

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М.Я.Азбель, С.Я.Рахманов

Хорошо известно два вида скин-эффекта: нормальный, когда толщина скин-слоя δ велика по сравнению с длиной свободного пробега зарядов ℓ , и аномальный, когда $\delta \ll \ell$. И в том, и в другом случае характер отражения зарядов от поверхности слабо сказывается на поверхностном импедансе. Этот факт столь часто имеет место, что практически во всех работах поверхность заменялась продолжением поля на область вне металла.

Однако, последовательный учет поверхности [1] при вычислении магнитосопротивления в стационарном случае показал, что она меняет даже качественную сторону явлений: в однородном электрическом поле постоянный ток оказывается резко неоднородным, быстро затухая вглубь образца (статический скин-эффект – ССЭ). Проводимость определяется при этом тонким приповерхностным слоем толщиной порядка ларноровского радиуса r .

Естественно ожидать, что до тех пор, пока поле затухает на больших по сравнению с r расстояниях, обусловленный поверхностью ССЭ окажется существенным и в переменных полях как в классическом, так и в квантовом случаях. В результате появится широкая область частот нового типа скин-эффекта ("поверхностный скин-эффект" – ПСЭ), при котором электрическое поле и ток затухают на совершенно разных расстояниях (а импеданс Z может вообще не зависеть от частоты ω).

Построение теории ПСЭ сводится к совместному решению уравнений Максвелла и кинетического уравнения для зарядов с заданными граничными условиями. Не останавливаясь на решении получающегося интегродифференциального уравнения с неразностным ядром, приведем результаты расчета в наиболее интересных случаях.

1. Поверхностный импеданс полупространства:

$$Z(\omega) = [(1/Z^\infty(\omega) + C/\rho_H(0))]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь Z^∞ – импеданс, вычисленный без учета столкновений с поверхностью, $\rho_H(0)$ – сопротивление тонкой пластины при "статическом

скин-эффекте", C – константа порядка единицы. Формула (1) показывает, что "поверхностная" и объемная проводимости "включены" параллельно. Если

$$Z^\infty(\omega) \gg \rho_H(0), \quad (2)$$

учет столкновений электронов с поверхностью качественно меняет результат как при диффузном, так, вообще говоря, и при зеркальном рассеянии. При этом главная часть $Z(\omega)$ не зависит от частоты. Такая

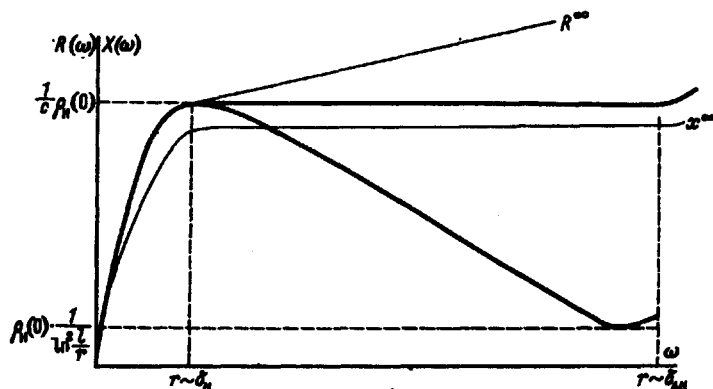


Рис. 1. Зависимость действительной и мнимой части импеданса полупространства от частоты. Тонкие линии – $Z^\infty \delta_H = (c^2/4\pi\omega\sigma_0)^{1/2}$, $\delta_{AH} = (c^2/4\pi\omega\sigma_0)^{1/3}$

ситуация типична для случая $n_1 = n_2$ (см. рис. 1 и 2). При $l \sim 1$ см, $H \sim 10^4$ э для нормальных металлов "плато" занимает область $10^4 + 10^7$ э, для полуметаллов еще шире. Неравенство (2) выполняется и при $n_1 \neq n_2$ для действительной части импеданса одной из циркулярно поляризованных компонент.

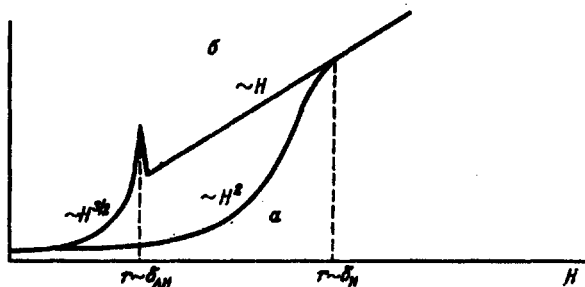


Рис. 2. Зависимость импеданса от магнитного поля: а – диффузное рассеяние, б – случаи высокой симметрии, зеркальное рассеяние

2. Импеданс тонкой пластины также определяется столкновениями с поверхностью и не зависит от частоты вплоть до частот, где $r \sim \delta_{AH}$, а на более высоких частотах отличается от импеданса полупространства

ва малой добавкой, осциллирующей с магнитным полем. При этом электрическое поле в пластине однородно, а в достаточно сильных магнитных полях ($\sim 10^4$ э для висмута) коэффициент прохождения падающей электромагнитной волны порядка единицы.

3. Особый случай. Магнитное поле направлено по нормали к поверхности и совпадает с осью симметрии не ниже третьего порядка. Здесь можно возбуждать стоячие волны, связанные с геликонами с квадратичным спектром [2] или со спектром $\omega = (v^4/\Omega^3)k^4$ (последние существуют, если поверхности Ферми электронов и дырок подобны). Для наблюдения резонансов необходима пластина толщины $d \ll \ell$; при зеркальных границах высота резонансов значительно выше, чем при диффузных.

В симметричном случае вблизи определенной частоты импеданс пластины быстро возрастает в два раза, что связано с исчезновением "поверхностного" тока одной из поверхностей.

4. В квантующем магнитном поле "поверхностная" проводимость также дает большой (для $d \lesssim \ell$) вклад в общую проводимость. Имеет место увеличение отношения амплитуды осцилляций Шубникова — де Гааза ко всей проводимости при переходе от диффузных к зеркальным границам, что, по-видимому, наблюдалась экспериментально [3].

5. Особенностью ультраквантового случая являются сильные зонд-гаймеровские осцилляции (их величина, отнесенная к монотонной части сопротивления, больше классической в d/r раз. Измерение их периода позволит определить зависимость числа зарядов в случае перекрывающихся зон от магнитного поля (см. работу [4]).

ССЭ играет существенную роль и в ряде других явлений, например, в теплопроводности и при поверхностном возбуждении звука.

Московский
государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Институт теоретической физики
им. Л.Д. Ландау
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
31 декабря 1968 г.

Литература

- [1] М.Я. Азбель, В.Д. Песчанский. ЖЭТФ, 49, 572, 1965;
В.Г. Песчанский, М.Я. Азбель. ЖЭТФ, 55, 1028, 1968.
- [2] Е. А. Канер, V. G. Skobov. Phys. Lett., 25A, 107, 1967.
- [3] Богод, Еременко. Доклад на XV Всесоюзном совещании по физике низких температур, 1968.
- [4] С.Я. Рахманов, М.Я. Азбель. ФТТ, 10, 1650, 1968.