

МАГНИТОПРИМЕСНЫЕ ВОЛНЫ В МЕТАЛЛАХ

Э.А.Канер, А.М.Ермолаев

Предсказан новый класс электромагнитных волн в проводниках с магнитопримесными состояниями электронов. Вычислены закон дисперсии и затухание этих волн.

Примеси в металле играют двойную роль^{1, 2}. С одной стороны, ограничивая свободный пробег электронов проводимости, они являются источником затухания электромагнитных волн, распространяющихся в образце³. С другой стороны, примесные атомы могут радикально изменить энергетический спектр электронов, приводя к возникновению локальных и квазилокальных состояний². Эти состояния могут служить причиной появления новых ветвей спектра коллективных возбуждений металла.

Магнитное поле способствует локализации электронов в поле примесного потенциала притяжения. Магнитопримесные состояния (локальные^{4, 5} и квазилокальные^{6, 7} возникают даже в том случае, когда без магнитного поля локализация невозможна.

Магнитопримесные состояния электронов являются причиной резонансного поглощения электромагнитных волн в металлах. Резонансные частоты, связанные с переходами между магнитопримесными уровнями и уровнями Ландау, равны $\omega_s = \Delta + s\Omega$, где Δ – энергия связи электрона, Ω – циклотронная частота, $s = 0, 1, \dots$ – номер резонанса. Известно^{3, 8}, что резонансам сопутствуют новые ветви спектра электромагнитных возбуждений металла. По одну сторону от резонансной частоты велика диссипативная часть проводимости, связанная с поглощением волн. По другую сторону бездиссипативная часть велика по сравнению с диссипативной, что является причиной существования слабо затухающих волн.

Здесь мы предсказываем новый класс слабо затухающих электромагнитных волн, связанных с резонансными переходами между магнитопримесными уровнями и уровнями Ландау. Оказывается, что локализация электронов на магнитопримесных уровнях, ослабляя диссипативные процессы, приводит к появлению полос прозрачности металла, примыкающих к резонансным частотам. Рассматриваемые волны будем называть магнитопримесными.

Резонанс на частоте $\omega_0 = \Delta$ возникает лишь в том случае, когда граница Ферми расположена между уровнем Ландау и отщепленным от него квазилокальным уровнем. В противном случае низкочастотные резонансные переходы запрещены принципом Паули. Этот резонанс приводит к возможности распространения магнитопримесных спиральных волн.

Если волновой вектор q электромагнитной волны ориентирован вдоль магнитного поля, а длина волны велика по сравнению с сларморовским радиусом, спектр $\omega(q)$ и затухание спиральной волны могут быть найдены из дисперсионного уравнения:

$$c^2 q^2 / \omega_p^2 = \alpha_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} \right)^{1/2} \mp \omega / \Omega + i\nu \omega / \Omega^2, \quad (1)$$

где $\alpha_0 \sim n_i \epsilon_F \omega_0 / n_e \Omega^2$ имеет смысл эффективной силы осциллятора резонансного перехода (n_e и n_i – концентрации электронов и примесных атомов, ϵ_F – энергия Ферми); Γ – полуширина квазилокального уровня, ближайшего к границе Ферми; ν – частота столкновений, обусловленная потенциальным рассеянием электронов; ω_p – плазменная частота; c – скорость света. Знаки \mp относятся к спиральным волнам противоположной круговой поляризации. Первое слагаемое в правой части (1) обусловлено резонансным рассеянием электронов примесными атомами в магнитном поле, второе и третье имеют обычный вид³.

Учет магнитопримесных состояний приводит к тому, что появляется возможность распространения геликона с левой поляризацией (антигеликон), которому соответствует знак $-$ в (1). В чистом электронном проводнике эта волна не распространяется³. Дисперсионные кривые антигеликона для различных значений параметра $\xi = \alpha_0 \Omega / 2\omega_0$ приведены на рисун-

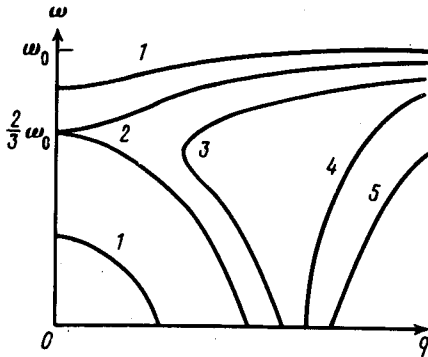
ке. Его декремент затухания равен:

$$\gamma(\omega) = \frac{|h'|}{2^{1/2} h''} \left\{ \left[1 + 4 \frac{h''^2}{h'^4} \left(\xi \frac{\Gamma}{\Omega} \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega} \right)^{3/2} + \frac{\nu \omega}{\Omega^2} \right)^2 \right]^{1/2} - 1 \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

где

$$h(\omega) = \alpha_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega} \right)^{1/2} - \frac{\omega}{\Omega},$$

штрихи обозначают производные по



Закон дисперсии антигеликона ($1 - \xi < 3^{-3/2}$,
 $2 - \xi = 3^{-3/2}$, $3 - 3^{-3/2} < \xi < 1$, $4 - \xi = 1$,
 $5 - \xi > 1$)

В области $\omega > \Omega$ существует серия высокочастотных линейно поляризованных магнитоприемных волн. Закон дисперсии этих волн имеет вид:

$$\omega_s(q) = \omega_s \left[1 - \frac{\alpha_s^2}{\left(1 + \frac{c^2 q^2}{\omega_p^2} \right)^2} \right], \quad (3)$$

где $\alpha_s < 1$ — соответствующие силы осцилляторов, $s = 1, 2, \dots$ — номер волны. В частности, $\alpha_1 \sim n_i/n_e (\Omega/\Delta)^{1/2}$. Декремент затухания этих волн равен:

$$\gamma_s(q) = \frac{2\nu\alpha_s^2}{\left(1 + \frac{c^2 q^2}{\omega_p^2} \right)^3} + \Gamma. \quad (4)$$

Из (3) и (4) видно, что максимальное значение декремента $\gamma_s(0) = 2\nu\alpha_s^2 + \Gamma$ при достаточно малых ν и Γ мало по сравнению с ω_s . Следовательно, можно говорить о полосах прозрачности металла, примыкающих к резонансным частотам. Ширина s -ой полосы равна $\delta\omega_s = \omega_s \alpha_s^2$. С ростом s она убывает пропорционально s^{-2} .

Литература

1. Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И. Электронная теория металлов. М.: Наука, 1971.
2. Лифшиц И.М., Гредескул С.А., Пастур Л.А. Введение в теорию неупорядоченных систем. М.: Наука, 1982.
3. Канер Э.А., Скобов В.Г. УФН, 1966, 89, 367.
4. Скобов В.Г. ЖЭТФ, 1959, 37, 1467.
5. Бычков Ю.А. ЖЭТФ, 1960, 39, 689.
6. Ермолаев А.М., Каганов М.И. Письма в ЖЭТФ, 1967, 6, 984.
7. Ермолаев А.М. ЖЭТФ, 1968, 54, 1259.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.