

Статические уточнённые модели полевых транзисторов с управляемым переходом из различных полупроводников

И.В. Малышев, Н.В. Кадетова

Южный федеральный университет, Таганрог

Аннотация: В работе проведён анализ выходных параметров полевых транзисторов с контактным затвором (управляемым переходом (p-n-переходом или затвором Шоттки)) как из современных высокоподвижных полупроводников (типа $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$ и др.), так и полупроводников типа Si, Ge. Показано, что при уменьшении пролётных областей до микро- и наноразмерных величин и возникновении условий действия сильных напряжённостей электрических полей, необходимо учитывать зависимости подвижности носителей от этого поля. Проведены сравнительные анализы полученных результатов с классическими известными соотношениями.

Ключевые слова: Эффективная масса, дрейфовая скорость, напряжённость электрического поля, электронная подвижность, вольтамперная характеристика (ВАХ), область дрейфа, пороговое поле эффекта Ганна, поле насыщения.

Известно, что статические ВАХ, используемые в прикладных программах компьютерного анализа при моделировании электронных устройств, не учитывают ряд физических эффектов, которые проявляют себя тем в большей степени, чем меньше размер подзатворной области дрейфа и чем ниже температура подложки. Причина появления этих эффектов, которые приводят к отклонению экспериментальных выходных и проходных характеристик от рассчитанных по известным теоретическим уравнениям, заключается в том, что в этой области создаётся участок с повышенной напряжённостью электрического поля [1]. При этом возникает сильная зависимость эффективной массы электрона от величины кинетической энергии [2], которая прямо пропорциональна этой напряжённости [3,4]. Ранее [5] этот эффект учитывался для моделирования устройств на диодах Ганна и различных транзисторах на горячих электронах, но в составе полных локальных моделей [6,7], которые при расчёте требуют применения довольно сложных численных методов. В работах [2,8] проведены анализы условий и возможности применения этих нелинейных зависимостей, являющихся результатом отклонения дисперсии от квадратичного закона [2,7]. В этих

работах доказано, что наибольшее удобство для практических применений представляет соотношение, основанное на разложении функции $\frac{1}{m} = f(W)$ в ряд Тейлора относительно значения величин m_0 и W_0 и в отсутствии поля E :

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_0} \left(1 - p_m \frac{W - W_0}{W_0} \right); \quad p_m = -m_0 W_0 \left. \frac{d\left(\frac{1}{m}\right)}{dW} \right|_{W=W_0} \quad (1)$$

(m_0 и W_0 - значения эффективной массы и кинетической энергии на дне зоны проводимости, p_m - параметр разложения в ряд, принимающий различные значения для конкретных полупроводников (для GaAs: $p_m = 0,1$ [2,4])).

Если рассмотреть стационарный вариант уравнения усредненного дрейфа и разогрева [4]:

$$\frac{dP}{dt} = eE - \frac{P}{\tau}; \quad \frac{dW}{dt} = \frac{ePE}{m} - \frac{W - W_0}{\tau_3}; \quad (2)$$

где P - средний импульс носителя, e - его заряд, τ и τ_3 - времена релаксации импульса и энергии, то нетрудно получить соотношение:

$$U = \frac{P}{m} = \left(\frac{e\tau E}{m_0} \right) \frac{1}{1 + \left(\frac{E}{E_{\Pi}}\right)^2}; \quad E_{\Pi}^2 = \frac{W_0 m_0}{p_m e^2 \tau \tau_3}, \quad (3)$$

определяющее скорость дрейфа $U = \mu E$, из которого следует строго обоснованное выражение:

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \left(\frac{E}{E_{\Pi}}\right)^2}; \quad \mu_0 = \frac{e\tau}{m_0}, \quad (4)$$

характеризующее зависимость подвижности μ от напряжённости электрического поля E .

Будем использовать эту зависимость для моделей полевых транзисторов (ПТ) с управляемым переходом (затвором Шоттки (ПТШ) или p - n -переходом) (ПТУП) из высокоподвижных полупроводников типа $A^{III}B^V$.

Аналогичная зависимость была получена и для электронной подвижности в обычных полупроводниках типа Si, Ge [2,4,5]:

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + |E/E_H|}, \quad (5).$$

где E_H - напряженность электрического поля в канале ПТ (насыщения), при которой на дрейфовой характеристике почти наступает насыщение, а подвижность падает в два раза; μ_0 - подвижность носителей в слабом поле (на дне ЗП).

Рассмотрим эскиз ПТУП, например, ПТШ, с межэлектродными размерами l_1 , l_2 , l , высотой структуры a , длиной b и размерами затвора L_3 и l (Рис. 1) [6,7]. Размеры указаны для ПТШ АП326А-2.

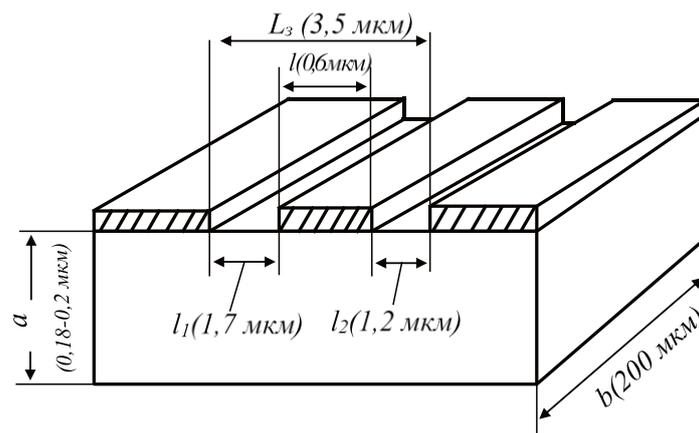


Рис.1 Эскиз конструкции ПТШ (на примере АП326А-2)

Рассмотрение будем проводить в следующих приближениях:

- область пространственного заряда (ОПЗ) под затвором распространяется строго в границах канала (модель Шокли);
- ОПЗ от истока к стоку распределена линейно, причем у истокового края канала ОПЗ отсутствует, а у стокового она имеет максимальное значение;
- напряженность электрического поля постоянна и однородна вдоль сечения канала;
- дрейфовый ток протекает в усредненном вдоль всей длины исток-сток сечении канала ($\alpha - \delta_{cp}$), где $\alpha = \sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0 U_{отс} / (eN)}$, (e – заряд электрона, N –

концентрация примесей, ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума).

Дрейфовый ток, протекающий в канале, имеет плотность в случае учёта (4):

$$j = eN\mu E = \frac{eN\mu_0 U_{си}}{\left[1 + \left(\frac{E}{E_n}\right)^2\right]} l\varepsilon = I_c / (\alpha - \delta_{ср}) L_3 \quad (6)$$

Если учесть, что $\delta_{ср} = \frac{1}{2} \sqrt{P\delta(|U_{зи}| + U_{си})}$, где $P\delta = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{eN}$, можно получить простое соотношение:

$$I_c = AU_{си} \left[2\sqrt{P\delta U_{отс}} - \sqrt{P\delta(|U_{зи}| + U_{си})} \right] / (U_{си}^2 + U_{п}^2), \quad (7)$$

$$\text{где } A = \frac{1}{2} eN\mu_0 l\varepsilon E_n^2 L_3, \quad U_{п} = l\varepsilon E_n,$$

которое описывает источник тока в моделях ПТУП из полупроводников типа $A^{III}B^V$. Видно, что соотношение (5) будет демонстрировать некоторое уменьшение тока стока в области насыщения ВХ, что реально имеет место на практике (Рис. 2) для диапазона рабочих значений $U_{си}$. (На Рис. 2 штриховыми линиями приведены экспериментальные характеристики для ПТШ АП326А-2, сплошными – рассчитанные по соотношению (7) и физико-топологическим данным этого ПТ [6,8], а штрихпунктирными линиями изображены результаты расчета по соотношению (7) при $U_n = \infty$, когда рассматриваемый эффект не учитывался ($A = 33,6969 \cdot 10^4 \frac{A}{B}$; $U_n = 1,4$ В; $U_{отс} = -3,46$ В).

В случае учета соотношения (5) для полупроводников типа Ge; Si можно получить уравнение, аналогичное (7):

$$I_c / (\alpha - \delta_{ср}) L_3 = (eN\mu_0 U_{си}) / (l\varepsilon |E_n| + U_{си}), \quad (8)$$

что окончательно даст:

$$I_c = B * U_{си} \left[2\sqrt{P\delta(|U_{отс}|)} - \sqrt{P\delta(|U_{зи}| + U_{си})} \right] / (U_{си} + U_n), \quad (9)$$

$$\text{где: } B = 1/2 eN\mu_0 L_3 |E_n|, \quad U_n = l\varepsilon |E_n|.$$

Полученное соотношение (9) уточняет семейство ВАХ ПТУП, приближая их к реальным.

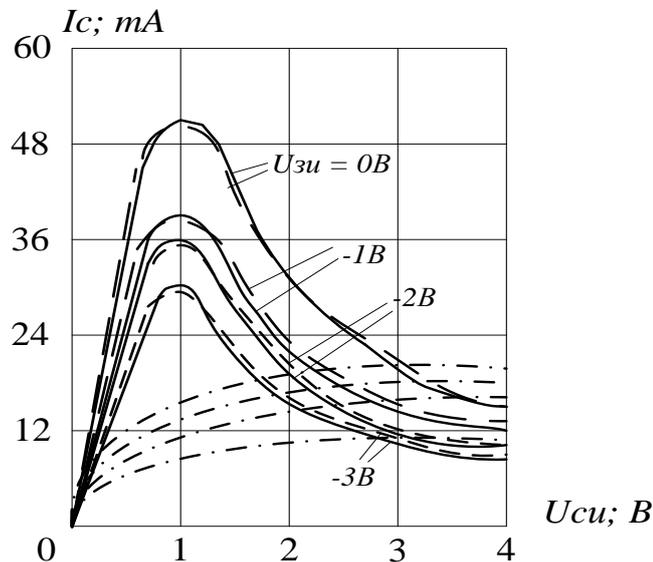


Рис. 2. Выходные ВАХ ПТШ АП326А-2 (сплошные линии – расчёт по (7), штриховые линии – эксперимент, штрихпунктирные линии – расчёт без учёта зависимости (4))

Далее, проведём аналогичное рассмотрение статической ВАХ ПТ при использовании другого аппроксимирующего соотношения. Так, подстановка соотношения (5) в уравнение, исходя из которого, определяется выходная ВАХ для тока стока I_C ПТУП (с контактным затвором, т.е. с $p-n$ -переходом или с барьером Шоттки) [6,9]:

$$|I_C| = \gamma b_1 a_1 \left(1 - \sqrt{\frac{y + U_{зи}}{U_{зи.отс.}}} \right) \frac{d\varphi}{dx_1}, \#(10)$$

даст после интегрирования от истока к стоку вдоль оси x_1 при граничных условиях:

$$\begin{aligned} x_1 = 0; & \quad \varphi = 0; \\ x_1 = l; & \quad \varphi = U_{си}, \end{aligned} \#(11)$$

зависимость, аппроксимирующую выходную вольтамперную характеристику в безразмерной форме:

$$\sqrt{x} \left(1 + \frac{y}{a}\right) = \frac{2}{a} \left[y + \frac{2}{3} (z^{3/2} - (z + y)^{3/2}) \right], \quad (12)$$

$$x = \frac{4I_C^2}{(en\mu_0 a_1 b_1 E_H)^2}; \quad y = \frac{U_{си}}{U_{зи\ отс}}; \quad z = \frac{U_{зи}}{U_{зи\ отс}}; \quad a = \frac{lE_H}{U_{зи\ отс}}; \#$$

где: a_1, l, b_1 - высота, ширина и длина канала, соответственно, φ - потенциал вдоль оси x_l от истока к стоку, $\gamma = en\mu$ - удельная проводимость канала [7,10].

Тогда как классическое соотношение для выходных ВАХ имеет вид:

$$\sqrt{x} = \frac{2}{a} \left[y + \frac{2}{3} (z^{3/2} - (z + y)^{3/2}) \right]; \# (13)$$

(в этом соотношении в выражении для γ подвижность является константой $\mu = \mu_0$).

Очевидно, учёт зависимости (5) приводит к более низкому, нежели в классическом случае, ходу выходных ВАХ. Этот факт находит своё подтверждение на Рис. 3, где сплошными линиями изображены ВАХ, построенные по зависимости (12), а пунктирной – по (13).

Видно, что лучшее совпадение этих кривых имеет место при больших a , что говорит о необходимости применения зависимости (5) при работе с ПТ с короткой длиной затвора (СВЧ и КВЧ диапазонов), при работе на пологих участках (участках, близких к насыщению).

В случае МДП ПТ из Ge или Si необходимо соотношение (5) учесть в уравнении для источника тока стока, работающего на крутом участке ВАХ [10]:

$$I_c = \mu \frac{CoxLz}{l_3} \left(U_{зи} - U_{пор} - \frac{1}{2} U_{си} \right) U_{си}, \quad (14)$$

где : $U_{пор} = U_{FB} + 2\varphi_F + K\sqrt{2\varphi_F - U_{ип}}$; U_{FB} - напряжение плоских зон, определяемое постоянным зарядом в диэлектрической плёнке затвора и разностью работы выхода для полупроводникового материала подложки и металла затвора, $2\varphi_F$ - собственная разность потенциалов на p-n - переходе

исток-подложка; $U_{ипп}$ – напряжение на подложке относительно истока; $K = \sqrt{(2 e \epsilon \epsilon_0 N) / C_{ох}}$.

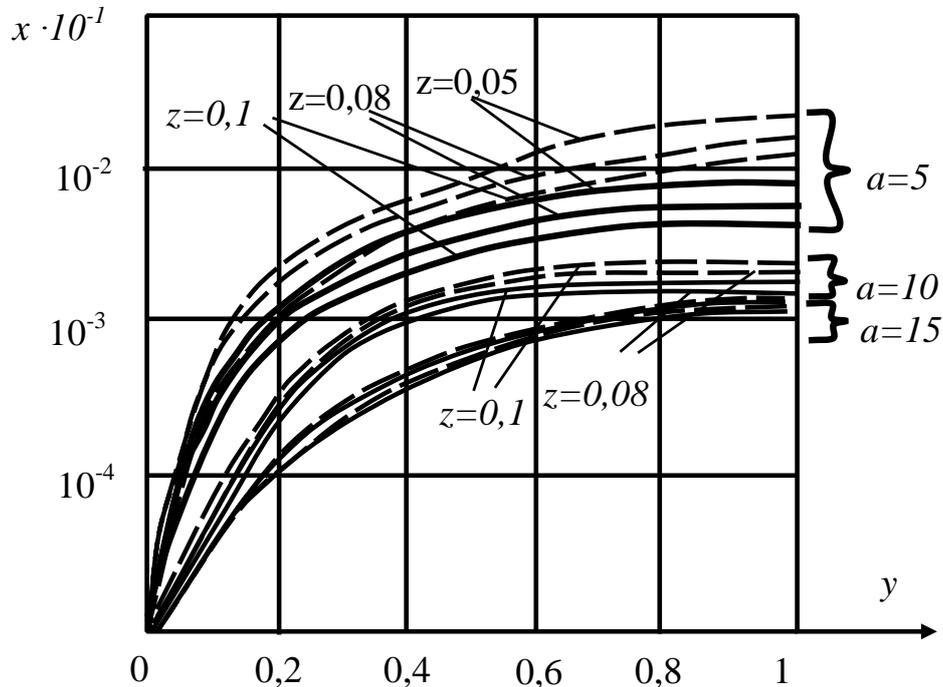


Рис. 3 Выходные ВАХ ПТУП из Si (сплошные линии- расчёт по (12), штриховые – расчёт по (13))

Учет (5) в (14) даст соотношение:

$$I_{си} = \frac{|U_{ипп}|}{U_{зи} + |U_{ипп}|} \frac{(\mu_0 C_{ох})}{l_3} \left(U_{зи} - U_{пор} - \frac{1}{2} U_{си} \right) U_{си}, \quad (15)$$

где $|U_{ипп}| = |E_{п}|L_3$.

Для МДП ПТ из материалов типа $A^{III}B^V$, с учетом (4), получается соотношение, аналогичное (15), но отличающееся от него тем, что вместо первого множителя, содержащего $|U_{ипп}|$, будет стоять множитель $\frac{U_{пп1} \cdot U_{пп2}}{U_{пп2}^2 + U_{си}^2}$, где $U_{пп1} = E_{п}L_3$. Этот подход также требует дальнейшего анализа.

Литература

1. Fischetti M.V., Vandenerghe W.G. Advanced Physics of Electron in Semiconductors and Nanostructures - Springer Switzerland - 2016. 481 p.



2. Малышев В.А. Метод анализа микроволновых нелинейных процессов в объёме полупроводников с переменной эффективной массой носителей заряда в сверхрешётках и в приборах на их основе // Известия ВУЗов. Электроника. 1999. № 4. С. 3-10.

3. Bhattacharya Sitangshu, Ghatak Kamakhua Prasad Effective Electron Mass in Low-Dimensional Semiconductors - Springer Berlin Heidelberg - 2013. 550 p.

4. Малышев И.В., Осадчий Е.А., Филь К.А. Способы учёта энергозависимости эффективной массы горячих носителей в объёме полупроводника типа $A^{III}B^V$ для различных случаев дисперсии // Инженерный вестник Дона, 2017, №4. URL: ivdon.ru/magazine/archive/n4y2017/4396/.

5. Montanari Simone. Fabrication and Characterization of Planar Gunn Diodes for Monolithic Microwave Integrated Circuits // Schriften des Forschungszentrums Jülich Reihe Informationstechnik / Information Technology Band / 2005, Vol.9. 164 p.

6. Peter Y.Yu, Cardona M. Fundamentals of semiconductors. Physics and material properties – Springer- 2010. 793 p.

7. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия: пер. с англ. М.: Мир, 1991. 632 с.

8. Малышев И.В., Филь К.А., Гончарова Н.А. Определение компонент объемной проводимости полупроводников типа $A^{III}B^V$ в сильных постоянных электрических полях и при гармоническом воздействии // Известия вузов. Электроника. 2019, №24. С. 9-15.

9. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Ленинград: Наука, 1970. 248 с.

10. Малышев И.В., Паршина Н.В. Способ нахождения параметра киральности среды на основе анализа материальных уравнений //



Инженерный вестник Дона, 2021, №12. URL
ivdon.ru/magazine/archive/n12y2021/7361/.

References

1. Fischetti M.V., Vandenerghe W.G. Advanced Physics of Electron in Semiconductors and Nanostructures. Springer Switzerland . 2016. 481 p.
2. Malyshev V.A. Izvestiya Vuzov. Elektronika. 1999, №4 - pp. 3-10.
3. Bhattacharya Sitangshu, Ghatak Kamakhua Prasad Effective Electron Mass in Low-Dimensional Semiconductors. Springer Berlin Heidelberg. 2013. 550 p.
4. Malyshev I.V., Osadchyi E.N., Fil K.A. Inzhenernyj vestnik Dona, 2017, №4. URL: ivdon.ru/magazine/archive/n4y2017/4396/.
5. Montanari Simone. Schriften des Forschungszentrums Jülich Reihe Informationstechnik. Information Technology Band.Vol. 9. 2005. 164 p.
6. Peter Y.Yu, Manuel Cardona. Fundamentals of semiconductors. Physics and material properties. Springer. 2010. 793 p.
7. Shur M. Sovremennyye pribory na osnove arsenida galliya [Modern devices based on Gallium Arsenide]. Moskva. 1991. 632 p.
8. Malyshev I.V., Fil K.A., Goncharova O.A. Izvestiya Vuzov. Elektronika. 2019. V.24. pp. 9-15.
9. Askerov B.M. Kinetycheskiye efekty v poluprovodkikakh [Kinetic effects in semiconductors]. Leningrad. 1970. 248 p.
10. Malyshev I.V., Parshina N.V. Inzhenernyj vestnik Dona, 2021, №12. URL: ivdon.ru/magazine/archive/n12y2021/7361/.