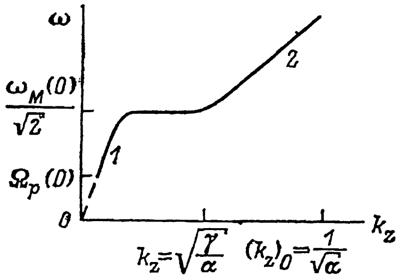

Рис. 2. Зависимость частоты поверхностных спиновых колебаний ω от проекции волнового вектора k_z.

$1 - k_z c$, $2 - \sqrt{3\pi\alpha}\, gM_0 k_z$.

оказывается равной частоте поверхностной спиновой волны в однородной среде $\omega \leqslant \omega_M(0)/\sqrt{2}$.[3] В этом случае аналогично резонансному поглощению поверхностной электромагнитной волны в проводящей среде часть поверхностной спиновой волны будет перекачиваться в энергию локализованной объемной спиновой волны. В результате к пространственному декременту затухания (21) появится поправка, обусловленная таким поглощением. Совершенно аналогично тому, как было сделано в случае резонансного поглощения поверхностной электромагнитной E-волны в проводящей немагнитной среде [5], в условиях пренебрежения пространственной дисперсией получим следующее дисперсионное уравнение для поверхностной спиновой H-волны в неоднородной магнитной среде

$$\mu_0 \sqrt{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} + \sqrt{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\mu_0} = i\pi k_z^2 \mu_0 \eta,$$

где

$$\eta = \left| \frac{d\mu(\omega,\, x)}{dx} \right|^{-1}_{x=x_0}, \tag{22}$$

$\mu_0 < 0$ — магнитная проницаемость (10) в области однородной магнитной среды и в пределе $k=0$. Из уравнения (22) находим поправку к декременту затухания (21), вызванную резонансным поглощением поверхностной спиновой волны в точке $x=x_0$

[3] Аналогично тому, как было показано для поверхностных электромагнитных волн в проводящих средах [4], легко показать, что поверхностные спиновые волны в однородных магнитных средах при пренебрежении пространственной дисперсией могут существовать в области частот $\Omega_p(0) < \omega \leqslant \omega_M(0)/\sqrt{2} = gM_0\sqrt{2\pi\gamma}$; в области же частот $\omega_M(0)/\sqrt{2} < \omega < \sqrt{\omega_M^2(0) + \Omega_p^2(0)} \approx \omega_M(0)$ имеет место инерционная экранировка поля волны.

$$(\mathrm{Im}\, k_z)_2 = \frac{\pi\eta\,|\,\mu_0\,|\sqrt{k_z^2 - (\omega^2/c^2)\,\mu_0}}{\mu_0^2 - 1}\, k_z. \tag{23}$$

Таким образом, полное поглощение поверхностной спиновой волны определяется суммой $(\mathrm{Im}k_z)_1+(\mathrm{Im}k_z)_2$

$$\mathrm{Im}\, k_z = \frac{\omega^2\nu\,(0)}{c\omega_M^2\,(0)} + \frac{\pi\eta\,|\,\mu_0\,|\,\sqrt{k_z^2 - (\omega^2/c^2)\,\mu_0}}{\mu_0^2 - 1}\, k_z. \tag{24}$$

В области частот, в которой $|\,\mu_0\,| \approx \omega_M^2\,(0)/\omega_2 \gg 1$, считая $\eta \approx x_0/\,|\,\mu_0\,|$, получаем

$$\mathrm{Im}\, k_z \approx \frac{\pi x_0 k_z^2 \omega^3}{\omega_M^3\,(0)}. \tag{25}$$

Затуханием, обусловленным неоднородностью магнитной среды, можно пренебречь, если $(\mathrm{Im}k_z)_1/(\mathrm{Im}k_z)_2 \gg 1$, т. е. при

$$k_z^2 \leqslant \left(\frac{2gM_0}{\sqrt{\pi}\,c^2\tau x_0}\right)^{2/3}\gamma = \left(\frac{2g^2M_0^2}{\sqrt{\pi}\,c^2x_0}\,\frac{\nu\,(0)}{\Omega_p\,(0)}\right)^{2/3}\gamma < \left(\frac{2g^2M_0^2}{\sqrt{\pi}\,c^2x_0}\right)^{2/3}\gamma. \tag{26}$$

Если же

$$\left(\frac{2g^2M_0^2}{\sqrt{\pi}\,c^2x_0}\cdot\frac{\nu\,(0)}{\Omega_p\,(0)}\right)^{2/3}\gamma \leqslant k_z^2 < \min\left\{\frac{\gamma}{\alpha};\ \left(\frac{2\pi}{d}\right)^2\right\}, \tag{27}$$

то затуханием, обусловленным неоднородностью магнитной среды, пренебречь уже нельзя. В этом случае оно может играть существенную роль и превосходить затухание, определяемое наличием $\nu\,(0)=\gamma/\tau$. Отметим, что условие (27) выполняется в широком диапазоне волновых чисел.

Список литературы

[1] Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. // Основые электродинамики плазмы. М., 1988. 424 с.
[2] Шлиомис М. И. // УФН. 1974. Т. 112. № 3. С. 427—458.
[3] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. // Спиновые волны. М., 1967. 368 с.
[4] Рухадзе А. А., Чоговадзе М. Е. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 5. С. 1488—1493.
[5] Чоговадзе М. Е. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 9. С. 2554—2557.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
9 августа 1990 г.