

ISSN 1561-2430 (Print)
ISSN 2524-2415 (Online)
УДК 621.382.323

<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2025-61-2-139-148>

Поступила в редакцию 31.01.2025

Received 31.01.2025

Д. В. Поздняков, А. В. Борздов, В. М. Борздов

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

МОДЕЛИРОВАНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО КВАНТОВО-БАРЬЕРНОГО ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ОДНОСТЕННОЙ УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКИ ТИПА ZIGZAG

Аннотация. Рассмотрена одна из возможных конструкций двухзатворного квантово-барьерного полевого транзистора на основе металлической одностенной углеродной нанотрубки типа zigzag. Рассчитаны вольт-амперные характеристики транзистора с оптимальной геометрией в рамках разработанной комбинированной физико-математической модели, описывающей перенос носителей заряда в его проводящем канале с учетом как квантово-размерных эффектов, так и фононного рассеяния частиц. Для нанотрубки определены оптимальные значения ее длины и диаметра, при которых для такого транзистора достигаются максимальные величины проводимости канала и обратной подпороговой крутизны его вольт-амперных характеристик.

Ключевые слова: полевой транзистор, одностенная углеродная нанотрубка, баллистический перенос электронов

Для цитирования. Поздняков, Д. В. Моделирование баллистического квантово-барьерного полевого транзистора на основе металлической одностенной углеродной нанотрубки типа zigzag / Д. В. Поздняков, А. В. Борздов, В. М. Борздов // Весті Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-матэматычных навук. – 2025. – Т. 61, № 2. – С. 139–148. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2025-61-2-139-148>

Dmitry V. Pozdnyakov, Andrei V. Borzdov, Vladimir M. Borzdov

Belarusian State University, Minsk, Republic of Belarus

SIMULATION OF A BALLISTIC QUANTUM-BARRIER FIELD-EFFECT TRANSISTOR BASED ON A ZIGZAG METALLIC SINGLE-WALL CARBON NANOTUBE

Abstract. One of the possible designs of a double-gate quantum-barrier field-effect transistor based on a metallic single-wall carbon nanotube of the zigzag type is considered. The current-voltage characteristics of the transistor with the optimal geometry are calculated in the framework of the developed combined physical and mathematical model describing the charge carrier transport in the conducting channel of the transistor taking into account both quantum-dimensional effects and phonon scattering of particles. Optimum values of the nanotube length and diameter are determined at which the maximum values of the channel conductivity and the subthreshold swing are achieved for such a transistor.

Keywords: field-effect transistor, single-wall carbon nanotube, ballistic electron transport

For citation. Pozdnyakov D. V., Borzdov A. V., Borzdov V. M. Simulation of a ballistic quantum-barrier field-effect transistor based on a zigzag metallic single-wall carbon nanotube. *Vestsi Natsyyanal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2025, vol. 61, no. 2, pp. 139–148 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2025-61-2-139-148>

Введение. Хорошо известно, что вопросам разработки и практического создания нанозлектронных транзисторных структур с полевым управлением на основе одностенных углеродных нанотрубок с полупроводниковым типом проводимости (далее – полупроводниковые нанотрубки) посвящено большое количество научных работ (см., напр., [1–3]). Такой тип проводимости в том числе наблюдается и в углеродных нанотрубках типа zigzag при определенных значениях их индекса хиральности [1]. Эти нанотрубки в зависимости от своего диаметра могут иметь либо полупроводниковый тип проводимости, либо металлический. В транзисторах на основе полупроводниковых нанотрубок управление протекающим в проводящем канале током осуществляется одновременным изменением положения дна их зоны проводимости и потолка валентной зоны (поднятие – опускание по энергетической шкале) в околзатворной области нанотрубок посредством изменения потенциала на одном или потенциалах на нескольких затворах [2] без

влияния этого потенциала или этих потенциалов на ширину запрещенной зоны нанотрубок. Это хорошо отработанный и очень эффективный принцип управления переключением полевыми транзисторами с одномерными проводящими каналами, который для полупроводниковых нанотрубок ничем не отличается от такового для широко используемых полупроводников, включая кремний.

В то же время исследованиям возможности создания полевых нанотранзисторов на основе одностенных углеродных нанотрубок с металлическим типом проводимости (далее – металлические нанотрубки) и расчету их вольт-амперных характеристик (ВАХ) посвящено относительно небольшое число работ. В частности, в [4–7] были рассмотрены базовые аспекты перспективного принципа управления протекающим по металлической нанотрубке электрическим током за счет формирования запрещенной зоны в ее зонной структуре и управления шириной этой зоны электрическим полем, у которого вектор напряженности перпендикулярен оси нанотрубки. Однако анализ эффективности данного принципа управления применительно к конкретным примерам полевых транзисторов с какой-либо реальной топологией так и не был проведен.

Известно также, что классическим способом изменения поперечной составляющей вектора напряженности электрического поля в одномерном проводящем канале нанотранзистора является изменение разности потенциалов на двух окружающих этот канал затворах. Это поле поляризует электроны в нанотрубке, вызывая деформацию ее зонной структуры. При этом в металлических нанотрубках типа armchair однородное поперечное электрическое поле лишь искажает зависимость энергии электронов от их волнового вектора вблизи точек Дирака и не приводит к появлению запрещенной зоны [5, 6]. Запрещенная зона в зонной структуре таких нанотрубок во внешнем поперечном электрическом поле появляется в том случае, когда это поле сильно неоднородное и с очень высокой напряженностью [4]. Но с практической точки зрения такой метод создания потенциального барьера в проводящем канале транзистора является малоэффективным [4]. В то же время металлическим нанотрубкам типа zigzag не свойственна такая симметрия, как нанотрубкам типа armchair [8], поэтому внешнее поперечное пространственно однородное электрическое поле вызывает в их зонной структуре появление запрещенной зоны при приемлемых с практической точки зрения значениях напряженности электрического поля [6].

С учетом вышесказанного в настоящей работе рассмотрено одно из возможных конструктивно-топологических решений для электронного транзисторного ключа в виде баллистического квантово-барьерного полевого транзистора с одномерным проводящим каналом [9] на основе металлической нанотрубки типа zigzag (далее – Z-нанотрубки), которое в свое время было предложено в [10]. При этом степень влияния напряженности поперечного электрического поля на ширину запрещенной зоны зонной структуры Z-нанотрубки оценивалась сверху согласно [7] (оценка снизу дана в [6]).

Модель транзисторной структуры. Учитывая полученные в [4, 6, 7, 10] результаты, а также исходя из условий баллистического переноса носителей заряда в моделируемой наноструктуре [11], можно предложить достаточно простую конструкцию баллистического транзистора, схематический вид которого представлен на рис. 1. При этом, в отличие от работы [10], в которой предложена более сложная топология затворов, обеспечивающая минимизацию абсолютных значений управляющих затворных напряжений, при которой межзатворный изолятор Al_2O_3 в режиме отсечки транзистора находится в пробойном состоянии (0,7 В/нм) [12, 13], на рис. 1 изображены затворы с более простой формой поверхности. При прочих равных условиях такие затворы, во-первых, позволяют снизить напряженность поля в межзатворном пространстве, а во-вторых, кардинально упростить процесс их изготовления.

Условия баллистического переноса носителей заряда накладывают ограничения на длину углеродной нанотрубки и подаваемое на сток транзистора напряжение V_D . Перенос частиц может считаться баллистическим в том случае, когда длина нанотрубки меньше средней длины их свободного пробега [11]. Тогда, согласно [10], перенос носителей заряда в проводящем канале транзистора можно считать баллистическим при $L < 80$ нм и $V_D < 0,15$ В.

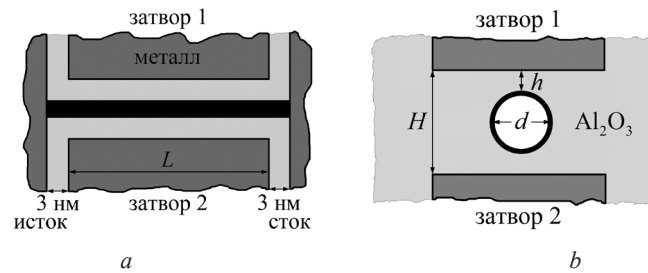


Рис. 1. Поперечное сечение транзистора на основе Z-нанотрубки вдоль (a) и поперек (b) его проводящего канала

Fig. 1. Cross-section of the transistor based on Z-nanotube along (a) and transversely (b) to the conduction channel

Рассмотрим далее транзистор с очень хорошими (в пределе идеальными) омическими контактами между нанотрубкой и электродами, у которого ВАХ симметричны, а крутизна передаточной характеристики во всей области изменения затворных напряжений V_{G1} и V_{G2} максимальна. Для этого, во-первых, электроды (исток и сток) должны быть выполнены из сплава PdAg с такой долей серебра, при которой работа выхода электрона из сплава PdAg была бы равна работе выхода электрона из нанотрубки [14, 15]. Во-вторых, должно выполняться неравенство $L \gg h + d/2$. И, в-третьих, источники питания исток – сток и затвор 1 – затвор 2 должны быть независимыми (исток со стоком гальванически развязаны по питанию с затворами). При таких условиях удобно рассматривать не величины затворных напряжений V_{G1} и V_{G2} , а модуль их разности $\Delta V_G = |V_{G1} - V_{G2}|$.

Расчет силы электрического тока I_e в исследуемом транзисторе целесообразно проводить в рамках формализма Ландауэра – Буттикера, и в силу его симметричности удобно использовать формулу [10, 16]

$$I_e = \frac{4e}{\pi\hbar} \int_0^\infty \left(f_{FD}(E, eV_D/2) t_{sc}^S(E) - f_{FD}(E, -eV_D/2) t_{sc}^D(E) \right) t_{ch}(E) dE, \quad (1)$$

учитывающую как вырождение по паре точек Дирака, так и амбиполярный дрейф электронов и дырок. В равенстве (1) $\hbar$ – редуцированная постоянная Планка; e – абсолютное значение заряда электрона; энергия электронов E отсчитывается от середины запрещенной зоны Z-нанотрубки в точке, лежащей на одинаковом расстоянии от истока и стока; t_{ch} – вероятность когерентного прохождения электроном области между электродами проводящего канала транзистора; $t_{sc}^{S/D}$ – вероятность переноса электрона без рассеяния через классически доступные области в проводящем канале транзистора со стороны истока (S) или стока (D); $f_{FD}(E, E_F)$ – функция распределения Ферми – Дирака, характеризуемая уровнем Ферми E_F .

Строгий расчет силы электрического тока по формуле (1) подразумевает численное самосогласованное решение уравнений Пуассона и Шрёдингера, что необходимо для нахождения зависимости $t_{ch}(E)$. Но учитывая конструктивные особенности рассматриваемого транзистора, вполне достаточным будет ограничиться решением уравнения Лапласа при нахождении пространственного распределения электрического потенциала в проводящем канале транзистора [9, 10]. Тем более, что благодаря амбиполярному дрейфу электронов и дырок в полностью симметричном транзисторе будут отсутствовать области накопления пространственного заряда. Принятые же ограничения по габаритам транзистора на основе Z-нанотрубки благодаря эффектам экранирования электрического поля металлическими электродами позволяют получить для пространственного распределения напряженности и потенциала этого поля вдоль и поперек проводящего канала транзистора ряд очень простых аппроксимаций [10]. В частности, при отсчете потенциальной энергии U носителей заряда от середины запрещенной зоны Z-нанотрубки в точке, лежащей на одинаковом расстоянии от истока и стока, $U(x) \equiv 0$, а приложенное между истоком и сто-

ком напряжение обуславливает лишь соответствующее локальное смещение уровней Ферми в истоке и стоке ($\pm eV_D/2$, см. равенство (1)) [17]. Использование указанного приближения вполне оправдано в силу того, что компонента F_x вектора напряженности электрического поля $\mathbf{F}$ отлична от нуля и в то же время его компонента $F_z \equiv 0$ между истоком и верхним затвором, истоком и нижним затвором, верхним затвором и стоком, нижним затвором и стоком (кроме областей вблизи контактов нанотрубки с истоком и стоком). Между затворами, где находится нанотрубка, $F_x \equiv 0$ за исключением краевых областей затворов, где наблюдается лишь частичное экранирование этой компоненты поля металлическими электродами ($\approx H$ по оси Ox от левого и правого краев затворов по направлению к их середине), а модуль второй компоненты вектора напряженности электрического поля F_z можно рассчитать по формуле

$$|F_z| = \frac{\Delta V_G}{d + 2\omega h \epsilon_N / \epsilon_I}, \quad (2)$$

где ϵ_I – относительная диэлектрическая проницаемость Al_2O_3 ; ω – параметр, зависящий от толщины затворов (их линейный размер слева направо, см. рис. 1, *b*) и отношений d/H и ϵ_N/ϵ_I , который характеризует отклонение реальной напряженности электрического поля внутри нанотрубки от напряженности этого поля, рассчитываемой в приближении трех плоскопараллельных диэлектрических слоев с соответствующими значениями относительной диэлектрической проницаемости ϵ_I , ϵ_N и ϵ_I при $\omega = 1$ и стремящейся к бесконечности толщине затворов. Величина входящего в равенство (2) параметра ϵ_N рассчитывается, согласно [7], по формуле

$$\epsilon_N \approx 1 + 5,2 \frac{d^2}{(d+a)^2}, \quad (3)$$

где $a = 0,246$ нм – постоянная кристаллической решетки графена. Параметру ϵ_N в литературных источниках приписывается относительная диэлектрическая проницаемость углеродных нанотрубок в перпендикулярном их продольным осям направлении. И хотя рассмотрение нанотрубок в силу их топологии в виде сплошной диэлектрической среды, вообще говоря, не является правомочным, тем не менее им ставится в соответствие величина относительной диэлектрической проницаемости, равная ϵ_N . Дело в том, что, согласно расчетам из первых принципов, во внешнем электрическом поле электронный газ в нанотрубке поляризуется с образованием неравномерно распределенного суммарного электрического заряда на ее поверхности. Суммарное же электрическое поле (внешнее поле плюс поле нанотрубки, индуцированное перераспределением электронной плотности в листе образующего нанотрубку графена) внутри и снаружи нанотрубки очень близко к таковому, как если бы она представляла собой сплошной диэлектрический цилиндр со значением относительной диэлектрической проницаемости, равным ϵ_N .

Как показал анализ результатов численного решения двумерного уравнения Пуассона, при условиях Дирихле на затворах и Неймана на оси симметрии транзисторной структуры (см. рис. 1, *b*) для среды с изменяющейся в пространстве относительной диэлектрической проницаемостью и отсутствующими областями электрического заряда, $\omega \rightarrow 1$ при $d/H \rightarrow 1$ независимо от отношения ϵ_N/ϵ_I . При $d/H \rightarrow 0$ величина ω стремится к своему максимальному значению ω_0 , определяемому отношением ϵ_N/ϵ_I . Чем это отношение меньше, тем значение ω_0 больше. При уменьшении толщины затворов, начиная со значения $\approx H$, также наблюдается значительный рост ω . То есть при $\epsilon_N < \epsilon_I$, $d < H$ и любой толщине затворов $\omega > 1$. А это значит, что если для всех дальнейших расчетов использовать выражение (2) в приближении плоскопараллельных диэлектрических слоев, то все последующие оценки параметров эффективности рассматриваемого транзисторного ключа будут оценками сверху, а его реальная эффективность всегда будет ниже оценочной. Далее положим, что $\omega = 1$.

В соответствии с ненулевой величиной напряженности поперечного электрического поля F_z в Z -нанотрубке с индексами хиральности $(N, 0)$ на отрезке $[0, L]$ формируется область с ненулевой шириной запрещенной зоны E_g [7], значение которой можно рассчитать с помощью приближения

$$E_g \approx \frac{8J_0}{\sqrt{3}N} \sin \left(\frac{\pi}{2} \left[\frac{N\Delta V_N}{2\sqrt{3}V_0} \right]^2 \right), \quad (4)$$

в котором $J_0 = 2,7$ эВ – постоянная π -связи атомов углерода в графене. Это приближение при $V_0 = 12,2$ В с большей точностью и в более широком диапазоне модуля разности потенциалов между верхней и нижней сторонами углеродной нанотрубки

$$\Delta V_N = d |F_z| \quad (5)$$

аппроксимирует представленные в [7] результаты численных расчетов нежели то приближение, которое предложили сами авторы этой статьи.

Рассмотрение переноса носителей заряда в рамках принятых приближений и упрощений позволяет вместо решения уравнения Шрёдингера использовать формализм передаточных матриц [9], причем всего лишь для трех областей в проводящем канале моделируемого транзистора: первая область для $x \in [-0,5L - 3 \text{ нм}, -0,5L]$, вторая область для $x \in (-0,5L, 0,5L)$ и третья область для $x \in [0,5L, 0,5L + 3 \text{ нм}]$. Благодаря этому можно получить зависимость $t_{ch}(E)$ в явном аналитическом виде [10]:

$$\begin{cases} t_{ch}(E) = \left[1 + \frac{E_g^4}{16E^2(E_g^2 - 4E^2)} \operatorname{sh}^2 \left(\sqrt{\frac{E_g^2 - 4E^2}{3a^2L^{-2}J_0^2}} \right) \right]^{-1}, & 0 < E < \frac{E_g}{2}; \\ t_{ch}(E) = \left[1 + \frac{L^2 E_g^2}{12a^2 J_0^2} \right]^{-1}, & E = \frac{E_g}{2}; \\ t_{ch}(E) = \left[1 + \frac{E_g^4}{16E^2(4E^2 - E_g^2)} \sin^2 \left(\sqrt{\frac{4E^2 - E_g^2}{3a^2L^{-2}J_0^2}} \right) \right]^{-1}, & E > \frac{E_g}{2}. \end{cases} \quad (6)$$

На рис. 2 в качестве примера представлен ряд результатов расчета зависимостей $t_{ch}(E)$, полученных с помощью выражения (6) при следующих значениях расчетных параметров: $L = 24$ нм, $N = 27$ ($d = 2,11$ нм), $h = 2$ нм, $H = 6,11$ нм, $\epsilon_1 = 9,8$. Параметры d , h и H подобраны таким образом, чтобы, во-первых, при нулевой напряженности поперечного электрического поля F_z в Z-нанотрубке отсутствовала запрещенная зона, которая существует в таких нанотрубках из-за эффектов поверхностной кривизны для $N \leq 21$ [18], а во-вторых, максимальная ширина запре-

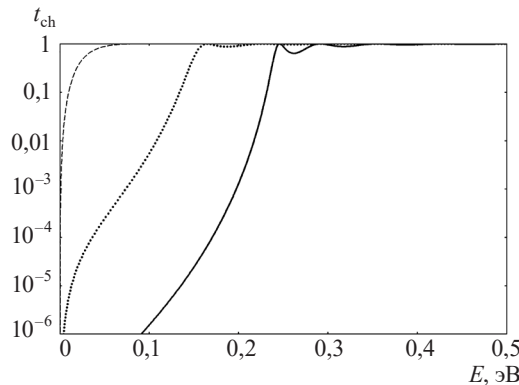


Рис. 2. Зависимости вероятности прохождения носителями заряда области исток – сток t_{ch} от их энергии E ($t_{ch}(-E) = t_{ch}(E)$): штриховая кривая – $\Delta V_G = 1$ В, пунктирная кривая – $\Delta V_G = 2$ В, сплошная кривая – $\Delta V_G = 3$ В

Fig. 2. Dependences of the probability of charge carriers passing through the source – drain region t_{ch} on their energy E ($t_{ch}(-E) = t_{ch}(E)$): dashed curve is $\Delta V_G = 1$ V, dotted curve is $\Delta V_G = 2$ V, solid curve is $\Delta V_G = 3$ V

щенной зоны E_g достигалась при минимальных значениях разности потенциалов на затворах с условием, что напряженность поперечного электрического поля в межзатворном изоляторе $\Delta V_G/H$ соответствует его электрической прочности и равна 0,5 В/нм [12, 13] при $h \approx d$. Учитывая реальные физико-химические характеристики рассматриваемых материалов, указанный набор параметров фактически отвечает оптимальному транзистору с настолько эффективным управлением шириной запрещенной зоны в Z-нанотрубке, насколько это только возможно.

Как видно из рис. 2, зависимости $t_{ch}(E)$ имеют по две характерные области, одна из которых отвечает квантовому туннелированию частиц через потенциальный барьер, а вторая соответствует их квазиклассическому надбарьерному переносу (см., например, [19]).

Расчет ВАХ транзистора и обсуждение полученных результатов. На рис. 3 и 4 приведены результаты расчета силы электрического тока в оптимальном по параметрам транзисторе на основе Z-нанотрубки при температуре $T = 300$ К и различных значениях напряжений на его стоке и затворах. Необходимые для расчета ВАХ транзистора зависимости $t_{sc}(E)$ находились с помощью метода Монте-Карло путем моделирования свободного пробега носителей заряда и их рассеяния на LA-, LO-, TA- и TO-фононах в классически доступных областях проводящего канала транзистора согласно развитой в [20] теории. При этом из обоих электродов в нанотрубку инжектировалось по 10 млн частиц для каждого заданного набора значений V_D и ΔV_G с целью накопле-

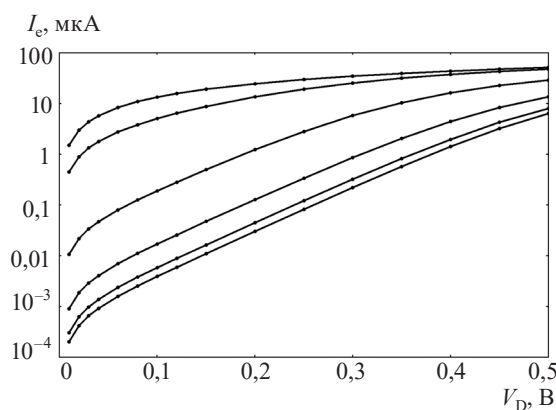


Рис. 3. Выходные ВАХ квантово-барьерного полевого транзистора на основе Z-нанотрубки: кривые последовательно сверху вниз – $\Delta V_G = 0,0; 1,2; 2,0; 2,5; 2,8; 3,0$ В

Fig. 3. Output I-V characteristics of a quantum barrier field-effect transistor based on Z-nanotube: curves sequentially from top to bottom are $\Delta V_G = 0,0; 1,2; 2,0; 2,5; 2,8; 3,0$ V

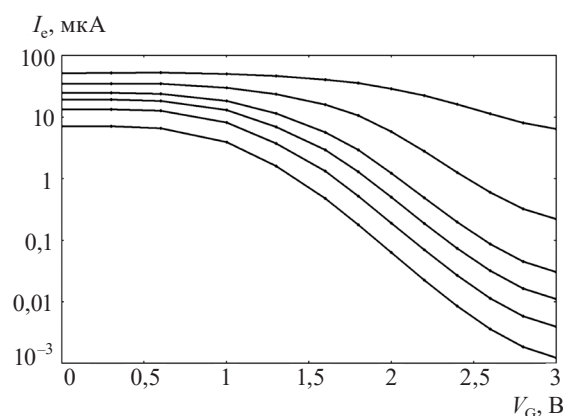


Рис. 4. Проходные ВАХ квантово-барьерного полевого транзистора на основе Z-нанотрубки: кривые последовательно сверху вниз – $V_D = 0,5; 0,3; 0,2; 0,15; 0,1; 0,05$ В

Fig. 4. Transfer I-V characteristics of a quantum barrier field-effect transistor based on Z-nanotube: curves sequentially from top to bottom are $V_D = 0,5; 0,3; 0,2; 0,15; 0,1; 0,05$ V

ния достаточного количества данных для последующей статистической оценки $t_{sc}(E)$ с приемлемым уровнем точности.

При этом следует обратить внимание на то, что наиболее строгий расчет зависимости $t_{ch}(E)$ подразумевает учет обусловленной фононным рассеянием носителей заряда декогеренции их квантовых состояний [16]. Как показано в [21], декогеренция квантовых состояний частиц оказывает очень сильное влияние на вероятности их когерентного прохождения t'_{ch} и когерентного отражения r'_{ch} от областей, в которых эта декогеренция имеет место, так что $t'_{ch} + r'_{ch} \neq 1$ ($t_{ch} + r_{ch} = 1$). Эта недостающая часть когерентного потока носителей заряда, пропорциональная $1 - t'_{ch} - r'_{ch}$, формирует некогерентные потоки как прошедших область декогеренции частиц, так и отраженных от нее. Но поскольку адекватное моделирование рассматриваемых процессов невозможно без привлечения вычислительно сложных квантово-механических методов, например квантового метода Монте-Карло [22], в равенстве (1) было использовано более простое с вычислительной точки зрения приближение

$$t_{\Sigma}^{S/D}(E) = t'_{ch}(E) + (1 - \eta_{S/D}(E))(1 - t'_{ch}(E) - r'_{ch}(E)) \approx t_{ch}(E)t_{sc}^{S/D}(E), \quad (7)$$

вполне пригодное для адекватного описания нерезонансного переноса частиц, характеризующихся затухающими квантовыми состояниями. В формуле (7) $\eta_{S/D}$ – коэффициент некогерентного возврата назад инжектированных из истока (S) или стока (D) носителей заряда. К примеру, в [16, 21] для расчета электрического тока через симметричные двухбарьерные резонансно-туннельные структуры на основе арсенида галлия неявно применялось приближение $\eta_{S/D} = 1/2$, вполне оправданное для рассмотренных в этих работах условиях моделирования таких структур.

Согласно результатам моделирования квантово-барьерного полевого транзистора на основе Z-нанотрубки в его оптимальной рабочей точке по стоковому напряжению ($V_D = 0,15$ В) при $T = 300$ К и $\Delta V_G = 0$ электрический ток достигает значения 19,1 мкА, что хорошо согласуется с результатами экспериментальных измерений силы электрического тока в очень коротких металлических нанотрубках (17,7 мкА при $L = 55$ нм и $d = 2,2$ нм [23]; 14,9 мкА при $L = 50$ нм и $d = 1,8$ нм [24]). Максимальная проводимость канала моделируемого транзистора при $T = 300$ К и $\Delta V_G = V_D = 0$ достигает 99,1 % от максимально возможного квантово-механического значения $2e^2/(\pi \hbar)$ [25]. Отношение силы электрического тока в открытом транзисторе I_{on} ($\Delta V_G = 0$) к силе тока в максимально закрытом транзисторе I_{off} ($\Delta V_G = 3$ В) при $T = 300$ К и $V_D = 0,1$ В равно 3421. При $V_D = 0,2$ В $I_{on}/I_{off} = 808$, при $V_D = 0,3$ В $I_{on}/I_{off} = 157$, при $V_D = 0,4$ В $I_{on}/I_{off} = 31$, а при $V_D = 0,5$ В отношение I_{on}/I_{off} составляет всего лишь 8,1. В оптимальной рабочей точке $I_{on}/I_{off} = 1737$. Значения обратной подпороговой крутизны ВАХ не превышают $-0,44$ В/дек при $T = 300$ К. То есть минимальное абсолютное значение обратной подпороговой крутизны ВАХ моделируемого прибора почти в 7,4 раза превышает соответствующее минимально возможное классическое теоретическое значение $\ln(10)k_B T/e$ [9], где k_B – постоянная Больцмана. В результате управление переключением рассматриваемого транзистора относительно затворных напряжений, в частности, приблизительно в 7 раз менее эффективно, чем управление переключением баллистического квантово-барьерного транзистора с одномерным полупроводниковым каналом [9]. Более того, приведенные выше значения получены с учетом того, что эффект формирования запрещенной зоны в Z-нанотрубке оценен сверху согласно [7]. Если бы он был оценен снизу согласно [6], то даже в крайне высоких электрических полях, когда диэлектрик Al_2O_3 находился бы в надпробойном состоянии, невозможно было бы получить хоть сколь-нибудь приемлемые отношения I_{on}/I_{off} и значения обратной подпороговой крутизны ВАХ, чтобы можно было говорить о транзисторе на основе Z-нанотрубки как об эффективном электронном ключе при сравнении такого рода транзистора с полевыми транзисторами с одномерными полупроводниковыми каналами, проходящими внутри затворов в виде полых параллелепипедов или цилиндров [9].

Величина $\Delta V_G = 3,13$ В соответствует случаю максимальной ширины запрещенной зоны в Z-нанотрубке при рассмотренных условиях (см. приближение (4)). Создавать превышающую 3 В разность затворных напряжений нецелесообразно не только из-за достижения запрещенной зоной максимальной ширины, но и из-за возрастания токов утечки через Al_2O_3 , который будет

находиться в этом случае в пробойном состоянии ($F_z > 0,49$ В/нм) [12, 13]. Более того, если численно решить двумерное уравнение Пуассона для рассмотренного транзистора при толщине затворов в 6 нм, то для ω можно получить значение, равное 1,26. В результате, чтобы действительно имели место те же величины разности потенциалов между верхней и нижней сторонами углеродной нанотрубки, которые получаются в приближении трех плоскопараллельных диэлектрических слоев при $\omega = 1$, потребуется в 1,13 раза увеличить разность соответствующих затворных напряжений. При этом вышеуказанные значения коэффициентов (7,4 и 7) соответственно увеличатся до 8,4 и 7,9.

Выводы. В настоящей статье рассмотрена одна из возможных конструкций двухзатворного баллистического квантово-барьерного полевого транзистора на основе Z-нанотрубки. Проведена оптимизация его конструктивно-топологических параметров. Для Z-нанотрубки определены оптимальные значения ее длины и диаметра, при которых для такого транзистора достигаются максимальные величины проводимости канала и обратной подпороговой крутизны ВАХ. Рассчитаны ВАХ транзистора на основе Z-нанотрубки с оптимальной геометрией в рамках разработанной комбинированной физико-математической модели, описывающей перенос носителей заряда в проводящем канале транзистора с учетом как квантово-размерных эффектов, так и фононного рассеяния частиц. Теоретически установлено, что абсолютные значения обратной подпороговой крутизны ВАХ квантово-барьерных полевых транзисторов на основе Z-нанотрубок будут в несколько раз превышать соответствующие значения, характерные для типовых полевых транзисторов с одномерными полупроводниковыми каналами внутри трубчатых затворов. А поэтому управление переключением первых будет менее эффективным относительно затворных напряжений в сравнении с управлением переключением последних.

Список использованных источников

1. Nanoelectronics and information technology: Advanced electronic materials and novel devices / ed. by R. Waser. – Weinheim: Wiley-VCH, 2012. – 1040 p.
2. Appenzeller, J. Carbon nanotubes for high-performance electronics – Progress and prospect / J. Appenzeller // *Proceedings of the IEEE*. – 2008. – Vol. 96, № 2. – P. 201–211. <https://doi.org/10.1109/JPROC.2007.911051>
3. Carbon nanotube field effect transistors: an overview of device structure, modeling, fabrication and applications / F. Zahoor, M. Hanif, U. I. Bature [et al.] // *Physica Scripta*. – 2023. – Vol. 98, № 8. – P. 082003-1–33. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ace855>
4. Rotkin, S. V. Possibility of a metallic field-effect transistor / S. V. Rotkin, K. Hess // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 84, № 16. – P. 3139–3141. <https://doi.org/10.1063/1.1710717>
5. Electrical switching in metallic carbon nanotubes / Y.-W. Son, J. Ihm, M. L. Cohen [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 95, № 21. – P. 216602-1–4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.216602>
6. Li, Y. Electronic response and bandstructure modulation of carbon nanotubes in a transverse electrical field / Y. Li, S. V. Rotkin, U. Ravaioli // *Nano Letters*. – 2003. – Vol. 3, № 2. – P. 183–187. <https://doi.org/10.1021/nl0259030>
7. Zhou, X. Can electric field induced energy gaps in metallic carbon nanotubes? / X. Zhou, H. Chen, O.-Y. Zhong-can // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2001. – Vol. 13, № 27. – P. L635–L640. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/13/27/104>
8. Li, Y. Metal-semiconductor transition in armchair carbon nanotubes by symmetry breaking / Y. Li, S. V. Rotkin, U. Ravaioli // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 85, № 18. – P. 4178–4180. <https://doi.org/10.1063/1.1811792>
9. Pozdnyakov, D. V. Calculation of electrophysical characteristics of semiconductor quantum wire device structures with one-dimensional electron gas / D. V. Pozdnyakov, A. V. Borzdov, V. M. Borzdov // *Russian Microelectronics*. – 2023. – Vol. 52, suppl. 1. – P. S20–S29. <https://doi.org/10.1134/S1063739723600401>
10. Поздняков, Д. В. Расчет вольт-амперных характеристик баллистического транзистора на основе металлической одностенной углеродной нанотрубки / Д. В. Поздняков // *СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: материалы конференции КрыМиКо'2010: в 2 т.* – Севастополь, 2010. – Т. 2. – С. 869–871. <https://doi.org/10.1109/crmico.2010.5632939>
11. Раданцев, В. Ф. Электронные свойства полупроводниковых наноструктур / В. Ф. Раданцев. – Екатеринбург: УрГУ, 2008. – 420 с.
12. Current transport and maximum dielectric strength of atomic-layer-deposited ultrathin Al_2O_3 on GaAs / Y. Q. Wu, H. C. Lin, P. D. Ye, G. D. Wilk // *Applied Physics Letters*. – 2007. – Vol. 90, № 7. – P. 072105-1–3. <https://doi.org/10.1063/1.2535528>
13. Shamala, K. S. Studies on optical and dielectric properties of Al_2O_3 thin films prepared by electron beam evaporation and spray pyrolysis method / K. S. Shamala, L. C. S. Murthy, K. Narasimha Rao // *Materials Science and Engineering: B*. – 2004. – Vol. 106, № 3. – P. 269–274. <https://doi.org/10.1016/j.mseb.2003.09.036>
14. Contact resistance between metal and carbon nanotube interconnects: effect of work function and wettability / S. Ch. Lim, J. H. Jang, D. J. Bae [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2009. – Vol. 95, № 26. – P. 264103-1–3. <https://doi.org/10.1063/1.3255016>

15. Matsuda, Yu. Contact resistance properties between nanotubes and various metals from quantum mechanics / Yu. Matsuda, W.-Q. Deng, W. A. Goddard // *The Journal of Physical Chemistry C*. – 2007. – Vol. 111, № 29. – P. 11113–11116. <https://doi.org/10.1021/jp072794a>
16. Поздняков, Д. В. Расчет вольт-амперных характеристик симметричных двухбарьерных резонансно-туннельных структур на основе арсенида галлия с учетом процессов разрушения когерентности электронных волн в квантовой яме / Д. В. Поздняков, В. М. Борздов, Ф. Ф. Комаров // *Физика и техника полупроводников*. – 2004. – Т. 38, № 9. – С. 1097–1100.
17. Kuroda, M. A. High-field electrothermal transport in metallic carbon nanotubes / M. A. Kuroda, J. P. Leburton // *Physical Review B*. – 2009. – Vol. 80, № 16. – P. 165417–1–10. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.165417>
18. Matsuda, Y. Definitive band gaps for single-wall carbon nanotubes / Y. Matsuda, J. Tahir-Kheli, W. A. Goddard // *The Journal of Physical Chemistry Letters*. – 2010. – Vol. 1, № 19. – P. 2946–2950. <https://doi.org/10.1021/jz100889u>
19. Harrison, P. Quantum Wells, Wires and Dots. Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures / P. Harrison, A. Valavanis. – Chichester, Hoboken: John Wiley & Sons, 2016. – 598 p.
20. Pozdnyakov, D. Validity of approximations applied in calculations of single-wall metallic carbon nanotube current-voltage characteristics / D. Pozdnyakov // *Journal of Computational Electronics*. – 2012. – Vol. 11, № 4. – P. 397–404. <https://doi.org/10.1007/s10825-012-0419-6>
21. Поздняков, Д. В. Влияние рассеяния электронов на электрофизические свойства полупроводниковых структур с низкоразмерным электронным газом: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.01.04 / Д. В. Поздняков. – Минск, 2004. – 122 л.
22. Кашурников, В. А. Численные методы квантовой статистики / В. А. Кашурников, А. В. Красавин. – М.: Физматлит, 2010. – 628 с.
23. High-field quasiballistic transport in short carbon nanotubes / A. Javey, J. Guo, M. Paulsson [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2004. – Vol. 92, № 10. – P. 106804–1–4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.106804>
24. Electron-phonon scattering in metallic single-walled carbon nanotubes / J.-Y. Park, S. Rosenblatt, Y. Yaish [et al.] // *Nano Letters*. – 2004. – Vol. 4, № 3. – P. 517–520. <https://doi.org/10.1021/nl035258c>
25. Datta, S. Electronic transport in mesoscopic systems / S. Datta. – Cambridge: Cambridge University Press, 1995. – 377 p.

References

1. *Nanoelectronics and information technology: Advanced electronic materials and novel devices*. Ed. by R. Waser. Weinheim, Wiley-VCH, 2012. 1040 p.
2. Appenzeller J. Carbon nanotubes for high-performance electronics – Progress and prospect. *Proceedings of the IEEE*, 2008, vol. 96, no. 2, pp. 201–211. <https://doi.org/10.1109/JPROC.2007.911051>
3. Zahoor F., Hanif M., Bature U. I., Bodapati S., Chattopadhyay A., Hussin F. A., Abbas H [et al.]. Carbon nanotube field effect transistors: an overview of device structure, modeling, fabrication and applications. *Physica Scripta*, 2023, vol. 98, no. 8, pp. 082003–1–33. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ace855>
4. Rotkin S. V., Hess K. Possibility of a metallic field-effect transistor. *Applied Physics Letters*, 2004, vol. 84, no. 16, pp. 3139–3141. <https://doi.org/10.1063/1.1710717>
5. Son Y.-W., Ihm J., Cohen M. L., Louie S. G., and Choi H. J. Electrical switching in metallic carbon nanotubes. *Physical Review Letters*, 2005, vol. 95, no. 21, pp. 216602–1–4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.216602>
6. Li Y., Rotkin S. V., Ravaioli U. Electronic response and bandstructure modulation of carbon nanotubes in a transverse electrical field. *Nano Letters*, 2003, vol. 3, no. 2, pp. 183–187. <https://doi.org/10.1021/nl025903o>
7. Zhou X., Chen H., Zhong-can O.-Y. Can electric field induced energy gaps in metallic carbon nanotubes? *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2001, vol. 13, no. 27, pp. L635–L640. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/13/27/104>
8. Li Y., Rotkin S. V., Ravaioli U. Metal-semiconductor transition in armchair carbon nanotubes by symmetry breaking. *Applied Physics Letters*, 2004, vol. 85, no. 18, pp. 4178–4180. <https://doi.org/10.1063/1.1811792>
9. Pozdnyakov D. V., Borzdov A. V., Borzdov V. M. Calculation of electrophysical characteristics of semiconductor quantum wire device structures with one-dimensional electron gas. *Russian Microelectronics*, 2023, vol. 52, suppl. 1, pp. S20–S29. <https://doi.org/10.1134/S1063739723600401>
10. Pozdnyakov D. V. Calculation of current-voltage characteristics of a ballistic transistor based on metallic single-wall carbon nanotube. *Proceedings of 20th International Crimean Conference «Microwave & Telecommunication Technology»*, Sevastopol, 2010, vol. 2, pp. 869–871. <https://doi.org/10.1109/crmico.2010.5632939>
11. Radantsev V. F. *Electron Properties of Semiconductor Nanostructures*. Ekaterinburg, Ural State University, 2008. 420 p. (in Russian).
12. Wu Y. Q., Lin H. C., Ye P. D., Wilk G. D. Current transport and maximum dielectric strength of atomic-layer-deposited ultrathin Al₂O₃ on GaAs. *Applied Physics Letters*, 2007, vol. 90, no. 7, pp. 072105–1–3. <https://doi.org/10.1063/1.2535528>
13. Shamala K. S., Murthy L. C. S., Narasimha Rao K. Studies on optical and dielectric properties of Al₂O₃ thin films prepared by electron beam evaporation and spray pyrolysis method. *Materials Science and Engineering: B*, 2004, vol. 106, no. 3, pp. 269–274. <https://doi.org/10.1016/j.mseb.2003.09.036>
14. Lim S. C., Jang J. H., Bae D. J., Han G. H., Lee S., Yeo I.-S., Lee Y. H. Contact resistance between metal and carbon nanotube interconnects: effect of work function and wettability. *Applied Physics Letters*, 2009, vol. 95, no. 26, pp. 264103–1–3. <https://doi.org/10.1063/1.3255016>

15. Matsuda Yu., Deng W.-Q., Goddard W. A. Contact resistance properties between nanotubes and various metals from quantum mechanics. *The Journal of Physical Chemistry C*, 2007, vol. 111, no. 29, pp. 11113–11116. [https://doi.org/ 10.1021/jp072794a](https://doi.org/10.1021/jp072794a)
16. Pozdnyakov D. V., Borzdov V. M., Komarov F. F. Calculation of current-voltage characteristics of gallium arsenide symmetric double-barrier resonance tunneling structures with allowance for the destruction of electron-wave coherence in quantum wells. *Semiconductors*, 2004, vol. 38, no. 9, pp. 1061–1064. <https://doi.org/10.1134/1.1797485>
17. Kuroda M. A., Leburton J. P. High-field electrothermal transport in metallic carbon nanotubes. *Physical Review B*, 2009, vol. 80, no. 16, pp. 165417-1–10. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.165417>
18. Matsuda Y., Tahir-Kheli J., Goddard W. A. Definitive band gaps for single-wall carbon nanotubes. *The Journal of Physical Chemistry Letters*, 2010, vol. 1, no. 19, pp. 2946–2950. <https://doi.org/10.1021/jz100889u>
19. Harrison P., Valavanis A. *Quantum Wells, Wires and Dots. Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures*. Chichester, Hoboken, John Wiley & Sons, 2016. 598 p.
20. Pozdnyakov D. Validity of approximations applied in calculations of single-wall metallic carbon nanotube current-voltage characteristics. *Journal of Computational Electronics*, 2012, vol. 11, no. 4, pp. 397–404. <https://doi.org/10.1007/s10825-012-0419-6>
21. Pozdnyakov D. V. *Influence of Electron Scattering on Electrophysical Properties of Semiconductor Structures with Low-dimensional Electron Gas*. Minsk, 2004. 122 p. (in Russian).
22. Kashurnikov V. A., Krasavin A. V. *Numerical Methods of Quantum Statistics*. Moscow, Fizmatlit Publ., 2010. 628 p. (in Russian).
23. Javey A., Guo J., Paulsson M., Wang Q., Mann D., Lundstrom M., and Dai H. High-field quasiballistic transport in short carbon nanotubes. *Physical Review Letters*, 2004, vol. 92, no. 10, pp. 106804-1–4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.106804>
24. Park J.-Y., Rosenblatt S., Yaish Y., Sazonova V., Üstünel H., Braig S., Arias T. A. [et al.]. Electron-phonon scattering in metallic single-walled carbon nanotubes. *Nano Letters*, 2004, vol. 4, no. 3, pp. 517–520. <https://doi.org/10.1021/nl035258c>
25. Datta S. *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge, Cambridge University Press, 1995. 377 p.

Информация об авторах

Поздняков Дмитрий Викторович – кандидат физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник, Белорусский государственный университет (пр. Независимости 4, 220030, Минск, Республика Беларусь). E-mail: pozdneyakovdv@bsu.by

Борздов Андрей Владимирович – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Белорусский государственный университет (пр. Независимости 4, 220030, Минск, Республика Беларусь). E-mail: borzdovav@bsu.by

Борздов Владимир Михайлович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физической электроники и нанотехнологий, Белорусский государственный университет (пр. Независимости 4, 220030, Минск, Республика Беларусь). E-mail: borzdov@bsu.by

Information about the authors

Dmitry V. Pozdnyakov – Ph. D. (Physics and Mathematics), Associate Professor, Leading Researcher, Belarusian State University (4, Nezavisimosti Ave., 220030, Minsk, Republic Belarus). E-mail: pozdneyakovdv@bsu.by

Andrei V. Borzdov – Ph. D. (Physics and Mathematics), Leading Researcher, Belarusian State University (4, Nezavisimosti Ave., 220030, Minsk, Republic Belarus). E-mail: borzdovav@bsu.by

Vladimir M. Borzdov – Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Head of the Department of Physical Electronics and Nanotechnologies, Belarusian State University (4, Nezavisimosti Ave., 220030, Minsk, Republic Belarus). E-mail: borzdov@bsu.by