

## РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОННО-ИНЖЕКЦИОННОГО ИМПУЛЬСНОГО ТИРИСТОРА НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

Григорьев Б. И., Корольков В. И., Рожков А. В.

Изложены физические основы работы нового типа импульсных тиристоров — фотонно-инжекционных. Предложена теория работы прибора в стационарных режимах. Получены условия лавинного роста тока в приборе при низком и высоком уровнях инжекции в слабо легированном  $n$ -слое. Показано, что фотонно-инжекционный импульсный тиристор в отличие от традиционных реально является полностью управляемым прибором, так как может быть выключен по цепи управления. В этих тиристорах высока эффективность процесса модуляции слабо легированного  $n$ -слоя. Основные результаты предложенной теории находятся в согласии с экспериментальными данными.

Ранее нами было показано, что использование гетероструктур на основе материалов с высокой долей излучательной рекомбинации позволяет по-новому подойти к решению задачи радикального улучшения основных характеристик импульсных тиристоров [1-5]. Так, в описанном в [4] фотонно-инжекционном импульсном тиристоре (ФИИТ) на основе  $P-p-N-n^0-p-n^+$ -гетероструктуры в системе GaAs—AlGaAs в отличие от традиционных четырехслойных приборов отсутствует этап распространения включенного состояния, так как первоначально включенная область

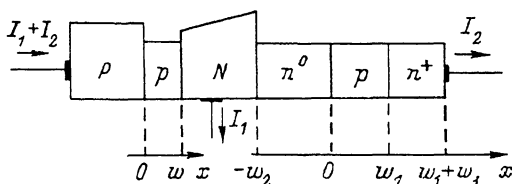


Рис. 1. Схематическое изображение фотонно-инжекционного импульсного тиристора.

ФИИТ занимает всю площадь структуры. ФИИТ обладает высоким быстродействием при включении и выключении. Кроме того, повышение  $dU/dt$  стойкости этого прибора не связано с необходимостью создания технологических шунтировок эмиттерных переходов. Работы по дальнейшему улучшению основных параметров и характеристик импульсных тиристоров на основе гетероструктур в значительной степени сдерживаются отсутствием теории работы таких приборов. Поэтому здесь изложены физические основы работы и дана теория статических характеристик фотонно-инжекционных импульсных тиристор.

**Устройство и принцип работы ФИИТ.** ФИИТ (рис. 1) состоит из  $P-p-N$ -гетеросветодиода и  $N-n^0-p-n^+$ -структуры со слабо легированными  $n^0$ - и  $p$ -областями. Степень легирования  $p$ -базы на 2—3 порядка выше, чем  $n^0$ -коллектора, и настолько же ниже, чем  $n^+$ -эмиттера. Методика получения  $P-p-N-n^0-p-n^+$ -структур дана в [4, 6]. ФИИТ работает на принципе преобразования входного электрического сигнала  $I_1$  в световой с последующим преобразованием света в выходной электрический сигнал  $I_2$ , являющийся в сумме с  $I_1$  током накачки гетеросветодиода. В исходном состоянии ток  $I_1=0$ , коллекторный переход ФИИТ смещен в обратном направлении, ФИИТ заперт и ток  $I_2 \approx 0$ . При включении тока  $I_1$  в базе светодиода накапливается избыточный заряд электронов и дырок. Электронно-дырочные пары рекомбинируют в базе светодиода с излучением

фотонов, бóльшая часть которых доходит до коллектора и поглощается в нем. В результате в коллекторе генерируется электронно-дырочная плазма. Под действием внешнего электрического поля генерированные светом электроны из  $n^0$ -области удаляются в  $N$ -слой, а генерированные в  $n^0$ -области дырки движутся по направлению к обратно смещенному коллекторному переходу и перебрасываются полем перехода в  $p$ -базу. Для поддержания квазинейтральности базы  $n^+$ -эмиттер инжектирует электроны, часть которых, пройдя базу, поступает в коллектор. В результате через  $N-n^0-p-n^+$ -структуру протекает ток  $I_3$ , значение которого тем больше, чем больше ток  $I_1$ ; через светодиод — сумма токов  $I_1$  и  $I_2$ . При дальнейшем увеличении тока  $I_1$  и достижении условия лавинного роста тока  $I_2$  ФИИТ переходит в режим собственно тиристора. В этом режиме ток  $I_2$ , ограниченный внешней цепью, протекает и в отсутствие тока  $I_1$ , а коллекторный переход  $N-n^0-p-n^+$ -структуры смещен в прямом направлении.

*Условия лавинного роста тока  $I_2$ .* Условия лавинного роста тока получим, рассмотрев стационарные режимы усиления ФИИТ. Анализ режимов усиления выполним в приближении одномерной модели  $N-n^0-p-n^+$ -структуры с резкими переходами, полагая, что все фотоны, поступающие из светодиодной части прибора, поглощаются в  $n^0$ -слое. Принятые допущения оправданы тем, что неоднородные эффекты в  $N-n^0-p-n^+$ -структуре выражены слабо [4], а коэффициент поглощения фотонов велик.

При относительно небольших значениях токов  $I_1$  и  $I_2$ , когда в  $n^0$ -слое и тем более в  $p$ - и  $n^+$ -областях  $N-n^0-p-n^+$ -структуры реализуются условия низкого уровня инжекции, модуляция проводимости  $n^0$ -слоя отсутствует. Движение ННЗ в базе, коллекторе и эмиттере  $N-n^0-p-n^+$ -структуры в этих условиях описывается уравнениями непрерывности

$$L_1^2 \frac{d^2 n_1}{dx^2} - n_1 = 0, \quad L_2^2 \frac{d^2 p_2}{dx^2} - p_2 + \tau_2 g(x) = 0, \quad L_3^2 \frac{d^2 p_3}{dx^2} - p_3 = 0. \quad (1)$$

Соответственно токи ННЗ

$$j_{n1} = qD_1 (dn_1/dx), \quad j_{p2} = -qD_2 (dp_2/dx), \quad j_{p3} = -qD_3 (dp_3/dx). \quad (2)$$

Граничные условия имеют вид [7]

$$n_1(0) = 0, \quad p_2(0) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{dp_2}{dx} (-w_2) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{dn_1}{dx}(0) - \frac{D_2}{D_1} \frac{dp_2}{dx}(0) + \frac{D_3}{D_1} \frac{dp_3}{dx}(w_1) = \frac{dn_1}{dx}(w_1), \quad (5)$$

$$n_1(w_1) N_{a1} = p_3(w_1) N_{d3}, \quad (6)$$

$$p_3(w_1 + w_3) = 0. \quad (7)$$

В (1)–(7)  $n_1(x)$ ,  $j_{n1}(x)$ ,  $L_1 = (D_1 \tau_1)^{1/2}$ ,  $D_1$  и  $\tau_1$  — концентрация, ток, диффузионная длина, коэффициент диффузии и время жизни электронов в базе;  $p_2(x)$ ,  $j_{p2}(x)$ ,  $L_2 = (D_2 \tau_2)^{1/2}$ ,  $D_2$  и  $\tau_2$  — те же параметры дырок в коллекторе;  $p_3(x)$ ,  $j_{p3}(x)$ ,  $L_3 = (D_3 \tau_3)^{1/2}$ ,  $D_3$  и  $\tau_3$  — те же параметры дырок в эмиттере;  $q$  — заряд электрона;  $g(x) = \alpha J \exp[-\alpha(w_2 + x)]$  [8],  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $J = k(j_1 + j_2)/q$ ,  $k \leq 1$  — коэффициент, учитывающий эффективность преобразования тока светодиода в поток фотонов, поступающих в  $n^0$ -слой,  $N_{a1}$  — концентрация акцепторов в базе,  $N_{d3}$  — концентрация доноров в эмиттере. Из (1)–(7) и условия  $j_2 = j_{n1}(0) + j_{p2}(0)$  получим следующее выражение для плотности протекающего через  $N-n^0-p-n^+$ -структуру тока:

$$j_2 = \frac{k\alpha_2}{1 - \alpha_1 - k\alpha_2} j_1, \quad (8)$$

где  $\alpha_1 = \gamma h$  — коэффициент передачи электронов в базе,  $\alpha_2 = 1/\text{ch} W_2$ ,  $W_2 = w_2/L_2$ . При записи (8) учтено, что в структурах на основе GaAs  $\alpha L_2 \gg 1$  и  $\alpha w_2 \gg 1$ .

Условие лавинного роста тока  $I_2$  в ФИИТ, как видно из (8), в случаях низких уровней инжекции в областях  $N-n^0-p-n^+$ -структуры имеет вид

$$\alpha + k\alpha_2 \gg 1. \quad (9)$$

Рассмотрим стационарный режим усиления ФИИТ, сопровождающийся модуляцией проводимости  $n^0$ -слоя, когда в коллекторе реализуются условия высокого уровня инжекции. Анализ этого режима выполним, считая низкими уровни инжекции в базе и эмиттере. Для этого воспользуемся системой уравнений (1)–(7), положив в (1)  $L_2 = |2bD_2\tau_2/(b+1)|^{1/2}$ , в (2)  $j_{p2}(x) = [j_2 - 2bqD_2(dp_2/dx)]/(b+1)$  и заменив (4), (5) на следующие [7]:

$$\frac{b+1}{2b} \frac{dn_1}{dx}(0) - \frac{D_2}{D_1} \frac{dp_2}{dx}(0) = \frac{bD_2}{D_1} \frac{dp_2}{dx}(-w_2), \quad \frac{dn_1}{dx}(w_1) - \frac{D_3}{D_1} \frac{dp_3}{dx}(w_1) = \frac{2bD_2}{D_1}(w_2).$$

Из решения поставленной краевой задачи и условия  $j_{p2}(-w_2) = 0$  следует, что

$$j_2 = \frac{(b+1)k\alpha_2}{b - (b+1)\alpha_1 - [(b+1)k-1]\alpha_2} j_1. \quad (10)$$

Поэтому условие лавинного роста тока  $I_2$  в ФИИТ в случаях высоких уровней инжекции в  $n^0$ -слое имеет вид

$$[(b+1)\alpha_1 + [(b+1)k-1]\alpha_2]b^{-1} \geq 1. \quad (11)$$

Из (9) и (11) видно, что при  $k \rightarrow 1$  условия лавинного роста тока в ФИИТ совпадают с соответствующими условиями, реализующимися в традиционных тиристорах:  $\alpha_1 + \alpha_2 \geq 1$  [9] и  $(b+1)b^{-1}\alpha_1 + \alpha_2 \geq 1$  [10]. При  $b \rightarrow \infty$  (10) и (11) переходят соответственно в (8) и (9). Отметим, что в (9), (11) под  $w_2$  следует понимать эффективную ширину коллектора, а под  $w_1$  — полную ширину базы, так как в ФИИТ  $N_{a1} \gg N_{a2}$ .

*Теория стационарных режимов насыщения ФИИТ.* Рассмотрим стационарный режим насыщения ФИИТ в отсутствие модуляции проводимости  $n^0$ -слоя, оставая в силе принятые выше допущения. Движение ННЗ в базе, коллекторе и эмиттере в этих условиях описывается уравнениями (1).

Граничными условиями являются выражения (4), (6) и (7) и следующие:

$$N_{a1}n_1(0) = N_{a2}p_2(0), \quad (12)$$

$$\frac{dn_1}{dx}(w_1) - \frac{D_3}{D_1} \frac{dp_3}{dx}(w_1) = \frac{j_2}{2qD_1}, \quad (13)$$

$$\frac{D_1}{D_2} \frac{dn_1}{dx}(0) - \frac{dp_2}{dx}(0) = \frac{j_2}{qD_2}, \quad (14)$$

где  $N_{a2}$  — концентрация доноров в коллекторе. Уравнение (12) получено из условия равенства произведений концентраций электронов и дырок по обе стороны от прямо смещенного коллекторного перехода. Уравнения (13) и (14) записаны на основании непрерывности токов через эмиттерный и коллекторный переходы. Из (1), (4), (6), (7), (12)–(14) следует

$$n_1(x) = \frac{j_2L_1}{qD_1} \left[ \alpha_n \operatorname{sh} x_1 + \frac{(\alpha_{rp} - \alpha_n) \operatorname{sh} W_1}{\operatorname{ch} W_1 - \alpha_{rp}} \operatorname{ch} X_1 \right], \quad (15)$$

$$p_2(x) = -\frac{j_2L_2}{qD_2} \frac{(1 - \alpha_n) \operatorname{ch}(W_2 + X_2)}{\operatorname{sh} W_2} + \frac{q\tau_2}{\alpha^2 L_2^2 - 1} \times \\ \times \left[ \alpha L_2 \frac{e^{\alpha w_2} \operatorname{ch} X_2 - \operatorname{ch}(W_2 + X_2)}{\operatorname{sh} W_2} - e^{-\alpha x} \right], \quad (16)$$

$$p_3(x) = \frac{j_2L_1}{qD_1} \alpha_{rp} \frac{N_{a1}}{N_{a3}} \frac{\operatorname{sh} W_1}{\operatorname{sh} W_3} \frac{\operatorname{ch} W_1 - \alpha_n}{\operatorname{ch} W_1 - \alpha_{rp}} \operatorname{sh} \frac{w_1 + w_3 - x}{L_3}. \quad (17)$$

В (15)–(17)  $\alpha_{rp} = \alpha_1 = \gamma h$  — коэффициент передачи электронов в базе в режиме усиления,  $\alpha_n$  — коэффициент передачи электронов в базе в режиме насыщения,  $X_1 = x/L_1$ ,  $W_1 = w_1/L_1$ ,  $X_2 = x/L_2$ ,  $W_3 = w_3/L_3$ ,  $g = \alpha J \exp(-\alpha w_2)$ . Анализ приве-

денных выражений и выражения  $\alpha_n$  показал, что в  $N-n^0-p-n^+$ -структурах с реальными параметрами концентрация электронов у коллекторного перехода в режиме насыщения незначительно отличается от равновесной, а  $\alpha_n$  близок к  $\alpha_{rp}$ . Это, в частности, означает, что при расчете основных параметров ФИИТ в отсутствие модуляции проводимости  $n^0$ -слоя можно вместо граничного условия (12) использовать  $n_1(0)=0$ .

От распределений концентраций (15)–(17) перейдем к следующим выражениям плотностей зарядов электронов и дырок:

$$Q_1 = j_2 \tau_1 [\alpha_n (\operatorname{ch} W_1 - 1) + (\alpha_{rp} - \alpha_n) (\operatorname{ch} W_1 - \alpha_{rp})^{-1} \operatorname{sh}^2 W_1], \quad (18)$$

$$Q_2 = k (j_1 + j_2) \tau_2 - j_2 \tau_2 (1 - \alpha_n), \quad (19)$$

$$Q_3 = j_2 \tau_3 (1 - \gamma) [1 - (\operatorname{ch} W_3)^{-1}] (\operatorname{ch} W_1 - \alpha_n) (\operatorname{ch} W_1 - \alpha_{rp})^{-1}. \quad (20)$$

Из (18) и (20) видно, что заряды электронов в базе и дырок в эмиттере увеличиваются с ростом тока  $j_2$ . Заряд же дырок в коллекторе ФИИТ, как следует из (19), равен алгебраической сумме, состоящей из заряда, обусловленного поглощением фотонов в коллекторе (первое слагаемое), и заряда, выносимого из коллектора в базу током  $j_2$  (второе слагаемое). Из (19) и рис. 1 видно, что если изменить полярность тока  $j_1$  на противоположную  $j_1^-$ , то при

$$|j_1^-| \geq [1 - (1 - \alpha_n) k^{-1}] j_2$$

ФИИТ выключится. Эффект выключения ФИИТ током  $j_1^-$  наблюдался нами и на экспериментальных образцах  $P-p-N-n^0-p-n^+$ -структур. Таким образом, в отличие от традиционных тиристоров ФИИТ реально является полностью управляемым прибором. Коэффициентом выключения ФИИТ можно управлять посредством изменения  $\alpha_n$  и  $k$ .

Анализ стационарного режима насыщения ФИИТ, сопровождающегося эффектом модуляции проводимости  $n^0$ -слоя, выполним в предположении высокого уровня инжекции в коллекторе и низких уровней инжекции в базе и эмиттере. Движение ННЗ в областях  $N-n^0-p-n^+$ -структуры в этих условиях описывается уравнениями (4) при  $L_2 = [2bD_2\tau_2/(b+1)]^{1/2}$ .

Граничными условиями являются выражения (6), (7), (13) и следующие:

$$n_1(0) = p_2^0(0)/N_{a1}, \quad (21)$$

$$\frac{dp_2}{dx}(-w_2) = \frac{j_2}{2bqD_2}, \quad (22)$$

$$\frac{D_1(b+1)}{2bD_2} \frac{dn_1}{dx}(0) - \frac{dp_2}{dx}(0) = \frac{j_2}{2qD_2}. \quad (23)$$

Уравнение (21) — квадратичное условие Флетчера, уравнение (22) получено из условия  $j_{p2}(-w_2) = 0$ , а (23) — из условия  $j_{n1}(0) + j_{p2}(0) = j_2$ . Из (1), (6), (7), (13), (21)–(23) следует, что распределение электронов в базе описывается уравнением (15), распределение дырок в эмиттере — уравнением (17), распределение дырок в коллекторе — уравнением

$$P_2(x) = -\frac{j_2 L_2}{2bqD_2} \frac{A_n \operatorname{ch}(W_2 + X_2) - \operatorname{ch} X_2}{\operatorname{sh} W_2} + \frac{g\tau_2}{a^2 L_2^3 - 1} \left[ aL_2 \frac{e^{aW_2} \operatorname{ch} X_2 - \operatorname{ch}(W_2 + X_2)}{\operatorname{sh} W_2} - e^{-ax} \right], \quad (24)$$

а плотности зарядов электронов и дырок — выражениями (18)–(20), где  $A_n = b - (b+1)\alpha_n$ ,

$$\alpha_n = \alpha_{rp} - \frac{\operatorname{th}^2 W^2}{4(b+1)Mj_0} \left[ 1 - \frac{2}{1 + \sqrt{1 + (j_2/j_0)}} \right], \quad (25)$$

$$j_0 = \frac{\operatorname{th}^2 W_2}{4M} \left[ \frac{A \operatorname{ch} W_2 - 1}{\operatorname{ch} W_2} + \frac{2bqD_2}{j_2 L_2} \frac{g\tau_2}{a^2 L_2^3 - 1} (a - aL_2) \right]^{-1}, \quad A = (b+1)\alpha_{rp} - b,$$

$$a = [aL_2 \exp(aw_2) - \operatorname{sh} W_2] / \operatorname{ch} W_2, \quad M = \tau_2 D_1 (\operatorname{ch} W_1 - \alpha_{rp}) (2bqD_2 N_{a1} L_1 \operatorname{sh} W_1)^{-1}.$$

Влияние плотности тока  $j_2$  на коэффициент передачи электронов в базе ФИИТ иллюстрируется кривой на рис. 2, а, рассчитанной по уравнению (25) при следующих параметрах  $N-n^0-p-n^+$ -структуры и режима внешней цепи:  $b=20$ ,  $\alpha=10^6 \text{ м}^{-1}$ ,  $\tau=0.2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ ,  $D_2=12 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\tau_1=0.4 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ ,  $D_1=160 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $w_1=w_2=30 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ,  $k=1$ ,  $\alpha_{\text{пр}}=0.93$ ,  $N_{a1}=5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  $j_1=0$ . Видно, что в режимах насыщения, сопровождающихся эффектом модуляции проводимости  $n^0$ -слоя, коэффициент передачи электронов в базе ФИИТ заметно уменьшается с ростом  $j_2$ . В этих режимах концентрация неравновесных электронов у прямо смещенного  $n^0-p$ -перехода существенно превышает равновесную, что и является причиной зависимости  $\alpha_n=f(j_2)$ . Оценим эффективность процесса модуляции проводимости  $n^0$ -слоя ФИИТ. Для этого обратимся к рис. 2, б, где показаны распределения концентраций дырок в  $n^0$ - и электронов в  $p$ -областях  $N-n^0-p-n^+$ -структур с разной степенью легирования базы и, как следствие, с различными значениями  $\alpha_n$ . Зависимости рассчитаны по уравнениям (24) и (15) при  $N_{a2}=10^{20} \text{ м}^{-3}$  и  $j_2=$

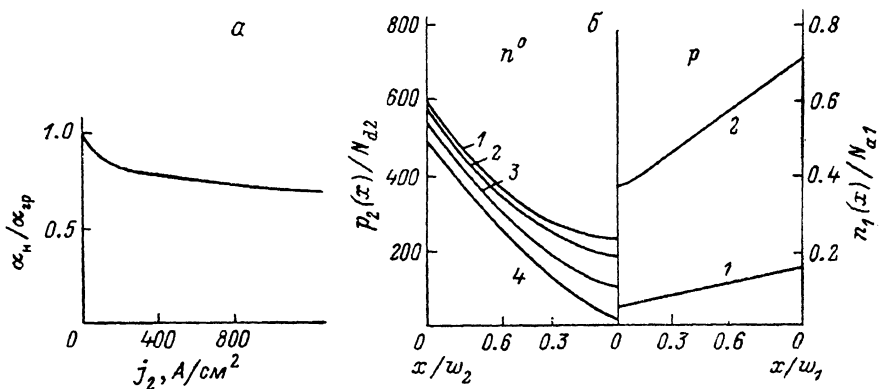


Рис. 2. Зависимость коэффициента передачи электронов в базе от плотности тока коллектора (а) и распределения концентраций электронов в базе ( $p$ -область) и дырок в коллекторе ( $n^0$ -область) фотонно-инжекционного импульсного тиристора (б).

$\alpha_n$ : 1 — 0.87, 2 — 0.8, 3 — 0.67, 4 — 0.54.

$=10^6 \text{ А/м}^2$ . Остальные параметры при расчете приняты те же, что и на рис. 2, а. Из рис. 2, б видно, что уменьшение  $\alpha_n$  приводит к уменьшению концентрации неравновесных дырок в коллекторе, что связано с ростом утечки дырок из коллектора в базу  $N-n^0-p-n^+$ -структуры. Вместе с тем при всех значениях  $\alpha_n$  эффективность модуляции проводимости коллектора высока. Из этого и выражения (19) следует, что оптимизацию характеристик выключения ФИИТ можно осуществить путем уменьшения  $\alpha_n$  без заметного ухудшения эффективности модуляции проводимости  $n^0$ -слоя. Кроме того, из рис. 2, б видно, что падение напряжения на  $n^0$ -слое не является определяющим в общем падении напряжения на ФИИТ.

Вывод о несущественном влиянии  $n^0$ -слоя на статическую вольтамперную характеристику открытого ФИИТ справедлив по отношению к  $P-p-N-n^0-p-n^+$ -структурам, удовлетворяющим условию (11) и в отсутствие области объемного заряда в  $n^0$ -слое. В этих структурах после их переключения в открытое состояние реализуются режимы полной модуляции проводимости коллектора, отраженные на рис. 2, б кривыми 1—4. В ФИИТ, удовлетворяющих условию (11), лишь на значениях анодного напряжения, отличных от нуля, падение напряжения на  $n^0$ -слое может быть весьма заметным. Такие приборы после их переключения в открытое состояние работают в режимах с частичной модуляцией проводимости коллектора. В этих режимах в  $n^0$ -слое ФИИТ вблизи  $n^0-p$ -перехода образуется обедненная неравновесными носителями область, падение напряжения на которой линейно растет с ростом тока  $I_2$ . Перечисленные особенности модуляции проводимости  $n^0$ -слоев наблюдались нами и на экспериментальных образцах ФИИТ, в частности, в [4].

Таким образом, из проведенного анализа следует, что работы по дальнейшему улучшению основных характеристик фотонно-инжекционных импульс-

ных тиристоров связаны с необходимостью осуществления теоретически обоснованной оптимизации совокупности электрофизических параметров  $P-p-N-n^0-p-n^+$ -гетероструктур.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность Ж. И. Алфёрову за интерес и внимание к работе.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Алфёров Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Никитин В. Г., Яковенко А. А.  $p-n-p-n$ -Структуры на основе GaAs и твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$ . — ФТП, 1970, т. 4, в. 3, с. 578—581.
- [2] Алфёров Ж. И., Андреев Г. Д., Корольков В. И., Никитин В. Г., Смирнов В. Б., Яковенко А. А. Исследование переходных процессов в электролюминесцентных  $p-n-p-n$ -структурах. — ФТП, 1973, т. 7, в. 5, с. 914—918.
- [3] Алфёров Ж. И., Корольков В. И., Рахимов Н., Степанова М. Н. Исследование тиристорov на основе гетероструктур GaAs—AlGaAs. — ФТП, 1978, т. 12, в. 1, с. 75—81.
- [4] Задиранов Ю. М., Корольков В. И., Никитин В. Г., Пономарев С. И., Рожков А. В. Импульсные тиристоры на основе гетероструктур GaAs—AlGaAs. — Письма ЖТФ, 1983, т. 9, в. 11, с. 652—655.
- [5] Корольков В. И., Пономарев С. И., Рожков А. В., Цвилев Г. И. Перспективы использования арсенида галлия и гетероструктур на его основе при создании импульсных и частотных тиристорov. — Электрон. техн., сер. 4, 1984, в. 2 (101), с. 22—27.
- [6] Задиранов Ю. М., Корольков В. И., Рожков А. В., Никитин В. Г. Мощные импульсные транзисторы на основе арсенида галлия. — Письма ЖТФ, 1984, т. 10, в. 16, с. 976—979.
- [7] Григорьев Б. И., Корольков В. И., Рожков А. В., Юферев В. С. Высоковольтный фотонно-инжекционный транзистор на основе гетероструктуры. — ФТП, 1985, т. 19, в. 5, с. 878—884.
- [8] Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., 1976. 431 с.
- [9] Кузьмин В. А., Сенаторов К. Я. Четырехслойные полупроводниковые приборы. М., 1967. 184 с.
- [10] Лебедев А. А., Уваров А. И. К теории процесса включения  $p-n-p-n$ -структуры. ФТП, 1967, т. 1, в. 2, с. 211—216.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 16.12.1986  
Принята к печати 21.07.1987