

УДК 621.315.592

©1994 г.

БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ТОКИ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Н.З.Вагидов, З.С.Грибников, А.Н.Коршах

Институт физики полупроводников Академии наук Украины,
252650, Киев, Украина
(Получена 19 апреля 1994 г. Принята к печати 29 апреля 1994 г.)

Рассчитан ограниченный пространственным зарядом баллистический ток через нелегированные проводящие слои, соединяющие друг с другом массивные катод и анод. Показано, что этот ток целиком определяется распределением потенциала в области эффективного катода, тогда как в остальном пространстве электрическое поле почти однородно и при заданном токе не зависит от расстояния между электродами. Зависимость тока от среднего поля имеет сублинейный характер и при определенных условиях содержит протяженные «вторые» линейные участки с проводимостью, более низкой, чем омическая при малых напряжениях.

В отличие от случая выполнения стандартного закона 3/2 имеет место сильная температурная зависимость тока, а также его зависимость от эмиссионной способности катода.

1. В данной статье рассмотрена проблема баллистических токов в тонкой нелегированной пластине, протянувшейся между двумя массивными электродами (контактами), обогащенными электронным газом (рис. 1). Предполагается, что продольное движение электронов вдоль пленки — квазиклассическое, а поперечное движение — размерно-квантованное, причем энергетическое расстояние между первым возбужденным состоянием размерного квантования и основным состоянием велико по сравнению с температурой электронного газа в контактах. Аналогично предполагается большим энергетическое расстояние между наиболее низким состоянием электрона, не локализованного в потенциальной квантовой яме, и основным состоянием внутри нее, так что состояние внутри ямы заполнено в значительно более высокой мере, чем вне ее. Далее предполагается, что концентрация электронов n_b вне ямы, т.е. в барьере, разделяющем катод и анод, столь мала, что радиус экранирования там L намного превышает расстояние l между электродами, т.е.

$$n_b \ll \frac{\epsilon_b T}{e^2 l^2}, \quad (1)$$

где n_b — концентрация электронов в барьере (при выполнении (1) она постоянна в его пределах), ϵ_b — диэлектрическая проницаемость в нем,

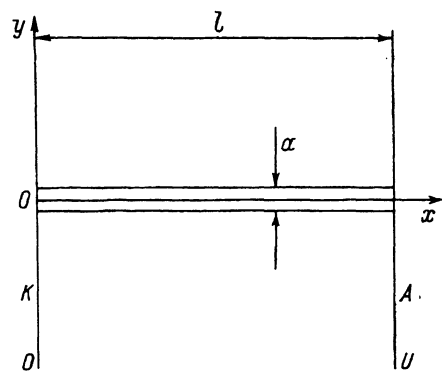


Рис. 1. Тонкая пленка (потенциальная яма) между массивными электродами К и А. d — толщина пленки.

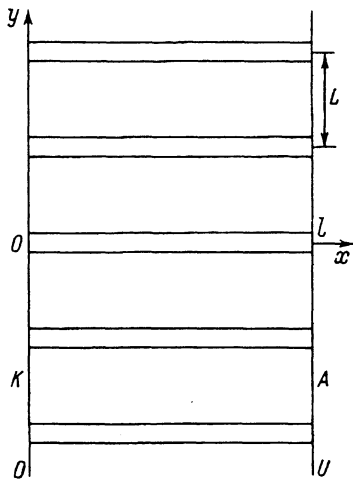


Рис. 2. Система параллельных потенциальных ям с электронами.

e — заряд электрона, T — температура в энергетических единицах; при $\varepsilon_b = 4\pi$, $T = 0.025$ эВ, $l = 10^{-5}$ см имеем справа в формуле (1) концентрацию $1.7 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, однако с понижением температуры ее величина падает. Выполнение условия (1) позволяет рассматривать барьер как диэлектрик и, рассчитывая поле в нем вдали от квантовой ямы, пренебречь его неоднородностью:

$$E_b = U/l. \quad (2)$$

Отметим, что условие (1) является не только ограничением сверху на легирование барьера, но и ограничением снизу на работу выхода электрона из контакта в барьер. Последняя должна быть достаточно высокой. В отсутствие внешнего напряжения U между анодом и катодом вдали от ямы электрическое поле практически отсутствует, тогда как в яме и около нее имеется поле, связанное с электронами, вошедшими из электродов в яму, и препятствующее проникновению других электронов в яму. Обозначая потенциал этого бестокового поля $V_0(x, y)$ и полагая $V_0(0, y) = V_0(l, y) = 0$ (т.е. полагая катод и анод одинаковыми), получим минимум этого потенциала посредине

$$V_0^{(m)} = V_0(l/2, y).$$

Подавая положительное внешнее смещение U на анод, мы смещаем этот минимум из центрального положения по направлению к катоду в некоторую точку с координатой $x = x_m(U)$, называемую эффективным катодом. При этом потенциал эффективного катода $V_m = V(x_m, y)$ практически определяет ток, который переносится катодными электронами, термически преодолевающими эффективный катод.

Этот механизм ограничения тока эффективным катодом одинаков как для рассматриваемого случая двумерных (2D) электронов в тонкой пленке (рис. 1), так и для более тривиального случая трехмерных

(3D) электронов, баллистически летящих с катода на анод во всем пространстве между ними.

Несмотря на это сходство, картины ограничения баллистических токов в случаях 2D-электронов и 3D-электронов совершенно различны.

Напомним сначала известные результаты для трехмерного случая. С ростом напряжения U эффективный катод быстро перемещается к реальному катоду, и на большей части межэлектродного пространства распределение поля и концентрации определяется летящими через эффективный катод на анод электронами. Для поля E имеем

$$E = 2 \left(\frac{3m}{4e} \right)^{1/3} \left(\frac{i}{\epsilon_b} \right)^{2/3} x^{1/3} \quad (3)$$

(где m — эффективная масса, i — плотность тока), т.е. поле E , будучи нулевым на эффективном катоде (область эффективного катода не описывается формулой (3)) нарастает по мере приближения к аноду, так что полное падение напряжения U и вся вольт-амперная характеристика (ВАХ) приобретают «объемный» характер, т.е. из них выпадают детали, связанные с катодом и прикатодным участком. Для всех ВАХ при этом реализуется «закон» Ленгмюра:

$$i = \epsilon_b \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{2}{3l} \right)^2 U^{3/2}. \quad (4)$$

Что должно измениться при переходе от 3D- к 2D-электронам? Для осуществления такого перехода представим себе периодическую систему проводящих слоев с 2D-электронами (рис. 2) с пространственным периодом L . Если в качестве плотности тока в (4) использовать $i = \mathcal{J}/L$, где \mathcal{J} — ток в одном слое, и если $L \gg a(\epsilon_a/\epsilon_b)$, где a — реальная толщина проводящего слоя, ϵ_a — диэлектрическая проницаемость в нем, то, на первый взгляд, никакого изменения формула (4) не должна претерпевать, так что должно быть

$$\mathcal{J}_1(L) \approx \epsilon_b L \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{2}{3l} \right)^2 U^{3/2}, \quad (5)$$

если только также и $L \ll l$.

Нарушение (5) должно бы произойти при $L \sim l$, после чего период L должен вообще выпасть из выражения для тока \mathcal{J}_1 , так что

$$\mathcal{J}_1(\infty) \approx K \epsilon_b \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{l}, \quad (6)$$

где K — некоторый численный множитель порядка 1.

Именно подобный сценарий перехода от 3D- к 2D-электронам реализуется в случае диссипативных токов, ограниченных пространственным зарядом [1,2]. (Обзор этой проблемы представлен в [3]). Приведенные далее расчеты показывают, что в случае недиссипативных баллистических токов изложенная выше картина неадекватна, а формулы

(5) и (6) несправедливы. Это связано с тем, что «одномеризация» распределения поля, приводящая к формуле (5) и к выводу (6) и приближенно пригодная на больших расстояниях от катода, совершенно не подходит при рассмотрении прикатодной области, а именно участка между истинным и эффективным катодами, поскольку ток идет только в тонких токопроводящих слоях, а поле объемного заряда воздействует главным образом на катодное пространство вне этих слоев, где ток не идет.

Поэтому в случае $2D$ -электронов в тонких проводящих слоях вычисление тока не может быть ограничено одним лишь рассмотрением дальней зоны объемного заряда, приводящего к зависимостям типа (5), а требует детального рассмотрения распределения потенциала в области эффективного катода (и существенно зависит от деталей структуры катода).

2. Приведем в сжатом виде качественные результаты вычислений.

а. В $2D$ -случае экранирование продольного электрического поля вошедшими электронами осуществляется гораздо слабее, чем в стандартном $3D$ -случае. Поэтому входящий в проводящий слой термический равновесный электронный заряд сравнительно велик, а равновесный потенциал $V_0(x)$ относительно мал. Эта малость хорошо прослеживается на рис. 3, где построены распределения $V_0(x, L)$ для систем параллельных проводящих слоев с различными пространственными периодами L , начиная от значений порядка a и с переходом далее к большему, превышающим l . Здесь же для сравнения приведен ход равновесного потенциала в $3D$ -случае. Видно, что «провисание» $V_0(x, L)$ для больших L значительно слабее, чем при $L \rightarrow 0$; заряд, входящий в один слой, тем больше, чем больше L .

б. Слабость экранирования в $2D$ -случае приводит к тому, что электрическое поле в проводящих слоях практически однородно и мало отличается от поля вне слоев. Запишем потенциал $V(x)$ в проводящем слое в виде

$$V(x) = U \frac{x}{l} + V_0(x) + V_1(x). \quad (7)$$

На рис. 4 построены распределения $V_0(x) + V_1(x)$ для различных значений U . Видно, что потенциал $V_1(x)$ при малых U всюду положителен, но с ростом U остается таковым только в прианодной части образца, а в прикатодной части — убывает и затем меняет знак. В достаточно широком диапазоне U потенциал $V_1(x)$ по величине мал по сравнению с $V_0(x)$, причем в прикатодной части образца всегда $|V_1(x)| \ll |V_0(x)|$ и kT/e . Последнее означает, что в оценочных расчетах можно ограничиться приближением

$$V(x) \approx U \frac{x}{l} + V_0(x). \quad (7a)$$

в. Линейный ход потенциала $V(x)$ означает, что при достаточно больших U ток определяется средним полем в образце, т.е.

$$J_1 = \mathcal{J}(U/l). \quad (8)$$

Зависимость $\mathcal{J}(U/l)$ формируется малой прикатодной частью образца — областью от катода до эффективного катода. Определяющей

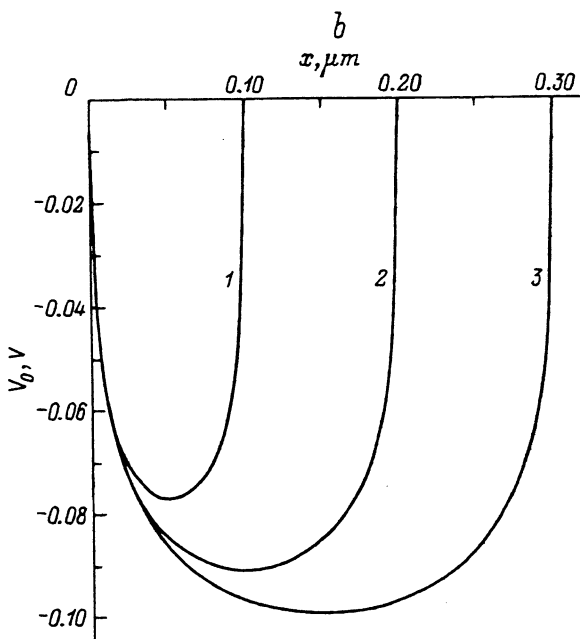
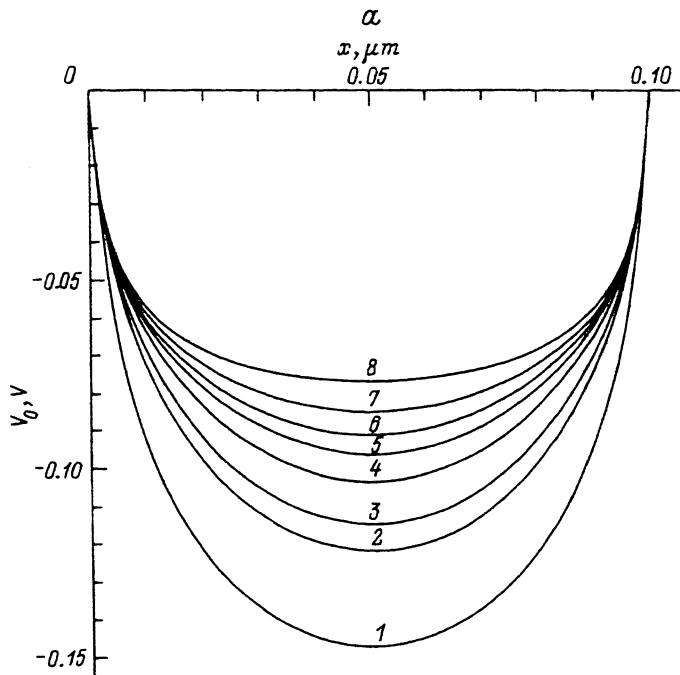


Рис. 3. Термически равновесное распределение потенциала в пленке $V_0(x, L)$ в структурах с различными периодами L (а) и с различной длиной l (б).
 а — $l = 0.1$ мкм; L , мкм: 2 — 0.015, 3 — 0.02, 4 — 0.03, 5 — 0.04, 6 — 0.05, 7 — 0.07, 8 — 0.3; для сравнения приведено распределение потенциала для однородного образца с 3D-электронами (1).
 б — $L \rightarrow \infty$, l , мкм: 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.3. $T = 300$ K, $N_0(0) = 5 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$.

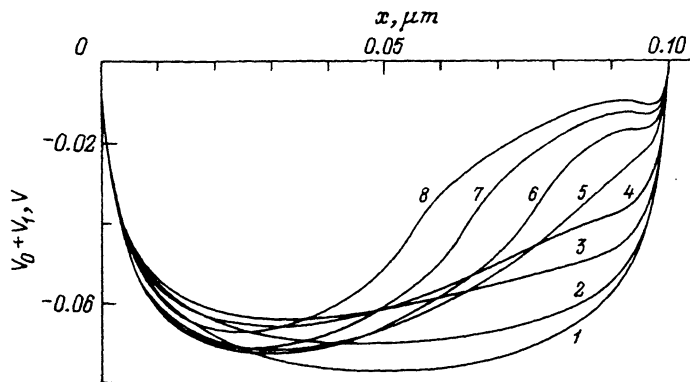


Рис. 4. Распределение потенциала $V_0(x) + V_1(x)$ для различных значений напряжения U при $L \rightarrow \infty$ и $l = 0.1$ мкм. U , В: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.25, 4 — 0.5, 5 — 1.0, 6 — 1.25, 7 — 1.5, 8 — 1.75. $T = 300$ К, $N_0(0) = 5 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$.

величиной является потенциал эффективного катода $V_m = V(x_m)$, который может быть приближенно найден из (7а):

$$\left. \frac{dV_0}{dx} \right|_{x=x_m} = -\frac{U}{l}. \quad (9)$$

г. В широкой области значений U имеет место линейная зависимость $\mathcal{J}(U/l)$, причем наклон этого участка меньше наклона омического участка для $U \rightarrow 0$, т.е. общий характер зависимости $\mathcal{J}(U/l)$ — сублинейный (в отличие от суперлинейной зависимости (4)). На рис. 5, а построены зависимости $\mathcal{J}(U)$ для различных значений L . Отчетливо виден переход от суперлинейной зависимости «закона» $3/2$ для $L \rightarrow 0$ к сублинейным зависимостям при больших L . Отчетливо также видны протяженные «вторые» линейные участки при промежуточных токах. При больших значениях U эти участки сменяются участками насыщения тока, связанными с выходом из режима ограничения тока пространственным зарядом в режим его ограничения контактной концентрацией (см. далее). На рис. 5, б зависимости $\mathcal{J}(U)$ построены для различных длин l . Хорошо видно, что управляющей величиной служит среднее поле U/l .

д. Обогащение образца электронами при пропускании тока имеет монотонный характер только в узком прикатодном слое (рис. 6). Большая же часть образца с ростом напряжения и тока первоначально обедняется. Таким образом, в определенном диапазоне токов нельзя говорить об инжекции, ограниченной пространственным зарядом. Скорее здесь возникает своеобразная форма эксклюзии, причем, чем длиннее образец, тем значительнее эксклюзия при заданном значении \mathcal{J} . Это связано с тем, что при достаточно больших значениях \mathcal{J} распределение концентрации $N(x)$ определяется в большей части образца формулой

$$\mathcal{J} = eN(x)v(x) = eN(x) \left(\frac{2}{m} eV(x) \right)^{1/2}, \quad (10)$$

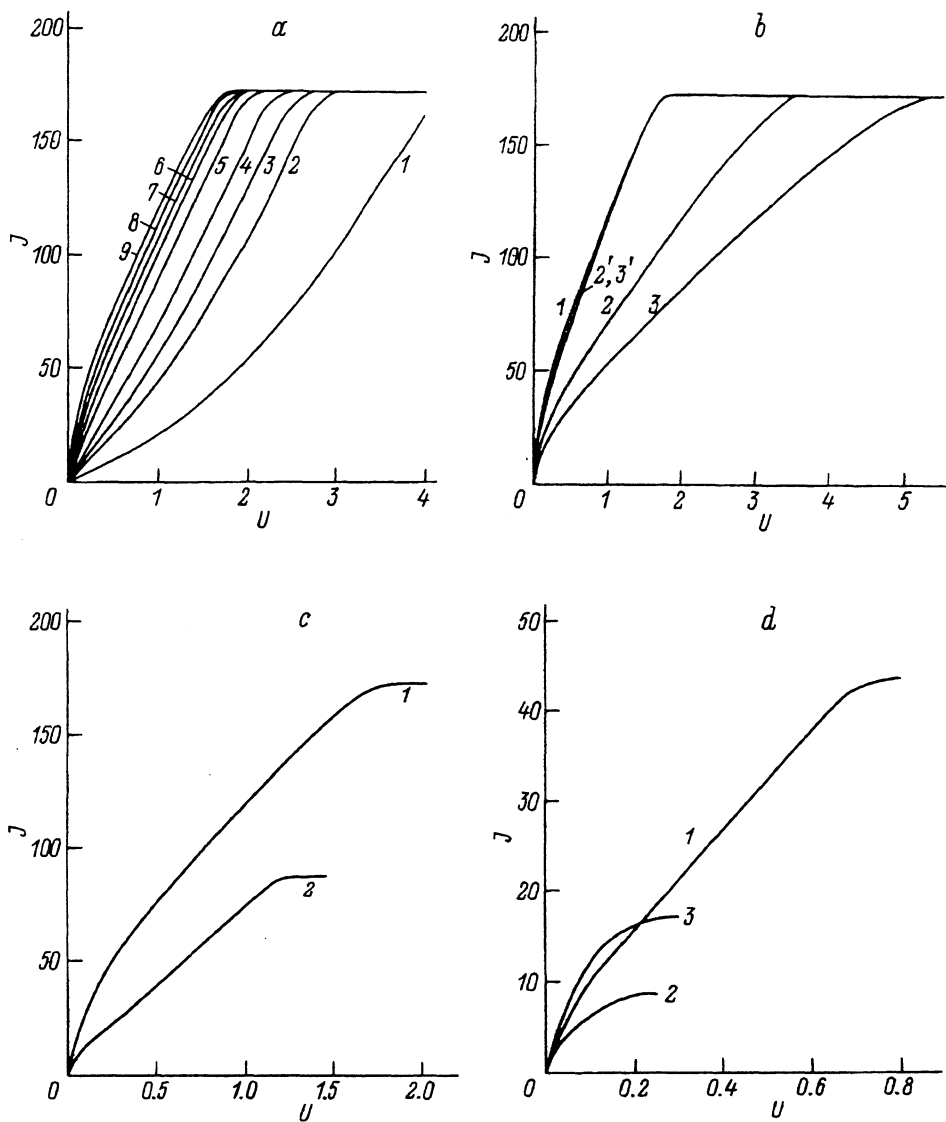


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики $J = J(U)$ в структурах с различным периодом L (а), с различной длиной l (б), для двух различных значений граничной концентрации $N_0(0)$ и двух различных температур (с и д).
 а — $l = 0.1 \mu\text{м}$; L , $\mu\text{м}$: 2 — 0.011, 3 — 0.015, 4 — 0.02, 5 — 0.03, 6 — 0.04, 7 — 0.05, 8 — 0.07, 9 — 0.3; 1 — образец с 3D-электронами.
 б — $L \rightarrow \infty$; l , $\mu\text{м}$: 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.3; 2', 3' — аналогичны 2, 3, но построены для тех же средних напряженностей поля, что 1.
 с — $L \rightarrow \infty$; $l = 0.1 \mu\text{м}$; $N_0(0) = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; T , К: 1 — 300, 2 — 77.
 д — $L \rightarrow \infty$; $l = 0.1 \mu\text{м}$; $N_0(0)$, см^{-2} : 1 — $2.5 \cdot 10^{12}$, 2 — $5 \cdot 10^{11}$, 3 — $5 \cdot 10^{11}$; T , К: 1, 2 — 77, 3 — 300.

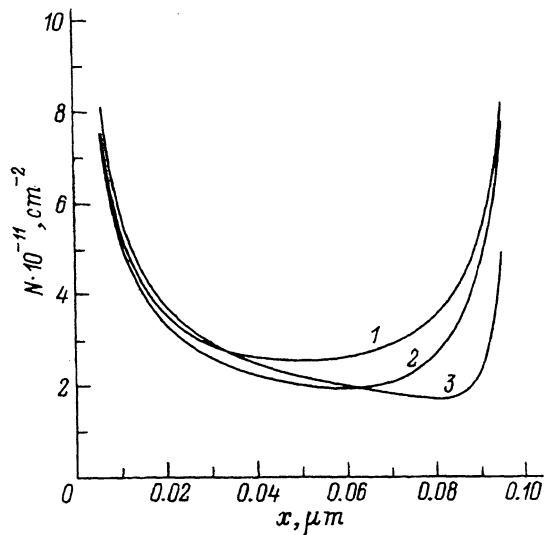


Рис. 6. Распределение концентрации электронов для различных напряжений на образце. $l = 0.1 \text{ мкм}$, $L \rightarrow \infty$, $T = 300 \text{ К}$, $N_0(0) = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. U , В: 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.75.

в которой $v(x)$ — баллистическая скорость электрона, $V(x) \cong (x/l)U$. Если учесть, что согласно обращенной формуле (8) поле U/l целиком определяется током \mathcal{J} , то из (10) следует

$$N(x) = \frac{\Psi(\mathcal{J})}{\sqrt{x}}, \quad (11)$$

где $\Psi(\mathcal{J})$ — функция только тока \mathcal{J} , но не зависит от l , так что в более длинных образцах можно достичь меньших значений $N(x)$ за счет увеличения \sqrt{x} . Поскольку имеет место линейная зависимость \mathcal{J} от U/l функция $\Psi(\mathcal{J})$ в (11) пропорциональна $\sqrt{\mathcal{J}}$ (или \sqrt{U}), т.е. с ростом \mathcal{J} концентрация $N(x)$ растет.

Эффект эксклюзии имеет место тогда, когда распределение (11) сменяет собой первоначальное независимое от тока распределение $N_0(x)$. Эта смена происходит при достаточно малых значениях \mathcal{J} , т.е. сопровождается установлением значений $N(x)$, меньших, чем $N_0(x)$.

е. Поскольку ток определяется целиком управляемой средним полем U/L термоэлектронной эмиссией через эффективный катод, имеет место сильная температурная зависимость тока при фиксированном значении $N_0(0)$, а также сильная зависимость от самой величины $N_0(0)$ (см. рис. 5, *c, d*). Отметим, что в 3D-случае (см. формулу (4)) такая зависимость не предсказывается.

3. После приведения сводки основных результатов работы кратко остановимся на процедуре вычисления, после чего обсудим некоторые из этих результатов.

Задача сводится в основном к решению уравнения Лапласа

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0 \quad (12)$$

в пространстве между токопроводящими слоями, т.е. в барьерах с граничными условиями на контактах $V(0, y) = 0$ и $V(l, y) = U$ и на

проводящем слое

$$2 \frac{\partial V}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\epsilon}{\epsilon_b} N(x), \quad (13)$$

где $N(x)$ — слоевая концентрация электронов $[\text{см}^{-2}]$.

$$N(x) = \frac{2}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dp_x dp_y f(p_x, p_y, x). \quad (14)$$

$f(p_x, p_y, x)$ — квазиклассическая функция распределения $2D$ -электронов в проводящем слое.

Если ограничиться случаем изотропного параболического закона дисперсии электронов, $\epsilon(p) = p^2/2m$, где $p^2 = p_x^2 + p_y^2$, m — эффективная масса, то в случае невырожденного электронного газа и одинаковой температуры T на аноде и катоде

$$f(p_x, p_y, x) = \exp\left(\frac{p_y^2}{2mT}\right) f_1(\eta), \quad (15)$$

где $\eta = p_x^2/2m - eV(x)$; $V(x) = V(x, 0)$, причем при $\eta > -eV_m$

$$f_1(\eta) = C_0 \exp(-\eta/T) \quad \text{при } p_x > 0,$$

$$f_1(\eta) = C_0 \exp(-\eta/T - eU/T) \quad \text{при } p_x < 0, \quad (16)$$

где константа C_0 может быть вычислена через концентрацию электронов у катода (или анода) при $U = 0$:

$$C_0 = \frac{\hbar^2}{4m\pi T} N_0(0). \quad (16a)$$

При $\eta < -eV_m$

$$f_1(\eta) = C_0 \exp(-\eta/T) \quad \text{при } x < x_m,$$

$$f_1(\eta) = C_0 \exp(-\eta/T - eU/T) \quad \text{при } x > x_m. \quad (16b)$$

С учетом (15) имеем из (14)

$$N(x) = \frac{1}{2} N_0(0) \exp[eV(x)/T] \times$$

$$\times \{1 + \operatorname{erf} \zeta(x) + \exp(-eU/T) (1 - \operatorname{erf} \zeta(x))\} \quad \text{при } x < x_m,$$

$$N(x) = \frac{1}{2} N_0(0) \exp[eV(x)/T] \times$$

$$\times \{1 - \operatorname{erf} \zeta(x) + \exp(-eU/T) (1 + \operatorname{erf} \zeta(x))\} \quad \text{при } x > x_m, \quad (17)$$

где

$$\zeta(x) = \sqrt{\frac{\epsilon[V(x) - V_m]}{T}}.$$

Подстановка выражений (17) в (13) замыкает задачу с уравнением (12). В формулах (17) фигурирует потенциал эффективного катода V_m и его положения x_m , находимые самосогласованно при решении (12) с (13).

Вычисление V_m позволяет определить ток в проводящем слое:

$$\mathcal{J} = \epsilon N_0(0) \left(\frac{T}{2\pi m} \right)^{1/2} \exp(eV_m/T) (1 - \exp(-eU/T)). \quad (18)$$

Практически сформулированная задача решалась численно с применением двумерной сетки с переменным шагом по x и по y . Проводящий канал имел постоянную толщину, равную $a = 5$ нм. Типичное значение длины l составляло 0.1 мкм. Типичное значение концентрации $N_0(0)$ в формулах (17), (18) равно $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (что несколько противоречит гипотезе о невырожденности электронного газа при типичных эффективных массах — см. далее).

4. Соотношения (7а) и (9) в совокупности с выводом о линейной зависимости тока \mathcal{J} от среднего поля U/l позволяют «получить» зависимость $V_0(x)$ в некоторой промежуточной области значений x (в которой находится эффективный катод при выполнении указанной линейной зависимости):

$$V_0(x) \simeq \frac{T}{e} \ln \left(\frac{x_0}{x} \right), \quad x > x_0, \quad (19)$$

причем

$$x_0 = \frac{\sigma T}{e \bar{\epsilon} \mathcal{J}_s},$$

где $\mathcal{J}_s = \epsilon N_0(0) (T/(2\pi m))^{1/2}$, σ — проводимость на «втором» омическом участке ($\mathcal{J} = \sigma U/l$), $\bar{\epsilon}$ — основание натуральных логарифмов. Отметим, что зависимость (19) существенно отличается от дебаевской, являясь как бы ее обращением.

Выполненные вычисления позволили получить несколько не вполне ожидаемых результатов. Вновь перечислим вкратце некоторые из них:

- 1) однородность электрического поля вдоль проводящего канала при высоких уровнях инжекции;
- 2) сублинейность вольт-амперных характеристик;
- 3) линейная зависимость тока от напряжения при тех же высоких уровнях, т.е. существование второго омического участка с проводимостью более низкой, чем на первом;
- 4) эксклюзия электронов из большей части проводящего канала при промежуточных значениях тока;
- 5) определяющий характер зависимости тока от деталей катодного контакта.

Последний вывод является особенно важным. Наши вычисления сделаны для единственной конструкции этого контакта. Изменение этой конструкции может существенно повлиять на количественные и

даже качественные результаты вычислений $\mathcal{J} = \mathcal{J}(U)$. Вывод об определяющей роли распределения потенциала около катода не противоречит уже имеющимся расчетам баллистических токов в иных геометрических конфигурациях (см., например, [4,5]).

Весь расчет базировался на нескольких жестких предположениях. Во-первых, предполагался простейший параболический закон дисперсии. Естественно, при напряжениях, превышающих 0.5 В, в большинстве актуальных полупроводников это предположение вряд ли хорошо выполняется. В то же время влияние непараболичности может быть не слишком существенным, поскольку вклад отдаленной от катода области в ВАХ оказался второстепенным, определяющим только зависимость $N(x)$.

Во-вторых, всюду предполагалось отсутствие статистического вырождения. Для концентрации $N \cong N_0(0) = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ даже при комнатных температурах это выполняется при большой эффективной массе электронов, приближающейся к массе свободного электрона. Для актуальных материалов (исключая, быть может, Si) оно не выполняется. Понижение $N_0(0)$ до $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ заметно видоизменяет вольт-амперную характеристику (см. рис. 5, *d*). В частности, почти пропадают вторые омические участки. Поэтому актуально выполнить аналогичные расчеты для произвольной степени вырождения.

Список литературы

- [1] J.A. Geurst. Phys. St. Sol., **15**, 107 (1966).
- [2] A.A. Grinberg, S. Luryi, M.R. Pinto, N.L. Schryer. IEEE Trans. Electron. Dev., **36**, 1162 (1989).
- [3] S. Luryi. In: High Speed Semiconductor Devices, ed. by S.M. Sze (N.Y., John Willey and Sons, 1990) p. 57.
- [4] А.А. Суханов, В.Б. Сандомирский, Ю.А. Ткач. ФТП, **17**, 2156 (1983).
- [5] А.А. Суханов, Ю.А. Ткач. ФТП, **18**, 1277 (1984).

Редактор Л.В. Шаронова