

ISSN 1561-8323 (Print)

ISSN 2524-2431 (Online)

УДК 539.143.5

<https://doi.org/10.29235/1561-8323-2020-64-6-670-677>

Поступило в редакцию 21.10.2020

Received 21.10.2020

Т. Н. Сидорова, А. Л. Данилюк, В. Е. Борисенко*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
Минск, Республика Беларусь***СПИН-ЗАВИСИМОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ
НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ДИОКСИДА ТИТАНА***(Представлено академиком В. А. Лабуновым)*

Аннотация. Представлены результаты моделирования спин-зависимого туннелирования электронов на поверхностные состояния диоксида титана, образованные адсорбированными органическими соединениями. Коэффициент туннельной прозрачности для генерируемых солнечным светом электронов рассчитан с помощью разработанной модели на основе метода фазовых функций. В качестве инжектора спин-зависимых электронов в диоксид титана в структуре используется пленка ферромагнетика. Показано, что величина спиновой поляризации электронов на поверхностных состояниях составляет 10–25 %, что может способствовать реализации спинового катализа процессов разложения органических соединений на поверхности диоксида титана.

Ключевые слова: спин-зависимое туннелирование, коэффициент туннельной прозрачности, диоксид титана, поверхностные состояния

Для цитирования. Сидорова, Т. Н. Спин-зависимое туннелирование на поверхностные состояния диоксида титана / Т. Н. Сидорова, А. Л. Данилюк, В. Е. Борисенко // Докл. Нац. акад. наук Беларуси. – 2020. – Т. 64, № 6. – С. 670–677. <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2020-64-6-670-677>

Tatiana N. Sidorova, Alexandr L. Danilyuk, Viktor E. Borisenko*Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Republic of Belarus***SPIN-DEPENDANT TUNNELING TO THE SURFACE STATES OF TITANIUM DIOXIDE***(Communicated by Academician Vladimir A. Labunov)*

Abstract. Results of the simulation of spin-dependant tunneling of electrons to the surface states of the titanium dioxide, which are created by adsorbed organic impurities are performed. Tunneling transparency for sunlight generated electrons is calculated by the Phase function method. A ferromagnetic film is considered to be an injector of spin-dependent electrons to the titanium dioxide. It is shown that electron spin polarization at the surface states reaches 10–25 %. It can contribute to the spin enhanced catalysis peeling a surface from organic impurities.

Keywords: spin-dependent tunneling, the tunneling transparency, titanium dioxide, surface states

For citation: Sidorova T. N., Danilyuk A. L., Borisenko V. E. Spin-dependant tunneling to the surface states of titanium dioxide. *Doklady Natsional'noi akademii nauk Belarusi = Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus*, 2020, vol. 64, no. 6, pp. 670–677 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2020-64-6-670-677>

Введение. В последнее десятилетие наибольший интерес для фотокаталитических применений представляют комбинированные структуры, имеющие в своем составе диоксид титана (TiO₂) [1]. Он обусловлен привлекательными свойствами данного материала [2–5]. Например, сочетание его фотокаталитических свойств с возможностью получать развитую поверхность, удельная площадь которой варьируется в зависимости от метода синтеза от десятков до сотен квадратных метров на грамм вещества [6]. Фотокаталитические свойства этого материала обусловлены эффективной генерацией на его поверхности химических радикалов в процессе взаимодействия адсорбированных молекул воды и кислорода с фотовозбужденными электронами и дырками, которые участвуют в окислительно-восстановительных реакциях [7], приводящих к тому, что органические вещества (в том числе и токсичные) разлагаются до простых составляющих – углекислого газа и воды. Однако из-за относительно широкой запрещенной зоны (3,1–3,5 эВ) диоксида

титана возникает необходимость использования УФ-излучения с длиной волны меньше 400 нм. В спектре же солнечного света доля излучения с такими длинами волн не превышает 7 % [8]. Поэтому ведется активный поиск путей создания структур на основе TiO_2 , обладающих фотокалалитической активностью в видимой части спектра солнечного излучения. Одним из них является использование гетероструктур из TiO_2 и полупроводника с меньшей шириной запрещенной зоны, в частности кремния (Si).

Наряду с этим перспективным направлением является спиновый катализ [9], использующий стимулирование химических реакций за счет изменения спина реагирующих химических компонентов. Физический смысл и назначение спинового катализа состоит в том, чтобы снимать спиновый запрет, изменять спин реагентов и открывать каналы химической реакции, закрытые по спину. Эти функции выполняет спиновый катализатор – частица, несущая собственный электронный спин (атом, радикал или ион). Взаимодействуя с реагирующей системой, спиновый катализатор отождествляет свой спин со спином реагирующей системы. В такой обобщенной спиновой системе ранее закрытые реакционные каналы становятся открытыми, т. е. разрешенными по спину [10].

Модель. Рассмотрим процессы, происходящие в гетероструктуре TiO_2 /ферромагнетик (ФМ)/Si, в которой пленка TiO_2 имеет нанометровую толщину, ФМ – инжектор спин-поляризованных электронов с работой выхода 4,0–4,5 эВ, выполняющий функцию повышения степени поляризации электронов, сгенерированных в кремниевой подложке под действием падающего на нее пучка поляризованного света. Поскольку в гетероструктуре Si/ TiO_2 , облучаемой поляризованным солнечным светом, степень спиновой поляризации носителей заряда не высока, то нами в качестве источника спин-поляризованных электронов между Si и TiO_2 применяется металлический спиновый инжектор (CoFe или Co), который может обеспечить необходимую величину спиновой поляризации. Потенциальная диаграмма такой структуры показана на рис. 1.

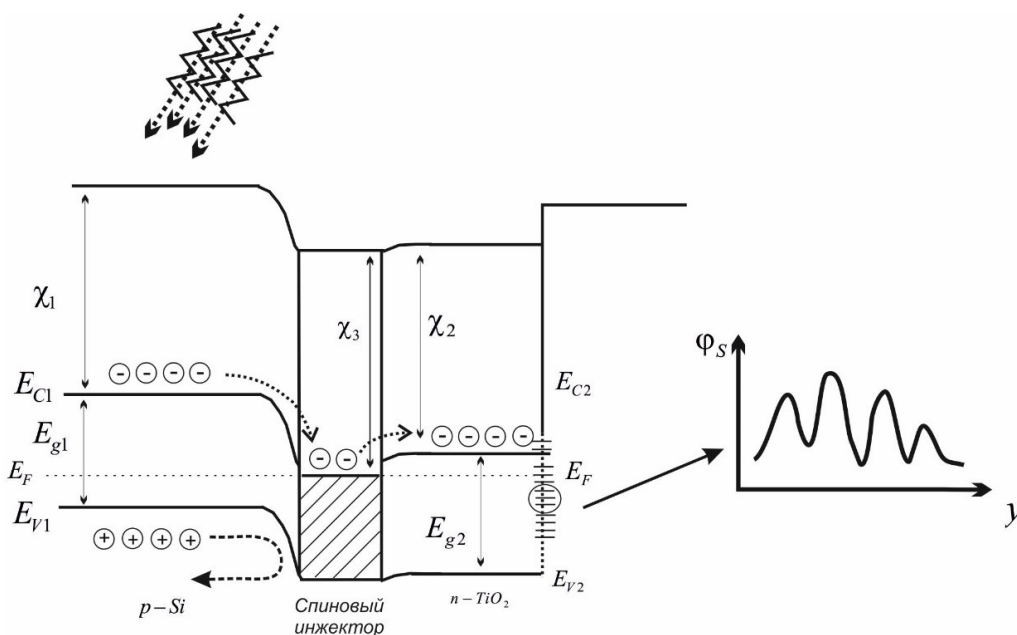


Рис. 1. Потенциальная диаграмма структуры TiO_2 /спиновый инжектор/Si с учетом поверхностных состояний на TiO_2

Fig. 1. Potential diagram of the TiO_2 /spin injector/Si structure taking into account surface states at TiO_2

Дырки, сгенерированные в кремнии, отталкиваются от потенциального барьера на границе со спиновым инжектором и рекомбинируют с электронами в кремнии. Электроны, генерируемые в кремнии, ввиду отсутствия потенциального барьера на границе со спиновым инжектором переходят в него. Далее электроны, приобретая определенную спиновую поляризацию, переходят в TiO_2 и туннелируют на его поверхностные состояния. Потенциальный рельеф поверхности

TiO₂, обусловленный поверхностными состояниями, образованными адсорбированными на поверхности TiO₂ химическими компонентами, в общем случае имеет достаточно сложную форму. Потенциальный рельеф включает локальные энергетические максимумы и минимумы, отражающие определенные поверхностные состояния и возможные переходы электронов между ними. Прохождение электронов на поверхностные состояния происходит путем их туннелирования из объема TiO₂. При наличии спиновой поляризации электроны с различной ориентацией спина приобретают селективность в процессах туннелирования и процессах взаимодействия с органическими комплексами на поверхности TiO₂.

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 туннельной 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 случае, эта процедура 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 [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 дает возможность 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.

Используем квазиодномерное уравнение Шрёдингера для каждой спиновой компоненты в виде

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{\uparrow\downarrow}^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{\uparrow\downarrow}^*} + U_0 - h_0 \sigma - qV_p(x) - q\phi(x) \pm V_{sc}(x) \right] \psi_{\uparrow\downarrow}(x) = E \psi_{\uparrow\downarrow}(x),$$

где x – координата в направлении туннелирования; σ – индекс спина (спин-вверх и спин-вниз); m^* и E – эффективная масса и энергия туннелирующего электрона; h_0 – молекулярное поле в ферромагнетике; V_p – потенциал, обусловленный внешним электрическим полем на поверхности TiO₂; V_{sc} – потенциал рассеяния; \hbar – редуцированная постоянная Планка; U_0 – максимальная высота потенциального барьера на поверхности TiO₂ для электронов из зоны проводимости.

Согласно методу фазовых функций [13], уравнение для функции отражения $B(x)$ от потенциального барьера имеет вид

$$\frac{dB_{\uparrow\downarrow}(x)}{dx} = -\frac{U_{eff}(x)}{2ik_{\uparrow\downarrow}} [\exp(ik_{\uparrow\downarrow}x) + B_{\uparrow\downarrow}(x) \exp(-ik_{\uparrow\downarrow}x)]^2$$

с граничным условием $B_{\uparrow\downarrow}(x \rightarrow +\infty) = 0$, где i – мнимая единица; $k_{\uparrow\downarrow} = \sqrt{2m_{\uparrow\downarrow}^* (E \pm h_0 \sigma) / \hbar^2}$ – волновой вектор туннелирующих электронов; эффективный потенциал $U_{eff}(x)$, равный в данном случае

$$U_{eff} = (2m_{\sigma}^* / \hbar^2)(U_0 + k_{\parallel}^2 - qV_p(x) - q\phi(x) \pm V_{sc}(x)).$$

Величина квадрата модуля функции отражения имеет смысл коэффициента отражения на лежащей в интервале $(x, +\infty)$ части потенциала, т. е. $R(x) = |B(x)|^2$. Принимая, что $B(x) = a(x) + ib(x)$ и разлагая $\exp(\pm ikx)$, получим следующую систему уравнений для нахождения компонент функции отражения:

$$\frac{da_{\uparrow\downarrow}(x)}{dx} = \frac{U_{eff}(x)}{2k_{\uparrow\downarrow}} [-\sin(2k_{\uparrow\downarrow}x) - 2b_{\uparrow\downarrow} + (a_{\uparrow\downarrow}^2 - b_{\uparrow\downarrow}^2)\sin(2k_{\uparrow\downarrow}x) - 2a_{\uparrow\downarrow}b_{\uparrow\downarrow}\cos(2k_{\uparrow\downarrow}x)], \quad (1)$$

$$\frac{db_{\uparrow\downarrow}(x)}{dx} = \frac{U_{eff}(x)}{2k_{\uparrow\downarrow}} [\cos(2k_{\uparrow\downarrow}x) + 2a_{\uparrow\downarrow} + (a_{\uparrow\downarrow}^2 - b_{\uparrow\downarrow}^2)\cos(2k_{\uparrow\downarrow}x) - 2a_{\uparrow\downarrow}b_{\uparrow\downarrow}\sin(2k_{\uparrow\downarrow}x)]. \quad (2)$$

Коэффициент туннельного прохождения электронов через барьер равен

$$D_{\uparrow\downarrow} = \exp\left[\frac{1}{k_{\uparrow\downarrow}} \int_0^d U_{eff}(x)[b_{\uparrow\downarrow}(x)\cos(2k_{\uparrow\downarrow}x) - a_{\uparrow\downarrow}(x)\sin(2k_{\uparrow\downarrow}x)]dx\right], \quad (3)$$

где d – ширина туннельного барьера.

Система уравнений (1)–(3) позволяет рассчитать коэффициент туннельной прозрачности $D(E)$ при туннелировании электронов, сгенерированных солнечным светом, на поверхностные состояния диоксида титана. Ее величина зависит от энергетического спектра электронов, образовавшихся в кремнии, который в свою очередь определяется интенсивностью и спектральным составом солнечного света $I(E)$.

Степень спиновой поляризации электронов на поверхностных состояниях определяется разницей значений волнового вектора на уровне Ферми для электронов спин-вверх и спин-вниз. Ее величину находим из выражения

$$P = \frac{|D_{\uparrow} - D_{\downarrow}|}{D_{\uparrow} + D_{\downarrow}},$$

где D_{\uparrow} и D_{\downarrow} – туннельная прозрачность для электронов спин-вверх и спин-вниз соответственно.

Результаты и их обсуждение. В соответствии с предложенной моделью рассчитаны параметры двух возможных потенциальных рельефов в TiO_2 и коэффициенты их туннельной прозрачности для электронов, генерируемых солнечным светом в Si и туннелирующих на поверхностные состояния TiO_2 , образованные адсорбированными органическими соединениями. Рис. 2 иллюстрирует эти потенциальные рельефы.

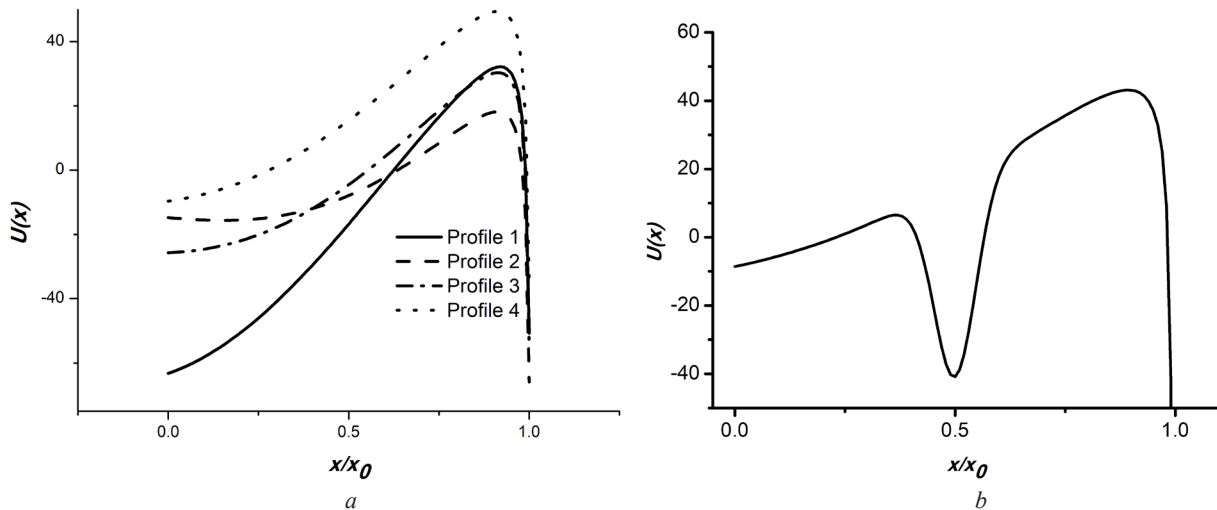


Рис. 2. Форма потенциального рельефа первого (a) и второго (b) вида

Fig. 2. Potential relief form or the first (a) and second (b) types

На рис. 3 приведены результаты расчетов степени спиновой поляризации электронов на поверхностные состояния в зависимости от потенциала, создаваемого внешним полем на поверхности диоксида титана V_p , и уровня спиновой поляризации электронов σ , инжектированных в диоксид титана из ФМ, для потенциального рельефа первого вида. Следует отметить, что степень

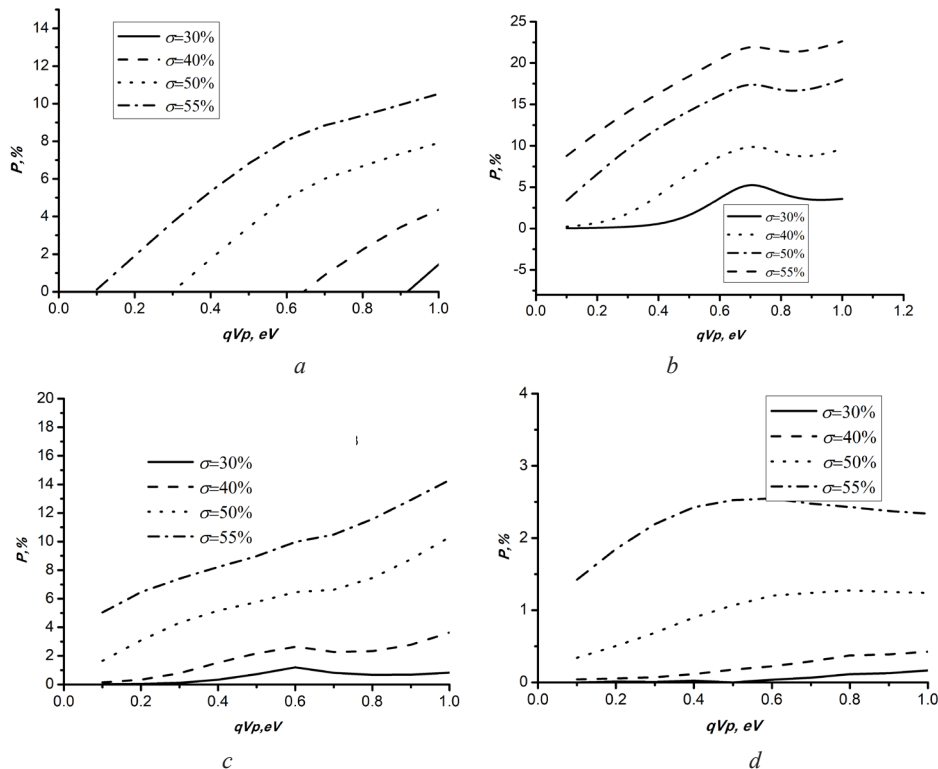


Рис. 3. Степень спиновой поляризации электронов P на поверхности TiO_2 в зависимости от потенциала V_p и начальной спиновой поляризации σ для потенциального рельефа первого вида: a – профиль 1; b – профиль 2; c – профиль 3; d – профиль 4

Fig. 3. Degree of spin-polarization P at the TiO_2 surface depending on the potential V_p and initial spin polarization σ for the potential relief of the first type: a – profile 1; b – profile 2; c – profile 3; d – profile 4

спиновой поляризации электронов на поверхности всегда ниже их спиновой поляризации в инжекторе, что в данном случае связано с наличием отражения части электронов от потенциального барьера.

Для потенциального барьера (рис. 2, a , профиль 1) в области потенциальной энергии qV_p вблизи 1 эВ имеет место увеличение крутизны переднего фронта барьера. В результате степень поляризации характеризуется порогом с увеличением qV_p , после которого наблюдается монотонный почти линейный ее рост, рис. 3, a . Наибольшее изменение и меньший порог наблюдаются для начальной степени поляризации инжектированных в TiO_2 электронов, равной 55%. Величина спиновой поляризации на поверхностных состояниях при этом увеличивается до 10–12%. Наименьшее изменение P наблюдается при $\sigma = 30\%$, когда P не превышает 1% при $qV_p = 1$ эВ.

Для потенциального барьера (рис. 2, a , профиль 2), для которого в отличие от профиля 1 при увеличении потенциала V_p наблюдается уменьшение крутизны переднего фронта, снижение высоты барьера, формирование пологой ямы, характер зависимости $P(qV_p)$ нелинейный. При увеличении qV_p до 0,6 эВ, P увеличивается почти линейно (рис. 3, b). Далее наблюдается выход на насыщение при qV_p в области 0,7 эВ и небольшой завал при $qV_p = 0,85$ –0,9 эВ.

Профиль 3 является промежуточным между профилем 1 и профилем 2 и характеризуется тем, что при увеличении qV_p наблюдается уменьшение крутизны переднего фронта, снижение высоты барьера (однако не так ярко выражено как в профиле 2), формирование ямы (аналогично профилю 2). В области $qV_p = 0$ –0,6 эВ зависимость $P(qV_p)$ изменяется линейно аналогично вышеописанным случаям. Степень поляризации P при этом достигает 1% при $\sigma = 30\%$, 2% при $\sigma = 40\%$, 6% и 10% при $\sigma = 50\%$ и $\sigma = 55\%$ соответственно (рис. 3, c). В области $qV_p = 0,6$ –0,7 эВ наблюдается насыщение при низких начальных поляризациях ($\sigma = 30\%$ и $\sigma = 40\%$), а при дальнейшем увеличении qV_p график остается неизменным. Данное поведение аналогично описанному для профиля 2. Однако при высоких начальных поляризациях ($\sigma = 50\%$ и $\sigma = 55\%$) при

$qV_p > 0,6$ эВ наблюдается отсутствие области насыщения и дальнейший рост степени поляризации до 10 и 14 % соответственно.

Для профиля 4 при увеличении потенциала qV_p происходит увеличение высоты и крутизны переднего фронта барьера. В таком случае наблюдается выход на насыщение при меньших значениях qV_p и малые значения поляризации (максимально 1–3 %) (рис. 3, *d*), чем для вышеописанных рельефов.

На основе рассмотренных вариантов можно заключить, что чем уже барьер, тем больше вероятность туннелирования и повышения когерентности (уменьшение фазовых сдвигов). Кроме того, передняя часть профиля при увеличении потенциала попадает в отрицательную область, т. е. сильного снижения части барьера. Указанные два фактора приводят как к существенному росту степени поляризации, так и к насыщению ее.

Была также рассчитана зависимость $P(qV_p)$ для рельефа второго вида (два потенциальных барьера, разделенных потенциальной ямой, рис. 2, *b*) при изменении ширины потенциальной ямы – рис. 4.

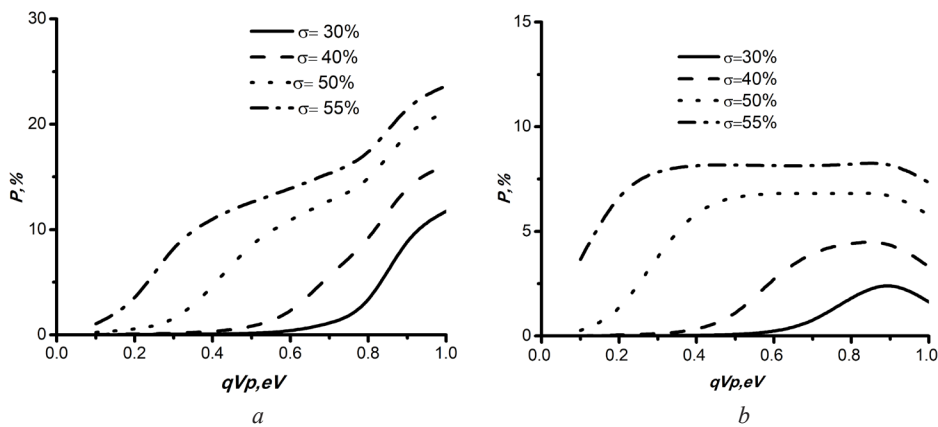


Рис. 4. Степень спиновой поляризации электронов P на поверхности TiO_2 в зависимости от потенциала V_p и начальной спиновой поляризации σ для потенциального рельефа второго вида при ширине потенциальной ямы x_0 (*a*) и $2x_0$ (*b*)

Fig. 4. Degree of spin-polarization P at the TiO_2 surface depending on the potential V_p and initial spin polarization σ for the potential relief of the second type with the width of the potential well of x_0 (*a*) and $2x_0$ (*b*)

В случае узкой ямы наблюдается первоначальный порог и дальнейший резкий рост степени поляризации до 25 % (рис. 4, *a*). При увеличении ширины потенциальной ямы наблюдается иной характер зависимостей – появляется область насыщения (рис. 4, *b*): при увеличении qV_p с 0 до некоторого значения ($qV_p = 0,2$ эВ для $\sigma = 55\%$, $qV_p = 0,4$ эВ для $\sigma = 50\%$, $qV_p = 0,7$ эВ для $\sigma = 40\%$, $qV_p = 0,85$ эВ для $\sigma = 30\%$) степень поляризации возрастает, после чего остается неизменной. Когда $qV_p = 0,9$ эВ для всех рассматриваемых зависимостей, степень поляризации P начинает постепенно снижаться.

Заключение. Проведенным нами моделированием установлена взаимосвязь степени спиновой поляризации электронов на поверхностных состояниях от уровня их начальной спиновой поляризации, создаваемой ферромагнитной пленкой, и от потенциала, обусловленного внешним электрическим полем на поверхности TiO_2 . Данная взаимосвязь была рассмотрена для потенциальных рельефов, представляющих одиночный потенциальный барьер и два потенциальных барьера, разделенных потенциальной ямой. В первом случае с ростом начальной поляризации и увеличением внешнего потенциала степень спиновой поляризации возрастает почти линейно до 10 %. Во втором случае для относительно узкой ямы зависимость степени поляризации электронов от приложенного потенциала имеет сверхлинейный характер, а ее величина достигает 20 %. Однако для широкой потенциальной ямы меняется характер зависимостей и возникает область насыщения. При этом величина степени спиновой поляризации не превышает 7,5 %. Такое поведение объясняется селективностью резонансного прохождения спин-зависимых элек-

тронов через дискретные уровни в квантовой яме и интерференцией электронных волн, отраженных от второго барьера. Установленные взаимосвязи позволяют конструировать фотокаталитические покрытия на основе Si/ФМ/TiO₂ гетероструктур с максимальной эффективностью.

Благодарности. Работа выполнена в рамках проекта Государственной программы научных исследований «Конвергенция–2020». В. Е. Борисенко благодарит Программу повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (“Improving of the Competitiveness” Program of the National Research Nuclear University MEPhI) за частичную финансовую поддержку выполненных исследований.

Acknowledgments. The research is performed within the framework of the project of the State Research Program “Convergence–2020”. V. E. Borisenko is grateful to the Program of the National Research Nuclear University MEPhI “Improving the Competitiveness for Partial Financial Support of the Performed Investigations”.

Список использованных источников

1. Наноматериалы на основе диоксида титана с высокой фотокаталитической активностью / Е. А. Константинова [и др.] // Российские нанотехнологии. – 2019. – Т. 14, № 5–6. – С. 3–10. <https://doi.org/10.21517/1992-7223-2019-5-6-3-10>
2. Antireflecting – passivating dielectric films on crystalline silicon solar cells for space applications / M. Barrera [et al.] // *Solar Energy Mater. Sol. Cells*. – 2008. – Vol. 92, N 9. – P. 1115–1122. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2008.03.021>
3. Soga, T. *Nanostructured Materials for Solar Energy Conversion* / T. Soga. – Amsterdam, 2006. – P. 200–216. <https://doi.org/10.1016/b978-0-444-52844-5.x5000-8>
4. Electrical and photoelectrical properties of photosensitive heterojunctions *n*-TiO₂/*p*-CdTe / V. V. Brus [et al.] // *Semicond. Sci. Technol.* – 2011. – Vol. 26, N 12. – P. 125006. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/26/12/125006>
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. <https://doi.org/10.7868/s0002337x16050031>
6. Артемьев, Ю. М. Введение в гетерогенный фотокатализ / Ю. М. Артемьев, В. К. Рябчук. – СПб., 1999. – 303 с.
7. Linsebigler, A. T. *Photocatalysis on TiO₂ Surfaces: Principles, Mechanisms, and Selected Results* / A. T. Linsebigler, G. Lu, J. T. Yates // *Chemical Reviews*. – 1995. – Vol. 95, N 3. – P. 735–758. <https://doi.org/10.1021/cr00035a013>
8. Sharma, B. L. *Semiconductor Heterojunctions* / B. L. Sharma, R. K. Purohit. – Oxford, 1974. – 224 p. <https://doi.org/10.1016/C2013-0-10076-1>
9. Бучаченко, А. Л. Спиновый катализ – новый вид катализа в химии / А. Л. Бучаченко, В. Л. Бердинский // *Успехи химии*. – 2004. – Т. 73, № 11. – С. 1123–1130.
10. Двухзонная проводимость TiO₂ / 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. – М., 1976. – 296 с.
12. Панфилёнок, А. С. Колебания туннельного магнитосопротивления в структуре ферромагнетик–диэлектрик–ферромагнетик / А. С. Панфилёнок, А. Л. Данилюк, В. Е. Борисенко // *Журн. техн. физики*. – 2008. – Т. 78, № 4. – С. 89–94.
13. Бабилов, В. В. Метод фазовых функций в квантовой механике / В. В. Бабилов. – М., 1976. – 224 с.

References

1. Konstantinova E. A., Kushnikov M. P., Zaitsev V. B., Kytin V. G., Marikutsa A. V., Kashkarov P. K., Trusov G. V., Sedegov A. S. High photocatalytic activity nanomaterials based on titanium dioxide. *Nanotechnologies in Russia*, 2019, vol. 14, no. 5–6, pp. 190–196. <https://doi.org/10.1134/s1995078019030078>
2. 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. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2008.03.021>
3. Soga T. *Nanostructured Materials for Solar Energy Conversion*. Amsterdam, 2006, pp. 200–216. <https://doi.org/10.1016/b978-0-444-52844-5.x5000-8>
4. Brus V. V., Plashchuk M. I., Kovalyuk Z. D., Maryanchuk P. D., Ulyanytsky K. S. Electrical and photoelectrical properties of photosensitive heterojunctions *n*-TiO₂/*p*-CdTe. *Semiconductor Sciences and Technology*, 2011, vol. 26, no. 12, pp. 125006. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/26/12/125006>
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. <https://doi.org/10.1134/s0020168516050034>
6. Artem'ev Yu. M., Ryabchuk V. K. *Introduction to Heterogeneous Photocatalysis*. Saint Petersburg, 1999. 303 p. (in Russian).
7. Linsebigler A. L., Lu G., Yates J. T. *Photocatalysis on TiO₂ Surfaces: Principles, Mechanisms, and Selected Results*. *Chemical Reviews*, 1995, vol. 95, no. 3, pp. 735–758. <https://doi.org/10.1021/cr00035a013>
8. Sharma B. L., Purohit R. K. *Semiconductor Heterojunctions*. Oxford, 1974. 224 p. <https://doi.org/10.1016/C2013-0-10076-1>
9. Buchachenko A. L., Berdinsky V. L. Spin catalysis as a new type of catalysis in chemistry. *Russian Chemical Reviews*, 2004, vol. 73, no. 11, pp. 1033–1039. <https://doi.org/10.1070/rc2004v073n11abeh000888>

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 TiO_2 . *Physics of the Solid State*, 2006, vol. 48, no. 2, pp. 224–228. <https://doi.org/10.1134/s1063783406020053>
11. Maslov V. P., Fedoruk M. V. *Quasiclassical approximation for the equations of quantum mechanics*. Moscow, 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*, 2008, vol. 53, no. 4, pp. 479–484. <https://doi.org/10.1134/s1063784208040142>
13. Babikov V. V. *Phase function method in quantum mechanics*. Moscow, 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 Tatiana N. – Junior researcher. Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (6, P. Brovka Str., 220013, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: sharsu_antea@bk.ru.

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

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