

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ ШОТТКИ СО СЛОЕМ СЛАБО ЛЕГИРОВАННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА В ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Кальфа А. А., Чикун В. В.

Предложена модель расчета обратной ветви ВАХ на диодах с неоднородным легированием области пространственного заряда в барьере Шоттки. В приближении ВКБ (WKB) найдена величина одномерного уравнения Пуассона. Экспериментально измерена ВАХ GaAs диодов Шоттки с металлизацией Au/Ti, напыляемой на холодную подложку. Получено хорошее совпадение расчетной и экспериментальной ВАХ.

1. При анализе вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов Шоттки основное внимание уделяется прямой ветви ВАХ. В немалой степени это определяется хорошо развитой моделью, позволяющей контролировать состояние границы раздела металл—полупроводник с помощью несложных зависимостей. Для обратной ветви не существует столь же простых моделей. Основная доля работ, в которых получены аналитические зависимости, посвящена туннельным эффектам в барьере Шоттки с однородным легированием полупроводника в области пространственного заряда (ОПЗ) [1–3]. Однако для некоторых приборов, например смесительных диодов, целесообразно использовать структуры с тонким слабо легированным слоем. Это позволяет снизить потери преобразования, шумы и т. д. Расчет обратной ветви ВАХ у таких диодов оказывался возможным лишь методом машинного моделирования.

В данной работе предложена аналитическая модель для описания туннелирования электронов сквозь барьер Шоттки с тонким слабо легированным слоем полупроводника в ОПЗ, которая позволяет получить результаты, хорошо совпадающие с экспериментом.

2. В приближении ВКБ (WKB [3]) вероятность туннелирования электронов с энергией $q\varphi_1$ сквозь барьер описывается зависимостью

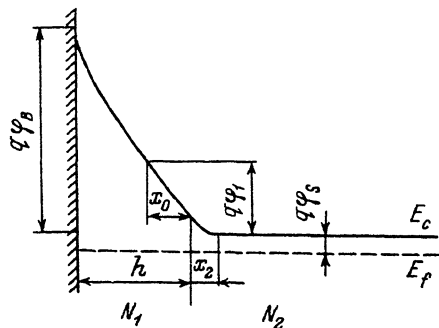
$$p = \exp \left(- \left(\frac{8m^*q}{h^2} \right)^{1/2} \int_{x_0}^b (\varphi(x) - \varphi_1)^{1/2} dx \right), \quad (1)$$

где m^* — эффективная масса электронов, q — заряд электрона, h — постоянная Планка, $q(\varphi(x) - \varphi_1)$ — потенциальный барьер (рис. 1), h — толщина слабо легированного слоя, x_0 — расстояние от поверхности второго слоя до точки с потенциалом $q\varphi_1$.

Функция $(\varphi(x) - \varphi_1)$ находится из решения одномерного уравнения Пуассона с граничным условием, соответствующим равенству электрических полей по обе стороны от границы раздела полупроводниковых слоев, в результате чего вероятность туннелирования становится равной

$$p = \exp \left[- \varphi_B \left(\frac{4m^*\epsilon\epsilon_0}{h^2 N_q} \right)^{1/2} b \left((1 - \alpha)^{1/2} - \alpha \ln \frac{1 + (1 - \alpha)^{1/2}}{\sqrt{\alpha}} \right) \right],$$

Рис. 1. Зонная диаграмма барьера Шоттки со слабо легированным слоем в ОПЗ полупроводника.



а туннельный ток сквозь барьер Шоттки —

$$j = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\varphi_s}{\varphi_T}\right) \frac{\varphi_B}{\varphi_T} \int_0^1 \exp\left[-\frac{\varphi_B}{\varphi_T} \left(\beta + \frac{\varphi_T}{\varphi_{00}} (\text{th } \theta - \alpha \theta)\right)\right] d\beta \times \quad (2)$$

$$\times \left(1 - \exp\left(-\frac{u}{\varphi_T}\right)\right),$$

где N_i — концентрация электронов в i -слое ($i=1$ — слабо легированный слой, $i=2$ — сильно легированный), ε — диэлектрическая проницаемость, $\varphi_B = \varphi_0 - u - \varphi_s$ — изгиб зон при напряжении смещения u , φ_0 — изгиб зон в отсутствие смещения, A^* — постоянная Ричардсона, T — температура диода, $\varphi_T = kT/q$, k — постоянная Больцмана, φ_s — положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости,

$$\theta = \text{arcch} \frac{1}{\sqrt{\alpha}}, \quad \varphi_{00} = \frac{\hbar}{2} \left(\frac{N_1}{m^* \varepsilon \varepsilon_0}\right)^{1/2}, \quad L_1^2 = \frac{2\varepsilon \varepsilon_0 \varphi_B}{qN_1}, \quad L_2^2 = \frac{2\varepsilon \varepsilon_0 \varphi_B}{qN_2}, \quad \beta = \frac{\varphi_1}{\varphi_B},$$

$$b = \left(h + \frac{N_2}{N_1} - x_2^2\right) / L_1^2, \quad x_2 = \left(h^2 \left(1 - \frac{N_1}{N_2}\right) + L_2^2\right)^{1/2} - h,$$

$$\alpha = \frac{x_2^2 \left(\frac{N_2^2}{N_1^2} - \frac{N_2}{N_1}\right) + L_1^2 \beta}{\left(h + \frac{N_2}{N_1} x_2\right)^2}.$$

Подставляя

$$\beta = \alpha b - \left(\frac{N_2^2}{N_1^2} - \frac{N_2}{N_1}\right) x_2^2 / L_1^2,$$

а также учитывая, что подынтегральное выражение имеет максимум при $\theta_m = \varphi_{00}/\varphi_T$ (или, что то же, при $\alpha_m = \text{ch}^{-2}\theta_m$), а параметр θ_m мал ($\theta_m < 0.3$ при $N_1 < 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $T = 300 \text{ К}$), и раскладывая в ряд по малому параметру функцию

$$f = \text{ch}^{-2}\theta + \frac{\varphi_T}{\varphi_{00}} (\text{th } \theta - \theta \text{ch}^{-2}\theta),$$

нетрудно найти, что

$$j = A^* T^2 \frac{\varphi_B}{\varphi_T} \frac{L_{10}}{2h} \left(1 + \frac{h^2}{L_1^2} \right) \left(\frac{\pi \varphi_{00} \operatorname{th} \theta_m}{\varphi_0 \operatorname{ch}^2 \theta_m} \right)^{1/2} \times \left(1 - \exp \left(-\frac{u}{\varphi_T} \right) \right) \exp \left[-\frac{\varphi_S}{\varphi_T} - \frac{\varphi_B}{\varphi_T} \left(1 - \frac{\varphi_{00}^2}{12 \varphi_T^2} \left(1 + \frac{h^2}{L_1^2} \right) \frac{L_1^2}{h^2} \right) \right], \quad (3)$$

где

$$L_{10}^2 = \frac{2 \varepsilon \varepsilon_0 \varphi_0}{q N_1}.$$

Как можно убедиться, обратная ветвь ВАХ диодов с тонким слабо легированным слоем в ОПЗ значительно сильнее зависит от смещения по сравнению с однородно легированными диодами. Так, при $h^2/L^2 < 0.1$ ток изменяется по закону $j \sim (\varphi_0 + u) \exp((\varphi_0 + u)^2 / (a \varphi_T))$, а не $j \sim (\varphi_0 + u)^{1/2} \exp(u \varphi_{00}^2 / (3 \varphi_T^2))$, как в диодах с однородным профилем легирования [3].

3. Для сравнения обратной ветви ВАХ, рассчитанной по формулам (2) и (3), с экспериментом на структурах со слоем пониженной концентрации у поверхности ($N_1 = 7 \cdot 10^{16}$, $N_2 = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $h = 0.2$ мкм), изготовленных методом хлоридной газовой эпитаксии, формировались диоды с барьером Шоттки Au/Ti—GaAs. Перед осаждением барьера поверхность полупроводника травилась в фосфорно-перекисном травителе на глубину 30 и 90 нм и далее обрабатывалась в кипящей ортофосфорной кислоте в течение 20 с для максимальной очистки поверхности GaAs от углерода [4]. Титан и золото напылялись на холодную подложку, скорость осаждения Ti составляла 2 нм/с.

Измерения ВАХ производились как на прямой, так и на обратной ветвях. Методом наименьших квадратов [5] с учетом сил зеркального изображения рассчитывались коэффициент идеальности и высота барьера. Оценка высоты барьера проводилась как с учетом коэффициента идеальности [3] φ_0 , так

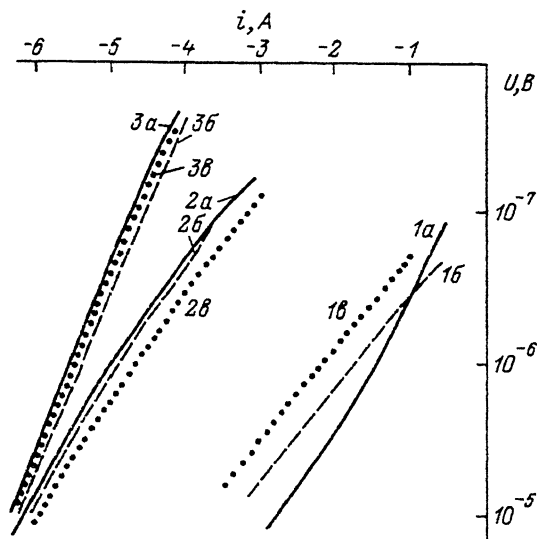


Рис. 2. Обратная ветвь ВАХ диода Шоттки Au/Ti—GaAs с измеренной $\varphi_s = 0.64$ эВ, $\varphi_0 = 0.67$ эВ, $n = 1.12$ (1); $\varphi_s = 0.70$ эВ, $\varphi_0 = 0.77$ эВ, $n = 1.11$ (2); $\varphi_s = 0.80$ эВ, $\varphi_0 = 0.84$ эВ, $n = 1.04$ (3).

a — экспериментальные ВАХ, б — рассчитанные по формуле (2), в — рассчитанные по формуле (3), при расчетах полагалось $\varphi_0 = 0.65$ эВ, $h = 0.15$ мкм (1); $\varphi_0 = 0.77$ эВ, $h = 0.16$ мкм (2); $\varphi_0 = 0.86$ эВ, $h = 0.11$ мкм (3).

и без него ($\varphi_3 = \varphi_0 - \varphi_S (1 - \frac{1}{n})$). Полученные результаты использовались в дальнейшем для расчета обратной ветви ВАХ и сопоставления ее с экспериментом (рис. 2).

Из приведенных результатов видно, что расчетные кривые хорошо совпадают с экспериментом во всех случаях, кроме низкой высоты барьера. Расхождение в 10 нм между теорией и экспериментом на втором образце вполне может быть объяснено как погрешностью измерения толщины слабо легированного слоя, так и неравномерностью скорости травления при временах, меньших 1 мин. Столь хорошее совпадение позволяет использовать (3) для расчета толщины слабо легированного слоя. Обращает на себя внимание то, что обратная ветвь характеризуется большой высотой барьера. Это свидетельствует о необходимости учета коэффициента идеальности при расчете высоты барьера, как это и предлагается в [3].

Расчетная ВАХ диода 1 заметно отличается от экспериментальной. Однако большой коэффициент идеальности и малая высота барьера указывают на присутствие дефектов в тонком поверхностном слое, которые либо снижают высоту барьера (особенно при напряжениях, больших 1 В), либо являются источником дополнительных токовых утечек, что не учитывается теорией. Этими же причинами может быть объяснена и погрешность в 20 нм измерения толщины слабо легированного слоя.

4. Получена аналитическая зависимость для обратной ветви ВАХ диодов Шоттки с тонким слабо легированным слоем в ОПЗ, которая хорошо соответствует эксперименту.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Стриха В. И., Бузанева Е. В. Физические основы надежности контактов металл—полупроводник в интегральной электронике. М., 1987. 256 с.
- [2] Padovani F. A., Stratton R. // Sol. St. Electron. 1966. V. 9. N 7. P. 695—707.
- [3] Crowell C. R., Rideout V. L. // Sol. St. Electron. 1969. V. 12. N 1. P. 89—105.
- [4] Маркин Б. В., Чикун В. В. // Электрон. техн. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1990. № 4. С. 19—22.
- [5] Лиференко В. Д., Лукин И. А., Марков Ю. В. // Электрон. техн. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1978. № 4. С. 86—89.

Научно-производственное объединение «Исток»
Фрязино

Получена 4.03.1991
Принята к печати 26.12.1991