

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

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕВЫХ ГРАФЕНОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С ОДНИМ И ДВУМЯ ЗАТВОРАМИ

Поступила в редакцию 19.06.2017

С использованием разработанных комбинированных моделей проведено моделирование одно- и двухзатворных полевых транзисторов на однослойном графене. Исследовано влияние различных факторов на вольт-амперные характеристики приборов. Получено хорошее согласование результатов расчетов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: полевой транзистор, однослойный графен, вольт-амперная характеристика, комбинированная модель, моделирование

Введение

Большое внимание в настоящее время в высокочастотной наноэлектронике уделяется созданию приборных структур на основе углеродных наноматериалов [1]. Перспективной, в частности, считается разработка полевых графеновых транзисторов (ПГТ) [2]. В связи с этим проводятся интенсивные исследования по созданию моделей таких приборных структур, без которых их разработка и оптимизация будут просто невозможны. Проведенный анализ показывает, что в моделях ПГТ важно учитывать следующие факторы: подвижности электронов и дырок; квантовую емкость; сопротивление стока и истока.

Целью работы является моделирование с учетом отмеченных факторов вольт-амперных характеристик ПГТ с одним и двумя затворами на основе однослойного графена с использованием предложенных комбинированных моделей.

Модели

Нами уже отмечалось [3], что для описания транспорта в графене необходимо применять в качестве исходных уравнения квантовой электродинамики. Однако в рассматриваемых в работе случаях однослойного графена на подложках различного типа допустимо использовать уравнения нерелятивистской квантовой механики и следующих из них более простых квантовых моделей [4]. Анализ показывает, что в качестве исходных достаточно использовать для ПГТ с характерными на настоящий момент времени размерами уравнения квантовой диффузионно-дрейфовой модели [4].

Рассмотрим предложенные комбинированные модели ПГТ.

В качестве модели 1 использовали упрощенную комбинированную модель двухзатворного ПГТ (согласно классификации [4–6]), сочетающую элементы физико-топологической и электрической моделей.

На первом этапе в модели 1 рассчитываем квантовую емкость по упрощенной формуле [7]

$$C_q = \frac{2q^3}{\pi(\hbar V_F)^2}, \quad (1)$$

где q — заряд электрона; \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π ; скорость Ферми $V_F = 10^6$ м/с.

Затем вычисляем емкости затворов (для двухзатворного ПГТ) или емкость затвора (для однозатворного ПГТ) согласно соотношению

$$C_g = \frac{C_q C_{in}}{C_q + C_{in}}, \quad (2)$$

где C_{in} — емкость, сформированная между затвором и слоем графена.

Далее рассчитываем электростатический потенциал канала согласно соотношению [8, 9]:

$$V = \frac{C_{gt}(V_{tg} - V_{tg0} - V(x)) + C_{gb}(V_{beff} - V(x))}{C_{gt} + C_{gb} + \alpha C_q}, \quad (3)$$

где C_{gt} , C_{gb} — емкости верхнего, нижнего затворов; V_{tg} — напряжение на верхнем затворе; V_{beff} — эффективное напряжение на нижнем затворе; V_{tg0} — напряжение Дирака для верхнего затвора; $V(x)$ — электростатический потенциал канала при нулевом смещении для $V(x=0) = 0$ и $V(x=L) = V_{ch}$, V_{ch} — полное падение напряжения в канале; коэффициент емкости $\alpha = 0,5$ при $q|V| \gg kT$, k — постоянная Больцмана; T — температура окружающей среды.

Выражение (3) применимо для двухзатворных ПГТ. В случае однозатворного ПГТ оно преобразуется к виду:

$$V = \frac{C_g(V_g - V_{g0} - V(x))}{C_g + \alpha C_q}, \quad (4)$$

где V_g — напряжение на затворе; V_{g0} — напряжение Дирака для затвора.

Квантовые явления могут быть учтены с помощью эффективной подвижности носителей заряда μ , учитывающей подвижности электронов и дырок, общей плотности заряда листа графена Q и квантовой емкости C_q . На втором этапе на основе найденного электростатического потенциала в канале рассчитываются эффективная подвижность носителей заряда в графене μ согласно модели (10) из работы [10], учитывающая подвижности электронов и дырок, а также общая плотность заряда листа графена Q согласно [11]:

$$Q = \frac{q\pi(kT)^2}{3(\hbar V_F)^2} + \frac{q^3 V^2}{\pi(\hbar V_F)^2} + q \left(\frac{\Delta^2}{\pi \hbar^2 V_F^2} \right), \quad (5)$$

где Δ — неоднородность электростатического потенциала.

Далее для нахождения тока стока используется формула, полученная из квантовой диффузионно-дрейфовой модели, а именно [8, 9]:

$$I_d = \frac{W \int_0^{V_{ch}} \mu Q dV}{L + \left| \int_0^{V_{ch}} \frac{\mu}{V_{sat}} dV \right|}, \quad (6)$$

где W — ширина канала; L — длина канала; V_{sat} — скорость насыщения. Скорость насыщения рассчитывается на основе соотношения (11) работы [10].

Заметим, что если не учитывать квантовые явления и падения напряжений на областях стока и истока, то в этом случае $V_{ch} = V_d$ (V_d — напряжение, прикладываемое к стоку относительно истока), а соотношение (6) приводит к традиционной диффузионно-дрейфовой модели, используемой многими авторами (иногда с модификациями и коррекциями) при расчете тока стока ПГТ.

На завершающем этапе после нахождения I_d перерасчитываем напряжение V_d с учетом падений напряжений на сопротивлениях стока R_d и истока R_s , т. е. $V_d = V_{ch} + (R_d + R_s)I_d$. Заметим, что в общем случае $R_d \neq R_s$ и не равны 0.

Рассмотрим модель 2 ПГТ.

На первом этапе, так же как и в модели 1, рассчитываем квантовую емкость по упрощенной

формуле (1) и емкости затворов согласно соотношению (2).

Далее в отличие от модели 1 с помощью итерационного метода самосогласованно рассчитываем электростатический потенциал канала по формуле (3) (с учетом коэффициента емкости α) и квантовую емкость согласно соотношению [7]:

$$C_q = \frac{2q^3}{\pi(\hbar V_F)^2} |V|. \quad (7)$$

В соотношении (3) используется формула (14) из работы [10] для α , в которой учитывается его изменение в зависимости от электростатического потенциала в канале V . Перерасчет величин осуществляется самосогласованно до тех пор, пока поправка электростатического потенциала в канале не достигнет заданного значения. В случае однозатворного ПГТ используется соотношение (4).

Далее эффективную подвижность μ , общую плотность заряда листа графена Q вычисляем так же как в модели 1. Скорость насыщения рассчитываем с учетом рассеяния на оптических фононах на основе модели [12]:

$$V_{sat} = \begin{cases} \frac{2V_F}{\pi}, & \text{если } |Q_{net}| \leq q|\rho_{crit}| \\ \frac{2q\Omega}{\pi^2 \hbar V_F |Q_{net}|} \sqrt{\frac{\pi(\hbar V_F)^2 |Q_{net}|}{q} - \left(\frac{\hbar\Omega}{2}\right)^2}, & \text{если } |Q_{net}| > q|\rho_{crit}|; \end{cases} \quad (8)$$

$$\rho_{crit} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\Omega}{V_F} \right), \quad (9)$$

где ρ_{crit} — критическая плотность носителей заряда; Q_{net} — плотность заряда носителей в канале ($Q_{net} = \alpha C_q V$); $\hbar\Omega$ — эффективная энергия оптических фононов.

Ток стока вычисляем согласно (6). Завершающий этап расчетов совпадает с таковым для модели 1. Модель 2 более адекватная по сравнению с моделью 1 и позволяет получить хорошее согласование с экспериментальными данными, так как электростатический потенциал в канале и квантовая емкость рассчитываются самосогласованно. Как правило, параметрами модели при согласовании расчетов с экспериментом являются сопротивления стока R_d и истока R_s , а также \hbar в эффективной подвижности носителей заряда [10].

Разработанные программы, реализующие описанные модели, включены в систему моделирования нанoeлектронных устройств NANODEV [13–15], разрабатываемую в БГУИР с 1995 г. и предназначенную для ПЭВМ.

Результаты моделирования

С применением разработанных комбинированных моделей 1 и 2 проводили расчет выходных характеристик одно- и двухзатворных ПГТ на однослойном графене. Расчеты осуществляли при температуре $T = 300$ К, если не указано другое. На графиках приведены результаты для тока стока или плотности тока стока для удобства сравнения с результатами других моделей либо с экспериментальными данными.

На рис. 1 показано поперечное сечение двухзатворного ПГТ на основе однослойного графена. В случае однозатворного ПГТ верхний затвор отсутствует. Нижний затвор двухзатворного ПГТ отделен от канала толстым диэлектриком. Он необходим для управления положением точки электро-нейтральности и типом проводимости.

Основными исходными данными для расчета являются: длина и ширина канала, толщины слоев диэлектриков для верхнего и нижнего затворов, либо в случае однозатворного ПГТ — толщина диэлектрика одного затвора; подвижности электронов и дырок в графене, диэлектрические проницаемости подзатворного диэлектрика для верхнего и нижнего затворов, скорость Ферми в монослое графена, неоднородность электростатического потенциала, энергия оптических фононов, зависящая от подзатворного диэлектрика; прикладываемые к прибору напряжения, температура окружающей среды; сопротивления стока и истока; напряжения Дирака для верхнего и нижнего затворов.

Рассмотрим результаты расчетов, полученные с помощью модели 1. На рис. 2 показаны выходные характеристики ПГТ 1 при различных сопротивлениях стока R_d и истока R_s . ПГТ 1 располагается на

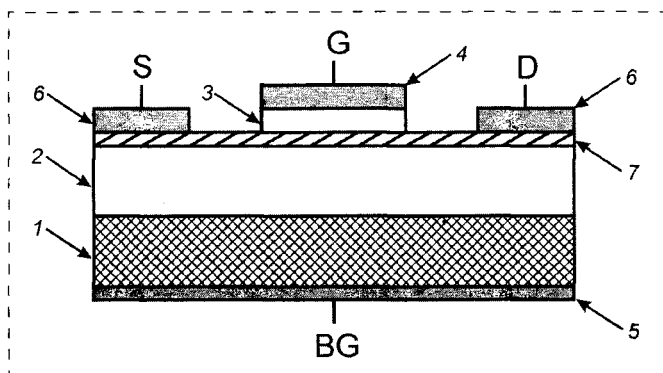


Рис. 1. Поперечное сечение двухзатворного ПГТ на основе однослойного графена: S — исток; G — верхний затвор; BG — нижний затвор; D — сток; 1 — подложка; 2 — диэлектрик нижнего затвора; 3 — диэлектрик верхнего затвора; 4 — металл верхнего затвора; 5 — металл нижнего затвора; 6 — металл истока и стока; 7 — графен

Fig. 1. Cross-section of dual-gate GFET based on monolayer graphene: S — source; G — top gate; BG — back gate; D — drain; 1 — substrate; 2 — back-gate dielectric; 3 — top-gate dielectric; 4 — top-gate metal; 5 — back-gate metal; 6 — source and drain metal; 7 — graphene

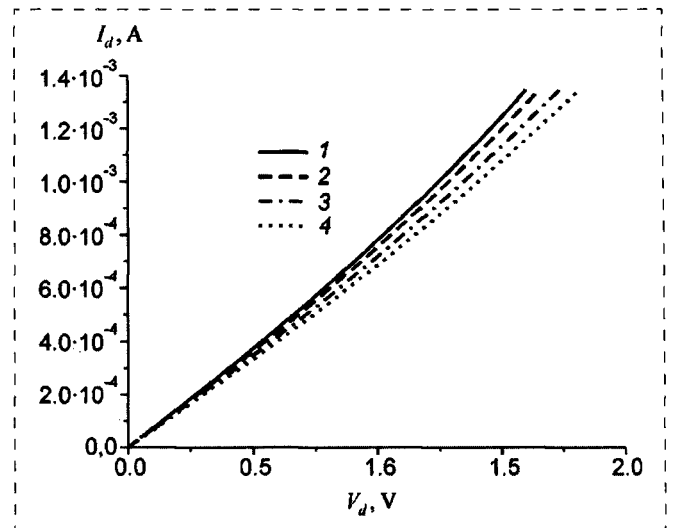


Рис. 2. Выходные характеристики двухзатворного ПГТ 1 с длиной канала 5 мкм при различных сопротивлениях истока и стока, рассчитанные по модели 1: 1 — $R_d = R_s = 0$ Ом; 2 — $R_s = 10$ Ом; $R_d = 30$ Ом; 3 — $R_s = 10$ Ом; $R_d = 90$ Ом; 4 — $R_s = 10$ Ом; $R_d = 150$ Ом

Fig. 2. Output characteristics of 5- μ m dual-gate GFET 1 for various source and drain resistances calculated with the use of the model 1: 1 — $R_d = R_s = 0$ Ω ; 2 — $R_s = 10$ Ω ; $R_d = 30$ Ω ; 3 — $R_s = 10$ Ω ; $R_d = 90$ Ω ; 4 — $R_s = 10$ Ω ; $R_d = 150$ Ω

подложке SiO_2/Si и имеет два затвора. Тонкий слой Al_2O_3 является диэлектриком верхнего затвора. Длина канала $L = 5$ мкм, а другие параметры ПГТ 1 приведены в работе [16]. Характеристики рассчитаны с учетом не только электронной, но и дырочной проводимости. Отметим, что результаты моделирования для случая $R_d \neq R_s$ качественно правильно отражают известные экспериментальные данные [16], т. е. с ростом R_d ток стока снижается.

Далее приводим результаты расчетов, полученные только с помощью модели 2.

На рис. 3 показаны выходные характеристики однозатворного ПГТ 2 с длиной канала $L = 3$ мкм, полученные в работе [17], при различных значениях толщины диэлектрика. Роль диэлектрика затвора выполняет гексагональный нитрид бора (h-BN). Расчеты выполнены для случая $V_{gs} = -2$ В, эффективная энергия оптических фононов $\hbar\Omega = 200$ мэВ. Кривая 1 соответствует значению толщины h-BN 8,5 нм, кривая 2 — 9,5 нм, кривая 3 — 10,5 нм. Было установлено, что увеличение толщины диэлектрика приводит к уменьшению тока стока. Отметим хорошее согласование результатов моделирования с использованием параметров $h = 0,178$ м²/(В · с), $R_d = R_s = 200$ Ом (кривая 1) с экспериментальными данными (кривая 4) работы [17].

На рис. 4 показаны выходные характеристики ПГТ 2 при различной длине канала. Расчеты выполнены для случая $V_{gs} = -1,5$ В. Кривая 1 соответствует длине канала 3 мкм, кривая 2 — 6 мкм, кривая 3 — 9 мкм. Видно, что с увеличением дли-

ны канала существенно снижается ток стока, что согласуется с известными данными для ПГТ. Получено также хорошее согласование результатов моделирования с использованием параметров $h = 0,24 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $R_d = R_s = 200 \text{ Ом}$ (кривая 1) с экспериментальными данными (кривая 4) работы [17].

С помощью модели 2 были проведены расчеты выходных характеристик двухзатворного ПГТ 1 при различных температурах окружающей среды (рис. 5). В расчетах использована эффективная энергия оптических фононов $\hbar\Omega = 55 \text{ мэВ}$. Как и

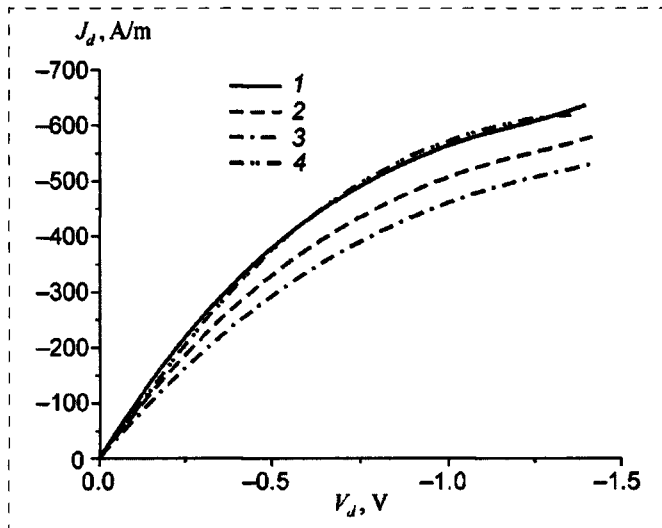


Рис. 3. Выходные характеристики однозатворного ПГТ 2 с длиной канала 3 мкм при различных толщинах диэлектрика, рассчитанные по модели 2: 1 — $d = 8,5 \text{ нм}$; 2 — $d = 9,5 \text{ нм}$; 3 — $d = 10,5 \text{ нм}$; 4 — экспериментальные данные [17]

Fig. 3. Output characteristics of 3- μm single-gate FET 2 for various dielectric widths calculated with the use of the model 2: 1 — $d = 8.5 \text{ nm}$; 2 — $d = 9.5 \text{ nm}$; 3 — $d = 10.5 \text{ nm}$; 4 — the experimental data [17]

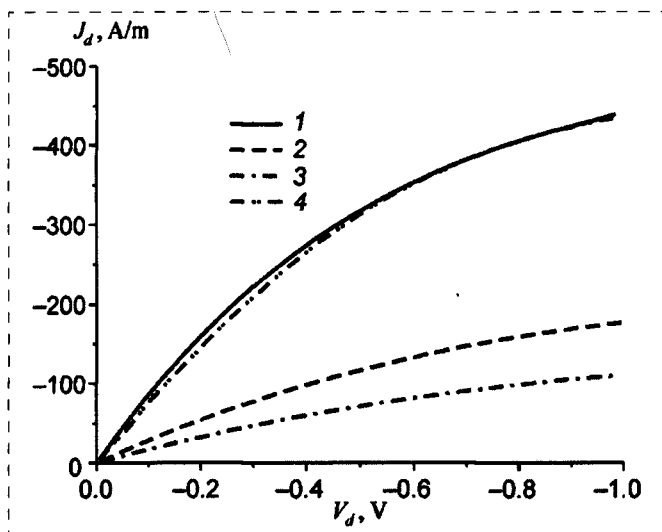


Рис. 4. Выходные характеристики однозатворного ПГТ 2 при различных длинах канала, рассчитанные по модели 2: 1 — $L = 3 \text{ мкм}$; 2 — $L = 6 \text{ мкм}$; 3 — $L = 9 \text{ мкм}$; 4 — экспериментальные данные [17]

Fig. 4. Output characteristics of single-gate FET 2 for various channel lengths calculated with the use of the model 2: 1 — $L = 3 \mu\text{m}$; 2 — $L = 6 \mu\text{m}$; 3 — $L = 9 \mu\text{m}$; 4 — the experimental data [17]

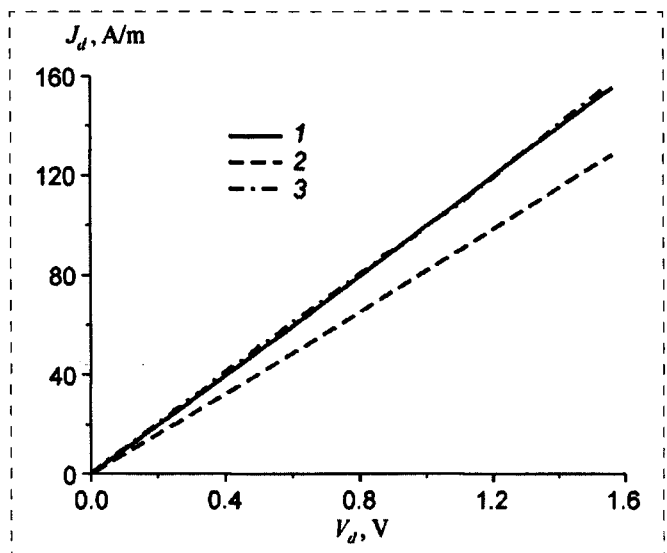


Рис. 5. Выходные характеристики двухзатворного ПГТ 1 с длиной канала 5 мкм при различных значениях температуры окружающей среды, рассчитанные по модели 2: 1 — $T = 300 \text{ К}$; 2 — $T = 77 \text{ К}$; 3 — экспериментальные данные при $T = 300 \text{ К}$ [16]

Fig. 5. Output characteristics of 5- μm dual-gate GFET 1 for various temperatures calculated with the use of the model 2: 1 — $T = 300 \text{ K}$; 2 — $T = 77 \text{ K}$; 3 — the experimental data for the room temperature [16]

следовало ожидать, с уменьшением температуры ток стока падает. При этом получено хорошее согласование результатов моделирования (кривая 1) для случая напряжения на верхнем затворе, равном -1 В , при комнатной температуре с экспериментальными данными (кривая 3) из работы [16]. При расчетах использован параметр $h = 0,06 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, а $R_d = R_s = 0 \text{ Ом}$.

Заключение

В работе предложены комбинированные модели одно- и двухзатворных полевых графеновых транзисторов на основе уравнений квантовой диффузионно-дрейфовой модели. В моделях допустим совместный учет ряда важных факторов, а именно: 1) подвижностей электронов и дырок; 2) квантовой емкости; 3) сопротивлений стока и истока и возможного их различия. Модель 1 является упрощенной и ее можно использовать для экспрессных инженерных оценок. Результаты, полученные с помощью модели 1, согласуются качественно либо с результатами расчета по известным моделям, либо с экспериментальными данными. В модели 2 электростатический потенциал находится на основе самосогласованного расчета и приводит к более точным количественным результатам, нежели модель 1. Так, с ее применением получено хорошее согласование результатов моделирования с экспериментальными данными как для однозатворного, так и для двухзатворного ПГТ. С использованием предложенных моделей исследовано влияние различных факторов на вольт-амперные характе-

ристики приборов. Программы, реализующие модели, включены в систему моделирования наноэлектронных устройств NANODEV [13–15].

Работа выполнена в рамках Государственной программы научных исследований "Конвергенция" Республики Беларусь.

Список литературы

1. Быстров Р. П., Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Соколов А. В. Микро- и наноэлектроника применительно к системам радиолокации и радиосвязи // Успехи современной радиоэлектроники. 2010. № 9. С. 11–50.
2. 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. P. 4598–4810.
3. Абрамов И. И., Коломейцева Н. В., Лабунув В. А., Романова И. А. Моделирование резонансно-туннельных диодов на основе графена на подложках различного типа // Нано- и микросистемная техника. 2015. № 11. С. 3–10.
4. Абрамов И. И. Основы моделирования элементов микро- и наноэлектроники. Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2016. 444 с.
5. Абрамов И. И. Лекции по моделированию элементов интегральных схем. М.; Ижевск: НИЦ РХД, 2005. 152 с.
6. Абрамов И. И. Лекции по моделированию элементов интегральных схем микроэлектроники. Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2012. 116 с.
7. Thiele S. A., Schaefer J. A., Schwier F. Modeling of graphene metal-oxide-semiconductor field-effect transistors with gapless large-area graphene channels // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107. P. 094505-1–8.
8. Абрамов И. И., Коломейцева Н. В., Лабунув В. А., Романова И. А. Моделирование электрических характеристик полевых графеновых транзисторов с использованием упро-

щенной комбинированной модели // Материалы 26-й Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии", 2016, Россия, Севастополь. Т. 7. С. 1534–1540.

9. Abramov I. I., Labunov V. A., Kolomejtseva N. V., Romanova I. A. Simulation of field-effect transistors and resonant tunneling diodes based on graphene // Proc. of SPIE. 2016. Vol. 10224. P. 102240V-1–10.

10. Tian J., Katsounaros A., Smith D., Hao Y. Graphene field-effect transistor model with improved carrier mobility analysis // IEEE Trans. Electron. Dev. 2015. Vol. 62, N. 10. P. 3433–3440.

11. Landauer G. M., Jimenez D., Gonzalez J. L. An accurate Verilog-A compatible compact model for graphene field-effect transistors // IEEE Trans. Nanotechnol. 2014. Vol. 13, N. 5. P. 895–904.

12. Thiele S. A., Schaefer J. A. Modeling of the steady state characteristics of large-area graphene field-effect transistors // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 110, N. 3. P. 034506-1–7.

13. 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.

14. Abramov I. I., Baranoff A. L., Goncharenko I. A., Kolomejtseva N. V., Bely Y. L., Shcherbakova I. Y. A nanoelectronic device simulation software system NANODEV: New opportunities // Proc. of SPIE. 2010. Vol. 7521. P. 75211E1-1–11.

15. Абрамов И. И. Физика и моделирование приборных структур и устройств микро- и наноэлектроники // Доклады БГУИР. 2014. № 2. С. 32–42.

16. Wang H., Hsu A., Antoniadis D. A., Palacios T. Compact virtual-source current-voltage model for top- and back-gated graphene field-effect transistors // IEEE Trans. Electron. Dev. 2011. Vol. 58, N. 5. P. 1523–1533.

17. Meric I., Dean C., Young A., Hone J., Kim P., Shepard K. L. Graphene field-effect transistors based on boron nitride gate dielectrics // Proc. IEEE Electron Dev. Meeting. 2010. P. 23.2.1–23.2.4.

I. I. Abramov, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, N. V. Kolomejtseva, Researcher, V. A. Labunov, Academician of NASB, Academician of RAS, Dr. Sci. (Tech.), Professor, Head of Laboratory, I. A. Romanova, Researcher, Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, 220013, Belarus
E-mail: nanodev@bsuir.edu.by

Corresponding author:

Abramov Igor I., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, 220013, Belarus, nanodev@bsuir.edu.by

Simulation of Graphene Field-Effect Transistors with the Single and Dual Gates

Received on June 19, 2017

Accepted on July 10, 2017

Simulation of the single- and dual-gate field-effect transistors based on a monolayer graphene was carried out with the use of the developed combined models. Influence of different factors on the IV-characteristics of devices was investigated. The simulation results agree well with the experimental data.

Keywords: field-effect transistor, monolayer graphene, IV-characteristic, combined model, simulation

For citation:

Abramov I. I., Kolomejtseva N. V., Labunov V. A., Romanova I. A. Simulation of Graphene Field-Effect Transistors with the Single and Dual Gates, *Nano- i Mikrosistemnaya Tekhnika*, 2017, vol. 19, no. 12, pp. 714–721.

DOI: 10.17587/nmst.19.714-721

Introduction

In high-frequency nanoelectronics a lot of attention is devoted to development of devices on the basis of carbon nanomaterials [1]. In particular, development of graphene field-effect transistors (GFET) is considered promising [2]. This explains the current intensive research works for development of models of such devices, without which their optimization will be simply impossible. An analysis shows, that in GFET models it is important to take into account the following factors: the mobility of the electrons and holes; the quantum capacitance; the drain and source resistances.

The aim of the work is simulation with account of the above-mentioned factors of the IV-characteristics of GFET with single and dual gates based on a monolayer graphene with the use of the proposed combined models.

Models

As we pointed out [3], a transport description in graphene required as initials the equations of the quantum electrodynamics. However, in the cases of a monolayer graphene on substrates of various types considered in the paper it is possible to use equations of non-relativistic quantum mechanics and more simple quantum models resulting from them [4]. An analysis shows that for GFET with the characteristic at the present time sizes as initials it is enough to use the equations of the quantum diffusion-drift model [4].

Let us consider the proposed combined models of GFET.

As model 1 a simplified combined dual-gate model of GFET (according to classification [4–6]) was used integrating elements of the physical and electric models.

At the first stage in model 1 we calculate the quantum capacitance according to the following simplified formula [7]

$$C_q = \frac{2q^3}{\pi(\hbar V_F)^2}, \quad (1)$$

where q — the electron charge; \hbar — the Planck constant, divided by 2π , the Fermi velocity $V_F = 10^6$ m/s.

Then we calculate the capacitances of the gates (for a dual-gate GFET) or capacitance of a gate (for a single-gate GFET) according to the following formula:

$$C_g = \frac{C_q C_{in}}{C_q + C_{in}}, \quad (2)$$

where C_{in} — the capacitance formed between the gate and graphene layer.

Then, we calculate the electrostatic potential of the channel according to the following formula

$$V = \frac{C_{gt}(V_{ig} - V_{ig0} - V(x)) + C_{gb}(V_{beff} - V(x))}{C_{gt} + C_{gb} + \alpha C_q}, \quad (3)$$

where C_{gt} , C_{gb} — the top- and back-gate capacitances, V_{ig} — the top-gate voltage; V_{beff} — the effective back-gate voltage; V_{ig0} — the Dirac top-gate voltage; $V(x)$ — the electrostatic potential of the channel at a zero shift for $V(x=0) = 0$ and $V(x=L) = V_{ch}$, V_{ch} — the complete voltage drop in the channel, capacitance coefficient $\alpha = 0,5$ at $q|V| \gg kT$, k — Boltzmann constant, T — environmental temperature.

Expression (3) is applicable for the dual-gate GFET. In case of a single-gate GFET (3), it will be transformed in the following way:

$$V = \frac{C_g(V_g - V_{g0} - V(x))}{C_g + \alpha C_q}, \quad (4)$$

where V_g — the gate voltage; V_{g0} — Dirac voltage for the gate.

The quantum phenomena can be taken into account by means of an effective mobility of the charge carriers μ , considering the mobility of the electrons and holes, total transport sheet carrier density in graphene Q and quantum capacitance C_q . At the second stage on the basis of the obtained electrostatic potential in the channel the effective mobility of the charge carriers in graphene μ is calculated in accordance with model (10) from [10], taking into account the mobility of the electrons and the holes, and also the total transport sheet carrier density in graphene Q according to [11]:

$$Q = \frac{q\pi(kT)^2}{3(\hbar V_F)^2} + \frac{q^3 V^2}{\pi(\hbar V_F)^2} + q \left(\frac{\Delta^2}{\pi \hbar^2 V_F^2} \right), \quad (5)$$

where Δ — the inhomogeneity of the electrostatic potential.

For finding of the drain current a formula obtained from the quantum diffusion-drift model is used [8, 9]:

$$I_d = \frac{W \int_0^{V_{ch}} \mu Q dV}{L + \left| \int_0^{V_{ch}} \frac{\mu}{V_{sat}} dV \right|}, \quad (6)$$

where W — the channel width; L — the channel length; V_{sat} — the saturation velocity. The saturation velocity is calculated on the basis of formula (11) from [10].

We should point out that, if we do not take into account the quantum phenomena and voltage drops on the drain and source areas, then $V_{ch} = V_d$ (V_d — the voltage applied to the drain in relation to the source), and the formula (6) leads to the traditional diffusion-

drift model used by many authors (sometimes with modifications and corrections) for calculation of the drain current of GFET.

At the final stage, after we find I_d , we recalculate V_d with account of the voltage drops on the resistances of drain R_d and source R_s , that is $V_d = V_{ch} + (R_d + R_s)I_d$. We should point out that in a general case $R_d \neq R_s$ and are not equal to 0.

Let us consider model 2 of GFET.

At the first stage, just like in model 1, we calculate the quantum capacitance according to the simplified formula (1) and the capacitances of the gates according to formula (2).

Unlike model 1, by means of the iterative method we calculate self-consistently the electrostatic potential of the channel according to formula (3) (taking into account the capacitance coefficient α) and the quantum capacitance according to formula [7]:

$$C_q = \frac{2q^3}{\pi(\hbar V_F)^2} |V|. \quad (7)$$

In relation (3) formula (14) from [10] for α is used, which takes into account its variation depending on the electrostatic potential in channel V . Recalculation of the values is carried out self-consistently until the moment, when the variation of the electrostatic potential in the channel reaches the defined value. In case of a single-gate GFET the formula (4) is used.

The effective mobility μ , total transport sheet carrier density in graphene Q are calculated just like in model 1. The saturation velocity is calculated with account of scattering on the optical phonons on the basis of the model [12]:

$$V_{sat} = \begin{cases} \frac{2V_F}{\pi}, & \text{если } |Q_{net}| \leq q|\rho_{crit}| \\ \frac{2q\Omega}{\pi^2 \hbar V_F |Q_{net}|} \sqrt{\frac{\pi(\hbar V_F)^2 |Q_{net}|}{q} - \left(\frac{\hbar\Omega}{2}\right)^2}, & \\ \text{если } |Q_{net}| > q|\rho_{crit}|; \end{cases} \quad (8)$$

$$\rho_{crit} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\Omega}{V_F} \right), \quad (9)$$

where ρ_{crit} — the critical charge carrier density; Q_{net} — the charge carrier density in the channel ($Q_{net} = |\alpha C_q V|$); $\hbar\Omega$ — effective energy of the optical phonons.

The drain current is calculated in accordance with (6). The final stage of the calculations coincides with that for model 1. Model 2 is more adequate in comparison with model 1 and it also allows us to obtain a good agreement with the experimental data, because the electrostatic potential in the channel and the quan-

tum capacitance are calculated self-consistently. As a rule, the model parameters for agreement with the experimental data are the resistances of drain R_d and source R_s , and also \hbar in the effective mobility of the charge carriers [10].

The developed programs realizing the described models are included in the simulation system of nano-electronic devices NANODEV [13–15], developed in BSUIR since 1995 and intended for PC.

Simulation results

With application of the developed combined models 1 and 2 calculations of the output characteristics of the single- and dual-gate GFET on a monolayer graphene were performed. The calculations were carried out at 300 K, unless otherwise indicated. The diagrams present the results for the drain current or more accurately the drain current density for convenience of comparison with the results of the other models or with the experimental data.

Fig. 1 presents a cross-section of a dual-gate GFET based on monolayer graphene. In case of a single-gate GFET the top gate is absent. The back-gate of the dual-gate GFET is separated from the channel by a thick dielectric. It is necessary for the position of the electroneutrality point and the conductivity type control.

The basic data for the calculation are: length and width of the channel, thicknesses of the dielectric layers for the top- and back-gates, or, in case of a single-gate GFET, dielectric thickness of the gate; mobility of the electrons and the holes in graphene, dielectric constant of the dielectric for the top- and back-gates, Fermi velocity in the graphene monolayer, inhomogeneity of the electrostatic potential, the optical phonon energy, depending on the subgate dielectric; the voltages applied to a device, the environmental temperature; the drain and source resistances; Dirac point voltage for the top- and back-gates.

Let us consider the results of the calculations received by means of the model 1. Fig. 2 presents the output characteristics of GFET 1 at different resistances of drain R_d and source R_s . GFET 1 lays on the substrate of SiO₂/Si and has two gates. A thin layer of Al₂O₃ is the dielectric of the top gate. Length of the channel $L = 5 \mu\text{m}$, and the other parameters of GFET 1 are presented in the paper [16]. The characteristics were calculated with account of not only the electron, but also the hole conductivity. We should point out that the simulation results for $R_d \neq R_s$ case reflect qualitatively correctly the known experimental data [16], that is, with the growth of R_d the drain current decreases.

Further we present the results of the calculations received only by means of model 2.

Fig. 3 presents the output characteristics of a single-gate GFET 2 with channel length $L = 3 \mu\text{m}$ [17] at different values of the dielectric's thickness. Hexagonal

boron nitride (h-BN) is the gate dielectric. The calculations were carried out for the case of $V_{gs} = -2$ V, the effective energy of the optical phonons $\hbar\Omega = 200$ meV. Curve 1 corresponds to the h-BN thickness of 8.5 nm, curve 2 — 9.5 nm, curve 3 — 10.5 nm. It was established that an increase of the dielectric thickness leads to a reduction of the drain current. We should underline a good agreement of the simulation results using parameters $h = 0.187$ m²/(V·s), $R_d = R_s = 200$ Ω (curve 1) with the experimental data (curve 4) [17].

Fig. 4 presents the output characteristics of GFET 2 at different channel lengths. The calculations were done for $V_{gs} = -1.5$ V. Curve 1 corresponds to the channel length of 3 μm, curve 2 — 6 μm, curve 3 — 9 μm. It is visible, that with an increase of the channel length the drain current decreases considerably, which agrees with the known data for GFET. Also a good agreement with the experimental data (curve 4) of the paper [17] was also received of the simulation results using parameters $h = 0.24$ m²/(V·s), $R_d = R_s = 200$ Ω (curve 1).

Calculations of the output characteristics of the dual-gate GFET 1 at various environmental temperature (fig. 5). Were carried out by means of model 2. In calculations the effective energy of the optical phonons $\hbar\Omega = 55$ meV was used. As it have been expected, the drain current falls with reduction of the temperature. At that, a good agreement of the simulation results (curve 1) with the experimental data (curve 3) from [16] for the case of top gate voltage the equal to -1 V at the room temperature was obtained. During the calculations we used the parameter $h = 0.06$ m²/(V·s), and $R_d = R_s = 0$ Ω.

Conclusion

The combined models of the single- and dual-gate field graphene transistors based on equations of the quantum diffusion-drift model were proposed. The models include following important factors: 1) mobility of the electrons and the holes; 2) quantum capacitance; 3) resistances of the drain and the source, and their possible differences. Model 1 is a simplified one and it can be used for express engineering estimations. The results received by means of model 1 are qualitatively agreement with the calculation results obtained with the known models, or with the experimental data. In model 2 the electrostatic potential is found by a self-consistent calculation and leads to more accurate quantitative results, than model 1. Thus, its application ensured a good agreement of the simulation results with the experimental data both for the single- and dual-gate GFET. With the use of the proposed models the influence of various factors on the IV-characteristics of devices was investigated. The programs realizing the models were included in simulation system of nanoelectronic devices NANODEV [13–15].

The work was done within the framework of the "Convergence" State Scientific Research Program of the Republic of Belarus.

References

1. Bystrov R. P., Guluaev Ju. V., Nikitov S. A., Sokolov A. V. Micro- and nanoelectronics relating to radar and radio communication system, *Uspekhi sovremennoi radioelektroniki*, 2010, no. 9, pp. 11–50 (in Russian).
2. 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.
3. Abramov I. I., Kolomejtseva N. V., Labunov V. A., Romanova I. A. Simulation of graphene resonant tunneling diodes on the substrates of various types, *Nano- and Mikrosistemnaya Tekhnika*, 2015, no. 11, pp. 3–10.
4. Abramov I. I. *Bases of micro- and nanoelectronic devices simulation*. Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2016. 444 p. (in Russian).
5. Abramov I. I. *Lectures on simulation of integrated circuits elements*, Moscow—Izhevsk: RCD, 2005. 152 p. (in Russian).
6. Abramov I. I. *Lectures on simulation of integrated circuits elements of microelectronics*. Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2012. 116 p. (in Russian).
7. Thiele S. A., Schaefer J. A., Schwierz F. Modeling of graphene metal-oxide-semiconductor field-effect transistors with gapless large-area graphene channels, *J. Appl. Phys.*, 2010, vol. 107, pp. 094505-1–8.
8. Abramov I. I., Kolomejtseva N. V., Labunov V. A., Romanova I. A. Simulation of electrical characteristics of graphene field-effect transistors with the using of simple combined model, *26th International Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo '2016)*, Sevastopol: Weber Publishing, 2016, vol. 7, pp. 1534–1540 (in Russian).
9. Abramov I. I., Labunov V. A., Kolomejtseva N. V., Romanova I. A. Simulation of field-effect transistors and resonant tunneling diodes based on graphene, *Proc. of SPIE*. 2016, vol. 10224, pp. 102240V-1–10.
10. Tian J., Katsounaros A., Smith D., Hao Y. Graphene field-effect transistor model with improved carrier mobility analysis, *IEEE Trans. Electron. Dev.* 2015, vol. 62, no. 10, pp. 3433–3440.
11. Landauer G. M., Jimenez D., Gonzalez J. L. An accurate Verilog-A compatible compact model for graphene field-effect transistors, *IEEE Trans. Nanotechnol.*, 2014, vol. 13, no. 5, pp. 895–904.
12. Thiele S. A., Schaefer J. A. Modeling of the steady state characteristics of large-area graphene field-effect transistors, *J. Appl. Phys.*, 2010, vol. 110, no. 3, pp. 034506-1–7.
13. Abramov I. I., Goncharenko I. A., Ignatenko S. A., Koroletov A. V., Novik E. G., Rogachev A. I. NANODEV: A nanoelectronic device simulation software system, *Russian Microelectronics*, 2003, vol. 32, no. 2, pp. 97–104.
14. Abramov I. I., Baranoff A. L., Goncharenko I. A., Kolomejtseva 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.
15. Abramov I. I. Physics and simulation of various micro- and nanoelectronic devices, *Doklady BSUIR*, 2014, no. 2, pp. 32–42 (in Russian).
16. Wang H., Hsu A., Antoniadis D. A., Palacios T. Compact virtual-source current-voltage model for top- and back-gated graphene field-effect transistors, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, 2011, vol. 58, no. 5, pp. 1523–1533.
17. Meric I., Dean C., Young A., Hone J., Kim P., Shepard K. L. Graphene field-effect transistors based on boron nitride gate dielectrics, *Proc. IEEE Electron Dev. Meeting*, 2010, pp. 23.2.1–23.2.4.