

УДК 621.382.323; 537.311.322

В. А. Зайцев, Д. А. Подрябинкин, В. В. Мельникова, А. Л. Данилюк

ВЛИЯНИЕ ЗАРЯДОВЫХ СВОЙСТВ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С ДВУМЕРНЫМ КАНАЛОМ

Во введении кратко рассмотрены ограничения применения традиционных транзисторов со структурой «металл–диэлектрик–полупроводник» (МДП-транзисторов), а также преимущества, особенности и проблемы использования двумерных материалов в качестве каналов полевых транзисторов. Сформулирована цель работы, состоящая в моделировании влияния зарядовых свойств на электрические характеристики транзисторной структуры с двумерным каналом с учетом свойств материалов, интерфейсных состояний, а также взаимовлияния электрофизических параметров. В основной части представлена модель полевой транзисторной структуры (объект моделирования) с двумерным полупроводниковым каналом и полевым электродом (затвором), отделенным диэлектриком. В качестве материала двумерного канала рассмотрен модельный прямозонный полупроводник, характеризующийся шириной запрещенной зоны 0,25–2,1 эВ. Получено уравнение для тока канала, учитывающее самосогласованную взаимосвязь электрофизических параметров транзисторной структуры. Представлены результаты моделирования влияния зарядовых свойств и взаимосвязи электрофизических параметров на передаточную характеристику и ее крутизну, выходную характеристику и коэффициент усиления по напряжению транзисторной структуры с двумерным каналом. В заключении сформулированы полученные новые закономерности, состоящие в установлении взаимовлияния зарядовых свойств транзисторной структуры с двумерным каналом, его квантовой емкости, емкости канала и затвора при варьировании ширины запрещенной зоны материала канала, емкости подзатворного диэлектрика, емкости интерфейсных состояний, потенциала затвора. Представлены новые закономерности влияния зарядовых свойств и взаимосвязи электрофизических параметров транзисторной структуры с двумерным каналом из дихалькогенидов переходных металлов на ее передаточную и выходную характеристики, а также крутизну и коэффициент усиления по напряжению. Полученные результаты могут найти применение при проектировании новых приборов наноэлектроники на основе двумерных материалов.

Ключевые слова: двумерный полупроводник, транзисторная структура, электрохимический потенциал, квантовая емкость, зарядовые свойства, крутизна, коэффициент усиления.

Введение. Исследование свойств двумерных полупроводниковых материалов с целью использования их в качестве элементов интегральных устройств обработки информации нового поколения является актуальной задачей современности [1; 2]. Это позволит не только улучшить характеристики интегральных микросхем, например повысить степень интеграции, поднять рабочую частоту, но и создать энергоэффективные приборы обработки и хранения информации, что является особенно важным в настоящее время для микро- и наноэлектроники.

Зайцев Владимир Александрович, аспирант каф. микро- и наноэлектроники БГУИР (Беларусь); науч. рук. – А. Л. Данилюк, канд. физ.-мат. наук, доц., доц. каф. микро- и наноэлектроники БГУИР (Беларусь).

Адрес для корреспонденции: ул. П. Бровки 6, 220013, Минск, Беларусь; e-mail: t-gex-1995@mail.ru

Подрябинкин Денис Аркадьевич, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник Центра наноэлектроники и новых материалов НИЧ БГУИР (Беларусь).

Адрес для корреспонденции: ул. П. Бровки 6, 220013, Минск, Беларусь; e-mail: arm@tut.by

Мельникова Виолетта Валентиновна, инженер-электроник каф. микро- и наноэлектроники БГУИР (Беларусь).

Адрес для корреспонденции: ул. П. Бровки 6, 220013, Минск, Беларусь; e-mail: vitaemaximus@gmail.com

Данилюк Александр Леонидович, канд. физ.-мат. наук, доц., доц. каф. микро- и наноэлектроники БГУИР (Беларусь).

Адрес для корреспонденции: ул. П. Бровки 6, 220013, Минск, Беларусь; e-mail: danilyuk@nano-center.org

Технологии синтеза двумерных полупроводниковых материалов, таких как дихалькогениды переходных металлов и аналогичные им, на сегодняшний день достигли высокой степени развития [3; 4]. Формирование моноатомных или состоящих из нескольких атомных слоев полупроводниковых материалов на различных подложках на данный момент можно считать практически решенной задачей.

Использование в интегральных микросхемах МДП-транзисторов к настоящему времени, как считается, исчерпало свои потенциальные возможности из-за проблем с масштабированием, ограничением рабочих частот, связанным с влиянием паразитных параметров, тепловыми эффектами, обусловленными процессами рассеяния носителей заряда [5; 6]. В то время как в двумерных полупроводниках ввиду отсутствия обедненных областей, существующих в традиционных кремниевых МДП-структурах, существенно снижается влияние паразитных параметров. Поэтому возникает необходимость в замене МДП-транзисторов уже в ближайшем будущем. В этом плане двумерные полупроводники перспективны, хотя на этом пути предстоит решить еще ряд проблем.

Наряду с несомненными преимуществами двумерных полупроводниковых материалов можно отметить такие их особенности, как низкая подвижность носителей заряда по сравнению, например, с графеном, большая чувствительность электрических характеристик и электрофизических параметров к свойствам материалов структуры (диэлектриков, контактов) и интерфейсных состояний. Указанные особенности оказывают существенное влияние на функционирование транзисторных структур с двумерными каналами, что требует их учета при проектировании полевых транзисторов с двумерными каналами и создании моделей для расчетов их электрических характеристик.

Таким образом, наряду с решением технологических проблем формирования транзисторов с каналами из двумерных материалов необходимо еще решить вопросы, связанные с режимами оптимального функционирования таких транзисторов. Это обуславливается наличием взаимовлияния электрофизических параметров транзисторной структуры, так как кроме свойств материалов, из которых формируются транзисторные структуры с двумерными каналами, режимы функционирования в значительной мере обуславливаются зарядовыми свойствами всей транзисторной структуры.

Целью работы является моделирование влияния зарядовых свойств на электрические характеристики транзисторной гетероструктуры с двумерным каналом с учетом свойств материалов, интерфейсных состояний, а также взаимовлияния электрофизических параметров.

Модель. Рассмотрим полевую транзисторную структуру с двумерным полупроводниковым каналом и полевым электродом (затвором), отделенным диэлектриком. В качестве материала двумерного канала рассматривается модельный прямозонный полупроводник, характеризующийся шириной запрещенной зоны 0,25–2,1 эВ. Объектом моделирования является транзисторная структура, включающая расположенные на плоской подложке сток, двумерный полупроводниковый кристалл, исток, полевой затвор, отделенный подзатворным диэлектриком.

Заряд двумерного канала записывается в виде [7; 8]

$$Q = qn_e - qn_h = q \int_0^{\infty} DOS_{2D}(E) f(E - \mu) dE - q \int_{-\infty}^0 DOS_{2D}(E) [1 - f(E - \mu)] dE, \quad (1)$$

где μ – электрохимический потенциал двумерного канала, q – элементарный заряд, n_e , n_h – концентрации электронов и дырок, $f(E - \mu)$ – функция распределения Ферми–Дирака, плотность состояний $g_{2D}(E)$ может быть задана как

$$DOS_{2D}(E) = D_0 \sum_n H(E - E_n), \quad (2)$$

где H – функция Хэвисайда, E – энергия носителей заряда, E_n – энергия n^{th} -подзоны (основной вклад в концентрацию носителей заряда вносит основное состояние с $n = 0$), $D_0 = m^*/\pi\hbar^2$, m^* – эффективная масса электронов, \hbar – нормированная постоянная Планка.

Ток канала при этом имеет вид [8; 9]

$$J_D = u \frac{w}{L} q \int_0^{V_D} n_s dV, \quad (3)$$

где u – подвижность носителей заряда, определяющих ток; W, L – ширина и длина канала; $n_s = n_e - n_h$; V_D – потенциал стока; n_e, n_h – концентрации электронов и дырок, V – электростатический потенциал канала.

Интегрирование в (3) может быть проведено по электрохимическому потенциалу μ :

$$J_D = u \frac{w}{L} q \int_{\mu_s}^{\mu_D} n_s \frac{dV}{d\mu} d\mu \quad (4)$$

где μ_D, μ_s – электрохимические потенциалы носителей заряда в области истока и стока.

Электрохимический потенциал определяется из условия электронейтральности, которое для однозатворной структуры запишем в виде [9]

$$\mu = \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it}} (qV_G - qV_{G0} - qV) - \frac{q^2 n_s}{C_{ox} + C_{it}} \quad (5)$$

где C_{ox}, C_{it} – емкости подзатворного диэлектрика и интерфейсных состояний на его границе с двумерным кристаллом; V_G, V_{G0} – потенциал затвора и потенциал плоских зон.

Особенностью транзистора с каналом из 2D-кристалла является важная роль квантовой емкости C_Q , которая связана с видом энергетической зависимости плотности состояний в двумерном полупроводнике. Удельная квантовая емкость заряженного 2D-кристалла определяется как [9; 10]

$$C_Q = q^2 \frac{dn_s}{d\mu} \quad (6)$$

Взаимосвязь концентрации носителей заряда n_s и емкостей C_{ox}, C_{it} посредством квантовой емкости C_Q определяет емкость «исток–затвор» C_G (емкость затвора) и емкость канала C_{CH} . На низких частотах емкости затвора и канала могут быть определены следующим образом [9; 10]:

$$C_G = \frac{d(n_s + N_G)}{dV_G} = \frac{C_Q + C_{it}}{1 + (C_Q + C_{it}) / C_{ox}}, \quad (7)$$

$$C_{CH} = \frac{d(n_e + n_h)}{dV_G} = \frac{C_Q}{1 + (C_Q + C_{it}) / C_{ox}}, \quad (8)$$

где N_G – число положительных зарядов на единице площади затвора.

Производная:

$$\frac{dV}{d\mu} = -\frac{C_{ox} + C_{it}}{qC_{ox}} - \frac{q}{C_{ox}} \frac{dn_s}{d\mu}. \quad (9)$$

Подставляя (9) в уравнение (4), получим

$$J_D = -u \frac{w}{L} q \left[\int_{n_{sS}}^{n_{sD}} \frac{q}{C_{ox}} n_s dn_s + \frac{1}{q} \frac{C_{ox} + C_{it}}{C_{ox}} \int_{\mu_s}^{\mu_D} n_s d\mu \right]. \quad (10)$$

Преобразуя (10), получим

$$J_D = -u \frac{w}{L} q \left[\frac{q}{C_{ox}} \frac{1}{2} (n_{sD}^2 - n_{sS}^2) + \frac{1}{q} \frac{C_{ox} + C_{it}}{C_{ox}} \int_{\mu_s}^{\mu_D} n_s d\mu \right], \quad (11)$$

где n_{sD}, n_{sS} – концентрации носителей заряда в области истока и стока.

Рассмотрим определение второго члена в уравнении (11). При условии, что $n_s = n_e - n_h$, когда $n_e \gg n_h$, уравнение для концентрации электронов для двумерного полупроводникового кристалла с учетом (1) имеет вид [9; 10]

$$n_s = \frac{4\pi m^*}{h^2} \int_{E_c}^{\infty} \frac{dE}{1 + \exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right)}, \quad (12)$$

где k – постоянная Больцмана; T – температура; E_c – энергия дна зоны проводимости.

Интегрируя (12), получим выражение для концентрации электронов:

$$n_s = \frac{4\pi m^* (kT)}{h^2} \left[\ln(e^{E_c/kT} + e^{\mu/kT}) - \frac{E_c}{kT} \right]. \quad (13)$$

Вычислим интеграл в (11):

$$\int_{\mu_s}^{\mu_D} n_s d\mu = \frac{4\pi m^* (kT)}{h^2} \int_{\mu_s}^{\mu_D} \ln(e^{E_c/kT} + e^{\mu/kT}) d\mu - \frac{4\pi m^* (kT)}{h^2} kT(\mu_D - \mu_s), \quad (14)$$

где μ_D , μ_s – химические потенциалы канала, определяемые из системы уравнений (5), (12) при $V = V_D$ и $V = V_s$ соответственно.

Преобразуя интеграл в (14), получим

$$\begin{aligned} & \int_{\mu_s}^{\mu_D} \ln(e^{E_c/kT} + e^{\mu/kT}) d\mu = kT \int_{\frac{\mu_s}{kT}}^{\frac{\mu_D}{kT}} \ln(e^{E_c/kT} + e^z) dz = \\ & = kTz \left[\ln(e^{E_c/kT} + e^z) - z \ln(e^{E_c/kT} e^z + 1) - Li_2(-e^{-E_c/kT} e^z) \right]_{\frac{\mu_s}{kT}}^{\frac{\mu_D}{kT}} = \\ & = -kT \left[\frac{\mu}{kT} \ln(e^{E_c/kT} + e^{\mu/kT}) - \frac{\mu}{kT} \ln(e^{-E_c/kT} e^{\mu/kT} + 1) - Li_2(-e^{-E_c/kT} e^{\mu/kT}) \right]_{\mu_s}^{\mu_D} = \\ & = -kT \left[\frac{\mu}{kT} \ln(e^{E_c/kT} + e^{\mu/kT}) - \frac{\mu}{kT} \ln[e^{-E_c/kT} (e^{E_c/kT} + e^{\mu/kT})] - Li_2(-e^{-E_c/kT} e^{\mu/kT}) \right]_{\mu_s}^{\mu_D} = \\ & = -kT \left[\frac{\mu}{kT} \frac{E_c}{kT} + Li_2(-e^{-\frac{\mu}{kT}} e^{-\frac{E_c}{kT}}) \right]_{\mu_s}^{\mu_D} = \\ & = -kT \left[\frac{\mu_D}{kT} \frac{E_c}{kT} + Li_2(-e^{-\frac{\mu_D - E_c}{kT}}) \right] + -kT \left[\frac{\mu_s}{kT} \frac{E_c}{kT} + Li_2(-e^{-\frac{\mu_s - E_c}{kT}}) \right] = \\ & = -kT \left[\frac{E_c}{kT} \left(\frac{\mu_D - E_c}{kT} \right) - Li_2\left(-e^{-\frac{\mu_D - E_c}{kT}}\right) + Li_2\left(-e^{-\frac{\mu_s - E_c}{kT}}\right) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Преобразуя и приводя подобные члены, получим для интеграла (15)

$$\int_{\mu_s}^{\mu_D} n_s d\mu = \frac{4\pi m^* (kT)}{h^2} \left[-E_c \frac{\mu_D - \mu_s}{kT} - kT Li_2(-e^{-\frac{\mu_D - E_c}{kT}}) + kT Li_2(-e^{-\frac{\mu_s - E_c}{kT}}) \right], \quad (16)$$

где $Li_2(z)$ – дилוגарифм параметра.

Окончательно для тока канала с плотностью состояний (2) получим следующее выражение:

$$J_D = q \frac{w}{L} u \left\{ \begin{aligned} & -\frac{q}{C_{ox}} (n_{sD}^2 - n_{sS}^2) + \frac{1}{q} \frac{C_{ox} + C_{it}}{C_{ox}} \frac{4\pi m^*}{h^2} \times \\ & \times \left[E_c (\mu_D - \mu_s) + (kT)^2 Li_2(-e^{-\frac{\mu_D - E_c}{kT}}) - \right. \\ & \left. - (kT)^2 Li_2(-e^{-\frac{\mu_s - E_c}{kT}}) \right] \end{aligned} \right\}. \quad (17)$$

С помощью уравнения (17) можно рассчитать ток канала транзистора с каналом из двумерного кристалла, решая его совместно с уравнениями (5) и (12). Из полученных уравнений следует наличие взаимосвязи зарядовых свойств и электрических характеристик транзисторной гетероструктуры с двумерным каналом, определяемой самосогласованием между электрохимическим потенциалом, зарядом канала, квантовой емкостью, емкостью канала и затвора.

С помощью выражения (17) можно рассчитать передаточные и выходные вольт-амперной характеристики (ВАХ) транзисторной структуры с каналом из 2D-кристалла, зная зависимости электрохимического потенциала, концентрации носителей заряда и квантовой емкости от потенциала полевого электрода. Дополнительными электрическими характеристиками транзисторной структуры являются крутизна передаточной характеристики $S = dJ_D/dV_G$ при $V_D = \text{const}$, внутреннее сопротивление (дифференциальное выходное сопротивление) $R_i = (dJ_D/dV_D)^{-1}$ при $V_G = \text{const}$, а также коэффициент усиления по напряжению $k_v = dV_D/dV_G = SR_i$ при $J_D = \text{const}$.

Результаты и их обсуждение. Численное моделирование электрофизических параметров и электрических характеристик выполнено для модельного прямозонного двумерного полупроводника с плотностью состояний (2). Выбранный модельный двумерный полупроводник отражает свойства дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ). Дихалькогениды переходных металлов (обычно называемые TMDC) имеют химическую формулу MX_2 , где М представляет собой переходный металл (например, молибден (Mo) или вольфрам (W)) и X представляет собой халькоген (например, сера (S), селен (Se) или теллур (Te)). Объемные TMDC представляют собой материалы Ван-дер-Ваальса, каждый слой которых имеет толщину в три атома и состоит из металлического слоя, зажато между двумя слоями халькогенида. TMDC могут принимать различные кристаллические структуры. Наиболее распространенной является 2H-фаза с тригональной симметрией, что приводит к полупроводниковым характеристикам, таким как MoS_2 , WS_2 , MoSe_2 . Эти полупроводники имеют непрямую запрещенную зону в объеме. Для монослоев запрещенная зона становится прямой и находится в видимом спектре, что делает их привлекательными для оптоэлектроники. Подвижность заряда $\sim 100\text{--}1000 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ делает их популярным выбором для двумерных транзисторов. Другой возможной структурой является металлическая фаза 1T, которая является наиболее стабильной полиморфной модификацией WTe_2 [11–13].

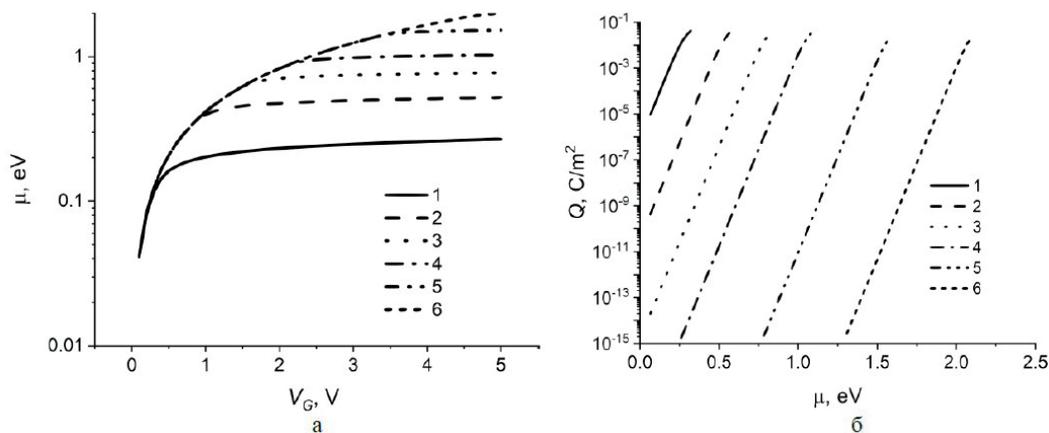
Выполнены расчеты по предложенной модели для двумерного прямозонного полупроводника с шириной запрещенной зоны варьируемой в пределах 0,25–2,1 эВ. Численные значения параметров моделирования транзисторной структуры с двумерным каналом приведены в таблице 1 [10; 12; 13].

Таблица 1 – Параметры транзисторной структуры с каналом из двумерного кристалла

Параметр	Единица измерения	Величина
Ширина двумерного полупроводника, W	мкм	1–3
Длина двумерного полупроводника, L	мкм	5–10
Относительная диэлектрическая проницаемость подзатворного диэлектрика, ϵ_{ox}	отн. ед.	6
Ширина запрещенной зоны двумерного полупроводника, E_c	эВ	0,25–2,2
Эффективная масса электронов, m^*	m^*	0,45–0,6
Удельная емкость поверхностных состояний, C_{it}	Ф/см ²	10–50
Толщина подзатворного диэлектрика, d	нм	5–20
Потенциал полевого электрода, V_G	В	0–5
Потенциал стока, V_D	В	0–10
Подвижность носителей заряда (для электронов), μ	см ² /(В·с)	100–600

На рисунке 1а представлены зависимости электрохимического потенциала от потенциала полевого электрода, полученные для случая $V_G > 0$ при превалировании электронной концентрации. Как можно видеть, его величина насыщается с ростом потенциала V_G ,

а значение в области насыщения увеличивается с ростом ширины запрещенной зоны, достигая значений 1–2 эВ. На рисунке 1б приведены зависимости заряда канала $Q = qn_s$ от электрохимического потенциала для различной ширины запрещенной зоны. Как можно видеть, величины μ и Q взаимосвязаны, что характеризуется линейными зависимостями в полулогарифмических координатах $\log(Q) - \mu$, которые масштабируются величиной ширины запрещенной зоны (рисунок 1б). Это объясняется наличием самосогласования электрохимического потенциала и концентрации носителей заряда посредством статистики Ферми–Дирака и условия электронейтральности транзисторной структуры.

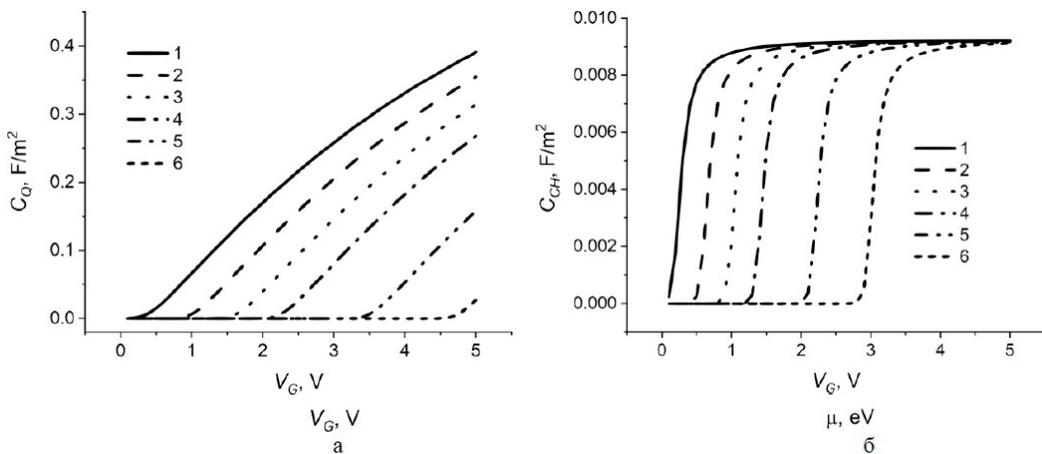


Пояснения: 1 – 0,26 эВ, 2 – 0,52 эВ, 3 – 0,72 эВ, 4 – 1,04 эВ, 5 – 1,44 эВ, 6 – 2,08 эВ.

Рисунок 1 – Связь электрохимического потенциала с потенциалом полевого электрода (а) и зарядом канала (б) при различных величинах ширины запрещенной зоны

На рисунке 2 приведены зависимости квантовой емкости C_Q и емкости канала C_{CH} от потенциала полевого электрода при различной ширине запрещенной зоны. Как можно видеть, эти зависимости имеют пороговый характер, определяемый потенциалом V_G . Величина порогового потенциала растет с увеличением ширины запрещенной зоны от 0,25 В при $E_g = 0,26$ эВ до 4,6 В при $E_g = 2,08$ эВ. Аналогичная картина наблюдается и для емкости канала (рисунок 2б).

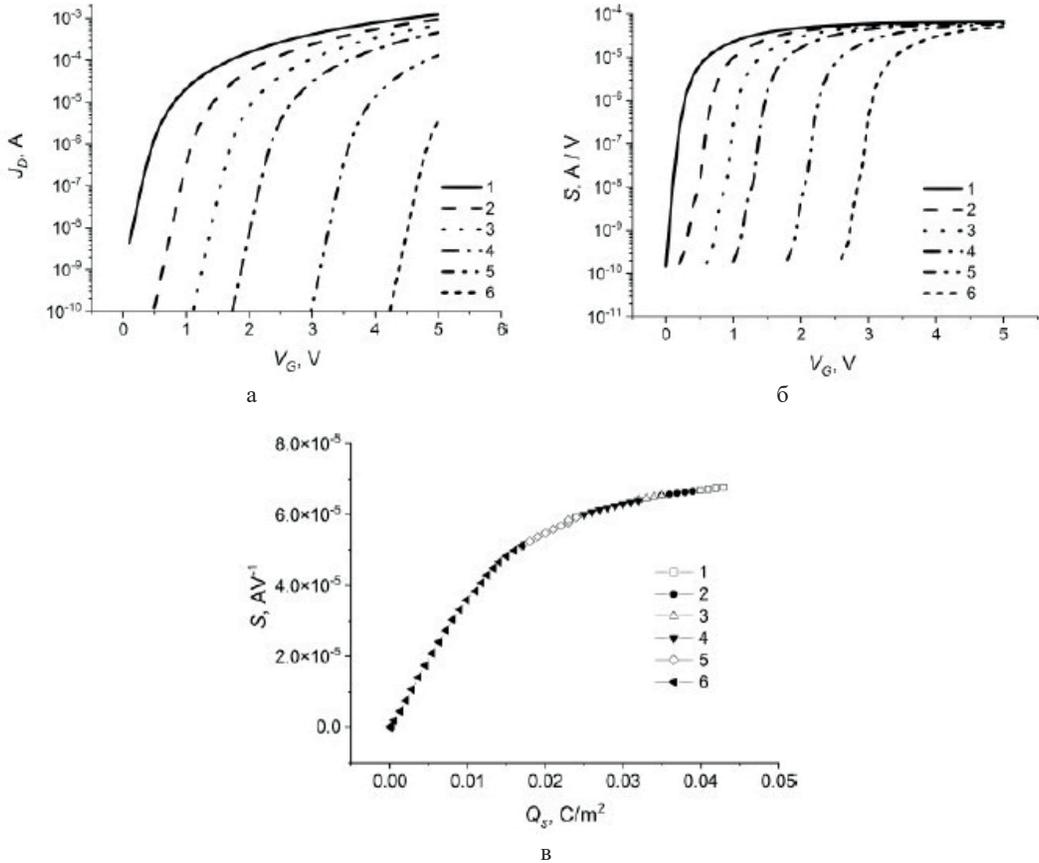
Отличие состоит в том, что для квантовой емкости не наблюдается насыщение, а емкости канала, наоборот, очень быстро выходит на насыщение после прохождения порогового потенциала. Причем величина емкости C_{CH} в насыщении не зависит от ширины запрещенной зоны, что также говорит о наличии взаимосвязи этой емкости с зарядом канала, обусловленной наличием самосогласования.



Пояснения: 1 – 0,26 эВ, 2 – 0,52 эВ, 3 – 0,72 эВ, 4 – 1,04 эВ, 5 – 1,44 эВ, 6 – 2,08 эВ.

Рисунок 2 – Квантовая емкость и емкость канала транзисторной структуры в зависимости от потенциала полевого электрода при различных величинах ширины запрещенной зоны

Аналогичная картина наблюдается и для емкости затвора C_G . Причиной является то обстоятельство, что насыщение достигается, когда значение квантовой емкости C_Q превышает сумму емкостей $C_{ox} + C_{it}$. Это ведет к тому, что тогда емкости канала и затвора перестают зависеть от C_Q и стремятся к значению емкости диэлектрика C_{ox} (выражения (7), (8)). Условие $C_Q > C_{ox} + C_{it}$ наступает быстро после достижения порогового потенциала V_G , что и приводит к резкому росту емкостей затвора и канала, после чего они уже перестают зависеть от C_Q , а также от V_G и E_g и стремятся к значению емкости C_{ox} .



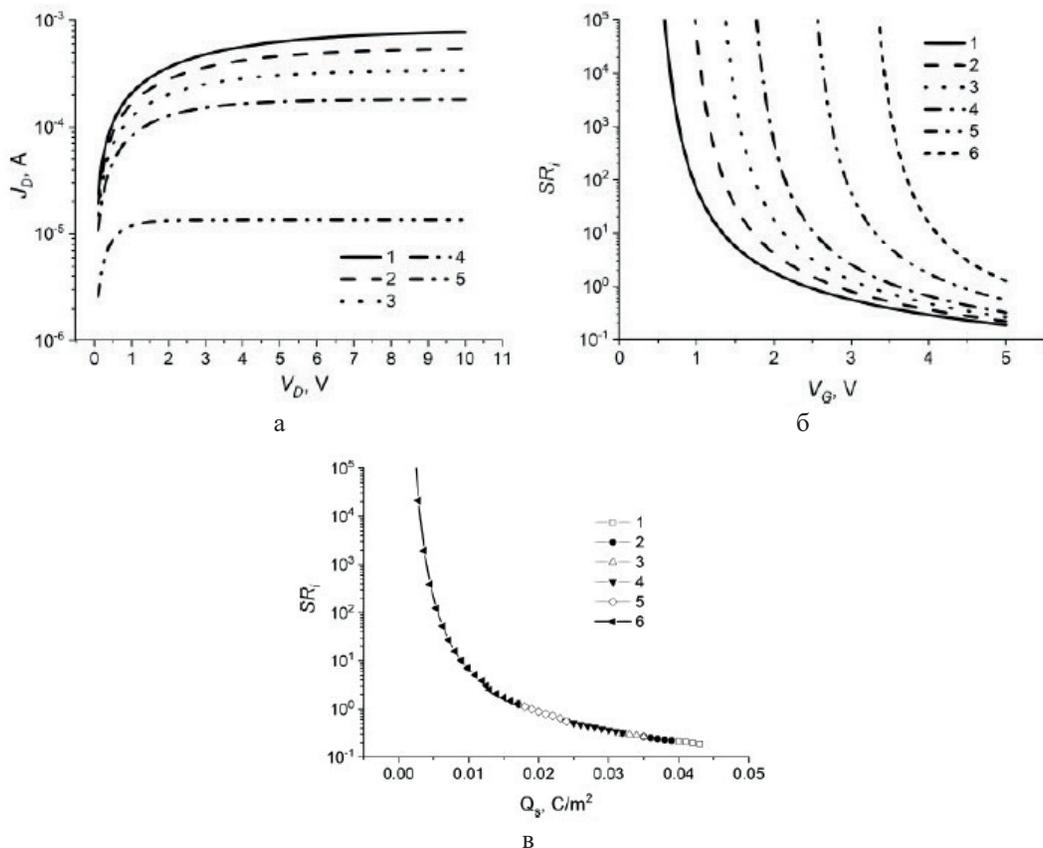
Пояснения: 1 – 0,26 эВ, 2 – 0,52 эВ, 3 – 0,72 эВ, 4 – 1,04 эВ, 5 – 1,44 эВ, 6 – 2,08 эВ.

Рисунок 3 – Передаточная характеристика (а), ее крутизна в зависимости от потенциала полевого электрода (б) и заряда канала (в)

На рисунке 3 приведена передаточная характеристика транзисторной структуры и зависимости ее крутизны от потенциала полевого электрода и заряда канала при различной ширине запрещенной зоны двумерного канала. Как можно видеть из рисунка 3а, передаточная характеристика существенно зависит от ширины запрещенной зоны, рост которой сдвигает ее по оси напряжения V_G и снижает ток канала J_D . Очевидно, что это связано со снижением концентрации носителей заряда (электронов) и соответственно заряда канала. Как показано выше, с ростом потенциала V_G растет электрохимический потенциал и соответственно заряд канала, что ведет к росту тока канала, но выход на насыщение передаточной характеристики не происходит.

Как можно видеть из рисунка 3б, крутизна резко возрастает при определенном значении потенциала V_G , а затем выходит на насыщение с его ростом. Насыщение крутизны связано с насыщением тока канала J_D , так как $S = dJ_D/dV_G$ при $V_D = \text{const}$. А крутой подъем крутизны в относительно узком диапазоне изменения V_G связан с резким ростом заряда канала: заряд характеризуется резким ростом при некотором критичном значении электрохимического потенциала. Это также является дополнительным подтверждением наличия самосогласования параметров транзисторной структуры с двумерным каналом.

На рисунке 3в приведена зависимость крутизны от заряда канала, из которой следует, что она стягивается в одну кривую для разных значений ширины запрещенной зоны E_g . Такое своеобразное вырождение при варьировании ширины запрещенной зоны связано с тем обстоятельством, что при увеличении ширины запрещенной зоны происходит компенсация снижения заряда канала за счет роста электрохимического потенциала, поддерживающего зарядовый баланс транзисторной структуры в целом. Рост E_g ведет к увеличению μ (рисунок 1а), что, в свою очередь, приводит к росту Q (рисунок 1б), что и дает повышение крутизны с увеличением Q . Однако рост крутизны с ростом Q ограничен фиксированными диапазонами (рисунок 3в), границы которых совмещаются из-за наличия самосогласования S и Q через μ .



Пояснения: выходная характеристика при $V_G = 3$ В: 1 – 0,26 эВ, 2 – 0,52 эВ, 3 – 0,72 эВ, 4 – 1,04 эВ, 5 – 1,44 эВ, 6 – 2,08 эВ; на рисунке 4а при $E_g = 2,08$ эВ, ток J_D составляет порядка 10^{-12} А и не показан.

Рисунок 4 – Выходные характеристики (а), коэффициент усиления по напряжению в зависимости от потенциала полевого электрода (б) и заряда канала (в)

На рисунке 4а показаны выходные электрические характеристики транзисторной структуры с двумерным каналом. Как можно видеть, они характеризуются насыщением с ростом потенциала стока V_D и падением тока в насыщении с ростом ширины запрещенной зоны. Очевидно, что выход на насыщение связан с ограничением заряда канала при $V_G = \text{const}$. А снижение тока канала в насыщении с ростом ширины запрещенной зоны объясняется ростом внутреннего сопротивления $R_i = (dJ_D/dV_D)^{-1}$, несмотря на то, что при этом растет электрохимический потенциал и соответственно заряд канала. На рисунке 4б показаны зависимости коэффициента усиления по напряжению $SR_i = dV_D/dV_G$ от потенциала полевого электрода V_G . Как можно видеть, наблюдается его рост со снижением V_G . При $V_G = \text{const}$ увеличение ширины запрещенной зоны ведет к росту SR_i . На рисунке 4в показана зависимость коэффициента усиления SR_i от заряда канала Q_s , из которого следует снижение SR_i с ростом заряда канала. Причем для разной величины запрещенной зоны эта зависимость вырождается в одну кривую аналогично крутизне (рисунок 3в). Отличие в том, что крутизна растет с ростом

заряда канала, а коэффициент усиления падает. Это также связано с более быстрым спадом внутреннего сопротивления по сравнению с ростом крутизны при увеличении заряда канала. Полученные результаты объясняются высоким внутренним сопротивлением, величина которого с уменьшением V_G растет быстрее, чем падает крутизна. Это также говорит в пользу наличия взаимосвязи зарядовых свойств и электрических характеристик транзисторной структуры с двумерным каналом.

Заключение. Моделирование влияния зарядовых свойств на электрические характеристики транзисторной структуры с двумерным прямозонным каналом позволило установить следующие закономерности.

Взаимосвязь электрохимического потенциала и заряда канала характеризуется линейными зависимостями в полулогарифмических координатах $\log(Q) - \mu$, которые масштабируются шириной запрещенной зоны, что обусловливается самосогласованием статистики Ферми–Дирака и условия электронейтральности транзисторной структуры. Подобные взаимосвязи установлены между квантовой емкостью, емкостью канала, емкостью затвора и зарядом канала.

Передаточная характеристика с ростом ширины запрещенной зоны сдвигается по оси потенциала затвора в сторону его роста, снижая при этом ток канала. Крутизна передаточной характеристики носит пороговый и выходит на насыщение с ростом потенциала полевого электрода. Крутой подъем крутизны в относительно узком диапазоне изменения потенциала затвора связан с резким ростом заряда канала при некотором критическом значении электрохимического потенциала. Зависимость крутизны от заряда канала стягивается в одну кривую для разных значений ширины запрещенной зоны. Это объясняется тем, что при увеличении ширины запрещенной зоны происходит компенсация снижения заряда канала за счет роста электрохимического потенциала, поддерживающего зарядовый баланс транзисторной структуры в целом.

Выходные электрические характеристики транзисторной структуры с двумерным каналом характеризуются насыщением с ростом потенциала стока и падением тока в насыщении с ростом ширины запрещенной зоны. Это объясняется ростом внутреннего сопротивления, несмотря на то, что при этом растет электрохимический потенциал и соответственно заряд канала. Наблюдается снижение коэффициента усиления по напряжению с увеличением потенциала затвора и его рост с увеличением ширины запрещенной зоны. При этом коэффициент усиления по напряжению падает с ростом заряда канала и стягивается в одну кривую аналогично крутизне. Отличие в том, что крутизна растет с ростом заряда канала, а коэффициент усиления падает. Это связано с более быстрым спадом внутреннего сопротивления по сравнению с ростом крутизны при увеличении заряда канала и объясняется тем, что величина внутреннего сопротивления с уменьшением потенциала затвора растет быстрее, чем падает крутизна.

Полученные результаты подтверждают наличие самосогласованной взаимосвязи электрофизических параметров, обуславливающих влияние зарядовых свойств на электрические характеристики транзисторной структуры с двумерным каналом.

В общем случае одной из фундаментальных причин установленных эффектов является ограниченность плотности состояний в двумерных полупроводниках по аналогии с графеном, по сравнению, например, с металлами или объемными полупроводниками.

Полученные закономерности влияния зарядовых свойств на электрические характеристики транзисторной структуры с двумерным каналом необходимо учитывать в моделях, описывающих функционирование транзисторных структур с двумерными каналами, которые могут быть востребованы при проектировании двумерных полевых транзисторов нового поколения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 2D materials for future heterogeneous electronics / M. C. Lemme [et al.] // Nature Communications. – 2022. – Vol. 13. – Art. 1392, p. 1–5.
2. A Review of the Synthesis, Properties, and Applications of 2D Materials / V. Shanmugam [et al.] // Particle & Particle Systems Characterization. – 2022. – Vol. 39, issue 6. – Art. 2200031, p. 1–22.

3. 2D transition metal dichalcogenides / S. Manzeli [et al.] // *Nature Reviews Materials*. – 2017. – Vol. 2, issue 8. – Art. 17033.
4. Chemical Vapor Sensing with Monolayer MoS₂ / F. K. Perkins [et al.] // *Nano Letters*. – 2013. – Vol. 13, issue 2. – P. 668–673.
5. *Thompson, S.* MOS Scaling: Transistor Challenges for the 21st Century / S. Thompson, P. Packan, M. Bohr // *Intel Technology Journal*, Q 3. – 1998. – Vol. 2, No. 3. – P. 1–19.
6. *Zeitsoff, P. M.* MOSFET Scaling Trends, Challenges, and Key Associated Metrology Issues Through the End of the Roadmap / P. M. Zeitsoff, H. R. Huff // *Characterization and Metrology for ULSI Technology 2005*, Richardson, Texas (USA), March 15–18, 2005 ; Eds.: D. G. Seller [et al.]. – Melville, NY : American Institute of Physics, 2005. – P. 203–213. – (AIP Conference Proceedings ; vol. 788, issue 1).
7. A Compact Current-Voltage Model for 2D Semiconductor Based Field-Effect Transistors Considering Interface Traps, Mobility Degradation, and Inefficient Doping Effect / Cao Wei [et al.] // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2014 – Vol. 61, No. 12. – P. 4282–4290.
8. *Jiménez, D.* Drift-diffusion model for single layer transition metal dichalcogenide field-effect transistors / D. Jiménez // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 101, issue 24. – Art. 243501.
9. *Zebrev, G. I.* Graphene Field Effect Transistors: Diffusion-Drift Theory / G. I. Zebrev // *Physics and Applications of Graphene-Theory* / ed. by S. Mikhailov. – [S. l.] : InTech, 2011. – P. 476–498.
10. Charge properties of the MOS transistor structure with the channel made from a two-dimensional crystal / T. I. Makovskaya [et al.] // *Russian Microelectronics*. – 2020. – Vol. 49, No. 7. – P. 507–515.
11. A critical review of fabrication challenges and reliability issues in top/bottom gated MoS₂ field-effect transistors / L. R. Thoutam [et al.] // *Nanotechnology*. – 2023. – Vol. 34, No. 23. – Art. 232001.
12. Sensing Behavior of Atomically Thin-Layered MoS₂ Transistors / D. J. Late [et al.] // *American Chemical Society (ACS) nano*. – 2013. – Vol. 7, issue 6. – P. 4879–4891.
13. Single-layer MoS₂ transistors / B. Radisavljevic [et al.] // *Nature Nanotechnology*. – 2011. – Vol. 6, issue 3. – P. 147–150.

Поступила в редакцию 12.09.2023.

“Vesnik of Yanka Kupala State University of Grodno. Series 2. Mathematics. Physics. Informatics, Computer Technology and Control”
Vol. 13, No. 3, 2023, pp. 98–108
© Yanka Kupala State University of Grodno, 2023

Charging properties effect on the transistor heterostructure electrical characteristics with a two-dimensional channel

V. A. Zaitsev¹, D. A. Podryabinkin², V. V. Melnikova³, A. L. Danilyuk⁴

¹ *Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Belarus)*
P. Brovki St., 6, 220013, Minsk, Belarus; e-mail: t-rex-1995@mail.ru

² *Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Belarus)*
P. Brovki St., 6, 220013, Minsk, Belarus; e-mail: arm@tut.by

³ *Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Belarus)*
P. Brovki St., 6, 220013, Minsk, Belarus; e-mail: vitaemaximus@gmail.com

⁴ *Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Belarus)*
P. Brovki St., 6, 220013, Minsk, Belarus; e-mail: danilyuk@nano-center.org

Abstract. The introduction briefly discusses the limitations of using traditional MIS transistors, as well as the advantages, features, and problems of using two-dimensional materials as FET channels. The purpose of the work is formulated, which consists in modeling the effect of charge properties on the electrical characteristics of a transistor structure with a two-dimensional channel, taking into account the properties of materials, interface states, and also the mutual influence of electrical parameters. The main part presents a model of a field-effect transistor structure (simulation object) with a two-dimensional semiconductor channel and a field electrode (gate) separated by a dielectric. A model direct-gap semiconductor characterized by a band gap of 0.25–2.1 eV is considered as a material for a two-dimensional channel. An equation for the channel current is obtained, which takes into account the self-consistent relationship between the electrophysical parameters of the transistor structure. The results of modeling the effect of charging properties and the relationship of electrophysical parameters on the transfer characteristic and its steepness, output characteristic and voltage gain of a transistor structure with a two-dimensional channel are presented. In conclusion, the obtained new regularities are formulated, which consist in establishing the mutual influence of the charge properties of a transistor structure with a two-dimensional channel, its quantum capacitance, channel capacitance and gate capacitance when varying the band gap of the channel material, capacitance of the gate dielectric, capacitance of interface states, gate potential.

New patterns of the effect of charge properties and the relationship of the electrical parameters of a transistor structure with a two-dimensional channel of transition metal dichalcogenides on its transfer and output characteristics, as well as the slope and voltage gain are presented. The results obtained can be used in the design of new nanoelectronic devices based on two-dimensional materials.

Keywords: two-dimensional semiconductor, transistor structure, electrochemical potential, quantum capacitance, charge properties, slope, gain.

References

1. Lemme M. C. [et al.]. 2D materials for future heterogeneous electronics. *Nature Communications*, 2022, vol. 13, art. 1392, pp. 1-5.
2. Shanmugam V. [et al.]. A Review of the Synthesis, Properties, and Applications of 2D Materials. *Particle & Particle Systems Characterization*, 2022, vol. 39, issue 6, art. 2200031, pp. 1-22.
3. Manzeli S. [et al.]. 2D transition metal dichalcogenides. *Nature Reviews Materials*, 2017, vol. 2, issue 8, art. 17033.
4. Perkins F. K. [et al.]. Chemical Vapor Sensing with Monolayer MoS₂. *Nano Letters*, 2013, vol. 13, issue 2, pp. 668-673.
5. Thompson S., Packan P., Bohr M. MOS Scaling: Transistor Challenges for the 21st Century. *Intel Technology Journal*, Q 3, 1998, vol. 2, No. 3, pp. 1-19.
6. Zeitzoff P. M., Huff H. R. MOSFET Scaling Trends, Challenges, and Key Associated Metrology Issues Through the End of the Roadmap. *Characterization and Metrology for ULSI Technology 2005*, Richardson, Texas (USA), March 15-18, 2005 ; Eds.: D. G. Sella [et al.]. Melville, NY, 2005, pp. 203-213. (*AIP Conference Proceedings* ; vol. 788, issue 1).
7. Cao Wei [et al.]. 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.
8. Jiménez D. Drift-diffusion model for single layer transition metal dichalcogenide field-effect transistors. *Applied Physics Letters*, 2012, vol. 101, issue 24, art. 243501.
9. Zebrev G. I. Graphene Field Effect Transistors: Diffusion-Drift Theory. Physics and Applications of Graphene-Theory ; ed. by S. Mikhailov. [S. l.], 2011, pp. 476-498.
10. Makovskaya T. I. [et al.]. Charge properties of the MOS transistor structure with the channel made from a two-dimensional crystal. *Russian Microelectronics*, 2020, vol. 49, No. 7, pp. 507-515.
11. Thoutam L. R. [et al.]. A critical review of fabrication challenges and reliability issues in top/bottom gated MoS₂ field-effect transistors. *Nanotechnology*, 2023, vol. 34, No. 23, art. 232001.
12. Late D. J. [et al.]. Sensing Behavior of Atomically Thin-Layered MoS₂ Transistors. *American Chemical Society (ACS) nano*, 2013, vol. 7, issue 6, pp. 4879-4891.
13. Radisavljevic B. [et al.]. Single-layer MoS₂ transistors. *Nature Nanotechnology*, 2011, vol. 6, issue 3, pp. 147-150.



Уважаемые авторы!

Более подробно требования к оформлению материалов, а также условия для принятия материалов см. на сайте журнала

<http://vesnik.grsu.by>