Краткие сообщения по физике № 2-1985 г.

ЦИКЛОТРОННО–ВОЛНОВАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ МЕТАЛЛОВ

А.Ю. Романов, В.П. Силин

УДК 538.569

Исследовано влияние непараболических участков поверхности Ферми на возбуждение ферми-жидкостных циклотронных допплеронов в металлах.

Для экспериментального наблюдения предсказанных в /1/ циклотронных допплеронов (ЦД) (см. также /2/) необходимо развитие теории, позволяющей выявить свойства металлов не только способствующие такому наблюдению, но и затрудняющие его. Распространяющиеся вдоль магнитного поля ЦД обусловлены особыми участками поверхности Ферми /1,2/. Кроме того, для наблюдения ЦД, по-видимому, необходимо исследовать резонансное прохождение электромагнитного поля /3/. В этой связи в /4/ была построена теория прохождения излучения через металлическую пластину в условиях частично диффузного отражения электронов от границ металла в предположении, что поверхность Ферми электронов является параболоидом вращения. Недостаточная общность модели работы /4/ связана с пренебрежением электронами других участков поверхности Ферми, которые могут определять структуру поля в металле в условиях аномального скин-эффекта. Поэтому в настоящем сообщении мы используем расширенную модель, в которой помимо вклада параболоидных участков учитывается также вклад сферической поверхности Ферми. В соответствии с этим для объемной проводимости σ_N имеем $\sigma_N = \sigma_N^{(p)} + \sigma_N^{(s)}$, где

$$\sigma_N^{(p)} = i\eta \frac{\sigma_H^{(p)}}{\kappa} \frac{\kappa^2 \hat{k}^2 - q_N^2 d_p^2 \kappa_0^2}{(\kappa^2 - q_N^2 d_p^2)(\hat{k}^2 - q_N^2 d_p^2)} ; \quad \sigma_N^{(s)} = \frac{3}{4} \pi\eta \frac{\sigma_H^{(s)}}{q_N d_s};$$

$$d_s \gg d_p; \; m_s \gg m_p.$$

Здесь N – целые числа; $\eta = \pm 1$ соответствует правой и левой поляризации излучения с частотой ω; $\sigma_H = enc/B$; $q_N = \pi N/L$; L — толщина пластины; $d_p = v_p/\Omega_p$ (ср. /3/); $d_s = v_s/\Omega_s$; $\kappa = 1 + \eta(\omega/\Omega_p + i\nu_p/\Omega_p)$; $\hat{\kappa}^2 = \kappa^2 - \eta\kappa Y_2$; $\kappa_0^2 = \kappa^2 - (1-r)\eta\kappa Y_2$; $Y_2 = A_2\omega/(1+A_2)\Omega_p$; A_2 — параметр ферми-жидкостного взаимодействия; r — постоянная, введенная в /4/; v_s — фермиевская скорость сферического участка.

Коэффициент диффузного рассеяния p_s носителей на сферическом участке ферми-поверхности можно считать малым по сравнению с соответствующим коэффициентом p_p параболоидных носителей. Приняв $n_p p_p d_p \gg n_s p_s d_s$, будем учитывать только вклад параболоидных участков в поверхностную проводимость, выражение для которого было приведено в /4/ при последовательном учете междуэлектронного взаимодействия. Следуя методу работы /5/, получаем (ср. /4/) для импеданса при антисимметричном (a) и симметричном (s) возбуждении

$$Z/Z_0 = X - \xi\rho\kappa^2[rY^2 + (1-r)(\hat{\kappa}/\kappa)^4 U^2 + \xi\rho\kappa^2 r(1-r)(\hat{\kappa}/\kappa)^4(Y^2W - 2YUR + U^2V)][1 + \xi\rho\kappa^2(rV + (1-r)(\hat{\kappa}/\kappa)^4 W) + \xi^2\rho^2\hat{\kappa}^4 r(1-r)(VW - R^2)]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $Z_0 = 2\pi\omega d_p/c^2$; $\xi = 4\pi\omega\sigma_H^{(p)} d_p^2/c^2$; $\rho = p_p/(2-p_p)$; $X^{\binom{a}{s}} \ldots R^{\binom{a}{s}} = (2i/\pi)\sum_{i=1}^{7} A_i^{X\ldots R}\,\Phi^{\binom{a}{s}}(-\kappa_i L/2\pi d_p)$; $A_i^X = A_i$; $A_i^Y = A_i/\beta_i$; $A_i^U = A_i/\hat{\beta}_i$; $A_i^R = A_i/\beta_i\hat{\beta}_i$; $A_i^V = A_i/\beta_i^2$; $A_i^W = A_i/\hat{\beta}_i^2$; $A_i = \kappa_i\beta_i\hat{\beta}_i \Big/ \prod_{j\neq i=1}^{7}(\kappa_i - \kappa_j)$; $\beta_i = \kappa^2 - \kappa_i^2$;

$\hat{\beta}_i = \hat{\kappa}^2 - \kappa_i^2$; $\Phi^{(a)}(x) = \psi(x + 1/2)$; $\Phi^{(s)}(x) = \psi(x) + 1/2x$,

где $\psi(x)$ — логарифмическая производная гамма-функции.

Имея в виду $\xi \gg 1$ и $D \equiv d_s n_p/d_p n_s \gg 1$, можно записать в аналитическом виде все семь корней дисперсионного уравнения волн, определяющегося объемной проводимостью. Поэтому для вычисления (1) с точностью до членов, пропорциональных ξ^{-1} и D°, суммы по корням дисперсионного уравнения можно представить в виде

$$X\,\frac{\omega d_p}{v_s} = \frac{2\sqrt{3}}{9}\,\frac{1 - i\sqrt{3}}{(\pi\xi_0)^{1/3}} + \frac{16}{27}\,\frac{1 + i\sqrt{3}}{\sqrt{3}\pi}\,\frac{\Delta_2}{\eta\omega}\,\frac{v_s}{v_p}\,\frac{D}{(\pi\xi_0)^{2/3}} - \frac{16}{9\pi^2}\times$$

$$\times \frac{\Delta_2^2}{\omega^2} \frac{v_s^2}{v_p^2} \frac{D^2}{\pi\xi_0}\left[C - \frac{1}{\pi} - \frac{9\pi}{8D^2} \frac{\Delta_0}{\Delta_2^3} (\Delta_0\Delta_1 - \Delta_0\Delta_2 - \Delta_1\Delta_2)\right],$$

$$Y = -\frac{C}{\pi\xi_0} \frac{v_s^3}{d_p^3\omega^3} + \frac{a_6}{\beta_6} s_6,\ U = -\frac{C}{\pi\xi_0} \frac{v_s^3}{d_p^3\omega^3} + \frac{a_6}{\hat\beta_6} s_6,\ R = \frac{a_6}{\beta_6\hat\beta_6} s_6,$$

$$V = \frac{a_6}{\beta_6^2} s_6,\ W = \frac{a_6}{\hat\beta_6^2} s_6,\ a_6 = -\frac{3\beta_6\hat\beta_6 v_s^3\Omega_p^2}{4d_p^3\omega^3\xi_0 D\Delta_0\sqrt{\Delta_1\Delta_2}},\ \beta_6 = \frac{\Delta_0^2(\Delta_2 - \Delta_1)}{\Delta_2\Omega_p^2},$$

$$\hat\beta_6 = \frac{\Delta_1\Delta_0(\Delta_2 - \Delta_0)}{\Delta_2\Omega_p^2},\ C = \frac{2}{\pi} ln\left[\frac{3\pi}{4} \frac{(\pi\xi_0)^{1/3}}{D} \frac{\omega v_p}{\Delta_2 v_s}\right] - \frac{i}{3},\ \Delta_0 = \eta\Omega_p + \omega +$$

$$+ i\nu_p,\ \Delta_1 = \eta\Omega_p + \omega/(1 + A_2) + i\nu_p,\ \Delta_2 = \eta\Omega_p + \omega(1 + rA_2)/(1 + A_2) + i\nu_p,$$

$$s_6^{(a)} = -i\,tg(kL/2),\ s_6^{(s)} = i\,ctg(kL/2),\ k = \eta(\Delta_0/v_p)\sqrt{\Delta_1/\Delta_2},$$

где k – комплексный волновой вектор ЦД; $\xi_0 = 3\omega_p^{(s)2} v_s^2/4\omega^2 c^2 \gg 1$ – не зависящий от магнитного поля параметр аномальности скин-эффекта.

Эти формулы позволяют записать следующее выражение для импеданса Z пластины металла, находящейся в перпендикулярном поле:

$$\frac{Zc^2}{2\pi v_s} = \frac{\omega d_p}{v_s} X - \frac{4}{3\pi} \rho \frac{\Delta_0^2\Delta_2}{\omega^2} \frac{v_s^2}{v_p^2} \frac{DC}{\pi\xi_0}\left[C\left(r + (1 - r)\frac{\Delta_1^2}{\Delta_0^2} +\right.\right.$$

$$\left.\left. + \eta\rho s_6 \frac{\Delta_1^{1/2}\Delta_2^{3/2}}{\Delta_0^2}\right) - \frac{3\pi}{2} r(1 - r) \frac{s_6}{D}\left(\frac{A_2}{1 + A_2}\right)^2 \frac{\omega^2\Delta_1^{1/2}}{\Delta_2^{3/2}\Delta_0}\right] \times \tag{2}$$

$$\times (\Delta_2 + \eta\rho s_6\sqrt{\Delta_1\Delta_2})^{-1}.$$

Старший член в правой части (2) содержится в X и обусловлен только электронами сферической поверхности. Остальные обусловлены вкладами обоих сортов носителей. Резонансный знаменатель последнего слагаемого правой части (2) отвечает вкладу только параболоидных участков, которые определяют дисперсионное уравнение ЦД.

В результате для коэффициента прохождения получаем следующее выражение:

$$T = \frac{4}{3\pi} \; \rho \; \frac{v_s}{c} \; \frac{\Delta_0^2}{\omega^2} \; \frac{v_s^2}{v_p^2} \; \frac{DC}{\pi\xi_0} \left[2ir(1-r) \left(\frac{A_2}{1+A_2} \right)^2 \; \frac{\Delta_1^{1/2}\,\omega^2}{\Delta_2^{1/2}\,\Delta_0^2} \; \left[\frac{3\pi}{2} \times \right.\right.$$

$$\left.\left. \times \; \frac{1}{D} \; \frac{\Delta_0}{\Delta_2} + \eta\rho C \right] + \frac{9\pi}{8D^2} \left(\frac{\pi d_p}{L} \right)^2 \frac{\Omega_p^2}{\Delta_2^2} \left(r + (1-r)\,\frac{\Delta_1^2}{\Delta_0^2} \right) \sin kL \right] \times$$

$$\times \quad [(1 + \rho^2 \Delta_1/\Delta_2) \sin kL + 2i\eta\rho\sqrt{\Delta_1/\Delta_2}\, \cos kL]^{-1} .$$

Особый интерес представляет окрестность резонанса, когда частота и магнитное поле удовлетворяют дисперсионному уравнению ЦД /1/ с $q_N = k$. Если, кроме того, принять $\rho^2 \Delta_1 \ll \Delta_2$, $L \ll l_p$ (l_p – длина свободного пробега), то вблизи пика прохождения имеем ($k' = \mathrm{Re}\, k$):

$$T = \frac{8i}{3\pi}\, r(1-r)\rho\, \frac{v_s}{c} \sqrt{\frac{\Delta_1}{\Delta_2}}\; \frac{v_s^2}{v_p^2} \left(\frac{A_2}{1+A_2} \right)^2 \frac{DC}{\pi\xi_0} \left(\frac{3\pi}{2D}\, \frac{\Delta_0}{\Delta_2} + \eta\rho C \right) \times$$

$$\times \left\{ k'L - \pi N + i\eta(-1)^N \sqrt{\frac{\Delta_1}{\Delta_2}} \left[\frac{L}{l_p} \left(1 + \frac{\Delta_0(\Delta_2 - \Delta_1)}{2\Delta_1\Delta_2} \right) + 2\rho \right] \right\}^{-1} .$$

При выводе (3) использовалось также неравенство $Dv_s\Delta_2 \ll \omega v_p \xi_0^{1/3}$, отвечающее тому, что вклад сферических носителей в импеданс является преобладающим (при этом $|C| \gg 1$).

При выполнении неравенства $DC\rho \gg 1$ имеем квадратичную зависимость коэффициента прохождения от ρ. Такая же зависимость ($\propto \rho^2$) была получена в /4/, когда не учитывались сферические участки поверхности Ферми. Однако наличие сферических участков поверхности Ферми при достаточно большом коэффициенте диффузности ухудшает прохождение ЦД. В этом случае отношение выражения (3) к коэффициенту прохождения, полученному в /4/, равно $(16/3\sqrt{3\pi}\,\pi) C^2 [Dv_s\Delta_2/v_p\omega(\pi\xi_0)^{1/3}]^{3/2} \ll 1$.

Напротив, при малых ρ, когда $DC\rho \ll 1$, коэффициент прохождения линейно зависит от ρ. В этом случае отношение (3) к коэффициенту прохождения, полученному без учета сферических участков поверхности Ферми, равно

$-\ (8/\sqrt{3}\,\pi)\,[Dv_s\Delta_2/v_p\omega(\pi\xi_0)^{1/3}]^{3/2}\,C^2\,[\eta\Delta_0/\Delta_2\rho DC]$. Поэтому при низких частотах, когда $Cv_s^{3/2}\,D^{1/2}\,\Delta_2^{1/2}\,\Delta_0 \gg \xi_0^{1/2}\,\omega^{3/2}\,\rho v_p^{3/2}$, возможно увеличение прохождения ЦД за счет влияния сферических участков поверхности Ферми.

Поступила в редакцию 5 ноября 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Романов А. Ю., Силин В. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 46 (1980).
2. Зимбовская Н. А. и др. ФНТ, 8, № 9, 930 (1982).
3. Романов А. Ю., Силин В. П. ФММ, 56, № 4, 639 (1983).
4. Зимбовская Н. А. и др. ФММ, 58, № 5, 851 (1984).
5. Окулов В. И., Устинов В. В. ФММ, 56, № 3, 421 (1983).