Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 12, стр. 719 – 721 *20 июня 1975 г.*

РЕЗОНАНСЫ НА СКОЛЬЗЯЩИХ ОРБИТАХ В ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ

В.П.Силин, О.М.Толкачев

Показана возможность распространения поверхностных волн в металлах с нецилиндрической поверхностью Ферми.

В слабых магнитных полях электромагнитные свойства металлов в диапазоне сверхвысоких частот определяются поверхностными состояниями электронов, скользящих вдоль поверхности металла (см. [1–3]). Резкие резонансные пики электромагнитного поглощения, а также поверхностные волны, обусловленные переходами между уровнями скользящих электронов согласно использовавшейся ранее модели свободных электронов возможны только для некоторых частных форм поверхности Ферми электронов проводимости. В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на тот факт, что учет реально имеющего место взаимодействия между электронами металла качественно меняет положение и позволяет не связывать существование резонансов поглощения и поверхностных волн с необходимостью наличия цилиндрических поверхностей Ферми.

В основу нашего рассмотрения мы положим представления теории вырожденной электронной жидкости металлов [4]. Имея целью проиллюстрировать те возможности, которые открывает учет междуэлектронного взаимодействия, здесь мы сосредоточим свое внимание на резонансных возбуждениях металла типа спиновых волн, для теории которых можно ограничиться одним параметром Ландау B_0. Необходимая для соответствующего теоретического анализа квантовая формулировка кинетических уравнений электронной жидкости содержится в работе [5].

Для того, чтобы продемонстрировать причину возникновения возможности резонансов, обусловленных скользящими электронами, в металлах с нецилиндрической поверхностью Ферми, мы выпишем здесь дисперсионное уравнение длинноволновых спиновых волн, частота которых ω близка к экстремальному значению частоты резонансного перехода $\omega_{mn}(p_z) = \omega_m(p_z) - \omega_n(p_z)$ поверхностных электронов:

$$1 = \frac{B_0}{1 + B_0} N_{mn} \int \frac{dp_z}{v_x(p_z)} \frac{\omega_{mn}(p_z)}{\omega - \omega_{mn}(p_z)}\ , \qquad (1)$$

$$N_{mn} = \frac{\hbar}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dq \, | < m \, | \, e^{iqy} \, | \, n > |^2 \left[\frac{1}{4\pi} \int \frac{ds}{|\mathrm{v}|} \right]^{-1} ,$$

где матричный элемент вычисляется с помощью волновых функций поверхностных состояний (ср. [3]). Здесь $|\mathbf{v}|$ – скорость, ds – элемент поверхности Ферми. Наконец.

$$\omega_{mn}(p_z) = \omega_m(p_z) - \omega_n(p_z) = (m^{2/3} - n^{2/3})\omega(p_z)$$

и полностью пренебрежено столкновениями электронов. В частном случае цилиндрической поверхности Ферми, когда частота перехода не зависит от p_z для частоты поверхностного спинового резонанса имеем

$$\omega = \omega_{mn}\left\{1 + \frac{2B_0 N_{mn} p}{v_x(1 + B_0)}\right\} \tag{2}$$

p – импульс Ферми. В противоположном случае не сильно вытянутых поверхностей Ферми основной вклад в интеграл (1) дают значения p_z вблизи экстремума частоты перехода. Например, если такой экстремум отвечает центральному сечению, то

$$\omega(p_z) = \omega(0) + \frac{1}{2}\omega''(0)p_z^2 \quad .$$

При этом, для существования незатухающих решений уравнения (1) необходимо одновременное выполнение двух неравенств

$$\frac{\omega_{mn}(0) - \omega}{\omega''(0)} > 0, \qquad \frac{\omega_{mn}(0) - \omega}{\omega_{mn}(0)} B_0 < 0.$$

Так, если резонансная частота близка к максимальному значению частоты перехода и больше его, то постоянная B_0 должна быть положительной. Решение уравнения (1) для не сильно вытянутых поверхностей Ферми принимает вид

$$\omega = \omega(0)\,(m^{2/3} - n^{2/3})\left\{1 - \frac{2\omega(0)}{\omega''(0)}\left[\frac{\pi B_0}{v_x(1 + B_0)} N_{mn}\right]^2\right\} \quad . \tag{3}$$

Сдвиг частоты оказывается зависящим от B_0 не линейно, а квадратично (ср. [4]).

Согласно работе [3] в случае модели сферической поверхности Ферми в электронном газе не существуют поверхностные волны вблизи частот поверхностных переходов. В нашем рассмотрении для такой модели с учетом конечного значения волнового вектора k для спектра поверхностных спиновых волн получаем

$$\omega = \omega_{mn}(0)\left\{1 + \frac{3\pi^2}{4}\left(\frac{B_0}{1 + B_0}\right)^2 + \frac{3}{4}\,\frac{k^2 v^2}{\omega_{mn}^2(0)}\right\}, \tag{4}$$

где v – скорость электрона на поверхности Ферми.

Дисперсионное уравнение (1) не учитывает возможности бесстолкновительного затухания Ландау при резонансе частоты ω с частотой перехода $\omega_{rs}(p_z)$ отличной от $\omega_{mn}(p_z)$. Имея в виду близость частоты ω к предельному значению $\omega_{mn}(0)$, можно утверждать, что такое затухание невелико при небольших значениях m и n. Так, например, в случае сферической поверхности Ферми затухание Ландау пренебрежимо мало, если не выполняется неравенство

$$\frac{r^{2/3} - s^{2/3}}{m^{2/3} - n^{2/3}} - 1 \ll \frac{\omega - \omega_{mn}(0)}{\omega_{mn}(0)} \ll 1.$$

Очевидно, что для значений m и n порядка десяти такое неравенство не выполняется. Поэтому резонансы должны быть острыми, а поверхностные волны могут распространяться.

Изложенные здесь конкретные результаты для поверхностных спиновых возбуждений нормального металла обладают свойствами, общими для поверхностных возбуждений электронной жидкости. Поэтому можно сделать утверждение о том, что междуэлектронное взаимодействие является одной из общих причин существования различных типов поверхностных и резонансных пиков поверхностного импеданса металлов в области частот переходов между поверхностными уровнями скользящих электронов.

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

Поступила в редакцию
6 мая 1975 г.

Литература

[1] М.С. Хайкин. УФН, 96, 409, 1960.

[2] А.А.Абрикосов. Введение в теорию нормальных металлов. М., изд. Наука, 1972.

[3] Э.А.Канер, Н.М.Макаров. ЖЭТФ, 58, 1972, 1970.

[4] В.П.Силин. Физика металлов и металловедение, 29, 681, 1970.

[5] П.С. Зырянов, В.И.Окулов, В.П.Силин. ЖЭТФ, 58, 1295, 1970.