

ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛОЕВ ОБОГАЩЕНИЯ С ГОРЯЧИМИ НОСИТЕЛЯМИ ТОКА

Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л., Юрченко В. Б.

Исследованы разогрев носителей в слоях обогащения и его влияние на токи, ограниченные пространственным зарядом (ТОПЗ). Выяснены критерии преобладания разогревной или концентрационной нелинейности, обсуждены границы применимости локальной связи температуры носителей, их концентрации и электрического поля в образце. Построены вольтамперные характеристики.

Протекание тока через слои обогащения в условиях, когда средняя энергия носителей тока не отличается от температуры фононов, изучено достаточно детально [1, 2]. Однако, как правило, в области электрических полей, отвечающих квадратичному закону Мотта (режим ТОПЗ [1]), носители тока становятся энергетически неравновесными, что должно существенно изменить вид вольтамперной характеристики (ВАХ). Изучение статической ВАХ в указанных условиях и является целью настоящей работы.¹

Математически сформулированная задача сводится к решению системы уравнений Пуассона

$$\operatorname{div} E = 4\pi e(n - n_0), \quad (1)$$

непрерывности тока

$$\operatorname{div} j = 0 \quad (2)$$

и баланса энергии носителей [4]

$$\operatorname{div} Q = jE - n\nu_s(T_e - T). \quad (3)$$

Здесь плотности электрического тока j и теплового потока носителей Q задаются выражениями

$$j = \sigma E - eD\nabla n - \sigma e^{-1}(q+1)\nabla T_e, \quad (4)$$

$$Q = -\kappa\nabla T_e + je^{-1}(q + 5/2)T_e. \quad (5)$$

$\sigma = \sigma_0 (T_e/T)^q$ — электропроводность, $\kappa = \kappa_0 (T_e/T)^{q+1}$ — теплопроводность, $D = D_0 (T_e/T)^{q+1}$ — коэффициент диффузии носителей с концентрацией n (n_0 — равновесная концентрация), температурой T_e и зарядом e (для определенности считаем $e > 0$). Фононы предполагаются равновесными, имеющими температуру $T = \text{const}$. Частота $\nu_s = \nu_{s0} (T_e/T)^{r-1}$ описывает релаксацию энергии носителей тока. Значения r и q для различных механизмов рассеяния приведены в [4].

Рассмотрим полупроводниковую пластину, ограниченную плоскостями $x=0$ и $x=d$ с инжектирующим контактом на первой из них. В такой постановке задача одномерна. После исключения n система (1)–(3) в безмерных переменных принимает вид

¹ В локальном приближении влияние сильного поля на ТОПЗ изучалось в ряде работ (см., например, [3–5]), однако в них решение сводилось к постулированию вида зависимости подвижности носителей от поля.

$$\theta \frac{d^2 \varepsilon}{dX^2} + \left((q+1) \frac{d\theta}{dX} - \varepsilon \right) \left(\frac{d\varepsilon}{dX} + 1 \right) + \frac{d}{r_D} I \theta^{-q} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dX} \left[\left(\frac{d\varepsilon}{dX} + 1 \right)^{\theta q + 1} \frac{d\theta}{dX} \right] + \frac{d}{r_D} I \left(\frac{\varepsilon}{q + 5/2} - \frac{d\theta}{dX} \right) - \left(\frac{r_D}{l} \right)^2 \left(\frac{d\varepsilon}{dX} + 1 \right)^{\theta r - 1} (\theta - 1) = 0, \quad (7)$$

где $\theta = T_e/T$, $\varepsilon = eEr_p/T$, $X = x/r_p$, $I = j/j_0$, $j_0 = \mu n_0 T d/r_D^2$ — характерный ток перехода от первого омического участка к безловушечному закону Мотта в отсутствие разогрева, μ — подвижность равновесных носителей, $r_p = (T/4\pi e^2 n_0)^{1/2}$ и $l = (q + 5/2)^{1/2} (D_0/\nu_{30})^{1/2}$ — равновесные дебаевский радиус и длина остывания [в неравновесных условиях подвижность $\mu^* = \mu \theta^q$, длина остывания $l^* = l \theta^{(q+2-r)/2}$, дебаевский радиус $r_D^* = r_p (\theta n_0/n)^{1/2}$].

Если d много больше r_p и l , то в области $\max(l, r_p) < x < d - \max(l, r_p)$ связь T_e и n с полем E при слабом разогреве носителей локальна. Локальной может она остаться и при сильном разогреве, несмотря на зависимость r_D^* и l^* от E (соответствующие условия приведены далее). В локальном приближении система (6), (7) переписется так:

$$\varepsilon \frac{d\varepsilon}{dX} + \varepsilon = \frac{d}{r_D} I \theta^{-q}, \quad (8)$$

$$\varepsilon^2 = (q + 5/2) \left(\frac{r_D}{l} \right)^2 \theta^{r-q-1} (\theta - 1). \quad (9)$$

Граничным условием к уравнению (8) является обычное условие для электрического поля на виртуальном катоде [1]:

$$\varepsilon(0) = 0. \quad (10)$$

Предположим вначале, что при $j \sim j_0$ разогрев носителей слаб ($\theta - 1 \ll 1$). Тогда в области $j < j_0$ имеет место закон Ома [1]. В области $j > j_0$ из (8)–(10) для ВАХ находим

$$V = \int_0^d E(x) dx = \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{T_e}{e} \left(\frac{d}{r_D} \right)^2 \left(\frac{j}{j_0} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{3}{10} \frac{q}{q + 5/2} \left(\frac{ld}{r_D^2} \right)^2 \frac{j}{j_0} \right], \quad (11)$$

где слабому разогреву отвечает малость второго слагаемого в квадратных скобках. Заметим, что решение полной системы (6), (7) приводит к поправкам к выражению (11) порядка r_p/d и l/d . Последнее означает, что неравенства $d \gg l$, r_p действительно обеспечивают локальность T_e и n при слабом разогреве. Из выражения (11) видно, что если $ld \ll r_D^2$, то с ростом напряжения V вначале имеет место традиционная инжекция носителей из контакта (закон Мотта), на которую затем накладывается разогрев. При $q > 0$ возникающий разогрев увеличивает ток, а при $q < 0$ уменьшает его.

Если $ld \gg r_p^2$, то неравенство $\theta - 1 \ll 1$ в области $j \sim j_0$ не выполняется. Это значит, что разогрев становится существенным при токах $j \sim j_1 \ll j_0$ ($j_1 \sim j_0 r_p^2/ld$), когда инжекция еще не началась. В области $j_1 < j < j_2$ (j_2 — ток, при котором для формирования ВАХ становится существенной инжекция) ² ВАХ была детально изучена в [7]. При дальнейшем росте тока независимо от соотношения между ld и r_p^2 нелинейная ВАХ формируется в равной мере разогревом носителей и перераспределением их концентрации. При $r_D^2 \ll ld$ это справедливо для $j > j_2$, а при $r_D^2 \gg ld$ — для $j > j_3 = j_0 (r_D^2/ld)^2 \gg j_0$ [см. (11)]. Считая $\theta \gg 1$ и $n \gg n_0$ ($d\varepsilon/dX \gg 1$), из (8)–(10) находим ВАХ

$$V = \frac{T_e}{e} \frac{3r_p}{3r - q} \frac{d}{l} I_*^{(r-q)/2r}, \quad (12)$$

² Нетрудно понять, что если при $j \sim j_0$ $\theta \sim 1$, то $j_2 \leq j_0$; если же $\theta \gg 1$, то $j_2 \gg j_0$. Последнее означает, что, хотя при $j > j_0$ инжекция развита, она не сказывается на виде нелинейной ВАХ. Выражение для j_2 будет приведено далее.

где

$$I_* = (q + 5/2)^{2(r-q)} \left| \frac{2r}{r-q} \right| \left(\frac{ld}{rD} \right)^2 I.$$

Из выражений (12), (9) следует, что ВАХ — взаимно-однозначная функция при

$$r - q > 0, r > 0 \quad (13)$$

(в отсутствие инжекции аналогичное условие имело вид $r \pm q > 0$ [7]). При нарушении этих неравенств на ВАХ появляются участки с отрицательной дифференциальной проводимостью.

При выполнении (13), сравнивая выражение (12) с аналогичными формулами монографии [7], находим

$$j_2 = j_0 (ld/rD)^{2q/(r-q)}. \quad (14)$$

Видно, что $j_2 < j_0$ при $q < 0$, $j_2 > j_0$ при $q > 0$.

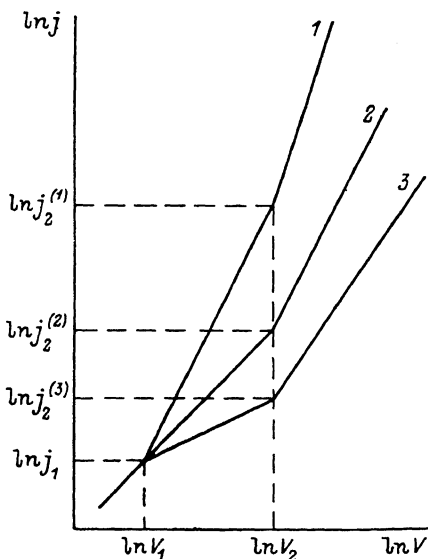
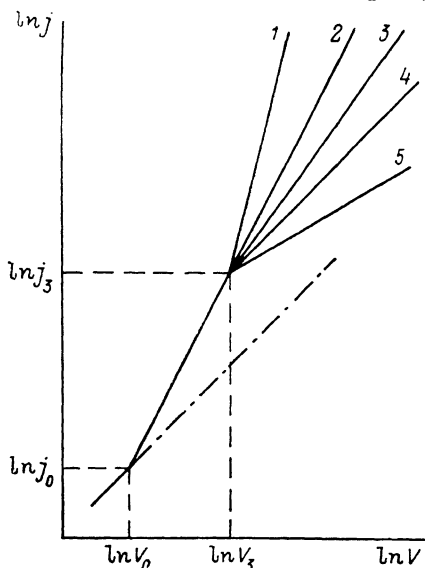


Рис. 1. ВАХ при $l \ll rD^2/d$ ($r > 0$, $r - q > 0$).

$1 - q > 0$, $2 - q = 0$, $3 - 5 - q < 0$ ($3 - q > -r$, $4 - q = -r$, $5 - q < -r$). V_0 — напряжение перехода от омического участка к безловушечному закону Мотта, V_3 — напряжение перехода к режиму ТОПЗ на горячих носителях; $V_* = V_0 r D^2 / ld$.

Рис. 2. ВАХ при $l \gg rD^2/d$ ($r > 0$, $r - q > 0$).

$1 - q > 0$, $2 - q = 0$, $3 - q < 0$. V_1 — напряжение перехода от омического участка к участку с разогретой нелинейностью, V_2 — напряжение перехода к режиму ТОПЗ на горячих носителях; $V_1 = V_* r D^2 / ld$, $V_2 = V_0 \sqrt{j_2^{(1)} > j_2^{(2)} = j_0 > j_2^{(3)}}$.

При наличии инжекции электрическое поле в образце растет по мере удаления от инжектирующего контакта. Вместе с ним возрастает и температура носителей. Что касается концентрации, то она при $r + q > 0$ является убывающей функцией координаты, как и в отсутствие разогрева. Если же $r + q < 0$, то при удалении от инжектирующего контакта n возрастает. На самом деле, конечно, в области $0 \leq x \leq \max(l, r_D)$ концентрация убывает от своего максимального приконтактного значения до некоторого $n_{\min} \gg n_0$, а затем монотонно возрастает вплоть до противоположного контакта. Последнее не должно вызывать удивления, так как при $r + q < 0$ (но $r > 0$, $r > q > 0$)³ подвижность μ^* с ростом температуры быстро уменьшается [см. (6), (7)], т. е. у правого контакта $x = d$ она минимальна. Поэтому для поддержания постоянного тока в структуре концентрация у этого контакта должна стать больше, чем внутри образца.

Проведенное выше рассмотрение позволяет построить ВАХ слоя обогащения с разогретыми носителями во всем интервале изменения токов.⁴ Очевидно, что

³ Этим неравенствам отвечают условия $q < 0$ и $0 < r < -q$.

⁴ Мы здесь не рассматриваем тривиальный случай влияния разогрева носителей на второй омический участок ТОПЗ.

ответ существенно зависит от соотношения между r_b^2/d и l . ВАХ при $l \ll r_b^2/d$ изображена на рис. 1. В этом случае на участке $0 < j < j_0$ имеет место закон Ома, в области $j_0 < j < j_3$ — закон Мотта и, наконец, при $j > j_3$ — ТОПЗ на горячих носителях. При $q=0$ (кривая 2) разогрев, естественно, не оказывает влияния на ТОПЗ. Интересно отметить, что при $r+q=0$ концентрация в образце распределена однородно и линейно растет с током, а подвижность из-за разогрева носителей обратно пропорциональна току [см. (6), (7) при $r=-q$]. Поэтому в области сильных токов ($j > j_2$) возникает омический участок, не связанный с насыщением концентрации из-за предельно сильной инжекции.

Для случая $l \gg r_b^2/d$ ВАХ приведена на рис. 2. Здесь режиму ТОПЗ на горячих носителях ($j > j_2$) предшествует не закон Мотта, а участок с разогревной нелинейностью ($j_1 < j < j_2$). Обратим внимание на то, что, хотя в этом случае ток j_2 при $q \neq 0$ отличается от j_0 , напряжение перехода к режиму ТОПЗ оказывается таким же, как в отсутствие разогрева.

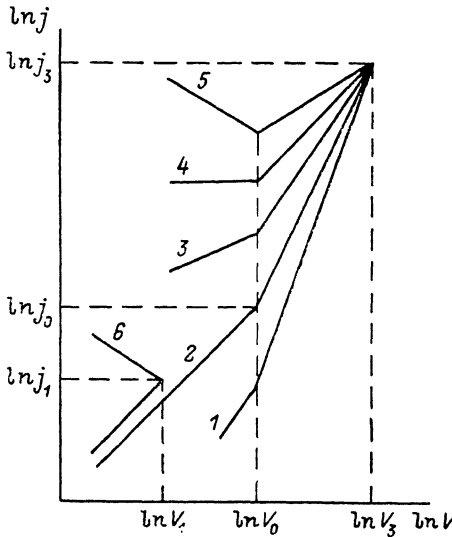


Рис. 3. Петлеобразные ВАХ ($r < 0, r-q < 0$).
 $1-5 - r_b^2 \gg ld, 6 - r_b^2 \ll ld. 1 - q < 0, 2 - q = 0,$
 $3 - q > 0, r+q < 0, 4 - q > 0, r+q = 0, 5 - q > 0,$
 $r+q > 0.$ При $q=0$ высокотемпературная ветвь совпадает с низкотемпературной ветвью, общей для всех ВАХ.

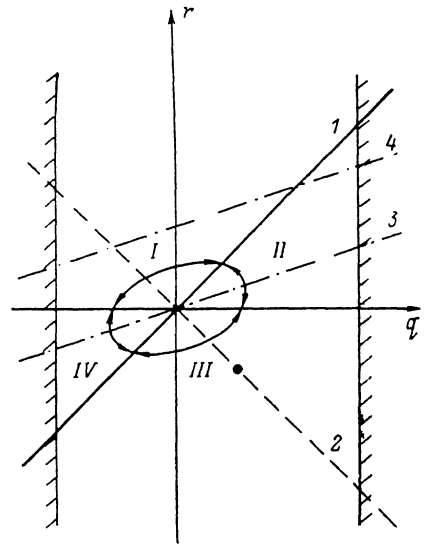


Рис. 4. Области параметров r и q , отвечающие различным типам ВАХ.

ВАХ: I — монотонные, II — S-образные, III — петлеобразные, IV — N-образные. 1 ($r-q=0$), 2 ($r+=0$) — границы аналогичных областей в отсутствие инжекции; неаэтрихованная область отвечает интервалу реально возможных значений ($-1 \leq q \leq 1/2$), 3 — $q-3r=0$, 4 — $q+2-3r=0$.

Выше мы предполагали, что условия $d \gg l, r_b$ обеспечивают локальность связи T_e и n с электрическим полем. Между тем дебаевский радиус r_b^2 и длина остывания l^* являются функциями E , вследствие чего в нелинейном режиме (большие j) локальность может нарушиться. Выясним поэтому области применимости локального приближения.

Поскольку $l^* \sim T_e^{(q+2-r)/2}$ [см. (6), (7)], то для ВАХ, изображенных на рис. 1 ($ld \ll r_b^2$), при $q+2-r < 0$ локальное приближение не нарушается при любых токах. Если же $q+2-r > 0$, то, поскольку l^* растет с ростом T_e , по мере увеличения j критерий локальности нарушается. Анализ показывает, что это нарушение происходит при $j_1^{(1)} \sim j_3 (r_b/l)^{2r/(q+2-r)} \gg j_3$, если $q+2-3r < 0$, и при $j_1^{(2)} \sim j_3 (d/r_b)^{(q+2-5r)/(q+2-r)} (r_b^2/ld)^{2r/(q+2-r)}$, если $q+2-3r > 0$. В последнем случае при $q+2-5r > 0$ $j_1^{(2)} \gg j_3$ имеем всегда, а при $q+2-5r < 0$ — лишь при условии достаточной малости ld/r_b^2 . Заметим, что при $q+2-3r < 0$ нелокальность развивается от инжектирующего контакта, а при $q+2-3r > 0$ — со стороны плоскости $x=d$.

Для ВАХ, изображенных на рис. 2, локальность имеет место лишь при уменьшении l^* с ростом T_e ($q+2-r < 0$), причем в этом случае значения тока сверху не ограничены. Поэтому с учетом реальных механизмов релаксации энергии и импульса рис. 2 имеет место лишь при выполнении неравенства

$q+2-r < 0$ (при этом концентрация всегда убывает с удалением от инжектирующего контакта).

Перейдем теперь к исследованию возможности появления многозначных ВАХ. Из уравнений (8), (9) следует, что безразмерная температура носителей $\theta \gg 1$ связана с безразмерным электрическим полем \mathcal{E} соотношением

$$\theta = \left(\frac{l}{r_D} \frac{\mathcal{E}}{\sqrt{q + \frac{5}{2}}} \right)^{2/(r-q)}. \quad (15)$$

Из тех же уравнений находим

$$\mathcal{E}^*(X) - \mathcal{E}^*(X_0) = s(q + \frac{5}{2})^{q/(r-q)} \frac{d}{r_D} \left(\frac{r_D}{l} \right)^{2q/(r-q)} I(X - X_0), \quad (16)$$

где $s=2r/(r-q)$, $X_0=0$ или $X_0=d$ в зависимости от того, у какого контакта формулируется граничное условие (последнее, как будет показано далее, определяется знаком s).

Исследуем полученное решение. Из формулы (16) видно, что поле \mathcal{E} — монотонно возрастающая функция координаты X . Если $s > 0$, то $\mathcal{E}^*(X)$ — возрастающая функция, а если $s < 0$, то убывающая. В первом случае граничное условие имеет вид тот же, что и в обычной теории ТОПЗ [1]: $\mathcal{E}(0)=0$. В этом случае при выполнении неравенства $r-q < 0$ реализуются петлеобразные ВАХ (рис. 3). При $\theta \gg 1$ они описываются формулами (12). На высокотемпературной ветви петлеобразной ВАХ рост θ сопровождается уменьшением электрического поля [см. (15)], так что температура убывает при удалении от инжектирующего контакта. Что касается концентрации носителей n , то при $r+q < 0$ она тоже убывает, а при $r+q > 0$ возрастает. Последнее объяс-

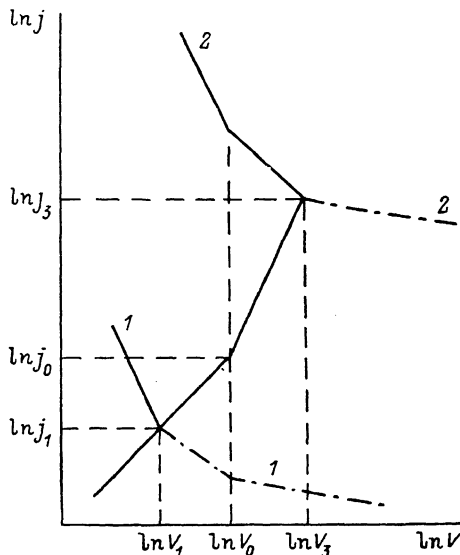


Рис. 5. ВАХ S - (сплошные линии) и N -типа (штрихпунктирные).

$$1 - r_D^2 \ll ld, \quad 2 - r_D^2 \gg ld.$$

няется характером зависимости подвижности носителей от θ . Отметим, что в отличие от чисто разогревной нелинейности [7] при разогревных ТОПЗ существуют механизмы релаксации энергии и импульса носителей, реализующие петлеобразную ВАХ (на рис. 4 точкой отмечен экспериментально возможный случай рассеяния энергии и импульса носителей на PO -фонах: $r=-1/2$, $q=1/2$). Сами же разогревные ТОПЗ, отвечающие петлеобразной ВАХ, возможны лишь при условии $r_D^2 > ld$. Тогда с увеличением напряжения V при $V=V_0$ начинается обычный режим ТОПЗ, а при $V=V_3 > V_0$ наступает разогрев носителей. При уменьшении напряжения от $V=V_3$ вдоль высокотемпературной ветви θ растет, но концентрация инжектируемых носителей уменьшается, и при $V=V_0$ режим ТОПЗ «выключается» (остается только разогревная нелинейность).⁵ Заметим, что вблизи напряжения «выключения» ТОПЗ на высокотемпературной ветви ($V \simeq V_0$) всегда происходит нарушение локального приближения, причем нелокальность развивается от инжектирующего контакта. В то же время при $V \geq V_0$ и достаточно малых l локальное приближение всегда применимо.

Пусть теперь $s < 0$. В этом случае условие $\mathcal{E}(0)=0$ не позволяет определить постоянную интегрирования [$\mathcal{E}^*(0)=\infty$]. Ясно, однако, что из-за роста \mathcal{E} с координатой величина \mathcal{E}^* при приближении к контакту $X=d/r$, убывает.

⁵ Если $r_D^2 < ld$, то появление вначале разогревной нелинейности (в реально возможных случаях приводящей к S -ОДП; см. рис. 4) исключает выход в режим ТОПЗ.

Если у этого контакта ε будет достаточно большим, то значением $\varepsilon^s(d/r_b)$ в выражении (16) можно пренебречь. При различных r и q этого можно достичь за счет выбора на плоскости $X=d/r_b$ соответствующего контакта.

Пусть $r-q < 0$. Тогда большим ε отвечают относительно низкие температуры, для малости $\varepsilon^s(d/r_b)$ необходим контакт с высокой теплопроводностью носителей, т. е. тоже со слоем обогащения. ВАХ в этом случае является S -образной, а ее высокотемпературная ветвь описывается выражением (12) при $q < 3r$ или формулами

$$V = \frac{T}{e} \frac{d}{l} \ln \frac{d}{r_D} I_*^{-1} \quad \text{при } q = 3r, \quad (17)$$

$$V = \frac{T}{e} \frac{2r}{q-3r} \frac{d}{l} \left(\frac{d}{r_D} \right)^{(q-3r)/2r} I_*^{1/s} \quad \text{при } q > 3r. \quad (18)$$

Если теплопроводность носителей тока на контакте $X=d/r_b$ недостаточна, то при сильном разогреве температура носителей, а с ней концентрация и поле в образце оказываются примерно однородными, и формулы (12), (17), (18) становятся неприменимыми. Степень зависимости I от V при этом, однако, сохраняется. Отметим, что разогревный участок ТОПЗ на S -образной ВАХ, как и на петлеобразной, тоже реализуется лишь при условии $r_b^2 \gg ld$ (рис. 5). При этом зависимость концентрации от координаты является возрастающей, а от температуры — убывающей функцией. С ростом тока (уменьшением напряжения) вдоль высокотемпературной ветви ВАХ концентрация инжектированных носителей падает, и при $V=V_0$ режим ТОПЗ «выключается». При $V \simeq V_0$ в этом случае также возможно нарушение локального приближения, причем нелокальность развивается со стороны инжектирующего контакта, если $q+2-3r > 0$, и с противоположной стороны в противном случае.

Если $r-q > 0$, то температура носителей возрастает с ростом поля, и для пренебрежения $\varepsilon^s(d/r_b)$ необходима теплоизоляция носителей тока у контакта $X=d/r_b$ (слой обеднения). В этом случае ВАХ является N -образной (рис. 5). Если $r_b^2 > ld$, то падающий участок следует после участка безразогревного ТОПЗ. При достаточно малых l до напряжения $V_4 = V_3 (r_b^2/ld) (r_b/d)^{-(q+2+r)/2r} > V_3$ применимо локальное приближение, и падающий участок ВАХ описывается формулами (12), (17), (18). Если же $r_b^2 < ld$, то участок ТОПЗ начинается с разогревной нелинейности. В этом случае с началом инжекции связь температуры и концентрации носителей с полем становится нелокальной, причем нелокальность всегда развивается от контакта $X=d/r_b$.

Отметим, что во всех рассмотренных ситуациях инжекция носителей тока увеличивает показатель степенной зависимости $I(V)$ на единицу. Последнее приводит к изменению условий реализации различных типов ВАХ (рис. 4). В итоге области существования S - и N -образных ВАХ сужаются и за их счет расширяются области реализации соответственно петлеобразных и монотонных ВАХ. В заключение заметим, что локальное приближение отвечает пренебрежению термотоками и диффузионными токами по сравнению с дрейфовыми. Так как при $r+q > 0$ термоток и диффузионный ток направлены в противоположные стороны, возможна их взаимная компенсация и тогда, когда каждый из них не мал по сравнению с дрейфовым.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.
- [2] Адирович Э. И., Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках. М., 1978. 320 с.
- [3] Гулямов Г., Муиннов Р. А., Шамирзаев С. Х. — В кн.: Проблемы диэлектрической электроники. Ташкент, 1974, с. 166—174.
- [4] Lampert M. A. — J. Appl. Phys., 1958, v. 29, N 7, p. 1082—1090.
- [5] Dacey G. C. — Phys. Rev., 1953, v. 90, N 5, p. 759—763.
- [6] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975. 400 с.
- [7] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 288 с.