

Г. АШКИНАЗИ

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНЖЕКТИРОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ И ПРЯМАЯ ВЕТВЬ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ $P^+ - N - N^+$ -ГЕТЕРОСТРУКТУР С ВАРИЗОННОЙ БАЗОЙ

(Представлена К. К. Ребане)

Для приборов с  $P-N$ -переходами, предназначенных для преобразования либо усиления электрического тока, весьма существенным требованием является односторонняя инжекция. Поэтому незначительное снижение эффективности эмиттера с ростом тока у гетеропереходов дает возможность заметно улучшить характеристики полупроводниковых приборов [1]. Весьма перспективным является создание в этих приборах слабо легированной базы с переменной шириной запрещенной зоны. Возникающие при этом квазиэлектрические поля приводят к перераспределению носителей в базе при всех уровнях инжекции. Выбирая соответствующий профиль запрещенной зоны, можно влиять на переходные процессы в приборах, а также управлять величинами прямых падений напряжения.

Дальнейшие наши рассуждения будем вести в рамках следующих предположений: 1) подвижности, обусловленные рассеянием на решетке и на ионизованных атомах примеси, и эффективные массы  $m_n$ ,  $m_p$  независимы от состава твердых растворов; 2) время жизни носителей  $\tau_p^N$  независимо от уровня инжекции; 3) излучательные механизмы модуляции базы отсутствуют [2]; 4) в слабо легированной базе выполнены условия высокого уровня инжекции  $p(z) \gg N_d$ ; 5) квазинейтральность  $N$ -области не нарушается, т. е.  $p \approx n$ . Остальные предположения те же, что и в [3].

### Распределение носителей в варизонной $N$ -базе и падение напряжения на ней

В [3] нами было показано, что при наличии градиента верхнего края валентной зоны в  $N$ -базе ( $\partial \mathcal{E}_{g_2}(z)/\partial z$ ) и отсутствии утечек электронов из  $N$ -области в  $P^+$ -область и дырок из  $N$ -области в  $N^+$ -область краевая задача для нахождения распределения дырок в  $N$ -базе при высоком уровне инжекции записывается в виде

$$\frac{d^2 p}{dz^2} + \frac{1}{2kT} \frac{\partial \mathcal{E}_{g_2}(z)}{\partial z} \frac{dp}{dz} - \left( \frac{1}{L^2} - \frac{1}{2kT} \frac{\partial^2 \mathcal{E}_{g_2}(z)}{\partial z^2} \right) p = 0, \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dz}(0) = -\frac{j}{2qD_p} - \frac{1}{2kT} \frac{\partial \mathcal{E}_{g_2}}{\partial z}(0) p(0), \quad (2)$$

$$\frac{dp}{dz}(W_N) = \frac{j}{2bqD_p} - \frac{1}{2kT} \frac{\partial \mathcal{E}_{g_2}}{\partial z}(W_N) p(W_N), \quad (3)$$

где

$$b = \mu_n / \mu_p, \quad L = \sqrt{(2b/b+1)D_p\tau_p}. \quad (4)$$

В случае изменения ширины запрещенной зоны по линейному закону имеем

$$\mathcal{E}_{g_2}(z) = \mathcal{E}_{g_2, \min} + \begin{cases} \Delta \mathcal{E}_{g_2}(0) (1 - z/W_N), & E_0 > 0; \\ \Delta \mathcal{E}_{g_2}(W_N) z/W_N, & E_0 < 0. \end{cases} \quad (5)$$

Падение напряжения на базе определяется выражением \*

$$V_N^I = \frac{j}{q\mu_p(b+1)} \int_0^{W_N} \frac{dz}{p(z)} + \frac{\Delta \mathcal{E}_{g_2}(W_N) - \Delta \mathcal{E}_{g_2}(0)}{q(b+1)} + \frac{kT}{q} \frac{1-b}{1+b} \ln \frac{p(W_N)}{p(0)}. \quad (6)$$

Численные расчеты функции  $f(\eta)$ , связанной с истинной концентрацией  $p(z)$  соотношением  $p(z) = (jL/2qD_p)f(\eta)$ , сделаны для различных значений  $b$ ,  $W_N/L$  и  $\lambda$  \*\* (рис. 1).

Общим свойством полученных распределений, как и следовало ожидать, является то, что положительная напряженность квазиэлектрического поля уменьшает концентрацию инжектированных носителей у  $P^+ - N$ -перехода и увеличивает ее у тылового контакта, а отрицательная — действует наоборот.

Проанализируем подробно характерные особенности распределения инжектированных носителей и используем их для объяснения поведения первой составляющей прямого падения напряжения в выражении (6). Обозначим эту составляющую через  $V_N^I$  (рис. 2, сплошные линии).

Как видно из рис. 1, а, при  $\lambda = 0$  ( $\Delta \mathcal{E}_{g_2}(z) = 0$ ) база модулирована носителями наилучшим образом. Концентрация  $p(z)$  в точке минимума всего лишь в два раза меньше ее максимальных значений  $p(0)$  и  $p(W_N)$ . При  $\lambda > 0$  и  $\lambda < 0$  происходит перераспределение носителей таким образом, что в большей части базы, примыкающей к  $P^+ - N$ -переходу либо к тыловому контакту, концентрация  $p(z)$  становится меньше, чем при  $\lambda = 0$ . Модуляция базы ухудшается и, следовательно,  $V_N^I$  с ростом  $|\lambda|$  возрастает (рис. 2, а). При  $\lambda = 0$  с ростом  $b$  минимум в распределении сдвигается к тыловому контакту и разница между  $p(0)$  и  $p(W_N)$  увеличивается. Это приводит к неодинаковому действию поля на распределение носителей относительно точки  $\lambda = 0$ : минимум  $V_N^I$  сдвигается в сторону положительных  $\lambda$  тем заметнее, чем больше  $b$ , а само падение растет после минимума слабее. В то же время при  $\lambda < 0$  рост падения тем сильнее, чем больше  $b$  (рис. 2, а).

Положительное поле вначале устраняет несимметричность распределения вследствие  $b \neq 1$ , и модуляция базы улучшается. Последую-

\* Без учета составляющей падения, обусловленного электронно-дырочными столкновениями.

\*\* В нашем случае:  $\eta = z/L$ ;  $\eta_N = W_N/L$ ;

$$\lambda = \begin{cases} \Delta \mathcal{E}_{g_2}(0)/4kT & \text{для } E_0 > 0; \\ -\Delta \mathcal{E}_{g_2}(W_N)/4kT & \text{для } E_0 < 0. \end{cases}$$

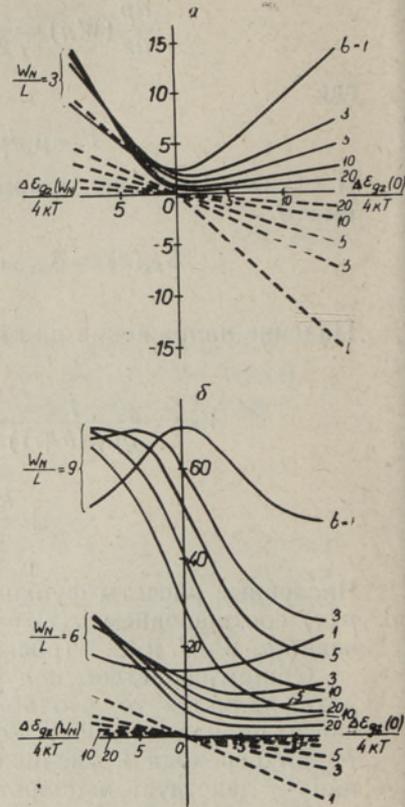
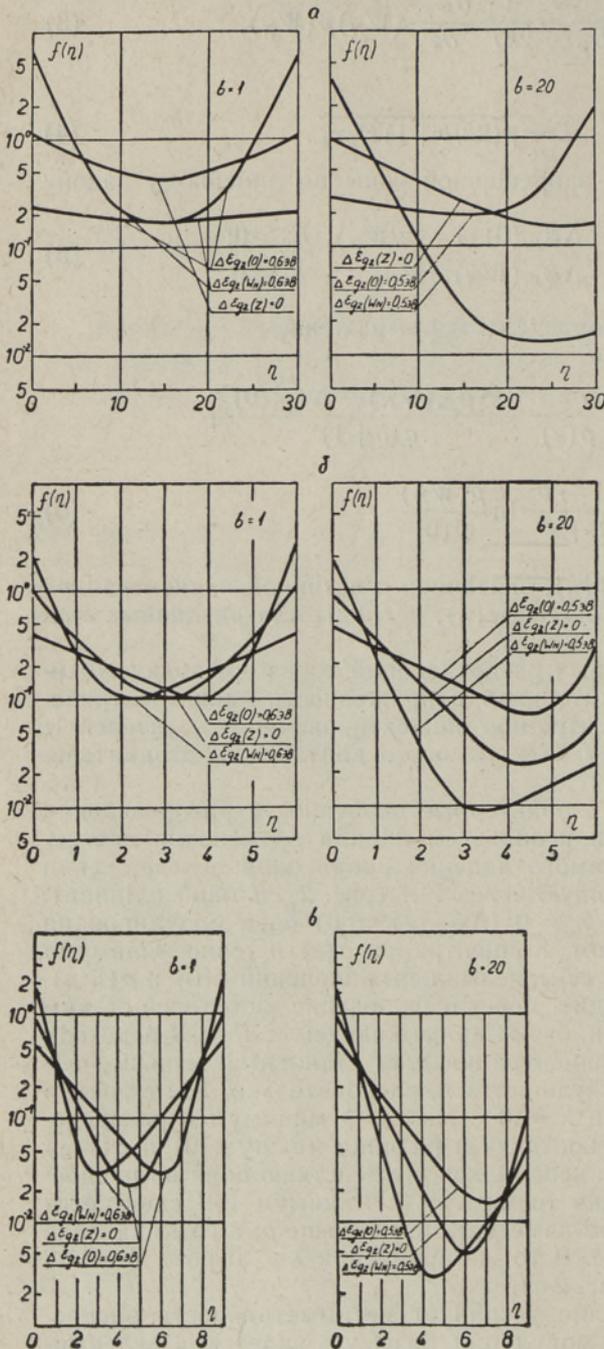


Рис. 2. Зависимость  $qV_N^I/2kT$  (—) и  $qV_N^{II}/2kT$  (---) составляющих падения напряжения на толще  $N$ -базы от перепада ширины ее запрещенной зоны для  $W_N/L = 3$  (а), 6 и 9 (б).

◀ Рис. 1. Распределение в  $N$ -базе инжектированных носителей в зависимости от перепада ширины запрещенной зоны для  $W_N/L = 3$  (а), 6 (б), 9 (в).

щее действие его такое же, как в случае  $b = 1$ : концентрация у тылового контакта возрастает, а в большей части базы уменьшается и тем самым модуляция здесь ухудшается. Отрицательное поле лишь усугубляет эту несимметричность. Поэтому  $V_N^I$  при  $\lambda < 0$  возрастает быстрее с ростом  $|\lambda|$  и тем быстрее, чем больше  $b$ .

Все основные выводы анализа, сделанные для  $\eta_N = 3$ , сохраняются и для случая  $\eta_N = 6$  (рис. 1,б). Следует только отметить, что с ростом  $\eta_N$  сильнее выявляется несимметричность в распределении носителей и требуются более сильные положительные поля для соответствующего повышения концентрации  $p(z)$  в большей части толщи, примыкающей к тыловому контакту. При этом минимум  $V_N^I$  сдвигается в область более высоких значений  $\lambda$  (рис. 2,б).

Случай больших  $\eta_N$  требует детального анализа. Так, при  $\eta_N = 9$  (рис. 1,в; 2,б)  $p(z)_{\min}$  на 2—3 порядка меньше, чем  $p(0)$  и  $p(W_N)$ . В этом случае центральная часть базы оказывается хуже всего залитой носителями, что в основном и определяет величину  $V_N^I$ . Внутреннее поле, перераспределяя носители и уменьшая их концентрацию у тылового контакта либо у  $P^+ - N$ -перехода, увеличивает их среднюю концентрацию в центральной части базы, что улучшает ее модуляцию, а следовательно, и уменьшает значение  $V_N^I$ . Из рис. 1,в видно, что при  $b = 1$  для положительного и отрицательного полей  $p(z)_{\min}$ , а следовательно, средняя концентрация в центральной части возрастает, что, естественно, приводит к уменьшению  $V_N^I$  (рис. 2,б). Необходимо, однако, отметить, что напряжение, достигнув своего минимума в областях  $\lambda > 0$  и  $\lambda < 0$ , начнет опять возрастать, как и в случае  $\eta_N \leq 6$ . Последнее понятно из качественного анализа распределения концентраций. Действительно, дальнейшее возрастание поля, увеличивая концентрацию  $p(z)$  в центре базы и уменьшая ее на одном из краев, приведет к тому, что в большей части базы, примыкающей к этому краю, произойдет выравнивание концентрации. В этом случае падение будет определяться, в основном, средней концентрацией в прикраевой области. Здесь средняя концентрация с ростом поля будет уменьшаться за счет «перекачки» носителей к другому краю и в дальнейшем будет вести себя так же, как в случае  $\eta_N \leq 6$ . Именно поэтому кривая падения имеет максимум и два минимума. При  $b > 1$  характер зависимости не нарушается, лишь точка максимума сдвигается в область отрицательных полей. (Необходимо отметить, что часть минимумов и максимумов лежит вне области полей, приведенных на рис. 2,б.)

Для описания полного падения напряжения на толще базы рассмотрим поведение второй  $V_N^{II}$  и третьей  $V_N^{III}$  составляющих в выражении (6). На рис. 2 пунктирными линиями показана зависимость  $V_N^{II}$  от  $\lambda$ . Как видно, значение полного падения уменьшается на величину  $V_N^{II}$  в области положительных полей и увеличивается на ту же величину в области отрицательных. Демберовское падение по результатам численных расчетов  $|V_N^{III}| \ll 2kT/q$ . Столь малое значение демберовского падения только корректирует полное падение и заметно сказывается лишь в случае  $\lambda > 0$  при малых  $\eta_N$  и больших  $b$ . При этом  $|V_N^I + V_N^{II}| < |V_N^{III}|$  и полное падение на толще  $V_N < 0$ . Во всех остальных случаях  $V_N^I + V_N^{II} \gg V_N^{III}$  и  $V_N \simeq V_N^I + V_N^{II}$ .

**Прямая ветвь вольтамперной характеристики (ПВ ВАХ)  
P<sup>+</sup>-N-N<sup>+</sup>-структур с гетеропереходами на основе  
Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As**

Распределение носителей, инжектированных в N-область, находится из решения уравнения (1) с граничными условиями, учитывающими токи утечки в P<sup>+</sup>- и N<sup>+</sup>-области:

$$p(z) = e^{\lambda z/W_N} \frac{p(0) \operatorname{sh}[\delta(W_N - z)/L] + e^{-\lambda} p(W_N) \operatorname{sh}(\delta z/L)}{\operatorname{sh}(\delta W_N/L)}, \quad (7)$$

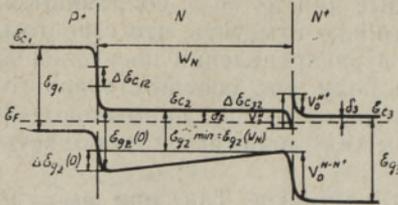


Рис. 3. Зонная диаграмма  $P^+ - N - N^+$ -гетероструктуры с варизонной  $N$ -базой на основе  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ .

$$\frac{dp}{dz}(0) = -\frac{j}{2qD_p^N} - \frac{2\lambda}{W_N} p(0) + \frac{j_n(0)}{2qD_p^N} \frac{b+1}{b}, \quad (8)$$

$$\frac{dp}{dz}(W_N) = \frac{j}{2bqD_p^N} - \frac{2\lambda}{W_N} p(W_N) - \frac{j_p(W_N)}{2qD_p^N} \frac{b+1}{b}, \quad (9)$$

где  $\delta = \sqrt{\lambda^2 \eta_N^{-2} + 1}$ .

Ток утечки электронов из  $N$ - в  $P^+$ -область определяется соотношением

$$j_n(0) = (qD_p^+ p^2(0)/L_p^+ P_A^+) e^{-\Delta \epsilon_c/kT}. \quad (10)$$

Выражение для тока утечки дырок из  $N$ - в  $N^+$ -область зависит от того, какой изотипный  $N - N^+$ -переход мы рассматриваем. Для структур с гомо- $N - N^+$ -переходом оно имеет вид [4]

$$j_p(W_N) = qD_p^{N^+} p^2(W_N)/L_p^{N^+} N_d^+. \quad (11)$$

Для структур с гетеро- $N - N^+$ -переходом на основе  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  (рис. 3) величина барьера для дырок больше, чем в гомо- $N - N^+$ -переходе на высоту «пичка». При достаточной доле туннельной составляющей тока электронов через «пичок» ток утечки дырок из  $N$ -области в  $N^+$ -область определяется выражением

$$j_p(W_N) = (qD_p^{N^+} p^2(W_N)/L_p^{N^+} N_d^+) e^{-\Delta \epsilon_c''/kT}. \quad (12)$$

Подставляя (7), (10) и (11) в (8) и (9), получаем систему из двух квадратичных алгебраических уравнений относительно граничных концентраций.

Положив  $\lambda$ ,  $\Delta \epsilon_c$  и  $\Delta \epsilon_c''$  равными нулю, получаем систему квадратных уравнений относительно граничных концентраций для  $P^+ - N - N^+$ -структуры с гомопереходами и однородной базой [4].

При достаточно больших значениях  $\Delta \epsilon_c''$  утечкой дырок из  $N$ -области в  $N^+$ -область пренебрегаем:

$$j_p(W_N) = 0. \quad (13)$$

Тогда решение системы (8), (9) для граничных концентраций с учетом (10), (13) можно представить в аналитическом виде:

$$f(\eta_N, \lambda, j) = \left[ \frac{1}{b} + \frac{\delta e^\lambda}{\text{sh } \delta \eta_N} f(0, \lambda, j) \right] / \left( \delta \text{cth } \delta \eta_N - \frac{\lambda}{\eta_N} \right); \quad (14)$$

$$f(0, \lambda, j) =$$

$$= 2f(0, \lambda) / \left( \sqrt{1 + j \frac{L^2 D_p^{P^+}}{q(D_p^N)^2 L_p^+ P_A^+} e^{-\Delta \epsilon_c/kT} \left( \delta \text{cth } \delta \eta_N - \frac{\lambda}{\eta_N} \right) f(0, \lambda) + 1} \right), \quad (15)$$

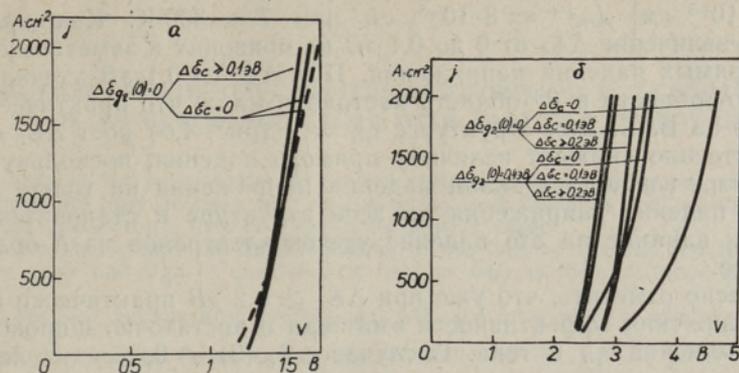


Рис. 4. ВАХ  $P^+-N-N^+$ -гетероструктур с практически идеальным  $N^+$ -эмиттером для  $W_N/L=4$  (а), 9 (б). (На рис. 4, а пунктир означает эксперимент.)

где

$$f(0, \lambda) = \delta / \text{sh } \delta \eta_N [ (1/b) e^{-\lambda} + \text{ch } \delta \eta_N ] - \lambda / \eta_N. \quad (16)$$

ПВ ВАХ структур с гетеропереходами определяется выражением

$$\bar{V} = V_N + \Delta V_N + V_{P^+-N} + V_{N-N^+}, \quad (17)$$

где  $V_N$  — падение на толще  $N$ -базы из формулы (6), куда  $p(z)$  подставляется из (7) с учетом граничных концентраций (14) и (15);  $\Delta V_N$  — падение напряжения, обусловленное электронно-дырочными столкновениями [4]:

$$\Delta V_N \approx \frac{j W_N}{q c(T)} \ln \frac{j_V}{j - j_n(0) - j_p(W_N)}, \quad (18)$$

где

$$j_V = q W_N \gamma(T) / 2 \tau_p^N.$$

Используя для GaAs значения эффективных масс [5]  $m_n = 0,06 m_0$ ,  $m_p = 0,6 m_0$ , находим  $c^{\text{GaAs}} \approx 2,5 c^{\text{Si}}$ ,  $\gamma^{\text{GaAs}} \approx 0,14 \gamma^{\text{Si}}$ . Сравнивая эти значения со значениями, полученными в [4] для Si ( $c^{\text{Si}} \approx 10^{17} T^{3/2}$ ,  $\gamma^{\text{Si}} \approx \approx 3 \cdot 10^{14} T^2$ ), видим, что величина  $\Delta V_N$  для арсенида галлия в 4—5 раз меньше, чем для кремния.

В случае отсутствия утечки электронов из  $N$ -области в  $N^+$ -контакт выражение (17) запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{q \bar{V}}{2kT} = & \frac{1}{2} \ln \frac{j j_d}{j_i^2} + \ln \frac{f(0, \lambda, j)}{\sqrt{f(\eta_N, \lambda, j)}} + 2\lambda + \\ & + \frac{1}{b+1} \int_0^{\eta_N} \frac{d\eta}{f(\eta, \lambda, j)} + \frac{j W_N}{2kTc} \ln \frac{j_V}{j - j_n(0)}, \end{aligned}$$

где

$$j_d = 2q D_p^N N_d / L; \quad j_i = 2q D_p^N n_{i \text{ min}} / L, \quad \lambda \geq 0. \quad (19)$$

На рис. 4 изображены рассчитанные по (20) прямые ВАХ структур (рис. 3) с различными  $\eta_N$ ,  $\Delta \epsilon_{g_1}(0)$  и  $\Delta \epsilon_c$ . Расчет сделан для значений

$W_N = 4 \cdot 10^{-3}$  см;  $L_n^{P+} = 8 \cdot 10^{-5}$  см при  $T = 300$  К. Как видно из рис. 4,а, увеличение  $\Delta \mathcal{E}_c$  от 0 до 0,1 эВ не приводит к заметному уменьшению прямых падений напряжения. При  $\Delta \mathcal{E}_c > 0,1$  эВ утечка электронов из  $N$ -области в  $P^+$ -область настолько мала, что практически уже не влияет на ВАХ. Для структур с  $\eta_N = 9$  (рис. 4,б) рост  $\Delta \mathcal{E}_c$  от 0 до 0,2 существенно снижает величину прямого падения, поскольку с увеличением  $\eta_N$  возрастает вклад падения напряжения на толще  $N$ -базы в полное падение напряжения на всей структуре и становится более ощутимым влияние на это падение утечек электронов из  $N$ -области в  $P^+$ -эмиттер.

Интересно отметить, что уже при  $\Delta \mathcal{E}_c \geq 0,2$  эВ практически не происходит снижения эффективности эмиттера в достаточно широком диапазоне изменений  $\eta_N$  и тока. В случае  $\Delta \mathcal{E}_{g_s}(0) \neq 0$ , как и следовало ожидать, дополнительно уменьшаются прямые падения при  $\eta_N > 6$  (рис. 4,б).

Автор выражает искреннюю признательность Ж. И. Алферову, И. В. Грехову и В. Е. Челнокову за интерес и внимание к работе и П. Б. Рабкину за помощь в расчетах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алферов Ж. И., Гетеропереходы в полупроводниках, Автореф. докт. дисс., Л., ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1970.
2. Алферов Ж. И., Бергманн Я. В., Корольков В. И., Никитин В. Г., Степанова М. Н., Яковенко А. А., Третьяков Д. Н., Физ. и техн. полупроводников, 12, вып. 1, 68—74 (1978).
3. Ашкинази Г. А., Золотаревский Л. Я., Рабкин П. Б., Хамелис Я. Ш., Физ. и техн. полупроводников, 10, вып. 2, 286—292 (1976).
4. Ашкинази Г., Золотаревский Л., Кузьмин В., Румма К., Хамелис Я., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 25, № 3, 299—309 (1976).
5. Арсенид галлия. Получение, свойства и применение (Под ред. Ф. П. Кесаманлы и Д. Н. Наследова), М., «Наука», 1973.

Научно-исследовательский институт  
Таллинского электротехнического  
завода им. М. И. Калинина

Поступила в редакцию  
13/IX 1978

G. ASKINAZI

#### INJEKTEERITUD LAENGUKANDJATE JAOTUS JA VARISOONSE BAASIGA $P^+ - N - N^+$ -HETEROSTRUKTUURIDE PÄRIVOOLU PINGE-VOOLUKARAKTERISTIKUD

Artiklis on vaadeldud kõrge injeksioonitaseme korral varisoones  $N$ -baasis tekkiva päripingelangu komponente ja nende seost suurustega  $\mu_n/\mu_p$ ,  $W_N/L$ , samuti kvaasi-elektrivälja suuruse ja märgiga. On analüüsitud viimastest sõltuvaid laengukandjate jaotuse eripärasid ning nende mõju päripingelangu komponentidele  $\sim \int_0^{W_N} dz / p(z)$ .

On esitatud  $P^+ - N - N^+$ -struktuuri (valmistatud  $Ga_{1-x}Al_xAs$  baasil) päriveroolu pingevoolukarakteristiku arvutus, arvestades elektron-auk-hajumist ja emitterite efektiivsuse langust kõrge injeksioonitaseme korral, ning näidatud  $P^+ - N$ -heterosiirde energetilise barjääri suuruse ja «positiivse» kvaasielektrivälja mõju päriveroolu pingevoolukarakteristike erinevate  $W_N/L$  väärtuste korral.

G. ASHKINAZI

DISTRIBUTION OF INJECTED CARRIERS AND FORWARD  $V-I$ -CHARACTERISTICS OF  $P^+-N-N^+$ -HETEROSTRUCTURE WITH VARIABLE ENERGY GAP BASE

The analysis of the components of forward voltage drop occurring on variable energy gap  $N$ -base and their relation with values  $\mu_n/\mu_p$  and  $W_N/L$  as well as the values and sign of the quasi-electric field is given in the present paper.

The peculiar features of the distribution of the injected carriers and its dependence upon the value and sign of quasi-electric field as well as their influence on the components of forward voltage drop proportional with the integral  $\sim \int_0^{W_N} dz/p(z)$  are analysed.

Calculation of the forward  $V-I$ -characteristics of the  $P^+-N-N^+$ -structure based on  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  considering an electron-hole encounter as well as the decrease of the emitter's efficiency at a high level of injection is made.

The article shows the influence of the values of the energy barrier of  $P^+-N$ -heterojunction and «positive» quasi-electric field on forward  $V-I$ -characteristics for different  $W_N/L$ .

The «positive» quasi-electric field influences considerably the forward  $V-I$ -characteristics if  $W_N/L > 6$ , while it influences the value of the energy barrier of  $P^+-N$ -heterojunction if  $W_N/L > 4$ . In case  $\Delta E_c > 0.2$  eV the influence of the energy barrier on forward  $V-I$ -characteristics is becoming inessential if  $4 < W_N/L \leq 10$ .