

## Двухщелевая сверхпроводимость в микроволновом отклике $V_3Si$

А.М. Шуваев, Ю.А. Нефёдов, М.Р. Трунин,  
Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

**Исследования микроволновой проводимости монокристаллов  $V_3Si$  указывают на наличие в них двух сверхпроводящих щелей.**

С открытием в 2001 г. сверхпроводимости в  $MgB_2$  [1] к уже известным двум классам сверхпроводников: 1) обычным сверхпроводникам, описываемым теорией БКШ [2] и 2) высокотемпературным сверхпроводникам [3], добавился новый: 3) многощелевые сверхпроводники. Первый класс характеризуется одним изотропным параметром порядка  $\Delta$ , который в случае сверхпроводника без магнитных примесей совпадает с энергетической щелью квазичастиц. Для второго класса характерен анизотропный параметр порядка, который обращается в нуль в точках или на линиях ферми-поверхности, что обуславливает многие отличительные свойства сверхпроводников этого класса. Наконец, в третьем классе материалов одновременно существует два параметра порядка, т. е. многощелевой сверхпроводник должен обладать как минимум двумя энергетическими зонами, пересекающимися ферми-уровень. Этому критерию удовлетворяет большое количество сверхпроводящих материалов, но, по-видимому, лишь в немногих из них можно обнаружить проявления многощелевой сверхпроводимости. Необходимым условием ее наблюдения является существенно разные амплитуды щелей. В противном случае свойства сверхпроводника будут мало отличаться от свойств сверхпроводника с некоторой усредненной щелью. Уже из простейшей формулы [2]  $\Delta = 2\omega_c \exp[-1/(N(0)V)]$  где  $V$  – фурье-компонента матричного элемента электрон-фононного взаимодействия,  $\omega_c$  – энергия, на которой это взаимодействие обрывается, и  $N(0)$  – плотность числа состояний на ферми-уровне, можно заключить, что амплитуды щелей будут разными, например, при сильно отличающихся плотностях состояний  $N(0)$  в разных энергетических зонах. Это имеет место в некоторых соединениях со структурой A15:  $V_3Si$ ,  $Nb_3Sn$ ,  $V_3Ga$  [4]. Недавняя работа [5], в которой сообщается о проявлении второй щели в температурной зависимости удельной теплоемкости  $Nb_3Sn$ , подтверждает данную гипотезу.

Мы исследовали температурные зависимости микроволнового поверхностного импеданса монокристаллов  $V_3Si$ . Образцы были выращены методом бестигельной зонной плавки в атмосфере аргона из поликристаллических заготовок, также подверженных одному проходу зонной плавки в вакууме. От большого монокристалла отрезались образцы меньших размеров, которые далее шлифовались. Применялась корундовая шлифовальная паста для

грубого выравнивания поверхности и алмазная паста при полировке до зеркального блеска. Образец #1 обладал стехиометрическим составом, т.е. содержал 25% кремния, а образец #2 содержал 24% кремния. Предварительные измерения динамической магнитной восприимчивости на частоте 100 кГц демонстрировали переход образца #1 в сверхпроводящее состояние при  $T_c=16.5$  К, а образца #2 – при  $T_c=12.5$  К. Температурные ширины переходов были в обоих случаях меньше 0.5 К. Измерения на частоте 9.4 ГГц проводились методом “hot finger”, когда образец помещается на сапфировом теплоизолированном стержне в центр сверхпроводящего объемного резонатора [6]. Температуру стержня вместе с образцом можно менять в интервале  $2 < T < 300$  К, при этом сам резонатор находится постоянно при гелиевой температуре. Использовался ниобиевый резонатор, работающий на моде  $H_{011}$ .

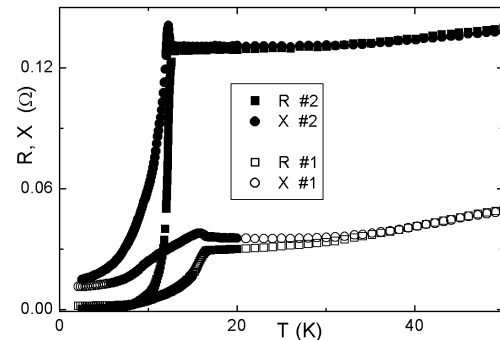


Рис. 1. Поверхностное сопротивление  $R(T)$  и реактанс  $X(T)$  монокристаллов  $V_3Si$ .

Температурные зависимости компонент поверхностного импеданса  $Z=R+iX$  обоих образцов приведены на рис. 1. Зная его, можно вычислить проводимость кристаллов в сверхпроводящем и нормальном состояниях. В частности, при  $T=T_c$  мы получаем удельное сопротивление  $\rho(T_c)=2.5$  мкОм·см образца #1, и  $\rho(T_c)=45$  мкОм·см образца #2, а также отношения сопротивлений  $\rho(250K)/\rho(T_c)$ , равные 19 и 2.6 соответственно. Следовательно, образец #2 является существенно более грязным. В сверхпроводящем состоянии действительная часть проводимости  $\sigma'$  связана с поглощением энергии квазичастичными возбуждениями в сверхпроводнике. Мнимая часть  $\sigma''$  определяет плотность сверхпроводящего конденсата. Именно температурная зависимость  $\sigma''(T)$ , представленная на рис. 2, содержит интересную особенность – излом при  $T=10$  К в образце #1 и при  $T=8$  К в образце #2. В рамках обычной однозонной модели БКШ [2] описать подобные изломы невозможно.

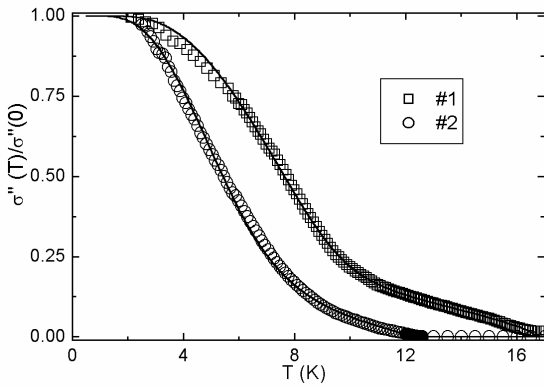


Рис.2. Зависимости  $\sigma''(T)$  двух образцов  $V_3Si$ .

Вероятное объяснение подсказала работа [7], в которой похожее поведение  $\sigma''(T)$  в  $MgB_2$  рассматривалось в двухзонной модели [8], суть которой заключается в том, что сверхпроводящие щели  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  ( $\Delta_1 < \Delta_2$ ) в разных слабо взаимодействующих энергетических зонах открываются независимо друг от друга при разных критических температурах, и перегиб в  $\sigma''(T)$  вызван переходом в сверхпроводящее состояние электронов из энергетической зоны с меньшей щелью  $\Delta_1$ . Если же взаимодействие между зонами сильное, то малая щель  $\Delta_1$  на фоне большой  $\Delta_2$  проявляется слабо. Судя по всему, в образце #1 межзонное рассеяние слабое, и излом в  $\sigma''(T)$  отчетливо виден, а в образце #2 из-за более сильного межзонного рассеяния он “замывается”.

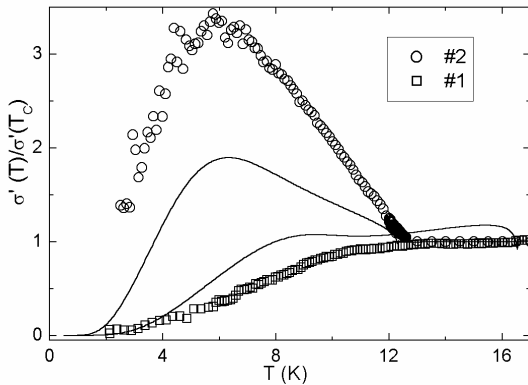


Рис. 3. Зависимости  $\sigma'(T)$  двух образцов  $V_3Si$ .

Температурные зависимости действительной части проводимости  $\sigma'(T)$ , представленные на рис. 3, также имеют особенности. Известно, что в грязном пределе однощелевой модели БКШ [2], когда длина пробега  $l$  электронов меньше длины когерентности  $\xi$ , в  $\sigma'(T)$  имеется когерентный пик при  $T \approx \Delta(T) \approx 0.85T_c$ , амплитуда которого уменьшается с ростом  $l$ . В образце #1, когерентный пик отсутствует, что отвечает чистому пределу ( $l > \xi$ ), но виден излом при  $T \approx 10$  К, соответствующий открытию малой щели  $\Delta_1$ , как и в  $\sigma''(T)$ . В образце #2 на кривой  $\sigma'(T)$  имеется широкий пик при  $T \approx 0.5T_c$ , по виду аналогичный когерентному пику. Смещение пи-

ка в область низких температур объясняется тем, что он обусловлен электронами из зоны с меньшей щелью  $\Delta_1$ , и максимум достигается при меньшей температуре  $T \approx \Delta_1(T)$ . Предположения о том, что образец #1 отвечает чистому пределу, а образец #2 – грязному, согласуются с данными по удельному сопротивлению образцов в нормальном состоянии.

Экспериментальные данные можно описать, определив оптимальные температурные зависимости параметров порядка  $\Delta_i(T)$  из уравнений самосогласования [8] и вычислив компоненты проводимости  $\sigma'(T)$  и  $\sigma''(T)$ . Найденные зависимости  $\Delta_i(T)$  представлены на рис. 4.

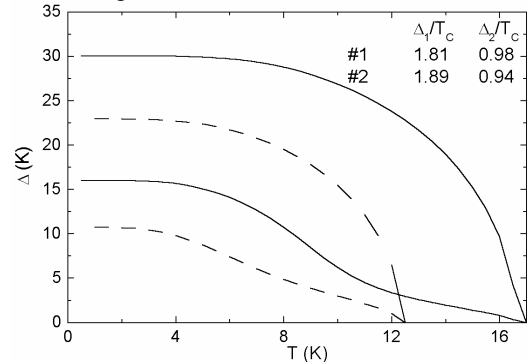


Рис. 4. Рассчитанные кривые  $\Delta_i(T)$  для образца #1 (сплошные линии) и #2 (штриховые линии).

За основу расчета температурных зависимостей компонент проводимости была взята работа [9], в которой рассматривался случай единственной энергетической зоны. Общая проводимость двух зон полагалась равной сумме проводимостей каждой из них с коэффициентами, пропорциональными концентрациям электронов в соответствующих зонах. Результаты расчета приведены на рис. 2 и 3 сплошными линиями. Видно, что экспериментальные кривые  $\sigma''(T)$  хорошо описываются теорией, в то время как кривые  $\sigma'(T)$  согласуются только качественно.

1. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka et al., Nature 410, 63 (2001).
2. J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
3. J. G. Bednorz, K. A. Müller, Z. Phys. B 64, 189 (1986).
4. B. M. Klein, L. L. Boyer, D. A. Papaconstantopoulos et al., Phys. Rev. B 64, 11 (1978).
5. V. Guritanu, W. Goldacker, F. Bouquet et al., cond-mat/0403590.
6. М. Р. Трунин, УФН 168, 931 (1998).
7. A. A. Golubov, A. Brinkman, O. V. Dolgov et al., Phys. Rev. B 66, 54524 (2002).
8. В. А. Москаленко, ФММ 8, 503 (1959); H. Suhl, B. T. Matthias, L. R. Walker, Phys. Rev. Lett. 3, 552 (1959).
9. S. B. Nam, Phys. Rev. 156, 470 (1967).