

**О ТУННЕЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ С
РАССЕИВАТЕЛЯМИ В ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ БАРЬЕРАХ**

А. Н. Король

*Киевский технологический институт пищевой промышленности
252601, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 7 октября 1993 г.,
после переработки 9 января 1994 г.

Методом трансферных матриц рассчитывается туннельная прозрачность неупорядоченных сверхрешеток с глубокими примесными центрами внутри потенциальных барьеров. Неупорядоченность обусловлена тем, что ширины квантовых ям принимают случайные значения вдоль цепи сверхрешетки. Показано, что: 1) максимальное значение коэффициента трансмиссии электрона через решетку T увеличивается на несколько порядков по сравнению со случаем отсутствия примесей; 2) образуется интервал энергий, в котором $T(E) \approx 1$, где E — энергия электрона.

Известно, что наличие глубоких примесей в потенциальных барьерах может сильно повлиять на туннельные свойства той или иной полупроводниковой структуры (см., например, [1] и цитированную там литературу, а также [2–6]). В частности, Бельтрам и Капачо [2] с целью регулирования энергетического спектра предложили вводить в потенциальные барьеры полупроводниковой сверхрешетки «примесные плоскости глубоких уровней»; соответствующие им собственные состояния являются сильно локализованными только вдоль оси, перпендикулярной к границе раздела барьер–яма. Технология получения таких глубоких уровней известна [7]. В работе [2] рассматривается периодическая сверхрешетка, вычисления проводятся в модели Кронига – Пенни, а потенциал примесных центров задается δ -функцией. Авторы [2] показали, что наблюдается очень сильное расширение и смещение энергетических минизон за счет введения примесей. В работах [3–5] получены аналогичные результаты для других туннельно-резонансных структур, причем в [3, 4] для вычислений использовался метод трансферных матриц. В то же время важно также знать, как глубокие примеси могут повлиять на туннельные характеристики неупорядоченных сверхрешеток, которые интенсивно изучались в последнее время. В данной работе рассчитываются туннельные спектры (зависимости коэффициента прохождения электрона через сверхрешетку от его энергии) неупорядоченной сверхрешетки, в потенциальных барьерах которой находятся глубокие примесные центры, — изучаемые спектры кардинально отличаются от спектров сверхрешетки без рассеивателей. Как и в работах [8, 9] неупорядоченность создается тем, что ширины квантовых ям принимают разные значения вдоль цепи сверхрешетки.

Рассмотрим сверхрешетку, составленную из конечной последовательности одномерных прямоугольных потенциальных барьеров одинаковой высоты V . Поток электронов с энергией E распространяется слева направо вдоль оси x , причем эффективную массу носителей заряда будем считать независимой от x . Пусть в барьерах находится по одной примесной плоскости. Потенциал рассеивающих центров моделируется δ -функцией: $u(x) = \Omega\delta(x - x_j)$, где Ω — сила рассеивателя, а x_j — его координата.

Электронные состояния внутри барьеров описываются уравнением

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - \kappa^2\right) \psi(x) = \beta \delta(x - x_j) \psi(x), \quad (1)$$

где $\kappa^2 = 2m(V - E)$, $\beta = 2m\Omega$, $\hbar = e = m_0 = 1$. Решение уравнения (1) и уравнения, описывающего состояния в квантовых ямах, дается в виде

$$\psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}, \quad (2)$$

причем в барьерах $k_b = -i\kappa$; будем также считать, что значения волновых чисел с той же энергией в разных квантовых ямах одинаковы ($k_w = \sqrt{2mE}$), то же независимо от ям относится и к барьерам. Положим значение коэффициента A для падающей волны (в области перед сверхрешеткой) равным единице, а коэффициент B в области за последним барьером равен нулю, что соответствует отсутствию отраженной волны за сверхрешеткой. Решение системы уравнений для коэффициентов волновых функций ищется с помощью метода трансферных матриц — матриц, переносящих решение через границы раздела барьер-яма [10]

$$R_n = \frac{1}{2k_n} \begin{pmatrix} (k_n + k_{n+1}) \exp\{i(-k_n + k_{n+1})x_n\} & (k_n - k_{n+1}) \exp\{i(-k_n - k_{n+1})x_n\} \\ (k_n - k_{n+1}) \exp\{i(k_n + k_{n+1})x_n\} & (k_n + k_{n+1}) \exp\{i(k_n - k_{n+1})x_n\} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

индекс n относит решение к определенной яме (барьеру), для четных n имеем $k_n = k_b$, для нечетных — $k_n = k_w$; матрица, переносящая решение через примесные центры, имеет вид [5]

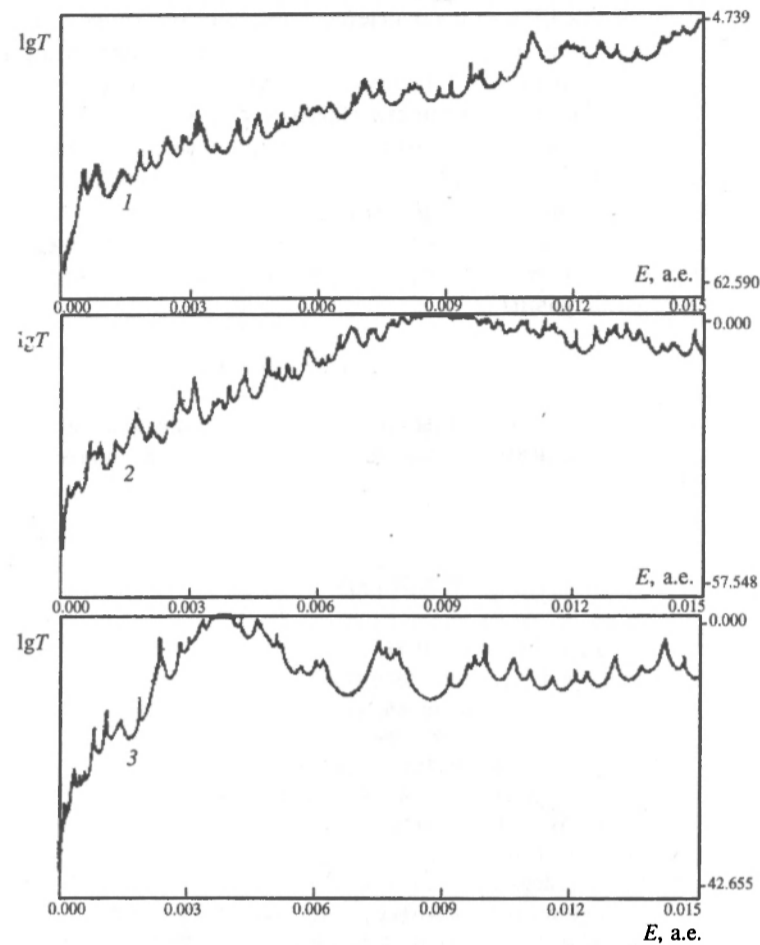
$$M_j = \frac{1}{2\kappa} \begin{pmatrix} 2\kappa - \beta & -\beta \exp(-2\kappa x_j) \\ \beta \exp(2\kappa x_j) & 2\kappa + \beta \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Коэффициент трансмиссии электрона через сверхрешетку равен [10]

$$T(E) = \left| \left(\prod_{n=1}^r R'_n \right)_{11} \right|^{-2}, \quad (5)$$

где вертикальные линии обозначают модуль, r — число границ раздела барьер-яма (включая первую и последнюю границы), для четных n имеем $R'_n = R_{2s}$, для нечетных — $R'_n = R_{2s-1}M_s$, $s = 1, 2, 3, \dots$

Вычисления коэффициента трансмиссии $T(E)$ по формуле (5) проведем для конкретной структуры кремний — карбид кремния, для которой $V = 0.4$ эВ, $m = 0.2m_0$ [11]. Расчеты показывают, что коэффициент прозрачности T рассматриваемой сверхрешетки сильно зависит от таких параметров, как сила рассеивателей Ω (или β), их расположение внутри барьеров, количество периодов решетки. Здесь мы приводим лишь результаты вычислений $T(E)$ в зависимости от β — типичные кривые этих расчетов изображены на рисунке. Для того чтобы охватить значения прозрачности во всем интервале $[0, V]$, по оси ординат отложен $\lg T(E)$ от минимального до максимального значений этой величины в равномерном масштабе (минимальные и максимальные значения $\lg T(E)$ даны в правой части рисунка). Толщина барьеров взята равной $b = 60$ а. е., число периодов



Зависимость коэффициента прозрачности T от энергии электрона E для неупорядоченной сверхрешетки на основе структуры кремний – карбид кремния с рассеивателями внутри потенциальных барьеров. Значения силы рассеивателя для кривых 1, 2, 3 равны соответственно $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = -0.1$, $\beta_3 = -0.13$ а.е.. Значения других параметров таковы: $V = 0.4$ эВ, $l = 20$, $b = 60$ а.е., $m = 0.2m_0$

сверхрешетки $l = 20$, распределение ширин квантовых ям задается гауссовым законом с большой дисперсией, достаточной для того, чтобы распределение ширин было практически случайным. Основные особенности полученных спектров, о которых сказано ниже, воспроизводились в каждой из рассмотренных трехсот реализаций случайного набора ширин ям. Значения силы рассеивателей для кривых 1, 2, 3 равны соответственно $\beta_1 = 0$ (отсутствие рассеивателей), $\beta_2 = -0.1$ а.е., $\beta_3 = -0.13$ а.е. Сравнение кривых 1 и 2, 3 показывает, что туннельные спектры неупорядоченной сверхрешетки с глубокими центрами в барьерах меняются коренным образом по сравнению с решеткой без рассеивателей. Именно: 1) максимальное значение $T(E)$ увеличивается на несколько порядков по сравнению со случаем отсутствия рассеивателей в сверхрешетке; 2) образуется интервал энергий, в котором $T(E) \approx 1$. Расположение этого интервала на оси

абсцисс зависит от значения $|\beta|$ — он смещается в сторону меньших E с ростом $|\beta|$ (см. кривые 2, 3). Укажем, что энергии с $T(E) \approx 1$ находятся в окрестности величины E_p , соответствующей резонансному уровню в изолированном (одиночном) барьере, причем максимальное значение прозрачности образуется при энергии $E = E_p$.

Для того чтобы можно было судить о точности, с которой воспроизводятся полученные кривые, заметим, во-первых, что максимальные значения прозрачности для трехсот рассмотренных реализаций (для взятых значений параметров) $T(E_p) > 0.999$ и отличаются друг от друга в четвертом знаке после запятой. Во-вторых, приведем пределы изменения энергетического интервала ΔE , в котором $T(E) > 0.5$ в 300 рассмотренных реализациях — эти пределы равны

$$0.58 \cdot 10^{-3} \text{ а. е.} \leq \Delta E \leq 1.25 \cdot 10^{-3} \text{ а. е.}$$

В заключение отметим, что полученный результат — наличие энергий, при которых коэффициент прозрачности близок к единице — действителен в широком диапазоне параметров задачи b, l, β .

Литература

1. K. A. Matveev and A. I. Larkin, Phys. Rev. B **46**, 15337 (1992).
2. F. Beltram and F. Capasso, Phys. Rev. B **38**, 3580 (1988).
3. C. J. Arsenault and J. Meunier, J. Appl. Phys. **66**, 4305 (1989).
4. M. He and B. Y. Gu, Phys. Rev. B **41**, 2906 (1990).
5. И. М. Лифшиц, В. Я. Кирпичников, ЖЭТФ **77**, 989 (1979).
6. G. Ihm, S. K. Noh, J. I. Lee, J.-S. Hwang, Phys. Rev. B **44**, 6266 (1991).
7. H. P. Hjalmarsson, Superlatt. Microstruc. **1**, 379 (1985).
8. M. Ya. Azbel, Phys. Rev. B **28**, 4104 (1983).
9. E. Tuncel and L. Pavesi, Phil. Mag. B **65**, 213 (1992).
10. Е. О. Капе, в кн. *Туннельные явления в твердых телах*, Мир, Москва (1973).
11. I. Pereira, M. P. Carreno, R. A. Onmori, et al., J. Non-Cryst. Sol. **97-98**, 871 (1987).