

Естественные неоднородности высоты барьера Шоттки

© В.Б. Бондаренко, Ю.А. Кудинов, С.Г. Ершов, В.В. Кораблев

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 17 марта 1997 г. Принята к печати 10 ноября 1997 г.)

Исследованы естественные неоднородности высоты барьера Шоттки, обусловленные дискретностью заряда примеси, случайно распределенной в обедненной области. В рамках модели параллельных диодов получено, что такие естественные флуктуации эффективной высоты барьера в переходе металл–полупроводник при уровнях легирования меньше или порядка 10^{18} см^{-3} в среднем не превышают kT при комнатной температуре.

Отсутствие инерционных процессов накопления и высвобождения неосновных носителей, возможность формирования резких переходов и другие свойства делают контакты Шоттки необходимой структурной единицей в синтезе электронных схем. В этой связи приобретает особое значение описание таких переходов и прогнозирование их параметров на основе развитых теорий.

Реальные контакты металл–полупроводник практически всегда в той или иной степени неоднородны. Это подтверждают как прямые измерения сканирующими зондами [1], так и анализ неидеальностей вольт–амперных характеристик [2,3]. Обычно этот факт связывают с дефектностью границы раздела, либо вообще абстрагируются от физической природы неоднородностей, моделируя их, например [4], пятнами с измененной работой выхода. Статистический подход был развит в работах [5,6], где построена теория избыточных токов через переход металл–полупроводник и рассматривалось влияние флуктуации величины концентрации примесей (основной и компенсирующей) на высоту барьера Шоттки.

Цель настоящей работы — показать, что даже атомарно гладкие, резкие и бездефектные контакты в отсутствие поверхностных состояний неизбежно имеют неоднородности барьера Шоттки, обусловленные дискретностью заряда легирующей примеси при достоверном значении ее концентрации (естественные неоднородности).

При описании поля и потенциала в слоях обеднения полупроводника вместо трехмерного уравнения Пуассона с суммой δ -функций в правой части обычно решается его одномерный аналог, приводящий к хорошо известному параболическому изгибу зон. Допустимость такого приближения не вызывает сомнений, если протяженность слоя обеднения многократно превосходит среднее расстояние между атомами примеси. В этом случае возможна замена дискретно распределенного объемного заряда на непрерывный, характеризуемый только концентрацией примеси. В действительности же, при достаточно высоких значениях изгиба зон U_0 (более 0.1 эВ) среднее расстояние между заряженными донорами $\langle d \rangle = N^{-1/3}$ одного порядка с шириной области пространственного заряда $L = (\epsilon U_0 / 2\pi e^2 N)^{1/2}$ ($\epsilon \simeq 10$ — диэлектрическая проницаемость полупроводника) во всем практически важном диапазоне уровней легирования N от 10^{16} до 10^{20} см^{-3} . Например, для

$U_0 = 0.2 \text{ эВ}$ и $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ получим $\langle d \rangle = 10 \text{ нм}$, а $L = 15 \text{ нм}$. Таким образом, эффектом дискретности заряда примеси нельзя априори пренебрегать при анализе процессов на поверхности полупроводника и, в частности, на контакте с металлом.

В работе [7] было найдено распределение электростатического поля в приконтактной области перехода Шоттки с учетом того, что поле в области пространственного заряда (ОПЗ) формируется полями точечных зарядов ионизированной примеси и их электростатических изображений в плоскости поверхности контакта. Результаты вычислений, приведенные в [7], показали, что величина суммарного поля заметно изменяется по поверхности раздела и может на 1–2 порядка превосходить величину поля в одномерной модели изгиба зон. Электростатический потенциал на поверхности полупроводника выравнивается при контакте с металлом. Однако если учесть, что пробный заряд вблизи границы раздела испытывает влияние сил изображения, то получим, что высота барьера Шоттки зависит от величины электростатического поля.

Компьютерное моделирование позволяет вычислить распределение по поверхности контакта высоты потенциального барьера. Однако даже при небольших уровнях легирования существуют участки поверхности, для которых барьер настолько узок, что туннелирование электронов становится существенным. Для того чтобы сравнить результат расчета с экспериментом, должна быть определена эффективная высота барьера Шоттки, т.е. высота эквивалентного классического барьера, дающего такую же плотность тока через переход.

Для вычисления тока через переход воспользуемся моделью параллельных диодов [8]. Рассмотрим случай небольших флуктуаций напряженности электростатического поля в приконтактной области, что имеет место при концентрации примеси меньше или порядка 10^{18} см^{-3} . Требование несильного изменения поля в переходе необходимо для того, чтобы можно было принять модель параллельных диодов. Характерный размер модельных диодов должен намного превосходить длину волны надбарьерного электрона λ , что реализуемо при указанных уровнях легирования. Поверхность контакта разбивается на n равных площадок S_i , в пределах которых потенциал практически одномерен. Пусть также

невелико смещение перехода. Будем считать, что падение внешнего напряжения происходит только на обедненном слое, т.е. $U = eFL$, где F — прикладываемое к переходу электрическое поле. Тогда с учетом прозрачности барьера $D_i(E, F)$ и равновесного энергетического распределения электронов плотность тока термоэмиссии с площадки S_i имеет вид

$$j_i = (m^* e k T / 2 \pi^2 \hbar^3) \int_0^\infty dE D_i(E, F) \times \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E_f - E)/kT]}{1 + \exp[(E_f - E - U)/kT]} \right\}. \quad (1)$$

Здесь m^* — эффективная масса электрон, E_f — уровень Ферми, E — энергия электрона, отсчитываемая от дна зоны проводимости. Прозрачность потенциального барьера в квазиклассическом приближении можно принять равной 1 для надбарьерных электронов, а для подбарьерных частиц она определяется выражением

$$D_i(E, F) = \exp \left\{ - \left[(2m^*)^{1/2} / \hbar \right] \times \int_b^a dz [U_i(z, F) - E]^{1/2} \right\}. \quad (2)$$

Здесь a и b — корни уравнения $U_i(z, F) = E$. Потенциальный профиль в соотношении (2) имеет вид

$$U_i(z, F) = U_0 - e(F_{0i} - F)z - e^2/4\epsilon z,$$

где поле F_{0i} есть результат суммирования полей диполей донор-изображение. Вблизи границы раздела в пределах S_i оно постоянно и зависит от конкретного положения доноров в ОПЗ и их количества, т.е. концентрации примеси. Расчет поля уже был произведен в работе [7].

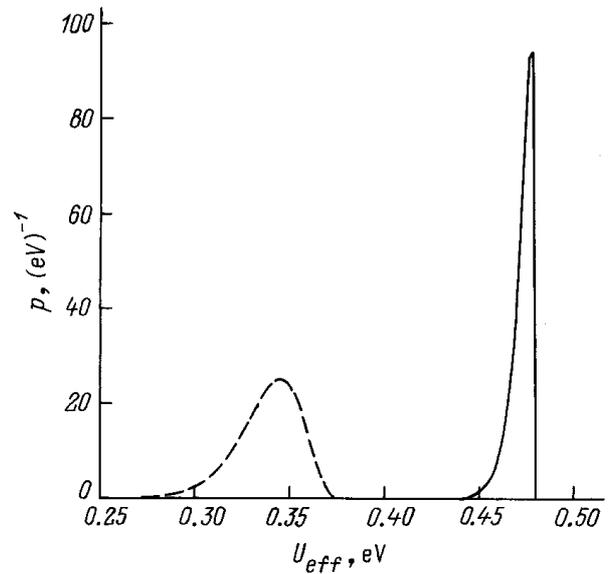
Теперь, согласно сформулированному определению эффективного барьера, его высота $U_{\text{эф}}$ должна определяться из условия равенства j величине, рассчитанной по классической формуле

$$j = [m^* e (kT)^2 / 2 \pi^2 \hbar^3] \exp(-U_{\text{эф}}/kT) \times [\exp(U/kT) - 1]. \quad (3)$$

В каждом модельном диоде имеем

$$U_{\text{эф}i} = kT \ln \left\{ [m^* e (kT)^2 / 2 \pi^2 \hbar^3] \times [\exp(U/kT) - 1] / j_i \right\}. \quad (4)$$

Вычисления показали, что в данной модели контакта металл-полупроводник плотность распределения эффективной величины барьера по поверхности границы раздела отлична от δ -функции. Полученный результат практически совпадает с распределением величины электростатического потенциала для свободной поверхности



Плотность распределения высоты эффективного барьера Шоттки по поверхности контакта при изгибе зон $U_0 = 0.5$ эВ и разных уровнях легирования: 10^{16} см^{-3} — сплошная кривая, 10^{18} см^{-3} — штриховая кривая.

полупроводника в случае собственных делокализованных поверхностных состояний [7]. На рисунке представлены функции $p(U_{\text{эф}})$ плотности распределения высоты эффективного барьера Шоттки для уровней легирования полупроводника 10^{16} и 10^{18} см^{-3} . Уширения этих кривых характеризуют степень неоднородности высоты барьера и составляют для данных концентраций примеси от 10 до 30 мэВ. Характер функции плотности распределения высоты эффективного барьера Шоттки и ее изменение с увеличением уровня легирования качественно согласуются с результатами экспериментальной работы [1]. Количественное несоответствие, как отмечалось в [7], возможно, связано с усилением первичных неоднородностей потенциала на поверхности полупроводника при росте металлической пленки.

Итак, в работе определена и модельно рассчитана эффективная высота барьера Шоттки. Показано, что даже в отсутствие других дефектов неоднородности электростатического потенциала в контакте металл-полупроводник обусловлены дискретностью заряда легирующей примеси. Таким образом, определен теоретически возможный предел идеальности диода Шоттки.

Список литературы

- [1] Н. Palm, M. Arbes, M. Schulz. Phys. Rev. Lett., **71**, 2224 (1993).
- [2] B.R. Nad. *Electron Transport in Compound Semiconductors* (Berlin-Heidelberg-N.Y., 1980).
- [3] R.T. Turn. Appl. Phys. Lett., **58**, 2821 (1991).
- [4] J.P. Sullivan, R.T. Tung, M.R. Pinto, W.R. Graham. J. Appl. Phys., **70**, 7403 (1991).
- [5] М.Э. Райх, И.М. Рузин. ФТП, **21**, 456 (1987).

- [6] Х.Г. Нажмудинов, Т.А. Полянская. ФТП, **21**, 1737 (1987).
[7] В.Б. Бондаренко, Ю.А. Кудинов, С.Г. Ершов, В.В. Кораблев. ФТП, **30**, 2068 (1996).
[8] I. Ordomari, K.N. Tu. J. Appl. Phys., **51**, 3735 (1980).

Редактор Т.А. Полянская

Natural fluctuations of Schottky barrier height

V.B. Bondarenko, Yu.A. Kudinov, S.G. Ershov,
V.V. Korablev

State Technical University,
195251 St.-Petersburg, Russia

Abstract We present calculations of natural fluctuations of Schottky barrier height. It is obtained by the application of a model of parallel diodes which suggests that fluctuations of barrier height should have a value of the order of kT at room temperature.

Fax: (812) 247-2088 (V.B. Bondarenko)