

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ИМПЕДАНС ЧИСТОГО СВЕРХПРОВОДНИКА ПЕРВОГО РОДА В РЕЖИМЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

А.А.Варламов

Вычислен поверхностный импеданс чистого сверхпроводника первого рода в условиях поверхностной сверхпроводимости. Ввиду малой концентрации примесей, для падающей электромагнитной волны реализуется режим аномального скин-эффекта. Показано, что главный вклад в отражение электромагнитной волны вносят сверхпроводящие токи текущие по поверхности сверхпроводника перпендикулярно постоянному магнитному полю. Проведено сравнение с экспериментом, которое приводит к хорошему согласию.

Вопрос о влиянии поверхностной сверхпроводимости на импеданс грязного сверхпроводника второго рода исследовался Маки [1]. Благодаря малой длине свободного пробега специфика движения электрона в магнитном поле в таком случае проявляется слабо, так как электроны, часто рассеиваясь на примесях, "забывают" об искривлении траекторий магнитным полем.

Гораздо сложнее ситуация в чистом сверхпроводнике первого рода, когда реализуется режим аномального скин-эффекта и необходимо учитывать квантовый характер движения электронов в магнитном поле, что делает задачу существенно нелокальной. Случай температур малых по сравнению с величиной параметра порядка исследовался ранее [2]. Мы исследуем импеданс чистого сверхпроводника в условиях поверхностной сверхпроводимости при полях близких к H_{c3} , что представляет интерес в связи с имеющимися экспериментальными данными [3].

Для нахождения поверхностного импеданса необходимо вычислить оператор электромагнитного отклика $Q(\omega, x, x')$, который определяется петлей из точных гриновских функций системы, а затем аналитически продолжить его на вещественные частоты. Вблизи H_{c3} параметр порядка $\Delta(H, x)$ мал и гриновские функции достаточно найти с точностью до членов порядка Δ^2 . Кроме того, имеются поправки связанные с неоднородностью магнитного поля (сверхпроводящие токи в приповерхностном слое приводят к частичному вытеснению магнитного поля вблизи поверхности). Соответствующая поправка к вектор-потенциалу также имеет порядок Δ^2 [4]. В результате, поправка к электромагнитному отклику нормального металла в постоянном магнитном поле определяется пятью диаграммами, две из которых связаны с изменением вектор-потенциала $\delta A(x)$ (их вклады одинаковы), а три соответствуют разложению гриновских функций по Δ до второго порядка. Последние диаграммы вблизи H_{c3} оказываются малыми.

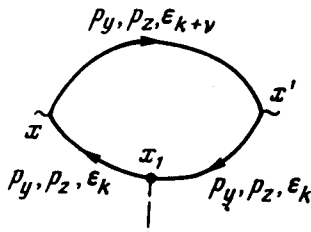
Таким образом, задача о нахождении импеданса сводится к вычислению диаграммы изображенной на рисунке. Здесь сплошная линия соответствует гриновской функции полубесконечного нормального металла в продольном магнитном поле, пунктирная линия соответствует взаимодействию H_{int} , связанному с изменением вектор-потенциала δA . В вершинах стоят $e/mc \beta$. Для гриновской функции воспользуемся представлением Ландау [5]:

$$G(x, x', p_y, p_z, \epsilon_k) = \sum_n \frac{\psi_n^*(x - \lambda^2 p_y) \psi_n(x' - \lambda^2 p_y)}{i\epsilon_k - \xi_n(p_z)}, \quad (1)$$

где $\lambda = \sqrt{c/eH}$ — магнитная длина, $\xi_n(p_z)$ — энергия электрона в n -ом состоянии, отсчитанная от уровня Ферми. Граничное условие выбираем исходя из зеркальности отражения электронов от поверхности:

$$G(x, 0, p_y, p_z, \epsilon_k) = G(0, x', p_y, p_z, \epsilon_k) = 0. \quad (2)$$

Поэтому функции $\psi_n(x - \lambda^2 p_y)$ являются решениями уравнения Шредингера для электрона в постоянном магнитном поле с бесконечной потенциальной стенкой при $x = 0$, а положение минимума параболического потенциала определяется величиной импульса p_y . В зависимости от знака p_y он может лежать как внутри металла, так и вне его.



Найдем импеданс при продольной поляризации электрического поля СВЧ волны, когда вектор E параллелен статическому магнитному

полю H . Вычисляя диаграмму с рисунка с помощью гриновских функций (1) и учитывая ортогональность функций $\psi_n(x - \lambda^2 p_y)$, для полного тока имеем

$$J_z = \int_0^\infty j_z(x) dx = - \int_0^\infty dx \int_0^\infty dx' A_\omega(x') Q^R(\omega, x, x') =$$

$$= \frac{4e^2}{m^2 c^2} \int_{-\infty}^\infty \frac{dp_y}{2\pi} \sum_n \sum_m \langle n | H_{int} | m \rangle \langle m | A_\omega | n \rangle \sigma^R(\omega, n, m). \quad (3)$$

Входящее в формулу (3) выражение $\sigma^R(\omega, n, m)$ является аналитическим продолжением в верхнюю полуплоскость выражения

$$\sigma(\omega_\nu, n, m) = T \sum_{\epsilon_k} \int \frac{dp_z}{2\pi} \frac{p_z^2}{(i\epsilon_{k+\nu} - \xi_n)(i\epsilon_k - \xi_n)(i\epsilon_k - \xi_m)}, \quad (4)$$

вычисленного для мацубаровских частот $\omega_\nu = 2\pi T\nu$. Суммирование в формуле (3) производится по значениям энергии E_n для которых импульс $p_{zn} = \sqrt{2m(\epsilon_F - E_n)}$ вещественен.

В области СВЧ глубина скин-слоя $\delta(\omega)$ мала по сравнению с лармовским радиусом электронов. Поэтому можно воспользоваться обычным выражением для вектор-потенциала при аномальном скин-эффекте [6]:

$$A_\omega(x) = \frac{2E^*(0)}{\pi i \omega} \int_0^\infty \frac{\cos kx}{k^2 + 4\pi i \omega \sigma(|k|)} dk, \quad (5)$$

где $\sigma(|k|)$ — фурье-компонента нормальной проводимости.

При вычислении матричных элементов от $A_\omega(x)$ замечаем, что главный вклад дают электроны, центры траекторий которых лежат на больших (по сравнению с $\delta(\omega)$) расстояниях за пределами металла. Это соответствует известной концепции неэффективности: основной вклад в импеданс дают электроны, скользящие вдоль поверхности в пределах скин-слоя. Квазиклассические матричные элементы $\langle n | \cos kx | m \rangle$ вычисляются в явном виде. Последующее интегрирование по k дает отличный от нуля результат лишь для диагонального матричного элемента ($n = m$) и только для тех траекторий, когда электрон при своем классическом движении в магнитном поле со стенкой удаляется от нее на расстояния меньше или порядка $\delta(\omega)$. Таким образом, при суммировании по m в выражении (3) остается только слагаемое с $m = n$. Полагая $m = n$ в (4) интегрируем по p_z и вычисляем сумму по частотам ϵ_k , после чего аналитическое продолжение достигается заменой $i\omega_\nu \rightarrow \omega$. Матричный элемент $\langle n | H_{int} | n \rangle$ вычисляется по известному выражению для поправки к вектор-потенциалу [4]. Спектр электронов в потенциальной яме $E_n(p_y)$ при фиксированном p_y определяется из правила квантования Бора — Зоммерфельда. Вычисляя оставшиеся интегралы в (3) находим

окончательное выражение для импеданса сверхпроводника первого рода в режиме поверхностной сверхпроводимости. Выделяя вещественную часть для относительной величины коэффициента поглощения электромагнитной волны по сравнению с нормальным металлом получаем:

$$\frac{R_{11}}{R_0} = 1 - \frac{2,5 \cdot 10^{-4}}{\kappa^2 - 0,156} \frac{(e^2/\lambda)}{mc^2} \left(\frac{\Omega_L}{\omega} \right) [p_F \delta(\omega)]^{7/2} \left(\frac{\xi}{\delta(\omega)} \right) \frac{H_{c3} - H}{H_{c3}},$$

(6)

где ξ — корреляционная длина, характеризующая толщину сверхпроводящего слоя, κ — параметр Гинзбурга — Ландау.

Таким образом, поглощение линейно убывает при уменьшении магнитного поля. Формула (6), строго говоря, справедлива в той области полей, где относительная поправка мала. В экспериментах на особо чистом свинце (длина пробега порядка 0,1 мм) [3] наблюдался линейный ход импеданса почти во всем интервале полей между H_c и H_{c3} , что соответствует формуле (6) (численные коэффициенты при линейной зависимости также совпадают по порядку величины). При поперечной поляризации СВЧ волны импеданс вообще не имеет особенности вблизи H_{c3} [3], но имеет плавный максимум ниже H_{c3} . Можно предположить, что увеличение поглощения при полях выше H_{c3} связано со сверхпроводящими флуктуациями.

В заключение автор выражает благодарность А.А.Абрикосову за постановку задачи и постоянный интерес к работе, Л.Г.Асламазову, Б.Э.Мейеровичу и Л.А.Фальковскому за ценные обсуждения, И.Я.Краснополюну за ознакомление с экспериментальной ситуацией и обсуждение результатов.

Институт стали и сплавов

Поступила в редакцию
25 февраля 1980 г.

Литература

- [1] K.Maki, G.Fisher. Phys. Rev., **184**, 472, 1969.
- [2] Р.Г.Минц. Письма в ЖЭТФ, **18**, 523, 1973.
- [3] И.Я.Краснополин, Радж Руп, М.С.Хайкин. Письма в ЖЭТФ, **15**, 516, 1972.
- [4] А.И.Русинов. ЖЭТФ, **56**, 1441, 1969.
- [5] А.А.Абрикосов. ЖЭТФ, **56**, 1391, 1969.
- [6] Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Физическая кинетика. М., изд. Наука, 1979.