

# Моделирование вольт-амперных характеристик полевого транзистора с сегнетоэлектрическим изолятором

© Л.С. Берман

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 9 апреля 2001 г. Принята к печати 10 апреля 2001 г.)

## 1. Введение. Постановка задачи

В последние годы ведется интенсивная разработка полевых транзисторов (ПТ) на структурах металл–сегнетоэлектрик–полупроводник (МСЭП) для их использования как элементов памяти [1–9]. При разработке таких транзисторов (МСЭП ПТ) используются главным образом перовскитные полупроводники, технологически совместимые с сегнетоэлектриками (СЭ) [1,2,10,11]. В этих ПТ проводимость канала модулируется без образования инверсионного слоя. При разработке МСЭП ПТ актуальной задачей является моделирование их вольт-амперных характеристик (ВАХ), позволяющее прогнозировать параметры этих транзисторов. В работе [8] выполнено моделирование вольт-амперных характеристик МСЭП ПТ с сегнетоэлектриком  $\text{PbTiO}_3$  и с каналом из  $n$ -кремния. В работе [12] выполнено моделирование МСЭП ПТ путем анализа его эквивалентной схемы.

В нашей предыдущей работе [13] было выполнено моделирование петли гистерезиса структуры МСЭП, основанное на анализе экспериментальной петли гистерезиса структуры металл–сегнетоэлектрик–металл (МСЭМ)  $P(E_f)$ , последняя аппроксимировалась гиперболическим тангенсом ( $P$  — поляризация СЭ,  $E_f$  — электрическое поле в СЭ). В настоящей работе моделирование вольт-амперных характеристик МСЭП ПТ также основано на анализе экспериментальных зависимостей  $P(E_f)$  структур МСЭМ; устойчивы те значения поляризации, которые находятся на насыщенной петле гистерезиса или внутри нее.

Для структуры МСЭП зависимости  $P(E_f)$  для восходящей и нисходящей ветвей петли гистерезиса те же, что и для структуры МСЭМ (при прочих равных условиях); однако зависимости  $P(V)$  для этих двух структур различны, так как в структуре МСЭП часть внешнего напряжения  $V$  приложена к полупроводнику, что создает деполаризующее действие полупроводника.

Принимается, что контакт к СЭ образует барьер Шоттки, а контакт к полупроводнику — омический и что СЭ и полупроводник легированы мелкими акцепторами. Принимается также, что ток через СЭ мал и не изменяет поляризации. Пренебрежем также зарядами на границе раздела СЭ–полупроводник.

## 2. Поляризация сегнетоэлектрика

В структуре МСЭМ возрастание поляризации  $P(E_f)$  от  $-P_s$  до  $P_s$  (восходящая ветвь насыщенной петли гистерезиса,  $P_s$  — спонтанная поляризация) и ее производная аппроксимируются выражениями (20)–(22) из работы [14]. Уменьшение поляризации от  $P_s$  до  $-P_s$  (нисходящая ветвь насыщенной петли гистерезиса) и ее производная аппроксимируются выражениями (19) и (23) из работы [14]. Для расчета зависимости  $P(E_f)$  внутри насыщенной петли гистерезиса использовались выражения (1) и (2) из работы [15].

Заряд в полупроводнике  $Q_s$  однозначно определяется потенциалом поверхности полупроводника  $\psi_s$  [16–18] (напряжения отсчитываются от контакта к полупроводнику). На границе раздела полупроводник–сегнетоэлектрик выполняется соотношение

$$\varepsilon_0 \varepsilon_s E_s = \varepsilon_0 E_f + P, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\varepsilon_s$  — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $E_s$  — электрическое поле в полупроводнике.

Используя известное соотношение

$$\varepsilon_0 \varepsilon_s E_s = -Q_s, \quad (2)$$

получаем

$$dE_f = -\frac{dQ_s}{\varepsilon_0 + dP/dE_f}, \quad (3)$$

где  $dQ_s$  и  $dE_f$  — изменение заряда  $Q_s$  и поля  $E_f$  при изменении потенциала  $\psi_s$ . Из трансцендентного уравнения (1) можно определить значение  $E_f$ , а затем вычислить  $P(E_f)$  и  $dP/dE_f$ .

Для СЭ уравнение Пуассона принимает вид (см., например, [19])

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0 + dP/dE_f}, \quad (4)$$

где  $\rho$  — плотность объемного заряда в СЭ.

Выполняется численное интегрирование уравнения Пуассона по толщине СЭ. На расстоянии  $dx_1 = w_f/n$  от границы раздела ( $w_f$  — толщина СЭ,  $n$  — целое число) имеем электрическое поле

$$E_1 = E_f + \frac{dE_f}{dx} dx_1 = E_f + \left( \frac{\rho}{\varepsilon_0 + dP/dE_f} \right) \frac{w_f}{n} \quad (5)$$

и потенциал

$$\psi_1 = \psi_s - E_f \frac{w_f}{n}. \quad (6)$$

Далее используется рекуррентный метод: значения поля, потенциала и поляризации вычисляются через предыдущие значения этих величин. Таким путем вычисляются зависимости  $\psi_s$ ,  $Q_s$ ,  $V_f$ ,  $P_{fs}$  и  $P_{fm}$  от внешнего напряжения  $V$  ( $V_f$  — падение напряжения в СЭ;  $P_{fs}$ ,  $P_{fm}$  — поляризация СЭ на границе с полупроводником и с металлом соответственно; в дальнейшем индекс "fs" при  $P_{fs}$  опускаем).

При поляризации выполняется соотношение

$$\psi_s + V_f = V + V_{bi}, \quad (7)$$

где  $V_{bi}$  — контактная разность потенциалов между СЭ и электродом к СЭ.

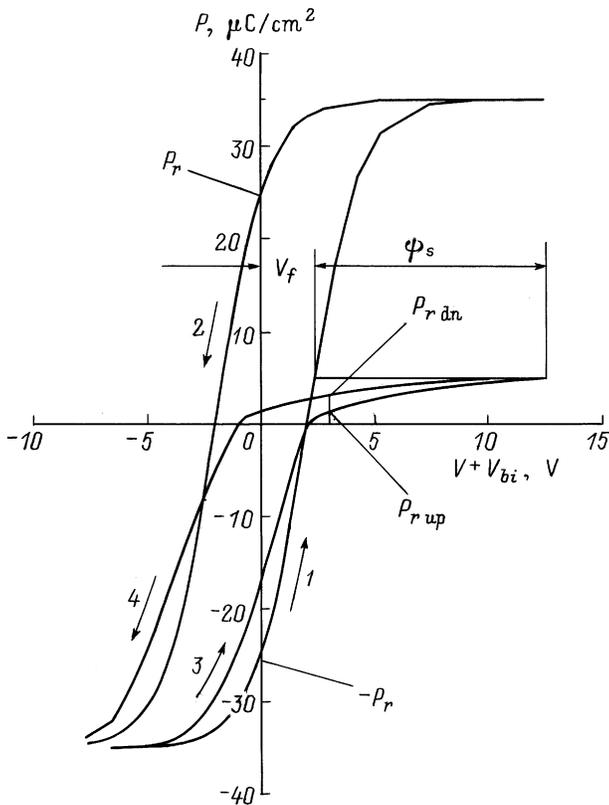
Для МСЭП ПТ основными параметрами являются два значения остаточной поляризации:

1)  $P_{rup}$ , в которое структура приходит по восходящей ветви петли гистерезиса от  $V < 0$  до  $V = 0$ ;

2)  $P_{rdn}$ , в которое структура приходит по нисходящей ветви от  $V > 0$  до  $V = 0$ .

Определим значения  $P_{rup}$  и  $P_{rdn}$  для структуры МСЭП. Примем следующие значения параметров.

1. Для СЭ: спонтанная поляризация  $P_s = 35$  мкКл/см<sup>2</sup>, остаточная поляризация  $P_r = 25$  мкКл/см<sup>2</sup>, коэффциентное



**Рис. 1.** Петля гистерезиса структуры металл-сегнетоэлектрик-металл (1, 2) и структуры металл-сегнетоэлектрик-полупроводник (3, 4). Остальные пояснения в тексте.

поле  $E_c = 2 \cdot 10^5$  В/см, концентрация мелких акцепторов  $N_f = 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, толщина  $w_f = 0.1$  мкм.

2. Для полупроводника: относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_s = 10$ , концентрация мелких акцепторов  $N_s = 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

$V_{bi}, \text{В}$	Восходящая ветвь		Нисходящая ветвь	
	$P_{rup}, \text{мкКл/см}^2$	$\psi_s, \text{В}$	$P_{rdn}, \text{мкКл/см}^2$	$\psi_s, \text{В}$
1	-8.1	-0.5	1.8	1.1
2	-0.45	-0.01	2.4	2.0
3	1.4	0.85	2.8	2.8

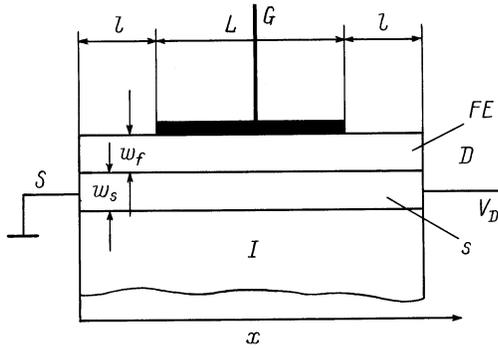
Результаты расчетов приведены на рис. 1 (кривые 3,4), там же для сравнения приведена насыщенная петля гистерезиса структуры МСЭМ с таким же СЭ, но при отсутствии примесей в СЭ, т.е.  $N_f = 0$  (кривые 1, 2). При обогащении поверхности полупроводника ( $\psi_s < 0$ ) ее свойства приближаются к свойствам металла, поэтому восходящие ветви структур МСЭМ и МСЭП близки (кривые 1, 3). При обеднении поверхности полупроводника ( $\psi_s > 0$ ) возрастание напряжения  $V$  приводит к увеличению потенциала  $\psi_s$ ; поэтому падение напряжения на СЭ (следовательно, и его поляризация) изменяется мало (см. также [13]). На рис. 1 показаны значения  $V_f$  и  $\psi_s$  при  $V + V_{bi} = 12.5$  В. В таблице приведены значения  $P_{rup}$  и  $P_{rdn}$  при различных значениях  $V_{bi}$ , а также соответствующие значения  $\psi_s$ .

Расчеты были выполнены для случая, когда при наибольшем значении  $\psi_s$  ( $\psi_s = \psi_{s \max}$ ) толщина области объемного заряда в полупроводнике  $h$  меньше толщины полупроводника  $w_s$ . Равенству  $h = w_s$  соответствует некоторый критический потенциал  $\psi_{scr}$ , который определяется из формулы (см. работу [17])

$$\psi_{scr} = \frac{qN_s w_s^2}{2\epsilon_0 \epsilon_s}. \quad (8)$$

Для принятого значения  $w_s = 0.01$  мкм из (8) получаем  $\psi_{scr} = 0.9$  В. Для восходящей ветви значение  $\psi_{scr} = 0.9$  В соответствует значению  $V + V_{bi} = 3.2$  В. Поэтому для восходящей ветви при  $V + V_{bi} < 3.2$  В зависимость  $P(V + V_{bi})$  вычислена правильно, но при  $V + V_{bi} > 3.2$  В, а также для всей нисходящей ветви зависимости  $P(V + V_{bi})$ , приведенные на рис. 1, следует рассматривать как первое приближение.

Зададим  $V_{bi} = 3$  В, т.е. вблизи запирающего канала. На восходящей ветви увеличим напряжение до 8–10 В, а затем уменьшим до 0. Нисходящая ветвь проходит выше восходящей ветви. Это значит, что при  $V = 0$  имеем  $P_{rdn} > P_{rup}$ . Следовательно, при  $V = 0$  заряд в полупроводнике  $|Q_s|$  и соответствующий ему потенциал поверхности полупроводника  $\psi_s$  для нисходящей ветви больше, чем для восходящей, т.е. область объемного заряда проходит сквозь полупроводник (канал заперт).



**Рис. 2.** Схематическое изображение конструкции полевого транзистора металл-сегнетоэлектрик-полупроводник: *S* — источник, *G* — затвор, *D* — сток, *I* — изолятор, *FE* — сегнетоэлектрик, *S* — полупроводник.  $w_f, w_s$  — толщина сегнетоэлектрика и полупроводника соответственно.  $b = 230$  мкм — ширина канала,  $w_f = 0.1$  мкм,  $w_s = 0.01$  мкм,  $l = 40$  мкм,  $L = 320$  мкм.

### 3. Вольт-амперные характеристики

На рис. 2 схематически изображена конструкция полевого транзистора с изолятором из СЭ. В рабочем режиме имеем напряжение на затворе  $V_G = 0$ , при этом имеем  $P = P_{rup}$  или  $P = P_{rdn}$ .

При прохождении тока в канале выполняется соотношение

$$\psi_s + V_f = V_{bi} - V_{ch}, \quad (9)$$

где  $V_{ch}$  — падение напряжения вдоль канала (ср. выражения (7) и (9)). Ток в канале ( $I$ ) определяется из выражения

$$I = u_p b Q_c E, \quad (10)$$

где  $u_p$  — подвижность дырок,  $b$  — ширина канала,  $Q_c$  — заряд дырок в полупроводнике на единицу площади затвора,  $E$  — поле вдоль канала. Поляризация СЭ осуществляется до подачи считывающего напряжения  $V_D$  на сток. Это позволяет вычислить зависимости  $Q_c(\psi_s)$  и  $Q_c(V_{bi} - V_{ch})$  аналогично вычислению зависимостей  $Q_s(\psi_s)$  и  $Q_s(V + V_{bi})$  (см. выше).

Падение напряжения между источником и левым краем затвора (при  $x = l$  — см. рис. 2) определяется из выражения

$$V_l = \frac{Il}{u_p b Q_{eq}}, \quad (11)$$

где  $Q_{eq} = qp_{eq}w_s$  — равновесное значение  $Q_c$ ,  $p_{eq}$  — равновесная концентрация дырок в полупроводнике.

В рабочей части канала, т.е. под затвором, имеем

$$dV_{ch} = \frac{I}{u_p b Q_c} dx. \quad (12)$$

При  $x = x_1 = L/n + l$  имеем

$$V_{ch(1)} = V_l + \frac{IL}{u_p b Q_{c0} n}, \quad (13)$$

где  $Q_{c0}$  — значение  $Q_c$  при  $V_{ch} = V_l$ ,  $n \gg 1$  — целое число. При  $x = x_i = Li/n + l$  ( $0 < i < n$ ) выполняется

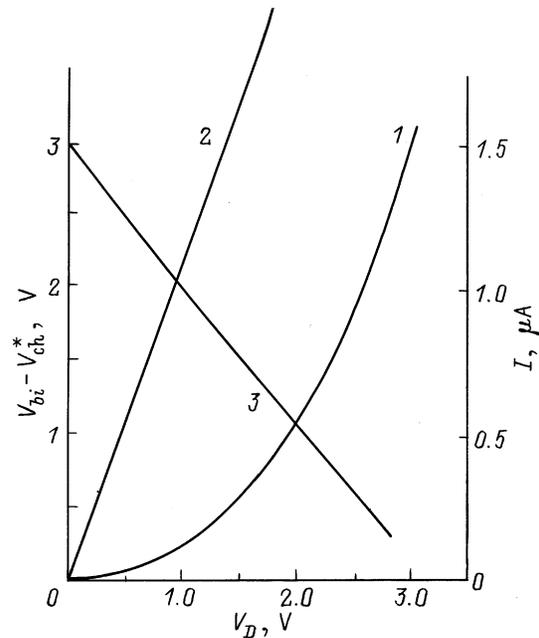
соотношение

$$V_{ch(i+1)} = V_{ch(i)} + \frac{IL}{u_p b n Q_{ci}}, \quad (14)$$

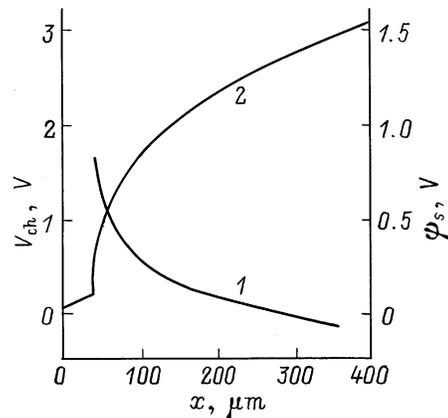
где  $Q_{ci}$  — известная функция ( $V_{bi} - V_{chi}$ ) (см. выше).

Зависимость  $Q_c$  от  $V_{bi} - V_{ch}$  аппроксимируется, например, полиномом  $n$ -й степени. Затем задается значение тока  $I$ , и из выражения (14) вычисляется падение напряжения вдоль канала. Таким путем вычисляется вся ВАХ.

При одинаковом типе проводимости СЭ и полупроводника (например,  $p$ -тип) МСЭП ПТ может работать при обеих полярностях напряжения стока. Приведем результаты моделирования ВАХ для принятых выше параметров СЭ, полупроводника и ПТ. Оптимальным режимом работы МСЭП ПТ является полное запираение



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики при  $V_{bi} = 3$  (1), 2В (2) и зависимость  $V_{bi} - V_{ch}^*$  от  $V_D$  при  $V_{bi} = 3$  В (3).



**Рис. 4.** Распределение потенциала  $\psi_s$  (1) и напряжения вдоль канала  $V_{ch}$  (2) при  $I = 1.6$  мкА и  $V_{bi} = 3$  В.

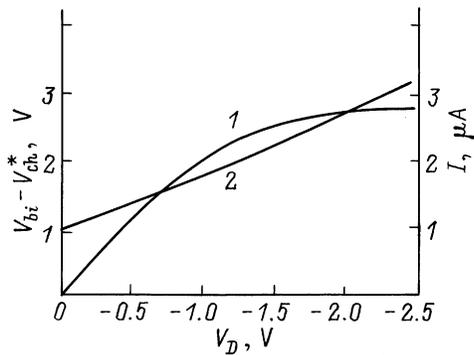


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика (1) и зависимость  $V_{bi} - V_{ch}^*$  от  $V_D$  при  $V_{bi} = 1$  В (2).

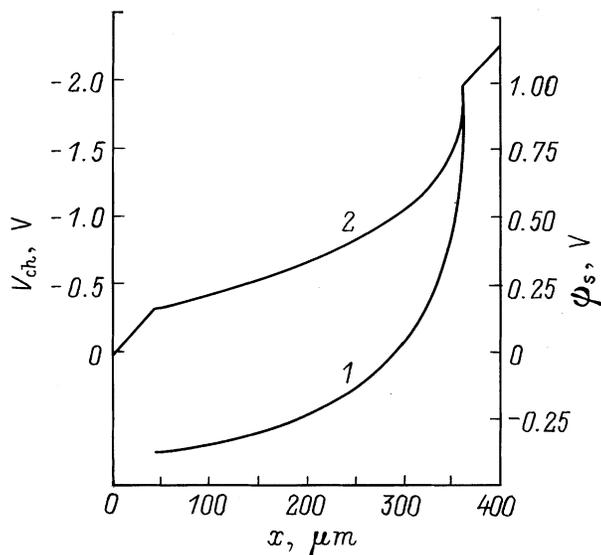


Рис. 6. Распределение потенциала  $\psi_s$  (1) и напряжения вдоль канала  $V_{ch}$  (2) при  $I = 2.75$  мкА и  $V_{bi} = 1$  В.

канала на нисходящей ветви. Как было показано выше, этого можно достичь при  $V_{bi} = 3$  В.

На рис. 3 приведены ВАХ и зависимость  $V_{bi} - V_{ch}^*$  от  $V_D$  при работе на восходящей ветви при  $V_D > 0$  и  $V_{bi} = 3$  В (кривые 1 и 3 соответственно), где  $V_{ch}^*$  — значение  $V_{ch}$  при  $x = L + l$ . При  $V_D \ll V_{bi}$  ток возрастает медленно, так как канал почти заперт. Затем по мере уменьшения высоты потенциального барьера  $V_{bi} - V_{ch}$  и расширения проводящей части канала ток возрастает резко. На рис. 3 приведена также ВАХ для той же структуры, но при  $V_{bi} = 2$  В (кривая 2). При  $V_D = 0$  имеем  $\psi_s \approx 0$ , т.е.  $Q_c \approx Q_{eq}$ . При увеличении  $V_D$  ток возрастает вначале быстрее, чем при  $V_{bi} = 3$  В, но затем растет не резко. Это объясняется высокой равновесной концентрацией дырок в полупроводнике, поэтому обогащение мало влияет на проводимость канала.

На рис. 4 показано распределение потенциала  $\psi_s$  и напряжения  $V_{ch}$  по длине канала при максимальном токе  $I = 1.6$  мкА и  $V_{bi} = 3$  В. При заданном токе напряжение  $V_{ch}$  под затвором возрастает вначале быстро,

а затем медленно. Это объясняется тем, что левая часть канала почти заперта, но возрастание  $V_{ch}$  вдоль канала приводит к расширению проводящей части канала, что замедляет увеличение  $V_{ch}$ . Почти вдоль всей рабочей части канала имеем  $\psi_s > 0$ , т.е. имеет место обеднение канала.

Приведем также результаты расчетов для восходящей ветви при  $V_D < 0$ . В этом случае имеем  $V_{ch} < 0$ . По мере увеличения  $V_D$  растут потенциальный барьер  $V_{bi} - V_{ch}$  и потенциал  $\psi_s$ , что приводит к сужению проводящей части канала. Очевидно, что нужно задать  $V_{bi} < 3$  В, т.е.  $\psi_s < \psi_{scr}$ . В этом случае зависимость  $P(V)$  является продолжением восходящей ветви от  $V = 0$ . Зададим  $V_{bi} = 1$  В. На рис. 5 приведена зависимость  $I(V_D)$ , она характерна для обычного МДП ПТ. Значение  $V_{bi} - V_{ch}^*$  возрастает от 1 В почти линейно. На рис. 6 показано распределение потенциала  $\psi_s$  и напряжения  $V_{ch}$  по длине канала при максимальном токе  $I = 2.75$  мкА. В конце рабочей части канала (при  $x = L + l$ ) значение  $V_{ch}$  резко возрастает, что объясняется сужением проводящей части канала. Значение  $\psi_s$  возрастает от  $-0.4$  до  $0.9$  В ( $\psi_s \approx \psi_{scr}$ ).

Напомним, что приведенные результаты получены при следующих допущениях: 1) СЭ и полупроводник легированы только мелкими примесями; 2) на границе раздела СЭ-полупроводник отсутствуют заряды, 3) ток через СЭ мал и не изменяет поляризацию. Поэтому приведенные результаты являются верхним пределом достижимого для МСЭП ПТ с данными параметрами. Наилучшим экспериментальным результатом для ПТ на перовскитных СЭ и полупроводнике является 70%-я модуляция проводимости канала [20].

## 4. Заключение

Выполнено моделирование вольт-амперных характеристик полевых транзисторов из перовскитных сегнетоэлектрика и полупроводника; оно позволяет прогнозировать вольт-амперные характеристики таких полевых транзисторов.

Показана возможность полного запираания канала полевого транзистора путем выбора контактной разности потенциалов между сегнетоэлектриком и затвором, а также толщины полупроводника.

При использовании сегнетоэлектрика и полупроводника одного типа проводимости возможна работа полевого транзистора при обеих полярностях напряжения стока.

Автор выражает признательность И.В. Грехову за постановку задачи, обсуждение результатов и полезные советы.

## Список литературы

- [1] Y. Watanabe. Japan. J. Appl. Phys., **35**, pt. 1, 1564 (1995).
- [2] Y. Watanabe, Y. Matsumoto, M. Tanamura. Japan. J. Appl. Phys., **34**, pt. 1, 5254 (1995).

- [3] Y. Watanabe. Phys. Rev. B, **59**, 11 257 (1999).
- [4] Y.T. Kim, D.S. Shin. Appl. Phys. Lett., **77**, 3507 (1997).
- [5] W. Wu, K.H. Wong, C.L. Mak, C.L. Choy, Y.H. Zang. J. Appl. Phys., **88**, 2068 (2000).
- [6] M.W. Prins, K.O. Grosse-Holz, G. Muller, J.F. Cillessen, J.B. Griesbers, R.P. Weening, R.M. Wolf. Appl. Phys. Lett., **68**, 3650 (1996).
- [7] M.W. Prins, S.E. Zinemers, J.F. Cillessen, J.B. Giesbers. Appl. Phys. Lett., **70**, 458 (1997).
- [8] F.Y. Chen, Y.K. Fang, M.J. Sun, J.-R. Chen. Appl. Phys. Lett., **69**, 812 (1996).
- [9] F.Y. Chen, Y.K. Fang, M.J. Sun, J.-R. Chen. Appl. Phys. Lett., **69**, 3275 (1996).
- [10] Y. Watanabe. Appl. Phys. Lett., **66**, 1770 (1995).
- [11] Y. Watanabe. Appl. Phys. Lett., **66**, 28 (1995).
- [12] D.B.A. Rep, M.W. Prins. J. Appl. Phys., **85**, 7923 (1999).
- [13] Л.С. Берман. ФТП, **35**, 68 (2001).
- [14] S.L. Miller, R.D. Nasby, J.R. Schwank, M.S. Rodgers, P.V. Dressendorfer. J. Appl. Phys., **68**, 6443 (1990).
- [15] S.L. Miller, J.R. Schwank, R.D. Nasby, M.S. Rodgers. J. Appl. Phys., **70**, 2849 (1991).
- [16] И.Е. Тамм. *Основы теории электричества* (М., Наука, 1989).
- [17] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1981) т. 1.
- [18] Дж. Блейкмор. *Статистика электронов в полупроводниках* (М., Мир, 1964).
- [19] P.W.M. Bloom, R.M. Wolf, J.F.M. Cillessen, M.P.C. Krijk. Phys. Rev. Lett., **73**, 2107 (1994).
- [20] И.А. Веселовский, И.В. Грехов, Л.А. Делимова, И.А. Линийчук. Письма ЖТФ, **27** (1), 39 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

## Modeling of current – voltage characteristics of ferroelectric field effect transistor

L.S. Berman

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Current–voltage characteristics of an all-perovskite ferroelectric–semiconductor field effect transistor are modeled. The modeling is based on the analysis of experimental loop of metal–ferroelectric–metal structure. At a given value of semiconductor surface potential, charge in semiconductor, electric field in semiconductor and ferroelectric and also ferroelectric polarization at a semiconductor–ferroelectric interface are calculated. Poisson’s equation is solved numerically over the thickness of ferroelectric. Dependences of semiconductor surface potential, semiconductor charge, ferroelectric polarization, electric field and voltage drop in ferroelectric versus applied voltage are calculated. By using proper values of semiconductor thickness and of built-in voltage between the ferroelectric and gate, it is possible to provide remanent polarization necessary to open the channel on the up-going branch of the hysteresis loop and to close it on the down-going branch. Current–voltage characteristics and voltage drop along the channel are calculated and analysed at both polarities of drain voltage.

The result allow to predict current–voltage characteristics and voltage drop of an all-perovskite ferroelectric field effect transistor.