

ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ INTEGRATED ELECTRONICS ELEMENTS

УДК 621.382.323:538.9

DOI: 10.24151/1561-5405-2019-24-2-137-150

Зарядовые свойства транзисторной МОП-структуры с каналом из двумерного кристалла

*Т.И. Маковская, А.Л. Данилюк, А.В. Кривошеева,
В.Л. Шапошников, В.Е. Борисенко*

*Белорусский государственный университет информатики
и радиоэлектроники, г. Минск, Беларусь*

danilyuk@nano-center.org

Для дальнейшего увеличения эффективности и быстродействия полевых транзисторов возможно применение полупроводниковых двумерных кристаллов. Такие транзисторы лишены некоторых отрицательных эффектов, проявляющихся в традиционных МОП-транзисторах при уменьшении их размеров. В работе предложена модель и исследованы зарядовые свойства транзисторной МОП-структуры с каналом из двумерного кристалла. Численное моделирование таких характеристик выполнено в диапазоне варьирования электрофизических свойств 2D-кристаллов, типичных для MoSe_2 , WS_2 , WSe_2 , ZrSe_2 , HfSe_2 , PtTe_2 . Установлена самосогласованная взаимосвязь между электрофизическими параметрами структуры через химический потенциал, а также показано влияние на них потенциала полевого электрода и емкости подзатворного диэлектрика. Выполненные расчеты крутизны передаточной характеристики и коэффициента усиления такой транзисторной структуры показали, что для канала из дихалькогенидов тугоплавких металлов с шириной запрещенной зоны в диапазоне 0,25–2,1 эВ значения данных параметров могут достигать 0,1 мА/В и 1000 соответственно.

Ключевые слова: двумерный кристалл; транзисторная структура; квантовая емкость; переходная характеристика; крутизна; коэффициент усиления

Для цитирования: Зарядовые свойства транзисторной МОП-структуры с каналом из двумерного кристалла / Т.И. Маковская, А.Л. Данилюк, А.В. Кривошеева и др. // Изв. вузов. Электроника. – 2019. – Т. 24. – № 2. – С. 137–150. DOI: 10.24151/1561-5405-2019-24-2-137-150

Charge Properties of a MOS Transistor Structure with a Channel Made of a Two-Dimensional Crystal

*T.I. Makovskaya, A.L. Danilyuk, A.V. Krivosheeva,
V.L. Shaposhnikov, V.E. Borisenko*

*Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk,
Belarus*

danilyuk@nano-center.org

Abstract: For further improvement of efficiency and speed of field transistors the application of semiconductor two-dimensional crystals is possible. Such transistors are devoid of some negative effects, appearing in traditional MOS transistors while decreasing their dimensions. In this paper the model has been proposed and the charge properties of the transistor MOS structure with the channel made of two-dimensional crystal have been investigated. The numerical modeling of such characteristics has been performed in the range of variation of electro-physical properties of 2D-crystals, typical for MoSe₂, WS₂, WSe₂, ZrSe₂, HfSe, PtTe₂. A self-consistent relationship through the chemical potential between the electrophysical parameters of the structure has been established, as well as the influence of potential of field electrode and the gate dielectric potential on them. The performed calculations of the steepness of the transfer characteristic and the amplification coefficient of such transistor structure have shown that for the channel made of the transition metals dichalcogenides with the bandgap in the range of 0.25-2.1 eV the values of given parameters can reach 0.1 mA/V and 1000, respectively.

Keywords: two-dimensional crystal; transistor structure; quantum capacitance; transfer characteristic; steepness; amplification coefficient

For citation: Makovskaya T.I., Danilyuk A.L., Krivosheeva A.V., Shaposhnikov V.L., Borisenko V.E. Charge properties of a MOS transistor structure with a channel made of a two-dimensional crystal. *Proc. Univ. Electronics*, 2019, vol. 24, no. 2, pp. 137–150. DOI: 10.24151/1561-5405-2019-24-2-137-150

Введение. Решением проблемы дальнейшего увеличения эффективности и быстродействия полевых транзисторов может стать применение полупроводниковых двумерных (2D) кристаллов. Такие транзисторы лишены некоторых отрицательных эффектов, проявляющихся в традиционных МОП-транзисторах при уменьшении их размеров. Наибольший практический интерес представляют 2D-кристаллы из дихалькогенидов тугоплавких металлов (ДТМ) MeX_2 толщиной в один или несколько мономолекулярных слоев, где Me – Mo, W; X – S, Se, Te. [1–4]. Эти материалы в зависимости от состава и толщины имеют ширину запрещенной зоной 1–2 эВ, подвижность электронов составляет 60–500 см²/(В·с). Использование ДТМ в качестве канала МОП-транзистора обеспечивает эффективную работу таких приборов в СВЧ-диапазоне и при повышенных температурах [5–10]. Кроме этого, прямой переход запрещенной зоны в кристаллах мономолекулярной толщины из ДТМ определяет перспективность их применения в интегральной оптоэлектронике [11–14].

Современный уровень технологий позволяет формировать 2D-кристаллы из ДТМ на традиционных для микроэлектроники подложках и создавать на них МОП-

транзисторные структуры. Наряду с неоспоримыми преимуществами использования 2D-кристаллов в твердотельной электронике актуальными остаются описание зарядовых эффектов в изготовленных на их основе МОП-транзисторах и адекватное моделирование электрических характеристик таких транзисторов.

Цель настоящей работы – установление связи электрофизических свойств канала из 2D-кристалла в МОП-транзисторной структуре с ее зарядовыми параметрами, а также моделирование электрических переходных и выходных характеристик такой структуры с учетом выявленных закономерностей.

Модель МОП-структуры с каналом из 2D-кристалла. Объектом рассмотрения является МОП-транзисторная структура, включающая в себя расположенные на плоской подложке исток, 2D-кристалл в качестве канала, полевой затвор, отделенный оксидным диэлектриком, и сток (рис.1). В основе работы транзистора с 2D-кристаллом лежит эффект поля, дающий возможность управления протекающим током в результате изменения напряжения полевого электрода по аналогии с традиционными МОП-структурами. Конструктивно МОП-транзистор с 2D-кристаллом ближе к традиционному МОП-транзистору со встроенным каналом, однако отличается отсутствием полупроводниковой подложки. Поэтому его канал не может обмениваться носителями заряда с другими структурными элементами транзистора. Управление проводимостью 2D-канала осуществляется исключительно за счет изменения химического потенциала носителей заряда. Отличительными особенностями МОП-структуры с 2D-кристаллом от традиционной МОП-структуры являются двумерная проводимость канала, ее амбиполярный характер, возможность управления проводимостью канала с помощью двух полевых электродов (верхнего и нижнего), а также другие закономерности влияния электрофизических параметров структуры на проводимость канала и их взаимосвязи между собой. Это связано с тем, что химический потенциал носителей заряда в 2D-кристалле зависит не только от концентрации носителей в нем, но и определяется электрофизическими параметрами структуры и влияет на их значения. Электрофизические параметры 2D-кристаллов из ДТМ на примере MoS_2 , MoSe_2 , WS_2 , WSe_2 представлены в таблице [11, 15–18].

Концентрация электронов на единицу площади двумерного полупроводника зависит от плотности состояний DOS_{2D} [6]:

$$n_e = \int_{E_c}^{\infty} DOS_{2D}(E) f(E - \mu) dE, \quad (1)$$

где

$$DOS_{2D} = (4\pi m_e^* / h^2) \sum_n H(E - E_n).$$

Здесь E_c – энергия минимума зоны проводимости; μ – химический потенциал; m_e^* – эффективная масса электронов; h – постоянная Планка; H – функция Хевисайда; E_n – энергия n -подзоны (основной вклад в концентрацию носителей заряда вносит основное состояние при $n = 0$).

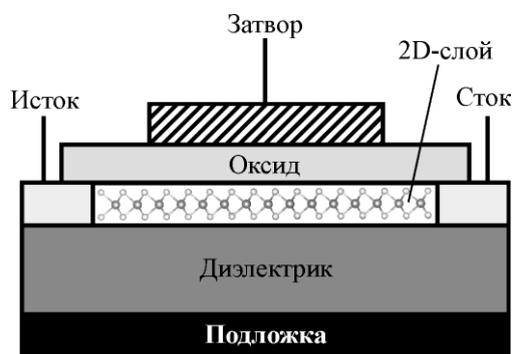


Рис.1. Структура МОП-транзистора с каналом из 2D-кристалла

Fig.1. The MOSFET structure with a channel made of a two-dimensional crystal

Электрофизические характеристики двумерных кристаллов ДТМ
Electrophysical characteristics of two-dimensional DTM crystals

Параметр	MoS ₂	MoSe ₂	WS ₂	WSe ₂
Ширина запрещенной зоны E_g , эВ	1,65 [16]	1,44[16]	1,80[16]	1,54[16]
	1,78 [17]	1,49 [17]	1,93 [17]	1,55 [11]
	1,68 [11]	1,45 [11]	1,82 [11]	1,66 [18]
	1,85 [18]	1,61 [18]	1,98 [18]	
Разность энергий между долинами Г и К в зоне проводимости $\Delta E_{\Gamma-K}$, эВ	0,10 [18]	0,01 [18]	0,04 [18]	0,06 [18]
Относительная диэлектрическая проницаемость в направлении, параллельном слою ДТМ $\epsilon_{ }$	2,6 [18]	2,7 [18]	2,6 [18]	2,7 [18]
Относительная диэлектрическая проницаемость в направлении, перпендикулярном слою ДТМ ϵ_{\perp}	4,9 [18]	5,0 [18]	4,8 [18]	4,9 [18]
Эффективная масса электронов в единицах массы свободного электрона m_e^*	0,52 [15]	0,60 [17]	0,34 [17]	0,36 [15]
	0,55 [16]	0,49 [16]		
	0,54 [11]			
Эффективная масса дырок в единицах массы свободного электрона m_h^*	0,64 [15]	0,70 [17]	0,46 [17]	0,5 [15]
	0,56 [16]	0,61[16]		
	0,44 [11]			

Для концентрации дырок n_h записывается аналогичное выражение [6].

Химический потенциал μ , определяющий концентрацию носителей заряда, для транзисторов с каналом из 2D-кристалла существенно зависит от параметров структуры. Для этого обычно рассматривается конденсаторная структура с одним или двумя полевыми электродами [5, 6]. Значение μ определяется из условия электронейтральности с учетом наличия внешних электрических полей [19]. Для структуры с одним полевым электродом условие электронейтральности при отсутствии заряженных дефектов в подзатворном диэлектрике и при постоянной плотности поверхностных состояний (ПС) на границе подзатворного диэлектрика и 2D-кристалла может быть записано в следующем виде [6, 20]:

$$\mu = \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it}} (qV_G - qV_{G0} - qV) - \frac{qQ_S}{C_{ox} + C_{it}}, \quad (2)$$

где C_{ox} – удельная емкость подзатворного диэлектрика; C_{it} – удельная емкость ПС, определяемая зарядом на ловушках с малым временем перезарядки; q – заряд электрона; V_G – потенциал полевого электрода; V_{G0} – потенциал плоских зон; V – электростатический потенциал; $Q_S = qn_S = q(n_e - n_h)$ – удельный заряд в канале.

Таким образом, для расчета концентрации носителей заряда в канале необходимо учитывать влияние заряда двумерного полупроводника Q_S на его химический потенциал. При этом систему уравнений (1), (2) необходимо решать самосогласованно.

Для построения эквивалентной электрической схемы транзистора с каналом из 2D-кристалла обычно сначала определяют емкость исток–затвор C_G (емкость затвора) и емкость канала C_{ch} . Отсутствие обедненной области, существующей в традиционных кремниевых МОП-структурах, ведет к уменьшению паразитных параметров. Емкости затвора и канала могут быть определены следующим образом [6, 20]:

$$C_G = \frac{C_Q + C_{it}}{1 + (C_Q + C_{it}) / C_{ox}}, \quad C_{ch} = \frac{C_Q}{1 + (C_Q + C_{it}) / C_{ox}},$$

где C_Q – квантовая емкость.

Особенностью транзистора с каналом из 2D-кристалла является важная роль квантовой емкости, которая связана с видом энергетической зависимости плотности состояний в двумерном полупроводнике. Квантовая емкость заряженного 2D-кристалла определяется как [21]

$$C_Q = q \frac{dQ_S}{d\mu}.$$

Для описания передаточных и выходных характеристик транзистора будем использовать диффузионно-дрейфовую модель [5, 6, 20], в которой выражение для тока 2D-канала имеет вид [5, 6]

$$J_D = q \frac{W}{L} u_0 \int_{V_S}^{V_D} n_S dV, \quad (3)$$

где W и L – соответственно ширина и длина двумерного полупроводника; u_0 – подвижность носителей заряда; V_D – потенциал стока; V_S – потенциал истока.

Конкретизация выражения (3) зависит от механизмов насыщения тока в канале. Для структур с длинным каналом ($L > 1$ мкм) насыщение тока обусловлено механизмом электростатического запираения потока носителей заряда [19, 20]. В этом случае ток в канале при постоянной температуре может быть выражен через градиент химического потенциала [5, 6]. Преобразуя выражение (3) с учетом замены производной $dV \rightarrow (dV/d\mu)d\mu$ и используя выражение (2), для транзисторной структуры с длинным каналом из 2D-кристалла получаем выражение для тока канала:

$$J_D = \frac{W}{L} u_0 \left[\kappa \frac{m^* (kT)^2}{\pi (h/2\pi)^2} \left(\frac{E_c (\mu_D - \mu_S)}{(kT)^2} + Li_2 \left(-\exp \left(\frac{\mu_D}{kT} \right) \right) - Li_2 \left(-\exp \left(\frac{\mu_S}{kT} \right) \right) \right) - \frac{1}{C_{ox}} (Q_{SD}^2 - Q_{SS}^2) \right], \quad (4)$$

где $\kappa = (C_{ox} + C_{it}) / C_{ox}$, μ_D, μ_S – химические потенциалы канала, определяемые из системы уравнений (1), (2) при $V = V_D$ и $V = V_S$ соответственно; Q_{SD} и Q_{SS} – заряды в канале, определяемые из системы (1), (2) при $\mu = \mu_D$ и $\mu = \mu_S$ соответственно; $Li_2(z)$ – дилогарифм аргумента z [22].

Из выражения (4) следует, что если принять во внимание зависимость химического потенциала от заряда канала (2), то ток в 2D-канале определяется главным образом его зарядовыми свойствами. С помощью выражения (4) можно рассчитать передаточные и выходные ВАХ МОП-транзисторной структуры с каналом из 2D-кристалла, зная зависимости химического потенциала, концентрации носителей заряда и квантовой емкости от потенциала полевого электрода.

Транзисторная структура характеризуется крутизной передаточной характеристики $S = dJ_D/dV_G$ при $V_D = \text{const}$, внутренним сопротивлением (дифференциальным выходным сопротивлением) $R_i = (dJ_D/dV_D)^{-1}$ при $V_G = \text{const}$, а также коэффициентом усиления по напряжению $dV_D/dV_G = SR_i$ при $J_D = \text{const}$. Численное моделирование таких

характеристик выполнено в диапазоне варьирования электрофизических свойств 2D-кристаллов, типичных для MoSe₂, WS₂, WSe₂, ZrSe₂, HfSe₂, PtTe₂ [11–18].

Результаты и их обсуждение. Расчеты по предложенной модели для 2D-кристаллов из ДТМ, характеризующихся шириной запрещенной зоны от 0,26 до 2,1 эВ, выполнены с использованием модельного материала с характеристиками MoS₂. Ширина запрещенной зоны варьируется за счет дефектов или наличия примеси. Приведем численные значения параметров моделирования транзисторной структуры с каналом из 2D-кристалла:

Ширина 2D-полупроводника W	1 мкм
Длина 2D-полупроводника L	10 мкм
Относительная диэлектрическая проницаемость подзатворного диэлектрика ϵ_{ox}	6–16 отн. ед.
Ширина запрещенной зоны 2D-полупроводника E_g	0,26–2,1 эВ
Эффективная масса электронов m_e^*	0,45–0,56 m_0
Удельная емкость поверхностных состояний C_{it}	0,001–0,005 Ф/м ²
Толщина подзатворного диэлектрика d	15 нм
Потенциал полевого электрода V_G	0–5 В
Потенциал стока V_D	0–10 В
Подвижность носителей заряда (электронов) μ_0	0,02–0,06 м ² /(В·с)

При проведении расчетов фиксировались значения следующих величин: $W/L = 0,1$; $\epsilon_{ox} = 6$ и 16 , $m^* = 0,52$; $\mu_0 = 200$ см²/(В·с); $d = 15$ нм.

С использованием системы уравнений (1), (2) рассчитаны зависимости химического потенциала канала μ от потенциала полевого электрода V_G при различных значениях ширины запрещенной зоны E_g , относительной диэлектрической проницаемости подзатворного диэлектрика ϵ_{ox} , емкости ПС. Отметим, что уменьшение ϵ_{ox} эквивалентно увеличению толщины диэлектрика во столько же раз. Рассматривалась только область концентраций электронов, соответствующих $V_G > 0$ и $V_D > 0$. Установлено, что с ростом потенциала полевого электрода значение химического потенциала возрастает и достигает насыщения (рис.2,а). С ростом ширины запрещенной зоны наблюдается увеличение химического потенциала в области насыщения μ_{sat} . При этом значение потенциала V_{Gt} , при котором наблюдается выход на насыщение, растет от 0,5 до 3 В при $\epsilon_{ox} = 16$. При уменьшении диэлектрической проницаемости подзатворного диэлектрика до $\epsilon_{ox} = 6$ значение μ_{sat} не меняется, но наблюдается существенное возрастание V_{Gt} до 5 В при $E_g = 2,08$ эВ и $\epsilon_{ox} = 6$. Таким образом, изменение емкости подзатворного диэлектрика не приводит к изменению μ_{sat} , но меняет наклон зависимости $\mu(V_G)$. Влияние изменения емкости ПС C_{it} состоит в том, что ее рост приводит к увеличению V_{Gt} без изменения μ_{sat} .

Зависимости концентрации электронов от потенциала полевого электрода V_G приведены на рис.2,б. Для них характерны насыщение зависимости $n_S(V_G)$ с ростом V_G и ее сдвиг по оси V_G с ростом ширины запрещенной зоны. При этом происходит рост концентрации n_S почти на пять порядков при увеличении значения V_G на 0,5 В. Наблюдается существенное различие концентрации электронов в области насыщения, которая уменьшается с ростом ширины запрещенной зоны и уменьшением диэлектрической проницаемости подзатворного диэлектрика. Рост емкости ПС приводит к сдвигу области насыщения n_S по оси потенциала полевого электрода в сторону его роста. Зависимость заряда канала от химического потенциала $Q_S(\mu)$ имеет пороговый характер и сдвигается по оси μ с ростом ширины запрещенной зоны (рис.3).

При графическом представлении результатов моделирования на рис.2–6 принято: кривая 1 – $E_g = 0,26$ эВ; кривая 2 – 0,52 эВ; кривая 3 – 0,72 эВ; кривая 4 – 1,04 эВ; кривая 5 – 1,44 эВ; кривая 6 – 2,08 эВ.

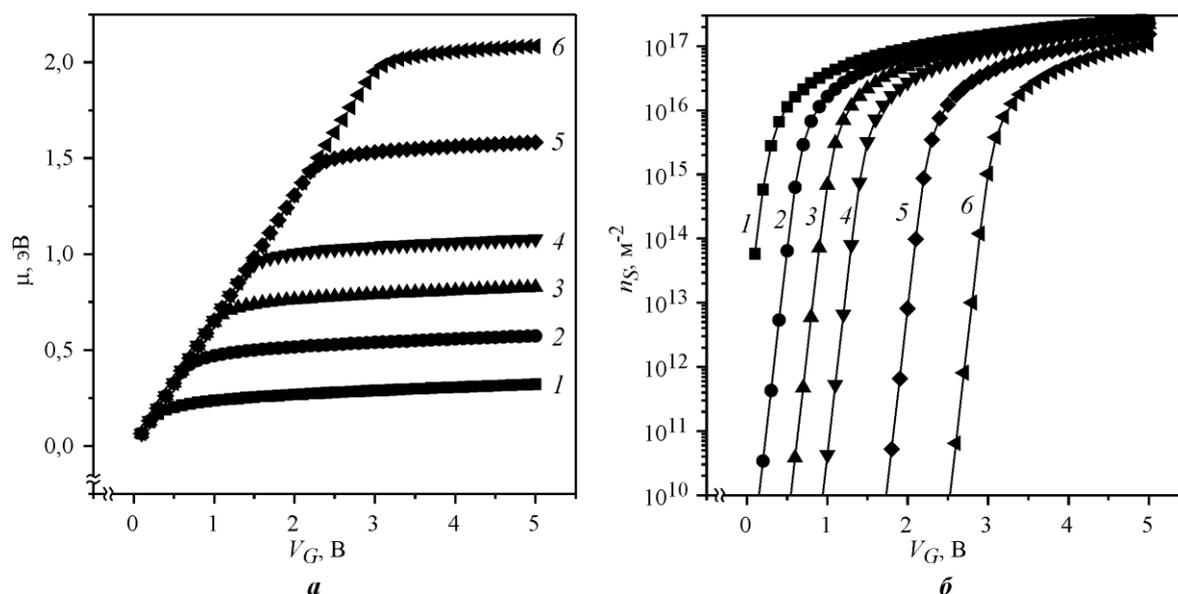


Рис.2. Зависимости химического потенциала (а) и концентрации электронов (б) от потенциала полевого электрода для транзисторной структуры с каналом из 2D-кристалла при различных E_g
 Fig.2. Dependence of the chemical potential (a) and electron concentration (b) on the potential of the field electrode for a transistor structure with a two-dimensional crystal channel for different E_g (1 – $E_g = 0,26$ eV; 2 – 0,52 eV; 3 – 0,72 eV; 4 – 1,04 eV; 5 – 1,44 eV; 6 – 2,08 eV)

Результаты расчета удельной квантовой емкости канала приведены на рис.4,а. Ее изменение с ростом потенциала полевого электрода также имеет пороговый характер. Основной вклад квантовой емкости соответствует области насыщения концентрации электронов, которая при $V_G = 5$ В достигает значений 0,4–0,6 Φ/m^2 для $\epsilon_{ox} = 16$ и 0,15–0,4 Φ/m^2 для $\epsilon_{ox} = 6$. Рост ширины запрещенной зоны и уменьшение диэлектрической проницаемости подзатворного диэлектрика (или увеличение его толщины) приводят к уменьшению C_Q . Аналогично влияет и рост емкости ПС. Результаты моделирования емкости затвора (рис.4,б) и канала при различной ширине запрещенной зоны показали следующее. Зависимости характеризуются пороговыми величинами, которые коррелируют с аналогичными порогами для квантовой емкости. Влияние ширины запрещенной зоны, плотности ПС и диэлектрической проницаемости подзатворного диэлектрика аналогично случаю квантовой емкости. Отличие состоит в относительно резком, по сравнению с квантовой емкостью, достижении насыщения с ростом V_G , т.е. фактически наличием скачка от порогового значения до насыщения. При этом величина насыщения данных емкостей не зависит от ширины запрещенной зоны. Снижение емкости подзатворного диэлектрика ведет к уменьшению емкостей канала и затвора. Рост емкости ПС приводит только к росту нижнего плато в емкости затвора C_G и практически не

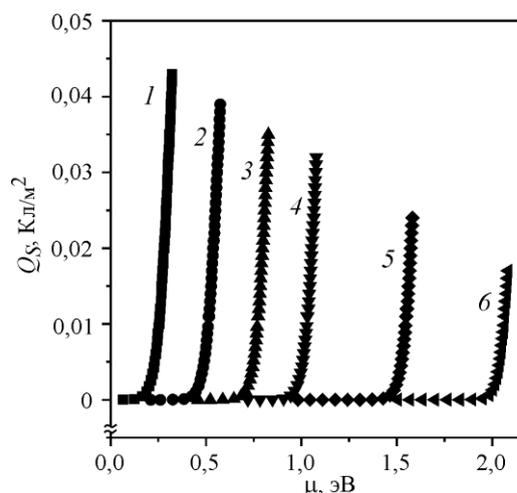


Рис.3. Зависимость заряда канала из 2D-кристалла от его химического потенциала при различных E_g
 Fig.3. Dependence of the charge of a channel made of a two-dimensional crystal on its chemical potential for different E_g

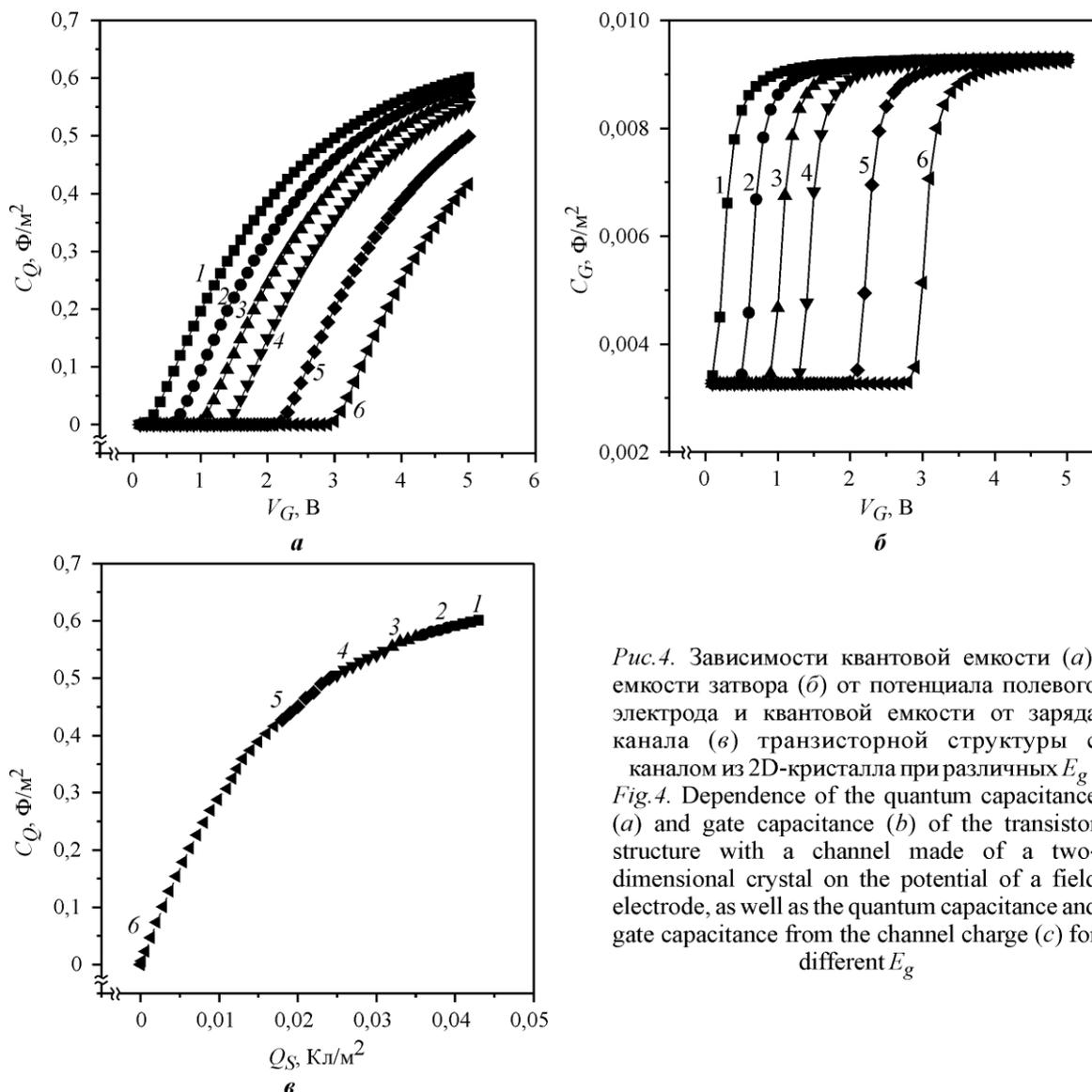


Рис.4. Зависимости квантовой емкости (а), емкости затвора (б) от потенциала полевого электрода и квантовой емкости от заряда канала (в) транзисторной структуры с каналом из 2D-кристалла при различных E_g
 Fig.4. Dependence of the quantum capacitance (a) and gate capacitance (b) of the transistor structure with a channel made of a two-dimensional crystal on the potential of a field electrode, as well as the quantum capacitance and gate capacitance from the channel charge (c) for different E_g

влияет на верхние плато, т.е. на насыщение. Полученные зависимости, характеризующие взаимосвязь квантовой емкости и заряда канала, приведены на рис.4,в. При варьировании ширины запрещенной зоны зависимости вырождаются в одну кривую (стягиваются в одну зависимость). Аналогичный результат получен и для емкостей канала и затвора.

Отмеченные закономерности выхода химического потенциала на насыщение с ростом потенциала полевого электрода определяются, с одной стороны, тем, что рост концентрации электронов (соответственно заряда канала) с увеличением химического потенциала ограничен статистикой Ферми – Дирака. С другой стороны, увеличение заряда канала с ростом заряда полевого электрода (с ростом потенциала V_G) также ограничено значением химического потенциала канала. В последнем случае разность зарядов полевого электрода и канала регулируется химическим потенциалом канала. Это приводит к взаимосвязи зарядов полевого электрода и канала через химический потенциал. Следовательно, химический потенциал выполняет двойную роль – управляет зарядом канала в соответствии со статистикой Ферми – Дирака и регулирует зарядовый

баланс структуры через условие электронейтральности. Влияние ширины запрещенной зоны состоит в уменьшении концентрации электронов в канале (уменьшении его заряда), что и приводит к соответствующему росту химического потенциала при прочих равных условиях. Этими же причинами объясняются и полученные закономерности взаимосвязи квантовой емкости и потенциала полевого электрода, которая пропорциональна производной заряда канала по химическому потенциалу. Вырождение зависимостей квантовой емкости от заряда канала при варьировании ширины запрещенной зоны говорит о наличии в рассматриваемой системе полной компенсации снижения заряда канала с увеличением E_g за счет роста химического потенциала. Таким образом, зависимость квантовой емкости от заряда канала отражает наличие в системе самосогласованного изменения электрофизических параметров. Влияние емкостей подзатворного диэлектрика и ПС состоит в изменении зарядового баланса структуры.

Резкий рост значений емкостей затвора и канала при достижении порогового значения потенциала полевого электрода можно объяснить. Когда значение квантовой емкости C_Q становится больше суммы $C_{ox} + C_{it}$, то емкости канала и затвора перестают зависеть от C_Q и становятся близкими к C_{ox} . Так как условие $C_Q > C_{ox} + C_{it}$ наступает быстро после достижения порога, наблюдается резкое увеличение емкостей затвора и канала, после которого они уже не меняются с ростом потенциала полевого электрода. Использование полученных взаимосвязей электрофизических параметров и заряда канала при моделировании транзисторных структур с каналами из 2D-кристаллов позволяет выявить особенности токопереноса в них и обеспечить оптимальное сочетание значений этих параметров. Полученные результаты по определению взаимосвязи электрофизических параметров транзисторной структуры с 2D-каналом позволили установить закономерности влияния зарядовых свойств на передаточные и выходные характеристики транзистора. Зависимости тока канала от потенциала полевого электрода и потенциала стока представлены на рис.5,а и б,а.

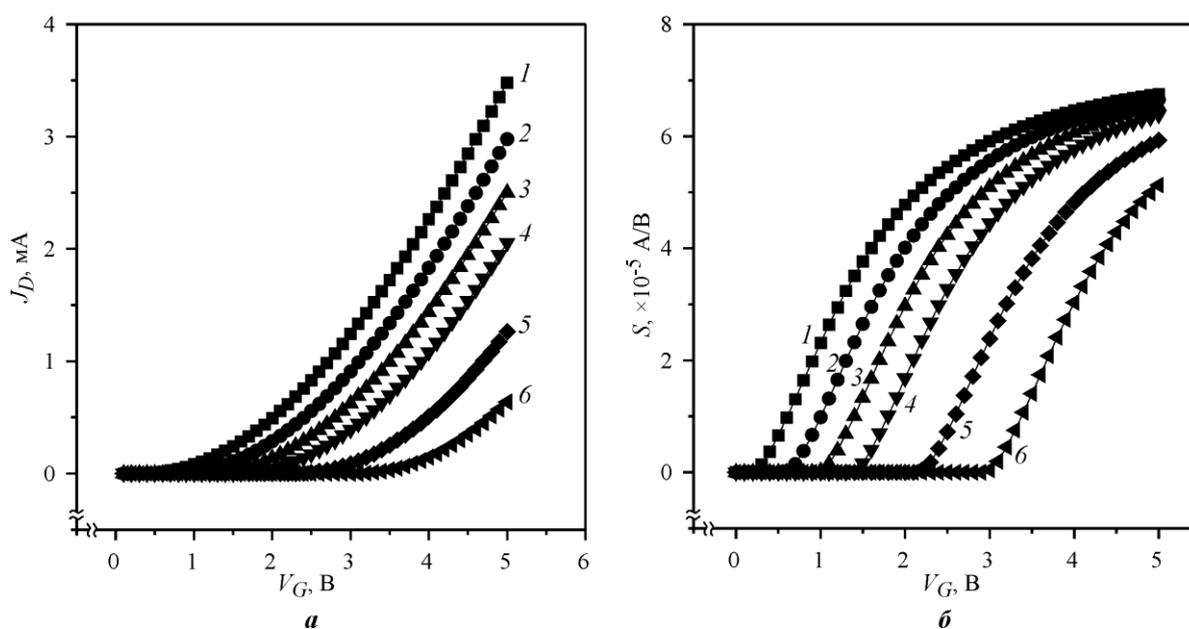


Рис.5. Передаточная характеристика (а) и крутизна передаточной характеристики (б) транзисторной структуры с каналом из 2D-кристалла при различных E_g

Fig.5. The transfer characteristic (a) and the steepness of the transfer characteristic (b) of the transistor structure with a channel made of a two-dimensional crystal for different E_g

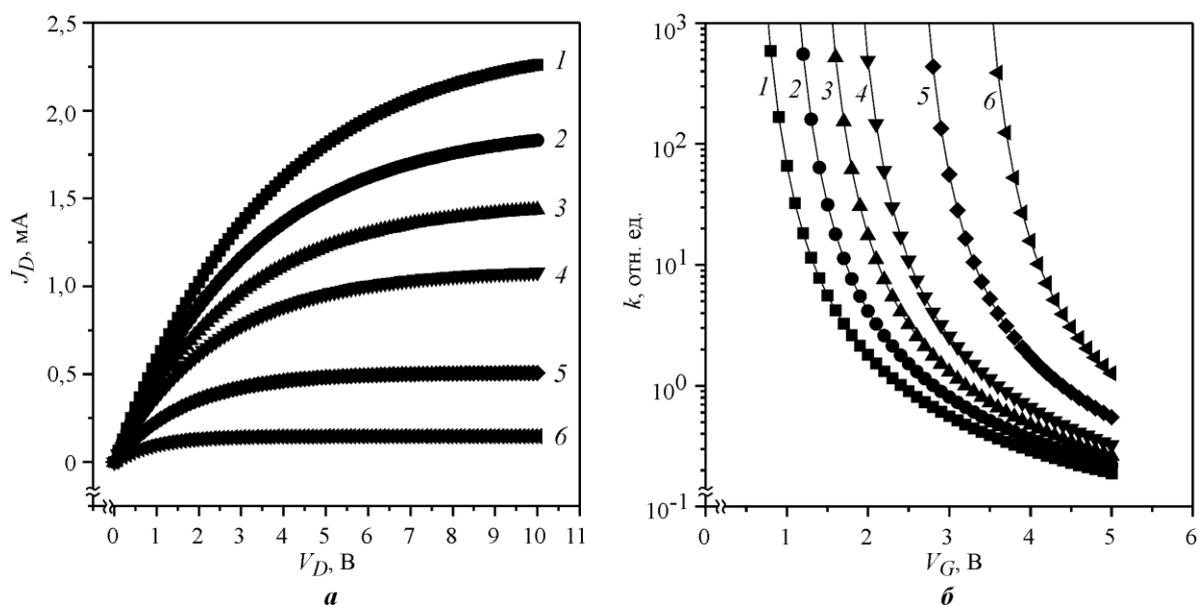


Рис.6. Выходная характеристика (а) и коэффициент усиления (б) транзисторной структуры с каналом из 2D-кристалла при различных E_g

Fig.6. The output characteristic (a) and the amplification coefficient (b) of the transistor structure with a channel made of two-dimensional crystal for different E_g

Передачные характеристики транзисторной структуры с 2D-каналом в зависимости от ширины запрещенной зоны материала канала имеют типичный пороговый характер и отличаются количественно из-за изменения зарядовых свойств структуры (см. рис.5,а). Увеличение ширины запрещенной зоны, или емкости ПС, а также уменьшение емкости подзатворного диэлектрика приводят к уменьшению тока канала. С увеличением ширины запрещенной зоны происходит и возрастание порогового напряжения от 0,5 до почти 3,5 В. При этом крутизна передаточной характеристики S при постоянном напряжении стока V_D уменьшается (рис.5,б). Крутизна падает, а пороговое напряжение растет и с уменьшением емкости подзатворного диэлектрика. Полученные зависимости, характеризующие взаимосвязь крутизны передаточной характеристики и заряда канала, показали, что при варьировании ширины запрещенной зоны они вырождаются в одну кривую. Это также связано с самосогласованной взаимосвязью параметров, когда проявляется компенсация падения заряда канала за счет увеличения химического потенциала.

На рис.6,а приведены выходные характеристики моделируемой транзисторной структуры при разной ширине запрещенной зоны. Видно, что рост ширины запрещенной зоны приводит к снижению тока канала. К этому также приводит и уменьшение емкости подзатворного диэлектрика и увеличение емкости ПС. Таким образом, для увеличения тока канала необходимо увеличивать емкость подзатворного диэлектрика, снижать ширину запрещенной зоны и уменьшать емкость ПС при прочих равных условиях. Наблюдается существенный рост коэффициента усиления с ростом ширины запрещенной зоны (рис.6,б). Значение коэффициента усиления транзистора снижается с ростом потенциала V_G и составляет от 0,2 до 1000 в зависимости от ширины запрещенной зоны материала канала. Это связано с тем, что внутреннее сопротивление R_i растет быстрее, чем падает крутизна. С уменьшением емкости подзатворного диэлектрика коэффициент усиления растет. Его рост значителен при ширине запрещенной зоны $E_g > 0,52$ эВ. Крутизна в рассматриваемом случае находится в пределах 0,01–0,1 мА/В,

а коэффициент усиления достигает 1000, что сопоставимо с лучшими экспериментально полученными значениями для каналов из MoS_2 и WSe_2 [23–25]. Характерные значения внутреннего сопротивления составляют 5–100 кОм.

Заключение. В рамках предложенной модели МОП-структуры с каналом из 2D-полупроводника установлены самосогласованные связи между химическим потенциалом, шириной запрещенной зоны материала канала, концентрацией носителей заряда в нем, квантовой емкостью, емкостью канала и затвора, потенциалом полевого электрода, емкостью подзатворного диэлектрика и емкостью ПС. Для такой структуры наблюдается насыщение химического потенциала и заряда канала с увеличением потенциала полевого электрода.

Расчеты передаточной характеристики и ВАХ подтвердили, что, хотя конструктивно МОП-транзистор с 2D-кристаллом ближе к МОП-транзистору со встроенным каналом, его передаточная характеристика и ВАХ аналогичны характеристикам традиционного МОП-транзистора с индуцированным каналом ввиду наличия порогового напряжения и отсутствия тока канала при нулевом потенциале затвора. Результаты расчетов внутреннего сопротивления, крутизны передаточной характеристики и коэффициента усиления транзисторной структуры с 2D-кристаллом показали следующее: для канала из ДТМ с шириной запрещенной зоны в диапазоне 0,25–2,1 эВ указанные параметры могут достигать 100 кОм, 0,1 мА/В и 1000 соответственно. Это в целом сравнимо с аналогичными значениями для традиционных МОП-транзисторов.

Преимуществами транзисторной структуры с 2D-кристаллом являются в первую очередь отсутствие полупроводниковой подложки, что позволяет исключить паразитный $p-n$ -переход, а также наличие установленной взаимосвязи электрофизических параметров. Это позволяет обеспечить оптимальные характеристики путем выбора материалов и самосогласованного варьирования размеров структурных элементов и электрофизических параметров. Таким образом, данный вид транзисторных структур перспективен для использования в цифровой электронике и дает потенциальный ресурс для работы на более высоких частотах по сравнению с традиционными МОП-транзисторами.

Коэффициент усиления можно менять в очень широких пределах, выбирая необходимые значения. Крутизну также можно повысить путем увеличения отношения ширины/длина канала, а именно: применять конструкцию с широким и коротким каналом, использовать 2D-кристалл с большей подвижностью, уменьшать толщину подзатворного диэлектрика, увеличивать напряжение затвора. Однако эти меры могут снизить быстродействие из-за роста емкости затвор–канал, что потребует оптимизации электрических характеристик прибора.

Литература

1. *Yoon Y., Ganapathi K., Salahuddin S.* How good can monolayer MoS_2 transistors be? // *Nano Lett.* – 2011. – Vol. 11. – P. 3768–3773.
2. Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metal dichalcogenides / *Q.H. Wang, K. Kalantar-Zadeh, A. Kis et al.* // *Nat. Nanotechnol.* – 2012. – Vol. 7. – P. 699–712.
3. *Mingsheng X., Tao L., Minmin S., Hongzheng C.* Graphene-like two-dimensional materials // *Chem. Rev.* – 2013. – Vol. 113. – No. 5. – P. 3766–3798.
4. Single-layer MoS_2 transistors / *B. Radisavljevic, A. Radenovic, J. Brivio et al.* // *Nat. Nanotechnol.* – 2011. – Vol. 6. – P. 147–150.
5. *Cao W., Kang J., Liu W., Banerjee K.* A compact current-voltage model for 2D semiconductor based field-effect transistors considering interface traps, mobility degradation, and inefficient doping effect // *IEEE Transactions on Electron Devices.* – 2014. – Vol. 61. – No. 12. – P. 4282–4290.

6. **Jiménez D.** Drift-diffusion model for single layer transition metal dichalcogenide field-effect transistors // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – Vol. 101. – P. 243501-1–243501-4.
7. **Fuhrer M.S., Hone J.** Measurement of mobility in dual-gated MoS₂ transistors // *Nat. Nanotechnol.* – 2013. – Vol. 8. – P. 146–147.
8. **Duan X., Wang C., Pan A., Duan X.** Two-dimensional transition metal dichalcogenides as atomically thin semiconductors: opportunities and challenges // *Chem. Soc. Rev.* – 2015. – Vol. 44. – No. 24. – P. 8859–8876.
9. The chemistry of two-dimensional layered transition metal dichalcogenide nanosheets / **Chhowalla M., Suk Shin H., Eda G. et al.** // *Nature Chem.* – 2013. – Vol. 5. – No. 4. – P. 263–275.
10. Substrate modified thermal stability of mono- and few-layer MoS₂ / **X. Wang, W. Fan, Z. Fan et al.** // *Nanoscale.* – 2018. – Vol. 10. – No. 7. – P. 3540–3546.
11. **Chernozatonskii L.A., Artyukh A.A.** Quasi-two-dimensional transition metal dichalcogenides: structure, synthesis, properties, and applications // *Phys.-Usp.* – 2018. – Vol. 61. – No 1. – P. 2–28.
12. Band gap modifications of two-dimensional defected MoS₂ / **A.V. Krivosheeva, V.L. Shaposhnikov, V.E. Borisenko et al.** // *International Journal of Nanotechnology.* – 2015. – Vol. 12. – No. 8/9. – P. 654–662.
13. Electronic properties of bulk and monolayer TMDs: theoretical study within DFT framework (GVJ-2e method) / **J. Gusakova, X. Wang, L.L. Shiau et al.** // *Phys. Stat. Sol. (A).* – 2017. – Vol. 214. – No. 12. – P. 1700218 (1–7).
14. Theoretical study of defect impact on two-dimensional MoS₂ / **A.V. Krivosheeva, V.L. Shaposhnikov, V.E. Borisenko et al.** // *J. Semicond.* – 2015. – Vol. 36. – No. 12. – P. 122002 (1–6).
15. Tunnel field-effect transistors in 2-D transition metal dichalcogenide materials / **H. Ilatikhameneh, Y. Tan, B. Novakovic et al.** // *IEEE Journal on Exploratory Solid-State Computational Devices and Circuits.* – 2015. – Vol. 1. – P. 12–18.
16. **Rasmussen F.A., Thygesen K.S.** Computational 2D materials database: electronic structure of transition-metal dichalcogenides and oxides // *J. Phys. Chem. C.* – 2015. – Vol. 119. – P. 13169–13183.
17. **Liu L., Bala Kumar S., Ouyang Y., Guo J.** Performance limits of monolayer transition metal dichalcogenide transistors // *IEEE Transactions on Electron Devices.* – 2011. – Vol. 58. – No. 9. – P. 3042–3047.
18. **Кривошеева А.В., Шапошников В.Л., Борисенко В.Е.** Зонная структура и оптические свойства дихалькогенидов молибдена и вольфрама // *Вестник Фонда фундаментальных исследований.* – 2016. – Т. 77. – № 3(16). – С. 41–48.
19. **Sze S.M.** *Physics of Semiconductor Devices.* – N.Y.: Wiley, 1969. – 812 p.
20. **Zebrev G.I.** Graphene field effect transistors: diffusion-drift theory // 23 Chapter in *Physics and Applications of Graphene-Theory.* ed. by S. Mikhailov. – London: InTech, 2011. – P. 476–498.
21. **Luryi S.** Quantum capacitance devices // *Appl. Phys. Lett.* – 1988. – Vol. 52. – P. 501–503.
22. **Wolfram S.** *The Mathematica Book.* – Fifth Edition. – Wolfram Media, Inc., USA, 2003. – 1488 p.
23. Investigations on field-effect transistors based on two-dimensional materials / **T. Finge, F. Riederer, M.R. Mueller et al.** // *Ann. Phys. (Berlin).* – 2017. – Vol. 529. – No. 11. – P. 1700087 (1–10).
24. Field-effect transistors built from all two-dimensional material components / **T. Roy, M. Tosun, J.S. Kang et al.** // *ACS Nano.* – 2014. – Vol. 8. – No. 6. – P. 6259–6264.
25. Advances in MoS₂-based field effect transistors (FETs) / **X. Tong, E. Ashalley, F. Lin et al.** // *Nano-Micro Lett.* – 2015. – Vol. 7. – No. 3. – P. 203–218.

Поступила в редакцию 18.07.2018 г.; после доработки 18.10.2018; принята к публикации 22.01.2019 г.

Маковская Татьяна Ивановна – младший научный сотрудник кафедры микро- и наноэлектроники Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники (Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, 6), tanya22051979@gmail.com

Данилюк Александр Леонидович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры микро- и наноэлектроники Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники (Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, 6), danilyuk@nano-center.org

Кривошеева Анна Владимировна – доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник кафедры микро- и наноэлектроники Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники (Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, 6), krivosheeva@bsuir.by

Шапошников Виктор Львович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник кафедры микро- и наноэлектроники Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники (Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, 6), victor.shaposhnikov@gmail.com

Борисенко Виктор Евгеньевич – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой микро- и наноэлектроники Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники (Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, 6), borisenko@bsuir.by

References

1. Yoon Y., Ganapathi K., Salahuddin S. How good can monolayer MoS₂ transistors be? *Nano Lett.*, 2011, vol. 11, pp. 3768–3773.
2. Wang Q.H., Kalantar-Zadeh K., Kis A. et al. Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metal dichalcogenides. *Nat. Nanotechnol.*, 2012, vol. 7, pp. 699–712.
3. Mingsheng X., Tao L., Minmin S., Hongzheng C. Graphene-like two-dimensional materials. *Chem. Rev.*, 2013, vol. 113, no. 5, pp. 3766–3798.
4. Radisavljevic B., Radenovic A., Brivio J. et al. Single-layer MoS₂ transistors. *Nat. Nanotechnol.*, 2011, vol. 6, pp. 147–150.
5. Cao W., Kang J., Liu W., Banerjee K. A compact current-voltage model for 2D semiconductor based field-effect transistors considering interface traps, mobility degradation, and inefficient doping effect. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2014, vol. 61, no. 12, pp. 4282–4290.
6. Jiménez D. Drift-diffusion model for single layer transition metal dichalcogenide field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 2012, vol. 101, p. 243501.
7. Fuhrer M.S., Hone J. Measurement of mobility in dual-gated MoS₂ transistors. *Nat. Nanotechnol.*, 2013, vol. 8, pp. 146–147.
8. Duan X., Wang C., Pan A., Duan X. Two-dimensional transition metal dichalcogenides as atomically thin semiconductors: opportunities and challenges. *Chem. Soc. Rev.*, 2015, vol. 44, no. 24, pp. 8859–8876.
9. Chhowalla M., Suk Shin H., Eda G. et al. The chemistry of two-dimensional layered transition metal dichalcogenide nanosheets. *Nature Chem.*, 2013, vol. 5, no. 4, pp. 263–275.
10. Wang X., Fan W., Fan Z. et al. Substrate modified thermal stability of mono- and few-layer MoS₂. *Nanoscale*, 2018, vol. 10, no. 7, pp. 3540–3546.
11. Chernozatonskii L.A., Artyukh A.A., Quasi-two-dimensional transition metal dichalcogenides: structure, synthesis, properties, and applications. *Phys.-Usp.*, 2018, vol. 61, no. 1, pp. 2–28.
12. Krivosheeva A.V., Shaposhnikov V.L., Borisenko V.E. et al. Band gap modifications of two-dimensional defected MoS₂. *International Journal of Nanotechnology*, 2015, vol. 12, no. 8/9, pp. 654–662.
13. Gusakova J., Wang X., Shiao L.L. et al. Electronic properties of bulk and monolayer TMDs: theoretical study within DFT framework (GVJ-2e method). *Phys. Stat. Sol. (a)*, 2017, vol. 214, no. 12, pp. 1700218 (1–7).
14. Krivosheeva A.V., Shaposhnikov V.L., Borisenko V.E. et al. Theoretical study of defect impact on two-dimensional MoS₂. *J. Semicond.*, 2015, vol. 36, no. 12, pp. 122002 (1–6).
15. Ilatkhameneh H., Tan Y., Novakovic B. et al. Tunnel field-effect transistors in 2-D transition metal dichalcogenide materials. *IEEE Journal on Exploratory Solid-State Computational Devices and Circuits*, 2015, vol. 1, pp. 12–18.
16. Rasmussen F.A., Thygesen K.S. Computational 2D materials database: electronic structure of transition-metal dichalcogenides and oxides. *J. Phys. Chem. C*, 2015, vol. 119, pp. 13169–13183.
17. Liu L., Bala Kumar S., Ouyang Y., Guo J. Performance limits of monolayer transition metal dichalcogenide transistors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2011, vol. 58, no. 9, pp. 3042–3047.
18. Krivosheeva A.V., Shaposhnikov V.L., Borisenko V.E. Band structure and optical properties of molybdenum and tungsten dichalcogenides. *Vestnik fonda fundamental'nykh issledovaniy = Vestnik of the Foundation for Fundamental Research*, 2016, vol. 77, № 3(16), pp. 41–48. (in Russian) .
19. Sze S. M. *Physics of Semiconductor Devices*. New York: Wiley, 1969. 812 p.
20. Zebrev G.I. *Graphene field effect transistors: diffusion-drift theory / 23 Chapter in Physics and Applications of Graphene-Theory*. Ed. by S. Mikhailov. InTech, 2011. pp. 476–498.
21. Luryi S. Quantum capacitance devices. *Appl. Phys. Lett.*, 1988, vol. 52, pp. 501–503.
22. Wolfram S. *The Mathematica Book*. Fifth Edition. Wolfram Media, Inc., USA, 2003. 1488 p.

23. Finge T., Riederer F., Mueller M.R. et al. Investigations on field-effect transistors based on two-dimensional materials. *Ann. Phys. (Berlin)*, 2017, vol. 529, no. 11, pp. 1700087 (1–10).
24. Roy T., Tosun M., Kang J.S. et al. Field-effect transistors built from all two-dimensional material components. *ACS Nano*, 2014, vol. 8, no. 6, pp. 6259–6264.
25. Tong X., Ashalley E., Lin F. et al. Advances in MoS₂-based field effect transistors (FETs). *Nano-Micro Lett.*, 2015, vol. 7, no. 3, pp. 203–218.

Received 18.07.2018; Revised 18.10.2018; Accepted 22.01.2019.

Information about the authors:

Tatyana I. Makovskaya – Junior Scientific Researcher of the Micro- and Nanoelectronics Department, Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Belarus, 220013, Minsk, P. Browka st. 6), tanya22051979@gmail.com

Alexander L. Danilyuk – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Assoc. Prof. of the Micro- and Nanoelectronics Department, Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Belarus, 220013, Minsk, P. Browka st. 6), danilyuk@nano-center.org

Anna V. Krivosheeva – Dr. Sci. (Phys.-Math.), Senior Scientific Researcher of the Micro- and Nanoelectronics Department, Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Belarus, 220013, Minsk, P. Browka st. 6), krivosheeva@bsuir.by

Victor L. Shaposhnikov – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Senior Scientific Researcher of the Micro- and Nanoelectronics Department, Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Belarus, 220013, Minsk, P. Browka st. 6), victor.shaposhnikov@gmail.com

Victor E. Borisenko – Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Head of the Micro- and Nanoelectronics Department, Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Belarus, 220013, Minsk, P. Browka st. 6), borisenko@bsuir.by