

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ОБЛАСТИ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ В КРЕМНИИ

Д.И.Аладашвили, З.А.Адамия, К.Г.Лавдовский,
Е.И.Левин, Б.И.Шкловский

Обнаружено отрицательное дифференциальное сопротивление (ОДС) в области прыжковой проводимости в слабо компенсированном p -Si. Основные черты явления согласуются с представлениями о захвате электронов на "мертвые концы" бесконечного кластера акцепторов, ответственного за омический прыжковый транспорт.

В работе ¹ было предсказано экспоненциальное уменьшение прыжковой проводимости с ростом электрического поля E , которое должно приводить к ОДС. В ¹ рассматривалась ситуация, когда заданное малое число электронов движется прыжковым образом по случайно расположенным нейтральным примесям, разброс энергий которых не сильно превышает температуру T . Такая ситуация возникает в области насыщения прыжковой проводимости, например, в исследованном нами очень слабо компенсированном кремнии p -типа. Известно, что в нем при достаточно низких T , в области так называемой ϵ_3 -проводимости, электроны в основном локализованы на тех редких акцепторах, которые очень близки к ионизованным донорам, а концентрация электронов n , активированных на типичные акцепторы и осуществляющих по ним прыжковый транспорт, экспоненциально мала. Однако с повышением температуры почти все электроны отрываются от доноров, и зависимость $n(T)$ ослабляется, т.е. возникает область насыщения прыжковой проводимости ². В этой области применимы идеи ¹, однако, полученные в ¹ формулы относятся к таким сильным полям, в которых в исследованных нами образцах наступает примесный пробой. Ниже мы поясним происхождение ОДС в области более умеренных полей.

Известно ², что омический прыжковый транспорт определяется бесконечным кластером (БК) из акцепторов, расстояния между которыми не превышают $r_c + a/2$, где $r_c = 0,87 R$ – перколяционный радиус, $R = N_A^{-1/3}$, N_A – концентрация акцепторов, a – радиус локализации акцептора. Корреляционная длина БК (характерный период его сетки) равна

$$L_0 = \frac{1}{3} (2r_c / a)^\nu R, \tag{1}$$

где $\nu = 0,88$ критический индекс. Такую же длину имеют самые длинные из неэкспоненциально редких мертвых концов БК (см. 1 и 2 на рис. 1). При $eEL_0 \ll kT$ справедлив закон

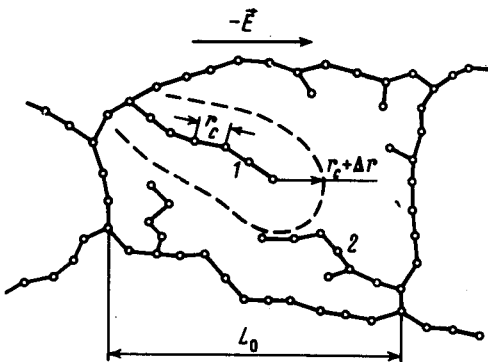


Рис. 1. Фрагмент бесконечного кластера, ответственного за прыжковую проводимость. Штриховой линией показана граница области, создающей "изоляцию" вокруг мертвого конца l

Она, поскольку электрон, оказавшись в мертвом конце, свободно его покидает. При $eEL_0 \gg kT$ вероятность выйти из мертвого конца типа 1 влево оказывается в $\exp(eEL_0/kT)$ раз меньше вероятности входа. Предположим, что выход из такого мертвого конца направо мо-

жет происходить только за счет прыжка с длиной на $\Delta r \gg a$, превышающей r_c . Тогда такой мертвый конец является ловушкой для электрона. Покинув одну ловушку, он попадает в другую и т. д. Таким образом, при $eEL_0 \gg kT$ большая и возрастающая с полем часть электронов все время находится на ловушках. Поэтому проводимость падает с ростом поля. Для вычисления проводимости следует вычислить вероятность $W(x)$ возникновения ловушки с длиной x вдоль поля, имеющей такую "изоляция" Δr , чтобы времена выхода направо и налево были одинаковы, т. е. $2\Delta r/a = eEx/kT$. Нетрудно показать, что $w(x) = \exp[-(x/L_0) \times (eEx/2kT)^\nu]$. Вклад от ловушек длины x в среднее время задержки электрона $\bar{\tau}$

$$\tau(x) = \tau_0 W(x) \exp(eEx/kT) \quad (2)$$

имеет острый экстремум по x . Вычисляя (2) в точке максимума $x = x_m$ и учитывая, что $\sigma(E) \propto \bar{\tau}^{-1}$, получаем:

$$\sigma(E) = \sigma(0) \exp[-(\beta eEL_0/kT)^{1/\nu}] \approx \sigma(0) \exp[-eEL_0/2kT]. \quad (3)$$

(Последняя формула получается, если принять приближенно $\nu = 1$). Формула (3) с очевидностью приводит к ОДС при $E > 2kT/eL_0$. Она справедлива лишь при достаточно малой степени компенсации $K = N_D/N_A$ в не очень сильных полях E , когда существенные для формулы (3) ловушки не забиты электронами. Формула (3) работает также лишь в области насыщения прыжковой проводимости, поскольку при понижении температуры, когда состояния на близких к донорам акцепторах фиксируют на себе уровень Ферми, число электронов на скелете БК, определяющее проводимость, перестает зависеть от E . При этом с уровня Ферми дополнительно вырываются полем ровно столько же электронов, сколько захватывается на ловушках.

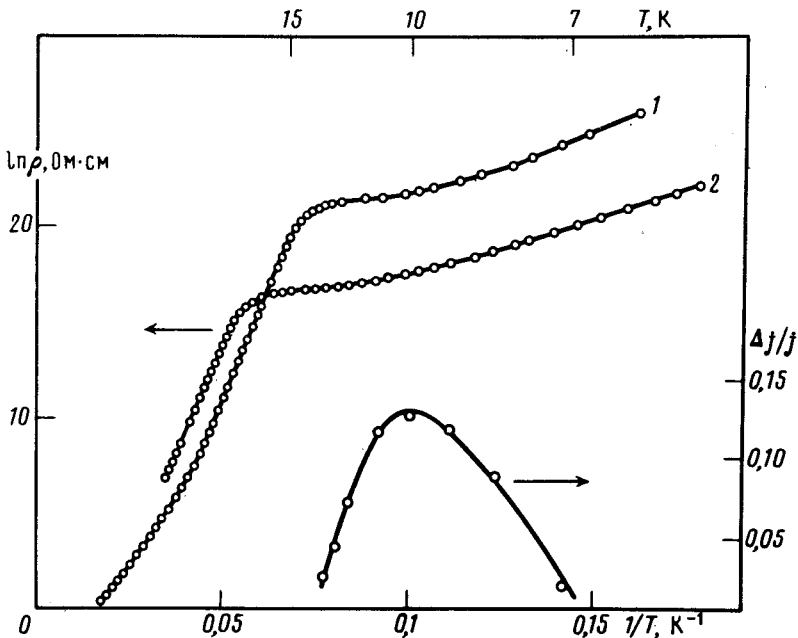


Рис. 2. Зависимости удельного сопротивления образцов 1 и 2 (левая шкала) и относительной амплитуды колебаний тока вблизи порога в образце 1 (правая шкала) от обратной температуры

Перейдем к изложению экспериментальных данных. Убывание проводимости σ с ростом E наблюдалось нами в слабо компенсированных образцах n - и p -типа кремния, легированного примесями Sb, P и В в диапазоне концентраций основной примеси $(5 \div 15) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и образце Si (Ga) с $N_A = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Начальный участок кривой $\sigma(E)$, где наблюдалось

уменьшение $\sigma(E)$ до двух раз, неплохо описывался формулой (3) с длиной $L_0 \approx 7R$. Такое же значение дает оценка (1). При дальнейшем увеличении E вплоть до примесного пробоя σ менялось слабо, что возможно объясняется эффектами забивания мертвых концов. Ранее небольшое (до 30%) уменьшение σ наблюдалось в слабо компенсированном Ge в работе ³. В тезисах ⁴ сообщалось о насыщении тока в Si(Ga) с $N_A < 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

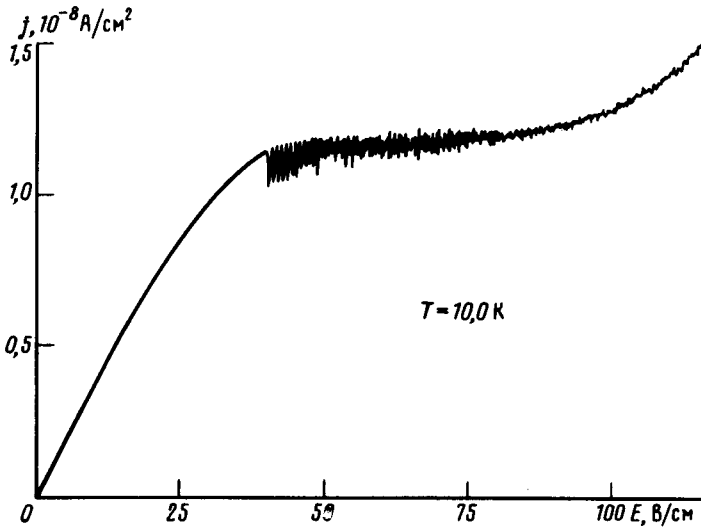


Рис. 3. Зависимость плотности тока от E при медленном увеличении E во времени для образца 1. (Полное время развертки 10 мин)

В двух образцах Si(B) ($N_{A1} = 5,9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $K_1 = 4 \cdot 10^{-5}$; $N_{A2} = 5,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $K_2 = 5 \cdot 10^{-3}$) нами наблюдалось не только уменьшение σ с ростом E , но и ОДС. Температурные зависимости их удельного сопротивления приведены на рис. 2. Прыжковая проводимость имеет место при $T < 13 \text{ K}$ в образце 1 и при $T < 17 \text{ K}$ в образце 2. На рис. 3 показана измеренная при $T = 10 \text{ K}$ зависимость плотности тока j от E при медленном увеличении E во времени для образца 1, в котором ОДС оказалось наиболее сильно выраженным. При $E < 39 \text{ В/см}$ зависимость $j(E)$ приблизительно согласуется с формулой (3). В больших полях наблюдаются осцилляции тока, свидетельствующие о возникновении неустойчивости, связанной с N -образностью локальной вольт-амперной характеристики образца. При повышении температуры осцилляции исчезают, когда происходит переход от прыжковой проводимости к зонной, а при понижении — при выходе из области насыщения. Это согласуется с развитыми выше представлениями. Зависимость амплитуды осцилляций вблизи порогового поля $\Delta j/j$ от E приведена на рис. 2. Пороговое поле возникновения колебаний практически не зависит от температуры.

Амплитуда осцилляций в образце 2 была гораздо меньше, чем в образце 1. Это естественно связать с тем, что он заметно сильнее компенсирован, что, как говорилось выше, должно приводить к забиванию ловушек электронами.

Авторы благодарны Е.М.Гершензону, Л.Б.Литвак-Горской, А.П.Мельникову за предоставление образца №1 и М.И. Дьяконову, М.С.Кагану, З.С.Качлишвили, Ш.М.Когану, М.Е.Левинштейну, Г.Е.Пикусу и А.С.Фурману за полезные обсуждения.

Литература

1. Nguyen Van Lien, B.I.Shklovskii. Sol. St. Comm., 1981, 38, 99.
2. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников, М.: Наука, 1979.
3. Забродский А.Г., Шлимак И.С. ФТП, 1977, 11, 736.
4. Baron R., Young M.H. Sol. St. Electron., 1985, 28, 204.