

УДК 621.382

ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ ЗАТВОРОВ ПОЛЕВЫХ ГРАФЕНОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

© 2021 г. И. И. Абрамов^{а, *}, Н. В. Коломейцева^а, В. А. Лабунов^а,
И. А. Романова^а, И. Ю. Щербакова^а

^аУчреждение образования “Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники”,
ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013 Республика Беларусь

*E-mail: nanodev@bsuir.edu.by

Поступила в редакцию 05.08.2020 г.

После доработки 08.08.2020 г.

Принята к публикации 20.08.2020 г.

Проведено моделирование полевых графеновых транзисторов на основе однослойного графена с использованием разработанной упрощенной комбинированной самосогласованной модели. С ее применением осуществлено сравнение результатов расчетов вольт-амперных характеристик пяти приборов с одинаковыми геометрическими параметрами с различающимися материалами подзатворного диэлектрика верхнего затвора. Проанализировано влияние толщины диэлектриков верхнего и нижнего затворов на передаточные вольт-амперные характеристики двухзатворных полевых графеновых транзисторов.

DOI: 10.31857/S0544126921010026

1. ВВЕДЕНИЕ

Значительное внимание в настоящее время в области микро- и нанoeлектроники уделяется разработке приборных структур на основе 2D материалов, в частности, на графене [1, 2]. Графен обладает рядом уникальных свойств для создания новой элементной базы микро- и нанoeлектроники, а именно: высокой подвижностью носителей заряда, амбиполярностью, высокой проводимостью. Так, полевые графеновые транзисторы (ПГТ) могут найти применение в высокоскоростной электронике, особенно в аналоговых и радиочастотных устройствах [3].

Существенное различие физики функционирования полевых транзисторов на основе полупроводниковых материалов и полевых графеновых транзисторов обусловило необходимость создания моделей именно для ПГТ. Принципиальное отличие наглядно проявляется на передаточных характеристиках ПГТ, имеющих области дырочной проводимости слева от точки Дирака и электронной проводимости справа от точки Дирака. В последние годы моделям графеновых полевых транзисторов, а также получению экспериментальных образцов этих приборов посвящено большое число работ, что, в частности, отражено в обзоре по компактным моделям ПГТ [4].

Такие модели могут разрабатываться на основе: диффузионно-дрейфовой модели с различного рода модификациями [5–7]; кинетического урав-

нения Больцмана с модификациями [8, 9]; функций Грина [10]; формулы Ландауэра [11]. Модели также могут предназначаться для однослойных [7, 11], двухслойных [12, 13] и многослойных [14] ПГТ. В работе [15] описана модель для предложенной конструкции туннельного транзистора на графене.

В данной работе приведено краткое описание предложенной упрощенной комбинированной самосогласованной модели полевого транзистора на основе однослойного графена (рис. 1), а также результаты моделирования, полученные с ее ис-

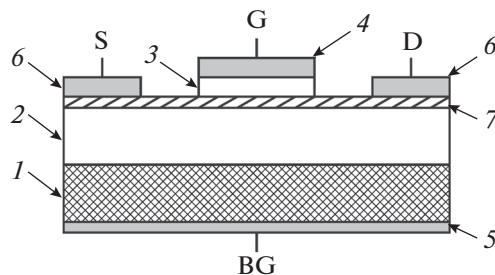


Рис. 1. Поперечное сечение двухзатворного ПГТ на основе однослойного графена: S – исток; G – верхний затвор; BG – нижний затвор; D – сток; 1 – подложка; 2 – диэлектрик нижнего затвора; 3 – диэлектрик верхнего затвора; 4 – металл верхнего затвора; 5 – металл нижнего затвора; 6 – металл истока и стока;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

пользованием. Исследовано влияние диэлектриков затворов ПГТ на их вольт-амперные характеристики (ВАХ).

2. МОДЕЛЬ

Предложенная модель построена на основе уравнений квантовой диффузионно-дрейфовой модели [16, 17] и относится к классу комбинированных согласно классификации [17, 18]. В модели электростатический потенциал канала и квантовая емкость рассчитываются самосогласованно с помощью итерационного метода. При реализации алгоритма передаточных характеристик использован метод дихотомии для учета сопротивлений стока R_d и истока R_s . Детальное описание модели приведено в статьях [19–21]. Поэтому здесь приведем основные соотношения модели, являющейся комбинацией физико-топологической и электрической моделей.

На первом этапе в модели вычисляются емкости верхнего C_{gt} и нижнего C_{gb} затворов. Далее самосогласованно рассчитывается электростатический потенциал V с применением итерационного метода по формулам [22, 23]:

$$V = \frac{C_{gt}(V_{ig} - V_{ig0} - V_a) + C_{gb}(V_{beff} - V_a)}{C_{gt} + C_{gb} + \alpha C_q}, \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 + \frac{q^2 V^2}{(kT \ln(4))^2}} + 1 \right), \quad (2)$$

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

где C_{gt} , C_{gb} – емкости верхнего, нижнего затворов, α – коэффициент емкости ($\alpha = 0.5$ при $q|V| \gg kT$), q – заряд электрона, \hbar – постоянная Планка, деленная на 2π , V_F – скорость Ферми, равная $V_F = 10^6$ м/с, V_{ig} – напряжение на верхнем затворе, V_{beff} – эффективное напряжение на нижнем затворе, V_{ig0} – напряжение Дирака для верхнего затвора, V – электростатический потенциал канала, V_a изменяется в диапазоне от 0 до V_{ch} , V_{ch} – полное падение напряжения в канале, L – длина канала, k – постоянная Больцмана, T – температура окружающей среды.

Система уравнений (1)–(3) решается итерационно до тех пор, пока поправка электростатического потенциала в канале не достигнет заданного значения.

На втором этапе на основе найденного электростатического потенциала в канале рассчитывается общая плотность заряда листа графена Q согласно [24]:

$$Q = \frac{q\pi(kT)^2}{3(\hbar V_F)^2} + \frac{q^3 V^2 + q\Delta^2}{\pi(\hbar V_F)^2}. \quad (4)$$

Далее вычисляется эффективная подвижность носителей заряда в графене μ , учитывающая подвижности электронов и дырок, а именно [23]:

$$\mu = \left(\frac{14(\mu_p - \mu_n) \left(\frac{\pi(kT)^2}{3(\hbar V_F)^2} + \frac{q^2}{\pi(\hbar V_F)^2} V^2 \right) V}{\left(\frac{\pi(kT)^2}{3(\hbar V_F)^2} + \frac{q^2 V^2 + \Delta^2}{\pi(\hbar V_F)^2} \right) \sqrt{1 + \frac{q^2}{(kT \ln(4))^2} V^2}} + h \right) \frac{m}{m + V^2}, \quad (5)$$

где μ_p и μ_n – подвижности электронов и дырок соответственно, Δ – неоднородность электростатического потенциала, h и m – согласующие параметры модели.

Ток стока определяется по формуле, полученной из квантовой диффузионно-дрейфовой модели, а именно [25, 26]:

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

где W – ширина канала, V_{sat} – скорость насыщения.

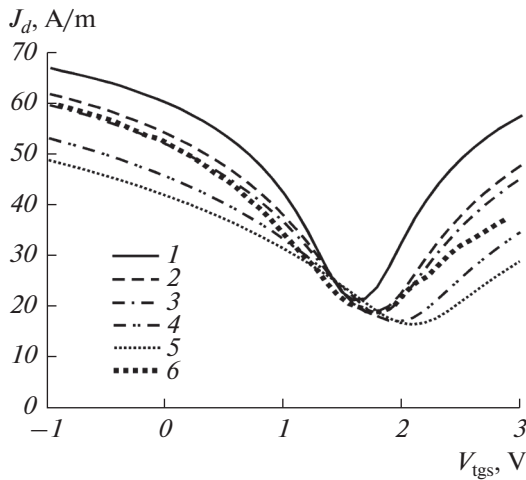


Рис. 2. Передаточные ВАХ двухзатворного ПГТ со следующими диэлектриками верхнего затвора: 1 – HfO₂; 2 – SiC; 3 – Al₂O₃; 4 – h-BN; 5 – SiO₂; 6 – экспериментальные данные для ПГТ с диэлектриком Al₂O₃.

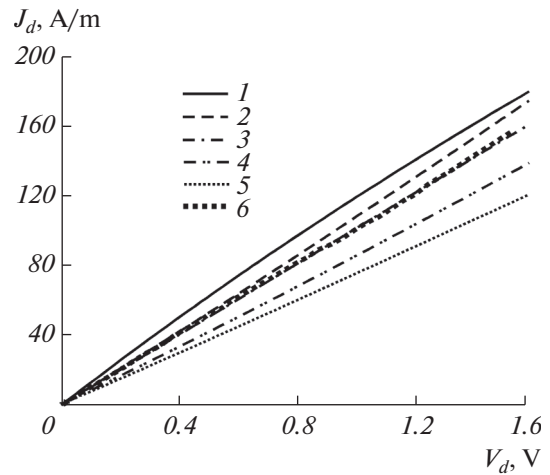


Рис. 3. Выходные ВАХ двухзатворного ПГТ со следующими диэлектриками верхнего затвора: 1 – HfO₂; 2 – SiC; 3 – Al₂O₃; 4 – h-BN; 5 – SiO₂; 6 – экспериментальные данные для ПГТ с диэлектриком Al₂O₃.

Скорость насыщения вычисляется на основе модели [24] и позволяет учитывать рассеяние на оптических фононах:

$$V_{sat} = \begin{cases} \frac{2V_F}{\pi}, & \text{если } |Q_{net}| \leq q|\rho_{crit}| \\ \frac{2q\Omega}{\pi^2 \hbar V_F |Q_{net}|} \sqrt{\frac{\pi(\hbar V_F)^2 |Q_{net}|}{q} - \left(\frac{\hbar\Omega}{2}\right)^2}, & \text{если } |Q_{net}| > q|\rho_{crit}|, \end{cases} \quad (7)$$

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

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.

Отметим, 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 [5–7, 22, 27]) при расчете тока стока ПГТ.

На заключительном этапе получения передаточных ВАХ ПГТ для учета падений напряжений на сопротивлениях областей стока R_d и истока R_s , необходимо перерасчитать ток стока I_d при фиксированном напряжении стока V_d , применяя оптимизационный метод. Нами использовался метод дихотомии [19–21]. Этот метод с успехом применялся для решения гораздо более сложных задач многомерного численного моделирования фраг-

ментов кремниевых СБИС [28, 29]. Только в частном случае, когда не учитываются сопротивления областей стока R_d и истока R_s , т.е. $R_d = R_s = 0$, перерасчет тока не требуется [26, 30].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Тестирование разработанной модели и соответствующего программного обеспечения проводилось на примере расчета передаточных и выходных ВАХ двухзатворного ПГТ [31] с Al₂O₃ в качестве верхнего подзатворного диэлектрика при комнатной температуре. Как следует из рис. 2 и 3, было достигнуто хорошее согласование результатов моделирования с экспериментальными данными как для передаточных характеристик¹, так и для выходных характеристик ПГТ. Это позволяет с большим доверием относиться к приводимым далее теоретическим результатам.

На рис. 2 и 3 представлены расчеты для пяти различных ПГТ с одинаковыми геометрическими размерами, но различающиеся материалом диэлектрика верхнего затвора. Помимо Al₂O₃ [32] прочие диэлектрики выбирались по принципу

¹ Здесь и далее для удобства сравнения приведены не токи, а плотности токов.

Таблица 1. Параметры передаточных характеристик ПГТ

ПГТ	I_{dmax}/I_{dmin} (в точке -1 В от точки Дирака)	I_{dmax}/I_{dmin} (в точке -2 В от точки Дирака)	I_{dmax}/I_{dmin} (в точке $+1$ В от точки Дирака)
Кривая 1 (HfO ₂)	2.45	3.00	2.43
Кривая 2 (SiC)	2.32	3.03	2.31
Кривая 3 (Al ₂ O ₃)	2.25	2.97	2.24
Кривая 4 (h-BN)	2.00	2.73	2.01
Кривая 5 (SiO ₂)	1.83	2.51	1.76

Таблица 2. Диэлектрические проницаемости и параметры рассеяния для графена на различных подложках

Диэлектрик	HfO ₂	SiC	Al ₂ O ₃	h-BN	SiO ₂
Диэлектрическая проницаемость ϵ	22.0	9.7	8.9	5.09	3.9
$\hbar\omega_{opt}$, мэВ	21.6	116.0	55	101.7	58.9

используемых в приводимых экспериментальных научно-исследовательских работах, посвященных графеновым транзисторам, а именно: диоксид кремния SiO₂ [33], карбид кремния SiC [34], диоксид гафния HfO₂ [11, 35–37], гексагональный нитрид бора h-BN [38]. Материалом подложки для всех исследуемых ПГТ являлся легированный кремний, а материалом диэлектрика нижнего затвора – диоксид кремния.

На рис. 2 приведены результаты расчетов передаточных ВАХ исследуемых приборов при комнатной температуре и напряжении на стоке $V_d = 0.6$ В, а на рис. 3 – выходные характеристики ПГТ при фиксированном напряжении на верхнем затворе равном $V_{gt} = -1$ В. Из рис. 3 видно насколько существенно влияние на ВАХ материала диэлектрика верхнего затвора ПГТ. Кривая 1 соответствует ПГТ с диэлектриком верхнего затвора HfO₂, кривая 2 – SiC, кривая 3 – Al₂O₃, кривая 4 – h-BN, кривая 5 – SiO₂.

В табл. 1 приведены результаты расчетов размаха тока для передаточных характеристик всех пяти ПГТ. Если следовать принципам работы полевых транзисторов, то наилучшими являются приборы с наибольшим размахом тока, т.е. отношением максимального и минимального токов стока прибора.

Рассмотрим область дырочной проводимости, находящуюся левее точки Дирака. При меньшем размахе в точке -1 В и при большем размахе в точке -2 В относительно точки Дирака лучшими являются ПГТ с HfO₂ (табл. 1), и далее по нисходящей SiC, Al₂O₃, h-BN, SiO₂.

Влияние диэлектриков на ВАХ ПГТ обусловлено их различной диэлектрической проницаемостью, которая влияет на емкости затворов, а

также различной энергией оптических фононов для данных материалов с расположенным на них слоем графена. Соответствующие данные для расчетов были взяты из работы [39] для диэлектриков SiO₂, HfO₂, SiC, h-BN и из работ [23, 40] для Al₂O₃, (табл. 2). Интересно заметить, что в области электронной проводимости правее точки Дирака значения размахов I_{dmax}/I_{dmin} близки к аналогичным значениям в области дырочной проводимости, что связано с определенной симметрией передаточных ВАХ относительно точки Дирака.

Асимметричность поведения передаточных характеристик в областях электронной и дырочной проводимости обусловлена главным образом контактным сопротивлением. На рис. 2 видно смещение точки Дирака вправо, если проследить поведение кривых 1–5 (рис. 2), для соответствующих ПГТ с различными диэлектриками верхнего затвора. Это обусловлено уменьшением диэлектрической проницаемости диэлектриков верхнего затвора, от наибольшей для HfO₂ $\epsilon = 22.0$ до наименьшей для SiO₂ $\epsilon = 3.9$ (табл. 2).

Для лучшего понимания влияния верхнего и нижнего диэлектриков на передаточные характеристики ПГТ рассмотрим влияние по отдельности каждого из параметров, а именно: диэлектрической проницаемости нижнего затвора, диэлектрической проницаемости верхнего затвора, рассеяния на оптических фононах, а также толщин верхнего и нижнего затворов.

На рис. 4 иллюстрируется влияние ϵ диэлектрика нижнего затвора на передаточные ВАХ двухзатворного ПГТ. На рис. 4 наглядно проявляется смещение точки Дирака в область более высоких напряжений по мере увеличения ϵ диэлектрика нижнего затвора.

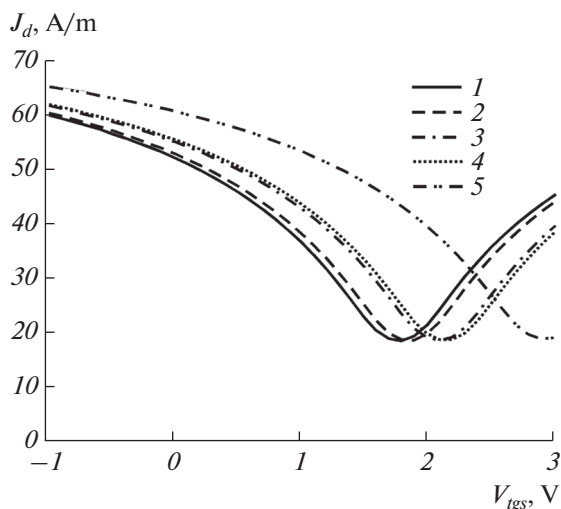


Рис. 4. Передаточные ВАХ двухзатворного ПГТ при различных ϵ диэлектрика нижнего затвора: 1 – SiO_2 ($\epsilon_b = 3.9$); 2 – h-BN ($\epsilon_b = 5.09$); 3 – Al_2O_3 ($\epsilon_b = 8.9$); 4 – SiC ($\epsilon_b = 9.7$); 5 – HfO_2 ($\epsilon_b = 22.0$).

Для сравнения рассмотрим изменение диэлектрической проницаемости верхнего затвора (рис. 5). Здесь наблюдается обратная зависимость, т.е. чем больше диэлектрическая проницаемость, тем сильнее смещается точка Дирака в область более низких напряжений, а ток стока и соотношение максимального тока к минимальному растут. Изменение по току гораздо более заметно.

Таким образом, видно, что влияние диэлектрика верхнего затвора на ток стока сильнее, чем диэлектрика нижнего затвора, что объясняется значительным различием в емкостях затворов, которые вычисляются на основе ϵ диэлектрика соответствующего затвора.

Рассмотрим пример ПГТ с верхним подзатворным диэлектриком HfO_2 и нижним – SiO_2 . В этом случае емкость на единицу площади верхнего затвора составляет $1.2 \times 10^{-2} \text{ Ф/м}^2$, а нижнего – $1.5 \times 10^{-4} \text{ Ф/м}^2$. Различие этих емкостей на два порядка влияет на вычисляемый в дальнейшем электростатический потенциал в канале (см. формулу (1)), а следовательно, и на ток стока, т.е. ВАХ прибора. Смещение графиков влево или вправо также определяются значением электростатического потенциала, и, следовательно, соответствующих параметров (кроме диэлектрических проницаемостей, важно значение прикладываемого смещения к верхнему и нижнему затворам, а также напряжение Дирака для верхнего затвора). Как показали исследования, при неизменных прочих параметрах, если ϵ диэлектрика верхнего затвора больше, чем ϵ диэлектрика нижнего затвора, смещение точки Дирака на передаточных ВАХ будет вправо, и чем больше это отличие, тем сильнее смещение (рис. 5).

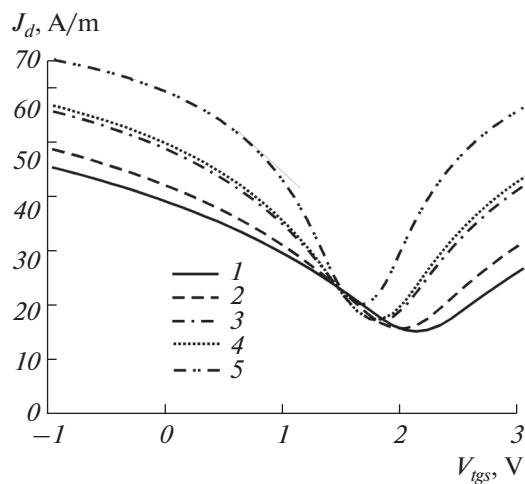


Рис. 5. Передаточные ВАХ двухзатворного ПГТ при различных ϵ диэлектрика верхнего затвора: 1 – SiO_2 ($\epsilon_t = 3.9$); 2 – h-BN ($\epsilon_t = 5.09$); 3 – Al_2O_3 ($\epsilon_t = 8.9$); 4 – SiC ($\epsilon_t = 9.7$); 5 – HfO_2 ($\epsilon_t = 22.0$).

Из рис. 6 видно, что изменение рассеяния на оптических фононах оказывает незначительное влияние на характеристики приборов. Значения рассеяния на оптических фононах для данных расчетов взяты из различных источников: кривая 1 соответствует $\hbar\omega_{opt} = 55.0 \text{ мэВ}$ [40], кривая 2 – $\hbar\omega_{opt} = 75.0 \text{ мэВ}$ [24]. Значение $\hbar\omega_{opt} = 85.0 \text{ мэВ}$ (кривая 3) приведено для сравнения. Как следует из проведенных расчетов, влияние этого параметра следует рассматривать совместно с диэлектрической проницаемостью материала.

Влияние оптических фононов для различных материалов нижнего затвора проиллюстрировано

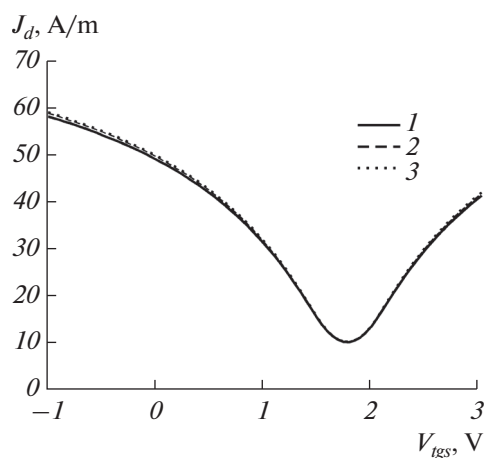


Рис. 6. Передаточные ВАХ двухзатворного ПГТ с различными значениями рассеяния на оптических фононах: 1 – $\hbar\omega_{opt} = 55 \text{ мэВ}$ [41]; 2 – $\hbar\omega_{opt} = 75 \text{ мэВ}$ [24]; 3 – $\hbar\omega_{opt} = 85 \text{ мэВ}$.

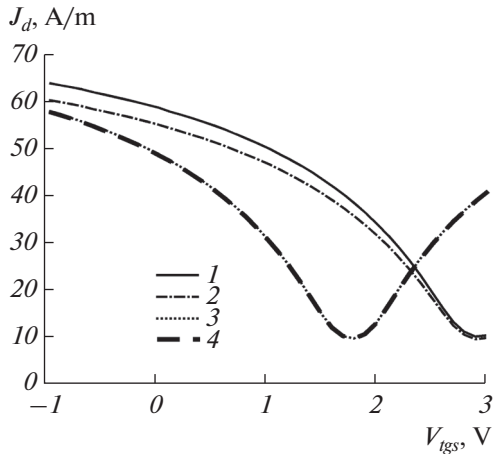


Рис. 7. Передаточные ВАХ двухзатворного ПГТ с рассеянием на оптических фонах соответствующие различным диэлектрикам нижнего затвора: 1 – $\epsilon_b = 22.0$ (HfO_2), $\hbar\omega_{opt} = 55$ мэВ; 2 – $\epsilon_b = 22.0$ (HfO_2), $\hbar\omega_{opt} = 21.6$ мэВ; 3 – $\epsilon_b = 3.9$ (SiO_2), $\hbar\omega_{opt} = 58.9$ мэВ; 4 – $\epsilon_b = 3.9$ (SiO_2), $\hbar\omega_{opt} = 55.0$ мэВ.

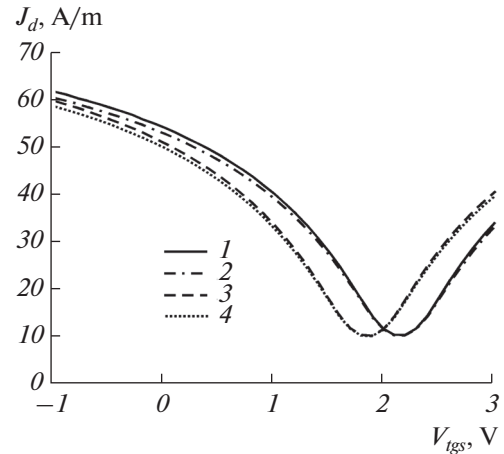


Рис. 8. Передаточные ВАХ двухзатворного ПГТ с рассеянием на оптических фонах соответствующие различным диэлектрикам нижнего затвора: 1 – $\epsilon_b = 9,7$ (SiC), $\hbar\omega_{opt} = 116,0$ мэВ; 2 – $\epsilon_b = 9,7$ (SiC), $\hbar\omega_{opt} = 55,0$ мэВ; 3 – $\epsilon_b = 5,09$ (h-BN), $\hbar\omega_{opt} = 101,7$ мэВ; 4 – $\epsilon_b = 5,09$ (h-BN), $\hbar\omega_{opt} = 55,0$ мэВ.

на рис. 7 и 8. В данных примерах использован верхний затвор из Al_2O_3 , ($\epsilon_t = 8.9$), а диэлектрики нижних затворов изменяются. Было оценено влияние изменения, вызванное рассеянием на оптических фонах для различных материалов относительно соответствующего Al_2O_3 , т.е. $\hbar\omega_{opt} = 55.0$ мэВ. Для каждого из материалов это влияние незначительно (например, для кривых 3 и 4 рис. 7, соответствующих нижнему диэлектрику SiO_2). Это объясняется малым отличием рассеяния на оптических фонах для SiO_2 ($\hbar\omega_{opt} = 58,9$ мэВ) и для Al_2O_3 ($\hbar\omega_{opt} = 55.0$ мэВ). Наибольшее отличие имеет место для кривых 1 и 2 рис. 7, соответствующих нижнему диэлектрику HfO_2 . Отметим, что так как $\hbar\omega_{opt} = 21.6$ мэВ для HfO_2 отличается от Al_2O_3 с $\hbar\omega_{opt} = 55.0$ мэВ в меньшую сторону, то и токи стока соответственно уменьшаются, в отличие от всех других случаев (кривые 1 и 2 рис. 8 для SiC , кривые 3 и 4 рис. 8 для h-BN , кривые 2 и 3 рис. 7 для SiO_2), для которых ток стока для соответствующего материала увеличивается.

Было также проведено исследование влияния толщины верхнего подзатворного диэлектрика на передаточные характеристики ПГТ с диэлектриком Al_2O_3 . Его толщина варьировалась от 15 до 30 нм с шагом 5 нм, что соответствует кривым с 1 по 4 на рис. 9. Как следует из рис. 9, точка Дирака с увеличением толщины диэлектрика смещается в область более высоких значений напряжений на верхнем затворе, а размах токов снижается. Это связано с тем, что увеличение толщины диэлектрика приводит к уменьшению емкости верхнего

затвора, и как следствие к изменению электростатического потенциала в канале ПГТ, который в свою очередь влияет на ВАХ прибора.

На рис. 10 приведены передаточные ВАХ двухзатворного ПГТ с различными толщинами диэлектрика нижнего затвора. Толщина диэлектрика варьировалась от 300 до 420 нм с шагом 60 нм, что соответствует кривым с 1 по 3. Установлено, что влияние на ВАХ толщины нижнего затвора незначительно. Видно, что с увеличением толщины диэлектрика точка Дирака немного смещается в область более низких значений напряжения на

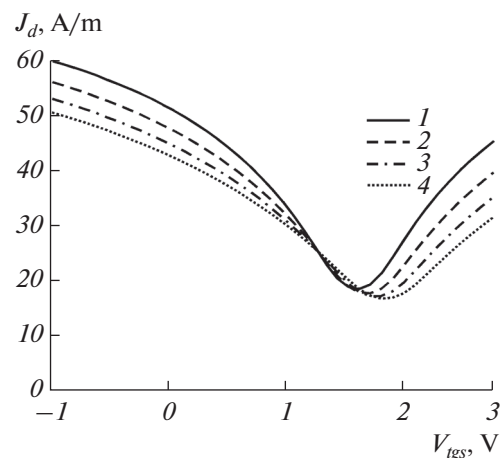


Рис. 9. Передаточные ВАХ двухзатворного ПГТ с различными толщинами диэлектрика верхнего затвора: 1 – $d_{ig} = 15$ нм; 2 – $d_{ig} = 20$ нм; 3 – $d_{ig} = 25$ нм; 4 – $d_{ig} = 30$ нм.

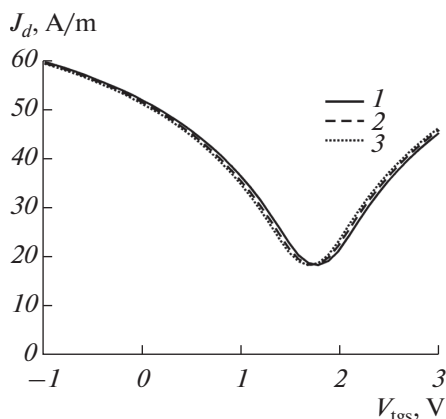


Рис. 10. Передаточные ВАХ двухзатворного ПГТ с различными толщинами диэлектрика нижнего затвора: 1 – $d_{bg} = 300$ нм; 2 – $d_{bg} = 360$ нм; 3 – $d_{bg} = 420$ нм.

верхнем затворе, а размах токов на характеристиках остается фактически неизменным. Это связано с тем, что емкость на единицу площади нижнего затвора значительно меньше соответствующей емкости верхнего затвора, а следовательно, оказывает меньшее влияние на изменение электростатического потенциала в канале, и в результате на передаточные ВАХ ПГТ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, с помощью предложенной упрощенной комбинированной самосогласованной модели ПГТ показано существенное влияние материала диэлектрика верхнего затвора на выходные и передаточные вольт-амперные характеристики полевых транзисторов на основе однослойного графена. Проведен анализ рассчитанных характеристик пяти ПГТ, различающихся диэлектриком верхнего затвора. Установлено, что наибольшим соотношением максимального тока стока к минимальному на ВАХ обладает ПГТ с HfO_2 , а наименьшим – ПГТ с SiO_2 . В целом, результаты для всех пяти ПГТ приводят к выводу о приемлемых рабочих характеристиках исследованных транзисторов.

Установлено, что изменение толщины диэлектрика нижнего затвора (в пределах десятков нанометров) незначительно влияет на ВАХ ПГТ, но даже небольшое изменение толщины диэлектрика верхнего затвора (несколько единиц нанометров) приводит к видимым изменениям характеристик прибора, что очевидно будет важным при изготовлении приборов.

Программы, реализующие модель, включены в систему моделирования наноэлектронных устройств NANODEV [41, 42], разрабатываемую в БГУИР с 1995 года.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственной программы научных исследований “Конвергенция” Республики Беларусь и была частично доложена на 29-ой Международной Крымской конференции “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”, Севастополь, Россия, 8–14 сентября 2019 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Ратников П.В., Силин А.П. Двумерная графеновая электроника: современное состояние и перспективы // *Успехи физических наук*. 2018. Т. 188. № 12. С. 1249–1287.
3. Beyond CMOS. International Roadmap for Devices and Systems. 2018.
4. Lu N., Wang L., Li L., Liu M. A review for compact model of graphene field-effect transistors // *Chin. Phys. B*. 2017. V. 26. № 3. P. 036804-1–18.
5. Zhuang F., Deng W., Ma X., Huang J. A model of carrier density and drain current for monolayer graphene field-effect transistors // *AIP Advances*. 2019. V. 9. P. 025222-1–7.
6. Aguirre-Morales J.-D., Frégonèse S., Mukherjee C., Wei W., Happy H., Maneux C., Zimmer T. A Large-signal monolayer graphene field-effect transistor compact model for RF-circuit applications // *IEEE Trans. Electron Dev.* 2017. V. 64. № 10. P. 4302–4309.
7. Meric I., Han M.Y., Young A.F., Ozyilmaz B., Kim P., Shepard K.L. Current saturation in zero-bandgap, top-gated graphene field-effect transistors // *Nature Nanotech.* 2008. V. 3. № 11. P. 654–659.
8. Scott B., Leburton J. Modeling of the output and transfer characteristics of graphene field-effect transistors // *Nanotechnology*. IEEE Trans. 2011. V. 10. № 5. P. 1113–1119.
9. Wang L., Peng S., Wang W., Xu G., Ji Z., Lu N., Li L., Jin Z., Liu M. Surface-potential-based physical compact model for graphene field effect transistor // *J. Appl. Phys.* 2016. V. 120. № 8. P. 084509-1–6.
10. Nguyen V.H., Bournel A., Chassat C., Dollfus P. Quantum transport of Dirac fermions in graphene field effect transistors // *International Conference on Simulation of semiconductor processes and devices (SISPAD)*. 2010. P. 9–12.
11. Pugnaghi C., Grassi R., Gnudi A., Lecce V.D., Gnani E., Reggiani S., Baccarani G. Semianalytical quantum model for graphene field-effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 116. № 11. P. 114505-1–5.
12. Szafrank B.N., Fiori G., Schall D., Neumaier D., Kurz H. Current saturation and voltage gain in bilayer graphene field effect transistors // *Nano Lett.* 2012. V. 12. № 3. P. 1324–1328.
13. Pasadas F., Jiménez D. Large-signal model of the bilayer graphene field-effect transistor targeting radio-frequency applications: Theory versus experiment // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 118. № 24. P. 244501-1–7.
14. Umoh I.J., Kazmierski T.J., Al-Hashimi B. Multilayer graphene FET compact circuit-level model with temperature effects // *IEEE Trans. Nanotechnology*. 2014. V. 13. № 4. P. 805–813.

15. *Сви́цов Д.А., Вью́рков В.В., Луки́чев В.Ф., Орликов-ский А.А., Буренков А., Охснер Р.* Туннельные полевые транзисторы на основе графена // *Физика и техника полупроводников*. 2013. Т. 47. Вып. 2. С. 244–250.
16. *Абрамов И.И.* Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. VIII. Нанотранзисторы с МДП-структурой // *Нано- и микросистемная техника*. 2010. № 9. С. 27–37. № 10. С. 28–41. № 11. С. 29–42.
17. *Абрамов И.И.* Основы моделирования элементов микро- и нанoeлектроники. LAP LAMBERT Academic Publishing, Saarbrücken, Germany, 2016. 444 с.
18. *Абрамов И.И.* Лекции по моделированию элементов интегральных схем. М.–Ижевск: НИЦ РХД, 2005. 152 с.
19. *Абрамов И.И., Коломейцева Н.В., Лабунов В.А., Романова И.А., Щербакова И.Ю.* Моделирование полевых графеновых транзисторов с одним и двумя затворами в различных режимах функционирования // *Нанотехнологии, разработка, применение: XXI век*. 2018. № 3. С. 16–24.
20. *Абрамов И.И., Коломейцева Н.В., Лабунов В.А., Романова И.А., Щербакова И.Ю.* Моделирование передаточных характеристик двухзатворных полевых графеновых транзисторов // *Нано- и микросистемная техника*. 2018. № 11. С. 643–650.
21. *Abramov I., Labunov V., Kolomejtseva N., Romanova I., Shcherbakova I.* Simulation of graphene field-effect transistors and resonant tunneling diodes based on carbon nanomaterials // *Proc. SPIE*. Editors Vladimir F. Lukichev, Konstantin V. Rudenko. 2019. V. 11022. P. 110220F-1–11.
22. *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. V. 107. № 9. P. 094505-1–8.
23. *Tian J., Katsounaros A., Smith D., Hao Y.* Graphene field-effect transistor model with improved carrier mobility analysis // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 2015. V. 62. № 10. P. 3433–3440.
24. *Landauer G.M., Jimenez D., Gonzalez J.L.* An accurate Verilog-A compatible compact model for graphene field-effect transistors // *IEEE Trans. Nanotechnol.* 2014. V. 13. № 5. P. 895–904.
25. *Абрамов И.И., Коломейцева Н.В., Лабунов В.А., Романова И.А.* Моделирование полевых графеновых транзисторов с одним и двумя затворами // *Нано- и микросистемная техника*. 2017. Т. 19. № 12. P. 714–721.
26. *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. SPIE*. Editors Vladimir F. Lukichev, Konstantin V. Rudenko. 2016. V. 10224. P. 102240V-1–10.
27. *Zhu W., Linghu C., Zhang J., Zhang L., Yu Z.* Compact model of graphene field effect transistors and its application in circuit simulation of RF mixer consisting of GFETs and CMOS // *International Conference on Simulation of semiconductor processes and devices (SISPAD)*. 2012. P. 79–82.
28. *Абрамов И.И., Харитонов В.В.* Методы и алгоритмы трехмерного численного моделирования полупроводниковых приборов и структур // *Электронное моделирование*. 1990. Т. 12. № 5. С. 39–45.
29. *Абрамов И.И., Харитонов В.В.* Численное моделирование физических процессов в элементах и фрагментах кремниевых БИС и СБИС // *Электронное моделирование*. 1992. Т. 14. № 4. С. 49–56.
30. *Абрамов И.И., Коломейцева Н.В., Лабунов В.А., Романова И.А.* Моделирование электрических характеристик полевых графеновых транзисторов с использованием упрощенной комбинированной модели // *Материалы 26-й Международной Крымской конференции “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”*, 2016, Россия, Севастополь. Т. 7. С. 1534–1540.
31. *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. V. 58. № 5. P. 1523–1533.
32. *Yang H., Qin S., Zheng X., Wang G., Tan Y., Peng G., Zhang X.* An Al₂O₃ gating substrate for the greater performance of field effect transistors based on two-dimensional materials // *Nanomaterials*. 2017. V. 7. № 10. P. 286–294.
33. *Mackin C.E.* Electrolyte-gated graphene field-effect transistors: modeling and applications. Thesis. Massachusetts Institute of Technology, Department of Electrical Engineering and Computer Science, 2015. 55 p.
34. *Moon J., Curtis D., Bui S., Hu M., Gaskill D., Tedesco J., Asbeck P., Jernigan G., VanMil B., Myers-Ward R., Eddy C., Campbell P., Weng X.* Top-gated epitaxial graphene FETs on Si-face SiC wafers with a peak transconductance of 600 ms/mm // *IEEE Electron Dev. Lett.* 2010. V. 31. № 4. P. 260–262.
35. *Kedzierski J., Hsu P.-L., Reina A., Kong J., Healey P., Wyatt P., Keast C.* Graphene-on-insulator transistors made using c on Ni chemical-vapor deposition // *IEEE Electron Dev. Lett.* 2009. V. 30. № 7. P. 745–747.
36. *Petrone N., Meric I., Chari T., Shepard K.L., Hone J.* Graphene field-effect transistors for radio-frequency flexible electronics // *J. Electron. Dev. Society*. 2015. V. 3. № 1. P. 44–48.
37. *Wei W., Belhaj M., Deokar G., Mele D.* Fabrication and characterization of CVD-grown graphene based field-effect transistor // *Proc. 44th Eur. Microw. Conf. (EuMC)*. 2014. P. 367–370.
38. *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.
39. *Perebeinos V., Avouris P.* Inelastic scattering and current saturation in graphene // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 81. № 19. P. 195442-1–8.
40. *Konar A., Fang T., Jena D.* Effect of high-k gate dielectrics on charge transport in graphene-based field-effect transistors // *Phys. Rev. B. Condens. Matter Mater. Phys.* 2010. V. 82. P. 115452-1–3.
41. *Абрамов И.И., Гончаренко И.А., Игнатенко С.А., Королев А.В., Новик Е.Г., Рогачев А.И.* Система моделирования нанoeлектронных приборов – NANODEV // *Микроэлектроника*. 2003. Т. 32. № 2. С. 124–133.
42. *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*. Editors Kamil A. Valiev, Alexander A. Orlikovsky. 2010. V. 7521. P. 75211E1-1–11.