КВАНТОВЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ (КСВ)

П.С.Зырянов, В.И.Окулов, В.П.Силин

Классическая теория спиновых волн (СВ) в неферромагнитном металле предсказывает целый ряд ограничений на возможность их распространения, связанных с существованием бесстолкновительного затухания Ландау [1, 2]. В настоящем сообщении мы покажем, что благодаря квантованию орбитального движения электронов сильным внешним магнитным полем открывается возможность существования новых ветвей колебания спиновой плотности-КСВ.

Энергия элементарных возбуждений вырожденной электронной ферми-жидкости в постоянном и однородном магнитном поле $B_0 || z$ зависит от квантовых чисел n, p_z, σ, где n – число, соответствующее движению поперек магнитного поля, p_z – проекция импульса на B_0, а $\sigma = \pm 1$ определяет значение проекции спина. Равновесное распределение ферми- $f(E_{n,p_z,\sigma}) \equiv f^{\sigma}_{n,p_z}$ является функцией энергии квазичастицы $E_{n,p_z,\sigma}$. Будем интересоваться напряженностями магнитных полей, для которых выполнены неравенства

$$kT < \hbar\Omega_0, \quad \hbar\,\Omega << \zeta, \tag{1}$$

где ζ – химический потенциал, T – температура, а Ω – эффективная циклотронная частота, $\hbar\Omega_0$ – разность между спиновыми уровнями энергии электрона. Последняя величина отличается от соответствующего значения для свободного электрона благодаря эффектам ферми-жидкостного взаимодействия [1]. Когда имеет место неравенство (1)

$$E_{n,p_z,\sigma} = E_{n,p_z} - \hbar/2\Omega_0\sigma.$$

В слабом переменном магнитном поле $\delta \mathbf{B} = \mathbf{b}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ можно найти уравнение для неравновесной спиновой матрицы плотности

$$\delta\sigma_{aa'} = 2\Sigma_{\sigma,\sigma'}\mathbf{S}_{\sigma,\sigma'}\delta\rho^{\sigma\sigma'}_{aa'},$$

где a – полный набор орбитальных квантовых чисел электрона, $\mathbf{S}$ – оператор спина, а $\delta\rho^{\sigma\sigma'}_{aa'}$ – неравновесная часть матрицы плотности квазичастиц. Считая $\delta\sigma_{aa'} \perp \mathbf{B}_0$, найдем

$$[\hbar(\omega-\Omega_0) + E_{a'} - E_a + i\nu]\delta\sigma^+_{aa'} - (f^{+1}_{a'} - f^{-1}_a)\left[\frac{1}{2}\sum_{a_1a_2}\psi^{a_2a'}_{aa_1}\delta\sigma^+_{a_1a_2} + \mu_0 b^+_{aa'}\right] = 0, \tag{2}$$

$$(\nu \to +0)$$

где $\delta\sigma^+ = \delta\sigma_x + i\,\delta\sigma_y$, $\psi^{a'a_2}_{aa_1}$ – определяет зависящую от спина часть ферми-жидкостного взаимодействия, μ_e – магнитный момент свободного электрона. Уравнение (2) не учитывает столкновений электронов, влияние которых считается малым. Для выявления интересующих нас КСВ достаточно изучить наиболее простой случай волн, распространяющихся вдоль $B_0 || z$. Такие волны описываются матрицей плотности

$$\delta \sigma^+_{aa'} = \delta \sigma^+ (n_a, p_{za} q) \delta_{n_a, n_{a'}} \delta_{p_{ya}, y_{a'}} \delta_{p_{za}, p_{za'} - \hbar q_z},$$

где $q_z \equiv q$ – волновой вектор СВ. В дальнейшем примем модель, учитывающую ферми-жидкостные взаимодействия приближенно [3], с помощью одной постоянной ψ и положим, в рассматриваемом нами случае $B_0 || q$

$$\sum_{a_1 a_2} \psi^{a_2 a'}_{aa_1} \delta \sigma^+_{a_1 a_2} = \psi \sum_{a_1} \delta \sigma^+ (n_{a_1}, p_{za_1}, q). \qquad (3)$$

Принимая во внимание, что фурье-компонента намагничения – $\delta \mathfrak{m}(q) = \mu_e \sum_a \delta \bar{\sigma}(n, p_z, q)$ и следуя [1] найдем из (2) дисперсионное уравнение

$$1 = \frac{\psi}{(2\pi\hbar)^2} \frac{|e| B_0}{c} \sum_n \int dp_z \frac{f^{+1}_{n, p_z - \hbar q} - f^{-1}_{n, p_z}}{\hbar(\omega - \Omega_0) + E_{n, p_z - \hbar q} - E_{n, p_z} + i\nu}. \qquad (4)$$

Здесь c – скорость света, e – заряд электрона, $\nu \to +0$. Это уравнение при $\hbar\Omega$, $\hbar\Omega_0 << kT$ переходит в классическое [1]. В простейшем случае при $T = 0$ из (4) находим

$$1 - G(q, u) + i\pi \frac{\psi}{(2\pi\hbar)^2} \frac{|e| B_0}{c} \sum_{n=0}^{N} \frac{m^*_u}{\hbar q} \left(\int_{-v^+_n}^{v^+_n} - \int_{-v^-_n}^{v^-_n}\right) dv \delta (u - v) = 0, \qquad (5)$$

где

$$u = (\omega - \Omega_0)/q, \quad G(q, u) = \frac{\psi |e| B_0}{(2\pi\hbar)^2 c} \sum_{n=0}^{N} \frac{m^*_\zeta}{\hbar q} \ln \left| \frac{v^+_n - u}{v^+_n + u} \, \frac{v^-_n + u}{v^-_n - u} \right|,$$

$$m^* = \frac{\partial^2 E_{n, p_z}}{\partial p_z^2}, \quad m^*_\zeta = m^* |_{E_{n, p_z} = \zeta} \quad m^*_u = m^* |_{p_z = p_u},$$

а p_u – корень уравнения

$$u = \partial E_{n, p_z} / \partial p_z; \quad v^\pm_n = \left(\frac{\partial E_{n, p_z}}{\partial p_z} \right)_{p_z = p^\pm_n},$$

причем p^+_n и p^-_n являются, соответственно, корнями уравнений

$$\zeta + \frac{\hbar \Omega_0}{2} - E_{n, p_z - \hbar q} = 0 \quad \text{и} \quad \zeta - \frac{\hbar \Omega_0}{2} - E_{n, p_z} = 0;$$

и, наконец, N – целая часть $\zeta / \hbar \Omega$.

Поскольку $v_n^+ > v_n^-$, то при $v_n^- < u < v_n^+$, первый интеграл в (5) дает единицу, а второй нуль, поэтому мнимая часть порядка вещественной. Если $v_{n-1}^- > v_n^+$ (что всегда имеет место при $\Omega > \Omega_o$), а $v_n^+ < u < v_n^-$, то мнимая часть в (5) обращается в нуль. При $\psi > 0$ и $\Omega_o > \Omega$ неравенство

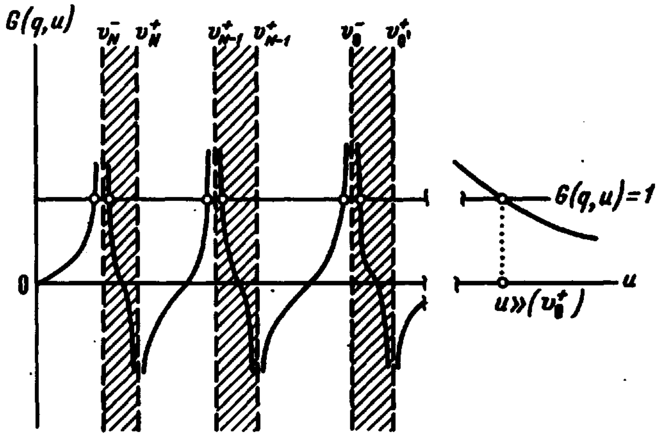

Рис. 1

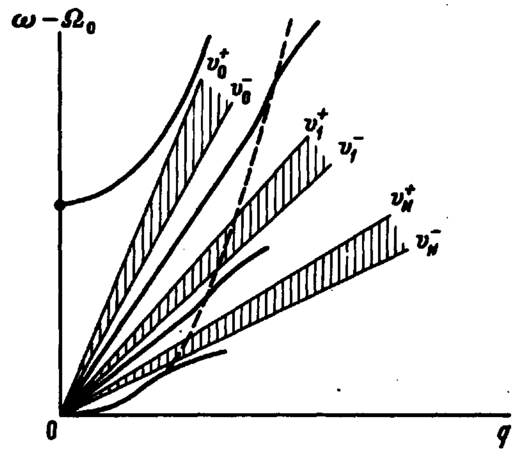

Рис. 2

$v_n^+ < v_{n-1}^-$ невозможно и мнимая часть в (5) при любых $u < (v_n^+)_{max} = v_o^+$ немала, но при $u > v_o^+$ она всегда обращается в нуль. В итоге незатухающие решения уравнения (5) $u = u(q)$ могут существовать лишь при $v_{n-1}^- > v_n^+$, в интервале $v_n^+ < u < v_{n-1}^-$ и всегда при $u > v_o^+$. Удерживая в (5) лишь вещественную часть, найдем при небольших q следующие решения

при $u \gg v_o^+$, $\quad \omega_1 = \Omega_o\left[1 + \frac{\psi|e|B_a}{(2\pi\hbar)^2 c}\sum_{n=o}^{N}\frac{2m^*}{\hbar}(v_n^- - v_n^+)\right] + 0(q^2)$, (6) при $v << (v_n^-)_{min}$, $\omega_2 = \Omega_0 + 0(q^2)$, (7)

при $\lim\limits_{q=0} v = \mathrm{const}$, существует $(2N+1)$ решений вида

$$\omega_l = \Omega_0 + c_l q, \tag{8}$$

а величины c_l находятся из уравнения

$$\sum_{n=0}^{N} \ln \frac{v_n^+ - c_l}{v_n^+ + c_l} \cdot \frac{v_n^- + c_l}{v_n^- - c_l} = 0.$$

Решения (6) – (8) можно получить, построив график $G(q, v)$ при фиксированном значении q и выделив на нем точки пересечения $G(q, v)$ и прямой $G = 1$. Такой график изображен на рис. 1. В заштрихованных областях затухание велико, поэтому из $2N+3$ ветвей спектра незатухающими являются $N+2$. В [4] были найдены незатухающие квантовые электромагнитные волны. На рис. 2 жирными линиями изображен примерный ход дисперсионных кривых $\omega(q)$, а заштрихованные участки плоскости ω, q – области сильного затухания. Спектр (6) (верхняя кривая на рис. 2) соответствует классическому пределу [1], тогда как КСВ (7), (8) возможны только в квантовом случае при $\Omega_0 < \Omega$.

Если же $\Omega_0 > \Omega$, то КСВ невозможны из-за большой величины затухания Ландау. Однако, как показывает анализ уравнения (5), даже при $\Omega_0 > \Omega$, но при $\psi < 0$ возможны незатухающие КСВ для $q > q^*$ и зависящего от ψ и $(\Omega_0 - \Omega)$.

Институт
физики металлов
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступило в редакцию
5 августа 1968 г.

Литература

[1] В.П.Силин. Спиновые волны в неферромагнитных металлах. Дополнение к книге А.И.Ахиезера, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. Спиновые волны. М., Изд.Наука, 1967.

[2] D. R. Fredkin, J. R. Buchler. A. R. Wilson, Bull. Am. Phys. Soc., ser. II, 13, № 3, p. 362, 1968.

[3] В.П.Силин. ЖЭТФ, 55, 697, 1968.

[4] Э.А.Канер, В.Г.Скобов. Phys. stat. sol., 22, 333, 1967.