

**Т. Н. Сидорова, А. Л. Данилюк, В. Е. Борисенко**

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,  
Минск, Республика Беларусь*

## **ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ДИОКСИДА ТИТАНА**

*(Представлено академиком В. А. Лабуновым)*

**Аннотация.** Представлены результаты моделирования туннельного прохождения электронов, возбуждаемых солнечным светом на поверхностные состояния на диоксиде титана, возникающие в результате адсорбции на его поверхности примесей и химических соединений. Учтены интерференция проходящей и отраженной электронных волн, надбарьерное прохождение электронов в условиях сложного потенциального рельефа.

**Ключевые слова:** туннелирование, коэффициент туннельной прозрачности, диоксид титана, поверхностные состояния

**Для цитирования:** Сидорова, Т. Н. Туннелирование электронов на поверхностные состояния диоксида титана / Т. Н. Сидорова, А. Л. Данилюк, В. Е. Борисенко // Докл. Нац. акад. наук Беларуси. – 2017. – Т. 61, № 6. – С. 42–49.

**Tatyana N. Sidorova, Alexander L. Danilyuk, Viktor E. Borisenko**

*Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Republic of Belarus*

## **ELECTRON TUNNELING TO TiO<sub>2</sub> SURFACE STATES**

*(Communicated by Academician Vladimir A. Labunov)*

**Abstract.** Simulation of tunneling of electrons excited by the sunlight to TiO<sub>2</sub> surface states is performed. The surface states appear due to absorption of impurities and organic compounds on the TiO<sub>2</sub> nanocomposite in the gas environment. Interference of transmitted and reflected waves, overbarrier and reflected waves under the conditions of the complex potential relief is taken into account.

**Keywords:** tunneling, the tunneling transmission coefficient, titanium dioxide, surface states

**For citation:** Sidorova T. N., Danilyuk A. L., Borisenko V. E. Electron tunneling to TiO<sub>2</sub> surface states. *Doklady Natsional'noi akademii nauk Belarusi = Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus*, 2017, vol. 61, no. 6, pp. 42–49 (in Russian).

**Введение.** Среди полупроводников диоксид титана (TiO<sub>2</sub>) как материал для гетерогенного фотокатализа получил наибольшее распространение [1–5]. Он обладает значительной фотокаталитической активностью в УФ диапазоне, характеризуется высокой устойчивостью к процессам коррозии и отсутствием токсичности, что позволяет применять его в самоочищающихся покрытиях, а также при бытовой и промышленной очистке воды и воздуха [6]. Под действием света в этом материале эффективно генерируются неравновесные электронно-дырочные пары [7; 8], компоненты которых после разделения участвуют в каталитических процессах окисления органических соединений на поверхности образованных из него структур [3].

Ширина запрещенной зоны оксида титана составляет 3,0–3,2 эВ (в зависимости от кристаллической фазы), поэтому он проявляет значительную фотокаталитическую активность в ультрафиолетовой области спектра, а именно при длинах световых волн меньше 400 нм. В спектре же солнечного света доля излучения с такими длинами волн не превышает 7 % [9]. В связи с этим ведется активный поиск путей создания структур на основе TiO<sub>2</sub>, обладающих фотокаталитической активностью в видимой части спектра солнечного излучения. Одним из них является использование гетероструктур из TiO<sub>2</sub> и полупроводника с меньшей шириной запрещенной зоны,

в частности кремния (Si). Однако механизмы переноса генерируемых в них неравновесных носителей заряда и их роль в фотохимических процессах на поверхности  $\text{TiO}_2$  детально не анализировались. При нанометровых размерах слоев в таких гетероструктурах целесообразно ожидать доминирующую роль туннелирования неравновесных носителей заряда к поверхности. В связи с этим целью данной работы явилось моделирование туннельного прохождения электронов, возбуждаемых солнечным светом, в гетероструктуре  $\text{TiO}_2/\text{Si}$  через барьеры, образованные потенциальным рельефом поверхностных состояний, возникающих в результате адсорбции на поверхности  $\text{TiO}_2$  примесей и химических соединений.

**Материалы и методы исследования.** Энергетическая диаграмма гетероструктуры  $\text{TiO}_2/\text{Si}$  (Si – подложка,  $\text{TiO}_2$  – пленка нанометровой толщины) приведена на рис. 1. Принимая во внимание, что нелегированный  $\text{TiO}_2$  имеет *n*-тип проводимости, контактирующий с ним Si должен иметь *p*-тип проводимости для эффективного разделения генерируемых светом неравновесных электронно-дырочных пар гетеропереходом между этими материалами [10]. Неравновесные дырки диффундируют в Si, а электроны уходят в  $\text{TiO}_2$  и далее на его поверхность.

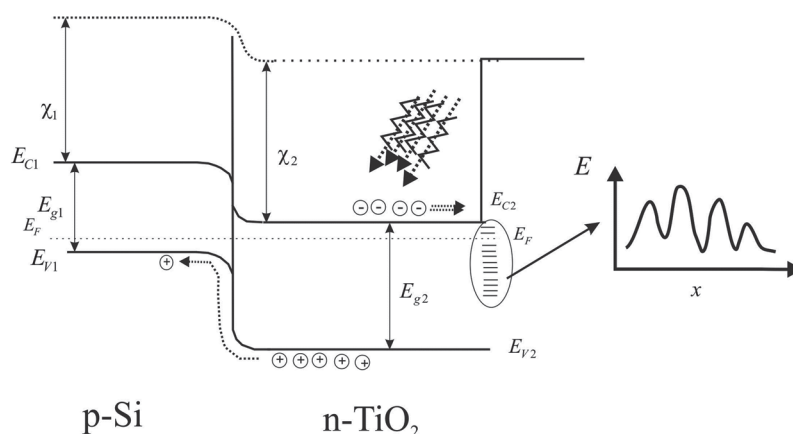


Рис. 1. Потенциальная диаграмма структуры  $\text{TiO}_2/\text{Si}$  с учетом поверхностных состояний на  $\text{TiO}_2$

Fig. 1. Potential diagram of the  $\text{TiO}_2/\text{Si}$  structure taking into account surface states on  $\text{TiO}_2$

Движимые градиентом концентрации неравновесные электроны проходят нанометровый  $\text{TiO}_2$  практически без рассеяния. На своем пути к границе раздела между структурой и окружающей ее газовой (или жидкой) средой они встречают потенциальный барьер из поверхностных состояний, образованных адсорбированными на поверхности  $\text{TiO}_2$  примесями. В общем случае он имеет достаточно сложную форму, схематически представленную на рис. 1. Здесь каждый локальный энергетический максимум соответствует определенному поверхностному состоянию, а потенциальные ямы между максимумами отражают возможность перехода электронов из одного поверхностного состояния в другое. Очевидно, что прохождение электронами такого потенциального барьера может происходить исключительно путем их туннелирования.

Обычно для расчетов коэффициента туннельной прозрачности потенциальных барьеров используют два подхода. Первый – упрощенный – основан на квазиклассическом приближении, известном как метод Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна (ВКБ) [11]. Второй подход предполагает прямое решение уравнения Шрёдингера с соответствующим потенциальным барьером [12]. Расчет коэффициента туннельной прозрачности на основе приближения ВКБ возможен, если потенциальный рельеф удовлетворяет условию квазиклассичности на всем протяжении барьера (за исключением только непосредственной окрестности точек поворота). Однако часто потенциальная энергия для туннелирующих через барьеры электронов не удовлетворяет условию квазиклассичности. Используя второй из перечисленных подходов, для того чтобы найти коэффициент прозрачности, обычно аппроксимируют потенциальный барьер прямоугольными потенциалами и «сшивают» решения уравнения Шрёдингера, полученные в каждой из выделенных областей. Для барьеров достаточно сложного вида, как в рассматриваемом нами случае, эта процеду-

ра является весьма трудоемкой, а кроме того, затруднена оценка погрешности получаемого результата. Для устранения недостатков двух указанных подходов, нами разработана модель на основе метода фазовых функций (МФФ) [13], позволяющая рассчитывать туннельную прозрачность для потенциалов достаточно сложного вида. Модель учитывает вид и параметры барьера, потенциал сил изображения, позволяет включать потенциальный рельеф границ раздела. Метод фазовых функций позволяет построить простой и удобный алгоритм вычисления интересующих нас параметров, свободный от упомянутых недостатков стандартного подхода. Будем вычислять не саму волновую функцию, а только ее изменение вследствие действия потенциала.

Согласно МФФ, туннельная прозрачность (коэффициент туннельной прозрачности) барьера высотой  $U(x)$  определяется выражением

$$D(E) = \exp\left(\frac{1}{k} \int_0^d U(x) [\operatorname{Im} B(x) \cos(2kx) - \operatorname{Re} B(x) \sin(2kx)] dx\right), \quad (1)$$

где  $k(E) = (8\pi^2 m^* E / h^2)^{1/2}$  – волновой вектор туннелирующих электронов без учета спиновых компонент;  $m^*$  и  $E$  – эффективная масса и энергия туннелирующего электрона;  $h$  – постоянная Планка;  $d$  – ширина туннельного барьера;  $B(x)$  – комплексная функция отражения в точке  $x$  потенциального барьера  $U(x)$ , величина которой определяется следующим уравнением:

$$\frac{dB(x)}{dx} = -\frac{U(x)}{2ik} [\exp(ikx) + B(x) \exp(-ikx)]^2. \quad (2)$$

Для решения уравнения (2) представим ее в виде комплексной переменной  $B(x) = a(x) + ib(x)$ . В результате получим следующую систему уравнений для нахождения компонент функции отражения

$$\frac{da(x)}{dx} = \frac{U(x)}{2k} [-\sin(2kx) - 2b + (a^2 - b^2) \sin(2kx) - 2ab \cos(2kx)], \quad (3)$$

$$\frac{db(x)}{dx} = \frac{U(x)}{2k} [\cos(2kx) + 2a + (a^2 - b^2) \cos(2kx) - 2ab \sin(2kx)]. \quad (4)$$

При этом коэффициент туннельной прозрачности через барьер шириной  $d$ , описываемый потенциалом  $U(x)$ , равен

$$D(E) = \exp\left(\frac{1}{k} \int_0^d U(x) [b(x) \cos(2kx) - a(x) \sin(2kx)] dx\right). \quad (5)$$

Для потенциального барьера  $U(x)$  в данном случае мы используем выражение

$$U(x) = (8\pi^2 m^* / h^2) (U_0 - q\varphi(x) \pm V_s(x)), \quad (6)$$

где  $U_0$  – максимальная высота потенциального барьера на поверхности  $\text{TiO}_2$  для электронов из зоны проводимости;  $\varphi(x)$  – потенциал сил изображения;  $V_s$  – потенциал, учитывающий неоднородность потенциального рельефа на поверхности.

Функции  $\varphi(x)$  и  $V_s(x)$  описываем следующими выражениями:

$$\varphi(x) = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0 x}, \quad V_s(x) = A_s \exp\left(\frac{(x - p_0)^2}{\sigma}\right),$$

где  $q$  – заряд электрона;  $\epsilon$ ,  $\epsilon_0$  – относительная диэлектрическая проницаемость  $\text{TiO}_2$  и абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума;  $A_s$ ,  $p_0$ ,  $\sigma$  – параметры, характеризующие неоднородность потенциального рельефа на поверхности.

Система уравнений (1)–(6) позволяет рассчитать коэффициент туннельной прозрачности  $D(E)$  при туннелировании электронов, генерированных солнечным светом, через поверхностные состояния. Величина  $D(E)$  при этом будет зависеть от энергетического спектра генерированных электронов в диоксиде титана, который в свою очередь определяется интенсивностью и спектральным составом солнечного света  $I(E)$ .

**Результаты и их обсуждение.** В соответствии с предложенной моделью рассчитаны параметры потенциального барьера и коэффициент его туннельной прозрачности для генерируемых солнечным светом электронов при условии, что поверхностные состояния на  $\text{TiO}_2$  образованы адсорбированными на его поверхности органическими загрязнениями. Рис. 2 иллюстрирует изменение формы и параметров барьера в зависимости от величины  $\sigma$ , характеризующей уширение потенциала, амплитуды  $A_s$  и параметра потенциала рассеяния  $\rho_0$ .

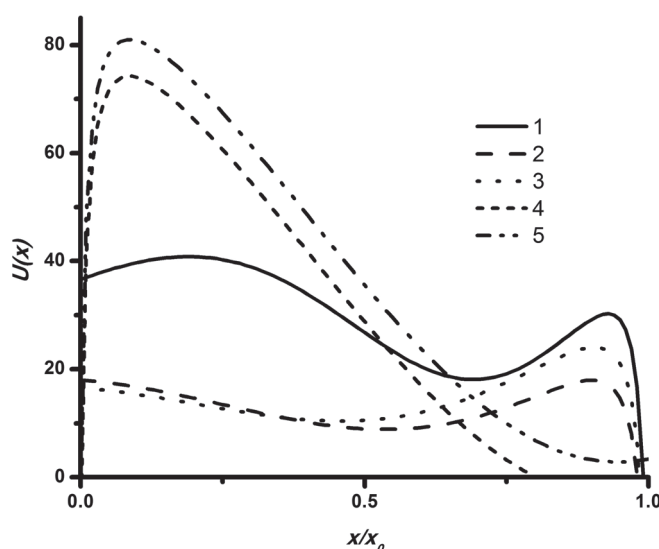


Рис. 2. Форма потенциального барьера на поверхности структуры  $\text{TiO}_2/\text{Si}$  с адсорбированными примесями при различных значениях параметров потенциала рассеяния: 1 –  $\sigma = 0,15$ ,  $A_s = 0,9$ ,  $U_0 = 3,12$  эВ; 2 –  $\sigma = 0,2$ ,  $A_s = 1,0$ ,  $U_0 = 3,12$  эВ; 3 –  $\sigma = 0,3$ ,  $A_s = 1,16$ ,  $U_0 = 3,12$  эВ; 4 –  $\sigma = 0,95$ ,  $A_s = 2,5$ ,  $U_0 = 3,12$  эВ; 5 –  $\sigma = 0,95$ ,  $A_s = 2,5$ ,  $U_0 = 3,38$  эВ  
Fig. 2. Potential barrier form on the surface of the  $\text{TiO}_2/\text{Si}$  structure with the adsorbed impurities at different parameters of dispersion potential: 1 –  $\sigma = 0,15$ ,  $A_s = 0,9$ ,  $U_0 = 3,12$  eV; 2 –  $\sigma = 0,2$ ,  $A_s = 1,0$ ,  $U_0 = 3,12$  eV; 3 –  $\sigma = 0,3$ ,  $A_s = 1,16$ ,  $U_0 = 3,12$  eV; 4 –  $\sigma = 0,95$ ,  $A_s = 2,5$ ,  $U_0 = 3,12$  eV; 5 –  $\sigma = 0,95$ ,  $A_s = 2,5$ ,  $U_0 = 3,38$  eV

Для потенциального рельефа с одним барьером – профили 4 и 5 на рис. 2 – рассчитанные зависимости коэффициента туннельной прозрачности от интегральной интенсивности солнечного света при различных параметрах этого барьера показаны на рис. 3. Полученные результаты характеризуются следующими закономерностями. Общим свойством является то, что с увеличением интенсивности света наблюдается незначительное изменение коэффициента туннельной прозрачности (плато) до определённого порогового значения интенсивности, после которого наблюдается его резкий спад.

В случае изменения высоты потенциального барьера наблюдаются следующие тенденции. С ростом высоты потенциального барьера коэффициент прозрачности начинает резко падать при больших интенсивностях (рис. 3, а). В этом случае при значениях интенсивности света до  $500\text{--}600$  Вт/м<sup>2</sup> туннельная прозрачность барьера изменяется незначительно, а при  $I > 600$  Вт/м<sup>2</sup> и  $U_0 = 2,60\text{--}3,12$  эВ возникает пик, в котором коэффициент прозрачности приближается к максимально возможному. При дальнейшем увеличении интенсивности солнечного света значение коэффициента туннельной прозрачности резко падает.

При изменении величины  $\sigma$  (рис. 3, б), характеризующей уширение потенциального барьера, общий характер зависимости коэффициента туннельной прозрачности от интенсивности света такой же, как и при изменении  $U_0$ . В области плато  $\sigma$  практически не влияет на поведение  $D(I)$ .

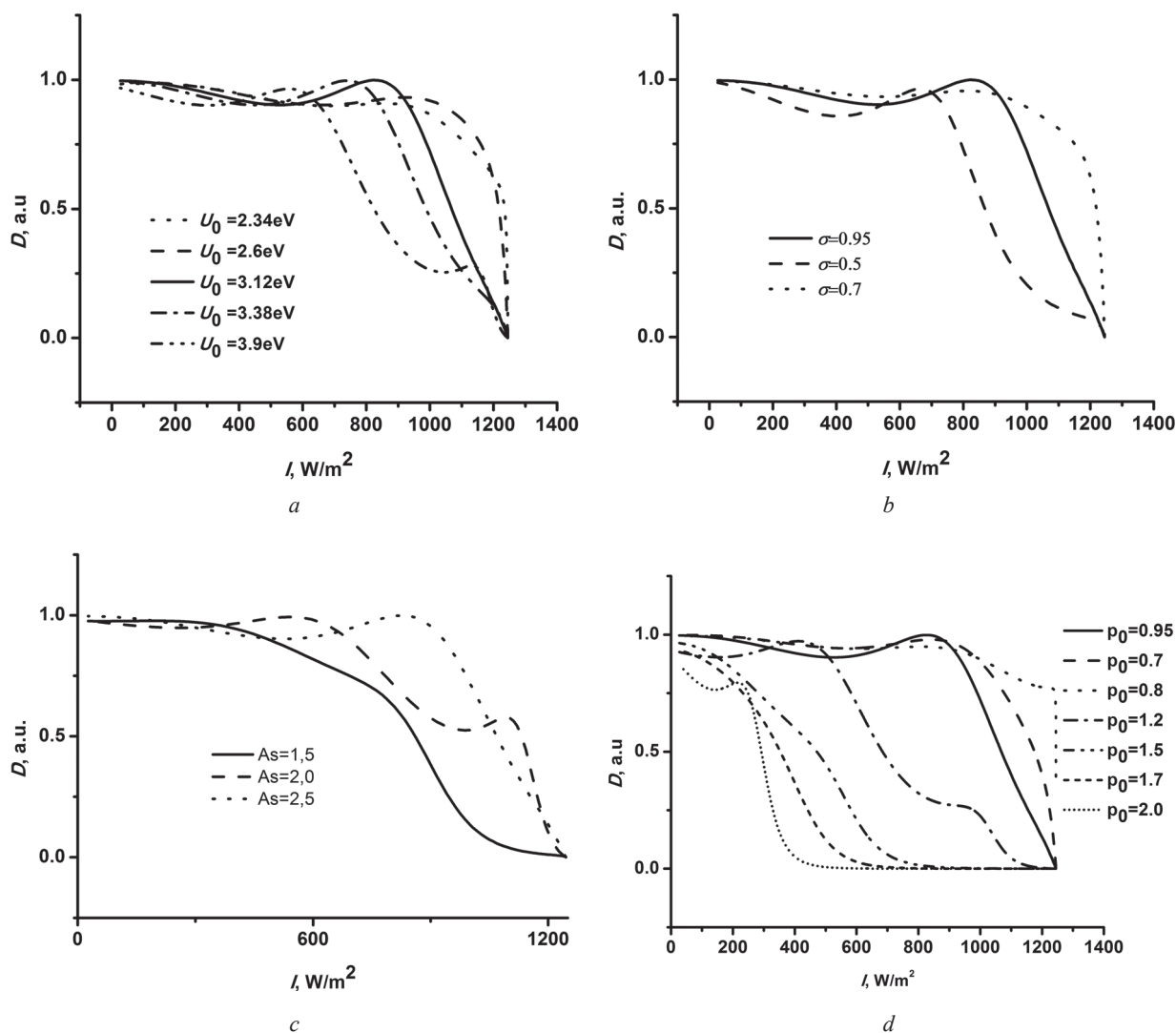


Рис. 3. Зависимость коэффициента туннельной прозрачности  $D$  потенциального барьера на поверхности структуры  $\text{TiO}_2/\text{Si}$  с адсорбированными примесями от интенсивности  $I$  ее облучения светом при различных высотах потенциального барьера  $U_0$  (a), величинах уширения потенциала  $\sigma$  (b), амплитудах потенциала рассеяния  $A_s$  (c) и величине параметра потенциала рассеяния  $p_0$  (d)

Fig. 3. Dependence of the tunneling transparency coefficient  $D$  of the potential barrier on the surface of the  $\text{TiO}_2/\text{Si}$  structure with the absorbed impurities from the intensity  $I$  of the sunlight irradiation at different height of the potential barrier  $U_0$  (a), potential enlargement  $\sigma$  (b), amplitude of the dispersion potential  $A_s$  (c) and quantity of the parameter of dispersion potential  $p_0$  (d)

Однако в области резкого спада, когда значение интенсивности больше чем пороговое значение, при изменении параметра  $\sigma$  зависимость  $D(I)$  существенно меняется. Это вызвано тем, что рост величины уширения  $\sigma$  приводит к тому, что потенциальный барьер становится более низким и пологим, что обуславливает уменьшение коэффициента прозрачности при бóльших интенсивностях.

При различных значениях амплитуды потенциала рассеяния  $A_s$  (рис. 3, c) изменение коэффициента туннельной прозрачности в зависимости от интенсивности солнечного света может иметь как монотонный, так и немонотонный характер. При небольших значениях этого параметра (~1,5)  $D(I)$  монотонно уменьшается до нуля. Однако при более высоких значениях амплитуды потенциала рассеяния (2,0 и более) в области интенсивностей света 600, 900 и 1100  $\text{Вт}/\text{м}^2$  возникают пики. Значение коэффициента туннельной прозрачности при 600 и 900  $\text{Вт}/\text{м}^2$  стремится к единице. При интенсивности облучения 1200  $\text{Вт}/\text{м}^2$  коэффициент туннельной прозрачности обращается в нуль.

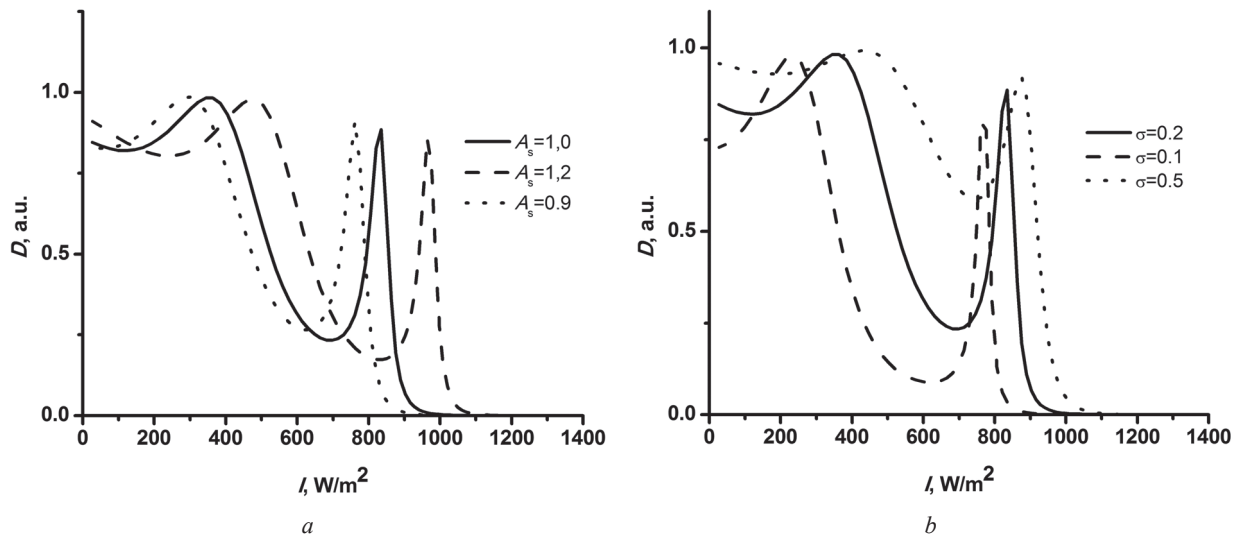


Рис. 4. Зависимость коэффициента туннельной прозрачности  $D$  потенциального барьера на поверхности структуры  $\text{TiO}_2/\text{Si}$  с адсорбированными примесями от интенсивности  $I$  ее облучения светом при различных значениях амплитуды потенциала рассеяния  $A_s$  (а) и величинах уширения потенциала  $\sigma$  (б)

Fig. 4. Dependence of the tunneling transparency coefficient  $D$  of the potential barrier on the surface of the  $\text{TiO}_2/\text{Si}$  structure with the adsorbed impurities from the intensity  $I$  of the sunlight irradiation at different values of amplitude of the dispersion potential  $A_s$  (a) and values of the potential enlargement  $\sigma$  (b)

При уменьшении амплитуды потенциала рассеяния  $A_s$  потенциальный барьер становится выше и шире. Этим объясняется монотонное изменение зависимости  $D(I)$  на рис. 3, с.

Влияние величины параметра потенциала рассеяния  $p_0$  на коэффициент туннельной прозрачности иллюстрирует рис. 3, d. При значениях этого параметра в пределах 0,70–0,95 туннельная прозрачность резко снижается до нуля при возрастании интенсивности облучения от 1000 до 1150 Вт/м<sup>2</sup>. По мере увеличения  $p_0$  до 2,0 порог обращения в нуль коэффициента туннельной прозрачности смещается к 400 Вт/м<sup>2</sup>. С увеличением  $p_0$  барьер растет и стремится к прямоугольной форме. В этом случае  $D(I)$  быстро уменьшается уже при малых интенсивностях. При уменьшении  $p_0$ , наоборот, потенциальный барьер снижается и сглаживается. В результате коэффициент прозрачности имеет высокое значение при высоких интенсивностях (рис. 3, d).

При определенных значениях параметров барьера – в нашем случае при  $\sigma = 0,95$ ,  $A_s = 2,5$ ,  $U_0 = 3,12$  эВ, когда барьер приобретает форму, изображенную на рис. 2 (кривая 4), на зависимости  $D(I)$  возникают дополнительные всплески (рис. 3, с, d), которые связаны с интерференцией падающей и отраженной электронных волн и частично с надбарьерным прохождением электронов.

На рис. 4 приведены зависимости коэффициента туннельной прозрачности от интенсивности облучения светом для потенциального рельефа, состоящего из двух потенциальных барьеров, разделенных квантовой ямой (рис. 2, кривая 1). Они характеризуются возникновением второго пика (почти до 1) в конце области резкого спада прозрачности, соответствующей высокой интенсивности света.

С ростом параметра  $A_s$  оба пика на зависимости коэффициента прозрачности от интенсивности падающего света смещаются в сторону меньших интенсивностей. Характер зависимости при этом не изменяется. При увеличении параметра  $\sigma$  величина первого пикового значения прозрачности практически не меняется, но его положение смещается в сторону меньших значений интенсивности. Положение второго пика также сдвигается в сторону меньших интенсивностей, а его значение уменьшается. Однако при этом наблюдается резкое увеличение коэффициента прозрачности в области его минимума (до 0,6–0,7) в области интенсивностей 600–800 Вт/м<sup>2</sup>.

Возникновение минимума и второго пика коэффициента туннельной прозрачности связано с резонансным прохождением электронов через дискретные уровни в квантовой яме и дополнительной интерференции отраженной волны от второго барьера.

**Заключение.** Рассмотренное туннелирование электронов, генерируемых солнечным светом в  $\text{TiO}_2$ , на его поверхностные состояния с учетом высоты связанных с ними потенциальных барьеров, их ширины, действия потенциала рассеяния показало, что с увеличением интенсивности солнечного света происходит переход от пологой зависимости коэффициента туннельной прозрачности  $D(I)$  к ее резкому снижению, определяемому видом потенциального рельефа. В области плато параметры, характеризующие потенциальный барьер ( $\sigma$ ,  $A_s$ ,  $U_0$ ), незначительно влияют на туннельную прозрачность. Однако в области резкого спада, когда значение интенсивности света больше чем некоторое пороговое значение, их влияние на зависимость  $D(I)$  становится определяющим. При этом увеличение высоты потенциального барьера  $U_0$  и рост уширения  $\sigma$  приводят к сдвигу порогового значения интенсивности, при которой начинается резкий спад коэффициента туннельной прозрачности.

При изменении параметров потенциала рассеяния ( $A_s$ ,  $p_0$ ) наблюдается как монотонный, так и немонотонный характер зависимости коэффициента туннельной прозрачности от интенсивности солнечного света. Рост амплитуды  $A_s$  в основном сдвигает начало резкого спада  $D(I)$  в область более высоких интенсивностей. С увеличением потенциала рассеяния  $p_0$  барьер повышается и стремится к прямоугольной форме, что ведет к быстрому затуханию коэффициента  $D(I)$  уже при малых интенсивностях света. При уменьшении  $p_0$ , наоборот, потенциальный барьер снижается и сглаживается, в результате коэффициент прозрачности имеет большое значение даже в области высоких интенсивностей света.

В случае, когда потенциальный рельеф на поверхности  $\text{TiO}_2$  состоит из двух барьеров, разделенных потенциальной ямой, возникает дополнительный пик в зависимости  $D(I)$ , который определяется резонансным прохождением электронов через дискретные уровни в квантовой яме и интерференцией электронных волн, отраженных от второго барьера.

Установленные закономерности туннелирования электронов, генерируемых солнечным светом в  $\text{TiO}_2$ , через его поверхностные состояния позволяют выбирать оптимальные условия его облучения, обеспечивающие максимальный выход электронов на поверхность  $\text{TiO}_2$ , а следовательно наивысшую эффективность протекания фотокаталитических процессов с их участием.

#### Список использованных источников

1. Antireflecting – passivating dielectric films on crystalline silicon solar cells for space applications / M. Barrera [et al.] // Sol. Energy Mater. Sol. Cells. – 2008. – Vol. 92, N 9. – P. 1115–1122. doi.org/10.1016/j.solmat.2008.03.021
2. Soga, T. Nanostructured Materials for Solar Energy Conversion / T. Soga. – Amsterdam: Elsevier, 2006. – P. 200–216. doi.org/10.1016/b978-0-444-52844-5.x5000-8
3. Electrical and photoelectrical properties of photosensitive heterojunctions  $n\text{-TiO}_2/p\text{-CdTe}$  / V. V. Brus [et al.] // Semicond. Sci. Technol. – 2011. – Vol. 26, N 12. – P. 125006. doi.org/10.1088/0268-1242/26/12/125006
4. Surface-barrier heterojunctions  $\text{TiO}_2/\text{CdZnTe}$  / V. V. Brus [et al.] // Semicond. Sci. Technol. – 2013. – Vol. 28, N 1. – P. 015014. doi.org/10.1088/0268-1242/28/1/015014
5. Формирование и антибактериальные свойства композиционных наноструктур из оксидов титана и меди / Н. М. Денисов [и др.] // Неорганические материалы. – 2016. – Т. 52, № 5. – С. 570–575.
6. Артемьев, Ю. М. Введение в гетерогенный фотокатализ / Ю. М. Артемьев, В. К. Рябчук. – СПб., Изд-во СПбГУ, 1999. – 303 с.
7. Linsebigler, A. Photocatalysis on  $\text{TiO}_2$  Surfaces: Principles, Mechanisms, and Selected Results / A. Linsebigler, G. Lu., J. T. Yates // Chemical Reviews. – 1995. – Vol. 95, N 3. – P. 735–758. doi.org/10.1021/cr00035a013
8. Effect of crystallinity of  $\text{TiO}_2$  on its photocatalytic action / K. Tanaka [et al.] // Chemical Physics Letters. – 1991. – Vol. 187, N 1. – P. 73–76.
9. Sharma, B. L. Semiconductor Hetero-junctions / B. L. Sharma, R. K. Purohit. – Pergamon, Oxford, 1974. – P. 224.
10. Двухзонная проводимость  $\text{TiO}_2$  / Д. В. Гриценко [и др.] // Физика твердого тела. – 2006. – Т. 48, № 2. – С. 210–213.
11. Маслов, В. П. Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики / В. П. Маслов, М. В. Федорюк. – Москва: Наука, 1976. – 296 с.
12. Панфиленок, А. С. Колебания туннельного магнитосопротивления в структуре ферромагнетик–диэлектрик–ферромагнетик / А. С. Панфиленок, А. Л. Данилюк, В. Е. Борисенко // Журн. технической физики. – 2008. – Т. 78, № 4. – С. 89–94.
13. Бабилов, В. В. Метод фазовых функций в квантовой механике / В. В. Бабилов. – Москва: Наука, 1976. – 224 с.

## References

1. Barrera M., Pla J., Bocchi C., Migliori A. Antireflecting – passivating dielectric films on crystalline silicon solar cells for space applications. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2008, vol. 92, no. 9, pp. 1115–1122. doi.org/10.1016/j.solmat.2008.03.021
2. Soga T. *Nanostructured Materials for Solar Energy Conversion*. Amsterdam, Elsevier, 2006. 595 p. doi.org/10.1016/b978-0-444-52844-5.x5000-8
3. Brus V. V., Ilashchuk M. I., Kovalyuk Z. D., Maryanchuk P. D., Ulyanytsky K. S. Electrical and photoelectrical properties of photosensitive heterojunctions  $n\text{-TiO}_2/p\text{-CdTe}$ . *Semiconductor Science and Technology*, 2011, vol. 26, no. 12, pp. 125006. doi.org/10.1088/0268-1242/26/12/125006
4. Brus V. V., Ilashchuk M. I., Kovalyuk Z. D., Maryanchuk P. D., Parfenyuk O. A. Surface-barrier heterojunctions  $\text{TiO}_2/\text{CdZnTe}$ . *Semiconductor Science and Technology*, 2013, vol. 28, no. 1, p. 015014. doi.org/10.1088/0268-1242/28/1/015014
5. Denisov N. M., Baglov A. V., Borisenko V. E., Drozdova E. V. Preparation and antibacterial properties of composite nanostructures from titanium and copper oxides. *Inorganic Materials*, 2016, vol. 52, no. 5, pp. 523–528. doi.org/10.1134/s0020168516050034
6. Artemiev Yu. M., Ryabchuk V. K. *Introduction in heterogenic photocatalysis*. Saint-Petersburg, Saint Petersburg State University Publ., 1999. 303 p. (in Russian).
7. Linsebigler A., Lu G., Yates J. T. Photocatalysis on  $\text{TiO}_2$  Surfaces: Principles, Mechanisms, and Selected Results. *Chemical Reviews*, 1995, vol. 95, no. 3, pp. 735–758. doi.org/10.1021/cr00035a013
8. Tanaka K., Mario F., Capule V., Hisanaga T. Effect of crystallinity of  $\text{TiO}_2$  on its photocatalytic action. *Chemical Physics Letters*, 1991, vol. 187, no. 1–2, pp. 73–76. doi.org/10.1016/0009-2614(91)90486-s
9. Sharma B. L., Purohit R. K. *Semiconductor Hetero-junctions*. Oxford, Pergamon, 1974. 224 p.
10. Gritsenko D. V., Shaimeev S. S., Atuchin V. V., Grigor'eva T. I., Pokrovskii L. D., Pchelyakov O. P., Gritsenko V. A., Aseev A. L., Lifshits V. G. Two-band conduction in  $\text{TiO}_2$ . *Physics of the Solid State*, 2006, vol. 48, no. 2, pp. 224–228. doi.org/10.1134/s1063783406020053
11. Maslov V. P., Fedoryuk M. V. *Quasi-classique approche for the equations of the quantum mechanics*. Moscow, Nauka Publ., 1976. 296 p. (in Russian).
12. Panfilenok A. S., Danilyuk A. L., Borisenko V. E. Oscillations of tunnel magnetoresistance in ferromagnet-insulator-ferromagnet structures. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2008. vol. 53, no. 4, pp. 479–484. doi.org/10.1134/s1063784208040142
13. Babikov V. V. *Phase fuction method in the quantum mechanics*. Moscow, Nauka Publ., 1976. 224 p. (in Russian).

## Информация об авторах

Сидорова Татьяна Николаевна – мл. науч. сотрудник. Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (ул. П. Бровки, 6, 220013, Минск, Республика Беларусь). E-mail: sharsu\_antea@bk.ru.

Данилюк Александр Леонидович – канд. физ.-мат. наук, доцент. Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (ул. П. Бровки, 6, 220013, Минск, Республика Беларусь). E-mail: danilyuk@nano-center.org.

Борисенко Виктор Евгеньевич – д-р физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой. Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (ул. П. Бровки, 6, 220013, Минск, Республика Беларусь). E-mail: borisenko@bsuir.by.

## Information about the authors

Sidorova Tatyana Nikolaevna – Junior researcher. Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (6, P. Browka Str., 220013, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: sharsu\_antea@bk.ru.

Danilyuk Alexander Leonidovich – Ph. D. (Physics and Mathematics), Assistant Professor. Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (6, P. Browka Str., 220013, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: danilyuk@nano-center.org.

Borisenko Viktor Evgenievich – D. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Head of the Department. Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (6, P. Browka Str., 220013, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: borisenko@bsuir.by.