Краткие сообщения по физике № 1-1986 г.

УДК 538.115

О ВЛИЯНИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ НА СПЕКТР И ЗАТУХАНИЕ МАГНОНОВ В АНИЗОТРОПНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ

Ю.А. Милюков, О.М. Толкачев

Исследовано затухание антиферромагнонов за счет электронных столкновений в анизотропном магнетике. Указаны условия, при выполнении которых такое затухание мало.

В изотропной электронной жидкости антиферромагнетиков спектр антиферромагнонов имеет вид /1,2/: $\omega_a^2(\vec{k}) = 2\Psi\Omega a k^2/(\Psi - \overline{\Psi})$, где $a = (\Omega/24)(\hbar\Omega/2\epsilon)^2$; $\vec{k}$ – волновой вектор антиферромагнона; Ω – частота спинового расщепления электронной зоны; Ψ и $\overline{\Psi}$ – обменные константы межзонного и внутризонного ферми-жидкостного взаимодействия; v – скорость электронов на поверхности Ферми; ϵ – фермиевская энергия электронов. Такой спектр обусловлен колебаниями поперечных компонент намагниченности. Учет частоты электронных столкновений ν в выражениях вида $\omega - \vec{k}\vec{v} \pm \Omega + i\nu$ при вычислении парциальных намагниченностей зон в условиях $\nu \ll \Omega$ не приводит к сильному затуханию антиферромагнитной моды

$$\omega_a(\vec{k}) = \sqrt{\Psi/2(\Psi - \overline{\Psi})}\,(\hbar v/24\epsilon)\,(\Omega - i\nu)\,k$$

даже тогда, когда $\omega_a \ll \nu$. Основную роль в релаксации антиферромагнонов играют их столкновения с электронами /2,3/. Именно поэтому в изотропной электронной жидкости оправдано бесстолкновительное приближение.

В анизотропном трехзонном магнетике, если продольные компоненты намагниченностей второй и третьей зон совпадают, спектр магнонов определяется из условия разрешимости системы уравнений для поперечных компонент намагниченностей зон и имеет вид /4/:

$$\omega = \frac{\Omega_1}{2}\,\frac{\Phi - \overline{\Phi}}{\Psi - \overline{\Psi}} + \left[\frac{3\Psi\Omega_1^2(\Phi - \overline{\Phi})}{2(\Psi - \overline{\Psi})^2} + \frac{2\Psi\Omega_1 a^{(2)}k^2}{\Psi - \overline{\Psi}}\right]^{1/2}, \quad a^{(2)} = \frac{\Omega_1}{24}\left(\frac{\hbar v}{2\epsilon}\right)^2,$$

где Ω_1 – частота спинового расщепления первой зоны; Φ и $\overline{\Phi}$ – межзонная и внутризонная ферми-жидкостные константы, отвечающие анизотропной части функции межэлектронного взаимодействия. В этом случае учет электронных столкновений $(\Omega_1 \to \Omega_1 - i\nu)$ не приводит к перестройке спектра и возникновению сильного затухания магнонов при выполнении неравенства $\nu \ll \Omega_1$. Однако в общем случае, когда $m_2^z \neq m_3^z$, система нелинейных уравнений для неравновесных спиновых матриц плотности связывает уравнения для продольных и поперечных компонент намагниченности. В уравнениях для продольных компонент возникают знаменатели вида $\omega - \vec{k}\vec{v} + i\nu$, что приводит к дополнительной диссипации.

Ниже исследовано влияние электронных столкновений на спектр и затухание магнонов в трехкомпонентной анизотропной электронной жидкости, определены условия на величину анизотропии, при выполнении которых магноны оказываются слабозатухающими, и показано, что с ростом анизотропии затухание антиферромагнитной моды возрастает. В предположении

$$\omega, \vec{k}\vec{v} < \nu < \Omega_{1,2} \qquad (1)$$

исходная система, состоящая из 6 уравнений, имеет вид:

$$\delta s_1^{\pm}(\vec{p}, k) = 2\,\frac{n_1^{\pm}(-) - n_1^{\mp}(+)}{Z_1^{\pm}(\vec{p}, k)}\,\delta\epsilon_1^{\pm}(k), \qquad (k \equiv \vec{k}, \omega),$$

$$\delta s^{\pm}_{2,3}(\vec{p},k) \pm 2(\Psi - \bar{\Psi}) \frac{M^{X}_{2,3}}{\beta} \frac{\delta s^{Z}_{2,3}(\vec{p},k)}{Z^{\pm}_{2,3}(\vec{p},k)} = 2\frac{n^{\pm}_{2,3}(-) - n^{\mp}_{2,3}(+)}{Z^{\pm}_{2,3}(\vec{p},k)} \delta\epsilon^{\pm}_{2,3}(k) \mp$$

$$\mp \frac{s^{X}_{2,3}(-) + s^{X}_{2,3}(+)}{Z^{\pm}_{2,3}(\vec{p},k)} \delta\epsilon^{Z}_{2,3}(k), \tag{2}$$

$$\delta s^{Z}_{1}(\vec{p},k) = \frac{n_1(-) - n_1(+)}{Z_1(\vec{p},k)} \delta\epsilon^{Z}_{1}(k),$$

$$\delta s^{Z}_{2,3}(\vec{p},k) = \frac{n_{2,3}(-) - n_{2,3}(+)}{Z_{2,3}(\vec{p},k)} \delta\epsilon^{Z}_{2,3}(k) - i\frac{s^{X}_{2,3}(-) + s^{X}_{2,3}(+)}{Z_{2,3}(\vec{p},k)} \delta\epsilon^{y}_{2,3}(k) -$$

$$- (\Psi - \bar{\Psi}) \frac{2iM^{X}_{2,3}}{\beta} \frac{\delta s^{y}_{2,3}(\vec{p},k)}{Z_{2,3}(\vec{p},k)}.$$

Здесь $M^{X}_{2} = - M^{X}_{3}$ – равновесные намагниченности второй и третьей зон, $Z^{\pm}_{\lambda} = \hbar(\omega - \vec{k}\vec{v}_{\lambda} \mp \Omega_{\lambda} + i\nu)$, $\lambda = 1,2,3$; $Z_{\lambda} = \hbar(\omega - \vec{k}\vec{v}_{\lambda} + i\nu)$; $\delta\epsilon^{Z}_{1} = (1/\beta)(\bar{\varphi} m^{Z}_{1} + \varphi m^{Z}_{2} + \varphi m^{Z}_{3})$; $\delta\epsilon^{\pm}_{1} = (1/\beta)(\bar{\Psi} m^{\pm}_{1} + \Psi m^{\pm}_{2} + \Psi m^{\pm}_{3})$; $\delta\epsilon^{Z}_{2} = (1/\beta)(\varphi m^{Z}_{1} + \bar{\varphi} m^{Z}_{2} + \varphi m^{Z}_{3})$; $\delta\epsilon^{\pm}_{2} = (1/\beta)(\Psi m^{\pm}_{1} + \bar{\Psi} m^{\pm}_{2} + \Psi m^{\pm}_{3})$; $\delta\epsilon^{\pm,Z}_{3}$ получается из $\delta\epsilon^{\pm,Z}_{2}$ заменой индексов $2 \leftrightarrows 3$: $\varphi = \Psi + \Phi$, $m_{\lambda} = \beta\sum_{\vec{p}} \delta\vec{s}_{\lambda}(\vec{p},k)$, аргументы $(\pm)$ означают $\vec{p} \pm \hbar\vec{k}/2$. Интегрируя по импульсам и учитывая неравенства (1), приведем первые три уравнения системы (2) к виду ($m^{\pm}_{4} = m^{\pm}_{2} + m^{\pm}_{3}$):

$$m^{\pm}_{1} = \Pi^{\pm}_{1}(\bar{\Psi} m^{\pm}_{1} + \Psi m^{\pm}_{4}),$$

$$m^{\pm}_{4} + (2M^{X}_{2}/\hbar\Omega_2\beta)(\Phi - \bar{\Phi})(m^{Z}_{2} - m^{Z}_{3}) = \Pi^{\pm}_{2}[2\Psi m^{\pm}_{1} + (\Psi + \bar{\Psi}) m^{\pm}_{4}] +$$

$$+ (2/\hbar\Omega_2)(\Psi - \bar{\Psi}) \sum_{\vec{p}} \left[\pm \frac{\omega - \vec{k}\vec{v}}{\Omega_2} + \left(\frac{\omega - \vec{k}\vec{v}}{\Omega_2}\right)^2\right] \left\{\frac{M^{X}_{2}}{\beta} (\delta s^{Z}_{2}(\vec{p},k) - \delta s^{Z}_{3}(\vec{p},k)) - \right. \tag{3}$$

$$\left. - s^{X}_{2}(\vec{p})(m^{Z}_{2} - m^{Z}_{3})\right\},$$

причем, согласно /4/, $\Pi^{\pm}_{\lambda} = - 2M^{Z}_{\lambda}/\beta\hbar(\Omega_{\lambda} - \omega) - a^{(\lambda)} k^2/\Omega_{\lambda}(\Psi - \bar{\Psi})$.

Из уравнений для продольных компонент намагниченности следует, что разность в фигурных скобках в правой части второго уравнения системы (3) пропорциональна разности анизотропных ферми-жидкостных констант $(\Phi - \bar{\Phi})$. Считая анизотропию слабой, пренебрегаем слагаемыми, пропорциональными $(\Phi - \bar{\Phi})(\vec{k}\vec{v}/\Omega)$ по сравнению со слагаемыми $\sim (\Phi - \bar{\Phi})$. Учитывая, что уравнения для продольных компонент намагниченности дают $m^{Z}_{2} - m^{Z}_{3} = - (2M^{X}_{2}\Psi/\hbar\nu\beta)(2m^{y}_{1} + m^{y}_{4})$, приводим систему (3) к следующему виду:

$$m^{\pm}_{1}(1 - \bar{\Psi}\Pi^{\pm}_{1}) = \Psi\Pi^{\pm}_{1} m^{\pm}_{4},$$

$$m^{\pm}_{4}[1 - (\Psi + \bar{\Psi})\Pi^{\pm}_{2}] + 4i\left(\frac{M^{X}_{2}}{\beta}\right)^2 \frac{(\Phi - \bar{\Phi})\Psi}{\hbar^2\Omega\nu} (m^{+}_{1} - m^{-}_{1} + m^{+}_{4} - m^{-}_{4}) = 2\Psi\Pi^{\pm}_{2} m^{\pm}_{1}.$$

Равенство нулю определителя этой системы дает дисперсионное уравнение

$$\Delta^{+}\Delta^{-} + A^{2}[1 + (\Psi - \bar{\Psi})\Pi_{1}^{-}][1 + (\Psi - \bar{\Psi})\Pi_{1}^{+}] = 0, \tag{4}$$

где $\Delta^{\pm} = (1 - \bar{\Psi}\Pi_{1}^{\pm})[1 \mp A - (\Psi + \bar{\Psi})\Pi_{2}^{\pm}] - \Psi\Pi_{1}^{\pm}(\pm A + 2\Psi\Pi_{2}^{\pm})$;

$$A = 4\left(\frac{M_{2}^{X}}{\beta}\right)^{2} \frac{\Phi - \bar{\Phi}}{\hbar\Omega_{2}} \frac{\Psi}{i\hbar\nu} \approx 3\frac{(\Phi - \bar{\Phi})\Psi}{(\Psi - \bar{\Psi})^{2}} \frac{\Omega_{2}}{i\nu}.$$

Пренебрегая в (4) квадратичными по анизотропии поправками, получаем дисперсионное уравнение в виде $\Delta^{+}\Delta^{-} = 0$, решение дисперсионного уравнения $\Delta^{+} = 0$, т. е.

$$\omega^{2} + \omega\left(\frac{\Phi - \bar{\Phi}}{\Psi - \bar{\Psi}} + \frac{1}{2}A\right)\Omega_{1} - \frac{\Omega_{1}^{2}}{2}\frac{3\Psi(\Phi - \bar{\Phi})}{(\Psi - \bar{\Psi})^{2}} - \frac{2k^{2}\Psi\Omega_{1}a^{(2)}}{\Psi - \bar{\Psi}} = 0$$

дает спектр антиферромагнитной моды с поляризацией "+":

$$\omega(\vec{k}) = \frac{1}{2}\Omega_{1}\frac{\Phi - \bar{\Phi}}{\Psi - \bar{\Psi}}\left(1 - \frac{3i}{4}\frac{\Psi}{\Psi - \bar{\Psi}}\frac{\Omega_{1}}{\nu}\right) + \left[\frac{3\Psi(\Phi - \bar{\Phi})\Omega_{1}^{2}}{2(\Psi - \bar{\Psi})^{2}} + \frac{2\Psi\Omega_{1}a^{(2)}k^{2}}{\Psi - \bar{\Psi}}\right]^{1/2} \approx$$

$$\approx\left[\frac{3\Psi(\Phi - \bar{\Phi})\Omega_{1}^{2}}{2(\Psi - \bar{\Psi})^{2}} + \frac{2\Psi\Omega_{1}a^{(2)}k^{2}}{\Psi - \bar{\Psi}}\right]^{1/2} - \frac{3i\Omega_{1}^{2}}{8\nu}\frac{\Psi(\Phi - \bar{\Phi})}{(\Psi - \bar{\Psi})^{2}}.$$

Видно, что затухание магнонов пропорционально анизотропии и растет как ее первая степень, а щель в спектре пропорциональна $(\Phi - \bar{\Phi})^{1/2}$. Если анизотропные константы малы, так что $\sqrt{(\Phi - \bar{\Phi})\Psi/(\Psi - \bar{\Psi})} < \nu/\Omega$, то "щель" в спектре больше затухания. С другой стороны, затухание обусловлено продольными колебаниями, когда $(\nu/\Omega)^{2} < \sqrt{(\Phi - \bar{\Phi})\Psi/(\Psi - \bar{\Psi})}$. Если такое неравенство не выполнено, то затухание магнонов за счет учета продольных колебаний мало по сравнению с затуханием, связанным с учетом столкновений в поперечных колебаниях намагниченности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Силин В. П. Физика многочастичных систем, вып. 6, Киев, Наукова думка, 1963, с. 37.
2. Милюков Ю. А., Толкачев О. М. ФММ, 57, № 4, 652 (1984).
3. Милюков Ю. А., Толкачев О. М. ФММ, 59, № 6, 1045 (1985).
4. Милюков Ю. А., Толкачев О. М. ФММ, 60, № 4, 661 (1985).

Поступила в редакцию 23 ноября 1985 г.