Письма в ЖЭТФ, том 9, стр.371 – 374 *20 марта 1969 г.*

КВАНТОВЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СПИНОВО-АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

П.С.Зырянов, В.И.Окулов, В.П.Силин

В работах [1] показано, что в металле при наличии квантующего магнитного поля существуют продольные колебания плотности электронного газа с акустическим законом дисперсии. В настоящем сообщении мы покажем, что подобные колебания электронной плотности связаны с колебаниями намагниченности, причем разность осциллирующей плотности числа электронов со спином вдоль и против магнитного поля $2s_k^z$, как правило, существенно превышает плотность числа электронов n_k, участвующих в колебании. Такой новый эффект обнаруживается благодаря спиновому парамагнетизму электронов проводимости металла, которым в работах [1] фактически пренебрегалось. С другой стороны, учет взаимодействия электронов в рамках теории электронной ферми-жидкости [2] позволяет выявить еще один новый эффект – продольные квантовые спиновые волны – аналог уже обсуждавшихся поперечных квантовых спиновых волн [3]. В таких волнах неравновесная намагниченность осциллирует вдоль направления постоянного магнитного поля, а осциллирующая плотность электронного газа равна нулю. В более общих условиях имеет место существенное взаимодействие квантовых спиновых волн и колебаний плотности электронов, сопровождающихся спиновыми колебаниями. В связи с этим подобные волны следует называть квантовыми электронными спиново-акустическими волнами (КЭСАВ).

Приведем здесь некоторые характерные результаты теории КЭСАВ для случая их распространения вдоль постоянного магнитного поля $B \parallel$ оси z. Спектр колебаний определяется уравнением ($\sim e^{-i\omega t + ikz}$):

$$X^{+} + X^{-} + 4\psi X^{+}X^{-} = 0, \tag{1}$$

а отношение спиновой плотности к плотности числа электронов равно

$$\frac{2s_k^z}{n_k} = -\frac{4\pi e^2}{k^2}\,\frac{X^{+} - X^{-}}{1 + \psi(X^{+} + X^{-})}\,. \tag{2}$$

Здесь e – заряд электрона, ψ – характерная для теории электронной жидкости постоянная, учитывающая спиновую зависимость энергии электронов от их распределения [4] и

$$X^{\pm} = \int \frac{dp}{(2\pi\hbar)^2}\,\frac{|e|B}{c}\sum_n \frac{f^{(\pm)}(\epsilon_{n,p}) - f^{(\pm)}(\epsilon_{n,p-\hbar k})}{\hbar\omega - \epsilon_{n,p} + \epsilon_{n,p-\hbar k}}, \tag{3}$$

где B – напряженность постоянного поля, c – скорость света, $\epsilon_{n,p}$ – энергия электрона в магнитном поле, а $f^{(\pm)}$ – функция распределения электрона со спином вдоль и против направления B. При написании формул (1) и (2) принято, что длина волны колебаний существенно превышает радиус экранирования кулоновского поля, а частота мала по сравнению с плазменной.

Имея в виду, что для длинных волн

$$\epsilon_{n,p-\hbar k} \cong \epsilon_{n,p} - \hbar k v_{n,p} + (\hbar^2 k^2/2m_{n,p}),$$

нетрудно понять, что в пренебрежении температурным разбросом, приводящим к малым эффектам, затухание Ландау заведомо отсутствует, если $|s - v_n^{\pm}| >> \hbar k/m_n^{\pm}$, где $s = \omega/k$, а $v_n^{\pm}$ представляет собой скорость электрона на n-ом дискретном уровне квантующего магнитного поля, соответствующем поверхности Ферми для спина вдоль и против направления оси z соответственно. Для простоты написания формул будем считать $|s - v_{no}^{+}| << v_{no}^{+} << v$, где v – обычная скорость электрона на поверхности Ферми. Пусть v^-_{mo} – ближайшее к v^+_{no} значение v^-_n. Тогда, используя обозначение

$$\Delta = (v^-_{mo} - v^+_{no})(2p/\hbar\Omega) ,$$

где p – импульс электрона на поверхности Ферми, а Ω – гироскопическая частота электрона, получаем из дисперсионного уравнения (1) следующие два выражения для фазовой скорости КЭСАВ и отношения (2):

$$s_{1,2} = v^+_{no} + \frac{\hbar\Omega}{4p}\left[\Delta + \frac{1+2\beta}{1+\beta} \pm \sqrt{\frac{1}{(1+\beta)^2} + \Delta^2}\right];$$

$$\frac{2s^z_k}{n_k} = \frac{4e^2}{\pi\hbar v}\frac{p^2}{\hbar^2 k^2}\frac{\Delta}{-1 \pm \sqrt{1+\Delta^2(1+\beta)^2}}, \tag{4}$$

где $\beta = \psi p^2/(\pi^2 v\hbar^3)$.

В пределе малых значений Δ отсюда имеем

$$s_1 = v^+_{no} + \frac{\hbar\Omega}{4p}\left(\frac{2\beta}{1+\beta} + \Delta\right); \quad \frac{2s^z_k}{n_k} = \frac{4e^2}{\pi\hbar v}\left(\frac{p}{\hbar k}\right)^2 \frac{2}{\Delta(1+\beta)^2}. \tag{5}$$

При $\Delta = 0$ эти формулы описывают продольные спиновые волны, могущие существовать лишь благодаря учету междуэлектронного взаимодействия. Второе решение при $(1+\beta)\Delta << 1$ имеет вид

$$s_2 = v^+_{no} + \frac{\hbar\Omega}{4p}(2+\Delta); \quad \frac{2s^z_k}{n_k} = \frac{4e^2}{\pi\hbar v}\left(\frac{p}{\hbar k}\right)^2 \frac{\Delta}{2}. \tag{6}$$

Только в пределе $\Delta = 0$ имеют место волны, не сопровождающиеся колебаниями спина, что соответствует результатам работы [1].

В противоположном пределе $1 << \Delta(1+\beta) << v/v^+_{no}$ фазовые скорости КЭСАВ отличаются на $(\hbar\Omega/4p)(1+2\beta)/(1+\beta)$ соответственно от v^+_{no} и v^-_{mo}. При этом

$$\frac{2s^z_k}{n_k} = \pm\frac{4e^2}{\pi\hbar v}\left(\frac{p}{\hbar k}\right)^2 \frac{1}{1+\beta}. \tag{7}$$

Из этого выражения видно, что поскольку для реальных металлов $e^2/\hbar v \gtrsim 2$, то для КЭСАВ с длиной волны, значительно бо́льшей междуэлектронного расстояния осцилляции спиновой плотности значительно превышают осцилляции плотности числа электронов. Заметим, что при $\Delta = \pm 2\beta(1+2\beta)^{-1}$ фазовая скорость КЭСАВ оказывается совпадающей соответственно с v^+_{no} или v^-_{mo}, когда благодаря черенковскому эффекту на электронах распространение волн запрещается. Если фазовая скорость КЭСАВ не мала по сравнению с фермиевской, то она может быть не близка к одному из значений $v_n^{\pm}$, так что $|s - v_{no}^{+}| \sim \sim |v_{no}^{+} - v_{no\pm1}^{+}|$. Тогда $(2s_k^z/n_k) \sim (\Omega p/\hbar k^2 v)$. Сравнивая это выражение с формулой (7), можно говорить об уменьшении относительной роли спиновых осцилляций, хотя и здесь они оказываются превалирующими для длин волн λ *см* $> 3 \cdot 10^{-4} B^{-1/2}$, где B – в гауссах. В заключение заметим, что благодаря неравенству $\hbar\Omega$ и разности энергий электрона со спином вдоль и против поля B, КЭСАВ будут иметь место в металлах в тех же условиях, что и волны, обсуждавшиеся в [1].

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
12 февраля 1969 г.

Литература

[1] A. L. Mc Whorter, W. G. May. IBM J. Res. Dev., 8, 285, 1964; О.В.Константинов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 53, 2034, 1967; А.С.Кондратьев. Канд. Диссертация, ЛГУ, 1969.

[2] В.П.Силин. ЖЭТФ, 33, 495, 1957.

[3] П.С.Зырянов, В.И.Окулов, В.П.Силин. Письма в ЖЭТФ, 8, 489, 1968.

[4] В.П.Силин. ЖЭТФ, 55, 697, 1968.