Краткие сообщения по физике № 8-1986 г.

УДК 538.115

ТЕОРИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ МАГНЕТИКОВ

Ю.А. Милюков, О.М. Толкачев

Предсказана новая возможность распространения поверхностных спиновых волн в проводящих магнетиках.

Теория поверхностных спиновых волн (ПСВ) в ферро- и антиферромагнитных диэлектриках впервые сформулирована в /1/. Важную роль в развитии теории сыграла работа /2/, где было показано, что учет пространственной дисперсии магнитной восприимчивости приводит к возникновению сильного затухания ПСВ в ферромагнетиках за счет возбуждения объемных волн. В антиферромагнетиках без учета пространственной дисперсии спектры ПСВ были изучены в /3,4/. Ниже исследовано влияние пространственной дисперсии на спектр и затухание ПСВ в проводящих магнетиках, магнетизм которых обусловлен коллективизированными электронами. Анализ основан на представлениях теории электронной жидкости проводящих магнетиков /5–7/.

Границу раздела вакуум – магнетик считаем плоской, ось y направим в глубь металла перпендикулярно границе. Постоянное магнитное поле H_0 параллельно поверхности и направлено вдоль оси анизотропии z. Намагниченность каждой электронной зоны ν считаем равной $\vec{M}_\nu = \vec{M}_{0\nu} + \vec{m}_\nu \exp(-i\omega t)$, где равновесная намагниченность $\vec{M}_{0\nu}$ много больше $\vec{m}_\nu$, ω и $\vec{k}$ – частота и волновой вектор спиновой волны. Полный момент $\vec{M} = \sum\limits_\nu \vec{M}_\nu$. Магнитное поле имеет вид $\vec{H} = H_0\vec{i}_z + \vec{h}\exp(-i\omega t)$. В данной работе рассматриваются колебания с длиной волны много большей характерного размера решетки.

Выясним условия применимости магнитостатического приближения, которое используется в некоторых работах, например /4/, недостаточно корректно. В случае параллельного границе магнитного поля тензор магнитной проницаемости (ср. /3/) имеет вид

$$\mu_{ij} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ -\mu_{xy} & \mu_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

а локальная связь электрического поля $\vec{E}$ с током $\vec{j}$ определяется проводимостью σ ($\epsilon = 1 + 4\pi i\sigma/\omega$), что справедливо в условиях малости длины свободного пробега электронов l по сравнению с длиной волны $kl \ll 1$. Если $\vec{k} \perp h_x, h_y$, дисперсионное уравнение, определяющее условие разрешимости уравнений Максвелла для поля $\vec{h}$ и индукции $\vec{b}$, имеет вид: $(\mu_{xx} \pm i\mu_{xy})^{-1} = \omega^2\epsilon/k_z^2c^2$ /8,9/. Пренебрежение производными по времени в уравнениях Максвелла возможно при $k_z^2 \gg \omega^2\epsilon/c^2$. Для продольных колебаний, когда $\vec{k} \parallel h_x$, дисперсионное уравнение имеет вид: $\mu_{xx} = (\omega^2\epsilon\mu_{xy}^2/k_x^2c^2)(1 + \mu_{xx}^2/\mu_{xy}^2)$. Магнитостатическое приближение справедливо при выполнении условия

$$k_x^2 \gg \omega^2\epsilon\mu_{xy}^2/c^2, \tag{1}$$

а не $k_x \gg \omega/c$, как указывалось /1,4/. Еще более важным является то, что при распространении волны под произвольным углом Θ к оси x (ср. /9/) потенциальное приближение ($\vec{h} \parallel \vec{k}$) обосновано только для углов, не близких к $\pi/2$ при $\mathrm{ctg}^2\Theta \gg \omega^2\epsilon/c^2k_z^2$. Анализ условий распространения поверхностных магнитостатических волн для углов $\Theta \sim \pi/2$ /4/ несправедлив. Считая выполненным условие (1), угол Θ не близким к $\pi/2$ и пренебрегая производными по времени в уравнениях Максвелла, ищем решения в виде $\vec{h} = -\nabla\varphi$. Для объемных волн $\varphi = \varphi_0 \exp(i\vec{q}\vec{r})$, а дисперсионное уравнение имеет вид

$$1 + 4\pi\chi_{xx} = -q_z^2/q_x^2 = -\operatorname{tg}^2\Theta, \tag{2}$$

где χ_{ij} — тензор магнитной восприимчивости. Для поверхностной волны поле внутри и вне проводника $\vec{h}^{(i,e)} = -\nabla\varphi^{(i,e)}$, $\varphi^{(e)} = \varphi_0\exp(ik_x x + ik_z z + k_\| y)$, $\varphi^{(i)} = \varphi_0\exp(ik_x x + ik_z z - \kappa y)$, $k_\| = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$. Дисперсионное уравнение совместно с условием непрерывности нормальных компонент индукции дает

$$\begin{gathered}[1 + 4\pi\chi_{xx}(\kappa)][\kappa^2 - k_\|^2\cos^2\Theta] = k_\|^2\sin^2\Theta,\\ [1 + 4\pi\chi_{xx}(\kappa)]\kappa = -k_\|[1 + 4\pi i\chi_{xy}\cos\Theta].\end{gathered} \tag{3}$$

При получении (3) предполагалось, что отражение электронов от границы металла близко к зеркальному.

Явный вид компонент тензора магнитной восприимчивости проводящего магнетика получим, исходя из уравнений движения парциальных намагниченностей /6/. Для циркулярных компонент $\chi^\pm = \chi_{xx} \pm i\chi_{xy}$ имеем:

$$4\pi\chi^\pm(\omega,\vec{k}) = \frac{2[\omega_M(\omega_a + 3a^{(2)}k^2) \mp \omega_a\omega\omega_M/3\omega_{ex}]}{(\omega_{ex} - 2\omega_M)(\omega_a + 3a^{(2)}k^2) - \omega^2 \pm (2\omega_a\omega/3)(1 + \omega_M/\omega_{ex})}, \tag{4}$$

где $\omega_{ex} = \Omega_1\Psi/(\Psi - \bar{\Psi})$; $\omega_a = 3\Omega_1(\Phi - \bar{\Phi})/2(\Psi - \bar{\Psi})$; $\omega_M = 2\pi\beta^2\Omega_1/(\Psi - \bar{\Psi}) = \beta^2\omega_{ex}/2\Psi \ll \omega_{ex}$; $a^{(2)} = \Omega_1(\hbar v)^2/24(2\epsilon_F)^2$; ϵ_F, v — фермиевская энергия и скорость; Ω_1 — частота спинового расщепления первой зоны; Ψ, $\bar{\Psi}$, Φ, $\bar{\Phi}$ — ферми-жидкостные /5–8/ изотропные и анизотропные константы, описывающие межзонное и внутризонное взаимодействие; β — магнитный момент электрона. Будем считать анизотропию малой $\omega_a \ll \omega_{ex}$. В пренебрежении анизотропией резонансная частота отвечает антиферромагнитному спектру магнонов, а отличие (4) от выражения для магнитной восприимчивости антиферромагнетика, полученного в /4/ при $\omega_a \ll \omega_{ex}$, определяется учетом пространственной дисперсии.

Для антиферромагнитного металла из (3) получаем уравнение

$$k_\|^2\sin^2\Theta[\kappa^2 - k_\|^2\cos^2\Theta]^{-1} = -k_\|\kappa^{-1},$$

откуда с учетом ограниченности поля при $y = +\infty$ находим $\kappa = k_\|\cos^2\Theta$. Дисперсионное уравнение $1 + \cos^{-2}\Theta + 4\pi\chi^+(\kappa) = 0$ дает спектр поверхностных колебаний

$$\omega_s^2 = [\omega_{ex} - 2\omega_M/(1 + \cos^2\Theta)]3a^{(2)}k_\|^2\sin^2\Theta(1 - \cos^2\Theta), \tag{5}$$

отличающийся от полученного в /6/ для антиферромагнетика учетом пространственной дисперсии. Спектр (5) не имеет пересечений со спектром объемных колебаний, полученным из (2) $\omega_b^2 = [\omega_{ex} - 2\omega_M\sin^2\Theta]\times 3a^{(2)}q^2$, ни при каких значениях волнового вектора. Учет пространственной дисперсии не привел к запрету на распространение ПСВ в антиферромагнетиках, как это было в случае ферромагнетиков /2/.

Переходя к изучению ПСВ в анизотропных ферромагнетиках, рассмотрим простейший случай $\Theta = 0$, $k_\| = k_x$. Дисперсионное уравнение $2 + 4\pi\chi^-(\kappa) = 0$ дает спектр ПСВ

$$\omega_s^2 = (\omega_{ex} - \omega_M)\omega_a - 2\omega_a^{3/2}\omega_{ex}^{1/2}/3, \tag{6}$$

пересекающийся с одной из двух ветвей спектра объемных колебаний

$$\omega_b^2 = (\omega_{ex} - \omega_M)\lambda \pm [\omega_M^2\lambda^2 + \lambda(\omega_{ex} - \omega_M)(\tfrac{2}{3}\omega_a)^2]^{1/2}, \quad \lambda = \omega_a + 3a^{(2)}k^2 \tag{7}$$

при значении волнового вектора

$$k^2 \approx \omega_M \omega_a / 3a^{(2)} \omega_{ex}. \tag{8}$$

В отличие от антиферромагнитного случая возможность пересечения спектров (6) и (7), приводящая к сильному затуханию ПСВ за счет возбуждения объемных волн, возникает при выполнении условия $\omega_M \gg \omega_a^{1/2} \omega_{ex}^{1/2}$, что для обменных констант означает:

$$(\Phi - \overline{\Phi}) \Psi \beta^{-2} \ll 1. \tag{9}$$

При выполнении (9) затухание возникает не при всех значениях волнового вектора, а лишь начиная со значений, определенных равенством (8). Подчеркнем, что, в отличие от /2/, в случае сильной анизотропии, когда неравенство (9) нарушено, появляется новая возможность распространения ПСВ в ферромагнетиках во всем интервале волновых векторов $k < k_0 = \Omega_1 / v$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Eshbach J.R., Damon R.W. Phys. Rev., **118**, 1208 (1960).
2. Булаевский Л.Н. ФТТ, **12**, 799 (1970).
3. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. РЭ, **23**, 897 (1978); Тарасенко В.В., Харитонов В.Д. ЖЭТФ, **60**, 2321 (1971).
4. Luthi B., Mills D.L., Camley R.E. Phys. Rev., **B28**, 1475 (1983).
5. Силин В.П. В сб.: Физика многочастичных систем, вып. 6, К., Наукова Думка, 1984, с. 37.
6. Милюков Ю.А., Толкачев О.М. ФММ, **57**, 652 (1984).
7. Милюков Ю.А., Толкачев О.М. ФММ, **60**, 661 (1985).
8. Зверев В.М., Силин В.П. ЖЭТФ, **81**, 1925 (1981).
9. Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М., Атомиздат, 1973.

Поступила в редакцию 23 апреля 1986 г.