Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 253 – 257 *20 сентября 1969 г.*

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В МЕТАЛЛАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Э.А.Канер, Н.М.Макаров

В 1960 году М.Хайкиным была обнаружена осцилляторная зависимость поверхностного импеданса металлов в слабых магнитных полях (1 – 10 *э*) [1]. Впоследствии Ни и Пранг [2] объяснили это явление как результат переходов под влиянием высокочастотного поля между дискретными поверхностными уровнями электронов, движущихся вблизи поверхности металла. Под влиянием магнитного поля электроны, центры орбит которых находятся вне металла, многократно отражаются от поверхности и дрейфуют вдоль нее. Движение этих электронов в направлении, перпендикулярном границе раздела, является финитным и периодическим и, поэтому, может квантоваться. Такие квантовые состояния получили название магнитных поверхностных состояний. Осцилляции импеданса в слабом поле фактически представляют собой циклотронный резонанс на магнитных поверхностных уровнях. Обычный циклотронный резонанс [3], обусловленный переходами между уровнями Ландау объемных электронов, происходит в сильном магнитном поле на частотах, кратных циклотронной частоте Ω Поскольку частота перехода между поверхностными уровнями на два – три порядка больше циклотронной [2, 4], резонансные осцилляции Хайкина наблюдаются в слабых полях. Необходимо отметить, что это явление, как и всякий резонансный эффект, принадлежит к числу коллективных явлений.

С другой стороны, в последние годы было установлено, что в окрестности резонансных эффектов различных типов существуют коллективные колебания – слабо затухающие электромагнитные волны. В качестве примера можно указать на циклотронные волны [5, 6] вблизи циклотронных резонансов, спиновые волны в щелочных металлах вблизи парамагнитного резонанса [7, 8], квантовые волны в окрестности гигантских квантовых осцилляций затухания Ландау [9, 10] и так далее. Исходя из этого, можно полагать, что вблизи резонансов на магнитных поверхностных уровнях также должны существовать электронные волны. Так как рассматриваемые квантовые состояния локализованы вблизи поверхности металла, то и соответствующие им волны должны быть поверхностными. В настоящей работе приведены результаты теоретического исследования этого вопроса, которые показывают, что такие волны действительно должны существовать в чистых металлах с достаточно большой длиной свободного пробега электронов ℓ.

Пусть металл помещен в постоянное и однородное магнитное поле H, параллельное его поверхности. Направим ось Oz вдоль вектора H, а ось Ox – вдоль внутренней нормали к границе раздела. Будем искать поверхностную H-волну с поляризацией $E_x = E_z = 0$, $E_y = E(x)\exp[ik_z z - i\omega t]$ при $x > 0$ и $E_y = E(0)\exp\{[k_z^2 - (\omega^2/c^2)]\}^{1/2} x + ik_z z - i\omega t]$ в вакууме. Для определения $E(x)$ внутри металла необходимо решить уравнение Максвелла, которое ми запишем для Фурье-компоненты $\mathcal{E}(k) = 2\int_0^\infty E(x)\cos(kx)dx$:

$$(k^2 + k_z^2)\mathcal{E}(k) + 2E'(0) = 4\pi i\omega c^{-2} j(k, k_z). \qquad (1)$$

Здесь штрих означает производную по x, $j(k, k_z)$ – Фурье-компонента y-составляющей плотности тока. Из условия непрерывности z-составляющей переменного магнитного поля следует, что $E'(0) = [k_z^2 - (\omega^2/c^2)]^{1/2}E(0)$, где $E(0) = 1/\pi\int_0^\infty \mathcal{E}(k)\,dk$.

В уравнении (1) необходимо знать плотность тока $j(k, k_z)$. Ради простоты мы приведем схему и результат вычислений для идеализированной модели металла, ферми-поверхность которого представляет собой круговой цилиндр с осью, параллельной магнитному полю. Обобщение на случай сложного закона дисперсии, а также вывод и детальное обсуждение результатов будут опубликованы в более подробном сообщении. В рассматриваемой модели плотность тока $j(k)$ не зависит от k_z, поскольку скорость электронов вдоль **H** равна нулю. Будем предполагать, что рассеяние резонансных электронов на поверхности металла является зеркальным, поскольку их угол скольжения ϕ мал [4]. Из физических соображений (которые подтверждены точным расчетом) довольно очевидно, что в резонансе участвуют только скользящие вдоль поверхности электроны, в то время как скин-слой формируется объемными (нерезонансными) электронами. Поэтому плотность тока представляется в виде суммы двух слагаемых: $j(k) = j_0(k) + j_s(k)$. Первый член описывает ток объемных электронов и в рассматриваемом случае слабых полей не зависит от **H**. Этот вывод справедлив при условии $(\delta R)^{1/2} >> v/\omega$, где $(\delta R)^{1/2}$ – характерный путь электрона в скин-слое δ, R – циклотронный радиус, v/ω – эффективная длина пробега в переменном электромагнитном поле, v – фермиевская скорость. Плотность тока скользящих электронов j_s должна быть вычислена с учетом квантования поверхностных состояний. В квазиклассическом приближении окончательное асимптотическое выражение для плотности тока имеет вид:

$$j_0(k) = \frac{\omega_0^2\mathcal{E}(k)}{2\pi k v}; \quad j_s(k) = i\frac{\omega_0^2}{\omega - \omega_{ns} + i\nu}\,\frac{\hbar}{\pi^2 p}\int_0^\infty dk'\mathcal{E}(k')\,\psi_{ns}(k)\psi_{ns}(k'),$$

$$\psi_{ns}(k) = \int_0^1 dx\cos(\pi s x)\cos[k\rho_n(1 - x^2)]. \qquad (2)$$

Здесь ω_0 – плазменная частота, p – фермиевский импульс, ν – частота соударений электронов, $s = n' - n$ – разность магнитных квантовых чисел в конечном (n') и начальном (n) состояниях, $\omega_{ns} = \pi s \Omega/\phi_n$ – резонансная частота, $\phi_n = \{3\pi\hbar\Omega/mv^2[n-(1/4)]\}^{1/3}$ – квантованное значение угла скольжения, $\rho_n = (1/2)R\phi_n^2$ – максимальное расстояние n-ой квантовой траектории от поверхности металла, m – эффективная масса электрона. В выражении для $j_s(k)$ мы оставили только один резонансный член. Отношение $|j_s/j_o|$ в максимуме имеет порядок $\hbar k^2 v/p\nu$ и должно быть значительно больше единицы для существования спектра поверхностных волн. Считая $k \sim 1/\delta$, $\hbar/p \sim a$ (a порядка длины волны электрона), запишем это неравенство в виде:

$$a\ell/\delta^2 >> 1, \qquad \ell = v/\nu. \tag{3}$$

Используя формулы (1) и (2), можно получить и решить дисперсионное уравнение для поверхностных электромагнитных волн. Запишем решение этого уравнения в длинноволновом пределе, когда длина поверхностной волны велика по сравнению с толщиной скин-слоя $\delta = (c^2v/2\omega\omega_o^2)^{1/3}$ и мала по сравнению с длиной волны в вакууме, то есть $\omega/c << k_z << 1/\delta$.

$$\omega = \omega_{ns}(1 - B\beta_{ns} + Ba_{ns}^2 k_z) - i\nu, \tag{4}$$

где

$$B = \hbar/\omega\delta^5 m, \quad a_{ns} = 2/\pi \int_0^\infty k\psi_{ns}(k)dk/(k^3 - i\delta^{-3}),$$

$$\beta_{ns} = 2/\pi \int_0^\infty k\psi_{ns}^2(k)dk/(k^3 - i\delta^{-3}).$$

По порядку величины параметры a_{ns} и β_{ns} совпадают с толщиной скин-слоя (при $\rho_n \sim \delta$). Формула (4) определяет спектр поверхностной волны лишь при малых k_z. Предельная частота поверхностной волны в этой области k_z отличается от ω_{ns} на величину $B\beta_{ns}\omega_{ns}$, которая в силу условия (3) значительно, больше затухания волны ν. Анализ показывает, что предельная частота поверхностной волны в области $k_z\delta >> 1$ совпадает с частотой перехода ω_{ns}. Таким образом, спектр поверхностных волн локализован вблизи резонансных частот ω_{ns} и имеет относительную ширину $B\beta_{ns} \sim \hbar/m\delta^2\omega$, которая при $\delta \sim 10^{-5}$ *см* и $\omega \sim 10^{11}$ *сек*$^{-1}$ достигает десятка процентов от самой резонансной частоты. Разумеется, для обнаружения поверхностных волн необходимо, чтобы затухание волны было малым по сравнению с шириной спектра – в соответствии с условием (3).

По-видимому, наиболее удобным методом экспериментального обнаружения таких поверхностных электромагнитных волн в металлах является их резонансное возбуждение с помощью поверхностных гиперзвуковых волн Релея. При этом возбуждение будет наиболее эффективным при условии совпадения частот и волновых чисел обеих поверхностных колебаний.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
28 июля 1969 г.

Литература

[1] М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 39, 212, 1960; 55, 1696, 1968.

[2] T.W.Nee, R.E.Prange. Phys. Lett., 25A, 582, 1967.

[3] М.Я.Азбель, Э.А.Канер. ЖЭТФ, 30, 811, 1956; 32, 896, 1957.

[4] Э. А.Канер, Н.М.Макаров, И.М.Фукс. ЖЭТФ, 55, 931, 1968.

[5] Э. А.Канер, В.Г.Скобов. ФТТ, 6, 1104, 1964.

[6] W.M.Walsh, P.M.Platzman. Phys. Rev. Lett., 15, 784, 1965.

[7] В.П.Силин. ЖЭТФ, 35, 1243, 1958.

[8] S.Schultz, G.Dunifer. Phys. Rev. Lett., 18, 280, 1967; P.M.Platzman, P.A.Wolff. Phys. Rev. Lett., 18, 280, 1967.

[9] A.L.McWhorter, W.G.May. IBM, J. Res. Dev., 8, 285, 1964; О.В.Константинов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 53, 2034, 1967.

[10] Э.А.Канер, В.Г.Скобов. ФТП, 1, 1367, 1967; Phys. Stat. Sol., 22, 333, 1967.