

НОВЫЙ ТИП ВОЛН В МЕТАЛЛАХ С РЕЗОНАНСНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ

А. М. Ермолаев, А. И. Шурдук

Локализация электронов на изолированных примесных атомах в металлах, стимулированная магнитным полем, приводит к уменьшению диссипативных токов и способствует распространению электромагнитных волн. Вблизи частот резонансных переходов электронов между магнитопримесными уровнями и уровнями Ландау существуют полосы прозрачности для специфических волн, названных магнитопримесными [1, 2]. Распространение этих волн в чистых образцах невозможно.

Волны такого типа должны существовать и в том случае, когда локализация электронов обусловлена лишь примесными атомами и не связана с магнитным полем. Здесь приведены результаты исследования свойств электромагнитных волн в металлах с резонансными состояниями электронов [3], существующими и в отсутствие магнитного поля. Рассматривается одна группа носителей с изотропным спектром в слабо легированном образце при наличии сильного магнитного поля. Частота волны ω предполагается большей по сравнению с частотой столкновений электронов, а волновой вектор q — параллельным магнитному полю H .

Когда резонансный уровень ϵ_r лежит ниже границы Ферми ϵ_F (это имеет место, например, в Al с примесями Cu, Cr и др. 3d-элементов [4]), частоты резонансных переходов электронов между этим уровнем и свободными уровнями Ландау равны $\omega_s = \omega_0 + s\Omega$, где $\omega_0 = \epsilon_{n_F} - \epsilon_r$, ϵ_{n_F} — ближайший к границе Ферми свободный уровень Ландау (n_F — число заполненных уровней); $\Omega = eH/mc$ — циклотронная частота; $s = 0, 1, \dots$ — номер резонансной частоты; квантовая постоянная принята равной единице. В окрестности этой частоты ($|\omega - \omega_s| \ll \Theta$) резонансная часть поперечной высокочастотной проводимости в длинноволновом пределе ($qr \ll 1$, r — ларморовский радиус) равна

$$\delta\sigma_{\alpha\beta}^{(s)}(\omega) = a_{\alpha\beta}^{(s)} \frac{\omega_p^2}{4\pi\omega_s} \left(\frac{\omega_s}{\omega - \omega_s + i\Gamma} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где $\alpha, \beta = x, y$; ω_p — плазменная частота электронов; Γ — ширина резонансного уровня,

$$a_{xx}^{(s)} = \frac{m^{3/2}n_i}{2^{3/2}\pi n_e \omega_s^{1/2} |F'|} \left[(n_F + s) \left(1 - \frac{\omega_s}{\Omega} \right)^{-2} + (n_F + s + 1) \left(1 + \frac{\omega_s}{\Omega} \right)^{-2} \right] [f(\epsilon_r) - f(\epsilon_r + \omega_s)], \quad (2)$$

$a_{xy}^{(s)}$ отличается от (2) дополнительным множителем $-i$ и другим знаком перед $n_F + s + 1$. Здесь n_e и n_i — концентрация электронов и примесных атомов соответственно, f — функция Ферми, F' определяет вычет амплитуды примесного рассеяния электронов в полюсе $\epsilon_r - i\Gamma$ [1, 3]. Вклад (1) необходимо учесть в дисперсионном уравнении для электромагнитных волн.

Рассмотрим случай $|\omega + i\nu| \ll \Omega$, где ν — частота столкновений электронов, обусловленная потенциальным рассеянием на примесных атомах. В этом случае имеется один резонанс на частоте ω_0 , если $\omega_0 < \Omega$. Дисперсионное уравнение в окрестности этой частоты может быть записано в виде

$$q^2 = q_{\pm}^2(\omega),$$

где

$$q_{\pm}(\omega) = \frac{\omega_p}{c} \left[a_{\pm}^{(0)} \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} \right)^{1/2} \mp \frac{\omega}{\Omega} + i \frac{\nu\omega}{\Omega^2} \right]^{1/2},$$

$$a_{\pm} = a_{xx} \mp i a_{xy}, \quad (3)$$

знаки \pm соответствуют волнам с левой и правой круговой поляризацией. Локализация электронов на примесных атомах приводит к тому, что в окрестности

резонансной частоты ω_0 появляется возможность распространения волн с левой круговой поляризацией (верхний знак в (3)). Распространение этих волн в отсутствие резонансных состояний в спектре электронов невозможно. Следуя [1, 2], назовем эти волны антигеликонами. Их спектр и декремент затухания равны

$$\omega(q) = \omega_0 \left[1 - \left(\frac{a_+^{(0)} \Omega / \omega_0}{1 + c^2 \Omega q^2 / \omega_0 \omega_p^2} \right)^2 \right],$$

$$\gamma(q) = \Gamma + 2\nu (a_+^{(0)})^2 \frac{\Omega}{\omega_0} (1 + c^2 \Omega q^2 / \omega_0 \omega_p^2)^{-3}.$$

$$\omega_0 - \omega(0) = \omega_0 (a_+^{(0)} \Omega / \omega_0)^2,$$

Антигеликоны слабо затухают в полосе прозрачности шириной расположенной ниже резонансной частоты.

Если волна с круговой поляризацией падает нормально на металлическое полупространство ($q \parallel H \parallel z$), ее электрическое поле затухает по закону [5]

$$T_{\pm}(z) = i \frac{\pi}{2} q_{\pm}^{-1}(\omega) \exp[iq_{\pm}(\omega)z].$$

Циркулярная компонента поверхностного импеданса для такой волны имеет вид

$$Z_{\pm} = 4\pi\omega / c^2 q_{\pm}(\omega).$$

Компонента Z_+ имеет резонансную особенность на предельной частоте $\omega(0)$ в спектре антигеликона, а вблизи резонансной частоты ω_0 изменяется (при $\nu = \Gamma = 0$) пропорционально $(\omega - \omega_0)^{1/4}$.

В области $|\omega + i\nu| \gg \Omega$ ниже частот ω_s существует серия линейно-поляризованных волн, для которых

$$\omega_s(q) = \omega_s \left[1 - \left(\frac{a_{xx}^{(s)}}{1 + c^2 q^2 / \omega_p^2} \right)^2 \right],$$

$$\gamma_s(q) = \Gamma + 2\nu (a_{xx}^{(s)})^2 (1 + c^2 q^2 / \omega_p^2)^{-3}. \quad (4)$$

Ось x выбрана вдоль вектора напряженности электрического поля волны. Ширина s -й полосы прозрачности равна $\Delta\omega_s = \omega_s (a_{xx}^{(s)})^2$.

Поверхностный импеданс $Z_{xx} = R - iX$ для волн со спектром (4) имеет асимметричные резонансные максимумы на предельных частотах $\omega_s(0)$. Вблизи резонанса

$$R_s(\omega) = X_s(\omega) = R_s^{(0)} \gamma_s \left\{ [\omega - \omega_s(0)]^2 + \gamma_s^2 \right\}^{-1/2}, \quad (5)$$

где

$$R_s^{(0)} = \frac{4\pi}{c} \frac{\omega_s(0)}{\omega_p} (\Delta\omega_s / \gamma_s)^{1/2}, \quad \gamma_s = \gamma_s(0).$$

Для существования рассматриваемых в этой работе волн необходимо, чтобы затухание Γ электронного резонанса было очень малым, меньшим Ω . Возбужденное состояние системы представляет собой электрон вблизи уровня Ферми и

дырку на примесном уровне относительно глубоко под поверхностью Ферми. Электронное состояние вблизи ε_F является долгоживущим. Однако дырка должна быстро затухать, например, за счет электрон-электронных взаимодействий. Это затухание Γ_1 по порядку величины равно ξ^2 / ε_F [6] где ξ — энергия частицы, отсчитанная от ε_F .

Для Al с примесями Cu [4] в поле $H = 10^4$ Э получаем $\Gamma_1/\Gamma = 70$, $\omega_0 = 6.6$ эВ, $\Delta\omega_0/\omega_0 = 0.5 \cdot 10^{-7} (n_i/n_c)^2$, а отношение величины максимума $R[\omega_0(0)]$ (5) к вещественной части импеданса $2\pi\nu/c\omega_p$ в отсутствие резонансного состояния равно $2 \cdot 10^{-3}$. Для оценок мы использовали F' в модели гауссова сепарабельного потенциала [7].

Список литературы

- [1] Канер Э. А., Ермолаев А. М. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 6. С. 2245—2256.
- [2] Канер Э. А., Ермолаев А. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 4. С. 1100—1106.
- [3] Лифшиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А. Введение в теорию неупорядоченных систем. М., 1982. 360 с.
- [4] Цише П., Леманн Г. Достижения электронной теории металлов: Пер. с нем. М., 1984. Т. 2. 664 с.
- [5] Kaner E. A., Skobov V. G. // Adv. Phys. 1968. V. 17. № 69. P. 605—747.
- [6] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 352 с.
- [7] Каганов М. И., Кляма С. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 8. С. 2360—2368.

Харьковский
государственный университет

Поступило в Редакцию
29 октября 1991 г.
В окончательной редакции
11 марта 1992 г.