А. И. Ларкин. Флуктуации в сверхпроводниках.

Вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние, как и вблизи других точек переходов II рода, растет роль флуктуаций. Однако область температур, где флуктуации оказывают заметное влияние на свойства сверхпроводников, очень мала. По оценке Гинзбурга [1] для чистых массивных сверхпроводников она равна 10^{-15} градуса. Флуктуации играют более заметную роль в тонких пленках с малой длиной свободного пробега электронов, и именно в таких пленках висмута они были обнаружены экспериментально [2]. Оказалось, что сопротивление пленки R при приближении к температуре перехода уменьшается плавно и при температурах, не слишком близких к температуре перехода T_c, подчиняется закону

$$1/R = R_\infty^{-1}\left[1 + \tau_0 T_c (T - T_c)^{-1}\right], \tag{1}$$

где параметры R_∞ и τ_0 не зависят от температуры.

Одновременно влияние флуктуаций на сопротивление сверхпроводников изучалось теоретически [3]. При температурах больше T_c сверхпроводящие пары не образуют бозе-конденсата, но могут флуктуационно рождаться в заметном количестве. Их плотность n_p удовлетворяет кинетическому уравнению, которое может быть получено из временно́го уравнения Гинзбурга — Ландау:

$$\frac{\pi\hbar}{16}\left(\frac{\partial}{\partial t} - 2eE\,\frac{\partial}{\partial p}\right) n_p + \left(T - T_c + \frac{p^2}{2M}\right) n_p = T, \tag{2}$$

где E — напряженность электрического поля, p — импульс пары, M — параметр теории Гинзбурга — Ландау.

Вклад флуктуационных пар в плотность тока получил название парапроводимости, и для тонкой пленки толщины d он равен

$$j = \frac{2e}{Md}\int \frac{d^2p}{(2\pi)^2}\, n_p. \tag{3}$$

Подставляя решение уравнения (2) в формулу (3), получим в слабом низкочастотном поле второе слагаемое выражения (1). Причем отношение τ_0/R_∞ для сопротивления квадрата пленки равно универсальной величине

$$\tau_0/R_\infty = e^2/16\hbar = 3\cdot 10^{10}/16\cdot 137 \ (см/сек) = 1{,}52\cdot 10^{-5} \ ом^{-1}. \qquad (4)$$

Универсальность этого отношения позднее была проверена для пленок различной толщины.

Во многих работах изучалась зависимость парапроводимости от величины электрического поля и его частоты. Как видно из выражения (2), плотность пар, а следовательно, и их вклад в проводимость падают с ростом поля и увеличением его частоты. Уравнение (2) учитывает отклонение плотности пар от их равновесного распределения в предположении, что неспаренные электроны быстрее, чем пары, приходят в состояние равновесия. Это справедливо, если в пленке есть магнитные примеси или она помещена в магнитное поле, или достаточно велика энергетическая релаксация электронов, связанная с электрон-фотонным и электрон-электронным взаимодействиями. В противном случае следует учитывать, что флуктуационные пары влияют и на проводимость неспаренных электронов. В плотности тока тогда появляется так называемый «аномальный» член, который приводит к эффективному увеличению параметра τ_0 [4]. В некоторых экспериментах с пленками свинца [5] измеренное значение τ_0 оказалось вдвое меньше теоретического. Удовлетворительное объяснение этого факта пока отсутствует.

Кроме вклада флуктуаций в проводимость тонких пленок, наблюдалось [6] влияние флуктуаций на туннельный ток. Заметный вклад дают флуктуации в магнитную восприимчивость сверхпроводников при температуре выше точки перехода [7]. В широкой области температур этот вклад превышает слабую парамагнитную восприимчивость нормальных металлов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, ФТТ **2**, 2031 (1960).
2. R. E. Glover, Phys. Lett. **25A**, 542 (1967).
3. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, ФТТ **10**, 1104 (1968); L. G. Aslamazov, A. I. Larkin, Phys. Lett. **26A**, 238 (1968).
4. K. Maki, Progr. Theor. Phys. **40**, 193 (1968); R. S. Thompson, Preprint (1969).
5. L. R. Testardi, W. A. Reed, P. C. Hohenberg, W. H. Haemmerle, G. F. Brennert, Phys. Rev. **181**, 810 (1969).
6. R. W. Cohen, B. Abeles, C. R. Fuselier, Phys. Rev. Lett. **23**, 377 (1969).
7. J. P. Gollub, M. R. Beasley, R. S. Neroborver, M. Tinkham, Phys. Rev. Lett. **22**, 1288 (1969).