

# МЕЗОСКОПИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОПЕРЕЧНОЙ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ АМОРФНОЙ ПЛЕНКИ

*М.Э.Райх, И.М.Рузин*

Показано, что поперечная прыжковая проводимость аморфной пленки достаточно малой площади испытывает случайные колебания при изменении температуры.

Проводимость аморфных полупроводников при достаточно низких температурах определяется туннельными прыжками электронов по примесям, уровни которых расположены вблизи уровня Ферми. Температурная зависимость проводимости описывается формулой Мотта

$$\sigma = \sigma_0 e^{- (T_0/T)^{1/4}}, \quad (1)$$

где

$$T_0 = \beta'/ga^3 \quad (2)$$

$g$  – плотность примесных состояний на уровне Ферми,  $a$  – радиус локализации электрона на примеси,  $\beta' \approx 20$  – численный коэффициент<sup>1</sup>. Обычно аморфные полупроводники исследуются в виде тонких пленок. В работе<sup>2</sup> впервые была высказана идея о том, что при достаточно малой толщине пленки  $L$  ее поперечная проводимость определяется прыжками электронов по редким цепочкам примесей, соединяющим противоположные поверхности пленки. Расстояние между соседними узлами в цепочке много меньше  $(a/Tg)^{1/4}$  – типичной длины прыжка в объемном материале. Если число узлов в цепочке равно  $N$ , то ее проводимость есть

$$\sigma(N, \epsilon) = \sigma_0 e^{-u(N, \epsilon)}, \quad (3)$$

где

$$u(N, \epsilon) = \frac{2L}{Na} + \frac{\epsilon}{T}, \quad (4)$$

$$\epsilon = \frac{1}{2} \max_i \{ |\epsilon_i| + |\epsilon_{i+1}| + |\epsilon_{i+1} - \epsilon_i| \}. \quad (5)$$

Энергия  $i$ -го узла  $\epsilon_i$  отсчитывается от уровня Ферми. Основной вклад в проводимость пленки вносят оптимальные цепочки, т. е. такие, для которых произведение их проводимости  $\exp[-u(N, \epsilon)]$  на вероятность образования  $\exp[-\Omega(N, \epsilon)]$  максимально. Зависимость  $\Omega(N, \epsilon)$  имеет вид

$$\Omega = N \ln \frac{\epsilon_0}{\epsilon}, \quad (6)$$

где  $\epsilon_0 = 1/gv_0$ , а  $v_0 = (La)^{3/2}$  – объем, в который должен попасть примесный центр, чтобы стать звеном цепочки. Минимум суммы  $\Omega + u$  достигается при

$$N = \tilde{N} = \sqrt{\frac{2L}{a} / \ln\left(\frac{\epsilon_0}{T} \sqrt{\frac{a}{L}}\right)}, \quad (7)$$

$$\epsilon = \tilde{\epsilon} = \tilde{N}T. \quad (8)$$

При этом

$$\ln \sigma = -2 \sqrt{\frac{2L}{a} \ln\left(\frac{\epsilon_0}{T(L/a)^{1/2}}\right)} = -Q_0. \quad (9)$$

Отметим, что для того, чтобы предложенный в<sup>2</sup> механизм проводимости реализовался, необходимо, чтобы площадь образца  $S$  была достаточно велика, т. е. должно выполняться условие  $S > S_0 \exp[\Omega(\tilde{N}, \tilde{\epsilon})] = S_c$ , где  $S_0 \sim (L/\tilde{N})^2$  – площадь, соответствующая одной цепочке. Физический смысл этого условия в том, что в пределах площади образца должна найтись хотя бы одна оптимальная цепочка.

В настоящей работе показано, что если площадь образца достаточно мала ( $S \ll S_c$ ), то величина  $\ln \sigma$  испытывает случайные колебания при изменении температуры. Прохождение тока через образец при  $S \ll S_c$  определяется несколькими наиболее проводящими цепочками из тех, которые имеются в данном образце. При этом  $\ln \sigma$  флюкутирует от образца к образцу на величину порядка единицы. Впервые такая ситуация была рассмотрена в работе<sup>3</sup>, где изучалась прозрачность конечной системы независимых нитей с примесями. Вычислим типичное значение логарифма удельной проводимости. Введем параметр

$$\nu = \frac{\ln(S/S_0)}{\Omega(\tilde{N}, \tilde{\epsilon})} = \frac{2 \ln(S/S_0)}{Q_0}, \quad (10)$$

так что  $S \ll S_c$  соответствует  $\nu < 1$ . Параметры  $N$  и  $\epsilon$  цепочек, определяющих прохождение тока, связаны соотношением

$$\frac{\nu Q_0}{2} = \Omega(N, \epsilon) = N \ln \frac{\epsilon_0}{\epsilon}, \quad (11)$$

которое означает, что число таких цепочек в типичном образце площади  $S$  порядка единицы. Это соотношение соответствует границе заштрихованной области, показанной на рис. 1. Цепочек с параметрами  $N, \epsilon$ , лежащими вне этой области, в типичном образце не найдется. Параметры  $N_\nu$  и  $\epsilon_\nu$  наиболее проводящих цепочек находятся из условия минимума  $u(N, \epsilon)$  при дополнительном условии (11)

$$\epsilon_\nu = \tilde{\epsilon}/\nu = T\tilde{N}/\nu, \quad (12)$$

$$N_\nu = \nu \tilde{N}. \quad (13)$$

Для логарифма удельной проводимости при этом получаем

$$\ln \sigma = \ln \left[ \frac{S_0}{S} e^{-u(\epsilon_\nu, N_\nu)} \right] = -\frac{Q_0}{2} \left( \nu + \frac{1}{\nu} \right). \quad (14)$$

Фактически вклад в проводимость дают цепочки с параметрами  $N, \epsilon$ , лежащими в малой области вблизи точки  $N_\nu, \epsilon_\nu$ . (Эта область показана на рис. 1 двойной штриховкой). Характерные размеры этой области определяются из условия  $(u(N, \epsilon) - u(N_\nu, \epsilon_\nu)) \sim 1$ , что соотв. 438

ветствует

$$\Delta \epsilon = T \sqrt{\frac{Q_0}{\nu \ln(\epsilon_0/\tilde{\epsilon})}} , \quad (15)$$

$$\Delta N = \sqrt{\frac{Q_0 \nu^3}{\ln^3(\epsilon_0/\tilde{\epsilon})}} . \quad (16)$$

Заметим теперь, что величины  $\epsilon_\nu$  и  $N_\nu$  зависят от температуры. При изменении температуры область параметров цепочек, дающих вклад в проводимость, смещается вдоль кривой вместе со значениями  $\epsilon_\nu$  и  $N_\nu$ . Если температура изменяется на величину порядка

$$\tau = T \sqrt{\frac{a}{L} \ln \frac{s}{s_0}} = 2T \sqrt{\frac{\nu}{Q_0} \ln \frac{\epsilon_0}{\tilde{\epsilon}}} , \quad (17)$$

то смещенная область (пунктир на рис. 1) перестает перекрываться с исходной, так что происходит полная смена цепочек, дающих вклад в проводимость, что эквивалентно смене реализации конфигурации примесей в образце, т. е. переходу к другому образцу. Схематическая зависимость логарифма удельной проводимости образца малой площади от температуры

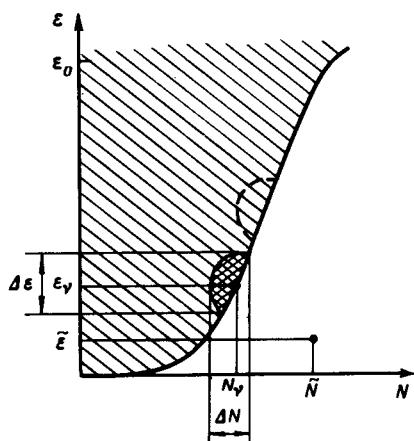


Рис. 1

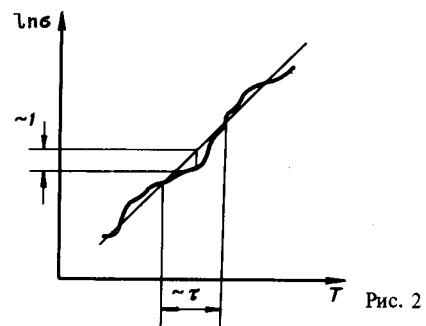


Рис. 2

представлена на рис. 2. Характерный период колебаний порядка  $\tau \ll T$ , а их амплитуда порядка единицы (при  $\nu \lesssim 1$ ), что соответствует характерному разбросу значений  $\ln \sigma$  по образцам. При изменении температуры на  $\tau$  среднее значение  $\ln \sigma$  изменяется на величину порядка  $[Q_0 \nu / \ln^3(\epsilon_0/\tilde{\epsilon})]^{1/2} \gg 1$ , так что колебания "разогнуты". Такое поведение проводимости (эффективная смена реализаций в пределах одного образца при изменении внешнего параметра) аналогично мезоскопическим эффектам, рассмотренным в работах <sup>4 - 6</sup>.

Сделаем численные оценки. Для аморфного кремния  $a = 3 \text{ \AA}$ ,  $g = 3 \cdot 10^{19} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ . При  $T = 77 \text{ К}$  максимальная толщина пленки  $L$ , при которой прохождение тока определяется цепочками, составляет  $L = 700 \text{ \AA}$ . При этом  $\Omega(\tilde{N}, \tilde{\epsilon}) = 21$ , так что максимальный линейный размер образца, при котором должны наблюдаться описанные выше колебания есть  $\sqrt{s_c} \sim 10 \text{ мкм}$ . Характерный период колебаний равен  $\tau \sim 10 \text{ К}$ .

Авторы выражают благодарность Б.И.Шкловскому за очень полезные обсуждения.

#### Литература

1. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
2. Pollak M., Hauser J.J. Phys. Rev. Lett., 1973, 31, 1304.
3. Гредескул С.А., Либшиц И.М., Пастур Л.А. ЖЭТФ, 1982, 83, 2362.
4. Альтшулер Б.Л., Спивак Б.З. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 363.
5. Альтшулер Б.Л., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 291.
6. Нгуен В.Л., Спивак Б.З., Шкловский Б.И. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 35.