

- [1] Notzel R., Ledentsov N.N., Däweritz L.A., Hohenstein M., Ploog K. Phys. Rev. Lett. **67**, 3812 (1991).
 [2] Аверкиев Н.С., Аснин В.М., Чурчлов А.Б., Марков И.И., Силов А.Ю., Степанов В.И. Письма в ЖЭТФ **55**, 5, 631 (1992).
 [3] Люк Ю. Специальные математические функции и их аппроксимации. М. (1980), С. 308; Luke Yu.L. Mathematical functions and their approximations. Academic Press Inc. N.Y.-San Francisco-London (1975).
 [4] Mahan G.D. Phys. Rev. **153**, 822 (1967).
 [5] Аверкиев Н.С., Монахов А.М. ЖЭТФ. **97**, 912 (1990).
 [6] Lee J., Spector H.N. J. Appl. Phys. **57**, 366 (1985).

УДК 538.945

© Физика твердого тела, том 37, № 4, 1995
 Solid State Physics, vol. 37, N 4, 1995

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ ВТСП ПРИ ИЗМЕРЕНИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ГРАНИЦЫ С НОРМАЛЬНЫМ МЕТАЛЛОМ

Е.И. Никулин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
 (Поступила в Редакцию 23 августа 1994 г.)

При прохождении электрического тока через границу металл-сверхпроводник (NS-граница) наблюдается ряд интересных явлений, исследованию которых посвящено большое количество работ [1-3]. Одно из таких явлений — дополнительное сопротивление на NS-границе. Рассмотрим для определенности случай, когда электроны подходят к NS-границе со стороны нормального металла. Если энергия электронов E меньше энергетической щели сверхпроводника Δ , то они пересекают границу без сопротивления («по-андреевски»). В случае $E > \Delta$ электроны пересекают границу с созданием дополнительного сопротивления

$$R = Z(T) \frac{\rho \lambda_Q}{S}, \quad (1)$$

где ρ — удельное сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии, λ_Q — глубина проникновения электрического поля в сверхпроводник, S — площадь поперечного сечения сверхпроводника, а коэффициент $Z(T)$ — доля электронов, пересекающих NS-границу не «по-андреевски».

Запишем выражение для энергии электрона в электрическом поле V при температуре T в виде

$$E = \frac{1}{2} kT + eV. \quad (2)$$

Большинство экспериментальных и теоретических исследований дополнительного сопротивления на NS-границе в случае обычных сверхпроводников выполнены при условии $eV \ll kT$, т.е. энергия электронов определяется только температурой. При $T \rightarrow 0$ $Z(T) \rightarrow 0$, так как все

электроны пересекают границу «по-андреевски» и $R \rightarrow 0$. При $T \rightarrow T_c$ $Z(T) \rightarrow 1$, так как $\Delta \rightarrow 0$ и все электроны пересекают NS-границу с созданием сопротивления и $R \rightarrow \rho\lambda_Q/S$, причем λ_Q может превосходить все характерные длины сверхпроводника. Граничное сопротивление R представляет собой монотонную функцию температуры, меняющуюся от 0 при $T = 0$ до $\rho\lambda_Q/S$ при $T \approx T_c$.

В настоящей работе исследовано сопротивление на границе медного проводника с высокотемпературными сверхпроводниками $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$ ($T_c = 91$ К) и $\text{Bi}_{1.82}\text{Sr}_{1.73}\text{Ca}_{1.25}\text{Cu}_{2.2}\text{O}_x$ ($T_c = 93$ К). Образцы представляли собой туннельные контакты: массивный медный электрод был плотно прижат к полированной поверхности массивной таблетки ВТСП. Снималась вольт-амперная характеристика такого контакта и при дифференциации экспериментальных кривых определялась зависимость проводимости dI/dV от приложенного напряжения.

На рис. 1 представлена зависимость проводимости туннельного контакта $\text{Cu}-\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$ от приложенного напряжения V при температурах 4.2 и 77.8 К, на рис. 2 — аналогичная зависимость для контакта $\text{Cu}-\text{Bi}_{1.82}\text{Sr}_{1.73}\text{Ca}_{1.25}\text{Cu}_{2.2}\text{O}_x$. При малых смещениях наблюдается пик проводимости, затем проводимость проходит через минимум и начинает возрастать при дальнейшем увеличении напряжения, приближаясь к характерной для туннельного контакта зависимости, близкой к параболической. Проводимость несимметрична относительно напряжения, минимум параболы всегда сдвинут относительно $V = 0$. Асимметрия связана с процессами выпрямления на межфазной границе полупроводник-сверхпроводник в ВТСП и не зависит от температуры [4].

В нашем случае асимметрия особенно заметна при температуре 77.8 К, а при 4.2 К кривые практически симметричны.

Рассмотрим формулу (2). При температуре 4.2 К ($kT = 0.36$ meV) практически все экспериментальные точки на рис. 1, 2 отвечают условию $eV \gg kT$ и энергия электронов определяется только величиной приложенного напряжения V . При 77.8 К ($kT = 6.7$ meV) необходимо при определении энергии электронов учитывать тепловую энергию, особенно при малых смещениях. Будем в общем случае считать коэффициент Z в формуле (1) функцией энергии электронов E .

Теперь рассмотрим кривые на рис. 1 и 2. При 4.2 К пик проводимости при малых напряжениях соответствует случаю $E \ll \Delta$, т.е. практически все электроны пересекают NS-границу «по-андреевски». В этом случае коэффициент $Z(E) \approx 0$ и $R \approx 0$. При увеличении смещения энергия электронов увеличивается, т.е. увеличивается число электронов, пересекающих NS-границу с созданием сопротивления, и при $E \geq \Delta$ все электроны пересекают границу не «по-андреевски». Полагаем, что при $E \rightarrow \Delta$ $Z(E) \rightarrow 1$ и $R \rightarrow \rho\lambda_Q/S$. При 77.8 К при малых смещениях $Z(E)$ и R отличны от нуля из-за заметного вклада тепловой энергии.

Итак, минимум на кривых соответствует равенству $kT + eV_m = \Delta$. Оценим величину энергетической щели. При 4.2 К имеем для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$ $\Delta = 22$ meV, что достаточно хорошо совпадает с данными других авторов [5]. Для $\text{Bi}_{1.82}\text{Sr}_{1.73}\text{Ca}_{1.25}\text{Cu}_{2.2}\text{O}_x$ $\Delta = 32$ meV. При 77.8 К из-за заметной асимметрии минимум проводимости наблюдается в зависимости от полярности при различных значениях напряжения. Вычисляя среднее значение V_m и учитывая поправку на тепло-

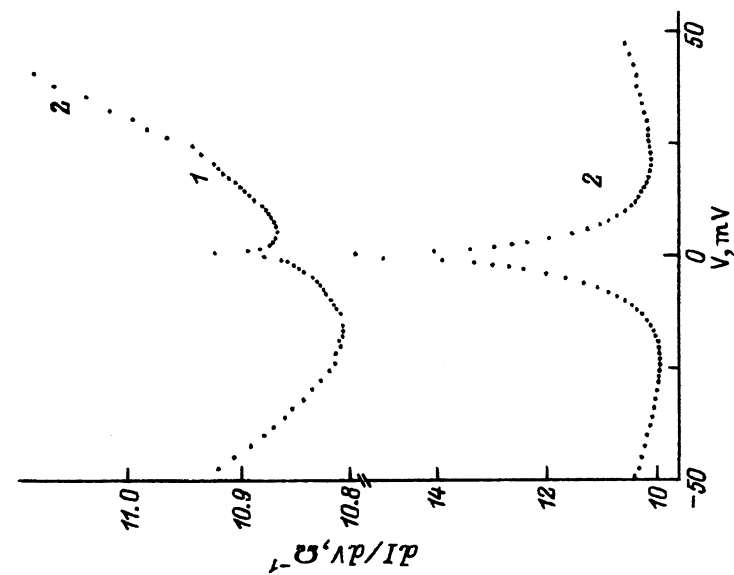


Рис. 1. Проводимость туннельного контакта $\text{Cu-YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$ при $T = 4.2$ (1) и 77.8 К (2).

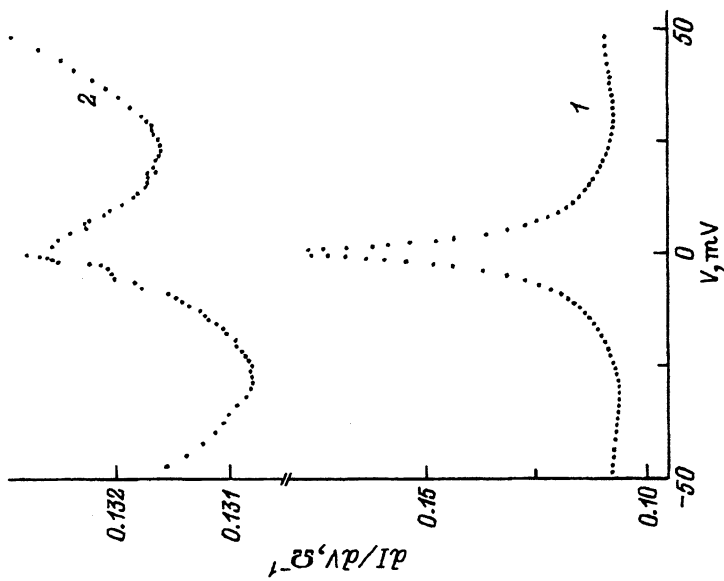


Рис. 2. Проводимость туннельного контакта $\text{Cu-Bi}_{1.82}\text{Sb}_{1.73}\text{Ca}_{1.25}\text{Cu}_{2.2}\text{O}_x$ при $T = 4.2$ (1) и 77.8 К (2).

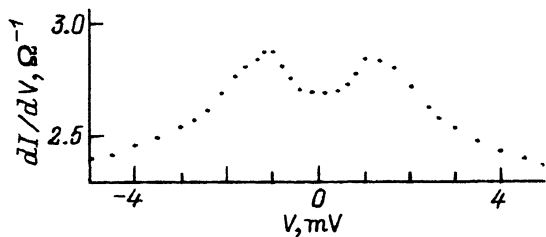


Рис. 3. Проводимость туннельного контакта Cu-Nb при $T = 4.2$ К.

вую энергию, получаем $\Delta = 14$ meV для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$ и $\Delta = 2.7$ meV для $\text{Bi}_{1.82}\text{Sr}_{1.73}\text{Ca}_{1.25}\text{Cu}_{2.2}\text{O}_x$.

Для сравнения рассмотрим туннельный контакт Cu-Nb. Nb — классический сверхпроводник с $T_c = 9.4$ К. Когда один из электродов туннельного контакта — сверхпроводник, то имеется возможность прямо определить плотность состояний сверхпроводника, так как эта величина пропорциональна проводимости контакта. На рис. 3 представлена зависимость проводимости туннельного контакта Cu-Nb при температуре 4.2 К. Проводимость отлична от нуля при малых смещениях, затем проходит через максимум и далее уменьшается (по крайней мере, при смещении до 50 mV). Максимум проводимости достаточно хорошо совпадает с величиной энергетической щели Nb $\Delta = 1.5$ meV. Изменения сопротивления границы в этом случае практически не наблюдается, так как остаточное сопротивление Nb в нормальном состоянии мало. В ВТСП остаточное сопротивление значительно больше, чем в обычных. Кроме того, при 4.2 К приграничное сопротивление существенно превосходит остаточное сопротивление всего образца в нормальном состоянии. По этим причинам в ВТСП эффект приграничного сопротивления является доминирующим.

Отметим следующее обстоятельство. Если граничное сопротивление существенно превышает остаточное сопротивление образца, то это можно объяснить, например, тем, что реальное поперечное сечение образца гораздо меньше измеренного. Возможно, здесь сказывается двумерный характер проводимости в ВТСП. При 77.8 К граничное сопротивление не превосходит остаточного сопротивления, но в этом случае наблюдается изменение граничного сопротивления не от нулевого до полного (как при 4.2 К), а от некоего промежуточного.

Автор признателен В.Г.Флейшеру за обсуждение результатов и Б.П.Захарчене за поддержку работы.

Список литературы

- [1] Андреев А.Ф. ЖЭТФ **46**, 5, 1823 (1964).
- [2] Yu M.L., Mercereau J.E. Phys. Rev. **B12**, 11, 4909 (1975).
- [3] Hsiang T.Y., Slarke J. Phys. Rev. **B21**, 3, 945 (1980).
- [4] Medina R., Aporte J., Ostavio M. Physica B **165-166**, 1595 (1990).
- [5] Kasiviswanattam S., Rangarajan G. Physica C **200**, 301 (1990).