

Продольная магнитоплазменная мода в проводниках с квазилокальными состояниями электронов

А. М. Ермолаев, Г. И. Рашба, А. И. Шурдук

Харьковский государственный университет, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 18 сентября 1992 г., после переработки 23 сентября 1992 г.

Рассматривается влияние квазилокальных состояний электронов на плазменные волны в металлах, распространяющиеся перпендикулярно магнитному полю. Показано, что вблизи частот резонансных переходов электронов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау существуют новые ветви спектра продольных волн. Вычислены спектр и декремент затухания этих волн.

Розглянуто вплив квазілокальних станів електронів на плазмові хвилі в металах, які розповсюджуються перпендикулярно магнітному полю. Показано, що поблизу частот резонансних переходів електронів між квазілокальними рівнями та рівнями Ландау існують нові вітки спектру позовжніх хвиль. Розраховані спектр і декремент згасання цих хвиль.

В электронной плазме металлов и полупроводников в магнитном поле может распространяться верхняя гибридная мода (ВГМ) — продольная плазменная волна, электрический вектор которой колеблется в плоскости, перпендикулярной магнитному полю [1,2]. Частота этой волны близка к $\omega_+ = (\omega_p^2 + \Omega^2)^{1/2}$ (ω_p и Ω — плазменная и циклотронная частоты электронов), а фазовая скорость практически совпадает со скоростью частиц. При низких температурах затухание волны определяется столкновениями электронов с примесными атомами и дефектами решетки. Спектр и затухание ВГМ в квазистатистическом приближении удовлетворяют дисперсионному уравнению [2]

$$\epsilon_{xx}(q, \omega) = 0, \quad (1)$$

где $\epsilon_{\alpha\beta}(q, \omega)$ — тензор диэлектрической проницаемости, зависящий от волнового вектора q и частоты ω . Ось z параллельна магнитному полю H , а ось x — направлению распространения волны.

Обычно при вычислении декремента ВГМ ограничиваются лишь потенциальным рассеянием электронов примесными атомами, а квазилокальные состояния [3] в электронном спектре не учитывают. Между тем в магнитном поле локализация электронов на примесях способствует распространению поперечных электромагнитных волн в металлах. Вблизи частот резонансных переходов электронов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау появляются полосы прозрачности для новых волн, которые в чистых образцах не существуют [4,5]. Этот вывод остается справедливым и для продольных волн.

В настоящей работе приводятся результаты вычислений спектра и декремента ВГМ в проводни-

ках с квазилокальными состояниями электронов — собственными [3] и магнитопримесными [6,7]. Рассматривается одна вырожденная группа носителей с изотропным спектром в проводнике с малой концентрацией примесных атомов, способных в квантующем магнитном поле локализовать электроны. Результаты выражены через характеристики квазилокального состояния — полюс амплитуды резонансного рассеяния электронов изолированным примесным атомом $\epsilon_r - i\Gamma$ (ϵ_r — положение квазилокального уровня, Γ — его полуширина) и r — вычет амплитуды рассеяния в полюсе.

Квазилокальное состояние приводит к появлению резонансного слагаемого в поперечной компоненте тензора $\epsilon_{\alpha\beta}$. Вблизи частот резонансных переходов электронов между квазилокальным уровнем и уровнем Ландау (КУ \rightarrow УЛ) это слагаемое в длинноволновом пределе имеет вид

$$\delta\epsilon_{xx}^s = \left(\frac{\omega_p}{\omega_s}\right)^2 a_s i \left(\frac{\omega_s}{\omega - \omega_s + i\Gamma}\right)^{1/2}, \quad (2)$$

где

$$a_s = \left(\frac{m}{2}\right)^{3/2} \frac{r}{\pi} \frac{n_i}{n_e} \frac{\Omega^2}{\omega_s^{5/2}} [f(\epsilon_r) - f(\epsilon_r + \omega_s)] \times \left[\frac{N+s}{(1 - \Omega/\omega_s)^2} + \frac{N+s+1}{(1 + \Omega/\omega_s)^2} \right] \quad (3)$$

— сила осциллятора резонансного перехода. Здесь m — эффективная масса электрона; n_e и n_i — концентрации электронов и примесных атомов соответственно; $\omega_s = \omega_0 + s\Omega$ — резонансные частоты

($s = 0, 1, \dots$); ω_0 — расстояние между квазилокальным уровнем и лежащим над ним соседним уровнем Ландау; N — число уровней Ландау ниже квазилокального уровня; f — функция Ферми; $\hbar = 1$. Корневая особенность в (2) связана с особенностью плотности электронных состояний на уровне Ландау, участвующем в переходах, а разность функций Ферми в (3) учитывает принцип Паули. Выражение (2) справедливо и для переходов между магнитоприемными уровнями и уровнями Ландау (МУ \rightarrow УЛ). В этом случае вычет амплитуды рассеяния в полюсе равен

$$r = \frac{2\pi}{\Omega} \left(\frac{2\omega_0}{m} \right)^{3/2},$$

а сила осциллятора (3) содержит суммирование по номерам магнитоприемных уровней, участвующих в переходах на частоте ω_s [4].

Вклад (2) необходимо учесть в дисперсионном уравнении (1). Анализ этого уравнения показывает, что связывание плазменного резонанса с электронным резонансом на примеси приводит к появлению в области $\Omega < \omega < \omega_+$ вдали от частот $s\Omega$ и ω_+ серии продольных волн. Их частоты лежат в полосах прозрачности ниже резонансных частот ω_s . Спектр и декремент волны в s -ой полосе равны:

$$\omega_s(q) = \omega_s \left\{ 1 - a_s^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega_s} \right)^4 \times \left[1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega_s^2 - \Omega^2)} \left(1 + \frac{3}{5} \frac{q^2 v_F^2}{(\omega_s^2 - 4\Omega^2)} \right) \right]^{-2} \right\}, \quad (4)$$

$$\gamma_s = \Gamma + 2\nu a_s^2 \omega_p^2 (\omega_s^2 + \Omega^2) \left(\frac{\omega_p}{\omega_s} \right)^4 \frac{|\omega_s^2 - \Omega^2|}{|\omega_+^2 - \omega_s^2|^3}, \quad (5)$$

где v_F — фермиевская скорость; ν — частота столкновений электронов, обусловленная потенциальным рассеянием на примесях. Волны со спектром (4) слабо затухают в полосах шириной

$$\Delta\omega_s = \omega_s - \omega_s(0) = \omega_s a_s^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega_s} \right)^4 \left(\frac{\omega_s^2 - \Omega^2}{\omega_+^2 - \omega_s^2} \right)^2, \quad (6)$$

расположенных между частотами собственных колебаний $\omega_s(0)$ и резонансными частотами ω_s . Для наблюдения этих волн необходимо, чтобы ширины полос (6) превышали декремент затухания (5).

Новые волны могут существовать также вблизи частот резонансных переходов УЛ \rightarrow КУ. Они слабо затухают в областях $\omega < \Omega$ (волны с номерами $s = 0$ и $s = 1$ в случае переходов УЛ \rightarrow КУ и УЛ \rightarrow МУ соответственно) и $\omega > \omega_+$. Спектр этих волн отличается от (4) другим знаком перед квадратной скобкой, а декремент затухания и ширины полос прозрачности совпадают с (5) и (6). Полосы расположены теперь выше резонансных частот.

Приведем оценки характеристик описанных здесь волн для параметров магнитоприемных состояний в висмуте на примесных атомах Те или Се [4,6]. Рассмотрим волну с номером $s = 1$, полоса прозрачности которой лежит выше резонансной частоты $\omega_1 = \Omega - \omega_0$ переходов УЛ \rightarrow МУ. Учитывая, что $\omega_0 \ll \Omega \ll \omega_p$ и подставляя в формулы (4)–(6) значения $\omega_0/\Omega = 7,8 \cdot 10^{-4}$, $\omega_0/\Gamma = 10$, $N = 20$ (это соответствует Bi с примесями Те в магнитном поле $H = 10^3$ Э [4]), $n_i/n_e = 10^{-2}$, $\nu = 10^8$ с $^{-1}$, получаем:

$$\omega_1 = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1};$$

$$\Delta\omega_1 / \omega_1 = 16 \left(\frac{n_i}{n_e} \right)^2 \frac{\omega_0}{\Omega} N^2 = 5 \cdot 10^{-4};$$

$$\Delta\omega_1 / \Gamma = 16 \left(\frac{n_i}{n_e} \right)^2 \frac{\omega_0}{\Gamma} N^2 = 6,4;$$

$$\gamma_n / \gamma_p = 32 \left(\frac{n_i}{n_e} \right)^2 \frac{\nu}{\Gamma} N^2 = 0,96$$

— отношение потенциальной и резонансной частот декремента затухания (5),

$$v_1 / \nu = \frac{64}{3} \left(\frac{n_i}{n_e} \right)^2 \frac{\omega_p \omega_0}{\Omega^2} N^2 = 6,8 \cdot 10^{-2}$$

— отношение групповой скорости волны с номером $s = 1$ к групповой скорости ВГМ в отсутствие квазилокальных состояний.

1. N. D. Mermin and E. Canel, *Ann. Phys.* 26, 247 (1964).
2. Ф. Платцман, П. Вольф, *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*, Мир, Москва (1975).
3. И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, Наука, Москва (1982).
4. Э. А. Канер, А. М. Ермолаев, *ЖЭТФ* 92, 2245 (1987).
5. Э. А. Канер, А. М. Ермолаев, *ФНТ* 14, 362 (1988).
6. А. М. Ермолаев, М. И. Каганов, *Письма в ЖЭТФ* 6, 984 (1967).
7. А. М. Ермолаев, *ЖЭТФ* 54, 1259 (1968).

Longitudinal magnetoplasma mode in conductors with quasi-local states of electrons

A. M. Ermolaev, G. I. Rashba, and A. I. Shurduk

The influence of quasi-local states of the electrons upon the plasma waves in metals propagating perpen-

dicular to the magnetic field is studied. It is shown that near the frequencies of the electron resonance transitions between the quasi-local levels and the Landau levels there exist new branches of the spectrum of longitudinal waves. The spectrum and the damping decrement of these waves are calculated.

Влияние квазилокальных состояний электронов на распространение плазменных волн в металлах, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю, исследовано. Показано, что вблизи частот резонансных переходов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау существуют новые ветви спектра продольных волн. Рассчитан спектр и коэффициент затухания этих волн.

$$\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{\parallel}^0 + \frac{4\pi e^2 N}{k^2} \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{\epsilon_{\parallel}^0} \right) \right] \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 + \dots$$

$$\epsilon_{\parallel}^0 = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{k^2} \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{\epsilon_{\parallel}^0} \right) \right] \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 + \dots$$

$$\epsilon_{\parallel}^0 = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{k^2} \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{\epsilon_{\parallel}^0} \right) \right] \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 + \dots$$

Влияние квазилокальных состояний электронов на распространение плазменных волн в металлах, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю, исследовано. Показано, что вблизи частот резонансных переходов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау существуют новые ветви спектра продольных волн. Рассчитан спектр и коэффициент затухания этих волн.

Влияние квазилокальных состояний электронов на распространение плазменных волн в металлах, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю, исследовано. Показано, что вблизи частот резонансных переходов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау существуют новые ветви спектра продольных волн. Рассчитан спектр и коэффициент затухания этих волн.

$$\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{\parallel}^0 + \frac{4\pi e^2 N}{k^2} \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{\epsilon_{\parallel}^0} \right) \right] \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 + \dots$$

$$\epsilon_{\parallel}^0 = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{k^2} \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{\epsilon_{\parallel}^0} \right) \right] \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 + \dots$$

$$\epsilon_{\parallel}^0 = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{k^2} \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{\epsilon_{\parallel}^0} \right) \right] \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 + \dots$$

Влияние квазилокальных состояний электронов на распространение плазменных волн в металлах, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю, исследовано. Показано, что вблизи частот резонансных переходов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау существуют новые ветви спектра продольных волн. Рассчитан спектр и коэффициент затухания этих волн.