

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ SCIENCE OF MATERIALS AND TECHNOLOGICAL BASICS OF MNST

УДК 621.382

И. И. Абрамов, д-р физ.-мат. наук, проф., **Н. В. Коломейцева**, науч. сотр.,
В. А. Лабунов, д-р техн. наук, академик НАНБ, проф., главн. науч. сотр., **И. А. Романова**, науч. сотр.,
Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск,
Республика Беларусь
E-mail: nanodev@bsuir.edu.by

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА НА ПОДЛОЖКАХ РАЗЛИЧНОГО ТИПА

Поступила в редакцию 16.07.2015 г.

С использованием разработанных численных моделей проведено моделирование резонансно-туннельных диодов (РТД) на основе графена на подложках карбида кремния и гексагонального нитрида бора. Исследовано влияние различных факторов на вольт-амперные характеристики. Показана важность использования самосогласованного расчета при моделировании РТД на основе графена с протяженными приконтактными областями.

Ключевые слова: резонансно-туннельный диод, графен, карбид кремния, гексагональный нитрид бора, уравнение Шредингера, численная модель, моделирование

Введение

Графен вследствие своих уникальных электрических, магнитных, оптических, тепловых и механических свойств является одним из наиболее перспективных наноматериалов для самых различных применений [1–3], в частности для разработки приборных структур нанoeлектроники. Так, в настоящее время проводятся интенсивные исследования приборов на эффекте резонансного туннелирования [3].

К сожалению, основным недостатком графена, затрудняющий его использование в электронике, — отсутствие запрещенной зоны. Существует несколько методов зонной инженерии для получения запрещенной зоны в структурах, включающих графен. Перспективным считается применение многослойного графена, а также подложек различного типа [3].

Для описания электронного транспорта в графене, строго говоря, необходимо использовать уравнение квантовой электродинамики [4], однако в ряде случаев (в том числе отмеченных) допустимо применение более простых уравнений нерелятивистской квантовой механики (см., например, [5]).

Целью работы является моделирование вольт-амперных характеристик (ВАХ) резонансно-туннельных диодов (РТД) на основе графена на подложках карбида кремния (SiC) и гексагонального нитрида бора (h-BN) с использованием предложенных численных моделей.

Численные модели

Среди основных квантово-механических формализмов волновых функций, матриц плотности, функций Вигнера и функций Грина, используемых при моделировании РТД, наибольшей экономичностью характеризуются модели формализма волновых функций [6]. Именно этот формализм и применяли в работе.

Предложенная численная модель 1 основана на использовании уравнения Шредингера, а именно

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{m^*} \frac{\partial}{\partial x} \psi \right) + U\psi = E\psi, \quad (1)$$

где потенциальная энергия U задавалась с помощью соотношения

$$U = -q\Phi + E_C, \quad (2)$$

а E_C характеризует изгиб зоны проводимости, который равен 0 для потенциальной ямы; \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π ; x — пространственная координата; m^* — эффективная масса электрона; ψ — волновая (огibaющая) функция; E — энергия электрона; Φ — электростатический потенциал, который определяется прикладываемым к структуре смещением; q — заряд электрона.

Конечно-разностную аппроксимацию уравнения Шредингера для внутренних узлов сетки пространственной дискретизации и для точек границ раздела осуществляли с применением интегро-интерполяционного подхода Тихонова—Самарского [7]. Полученные в результате аппроксимации соотношения приведены в работах [8, 9].

Важным при моделировании нанoeлектронных приборов является учет их взаимодействия с внешней средой. В разработанной модели возможен учет внешних граничных условий общего вида:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} + a\psi = b, \quad (3)$$

где a и b — коэффициенты. Аппроксимация граничных условий может быть осуществлена различными методами [10]. В разработанной модели возможно использование двух методов аппроксимации внешних граничных условий: метода внутренних граничных условий; метода фиктивной точки. Целесообразность этого связана с тем, что они характеризуются различным порядком аппроксимации.

В численной модели аппроксимация уравнения Шредингера возможна как на равномерной, так и на неравномерной сетках пространственной дискретизации. При построении сетки необходимо учитывать такую особенность резонансно-туннельной структуры, как наличие границ раздела двух сред. Поэтому сетку пространственной дискретизации необходимо строить таким образом, чтобы узлы сетки приходились именно на границы раздела. Это условие является необходимым при построении как равномерной, так и неравномерной сеток.

Исходными данными для расчета шага равномерной сетки являются геометрические размеры областей структуры и начальное число шагов сетки, которое затем корректируется в процессе вычисления шага. Основным критерием для выбора шага равномерной сетки является разбиение каждой области на целое число шагов при максимально возможной близости общего числа шагов сетки к начальному. Особенность равномерной сетки заключается в том, что для структур, размеры областей которых отличаются значительно, необходимо, как правило, переход к более густой сетке, а

это приводит к существенному увеличению времени счета.

В численной модели предусмотрена также дискретизация уравнения Шредингера для случая неравномерной сетки, что в итоге может приводить к повышению экономичности модели, причем существенному. Исходными параметрами для построения неравномерной сетки являются минимальный шаг сетки, геометрические размеры областей структуры и коэффициент неоднородности сетки, который может варьироваться в диапазоне значений от 1 (переход к равномерной сетке) до 1,7.

Для описания формы барьера, кроме линейной, применяли также гиперболическую аппроксимацию [11, 12]. Аппроксимацию проводили не только для барьеров, но и для квантовой ямы между ними. В результате модифицированный исходный потенциальный профиль описывался соотношением

$$E_C = H_{b0} \mp \beta \frac{w_b^2}{x(w_b - x)}, \quad (4)$$

где H_{b0} — высота эквивалентного прямоугольного барьера, знак минус соответствует области барьера, а знак плюс — области ямы; β — коэффициент; w_b — ширина барьера; x — координата для барьера, причем здесь $x \in (0, w_b)$. В граничных точках возможно деление на 0, поэтому для описания потенциального профиля непосредственно вблизи граничных точек применяли линейную аппроксимацию.

В результате конечно-разностной аппроксимации уравнения Шредингера задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений вида:

$$A\psi = F, \quad (5)$$

где A — трехдиагональная матрица; ψ — вектор-столбец, включающий значения ψ_i в узлах сетки пространственной дискретизации; F — вектор-столбец правых частей. Для решения (5) используется метод Гаусса (возможно применение трех различных алгоритмов его реализации). Результатом решения являются значения волновой функции в узлах сетки пространственной дискретизации для заданной энергии падающей частицы и приложенного напряжения. Разработанная модель также позволяет рассчитать коэффициент прохождения и на его основе плотность тока для резонансно-туннельных структур с произвольным числом барьеров.

В качестве численной модели 2 использовали комбинированную однозонную модель работы [12], адаптированную для случая резонансно-туннельных приборных структур на основе графена. По-

РТД 1 описан в работе [14]. Видно, что с увеличением ширины ямы d происходит уменьшение как пиковых плотностей токов, так и пиковых напряжений.

На рис. 3 даны результаты расчетов по моделям 1 и 2 ВАХ РТД 2 на графене на подложке

h-BN. РТД 2 описан в работе [5]. Основные параметры структуры: ширина квантовой ямы — 3,4 нм; ширина барьеров — 1,3 нм; ширина сильно легированных приконтактных областей — 17 нм. При расчете эффективную массу для двухслойного графена задавали равной $0,041m_0$ [15], а высоту барьеров

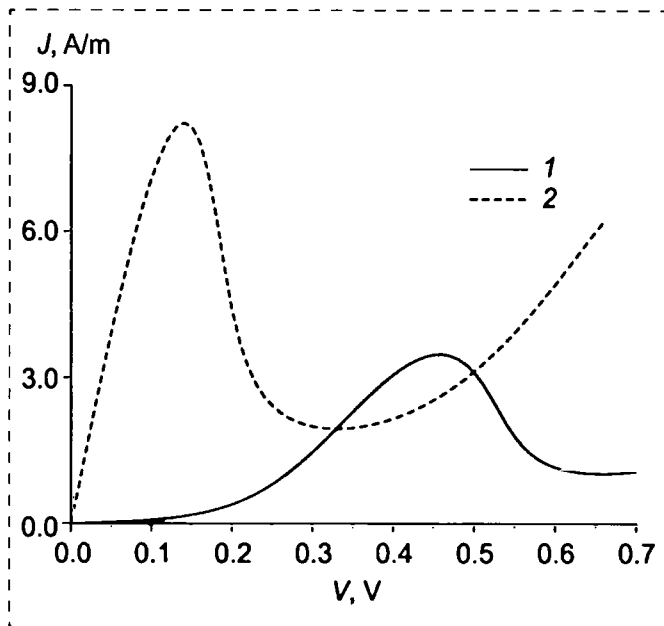


Рис. 3. ВАХ РТД 2 на подложке h-BN, рассчитанные по модели 1 (1) и модели 2 (2)

Fig. 3. IV-characteristics of graphene on h-BN substrate RTD 2 calculated with the use of model 1 (1) and model 2 (2)

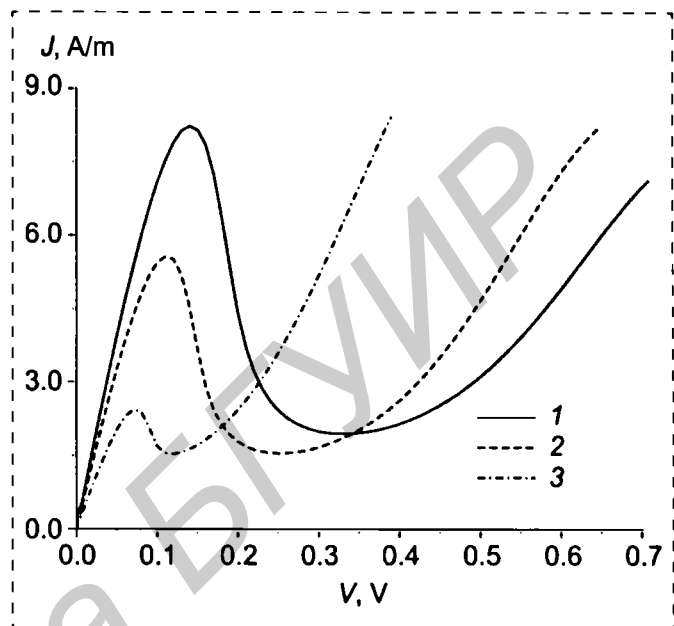


Рис. 4. ВАХ РТД 2 на подложке h-BN при различных значениях ширины квантовой ямы: $d = 3,4$ нм (1), $d = 4,3$ нм (2), $d = 6,4$ нм (3)

Fig. 4. IV-characteristics of graphene on h-BN substrate RTD 2 for different well widths: $d = 3,4$ nm (1), $d = 4,3$ nm (2), $d = 6,4$ nm (3)

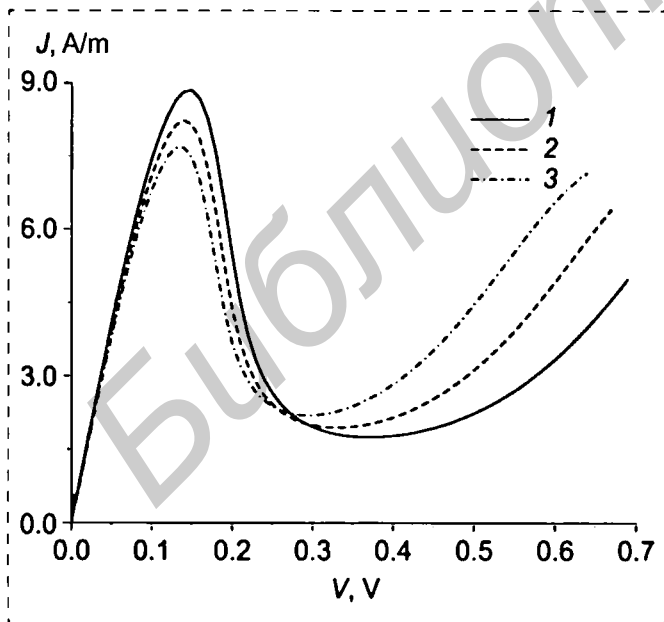


Рис. 5. ВАХ РТД 2 на подложке h-BN при различных значениях ширины потенциальных барьеров: $w_b = 1,2$ нм (1); $w_b = 1,3$ нм (2); $w_b = 1,4$ нм (3)

Fig. 5. IV-characteristics of graphene on h-BN substrate RTD 2 for different barrier widths: $w_b = 1,2$ nm (1); $w_b = 1,3$ nm (2); $w_b = 1,4$ nm (3)

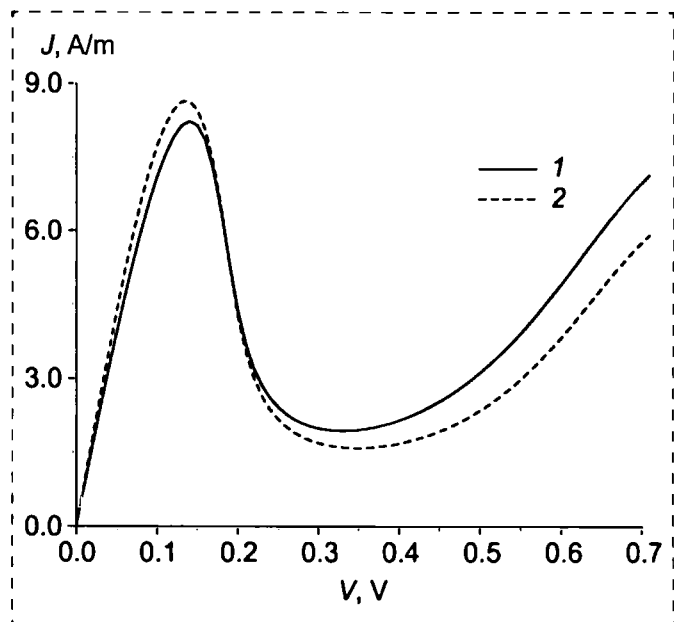


Рис. 6. ВАХ РТД 2 на подложке h-BN при различных значениях температуры окружающей среды: $T = 300$ К (1); $T = 77$ К (2)

Fig. 6. IV-characteristics of graphene on h-BN substrate RTD 2 for different temperature: $T = 300$ K (1); $T = 77$ K (2)

ров — 3,137 эВ [16]. Кривая 1 соответствует расчетам по модели 1, а кривая 2 — расчетам по модели 2. Заметим, что результаты расчетов по модели 1 неплохо согласуются с данными работы [5], полученными, однако, с применением функций Грина в баллистическом приближении. В то же время результаты, полученные с помощью моделей 1 и 2 (кривые 1 и 2 на рис. 3), существенно различаются, что свидетельствует о принципиальной необходимости использования при расчете ВАХ РТД на основе графена с протяженными приконтактными областями самосогласованных моделей.

По изложенным причинам приводимые далее результаты получены только с помощью самосогласованной модели 2.

На рис. 4 приведены результаты расчетов по модели 2 ВАХ РТД 2 в зависимости от ширины ямы d , которые качественно согласуются с результатами, приведенными на рис. 2 для РТД 1. На рис. 5 приведены результаты расчетов ВАХ в зависимости от ширины барьеров, а на рис. 6 — от температуры окружающей среды. Заметим, что результаты качественно согласуются с результатами, полученными ранее для подобных случаев для РТД, но на других материалах [12, 17–19].

Заключение

В рамках формализма волновых функций разработаны две численные модели РТД на основе графена на подложках различного типа. С их применением проведены расчеты ВАХ РТД на подложках карбида кремния и гексагонального нитрида бора в зависимости от различных факторов. Показано, что для РТД с протяженными приконтактными областями принципиально необходимо использовать самосогласованные модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований № Ф14-025 и Государственной программы научных исследований Республики Беларусь "Функциональные и композиционные материалы, наноматериалы" ("Нанотех").

Список литературы

1. Novoselov K. S. Nobel lecture. Graphene: Materials in the Flatland // Rev. Mod. Phys. 2011. Vol. 83. P. 837–849.
2. Novoselov K. S., Fal'ko V. I., Colombo L., Gellert P. R., Schwab M. G., Kim K. A roadmap for graphene // Nature. 2012. Vol. 490. P. 192–200.
3. Ferrari A. C., Bonaccorso F., Fal'ko V., Novoselov K. S., et al. Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems // Nanoscale. 2015. V. 7. P. 4598–4810.
4. Алексенко А. Г. Графен. М.: БИНОМ. Лаборатория базовых знаний, 2014. 168 с.
5. Nguyen V. H., Mazzamuto F., Bournel A., Dollfus P. Resonant tunneling diode based on graphene/h-BN hetero structure // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45. P. 325104.
6. Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники V. Резонансно-туннельные структуры // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 3. С. 57–70.
7. Абрамов И. И. Моделирование физических процессов в элементах кремниевых интегральных микросхем. Минск, БГУ. 1999. 189 с.
8. Абрамов И. И., Гончаренко И. А. Численная комбинированная модель резонансно-туннельного диода // Электромагнитные волны и электронные системы. 2002. Т. 7, № 3. С. 54–60.
9. Абрамов И. И., Гончаренко И. А., Игнатенко С. А., Королев А. В., Новик Е. Г., Рогачев А. И. Система моделирования наноэлектронных приборов — NANODEV // Микроэлектроника. 2003. Т. 32, № 2. С. 124–133.
10. Абрамов И. И., Гончаренко И. А. Исследование методов аппроксимации внешних граничных условий при моделировании резонансно-туннельных структур // Известия Белорусской инженерной академии. 2000. № 1 (9)/2. С. 88–90.
11. Абрамов И. И., Новик Е. Г. Численное моделирование металлических одноэлектронных транзисторов. Минск, Бестпринт, 2000. 164 с.
12. Абрамов И. И., Гончаренко И. А., Коломейцева Н. В. Комбинированная модель резонансно-туннельного диода // Физика и техника полупроводников. 2005. Т. 39, вып. 9. С. 1138–1145.
13. Abramov I. I., Baranoff A. L., Goncharenko I. A., Kolomejtsjeva N. V., Bely Y. L., Shcherbakova I. Y. A nanoelectronic device simulation software system NANODEV: New opportunities // Proc. of SPIE. 2010. V. 7521. P. 75211E1-1–11.
14. Nguyen V. H., Bournel A., Dollfus P. Resonant tunneling structures based on epitaxial graphene on SiC // Semicond. Sci. Technol. 2011. V. 26. P. 125012-1–7.
15. Zou K., Hong X., Zhu J. Effective mass of electrons and holes in bilayer graphene: Electron-hole asymmetry and electron-electron interaction // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 84. P. 085408-1–6.
16. Fiori G., Betti A., Bruzzone S., D'Amico P., Iannaccone G. Nanodevices in Flatland: Two-dimensional graphene-based transistors with high Ion/Ioff ratio // 2011 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), 5–7 Dec. 2011. P. 11.4.1–11.4.4.
17. Абрамов И. И., Гончаренко И. А., Коломейцева Н. В. Комбинированная двухзонная модель резонансно-туннельного диода // Физика и техника полупроводников. 2007. Т. 41, вып. 11. С. 1395–1400.
18. Абрамов И. И., Коломейцева Н. В., Романова И. А. Комбинированные двухзонные модели резонансно-туннельных диодов // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 5. С. 373–382.
19. Абрамов И. И. Физика и моделирование приборных структур и устройств микро- и наноэлектроники // Доклады БГУИР. 2014. № 2. С. 32–42.

Simulation of Graphene Resonant Tunneling Diodes on the Substrates of Various Types

The article describes the models developed on the numerical solution of Schrödinger equation (model 1) and Schrödinger and Poisson equations (model 2). Simulation of the two graphene resonant tunneling diodes on SiC (RTD 1) and h-BN (RTD 2) substrates was performed using the proposed numerical models. The influence of various factors (well width d , barrier width w_b , temperature T) on IV-characteristics was investigated. The importance of a self-consistent calculation with the use of model 2 for simulation of graphene RTD with extended (passive) regions was illustrated.

Keywords: resonant tunneling diode, graphene, silicon carbide, hexagonal boron nitride, Schrödinger equation, numerical model, simulation

Introduction

Graphene due to the unique electrical, magnetic, optical, thermal and mechanical properties is one of the most promising nanomaterials for various applications [1–3], in particular, for development of the nanoelectronic device structures. So, the intensive research are conducted on instruments on resonant tunneling effect [3].

The main drawback of graphene, which makes it difficult to use it in electronics, is an absence of forbidden energy gap. There are several methods of band engineering for obtaining of the band gap in such structures, including graphene. The perspective is the use of multilayered graphene and substrates of different types [3].

For description of an electronic transportation in graphene, you need to use the equation of quantum electrodynamics [4], but in some cases is allowed the use of a simple equations of nonrelativistic quantum mechanics [5].

The aim of the work is to model the current-voltage characteristics (CVC) of the resonant tunneling diode (RTD) on the basis of graphene on wafers of silicon carbide (SiC) and hexagonal boron nitride (h-BN) using the proposed models.

Numerical models

Among the basic quantum-mechanical formalisms of wave functions, density matrices, Wigner and Green functions for modeling of RTD, the largest economical efficiency has the models characterized by formalism of wave functions [6]. It is this formalism is used in the work.

The proposed model 1 is based on the use of the Schrödinger equation, namely:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{m^*} \frac{\partial}{\partial x} \psi \right) + U\psi = E\psi, \quad (1)$$

where the potential energy U was set with the ratio

$$U = -q\Phi + E_C, \quad (2)$$

E_C characterizes the curve of the conduction band, which is equal to 0 for the potential well; \hbar — Planck's constant, divided by 2π ; x — the spatial coordinate; m^* — effective mass of the electron; ψ — wave (envelope) function; E — energy of electron; Φ — electrostatic potential is determined by the offset applied to the structure; q — the electron charge.

The finite-difference approximation of the Schrödinger equation for the internal nodes of the grid of the spatial sampling and the points of the interfaces was implemented using the Tikhonov—Samarsky integral-interpolation approach [7]. The obtained ratios are given in [8, 9].

In modeling of the nanoelectronic devices it is important to take in the account their interaction with the environment. The developed model can account external boundary conditions of the general view:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} + a\psi = b, \quad (3)$$

where a and b — the coefficients. The approximation of the boundary conditions can be carried out by various methods [10]. The developed model can use the approximation of external boundary conditions, namely: the method of internal boundary conditions; the method of fictitious point. The feasibility of this is caused by the fact that they are characterized by different degree of approximation.

The approximation in the model of the Schrödinger equation can be an on a uniform and non-uniform spatial sampling grids. In constructing of the grid, it should be considered such feature of the resonance-tunnel structures such as the presence of boundaries between media. Therefore, the grid of the spatial sampling should be structured in such a way that the nodes suit

on the interfaces. This condition is necessary in construction of the uniform and the nonuniform grids.

The initial data for calculations of the step of the uniform grid are the geometric dimensions of the structure and the initial number of grid steps, which then is adjusted in the process of calculating of the step. The main criterion for selecting of the step of the uniform grid is to break each region on a whole number of steps at the highest possible total number of steps close to the initial. The feature of the uniform grid in that, what for structures, which dimensions of areas differ significantly, the transition is needed to more dense grid, which leads to a significant increase in computation time.

The model also provides the discretization of the Schrodinger equation for a non-uniform grid, which can lead to a significant increase in model efficiency. The initial parameters for the construction of a non-uniform grid are the minimum step, the geometric dimensions of the structure areas and factor of grid heterogeneity, which can range from 1 (transition to a uniform grid) to 1,7.

To describe the shape of the barrier, in addition to the linear, a hyperbolic approximation was used [11, 12]. It was carried out for the barriers and quantum well between them. As a result, the modified source profile is described by the relationship:

$$E_C = H_{b0} \mp \beta \frac{w_b^2}{x(w_b - x)}, \quad (4)$$

where H_{b0} — the height of the equivalent rectangular barrier, the sign "–" corresponds to the area of the barrier, and the "+" — to the area of the pit; β — coefficient; w_b — the barrier width; x — the coordinate for the barrier, along with this $x \in (0, w_b)$. In the boundary points there are possible division by 0. Therefore, to describe the profile of the potential in the vicinity of the boundary points used linear approximation.

As a result of the finite-difference approximation of the Schrodinger equation, the problem reduces to solving a system of linear algebraic equations:

$$A\Psi = F, \quad (5)$$

where A — tridiagonal matrix; Ψ — column vector comprising ψ_i in the grid points of the spatial sampling; F — column vector of the right parts. To solve (5), the method of Gauss (use of three different algorithms is possible) is used. The results of the decision are the values of the wave function at the grid points of the spatial sampling for a given energy of the incident particle and the applied voltage. The developed model also allows to calculate the transmission coefficient and on its basis to calculate the current density for the resonant tunneling structures with an arbitrary number of barriers.

A combined one-band model of work was used as a model 2 [12], adapted to the case of the resonant tunneling device structures based on graphene. Let's describe it briefly. The model takes into account only the conduction band. Initially, the setting of potential is possible with the help of several approximations [12]. In this paper, the approximation of the potential profile with the average potential at heterointerfaces was used for the band structure of the bilayer graphene:

$$U_i = \frac{U_{i-1} + U_{i+1}}{2}, \quad (6)$$

where U_i — the potential of directly at the heterojunction (the point with index i); U_{i-1} , U_{i+1} — the potential on both sides of the barrier.

The active region is determined by the choice of interfaces of the "linking" areas, which use semi-classical and quantum mechanical approaches. For structures based on graphene, the potential barriers and the quantum well located between come into the active region.

To account the strong-doping of the contact regions, the Boltzmann approximation of Fermi-Dirac statistics [7] is applied. The electron density is given by:

$$n = n_{ie} \exp(q(\Phi - F_n)/k_B T), \quad (7)$$

where n_{ie} — effective own concentration; F_n — Fermi quasipotential of electrons; k_B — Boltzmann constant; T — temperature.

To find the potential on the first phase, the Schrodinger (1) and Poisson system of equations in a model is solved:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon_S \epsilon_0 \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) = -q(N_D - n), \quad (8)$$

where ϵ_S — the relative dielectric permittivity of the medium; ϵ_0 — dielectric permittivity of vacuum; N_D — concentration of ionized donors; n — the concentration of electrons. The linearization of the Poisson equation was carried out by the method of Newton.

The second stage solves the Schrodinger equation for the conduction band. The transmission coefficient is calculated on the basis of the obtained wave functions. The Fermi level is set before the calculation of the current, flowing through the structure. The current is calculated on the base of the Esaki-Tsu formula. The models are included in the modeling system of nanoelectronic devices NANODEV [9, 13] for PC.

Simulation results

Simulation of electrical characteristics (current density dependence on the voltage, further CVC) of RTD based on graphene on SiC and h-BN substrates is carried out using the described models. The RTD structure

and the corresponding band diagram at applied zero bias is shown in fig. 1.

Fig. 2 shows the results of calculations for model 1 CVC RTD 1 on graphene and SiC substrate. RTD 1 is described in [14]. It is seen that with increasing of the well width d , the peak current densities and voltage peaks decrease.

Fig. 3 shows the results of calculations on models 1 and 2 of the CVC 2 RTD on graphene on the h-BN substrate. RTD 2 is described in [5]. The main parameters of the structure are the widths: quantum well — 3,4 nm; barriers — 1,3 nm; heavily doped contact regions — 17 nm. When calculating, the effective mass for the two-layer graphene is equal to $0,041m_0$ [15], and the height of the barriers — 3,137 eV [16]. Curve 1 corresponds to the calculations by the model 1, curve 2 — to the calculations by the model 2. The results of calculations by the model 1 agree well with the data [5], however, obtained with the use of Green's functions in the ballistic approximation. At the same time, the results obtained with the help of models 1 and 2 (curves 1 and 2, fig. 3) are significantly different, indicating the fundamental need to use the self-consistent models in the calculation of CVC RTD based on graphene with extended near-contact areas.

For the above cited reasons, the given results obtained only by using the self-consistent model 2.

Fig. 4 shows the results of calculations for the model 2 of CVC RTD 2, depending on the width of the pit, which are qualitatively consistent with the results shown in Fig. 2 for RTD 1. Fig. 5 shows the results of calculations of the VAC, depending on the width of the barrier, and Fig. 6 — on the ambient temperature. The results are qualitatively consistent with the results previously obtained for the similar cases for RTD, but on the other materials [12, 17–19].

Conclusion

Within the scope of the wave functions, two numerical models of RTD on the basis of graphene on various types of substrates were developed. The calculations of the CVC RTD on the substrates of silicon carbide and hexagonal boron nitride depending on the various factors. It is shown that for the RTD with extended contact regions it is fundamentally necessary to use self-consistent models.

This work was supported by the grant of the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research # F14-025 and the State Programme of Scientific Research of the Republic of Belarus "Functional and composite materials, nanomaterials" ("Nanotech").

References

1. Novoselov K. S. Nobel lecture. Graphene: Materials in the Flatland, *Rev. Mod. Phys.*, 2011, vol. 83, pp. 837–849.
2. Novoselov K. S., Fal'ko V. I., Colombo L., Gellert P. R., Schwab M. G., Kim K. A roadmap for graphene, *Nature*, 2012, vol. 490, pp. 192–200.
3. Ferrari A. C., Bonaccorso F., Fal'ko V., Novoselov K. S., et al. Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems, *Nanoscale*, 2015, vol. 7, pp. 4598–4810.
4. Aleksenko A. G. *Grafen*, Moscow, BINOM. Laboratorija bazovyh znaniy, 2014, 168 p.
5. Nguyen V. H., Mazzamuto F., Bournel A., Dollfus P. Resonant tunneling diode based on graphene/h-BN heterostructure. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2012, vol. 45, pp. 325104.
6. Abramov I. I. Problems and principles of physics and simulation of micro- and nanoelectronics devices. V. Resonant-tunneling structures. *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2007, no. 3, pp. 57–70.
7. Abramov I. I. *Simulation of physical processes in elements of silicon integrated circuits*. Minsk, BSU. 1999. 189 p.
8. Abramov I. I., Goncharenko I. A. Numerical combined model of resonant tunneling diode, *Jeletromagnitnye volny i jeletronnye sistemy*, 2002, vol. 7, no. 3, pp. 54–60.
9. Abramov I. I., Goncharenko I. A., Ignatenko S. A., Korolev A. V., Novik E. G., Rogachey A. I. NANODEV: A nanoelectronic device simulation software system, *Russian Microelectronics*, 2003, vol. 32, no. 2, pp. 97–104.
10. Abramov I. I., Goncharenko I. A. Issledovanie metodov approksimacii vnesnih granichnyh uslovij pri modelirovanii rezonansno-tunnel'nyh struktur, *Izvestija Belorusskoj inzhenernoj akademii*, 2000, no. 1 (9)/2, pp. 88–90.
11. Abramov I. I., Novik E. G. *Numerical simulation of metal single-electron transistors*, Minsk, Bestprint, 2000, 164 p.
12. Abramov I. I., Goncharenko I. A., Kolomeitseva N. V. Combined model of the resonant tunneling diode. *Semiconductors*, 2005, vol. 39, no. 9, pp. 1102–1109.
13. Abramov I. I., Baranoff A. L., Goncharenko I. A., Kolomeitseva N. V., Bely Y. L., Shcherbakova I. Y. A nanoelectronic device simulation software system NANODEV: New opportunities, *Proc. of SPIE*, 2010, vol. 7521, pp. 75211E1-1–11.
14. Nguyen V. H., Bournel A., Dollfus P. Resonant tunneling structures based on epitaxial graphene on SiC, *Semicond. Sci. Technol.*, 2011, vol. 26, pp. 125012-1–7.
15. Zou K., Hong X., Zhu J. Effective mass of electrons and holes in bilayer graphene: Electron-hole asymmetry and electron-electron interaction, *Phys. Rev. B*, 2011, vol. 84, pp. 085408-1–6.
16. Fiori G., Betti A., Bruzzone S., D'Amico P., Iannaccone G. Nanodevices in Flatland: Two-dimensional graphene-based transistors with high Ion/Ioff ratio. *2011 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 5–7 Dec. 2011, pp. 11.4.1–11.4.4.
17. Abramov I. I., Goncharenko I. A., Kolomeitseva N. V. Two-band combined model of a resonant tunneling diode, *Semiconductors*, 2007, vol. 41, no. 11, pp. 1375–1380.
18. Abramov I. I., Kolomeitseva N. V., Romanova I. A. Combined two-band models of resonant tunneling diodes, *Russian Microelectronics*, 2012, vol. 41, no. 5, pp. 314–323.
19. Abramov I. I. Physics and simulation of various micro- and nanoelectronic devices, *Doklady BGUIR*, 2014, no. 2, pp. 32–42.