

## РЕЗОНАНС И ЦИКЛОТРОННЫЕ ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

*Э.А.Канер, Н.М.Макаров, В.Л.Фалько,  
В.А.Ямпольский*

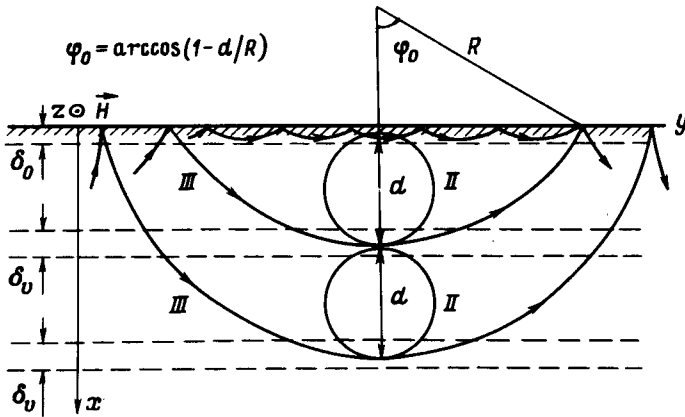
Предсказывается резонансный эффект на поверхностных электронах, обусловленный аномальным проникновением электромагнитного поля в металл с зеркальной границей. В окрестности резонансов должны существовать слабозатухающие волны типа циклотронных. Указаны условия наблюдения, найдены форма резонанса и спектр волн.

1. В металле с зеркальной поверхностью в параллельном границе магнитном поле  $H$  исходный скин-слой  $\delta_0$  формируется скользящими электронами (I на рисунке). Объемные электроны, многократно попадающие в скин-слой  $\delta_0$  (II), осуществляют траекторный перенос электромагнитного поля в глубину металла и создают всплески тока ("скин-слои"  $\delta_v$ ) на расстояниях, кратных экстремальному диаметру элект-

ронной орбиты  $d \gg \delta_v > \delta_0$  [1]. Другая группа поверхностных электронов (III) периодически с частотой  $\pi\Omega/\phi_0$  попадает во всплеск, внутри которого движется параллельно границе раздела ( $\Omega$  – циклотронная частота). Взаимодействие таких электронов с полем всплеска имеет резонансный характер. Резонанс происходит тогда, когда частота внешней волны  $\omega$  кратна частоте периодического движения поверхностных электронов

$$\omega = \pi n \Omega / \phi_0 \quad (n = 1, 2, 3\dots) \quad (1)$$

В окрестности резонанса (1) амплитуда всплеска испытывает резкое изменение. Этот резонанс аналогичен обычному циклотронному резонансу на объемных электронах [2], и мы будем называть его циклотронным резонансом на поверхностных электронах (ЦРПЭ).



Для существования ЦРПЭ требуется, прежде всего, наличие двух различных экстремальных диаметров ( $2R > d$ ). Кроме того, отражение резонансных электронов от поверхности должно быть близким к зеркальному. И, наконец, необходимо выполнение условия  $\nu/\Omega \ll \ll (\pi - \phi_0)/\pi$ , чтобы дискриминировать ЦРПЭ от обычного резонанса [2] ( $\nu$  – частота столкновений электронов с объемными рассеивателями). Для простоты поверхность Ферми предполагается аксиально симметричной (с осью вдоль  $\mathbf{H}$ ) и циклотронная частота  $\Omega$  одинаковой для всех электронов.

Приведем результаты асимптотически точного вычисления распределения  $y$ -компоненты поля  $E(x)$  при высоких частотах  $\omega \gg \nu$  в районе первого всплеска  $x = d$ :

$$E(x) = E'(0) \frac{\delta_0^2 d}{8a \delta_v} \left( \frac{\delta_0}{d} \right)^{1/2} \frac{\pi \gamma}{\text{sh}(\pi \gamma)} \Psi \left( \frac{x-d}{\delta_v} \right). \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\delta_0 = (4\pi \sqrt{\pi} b m e^2 \Omega^2 / c^2 h^3)^{-2/5}, \quad \delta_v = (16\pi a m e^2 \Omega^2 / c^2 h^3)^{-1/3},$$

$$a = \int dp_z R_{\perp}(p_z), \quad b = \int dp_z R_{\perp}^{3/2}(p_z), \quad \gamma = (\nu - i\omega) / \Omega,$$

$e$  – абсолютное значение заряда,  $m$  – циклотронная масса,  $p_z$  – проекция импульса,  $R_{\perp}$  – циклотронный радиус электронов, интегрирование по  $p_z$  происходит по ферми-поверхности и включает суммирование по всем группам,  $d''$  есть вторая производная  $d$  по  $p_z$  в точке экстремума  $d(p_z)$ ;  $E'(0) = dE(x)/dx$  при  $x = 0$ .

Функция распределения поля  $\Psi(t)$  содержит резонанс (1). Она имеет довольно сложный вид. В центре всплеска при  $t = 0$  ( $x = d$ ):

$$\Psi(0) = 1,21 a^{-2/3} [ \Theta(-d'') - 0,84 a^{1/3} \frac{\delta_0}{\delta_v} \Theta(d'') ], \quad (3)$$

где  $\Theta(x)$  – функция единичного скачка. Внутри и на крыльях всплеска при  $|t| > \delta_0 / \delta_v$  ( $|x - d| > \delta_0$ ) функция  $\Psi(t)$  дается выражением:

$$\Psi(t) = \int_0^{\infty} d\xi \frac{\cos [ t \xi - \pi \Theta(d'') / 2 ]}{\xi^3 + a}. \quad (4)$$

Величина  $a$ , фигурирующая в формулах (3) – (4), определяется интегралом

$$a = \frac{\pi \gamma}{2a} \int dp_z R_{\perp}(p_z) \{ [1 + \Theta(d - 2R_{\perp})] \operatorname{cth}(\pi \gamma) + \Theta(2R_{\perp} - d) \operatorname{cth}[\gamma \phi(p_z)] \}, \quad (5)$$

где  $\phi(p_z) = \arccos(1 - d/R_{\perp})$  представляет собой текущий угол скольжения поверхностных электронов (III). Из (5) следует, что ЦРПЭ обеспечивается теми поверхностными электронами, у которых диаметр орбиты  $2R_{\perp}(p_z)$ , а следовательно  $\phi(p_z)$ , являются экстремальными:  $R_{\perp} = R$ ,  $\phi = \phi_0$ . Поведение величины  $a$  в окрестности резонанса (1) описывается формулой

$$a = - \frac{\pi^2 R}{\sqrt{2a}} \frac{\operatorname{sgn} R''}{(\phi_0 |\phi_0''|)^{1/2}} \left( \frac{\omega}{\Delta - i\nu} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Расстройка резонанса  $\Delta = \pi n \Omega / \phi_0 - \omega$ , корень определен так, что его реальная часть положительна. Отметим, что аналогичный резонанс должен иметь место и в следующем всплеске вблизи  $x = 2d$ .

Этот новый резонансный эффект проявляется во всех высокочастотных характеристиках металлов, несмотря на то, что он связан с аномальным проникновением поля в образец.

2. Коллективное движение поверхностных электронов приводит не только к резонансу (1), но и к существованию слабозатухающих колебаний электромагнитного поля – циклотронных волн на поверхностных электронах (ЦВПЭ). Дисперсионное уравнение, определяющее спектр и

затухание таких волн, получается приравниванием нулю знаменателя подынтегральной функции в (4). Из (6) видно, что решение этого дисперсионного уравнения соответствует волне при положительных значениях  $\Delta$  и  $R''$ , а сами колебания являются слабозатухающими при  $\Delta \gg \nu$ . Так как волновое число  $k = \xi/\delta_\nu$ , то для дисперсии и затухания получим

$$\omega(k) = \frac{\pi n \Omega}{\phi_0} \left[ 1 - \frac{\pi^4 R^2}{2 a^2 \phi_0 |\phi_0''|} (k \delta_\nu)^{-6} \right] - i\nu. \quad (7)$$

Резонансные частоты (1) являются предельными частотами спектров ЦВПЭ при  $k \rightarrow \infty$ . При малых  $k$  у этих волн нет точки окончания спектра. Это связано с тем, что ЦВПЭ в действительности представляют собой не собственные, а вынужденные коллективные колебания. Несмотря на то, что их возникновение обусловлено поверхностными электронами, ЦВПЭ, очевидно, не являются поверхностными колебаниями: они существуют только при наличии падающей на металл внешней волны. Отличие ЦВПЭ от собственных колебаний проявляется в дополнительном условии  $\Lambda \ll d$ , необходимом для их возникновения. ( $\Lambda = 6\Delta/k\nu$  — длина затухания ЦВПЭ). Следовательно, ЦВПЭ отсутствуют в бесстолкновительном пределе — в противоположность собственным колебаниям. Неравенство  $\Lambda \ll d$ , вытекающее из точного анализа, обеспечивает доминирующую роль поверхностных электронов во всей области локализации волны  $|x - d| \lesssim \Lambda$ .

3. Резонанс (1) можно обнаружить обычным путем, измеряя поверхностный импеданс массивного образца с зеркальной границей в функции магнитного поля. Резонанс в импедансе обусловлен переносом поля всплеска в основной скин-слой электронами группы II. Спектр волны (7) и ЦВПЭ можно наблюдать в пластине, измеряя фазу и амплитуду всплеска, выведенного магнитным полем на границу, — при изменении частоты. При этом величина резонансного эффекта в  $(d/\delta_\nu)^{1/2}$  раз больше, чем в массивном образце. Дисперсию в спектре ЦВПЭ (7) можно также определить путем исследования амплитуды поперечного звука, возбужденного этой волной.

Институт радиофизики и электроники  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
25 мая 1977 г.

### Литература

- [1] Э.А.Канер, В.Ф.Гантмахер. УФН, 94, 193, 1968.  
[3] М.Я.Азбель, Э.А.Канер. ЖЭТФ, 30, 811, 1956; 32, 896, 1957.