

Здесь A_i — амплитуда вероятности движения электрона вдоль i -го пути. Первое слагаемое в (1) описывает сумму вероятностей прохождения каждого пути, а второе — интерференцию разных амплитуд. Интерференция большинства амплитуд не даёт вклад в W , т. к. их фазы пропорциональны длине траектории и при суммировании взаимно погашаются. Исключения составляют траектории с самопересечением. Каждой такой траектории можно сопоставить две амплитуды A_1 и A_2 , отвечающие разл. направлениям обхода замкнутой петли. Эти две амплитуды когерентны друг другу, и поэтому их интерференцией нельзя пренебречь: $A_1 A_2^* + A_2 A_1^* = 2|A_i|^2$. Пренебрежение интерференцией отвечает классич. описанию (ур-ние Больцмана), а её учёт приводит к возникновению квантовых поправок.

Влияние квантовых поправок на электропроводность. Относит. величина вклада поправок в проводимость $\Delta\sigma$ (она всегда отрицательна) пропорциональна вероятности самопересечения лучевой трубки с сечением λ^{d-1} при диффузии за время τ_0 полного разрушения когерентности (сбоя фазы) из-за неупругих процессов или из-за рассеяния с переворотом спина. Оценка $\Delta\sigma$, полученная из приведённых рассуждений, по порядку величины совпадает с результатами точного расчёта и определяется выражением:

$$\Delta\sigma = -\frac{e^2}{h} \begin{cases} L_0, & d=1, \\ \ln L_0/l, & d=2, \\ \text{const} - L_0^{-1}, & d=3. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $L_0 = \sqrt{D\tau_0}$, D — коэф. классич. диффузии. Из (2) видно, что $\Delta\sigma$, хотя и мала по параметру λ/l , но определяет сингулярные зависимости проводимости от темп-ры ($\tau_0 \propto T^{-1}$) или частоты поля (при $\omega\tau \gg 1$, τ_0 следует заменить на ω^{-1}).

Влияние неупругого рассеяния. Если доминирующим процессом сбоя фазы является неупругое рассеяние, то τ_0 растёт с понижением T и всё большее число петлеобразных участков траекторий с размерами $L \leq L_0$ даёт вклад в $\Delta\sigma$. При этом абс. величина $\Delta\sigma$ увеличивается, а сама проводимость уменьшается согласно (2). Этим, в частности, объясняется появление минимума на температурной зависимости сопротивления металлич. плёнок и вырожденных полупроводников. Рост сопротивления при понижении T — результат совместного проявления поправок разной природы, возникающих как за счёт эффектов С. л., так и межэлектронного взаимодействия.

Во внеш. магн. поле амплитуды A_1 и A_2 приобретают дополнит. фазовый множитель $\exp(\pm l\Phi/\Phi_0)$, где Φ — поток магн. поля через замкнутую петлю, $\Phi_0 = \pi\hbar c/l$ — квант магн. потока, \pm соответствует разл. направлениям обхода петли. В результате у интерферирующих амплитуд возникает разность фаз $\Delta\varphi_H = 2\pi\Phi/\Phi_0$. Появление $\Delta\varphi_H$ приводит к разрушению когерентности и уменьшению $|\Delta\sigma|$, т. е. к увеличению проводимости. Экспериментально это явление наблюдалось в виде отрицат. магнетосопротивления в слабом магн. поле.

Лит.: Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е., Андерсоновская локализация и аномальное магнетосопротивление при низких температурах, «УФН», 1982, т. 136, № 3, с. 536; Altschuler B. L., Агонов А. Г., Electron-electron interaction in disordered conductors, в кн.: Electron-electron interaction in disordered systems, ed. by A. L. Efros, M. Pollak, Amst., 1985; Sharvin Yu. V., Sharvin D. Yu., Weak electron localization and magnetoresistance oscillations of cylindrical normal metal films, в кн.: Low temperature physics advances in science and technology in the USSR (ST), Physics Series, ed. A. S. Borovik-Romanov, MIR Publishers, Moscow, 1985, p. 240; Абракосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987; Altschuler B. L. и др., Quantum effects in disordered metal films, «Sov. Sci. Rev. Sec. A. Phys. Rev.», 1987, v. 9, p. 223.

М. Е. Гершензон.

СЛАБАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ — совокупность явлений, происходящих в слабосвязанных сверхпроводящих системах (неоднородных сверхпроводящих струк-

турах), содержащих узкие (в направлении протекания тока) области либо области, у к-рых сверхпроводимость отсутствует или сильно подавлена. Термин «С. с.» введён Ф. Андерсоном (Ph. Anderson, 1964), т. к. критический ток и критическое магнитное поле в слабосвязанных сверхпроводниках значительно меньше, чем в обычных. С. с. наблюдается в туннельных контактах [два сверхпроводника разделены тонкой ($\sim 10 \text{ \AA}$) диэлектрич. прослойкой], контактах с прослойкой из нормального (несверхпроводящего) металла и полупроводника, сверхпроводящих мостиках с сужением, точечных контактах, гранулиров. сверхпроводниках, состоящих из большого числа джозефсоновских контактов (рис. 1).

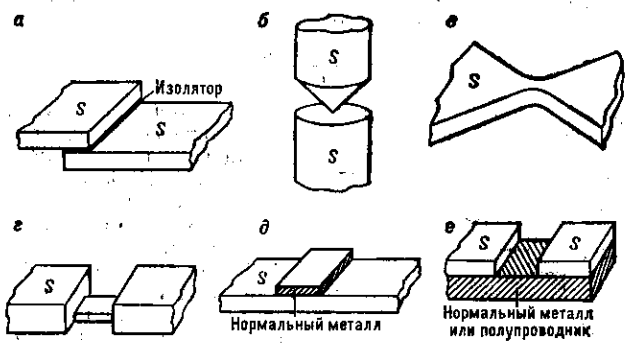


Рис. 1. Слабосвязанные сверхпроводники различных типов: а — туннельный джозефсоновский контакт; б — точечный контакт; в — тонкоплёночный мостик; г — мостик переменной композиции; д — плёнка из сверхпроводника с узкой полоской нормального металла; е — две близко расположенные плёнки, нанесённые на плёнку из нормального металла или из сильнолегированного полупроводника.

Впервые С. с. наблюдали в туннельных контактах. В таких структурах электроны могут проходить через диэлектрич. барьер (см. Туннельный эффект), что приводит к возникновению одночастичного туннельного тока (одночастичное тунелирование). Резкие изменения одночастичного тока, связанные с особенностями в плотности состояний сверхпроводников, проявляются на вольт-амперной характеристике (ВАХ) при напряжениях на контакте $eV = \Delta_1 + \Delta_2$ и $eV = |\Delta_1 - \Delta_2|$, где Δ_1, Δ_2 — значения сверхпроводящих щелей двух разл. сверхпроводников, образующих контакт (рис. 2).

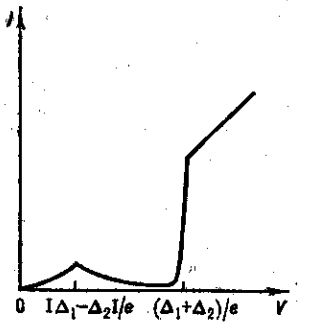


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика туннельного контакта в случае одночастичного тока.

Наиб. интерес в С. с. представляет открытие Б. Джозефсоном (B. Josephson) в 1962 протекание слабого тока без падения напряжения в туннельных контактах (сверхпроводящий ток куперовских пар, стационарный Джозефсона эффект). Макс. ток, к-рый может проходить через туннельный контакт, когда напряжение на нём $V = 0$, наз. критич. током контакта I_c . Полный ток через контакт $I = I_c \sin \varphi$, где φ — джозефсоновская фаза. Если к контакту прикладывается напряжение $V \neq 0$, то ток куперовских пар становится перемен-