

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПРОВОДИМОСТИ СРЕДЫ, СОДЕРЖАЩЕЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ВКЛЮЧЕНИЯ

С.В.Демишев, Ю.В.Косичкин, А.Г.Ляпин*, Д.Г.Луниц, Н.Е.Случанко

*Институт общей физики РАН,
117942, Москва*

**Институт физики высоких давлений РАН,
142092, Троицк, Московская обл.*

Поступила в редакцию 11 июня 1992 г.

Используя объемные образцы аморфного антимонида галлия в качестве модельной проводящей среды, содержащей сверхпроводящие включения, исследовано критическое поведение электропроводности вблизи порога протекания по сверхпроводящей фазе. Найдено, что критический индекс $q = 1$, что может служить экспериментальным подтверждением теории Шкловского-Эфроса. В узкой окрестности порога протекания обнаружены отклонения от степенного закона, обусловленные, по-видимому, влиянием слабых связей между включениями.

1. Среди задач трехмерной ($d = 3$) теории протекания наиболее изученной как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения является задача о проводимости среды σ , содержащей диэлектрические ($\sigma = 0$) включения^{1,2}. Если n – объемная доля включений, то в критической области

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - \frac{n}{n_c}\right)^t \equiv \sigma_0 \tau^t, \quad (1)$$

где $\sigma_0 \sim \sigma(n = 0)$, n_c – порог протекания (в трехмерном случае $n_c \approx 0,17$ ¹). Аналогичная задача для проводящей среды, содержащей сверхпроводящие включения, исследована существенно менее полно. Предполагается¹⁻⁴, что при $n \rightarrow n_c$ проводимость обращается в бесконечность по закону

$$\sigma = \sigma_0 \tau^{-q}, \quad (2)$$

причем в трехмерном случае $q \neq t$. С теоретической точки зрения для нахождения критического индекса t в случае $d = 3$ достаточно знать критический индекс радиуса корреляции бесконечного кластера $\nu : t = 2\nu \approx 1,7$, в то время как в выражение для q входит дополнительный независимый индекс^{1,3,4}. В основополагающей работе Эфроса и Шкловского¹ на основании численных расчетов предполагается, что $q = 1$. Позднее Конильо и Стенли³, исходя из альтернативной концепции "неэкранированного периметра" сверхпроводящего кластера предположили формулу

$$q = \nu(1 - (d - d_f)/2) \equiv \nu(d_f/2 - 0,5), \quad (3)$$

где d_f – фрактальная размерность сверхпроводящей подсетки ($d_f \leq 3$). Используя значения $d_f \approx 2,54$ для перколяционного кластера и $\nu = 0,88$ ⁵, находим $q = 0,68$.

Насколько нам известно, в настоящее время отсутствует информация о величине q в реальных объектах и выбор наиболее адекватной модели (1 или 3) существенно затруднен. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование этого вопроса.

2. В качестве объекта исследования были выбраны объемные образцы аморфного антимонида галлия α -GaSb, синтезируемые закалкой в условиях высокого давления. Ранее мы показали ⁶, что при определенных условиях (температура и давление синтеза) в объеме образцов α -GaSb возникают включения нестехиометрической аморфной фазы Ga_xSb_{1-x} с $x > 0,5$, обладающие сверхпроводимостью. Характерный размер таких включений составляет $\sim 250\text{\AA}$ ⁶, а дисперсия x приводит к дисперсии критической температуры T_c . В результате сверхпроводящий переход у α -GaSb сильно растянут (рис.1): вначале при $T = T_m \sim 7\text{K}$ обращается в нуль сопротивление включений с максимальной критической температурой $T = T_c$, а при $T = T_p \sim 1,8\text{K}$ из сверхпроводящих областей образуется бесконечный кластер и достигается состояние $\rho = \sigma^{-1} = 0$. Таким образом, в случае α -GaSb температура оказывается удобным параметром, позволяющим плавно изменять долю сверхпроводящей фазы n в образцах, и аморфный антимонид галлия можно использовать в качестве модельного объекта для исследования протекания по сверхпроводящим включениям.

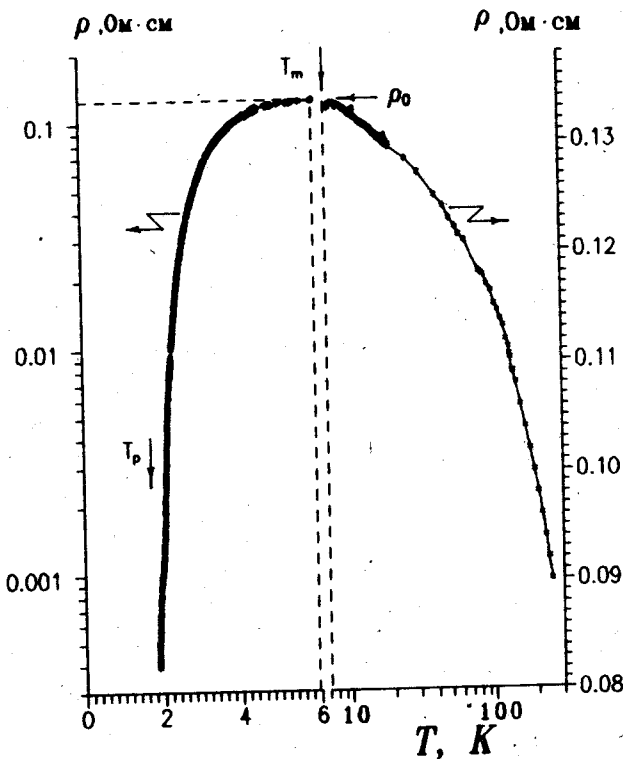


Рис.1. Температурная зависимость удельного сопротивления и сверхпроводящий переход у образцов α -GaSb. Измерительный ток $I = 0,5\text{mA}$

Зададим зависимость $n(T)$ в виде

$$n(T) = \int_T^{T_m} \phi(T_c) dT_c, \quad (4)$$

где $\phi(T_c)$ — функция распределения кластеров по T_c . Из (2) и (4) находим для удельного сопротивления $\rho(T) = \sigma^{-1}$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} = q \frac{\phi(T_c)}{n_c} c \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1/q} \quad (5)$$

Здесь $\rho_0 = \sigma_0^{-1} \sim \rho(T \geq T_m)$ – сопротивление среды в отсутствие включений (рис.1). В результате, если функция $\phi(T)$ не имеет резких особенностей (на что указывает плавный ход кривой $\rho(T)$ при $T < T_m$), перестраивая экспериментальные данные в координатах $\ln(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}) = f(\ln \rho)$, по наклону линейного участка можно найти индекс q . Данная методика имеет то преимущество, что для определения q не требуется знания величины порога протекания и величины n , точное определение которых, как правило, экспериментально затруднено. Однако применение численного дифференцирования предполагает высокую точность измерений $\rho(T)$ (в том числе в окрестности $\rho \approx 0$), что, в нашем случае, обеспечивалось применением специальной автоматизированной системы сбора данных оригинальной конструкции.

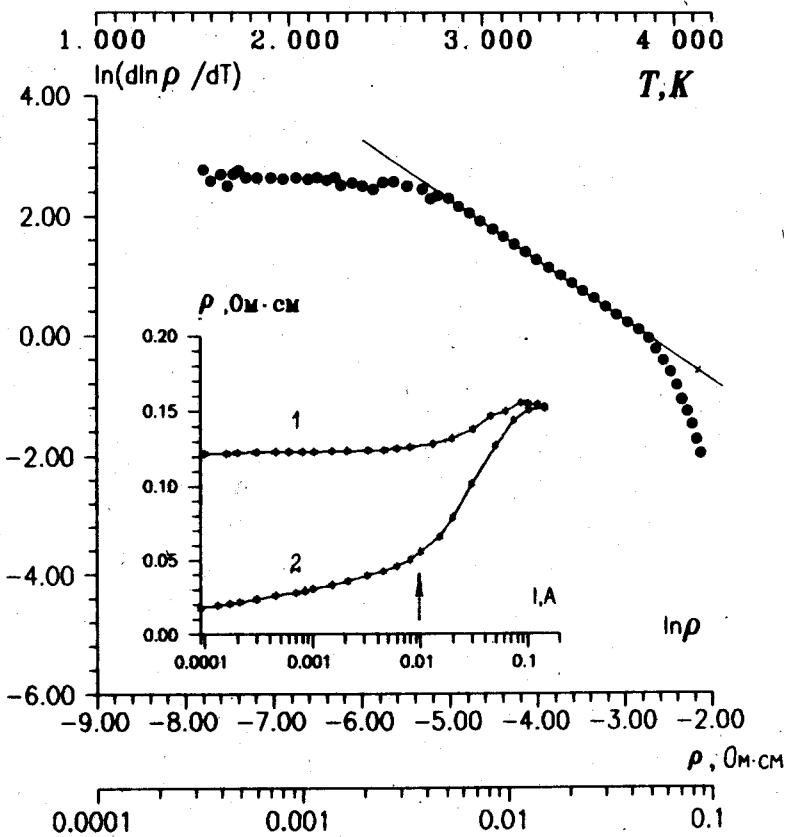


Рис.2. Кривая $\rho(T)$ в области $T < T_m$, перестроенная в специальных координатах (см. текст) для определения критического индекса q . На вставке приведена токовая зависимость удельного сопротивления для $T = 4,2 \text{ K}$ (1) и $T = 2,5 \text{ K}$ (2). Стрелкой отмечена характерная величина тока, разделяющая область, где доминирует токовое разрушение слабых связей между включениями и область разрушения сверхпроводимости включений

3. Экспериментальная зависимость $\rho(T)$ для $T < T_m$ в координатах $\ln(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}) = f(\ln \rho)$ показана на рис.2. Обращает на себя внимание существование

протяженного линейного участка для $\rho \leq 6 \cdot 10^{-2}$ Ом·см, отвечающего асимптотике (2). При этом величина q оказалась равной $q = 1 \pm 0,01$, что согласуется с гипотезой Эфроса-Шкловского¹ и противоречит модели Конильо-Стенли³. Действительно, для экспериментальной величины $q = 1$ из формулы (3) следует, что $d_f \approx 3,27 > d = 3$ и фрактальная размерность заметно превышает размерность пространства. Такая возможность представляется нам весьма маловероятной.

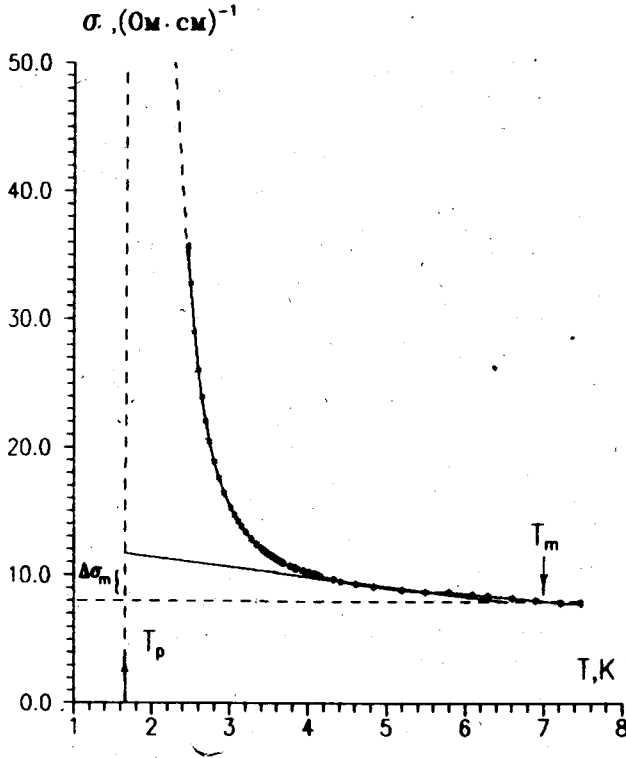


Рис.3. Линейная асимптотика проводимости в пределе малой концентрации сверхпроводящих включений и выход кривой $\sigma(T)$ на критическое поведение, дающееся формулой (2) ($I = 0,5$ мА)

Как следует из рис.2, при дальнейшем понижении температуры $T \rightarrow T_p$, справедливость соотношения (2) нарушается. В области $\rho < 4,5 \cdot 10^{-3}$ Ом·см значения $\ln(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T})$ выходят на насыщение, что указывает на иной тип зависимости, характерный для данного диапазона. Это обстоятельство, по нашему мнению, может быть обусловлено влиянием слабых связей между сверхпроводящими включениями. Как мы показали ранее⁶, существование таких связей подтверждается измерениями токовых зависимостей $\rho(I)$ для $T \sim T_p \sim 2$ К (см. вставку на рис.2). Видно, что в окрестности T_p , наряду с участком резкого роста $\rho(I)$ при $I > 10^{-2}$ А, отвечающего джоулеву разогреву среды и токовому разрушению сверхпроводимости⁶, наблюдается область плавного увеличения ρ ($I < 10^{-2}$ А), не связанная с указанными причинами, а обусловленная разрушением слабых связей током. При этом, как видно из вставки на рис.2, влияние слабых связей увеличивается при понижении температуры. Поэтому в области $\rho < 4,5 \cdot 10^{-3}$ Ом·см ($T < 2,8$ К) естественно ожидать, что степенная

зависимость (2) будет сменяться более сильной, например, экспоненциальной вида $\rho \sim \rho_0 \exp(-\alpha n)$. Легко видеть, что в этом случае $\ln(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}) \sim \ln \alpha \phi(T)$, и для слабо меняющейся $\phi(T)$ $\ln(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}) \approx \text{const}$ (что и наблюдается экспериментально). Отметим, что влияние слабых связей не учитывается при выводе формулы (2) ^{1,3,4}.

Рассмотрим теперь область $\rho < 6 \cdot 10^{-2}$ Ом-см ($T \sim 4$ К), где концентрация включений невелика и согласно ⁷ проводимость среды дается формулой

$$\sigma = \sigma_0(1 + 3\beta n), \quad (6)$$

где β – геометрический фактор, зависящий от формы включений ⁷. Из (6) следует, что для $\phi(T) \approx \text{const}$ при $T \rightarrow T_m \sigma(T)$ будет иметь линейную асимптотику (рис.3), в общем случае отличающуюся от формулы (2) при $n \rightarrow 0$. Экстраполируя линейный участок $\sigma(T)$ (рис.3) к значению $T \rightarrow T_p$ определим $\Delta\sigma_m = 3\beta\sigma_0 n_c$. Из данных рис.3 следует, что у *a*-GaSb $\Delta\sigma_m/\sigma_0 \sim 0,6$. Полученная величина оказывается весьма близкой к теоретической для сверхпроводящих включений сферической формы ($\beta = 1$, $n_c = 0,17$), для которых $\Delta\sigma_m/\sigma_0 \sim 0,51$.

Таким образом, мы показали, что проводимость реальной системы со сверхпроводящими включениями может быть описана существующими теориями ^{1,7} для неоднородных сред, за исключением узкой окрестности порога протекания, где, по-видимому, существенными оказываются эффекты слабой сверхпроводимости. При этом критическая область наиболее адекватно описывается в модели Эфроса-Шкловского ¹.

-
1. A.L.Efros, V.I.Shklovskii, Phys. Stat. Sol. (b) 76, 475 (1976).
 2. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, Электронные свойства легированных полупроводников, М.: Наука, 1979.
 3. A.Coniglio, H.E.Stanley, Phys. Rev. Lett. 52, 1086 (1984).
 4. Х.Стэнли, Фрактальные поверхности и модель "термита" для двухкомпонентных случайных материалов (в кн.: Фракталы в физике), 1988, М.: Наука, с.463.
 5. И.М.Соколов, УФН 150, 221 (1986).
 6. С.В.Демишев, Ю.В.Косичкин, Д.Г.Луниц и др., ЖЭТФ 100, 273 (1991).
 7. Б.Я.Балагуров, ЖТФ 52, 850 (1982).