

Магнитоплазменные волны в компенсированных металлах с квазилокальными состояниями электронов

А. М. Ермолаев, А. И. Шурдук

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

Статья поступила в редакцию 21 декабря 1992 г.

Рассмотрено влияние квазилокальных состояний электронов на поперечные магнитоплазменные волны в компенсированных металлах. Показано, что связывание магнитоплазменного резонанса с электронным резонансом на примеси приводит к двум ветвям спектра магнитоплазменных волн, разделенных запрещенной областью частот (квазищелью). Вычислены спектр и декремент затухания волн. Рассмотрено их влияние на поверхностный импеданс металлов. На верхней границе квазищели обнаружен резонанс импеданса.

Розглянуто вплив квазілокальних станів електронів на поперечні магнітоплазмові хвилі в компенсованих металах. Показано, що зв'язування магнітоплазмового резонансу з електронним резонансом на домішках приводить до двох віток спектру магнітоплазмових хвиль, розділених забороненою областю частот (квазіщільною). Обчислено спектр і декремент затухання хвиль. Розглянуто їх вплив на поверхневий імпеданс металів. На верхній границі квазіщіли виявлено резонанс імпедансу.

1. В компенсированных металлах при наличии сильного магнитного поля, когда альфвеновская скорость превышает фермиевскую скорость носителей, существуют поперечные магнитоплазменные волны с линейным спектром [1,2]. Влияние магнитопримесных состояний электронов на характеристики этих волн в изотропной двухзонной модели металла рассматривалось в работе [3]. Показано, что резонансные переходы электронов между магнитопримесными уровнями и уровнями Ландау ($МУ \rightarrow УЛ$) приводят к появлению новой предельной частоты в спектре волн, обусловленной энергией связи электрона в поле примеси. Выше этой частоты распространение магнитоплазменных волн оказывается невозможным вследствие их сильного резонансного затухания. Между тем учет резонансных переходов электронов с уровней Ландау на магнитопримесные или квазилокальные уровни ($УЛ \rightarrow МУ$ или $УЛ \rightarrow КУ$) приводит к появлению в спектре магнитоплазменных волн запрещенной области частот, аналогичной квазищели в фононном спектре решетки с квазилокальными колебаниями [4]. Такие переходы в работе [3] не рассматривались. Эта область расположена выше частоты резонансных переходов $УЛ \rightarrow КУ$. На верхней границе квазищели групповая скорость волн обращается в нуль, что приводит к резонансу поверхностного импеданса металла.

В настоящей работе приводятся результаты вычислений спектра, декремента поперечных магнитоплазменных волн и поверхностного импеданса металла с квазилокальными состояниями электронов — собственными [5] и магнитопримесными [6,7] вблизи частот резонансных переходов $УЛ \rightarrow КУ$, $УЛ \rightarrow МУ$. Рассмотрены две группы но-

сителей (электроны и дырки), изоэнергетические поверхности которых имеют вид эллипсоидов вращения с поперечными $m_{\perp}^{(e,h)}$ и продольными $m_{\parallel}^{(e,h)}$ эффективными массами. Результаты выражены через характеристики квазилокального состояния — полюс амплитуды резонансного рассеяния электронов изолированным примесным атомом $\epsilon_r - i\Gamma$ (ϵ_r — положение резонанса, Γ — его полуширина) и вычет амплитуды рассеяния в полюсе r . Эти величины можно вычислить, конкретизируя рассеивающий потенциал, или получить из эксперимента. Магнитное поле $H \parallel z$ предполагается ориентированным под углами θ_e и θ_h к осям вращения электронного и дырочного эллипсоидов соответственно.

2. Учет резонансного рассеяния электронов изолированными примесными атомами приводит к появлению в компонентах тензора динамической проводимости $\sigma_{ik}(q, \omega)$ (q — волновой вектор, ω — частота) резонансных слагаемых, связанных с переходами электронов $УЛ \rightarrow КУ$. В частности, вблизи частот ω_s переходов $УЛ \rightarrow КУ$ резонансная часть σ_{xx} для эллипсоида вращения в длинноволновом пределе оказывается равной

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

где

$$\alpha_s = \frac{m_{\perp} m_{\parallel}^{1/2}}{2^{3/2} \pi} \frac{n_i \Omega^2 r}{n_e \omega_s^{5/2}} \times$$

$$\times [f(\epsilon_r - \omega_s) - f(\epsilon_r)] \left[\frac{N - s}{(1 - \Omega/\omega_s)^2} + \frac{N - s - 1}{(1 + \Omega/\omega_s)^2} \right] \quad (2)$$

— сила осциллятора резонансного перехода. Здесь ω_p и Ω — плазменная и циклотронная частоты электронов; n_e и n_i — концентрации электронов и примесных атомов соответственно; N — число уровней Ландау ниже ϵ_r ; $\omega_s = \omega_0 + s\Omega$ — резонансные частоты; ω_0 — расстояние между ϵ_r и расположенным ниже соседним уровнем Ландау; $s = s_1, \dots, s_2$ (s_1 — число уровней Ландау между ϵ_r и границей Ферми, $s_2 = N - 1$); f — функция Ферми; $\hbar = 1$. Корневая особенность в (1) связана с особенностью плотности электронных состояний на уровне Ландау, участвующем в резонансных переходах, а разность функций Ферми в (2) учитывает принцип Паули. Выражение (1) применимо и в случае переходов между уровнями Ландау и магнитопримесными уровнями (УЛ → МУ). Только теперь $\omega_s = s\Omega - \Delta$, где Δ — энергия связи электрона,

$$r = \frac{2^{5/2} \pi \Delta^{3/2}}{m_{\perp} m_{\parallel}^{1/2} \Omega} \quad (3)$$

а сила осциллятора (2) содержит суммирование по номерам магнитопримесных уровней, участвующих в переходах на частоте ω_s . Резонансные слагаемые компонент σ_{yy} , σ_{xz} и σ_{zz} отличаются от σ_{xx} дополнительными множителями m_{\parallel}/M , $A = (m_{\perp} - m_{\parallel}) \sin 2\theta/2M$ и A^2 соответственно. Здесь $M = m_{\perp} \sin^2 \theta + m_{\parallel} \cos^2 \theta$. Резонансный вклад в $\sigma_{ik}(q, \omega)$ для переходов МУ → УЛ в случае квадратичного закона дисперсии электронов получен в [3].

3. Рассмотрим влияние квазилокальных состояний электронов на спектр и затухание магнитоплазменных волн. Из дисперсионного уравнения следует, что при $q \parallel H$ существуют две линейно поляризованные волны, векторы поляризации которых направлены вдоль главных осей перенормированного двумерного тензора проводимости [2]. Спектр волны, поляризованной вдоль оси y , с учетом резонансного вклада в длинноволновом пределе имеет вид

$$q^2 = \frac{\omega^2}{v_a^2} + i \frac{\nu \omega}{v_a^2} - \frac{\omega_p^2}{c^2} \alpha_s \left(\frac{\omega_s}{\omega - \omega_s + i\Gamma} \right)^{1/2} \quad (4)$$

где $v_a = H[4\pi n(m_1 + m_2)]^{-1/2}$ — альфвеновская скорость; $m_1 = (m_{\perp} m_{\parallel}/M)_e$; $m_2 = (m_{\perp} m_{\parallel}/M)_h$; $n = n_e = n_h$ — концентрация носителей; ν — сред-

няя частота релаксации, обусловленная потенциальным рассеянием электронов и дырок примесными атомами [2]; c — скорость света в вакууме. Первое и второе слагаемые в правой части (4) содержат совместный вклад электронов и дырок [2]. Сингулярное слагаемое обусловлено резонансными переходами электронов УЛ → КУ. Область применимости уравнения (4) определяется неравенствами

$$\nu, qv_F^{(e,h)} \ll \omega \ll \Omega, \quad v_F^{(e,h)} \ll v_a \quad (5)$$

где v_F — фермиевская скорость носителей. Этим неравенствам удовлетворяют магнитоплазменные волны при $s = 0$ с собственными квазилокальными состояниями электронов и $s = 1$ — с магнитопримесными. На быструю магнитозвукую волну [2], поляризованную вдоль оси x , квазилокальные состояния электронов практически не влияют, что является следствием анизотропии закона дисперсии электронов.

Анализ уравнения (4) показывает, что связывание магнитоплазменного резонанса с электронным резонансом на примеси приводит к двум ветвям спектра магнитоплазменных волн, разделенных запрещенной областью частот (квазищелью) шириной $\Delta\omega_s = \omega_s \alpha_s^2 (\omega_p v_a / \omega_s c)^4$. Щель расположена выше частоты резонансных переходов УЛ → КУ. В области $\omega > \omega_s$ решение уравнения (4) имеет вид $\omega_s(q) - i\gamma_s(q)$, где закон дисперсии волн и их декремент имеют вид

$$\omega_s(q) = \omega_s(0) \left[1 + 2 \frac{\Delta\omega_s}{\omega_s} \left(\frac{qv_a}{\omega_s} \right)^2 \right]; \quad (6)$$

$$\gamma_s(q) = \Gamma + 2\nu \frac{\Delta\omega_s}{\omega_s} \left[1 + 3 \left(\frac{qv_a}{\omega_s} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

В спектре имеется предельная частота

$$\omega_s(0) = \omega_s \left[1 + \alpha_s^2 \left(\frac{\omega_p v_a}{\omega_s c} \right)^4 \right],$$

расположенная на верхней границе квазищели, где групповая скорость волны равна нулю. Затухание волны (7) определяется не только потенциальным рассеянием электронов и дырок, но и шириной квазилокального уровня в спектре электронов. Наличие малых величин Γ и ν в (7) обеспечивает малость декремента по сравнению с частотой (6). В области $\omega \lesssim \omega_s$ спектр волны равен

$$\omega = \omega_s \left[1 - \frac{\alpha_s^2 (\omega_p / c)^4}{4q^4} \right],$$

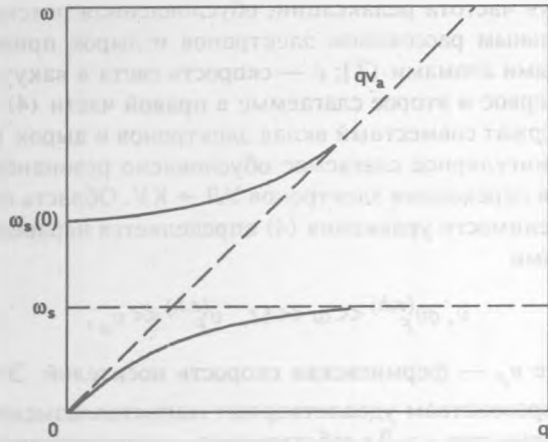


Рис. 1. Две ветви спектра магнитоплазменных волн в металлах с квазилокальными состояниями электронов.

где

$$\omega_p \frac{v_F}{c} \alpha_s^{1/2} \ll qv_F \ll \omega_s.$$

В этой области возникает сильное затухание, сравнимое с резонансной частотой переходов ω_s . Вдали от ω_s сингулярное слагаемое в (4) можно опустить, т.е. пренебречь влиянием квазилокальных состояний на характеристики магнитоплазменной волны. Закон дисперсии магнитоплазменных волн в окрестности ω_s схематически представлен на рис. 1.

4. Если магнитное поле H перпендикулярно поверхности металла, то линейно поляризованная волна, падающая на металлическое полупространство, затухает по закону [2]

$$T_{yy}(z, \omega) = i \frac{\pi}{2q(\omega)} \exp [iq(\omega)z], \quad (8)$$

где $q(\omega)$ — решение уравнения (4). Соответствующий вклад в поверхностный импеданс для такой волны имеет вид

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

Амплитуда волны (8), а также $Z_{yy}(\omega)$ имеют резонансную особенность на предельной частоте $\omega_s(0)$, при которой групповая скорость волны равна нулю. Вблизи резонанса

$$Z_{yy}^{(s)}(\omega) = \frac{2^{5/2}\pi}{c^2} v_a (\Delta\omega_s)^{1/2} \times \left\{ \omega - [\omega_s(0) - i\gamma_s(0)] \right\}^{-1/2}. \quad (9)$$

Корневые особенности импеданса на частотах $\omega_s(0)$ обуславливают резонансное возбуждение магнитоплазменных волн в металлах с квазилокальными

состояниями электронов внешней электромагнитной волной. На рис. 2 приведена зависимость вещественной и мнимой частей величины

$$\psi_1 = \frac{c^2 \gamma_1^{1/2}(0)}{2^{5/2} \pi v_a (\Delta\omega_1)^{1/2}} Z_{yy}^{(1)}$$

от $\eta = \omega/\omega_1(0) - 1$ вблизи частоты ω_1 резонансных переходов УЛ \rightarrow МУ. Величина ψ_1 рассчитана по формуле (9) для различных ориентаций магнитного поля относительно эллипсоидов энергии электронов и дырок в висмуте. Кривые 1, 2 (рис. 2) получены при $\gamma_1(0)/\omega_1(0) = 1,25 \cdot 10^{-1}$, когда магнитное поле параллельно биссекторной оси ($\theta_e = 0, \theta_h = \pi/2$); кривые 3, 4 — при $\gamma_1(0)/\omega_1(0) = 1,03 \cdot 10^{-2}$, когда магнитное поле параллельно тригональной оси ($\theta_e = \pi/2, \theta_h = 0$). Расчеты выполнены для параметров спектра висмута [8] с донорными примесями (например, Те или Се [9]). Принято $a = 10^{-6}$ см — длина рассеяния; $n_i/n_e = 10^{-2}$; $H = 10^4$ Э. В этом случае безразмерный импеданс $\zeta = c^2 Z_{yy}^{(1)}/4\pi v_a = 4$ при $\theta_e = 0, \theta_h = \pi/2$ и $\zeta = 13,9$ при $\theta_e = \pi/2, \theta_h = 0$.

5. В компенсированных металлах в случае не слишком сильных магнитных полей, при $v_a \ll v_F^{(\epsilon, h)}$ и существенной роли пространственной дисперсии, а также при условии, что волновой вектор q и магнитное поле H параллельны оси симметрии высокого порядка, возникает возможность распространения спиральных магнитоплазменных волн [10]. Вследствие анизотропии закона дисперсии носителей их скорости и периоды вращения различаются. По этой причине высокочастотная холловская проводимость компенсированного металла с учетом пространственной дисперсии не обращается в нуль. При $q \parallel H$ затухание Ландау не влияет на поперечную проводимость. В длинноволновом пределе дисперсионное уравнение для

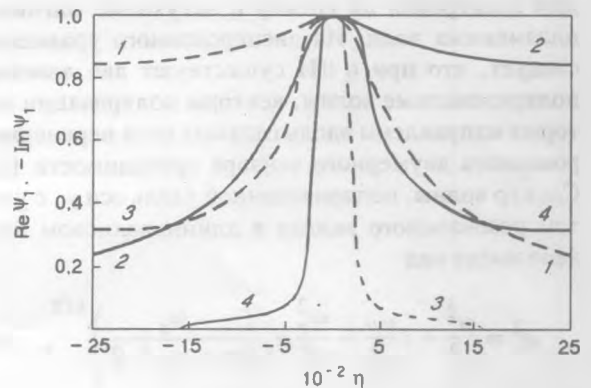


Рис. 2. Частотная зависимость вещественной (—) и мнимой (---) частей поверхностного импеданса для двух ориентаций магнитного поля в окрестности резонанса.

циркулярно поляризованных волн с учетом резонансных переходов УЛ → КУ имеет вид

$$q^2 = \pm q^2 \frac{\omega}{\omega_r} + \frac{\omega^2}{v_a^2} + i \frac{\nu \omega}{v_a^2} - \frac{\omega_p^2}{c^2} \alpha_s \left(\frac{\omega_s}{\omega - \omega_s + i\Gamma} \right)^{1/2} \quad (10)$$

где $\omega_r = cH/4\pi neR^2$ — предельная частота в спектре волны с поляризацией «плюс» [10]; $R^2 = 1/5 |R_1^2 - R_2^2|$, (R_1, R_2 — ларморовские радиусы орбит электронов и дырок соответственно). Первое слагаемое в правой части (10) возникает вследствие нелокальных добавок к электронной и дырочной частям холловской проводимости. Область применимости уравнения (10) определяется неравенствами

$$\nu \ll \omega \ll \nu v_F^{(e,h)} \ll \Omega; \quad v_a \ll v_F^{(e,h)}.$$

Учет резонансных переходов УЛ → КУ приводит к модификации спектра спиральных волн. В частности, спектр волны с поляризацией «минус» состоит из двух ветвей длинноволновых колебаний, разделенных квазищелью такой же ширины, как и у рассмотренной выше линейно поляризованной волны. Спектр и затухание этой волны в области $\omega > \omega_s$ отличаются от (6) и (7) множителем $(1 + \omega_s/\omega_r)$ перед q^2 . На верхней границе квазищели, где групповая скорость волны обращается в нуль, компонента импеданса $Z_- [2]$ имеет резонансную особенность. Вблизи резонанса величина Z_- от-

личается от (9) множителем $(1 + \omega_s/\omega_r)^{-1/2}$. Таким образом, учет переходов УЛ → КУ приводит к появлению резонансного вклада в импеданс для волны с поляризацией «минус», резонансное возбуждение которой в проводниках без квазилокальных состояний не возможно.

Авторы выражают благодарность Н. М. Макарову и В. А. Ямпольскому за обсуждение результатов работы.

1. S. Buechsbaum and J. Galt, *Phys. Fluids* 4, 1514 (1961).
2. Э. А. Канер, В. Г. Скобов, *УФН* 89, 367 (1966).
3. Э. А. Канер, А. М. Ермолаев, *ЖЭТФ* 92, 2245 (1987).
4. А. М. Косевич, *Теория кристаллической решетки*, Вища школа, Харьков (1988).
5. И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, Наука, Москва (1982).
6. А. М. Ермолаев, М. И. Каганов, *Письма в ЖЭТФ* 6, 984 (1967).
7. А. М. Ермолаев, *ЖЭТФ* 54, 1259 (1968).
8. В. С. Эдельман, *УФН* 123, 257 (1977).
9. Н. Б. Брандт, Л. Г. Любутина, *ЖЭТФ* 52, 686 (1967).
10. E. A. Kaner and V. G. Skobov, *Phys. Lett.* A25, 105 (1967).

Magnetoplasma waves in compensated metals with quasilocal electron states

A. M. Ermolaev and A. I. Shurduk

The effect of quasi-local states of electrons on transverse magnetoplasma waves in compensated metals is considered. It is shown that combining magnetoplasma resonance with the impurity electron resonance leads to two spectral branches of magnetoplasma waves separated by a forbidden frequency region (quasi-gap). The spectrum and damping decrement of these waves are calculated. Their effect on the surface impedance of metals is considered. The resonance of impedance at the upper boundary of quasi-gap is observed.