

НЕОМИЧЕСКАЯ ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ С ПЕРЕМЕННОЙ ДЛИНОЙ ПРЫЖКА В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ

А.Н.Ионов, М.Н.Матвеев, И.С.Шлимак, Р.Ренч¹⁾

Для кристаллического n -Si (Р) экспериментально показано, что l – параметр длины, характеризующий неомичность прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, имеет большую величину, существенно превышающую среднюю длину прыжка; с понижением температуры T величина l растет как: $l \sim T^{-n}$, где $n \approx 1$. Эти факты находятся в согласии с предсказаниями теоретической модели и численного расчета на ЭВМ¹⁰.

В вопросе о неомичности прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка нет единого теоретического подхода, а имеющийся экспериментальный материал¹⁻⁵ пока не позволяет сделать однозначный выбор между различными теориями⁶⁻⁸. Это обуславливает необходимость проведения дальнейших экспериментов, причем на таком объекте, в котором надежно установлен механизм проводимости в омической области. В качестве такого объекта были взяты образцы кристаллического кремния, легированного фосфором, без специальной компенсации, с концентрацией электронов при 300 К $2,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Результаты исследования омической проводимости на этих образцах, опубликованные ранее⁹, показали, что в области низких температур электропроводность осуществляется с помощью механизма прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка:

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T}{T_0} \right)^x \right], \quad x = 1/2. \quad (1)$$

Показатель степени $x = 1/2$ свидетельствует о существовании в спектре локализованных состояний параболической квазищели на уровне Ферми. Что касается теоретических моделей, то они рассчитывались для случая, когда плотность состояний в окрестности уровня Ферми постоянна и проводимость описывается выражением (1) с $x = 1/4$ (закон Мотта), однако основные идеи не должны, как нам представляется, зависеть от значения x .

Согласно теоретическим моделям⁶⁻⁸, в области электрических полей, превышающих порог омичности,

$$\sigma(E, T) = \sigma(0, T) \exp \left[\frac{eEl}{kT} \right] \sim \exp \left[C \frac{eEr(T)}{kT} \right], \quad (2)$$

где $r(T) = (a/2)\xi_c$ – максимальная длина прыжка при фиксированной температуре, a – радиус локализации, $\xi_c = (T_0/T)^x$ – температурный фактор в законе (1). В теоретических расчетах неомичности полагалось $x = 1/4$. Наибольшее расхождение в моделях имеется в отношении коэффициента C . Так, авторы^{6,7} полагают, что величина $C = \text{const}$ и равна, соответственно, 0,17 и 0,8, с другой стороны, в работе¹⁰ показано, что $C = C(T)$ и в интервале ξ_c от 15 до 30 $C = \alpha \xi_c$, где $\alpha = 10^2$.

Экспериментальные результаты показаны на рис. 1 и 2. Из рис. 1 видно, что в соответствии с (2) зависимости $\ln \sigma(E)$ от E/T хорошо описываются прямыми линиями, наклон которых позволяет определить l . Из опыта следует, что $l \gg r(T)$. В исследованном диапазоне температур $r(T)$ имеет значения $\approx 130 \div 250 \text{ \AA}$, в то время как $l \approx 1500 \div 4500 \text{ \AA}$, причем с понижением температуры l растет по закону $l \sim T^{-n}$, где $n = 0,9 \pm 0,2$ (рис. 2). (Близкие к единице значения n наблюдались также в¹¹ при исследовании неомической прыжковой проводимости в аморфных пленках Ge – Cu). Этот результат противоречит предсказаниям^{6,7} и соответствует модели¹⁰. В самом деле, если $C = \text{const}$, то $l(T) \sim (a/2)\xi_c \sim T^{-x}$,

¹⁾ Центральный институт электронной физики АН ГДР, Берлин.

где $x = 1/4$ или $1/2$. В то же время, согласно ¹⁰,

$$l(T) = C(T) r(T) = \frac{a}{2} \xi_c (\alpha \xi_c) \sim T^{-2x} \quad (3)$$

Для нашего случая $x = 1/2$, следовательно $l \sim T^{-1}$, что согласуется с экспериментом. Подстановка в (3) значения $T_0 = 1000$ К и $a = 17 \text{ \AA}$ ⁹ позволила определить величину $\alpha_{1/2} = 0,5$, что на два порядка превышает теоретическое значение, рассчитанное для случая $x = 1/4$.

Авторы благодарят Б.И.Шкловского за обсуждение результатов.



Рис. 1. Зависимость проводимости одного из исследованных образцов от электрического поля при разных температурах — T , К: 1 — 4,23; 2 — 2,99; 3 — 1,99

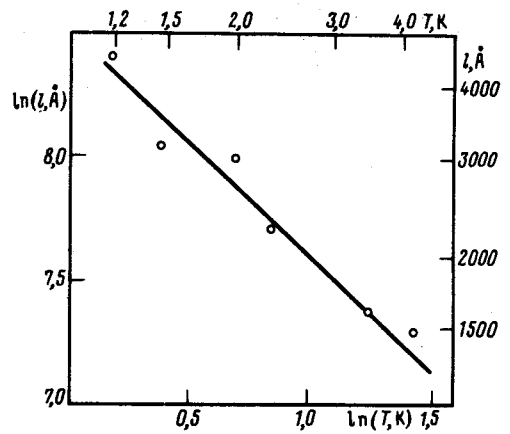


Рис. 2. Температурная зависимость параметра длины l , характеризующего неомичность прыжковой проводимости

Литература

1. Morgan M., Walley P.A. Phil. Mag., 1971, 23, 661.
2. Elliott P.S. Yoffe A.D., Davis E.A. American Inst. Phys. Conf. Proc., 1974, 20, 311.
3. Mackintosh A.J., Phillips R.T., Yoffe A.D. Physica, 1983, 117B — 118B, 1001.
4. Apsley N., Davis E.A., Troup A.P., Yoffe A.D. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1978, 11, 4983.
5. Phillips R.T., Mackintosh A.J., Yoffe A.D. J. De Physique, 1981, 42, C4-869.
6. Pollak M. Riess I. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1976, 9, 2325.
7. Hill R.M. Phil. Mag., 1971, 24, 1307.
8. Шкловский Б.И. ФТП, 1976, 10, 1440.
9. Ионов А.Н., Матвеев М.Н., Ренч Р., Шлимак И.С. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 330.
10. Левин Е.И., Шкловский Б.И. ФТП, 1984, 18, 856.
11. Алешин А.Н., Шлимак И.С. ФТП, 1987, 21, 466.