

©1995 г.

## БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ТОКИ, ОГРАНИЧЕННЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ, В ЛЕГИРОВАННЫХ ТОНКИХ ТОКОПРОВОДЯЩИХ КАНАЛАХ

*Н.З.Вагидов, З.С.Грибников, А.Н.Коршаков*

Институт физики полупроводников Академии наук Украины,  
252650, Киев, Украина  
(Получена 2 августа 1994 г. Принята к печати 6 сентября 1994 г.)

Рассчитан ограниченный пространственным зарядом баллистический ток через однородно легированные донорами токопроводящие слои, соединяющие друг с другом массивные катод и анод. Показано, что доминирующим физическим явлением в этой ситуации является эксклюзия носителей тока. Зависимость тока от напряжения сублинейна, а распределение потенциала в базе характеризуется двумя областями — сильнополевой и слабополевой. В последней концентрация электронов представлена как электронами, пролетающими с катода на анод, так и тепловыми электронами, находящимися в равновесии с их анодным резервуаром. Учтено возможное статистическое вырождение электронного газа.

Двухпоточковая неустойчивость стационарного распределения, обнаруженная ранее в расчетах других авторов, в данных расчетах никак не проявлялась.

1. В данной работе, продолжающей предыдущую статью тех же авторов [1], рассмотрена стационарная баллистическая проводимость тонких полупроводниковых слоев, соединяющих два высокопроводящих параллельных электрода — катод и анод (рис. 1) и окруженных в межэлектродном промежутке диэлектриком с эффективным радиусом экранирования свободными и захваченными носителями, существенно превышающим межэлектродное расстояние  $l$ . Наряду с задачей об одиночных слоях с электронным  $2D$ -газом в работе рассматривается задача с периодической системой параллельных слоев (причем период  $L$  находится в произвольном соотношении с длиной  $l$ ). Рассмотрение таких периодических структур позволяет при уменьшении периода перебросить мостик от  $2D$ -газа к  $3D$ -газу. В каждом из слоев электронный газ предполагается идеально двумерным, т.е. характеризуется не зависящей от энергии плотностью состояний, причем рассматривается единственный (нижайший) уровень размерного квантования и вводится постоянная изотропная эффективная масса  $m$ . В случае системы параллельных слоев никак не учитываются сверхрешеточные эффекты: разделяющие барьеры предполагаются непроницаемыми. Сформулированный выше вариант задачи далее называется  $2D$ -случаем (в отличие от  $3D$ -случая — задачи об однородном  $n^+pn^+$ -баллистическом

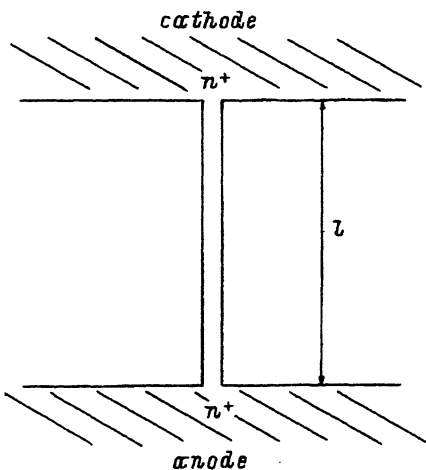


Рис. 1.  $pn^+np^+$ -диод с  $n$ -областью в виде тонкого слоя.

диоде с  $3D$ -электронами и одномерным распределением потенциала). Кроме задачи с электронным  $2D$ -газом в каждом из слоев были получены также результаты для промежуточного случая, в котором электронный газ в этих слоях сохранял  $3D$ -природу. В этом квази- $2D$ -случае слой не имел внутренней структуры (т.е. моделировался одной ячейкой вычислительной сетки), но электронная плотность состояний с ростом кинетической энергии изменялась как в объемном  $3D$ -газе.

От [1] данное рассмотрение отличается: 1) учетом возможного статистического вырождения электронного газа, т.е. переходом к статистике Ферми-Дирака при описании электронов, приходящих в  $n$ -базу из катода и из анода; 2) учетом легирования слоев ионизированными донорами. Переход к статистике Ферми-Дирака позволил рассмотреть более высокие, чем в [1], концентрации электронов на аноде и катоде и при более низких температурах решетки. Переход от нелегированных слоев к легированным имеет более принципиальный характер и является наиболее важным элементом данной работы.

В отличие от случая с нелегированной базой задача о баллистическом транспорте в легированном полупроводнике отличается определенным разнообразием подходов.

Наиболее последовательным из них является подход, основанный на независимом баллистическом транспорте в базе как электронов, приходящих в нее из катода, так и электронов, приходящих в нее из анода. Этот подход, лежащий в основе так называемого двухпоточного приближения, был развит в работах [2-4] и использован двумя из нас в [5]. Далее баллистический транспорт в легированных слоях рассмотрен на основе именно такого подхода. Альтернативный однопоточный подход [6,7] учитывает только электроны, приходящие в базу из катода, и игнорирует существование анода вовсе (что и является признаком его непоследовательности). Другой альтернативный подход — гидродинамический (см., например, [8]) — предполагает наличие предельно частых электрон-электронных столкновений, которые полностью контролируют электронное распределение в импульсном пространстве, оставляя лишь несколько свободных параметров. Для реализации этого режима необходимо существенно разделить вероят-

ности взаимодействия электронов друг с другом и с ионами (что постановкой данной задачи не предусмотрено).

2. Далее мы намерены представить результаты, полученные в  $2D$ -случае и в квази- $2D$ -случае, в сравнении в аналогичными результатами для  $3D$ -случая. Наиболее существенные результаты двухпоточкового приближения в  $3D$ -случае таковы. Ток, ограниченный пространственным зарядом (область которого простирается от катода до границы с некоторой квазинейтральной областью, примыкающей к аноду), приближенно вычисляется по формуле

$$j = \frac{en_I}{2} \left( \frac{2eU}{m} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

где  $U$  — напряжение на образце,  $e$  — заряд электрона,  $m$  — его эффективная масса,  $n_I$  — концентрация заряженных доноров в однородно легированной базе. Из формулы (1) видно, что в квазинейтральной области только половина электронов, движущихся со скоростью  $\sqrt{2eU/m}$ , занята переносом тока. Другую половину составляют электроны, находящиеся в тепловом равновесии с анодом и не участвующие в токе. Размер квазинейтральной области  $d$  сокращается с ростом тока за счет распределения заряженной области:

$$l - d \simeq \frac{2\pi j}{n_I e^2} \left( \frac{m\kappa}{n_I} \right)^{\frac{1}{2}} = \pi \left( \frac{2\kappa U}{en_I} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость  $3D$ -среды. Из формулы (2) видно, что толщина заряженной области в  $\pi$  раз превышает толщину слоя Шоттки в том же материале.

Заряженная область двухслойная: она включает слой обогащения рядом с катодом и следующий за ним слой обеднения, переходящий далее в квазинейтральную область. На рис. 2 изображено рассчитанное нами распределение потенциала  $U(x)$  и избыточной концентрации электронов  $n(x) - n_I$  для нескольких значений напряжения  $U$  в диоде с длиной базы  $l = 0.1$  мкм и  $n_I = 10^{18}$  см $^{-3}$ . Из рис. 2, полученного в результате численного интегрирования уравнения Пуассона совместно с баллистическими транспортными уравнениями, хорошо видно, что концентрация электронов в слое обеднения нигде не спадает ниже  $n_I/2$  и что границы квазинейтральной области весьма плавны — они определяются величиной дебаевского радиуса тепловых электронов. Таким образом, эта область хорошо выражена, если она намного длиннее данного радиуса. В противном случае в ней имеет место линейный рост концентрации тепловых электронов по направлению к аноду (рис. 2, *b*, кривые 9–11).

Формулы (1) и (2) приближенно справедливы, пока  $d > 0$ , т.е. пока

$$U < U_c = \frac{en_I}{2\kappa} \left( \frac{l}{\pi} \right)^2 \quad (3)$$

и

$$j < j_c = \frac{e^2 l n_I}{2\pi} \left( \frac{n_I}{m\kappa} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3')$$

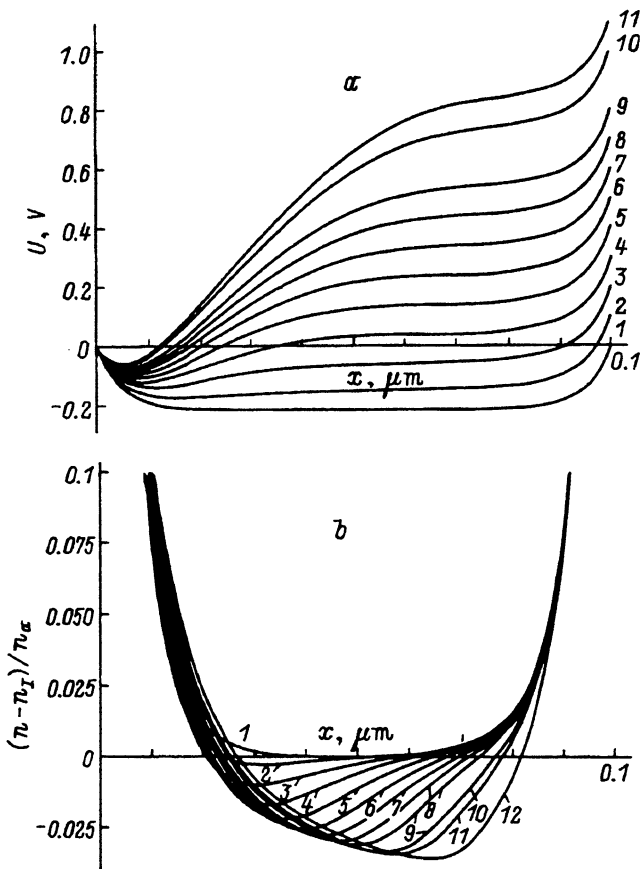


Рис. 2. Распределение потенциала (а) и избыточной концентрации электронов (b) в базе плоского  $n^+pn^+$ -диода;  $T = 300$  К,  $n_I = 10^{18}$  см $^{-3}$ ,  $n_a = n_c = 10^{19}$  см $^{-3}$ ,  $l = 10^{-5}$  см; распределения построены для напряжений:  $U, В$ : 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.3, 5 — 0.4, 6 — 0.5, 7 — 0.6, 8 — 0.7, 9 — 0.8, 10 — 1.0, 11 — 1.1, 12 — 1.4. 3D-случай. Распределение Ферми-Дирака.

Естественно, что неравенства (3) и (3') должны выполняться с запасом. С дальнейшим ростом  $U$  и  $j$  постепенно становятся пригодными зависимости, выведенные для случая нелегированных баз.

3. Переход от 3D-случая к 2D-случаю характеризуется существенным ослаблением экранирования продольного поля вдоль линий тока. Поэтому заряд, втекающий в токовые каналы при отсутствии внешнего напряжения, в 2D-случае заметно больше, чем в 3D-случае. Это означает, что сравнительно слабое легирование токового канала не слишком заметно изменяет его параметры. Для наблюдения эффекта легирования требуются весьма высокие концентрации  $N_I > (2.5 \div 5.0) \times 10^{11}$  см $^{-2}$  для образцов с  $l = 10^{-5}$  см, где  $N_I$  — концентрация доноров на единицу площади тонкослойного токопроводящего канала.

Распределение потенциала вдоль токового канала практически не выявляет участков насыщения потенциала, а распределение концентрации не выявляет участков с постоянной концентрацией электронов  $N \simeq N_I$ . Тем не менее распределение потенциала всегда имеет двухобластной характер (рис. 3, а; 4, а; 5, а), т.е. вслед за областью более

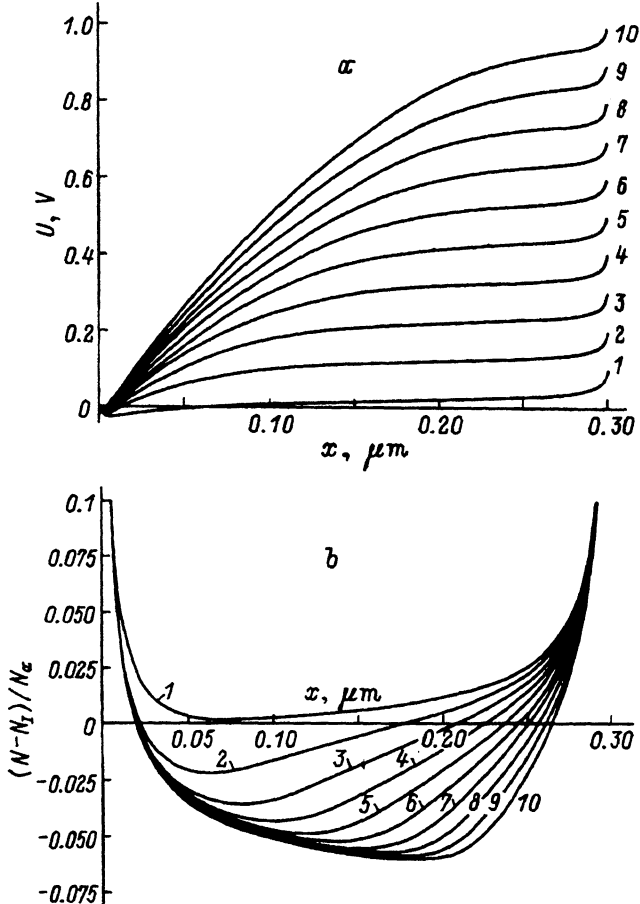


Рис. 3. Распределение потенциала (а) и избыточной концентрации электронов (b) в слое;  $T = 300$  К,  $N_I = 5 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ ,  $N_a = N_c = 5 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ ,  $l = 3 \cdot 10^{-5}$  см,  $L = 9 \cdot 10^{-5}$  см. Напряжение изменяется от 0.1 В для кривой 1 до 1 В для кривой 10 с шагом 0.1 В. 2D-случай. Максвелл-болцмановское распределение.

сильного электрического поля, примыкающей к эффективному катоду, лежит область более слабого электрического поля, примыкающая к аноду. Последняя заменяет квазинейтральную бесполевою область, имевшую место в длинных образцах для 3D-случая. И сильное поле в сильнополевой области, и слабое поле в слабополевой растут с ростом напряжения  $U$ , причем длина первой также растет, а длина второй сокращается.

Особый интерес представляют картины распределения концентрации  $N(x)$  (рис. 3, b; 4, b; 5, b). Они прежде всего показывают, что инжекция электронов в буквальном смысле этого слова отсутствует. Имеет место постепенный вынос (эксклюзия) электронной концентрации из токопроводящего канала. В средней части канала образуется минимум концентрации  $N_m = N(x_m)$ , причем с ростом  $U$  точка  $x_m$  перемещается от катода к аноду. Точка  $x_m$  может служить условной границей сильно- и слабополевой областей (что хорошо видно при сравнении рисунков а и b). Минимальная концентрация  $N_m$  никогда не бывает

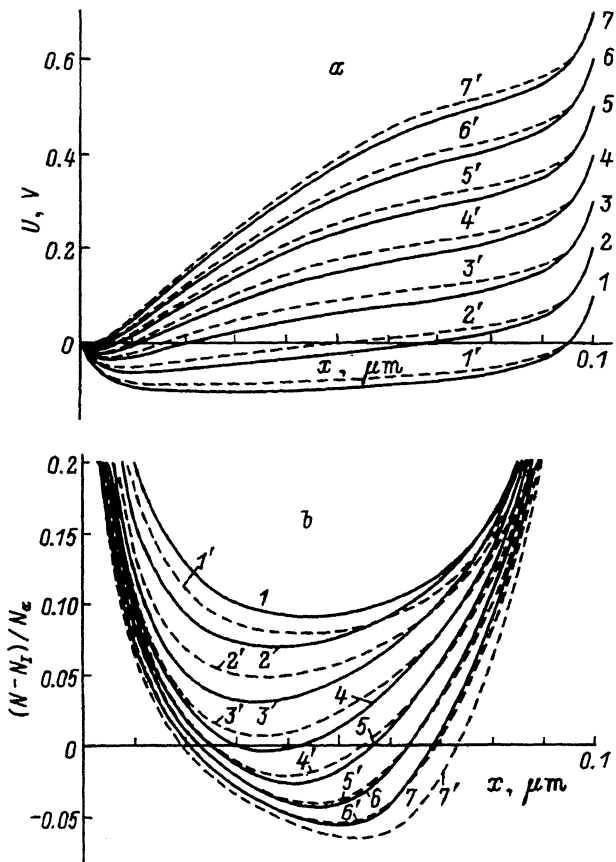


Рис. 4. Распределение потенциала (а) и избыточной концентрации электронов (б) в слое;  $T = 300$  К,  $N_I = 10^{12}$  см $^{-2}$ ,  $N_a = N_c = 5 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ ,  $l = 10^{-5}$  см,  $L = 3 \cdot 10^{-5}$  см. Напряжение изменяется от 0.1 В для кривой 1 до 0.7 В для кривой 7 с шагом 0.1 В. Квази-2D-случай: штриховые кривые, нумерация со штрихами. Распределение Ферми-Дирака.

меньше  $N_I/2$ :

$$N_m \geq N_I/2, \quad (4)$$

как и в случае 3D-электронов. На рис. 3,а и б показаны распределения  $U(x)$  и  $N(x)$  в 2D-случае при искусственном предположении о максвелл-болцмановском распределении электронов по энергии. Видно, что при  $x < x_m$  имеет место практически насыщенное распределение концентрации, достигающей некоторого предельного значения

$$N_i(x) \geq N_I/2. \quad (5)$$

Распределения  $N(x)$  при  $x < x_m$  напоминают соответствующие распределения 3D-электронов на рис. 2,б. Имеет место, однако, заметное отличие: положительный заряд доноров в 3D-случае нейтрализуется избыточным отрицательным зарядом инжектированных электронов вблизи катода. На рис. 3,б подобного заряда нет: нейтрализующие электроны в основном располагаются на плоской поверхности

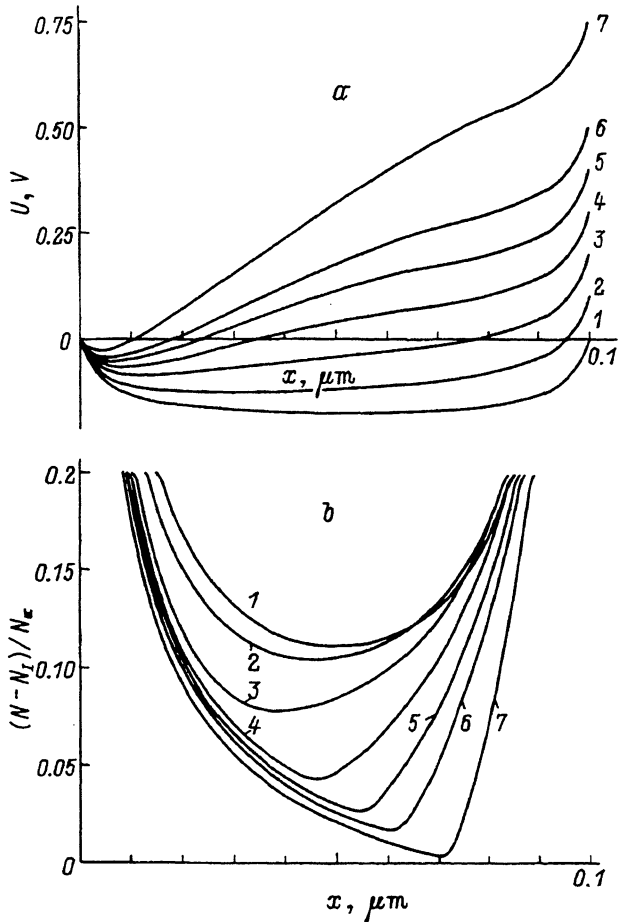


Рис. 5. То же, что на рис. 4 для  $T = 30$  К,  $N_I = 5 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ ;  $U$ , В: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.3, 5 — 0.4, 6 — 0.5, 7 — 0.75. Квази-2D-случай. Распределение Ферми-Дирака.

катода вне его контакта с токовым каналом. Насыщенное распределение концентрации  $N \simeq N_I(x)$  означает, что вольт-амперная характеристика (ВАХ) приближенно следует закону  $j \simeq k\sqrt{U}$ , где  $k$  — некоторая константа, совпадающему с аналогичной зависимостью для 3D-электронов. При  $x > x_m$  концентрация  $N(x)$  возрастает от минимального значения  $N(x_m)$  до значений, превышающих  $N_I$  около анода, по линейному закону. не проявляются никакие признаки образования строго квазинейтральных областей, что связано с реальным характером экранирования в 2D-случае. К сожалению, для выбранных концентраций электронов  $N_I$ ,  $N_a$  и  $N_c$  ( $N_a$ ,  $N_c$  — концентрация электронов на аноде и катоде) при эффективной массе  $m = 0.063m_0$  (Г-электроны в GaAs) максвелловское распределение не реализуется, и нужно использовать распределение Ферми-Дирака. Результат такого использования продемонстрирован на рис. 4, а и б. Здесь использованы те же самые параметры, что и на рис. 3, однако концентрация доноров удво-

ена  $N_I = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , а размеры образца уменьшены —  $l = 10^{-5} \text{ см}$ ,  $L = 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ .

Обращает на себя внимание резкое увеличение потенциала  $U_0(x)$  (при отсутствии внешнего смещения и тока); несмотря на рост  $U_0(x)$ , начальная концентрация электронов в образце  $N_0(x)$  заметно превышает  $N_I$  (в отличие от примера на рис. 3). Внешнее напряжение существенно управляет потенциалом эффективного катода и концентрацией в канале. Картины этого управления вполне аналогичны приведенным на рис. 3 картинам для максвелловского распределения.

Рис. 4 позволяет сравнить результаты, полученные для последовательного  $2D$ -случая (они построены с помощью штриховых линий и обозначены цифрами со штрихами) и для квази- $2D$ -случая (они построены с помощью непрерывных линий и обозначены цифрами без штрихов). При одной и той же концентрации электронов уровень Ферми в квази- $2D$ -случае лежит несколько выше, чем в  $2D$ -случае; поэтому величина потенциала  $U_0(x)$  в квази- $2D$ -случае несколько больше, а концентрация электронов в слоях несколько выше. Заметного качественного различия между  $2D$ - и квази- $2D$ -случаями при  $T = 300 \text{ К}$  не наблюдается.

Заметное отличие кривых на рис. 3, *b* и 4, *b* — отсутствие насыщения концентрации при  $x < x_m$  на рис. 4, *b*. Это ненасыщение целиком связано с дефицитом прихода электронов из катода. В случае вырожденной статистики эффект ограничения тока катодом начинает сказываться при более низких значениях  $U$ ; отметим также низкое отношение  $N_c/N_I$  для образца на рис. 4. Для образца на рис. 5 это отношение вдвое больше:  $N_a = N_c = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $N_I = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (другие параметры:  $T = 30 \text{ К}$ ,  $l = 10^{-5} \text{ см}$ ,  $L = 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ ), поэтому эффект ненасыщения проявляется заметно слабее. Отметим, что десятикратное изменение температуры слабо повлияло на  $U_0(x)$  и  $N_0(x)$ , что связано со статистическим вырождением.

Во всех рассмотренных случаях ВАХ образцов имели сублинейный характер; при промежуточных значениях  $U$  они напоминали зависимости  $j \simeq k\sqrt{U}$ ; с ликвидацией слабополевых областей при больших  $U$  возникал «второй» линейный участок, соответствующий пониженной в результате эксклюзии концентрации электронов в канале. Коллекция ВАХ, рассчитанных для различных комбинаций параметров, показана на рис. 6.

4. Расчеты распределений концентрации электронов и потенциала для баллистического тока, ограниченного пространственным зарядом, в  $2D$ -случае выявили ряд не вполне очевидных особенностей.

1) Инжекция электронов в реалистическом диапазоне напряжений почти никак не проявляется. Реальным фактом токопрохождения является эксклюзия электронов из токовых каналов. Указанная эксклюзия имеет место как в нелегированных каналах, так и в сильно легированных.

2) Следствием существенной эксклюзии электронов является сублинейный характер ВАХ. Они оказались очень далекими от традиционного закона  $3/2$ , который никогда не выполнялся.

3) В случае легированных токовых каналов не возникало квазинейтральных бесполовых областей, подобных тем, которые характерны для  $3D$ -случая. Однако возникали слабополевые области, в которых



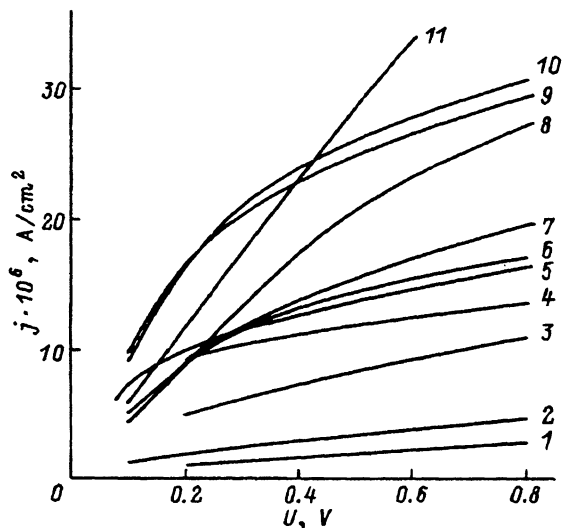


Рис. 6. ВАХ для образцов с параметрами, указанными в таблице. Для кривых 8,11 вместо множителя  $10^6$  при  $j$  (по оси ординат) следует использовать  $5 \cdot 10^6$ .

существенную роль играли тепловые электроны, находящиеся в равновесии с анодным термостатом. ВАХ таких каналов близки к ВАХ в 3D-случае.

4) Использование реалистического распределения Ферми-Дирака вместо нереального максвелловского ощутимо изменяет значения баллистических токов, существенно увеличивая их. Это связано с увеличением исходной концентрации электронов в образце. Поскольку главным токовым эффектом является не инжекция, а эксклюзия, исходная концентрация электронов оказывается определяющим параметром.

#### Параметры образцов

N п.п.	$l \cdot 10^4, \text{см}$	$L \cdot 10^4, \text{см}$	$N_I \cdot 10^{10}, \text{см}^{-2}$ $*n_I \cdot 10^{17}, \text{см}^{-3}$	$(N_a = N_c) \cdot 10^{12}, \text{см}^{-2}$ $*(n_a = n_c) \cdot 10^{19}, \text{см}^{-3}$	Функция распределения
1	0.1		1	1	$M(3D)$
2	0.1	0.3	0	5	$M(2D)$
3	0.1	0.3	5	5	$M(2D)$
4	0.2	0.6	50	5	$M(2D)$
5	0.1	0.3	50	5	$M(2D)$
6	0.1	0.025	50	5	$M(2D)$
7	0.1		10	1	$\Phi(3D)$
8	0.1	0.3	50	50	$\Phi(K2D)$
9	0.1	0.3	50	5	$\Phi(2D)$
10	0.1	0.3	50	5	$\Phi(K2D)$
11	0.1	0.3	50	50	$\Phi(2D)$

Примечание. Температура образцов  $T = 300 \text{ К}$ ,  $M$  — распределение Максвелла,  $\Phi$  — распределение Ферми;  $(K2D)$  — квази-2D-случай; для данных, отвечающих 3D-случаю (N 1 и 7), соответствующая объемная концентрация обозначена \*.

При исследовании баллистических токов в 3D-случае при малых напряжениях и токах для легированных образцов была обнаружена неустойчивость стационарной картины электронного распределения в режиме заданного напряжения [2-4]. В частности, было найдено пороговое напряжение существования неустойчивости:  $U < U_c/3.34$ , где  $U_c$  дается формулой (3). В работе [9] были указаны температурные ограничения области неустойчивости.

Здесь мы находили только решения стационарной задачи, никак не исследуя их устойчивость. Итерационная схема получения стационарных распределений, примененная в работе в различных структурах и режимах, сходилась далеко не одинаковым образом, требуя иногда весьма малых шагов итерации при их большом количестве. Однако во всех рассмотренных здесь случаях она приводила к получению сходящихся стационарных результатов.

Данное исследование частично финансировалось Фондом фундаментальных исследований Госкомитета по науке и новым технологиям Украины.

### Список литературы

- [1] Н.З. Вагидов, З.С. Грибников, А.Н. Коршак. ФТП, **28**, 1873 (1994).
- [2] Н.А. Баранов, В.И. Рыжий, В.А. Федирко. Электрон. техн., сер. 3, Микроэлектроника, вып. 2 (98), 33 (1982).
- [3] Н.А. Баранов, В.И. Рыжий, В.А. Федирко. ФТП, **17**, 57 (1983).
- [4] Н.А. Баранов, В.И. Рыжий, В.А. Федирко. ФТП, **18**, 769 (1984).
- [5] З.С. Грибников, А.Н. Коршак. ФТП, **28**, 1445 (1994).
- [6] V. Abraham-Shrauner. IEEE Trans. Electron. Dev., **Ed-28**, 945 (1981).
- [7] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991).
- [8] M. Dyakonov, M. Shur. In: Proc. Int. Semicond. Dev. Res. Symp. (1993) v. 2, p.741; Phys. Rev. Lett., **71**, 2465 (1993).
- [9] Н.Г. Белова, В.И. Рыжий, Ю.С. Сигов. Препринт № 48 ИПМ АН СССР (1982).

Редактор В.В. Чалдышев

---