

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ С ПЕРЕМЕННОЙ ДЛИНОЙ ПРЫЖКА

Е.М.Гершензон, Ю.А.Гурвич, А.П.Мельников, Л.Н.Шестаков

Обнаружена проводимость с переменной длиной прыжка в Si с компенсацией $K \approx \approx 10^{-3} - 10^{-5}$ в диапазоне температур, где согласно общепринятым представлениям должно наблюдаться насыщение ϵ_3 -проводимости.

Экспериментально изучалась статическая проводимость большей серии образцов Si : В и Si : P с концентрацией основной примеси N от $1,6 \cdot 10^{16}$ до $1,2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ ($N \ll N_m$, N_m – концентрация, соответствующая переходу металл-полупроводник). Измерялась зависимость равновесной проводимости образца от температуры $\sigma(T)$ ($T = 4,2 - 18$ К) и магнитного поля H ($H = 0 - 30$ кЭ). Ниже приводятся результаты для трех образцов. При $T < 15$ К проводимость их является прыжковой. Значения компенсации K столь малы ($K \approx 10^{-5} - 10^{-3}$), что можно, казалось бы, ожидать, что теория прыжковой проводимости (ПП) для малых K^{-1} должна достаточно хорошо описывать наши результаты не только качественно, но и количественно.

Согласно этой теории при очень низких T должна иметь место проводимость с переменной длиной прыжка (ППДП) ($\ln \sigma = \text{const} - (T_0/T)^{1/4}$); при промежуточных T – проводимость с постоянной энергией активации $\epsilon_3 = 0,61\epsilon_D(1 - 0,29K^{1/4})$ – ϵ_3 -проводимость ($\epsilon_D = e^2/kr_D$, $r_D = 0,62N^{-1/3}$ – среднее расстояние между атомами основной примеси); при высоких $T - T > T_s$, где $T_s = K^{-1}\epsilon_3(\ln K^{-1})^{-1}$ – насыщение проводимости ϵ_3 .

Именно так обстоит дело в случае образцов 2 и 3 (рис. 1а). Наши измерения соответствуют области промежуточных и высоких T . Расчетные значения ϵ_3 для этих образцов вполне удовлетворительно согласуются со значениями, найденными из измерений.

Вопреки ожиданиям, зависимость $\sigma(T)$ для образца 1 не имеет участка с постоянной энергией активации и не проявляет признаков насыщения (рис. 1а). Оказалось, что эта зависимость хорошо спрямляется в координатах $\ln \sigma = f(T^{-1/4})$ (см. рис. 1б, кривая 1).

Обратим внимание на то, что образец 1 обладает наименьшими N и K . Зависимость $\ln \sigma \sim T^{-1/4}$ при $T > T_s$ наблюдается при достаточно малых N и $K < 10^{-3}$ на множестве образцов Si – n- и p-типа с различными примесями, и, по-видимому, является их общим свойством. Будем называть это свойство "высокотемпературной ППДП". Оказалось далее, что с ростом K при $N \sim \text{const}$, или с ростом N при $K \sim \text{const}$ ППДП сменяется ϵ_3 -проводимостью. Для иллюстрации последнего обстоятельства мы выбрали образцы так, чтобы первый и второй более существенно отличались по K , чем по N , а первый и третий – наоборот.

Таким образом, существует некоторая кривая $f(N, K) = 0$, разделяющая первый квадрант плоскости N, K на две области: область, прилегающую к началу координат и соответствующую высокотемпературной ППДП, и область внешнюю, отвечающую ϵ_3 -проводимости ($N \ll N_m$).

В стандартной теории ПП в кристаллических полупроводниках считается, что примесная зона формируется за счет флюктуаций потенциала, обусловленных заряженными центрами, имеющимися при $K \neq 0$. При малых K и $T = 0$ ширина такой "классической" зоны $\Delta_{\text{кл}}(T = 0)$ определяется величиной крупномасштабных флюктуаций $\gamma^{-1}\Delta_{\text{кл}}(T = 0) = \gamma = 0,26\epsilon_D K^{1/4}$. С ростом T $\Delta_{\text{кл}}$ уменьшается за счет усиления экранирования при увеличении числа свободных вакансий.

С другой стороны, в отсутствие компенсации ширина зоны обусловлена квантовым расщеплением уровней резонансной пары центров, находящихся на расстоянии $r < r_D$. Для

короткодействующих центров при больших r_D ширина Δ_{KB} определяется энергетическим интегралом перекрытия I (модель Лифшица²). Для кулоновских центров это дает $\Delta_{\text{KB}} = I = (2/3)(e^2/\kappa a)(r_D/a)\exp(-r_D/a)$. Для наших образцов $\Delta_{\text{KB}} \approx \Delta_{\text{кл}}(T=0)$.

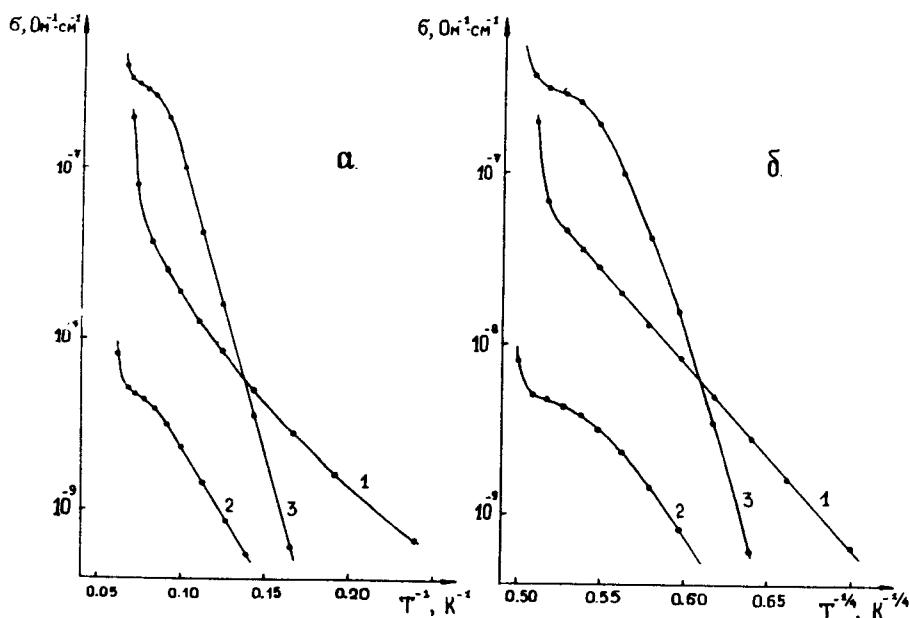


Рис. 1. Зависимости $\lg\sigma = f(T^{-1})$ (а) и $\lg\sigma = f(T^{-1/4})$ (б) для образцов Si : B: 1 – $N = 4,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $K = 6,7 \cdot 10^{-4}$; 2 – $N = 5,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $K = 10^{-2}$; 3 – $N = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $K = 2,8 \cdot 10^{-4}$

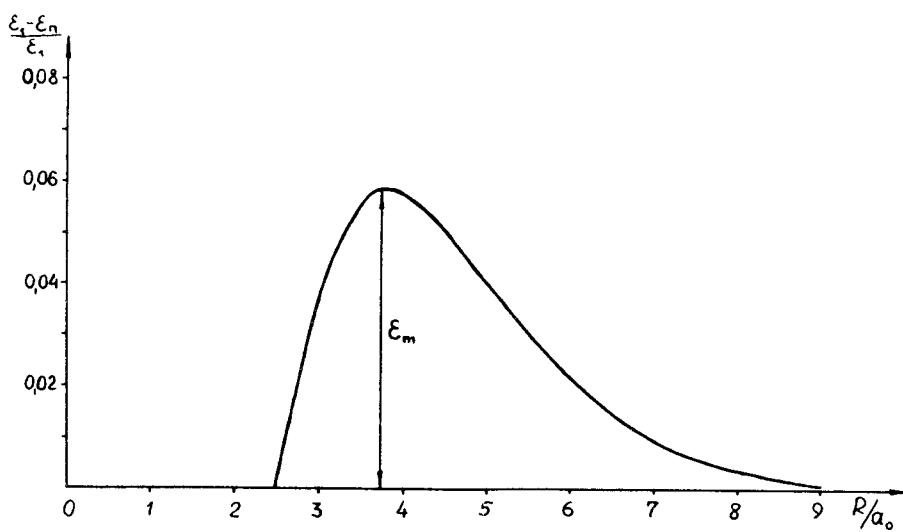


Рис. 2. Энергия однократной ионизации молекулы H₂ как функция R/a_0

Мы полагаем, что обнаруженная нами высокотемпературная ППДП связана с возникновением квантовой структуры примесной зоны при очень малых K . Эта структура, как и в модели Лифшица, определяется спектром возбуждений резонансной пары центров, сближенных на расстояние $r < r_D$. Однако, вид этого спектра существенно отличается от того, какой был бы в случае короткодействующих центров. Поэтому структура примесной зоны,

образованной водородоподобными атомами при очень малых K , требует специального изучения.

Мы не можем сейчас дать последовательное объяснение высокотемпературной ППДП. Укажем только на одно важное, на наш взгляд, обстоятельство. Близкая резонансная пара водородоподобных центров представляет собой аналог молекулы водорода H_2 . Энергия однократной ионизации молекулы $H_2\epsilon_{\pi}(r)$ немонотонно зависит от расстояния R между протонами. При некотором значении $r = r_m \approx 4a_0$ величина $\epsilon(r) = \epsilon_1 - \epsilon_{\pi}(r)$ имеет максимум (ϵ_1 — Ридберг): $\epsilon(r_m) = \epsilon_1 - \epsilon_{\pi}(r_m)$. Зависимость $\epsilon(r)$, полученная на основе данных, приведенных в³, показана на рис. 2. Энергия ϵ_m составляет $0,05 - 0,06 \epsilon_1$.

Если эти результаты перенести на мелкие примеси в Si : В или Si : P, то окажется, что величина ϵ_m несколько меньше расчетного значения энергии ϵ_3 в наших образцах. Таким образом, непосредственно под энергией Ферми имеется некоторая плотность состояний $g_{\pi}[\epsilon(r)] = 2\pi N^2 r^2 (dr/d\epsilon)$ возбуждений, отвечающих распаду молекулы H_2 на ион H_2^+ и свободный электрон. Поскольку при $r \rightarrow r_m$ производная $dr/d\epsilon \rightarrow \infty$, плотность состояний $g_{\pi}(\epsilon_m)$ может быть значительной.

Ясно, что существование заметной плотности состояний вблизи энергии Ферми должно способствовать возникновению ППДП. Далее, близость энергии ϵ_m к ϵ_3 означает, что амплитуда рассеяния тунNELирующего электрона с энергией $\approx \epsilon_m$ на паре с $r \approx r_m$ становится большой. Поскольку концентрация таких пар значительна ($\approx 0,05 N$ в наших образцах), это рассеяние может существенно увеличить радиус локализации электрона, определяющий амплитуду волновой функции на больших расстояниях от центра локализации⁴. Это также должно стимулировать ППДП. В пользу значительного радиуса локализации говорит и аномально большое положительное магнетосопротивление, обнаруженное нами в образцах с высокотемпературной ППДП.

Очевидно, что с увеличением K или N высокотемпературная ППДП должна исчезать. Рост K приводит к усилению флуктуаций потенциала, в силу чего пары перестают быть резонансными. С ростом N увеличивается зазор между ϵ_3 и ϵ_m , что ослабляет рассеяние тунNELирующего электрона и уменьшает радиус локализации.

Заметим, что наличие значительной плотности состояний при $\epsilon \approx \epsilon_m$ может оказаться и на положении энергии Ферми в полупроводниках с малыми K .

Авторы выражают признательность А.Г.Аронову за полезные дискуссии и ряд ценных замечаний.

Литература

1. Щиковский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
2. Либшиц И.М. УФН, 1964, 83, 618.
3. Слэтер Дж. Электронная структура молекул. М.: Мир, 1965.
4. Спивак Б.З. и др. ФТП, 1985, 19, 799.

Московский государственный педагогический институт
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
17 января 1989 г.