

ОСЦИЛЛЯЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В ПРОЗРАЧНОСТИ МЕТАЛЛОВ В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М.А.Лурье, В.Г.Песчанский, К.Ясемидис

Показано, что в условиях аномального скин-эффекта в слабом магнитном поле H , параллельном поверхности проводника, эффективные электроны формируют не только скин-слой, но и слабозатухающую компоненту электромагнитного поля. В результате прозрачность тонких металлических пластин в диапазоне СВЧ осциллирует с изменением магнитного поля, а период этих осцилляций по $H^{-1/2}$ определяется локальными характеристиками поверхности Ферми.

В условиях аномального скин-эффекта электроны, движущиеся в фазе с волной и эффективно взаимодействующие с ней, формируют узкий скин-слой, толщиной δ . Неэффективные электроны, пересекающие скин-слой почти нормально к поверхности металла, уносят информацию о нем в глубь образца и ответственны за слабозатухающую компоненту поля, убывающую на расстоянии порядка длины свободного пробега l^1 . В сильном магнитном поле, параллельном поверхности металла (радиус кривизны траектории электрона r много меньше l), характерным является „всплесковый” механизм протягивания высокочастотного (ВЧ) поля в металл². Наличие всплесков поля приводит к аномальной прозрачности тонких пластин, когда толщина d кратна экстремальному диаметру электронной орбиты, и осцилляциям импеданса с изменением H .

Однако и в слабых магнитных полях, когда уже ни один всплеск, формируемый электронами с экстремальным диаметром орбиты, не помещается в толщине проводника, электромагнитное поле проникает в металл на значительные расстояния x и прозрачность тонких пластин является осциллирующей функцией H .

В диапазоне СВЧ в чистых образцах ($\omega \tau \gg 1$; ω — частота электромагнитной волны, τ — время свободного пробега электрона) легко может быть реализован случай, когда за время

пролета эффективного электрона сквозь узкий скин-слой он не испытывает столкновений, однако фаза ВЧ поля многократно меняется, т. е. выполнены неравенства

$$\Delta \ll \delta \ll l^2/r; \quad \Delta \equiv 2/r_0 (v_0/\omega)^2, \quad (1)$$

где Δ — путь, проходимый электроном вдоль направления распространения волны за период $2\pi/\omega$, r_0 — радиус кривизны электронной орбиты в точке ее поворота в скин-слое, v_0 — скорость электрона в этой же точке. Специфика рассматриваемой области частот ω и магнитных полей заключается в том, что на фоне резко выраженной пространственной дисперсии, характерной для аномального скин-эффекта, в распределении ВЧ поля отчетливо проявляется и временная дисперсия. Смещаясь в глубь проводника вдоль траектории, искривленной магнитным полем, эффективный электрон взаимодействует с быстропеременным ВЧ полем, которое для электрона, оказывавшегося на расстоянии $x \gg \Delta$, изменяло свое направление на обратное $2\sqrt{x/\Delta}$ раз. Резкая неоднородность ВЧ поля приводит к тому, что энергия, приобретенная носителем заряда, оказывается пропорциональной периодической функции от аргумента $2\sqrt{x/\Delta}$. Таким образом эффективный электрон при своем движении из скин-слоя в глубь проводника как бы осуществляет нелинейную развертку колебаний электромагнитной волны во времени в пространственные осцилляции, и в магнитных полях, удовлетворяющих условию (1), возникает слабозатухающая компонента ВЧ поля, весьма своеобразным образом зависящая от координаты.

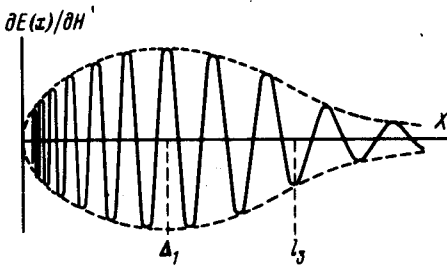


Рис. 1

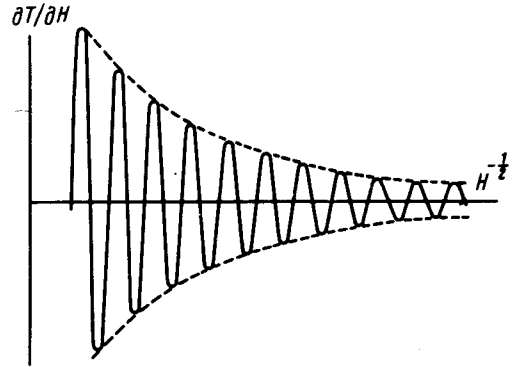


Рис. 2

Рис. 1. Схематичный вид координатной зависимости производной от амплитуды слабозатухающей компоненты по магнитному полю. Искривление траектории электронов магнитным полем приводит к появлению максимума огибающей, медленному спадаю ее пропорционально $x^{-3/4}$, которое при $x > l_3$ сменяется экспоненциальным убыванием поправки к компоненте Ройтера — Зондгаймера

Определив с помощью кинетического уравнения связь амплитуд ВЧ электрического поля $E(x)$ и тока $j(x)$, нетрудно решить уравнения Максвелла по теории возмущений, используя в качестве нулевого приближения известное решение этих уравнений при $H = 0$ ¹. Дифференцируя по магнитному полю и избавляясь тем самым от „фоновой“ части распределения ВЧ поля, для $\partial E(x)/\partial H$ получим следующее выражение:

$$\frac{\partial E(x)}{\partial H} = \frac{\alpha E(0)}{H} f(\Delta_e/\delta) \left\{ \frac{(x/\Delta_1)^{3/4}}{1 - i(x/\Delta_1)^{3/2}} \exp(-2\sqrt{x/l_3}) \cos(2\sqrt{x/\Delta_e} + s\pi/4) \right\}. \quad (2)$$

Здесь α — величина порядка единицы, определяемая анизотропией ПФ; Δ_e — экстремальное значение Δ как функции проекции импульса на направление магнитного поля p_z , $s = \text{sign}(\partial^2 \Delta/\partial p_z^2 |_{p_z = p_z^{\text{extr}}})$, $l_3 = \Delta_e(\omega \tau)^2 \approx 2l^2/r$ — длина затухания, $\Delta_1 = \delta^2/\Delta_e$.

Рассматриваемый эффект слабо чувствителен к характеру отражения носителей заряда границей образца, и мы приведем выражение для функции $f(\Delta/\delta)$ для случая чисто зеркального отражения электронов:

$$f(\Delta/\delta) = \Gamma(11/2)(\Delta/\delta)^{1/2} + \pi/3 \exp\{i\pi/3 - \delta/2\Delta(1 + i\sqrt{3})\}, \quad (3)$$

$\Gamma(z)$ – гамма-функция Эйлера. Решение задачи для произвольного отражения электронов границей образца показывает, что лишь функция $f(\Delta/\delta)$ зависит от вида индикатрисы рассеяния, а выражение в фигурных скобках формулы (2), которое описывает затухание ВЧ поля в глубь образца, остается неизменным.

Наличие слабозатухающей компоненты ВЧ поля (2) приводит к осцилляциям прозрачности тонких металлических пластин, толщина которых d много меньше r . Измеряемая в эксперименте производная коэффициента прохождения T электромагнитной волны сквозь пластину определяется формулой (2), в которой следует положить $x = d$ (рис. 2). Легко заметить что $\partial T/\partial H$ как функция $H^{-1/2}$ периодична с периодом

$$\Delta(1/\sqrt{H}) = \left(\frac{2\pi^2 e v_0^2}{c r_0 \omega^2 d} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где e – заряд электрона, c – скорость света. Указанный эффект удобнее наблюдать, измеряя интенсивность прошедшей через образец электромагнитной волны в магнитных полях

$$l \ll r \lesssim l^2/d. \quad (5)$$

В этих условиях слабозатухающая компонента (2) является единственной причиной осцилляционной зависимости T от H , а ее амплитуда мало меняется при прохождении тонкого металлического слоя, толщины d .

В магнитных полях $d < 2r \ll l$ электроны с диаметром орбиты, близким к толщине пластины, формируют всплеск ВЧ поля у ее грани, противоположной скин-слою. Осцилляции прозрачности носят резонансный характер, а резонанс наступает, когда частота ω кратна частоте обращения Ω_1 указанных электронов по орбите в магнитном поле. При этом для $E(d)$ имеем

$$E(d) = AE(0)\delta/df_1(\Delta/\delta) \{1 - \exp(2\pi i \omega/\Omega_1 - 2\pi/\Omega_1 \tau)\}^{-1}; \quad |A| \approx 1;$$

$$f_1(\Delta/\delta) = \Gamma^2(11/2)(\Delta/\delta)^{1/2} + 2\pi/3 \Gamma(11/2)(\Delta/\delta)^{1/2} \exp(i\pi/3 - \delta/2\Delta(1 + i\sqrt{3})) + \frac{\pi^2}{9} \exp(2\pi i/3 - \delta/\Delta(1 + i\sqrt{3})). \quad (7)$$

Амплитуда описанных выше осцилляций мала по параметру Δ/δ и быстро убывает с уменьшением магнитного поля. Однако работа³, посвященная наблюдению циклотронного резонанса в массивных проводниках при $\Omega \ll \omega$, $r \ll l$, убедительно демонстрирует реальность обнаружения новых осцилляционных эффектов, которые позволят получить важную информацию о локальных характеристиках поверхности Ферми и релаксационных свойствах электронов проводимости.

Литература

1. Reuter I.E.H., Sondheimer E.H. Proc. Roy. Soc., 1948, A195, 336.
2. Азбель М.Я. ЖЭТФ. 1960, 39В, 400.
3. Kamgar A., Henningsen J.O., Koch J.F. Phys. Rev., 1972, B6, 342.

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горького

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
2 августа 1982 г.