

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ХОЛОДНООСАЖДЕННЫХ ПЛЕНКАХ РТУТИ

Е.Г.Астрахарчик

Исследовано появление сверхпроводимости при увеличении толщины в тонких пленках ртути с сопротивлением $R \sim 1 \text{ МОм}/\square$. Показано, что сверхпроводимость наблюдается в пленках, активационная энергия которых ϵ меньше сверхпроводящей щели $\Delta(T)$, причем значение $\Delta(0)$ постоянно в широкой области толщин.

В работе ¹ были впервые обнаружены и исследованы аномальные свойства тонких холодноосажденных пленок ртути. Наиболее интересной особенностью является необычно большая толщина появления проводимости – 60 \AA . Это означает, что сплошная, статистически однородная по толщине пленка ртути является диэлектриком при толщинах, меньших 20 атомных слоев. (На однородность пленки указывает, например, ее поведение при отжиге. См. обсуждение этого вопроса в работе ¹). Для сравнения укажем, что в пленках Cs и Rb, изготовленных по аналогичной методике ², проводимость появляется уже в пленке со средней толщиной $\sim 0,7$ атомного слоя.

Другая аномалия ртутных пленок состоит в том, что по данным работы ¹ (пунктирная линия на рис. 1) переход к металлической проводимости происходит при сопротивлении $\sim 1 \text{ МОм}/\square$, что плохо согласуется с предсказаниями локализационных теорий.

К сожалению, измерения температурных зависимостей сопротивления в работе ¹ были выполнены при напряжении на пленке 1,5 В, то есть в существенно нелинейной области вольт-амперных характеристик. Если в пленках Cs и Rb зависимости сопротивления от температуры для всех пленок с $R > 10^5$ Ом/□ с хорошей точностью следуют закону

$$R(T) = R_0 \exp(\epsilon / kT), \quad (1)$$

где ϵ — активационная энергия, характеризующая данную пленку, а $R_0 = 10^5$ Ом/□ и не зависит от толщины, то в работе (1) для каждой пленки приходилось подбирать свое значение $R_0(\epsilon)$.

В настоящей работе произведены измерения $R(T)$ при предельно малых измерительных напряжениях (1 — 10 мВ). Было также произведено более подробное исследование вольт-амперных характеристик пленок при различных температурах и напряжении до 1,5 В. Методика изготовления пленок в целом аналогична разработанной в работе ¹. Пленки имели форму прямоугольника длиной 1,9 мм и шириной 0,55 мм. Все значения сопротивления, приведенные ниже, пересчитаны на квадратную геометрию.

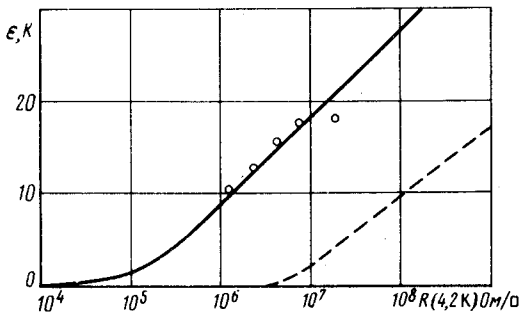


Рис. 1. Зависимость энергии активации от сопротивления пленки при 4,2К. Сплошная линия — Cs и Rb по данным ², пунктир — ртуть по данным ¹. Точки — ртуть при малых измерительных напряжениях.

Результаты измерений в области сопротивлений $R(4,2\text{К}) = 1 \div 10$ МОм представлены на рис. 1. В этой области зависимости $R(T)$ в пределе малых напряжений следуют формуле (1) с $R_0 = 10^5$ Ом, как и в случае Cs и Rb. Таким образом, зависимость $R(\epsilon)$ хорошо объясняется теорией и близка к результатам, полученным на других металлах. Зависимость сопротивления от напряженности приложенного электрического поля E при температурах $T \geq 4,2\text{К}$ хорошо описывается законом Френкеля — Пула

$$R(E) = R_0 \exp[(\epsilon - eEL)/kT], \quad (2)$$

где характерная длина L составляет около 10^{-5} см. При уменьшении температуры ниже 4,05К зависимость (2) соблюдается только при малых значениях E , причем характерная длина L зависит от температуры (рис. 2).

В более толстых пленках с сопротивлениями $R(4,2\text{К}) = 0,5 \div 1$ МОм температурная зависимость сопротивления заметно отклонялась от активационной формулы (1) при температурах ниже 4,05К. Степень отклонения, связанного, по-видимому, с возникновением сверхпроводимости, в некоторой части пленки, существенно различна при разных напряжениях на пленке. На рис. 3 приведены зависимости $R(T)$ для пленки с $R(4,2\text{К}) = 0,53$ МОм при измерительных напряжениях от 10 мВ до 2,5 В. Видно, что эти зависимости имеют активационный характер только в пределе малых напряжений и выглядят скорее как сверхпроводящий переход с остаточным сопротивлением при больших напряжениях. Величина такого остаточного сопротивления зависит как от приложенного напряжения, так и от толщины пленки и может составлять лишь несколько процентов.

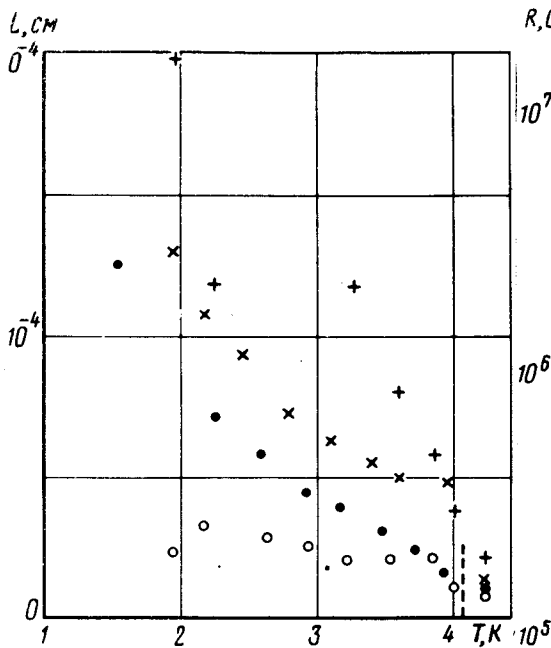


Рис. 2. Зависимость характерной длины L от температуры для пленок с различными значениями энергии активации: $+ - \epsilon = 12,8\text{K}$; $\times - \epsilon = 15,7\text{K}$; $\bullet - \epsilon = 17,8\text{K}$; $\circ - \epsilon = 18,2\text{K}$. Значения сопротивления для этих пленок приведены на рис. 1

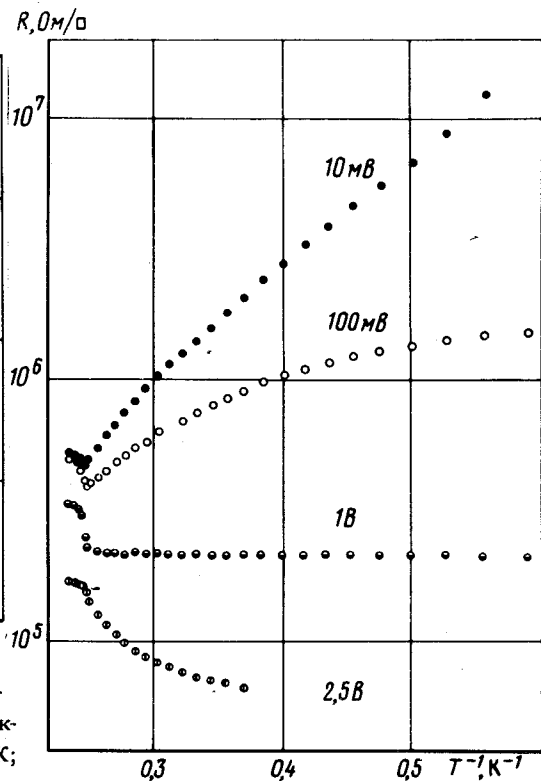


Рис. 3. Зависимости сопротивления пленки с $R(4,2\text{K}) = 0,53 \text{ МОм}$ при разных измерительных напряжениях

При дальнейшем увеличении толщины характер поведения пленок при малых измерительных напряжениях и температуре $T \leq 4,05\text{K}$ резко меняется. Пленки с $R(4,2\text{K}) \leq 0,5 \text{ МОм}$ являются хорошими сверхпроводниками с резким переходом и без какого-либо остаточного сопротивления во всем исследованном интервале измерительных напряжений. Так, пленка с $R(4,2\text{K}) = 0,49 \text{ МОм}$ при поданном на нее постоянном напряжении 1 мВ уменьшила свое сопротивление в 10^6 раз при охлаждении до $2,2\text{K}$. Критическая температура сверхпроводимости слабо зависит от толщины и при уменьшении сопротивления пленок $R(4,2\text{K})$ от $0,5 \text{ МОм}$ до 10 Ом меняется от $4,05\text{K}$ до $4,07\text{K}$.

В этой области толщин наиболее интересным представляется поведение пленок с $R(4,2\text{K}) = 0,1 \div 0,5 \text{ МОм}$. Они имеют нелинейные вольтамперные характеристики, подчиняющиеся закону Френкеля — Пула (2) и активационную зависимость $R(T)$ при $T \geq 4,2\text{K}$ и вместе с тем обладают нулевым сопротивлением при малых температурах. Таким образом, сверхпроводимость может существовать в системе, в которой электроны при $T > T_c$ локализованы настолько, что выполняется активационный закон зависимости сопротивления от температуры.

В настоящее время остаются непонятными как причины аномально большой толщины начала проводимости в пленках ртути, так и конкретные механизмы проводимости в локализованной области сопротивлений. Неясно также происхождение большой величины $L \sim 1000 \text{ \AA}$ в законе Френкеля — Пула. Особенности же поведения пленок в "полупроводниковой" области толщин $0,5 \div 10 \text{ МОм}$, изображенные на рис. 2 и 3, могут быть объяснены, если считать, что сверхпроводимость может существовать в локализованной пленке с энергией активации ϵ , меньшей некоторого критического значения, которое по порядку величины сравнимо со сверхпроводящей щелью Δ .

По зависимости $R(T)$ при малых напряжениях (10 мВ на рис. 3) видно, что пленка обладает некоторой неоднородностью состава. Часть пленки при уменьшении температуры ниже критической испытывает сверхпроводящий переход, в то время, как остальная пленка остается в резистивном состоянии. Если на такую пленку подать напряжение, то из-за нелинейности вольтамперных характеристик сопротивление пленки уменьшится, причем уменьшение будет существенно разным при $T > T_c$ и при $T < T_c$. В самом деле, если при $T > T_c$, приложенное напряжение равномерно распределится по пленке, то в пленке большая часть которой перешла в сверхпроводящее состояние, все напряжение ляжет на нормальную часть. Поскольку по формуле (2) сопротивление экспоненциально зависит от приложенного напряжения, то и падение сопротивления в последнем случае будет гораздо большим.

Аналогичным образом может быть качественно объяснена зависимость эффективной длины L от температуры. Рост L с уменьшением температуры (рис. 2), по-видимому, вызван тем, что с понижением температуры и ростом сверхпроводящей щели $\Delta(T)$ все большие участки пленки "закорачиваются" сверхпроводимостью.

Наблюдаемые в пленке неоднородности связаны с аномально резкой зависимостью сопротивления и других параметров ртути от толщины. Хотя исследованные в этой работе пленки однородны на всем размере образца с точностью 0,01%, нельзя устранить мелкие, статистические неоднородности пленки по толщине. Возможно также, что неоднородности являются свойством модели, предложенной для описания, а не самой пленки.

Автор выражает искреннюю благодарность А.И.Шальникову за постановку задачи и повседневную заботу и А.И.Ларкину и Д.И.Хмельницкому за полезные дискуссии.

Литература

1. Цымбаленко В.Л., Шальников А.И. ЖЭТФ, 1973, 65, 2086.
2. Астрахарчик Е.Г., Шальников А.И. ЖЭТФ, 1977, 72, 1607.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 февраля 1982 г.