Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 351 – 354. *5 сентября 1971 г.*

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ С ОТКРЫТЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ ФЕРМИ

Г. П. Алоджанц, В. П. Силин

Предсказанные теорией вырожденной электронной жидкости [1, 2] спиновые волны в неферромагнитных металлах была экспериментально обнаружена [3, 4] в щелочных металлах, поверхность Ферми которых близка к сферической. В то же время такие спиновые волны могут существовать и в металлах с резко анизотропными поверхностями Ферми. Ряд теоретических положений для спиновых волн в подобных металлах был сформулирован в работах [5 – 7], причем в конкретных приложениях теории [5] основное внимание было уделено замкнутым поверхностям Ферми. В настоящем сообщении мы изложим результаты, относящиеся к случаю незамкнутых поверхностей, приводящих к наличию незамкнутых траекторий электронов в пространстве импульсов, и выявим существенные особенности спиновых волн в таких металлах.

Пусть среди траекторий электронов

$$\epsilon = \epsilon_0 = \text{const} \;, \qquad p_z = \text{const} \;, \tag{1}$$

где ось z ориентирована вдоль постоянного магнитного поля B, имеются и замкнутые и незамкнутые (открытые). Тогда в соответствии с [5] дисперсионное уравнение спиновых волн с частотой ω и волновым вектором k можно записать в виде:

$$\left(\frac{\beta}{1+\beta} + \frac{i}{\omega\tau}\right) X(\omega,\, \mathbf{k}) = 1 \tag{2}$$

Здесь в отличие от [5]

$$X(\omega,\, \mathbf{k}) = X^{\text{H}}(\omega,\mathbf{k}) + X^{3}(\omega,\, \mathbf{k}), \tag{3}$$

причем X^3 представляет собой вклад замкнутых траекторий, определенный в работе [5], а вклад открытых траектории дается выражением

$$X^{\text{H}}(\omega,\mathbf{k}) = \left[\int \frac{dS}{|\mathbf{v}(\mathbf{p})|}\right]^{-1} \int\limits_{S_{\text{H}}} \frac{dS}{|\mathbf{v}(\mathbf{p})|} \, \frac{\omega}{\omega \pm \Omega_0 - \mathbf{k}\mathbf{v} + \dfrac{i}{\tau} + \dfrac{i}{\tau_2}}, \tag{4}$$

где S_{H} означает, что интегрирование ведется по поверхности открытых траекторий, $\mathbf{v}(\mathbf{p})$ – скорость электрона на поверхности Ферми, τ и τ_2 время релаксации соответственно импульса и спина электрона,

$$\beta = \frac{2\psi}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{dS}{|\mathbf{v}(\mathbf{p})|} \tag{5}$$

ψ – постоянная, характеризующая корреляцию электронов, а $\Omega_0 = 2\mu_0 B/(1+\beta)\hbar = \omega_s/(1+\beta)$ – характерная частота спинового резонанса, причем ω_s – обычная блоховская частота резонанса, обусловленного перебросом спина электрона проводимости.

Имея в виду полученное в [5] выражение для X^3, обсудим следствия, вытекающие из дисперсионного уравнения (2). Считая время релаксации достаточно большими, пренебрежем обусловленной ими диссипацией волн. Обсудим прежде всего предел длинных волн, когда из уравнения (2) имеем:

$$\omega = \pm\omega_s \left\{1 + \frac{1}{\beta\Omega_0^2}\left[\langle (\mathbf{k}\mathbf{v})^2\rangle_{\text{H}} + k_z^2 \langle v_{z0}^2\rangle_3 - \sum_{m\neq c} \left\langle \frac{|\mathbf{k}\mathbf{v}_m|^2}{m\left(\dfrac{\Omega}{\omega_3}\right)^2\left(1+\dfrac{1}{\beta}\right)^2 - 1}\right\rangle_3\right]\right\} \tag{6}$$

здесь усреднение по замкнутым и незамкнутым поверхностям Ферми определяется соответственно формулами

$$< F >_{н} = \left[\int \frac{dS}{|v|}\right]^{-1} \int\limits_{S_{н}} \frac{dS}{|v|} F ; \quad < F >_{з} = \left[\int \frac{dp_z}{\Omega}\right]^{-1} \int\limits_{S_{з}} \frac{dp_z}{\Omega} F$$

Ω – циклотронная частота ларморовского вращения электрона проводимости, и для замкнутых траекторий использовано разложение вектора скорости в ряд Фурье

$$v = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} v_m e^{im\phi} .$$

Своеобразие вклада открытых траектории связано с возникновением слагаемого, независящего от ориентации магнитного поля относительно направлений анизотропной поверхности Ферми. Подчеркнем, что здесь также обнаруживается качественное отличие спиновых волн от циклотронных. Именно, если циклотронные волны становятся запрещенными при наличии открытых траектории, то для спиновых волн такой запрет отсутствует.

Определенный запрет на спиновые волны все же открытые траектории налагают. Однако этот запрет качественно отличается от запрета циклотронных волн. Для того, чтобы это продемонстрировать обратимся к случаю распространения спиновых волн в направлении перпендикулярно постоянному магнитному полю. Как было показано в работе [5] в случае замкнутой анизотропной поверхности Ферми зависимость ларморовской частоты от импульса p_z приводит к наличию запретных полос, вне которых спиновые волны возможны для любых длин волн и, в частности, в пределе коротких волн, много меньших радиуса гироскопического вращения электрона. Наличие незамкнутых открытых траектории приводит к ограничению на возможные длины волн или, соответственно, на значения волновых векторов k спиновых волн. Действительно, направив оси x вдоль вектора k, нетрудно усмотреть из выражения (4), что при выполнении равенства

$$k v_{x,\,max} = \omega \pm \Omega_0 , \qquad (7)$$

где $v_{x,\,max}$ – максимальное значение x-проекции скорости электрона, становится возможным резонансное когерентное поглощение волн электронами при перебросе их спина. Такое поглощение, очевидно, имеет своим аналогом обратный эффект Черенкова, приводящий к затуханию Ландау. Формула (7) позволяет выразить частоту через волновой вактор и совместно с дисперсионным уравнением (2) позволяет найти значение предельного волнового вектора и соответствующей ему частоты. Проиллюстрируем сказанное на примере открытых траекторий, возникающих от сечения цилиндрической поверхности Ферми плоскостями p_z перпендикулярными оси цилиндра. Тогда (4) принимает вид:

$$\chi^{\text{II}} = \frac{\omega}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{d\phi}{\omega \pm \Omega_0 - kv\cos\phi}. \qquad (8)$$

Отсюда следует, что предельный волновой вектор равен Ω_0/v. При приближении значения волнового вектора к такому предельному значению частота спиновой волны убывает, стремясь к нулю по закону:

$$\omega = (\Omega_0 - kv)\left\{1 + \frac{\beta^2}{2(1+\beta)^2}\,\frac{\Omega_0 - kv}{kv}\right\}.$$

Заметим, что обращение в нуль частоты при предельном волновом векторе является указанием на возможность существования пространственно периодической парамагнитной структуры, которая в отличие от рассмотренной в [8] периодична в направлении поперек постоянного магнитного поля.

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

Поступила в редакцию
28 июля 1971г.

Литература

[1] В.П.Силин. ЖЭТФ, 33, 495, 1957.

[2] В.П.Силин. ЖЭТФ, 35, 1243, 1958.

[3] S.Schultz, G.Dunifer. Phys. Rev. Lett., 18, 283, 1967; P.M.Platzman P.A.Wolff. Phys. Rev. Lett., 18, 280, 1967.

[4] G.Dunifer, S.Schultз, P.H.Schmidt. J. Appl. Phys., 39, 397, 1968.

[5] В.П.Силин. ЖЭТФ, 55, 697, 1968.

[6] Г.П.Алоджанц. ФММ, 30, 468, 1970.

[7] Г.П.Алоджанц. ЖЭТФ, 59, 1429, 1970.

[8] В.П.Силин. Письма в ЖЭТФ, 11, 419, 1970.