

©1995 г.

ОПТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕМ И МЕХАНИЗМ ЗАПИРАНИЯ $p-n-i-n^+$ -СТРУКТУРЫ ИМПУЛЬСОМ НАПРЯЖЕНИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ПОЛЯРНОСТИ

З.С.Калантарова

Институт микроэлектроники Российской академии наук,
150007, Ярославль, Россия
(Получена 10 июня 1993 г. Принята к печати 7 июня 1994 г.)

Рассмотрено поведение люминесцентного $p-n-i-n^+$ -динистора на основе AlAs-GaAs с i -базой с глубокими уровнями Cr в условиях, когда приложено положительное смещение, равное примерно половине порогового, и ток открытого состояния значительно возрастает. Показано, что в таких условиях система может переходить в закрытое состояние, связанное с перезарядкой примесных уровней, которая приводит не только к остановке продвижения фронта области с заполненными ловушками по направлению к катоду, но и к сужению низкоомной области.

Научные и технические задачи, связанные с развитием многофункциональных излучающих приборов, вызывают постоянный интерес к люминесцентным структурам на основе соединений $A^{III}B^V$.

В данной работе рассматривается $p-n-i-n^+$ -динистор на основе AlGaAs, полученный методом жидкофазной эпитаксии, базовая i -область которого является фотоприемником, а $p-n$ -гетеропереход — встроенным светодиодом. С помощью внутренней положительной обратной оптической связи образуется активное оптоэлектронное устройство (рис. 1), быстродействие которого может достигать единиц пс.

Образование S -образной вольт-амперной характеристики (ВАХ) динистора в основном зависит от объемных свойств i -базы из компенсированного полупроводника с глубоким акцепторным уровнем Cr.

Свойства $p-n-i-n^+$ -структуры

Исследуемая $p-n-i-n^+$ -структура отличается следующими свойствами. В i -базе наблюдается односторонняя инжекция электронов, поскольку на границе $p-n$ -гетероперехода возникает разрыв валентной зоны, препятствующий инжекции дырок из p -области. Протяженность n -области, равная примерно 5 мкм, меньше диффузионной длины электронов, вследствие чего все инжектированные электроны достигают p -области, вызывая эффективную излучательную рекомбинацию в

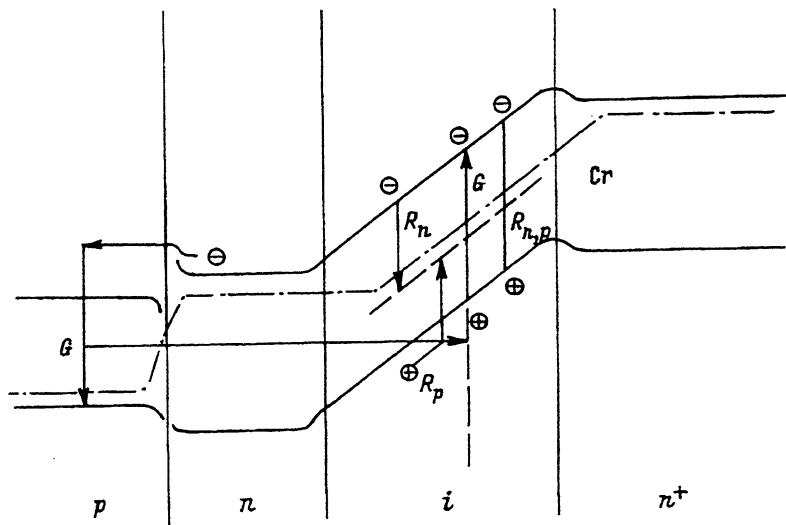


Рис. 1. Зонная диаграмма $p-n-i-n^+$ -динистора со схемой оптических и электрических связей при прямом смещении.

G — скорость генерации электронно-дырочных пар, R_n , R_p — скорости рекомбинации электронов и дырок.

ней. Ширина запрещенной зоны гетероперехода E_g уменьшается от n -к p -области, поэтому излучение встроенного светодиода доходит до i -базы без потерь.

Возникновение эффекта отрицательного сопротивления динистора связано с увеличением времени жизни генерированных светом дырок с ростом их концентрации (τ -механизм) [1,2]. Модель Думке объясняет образование положительной обратной оптической связи в $p-n-i-n^+$ -структуре, но этот механизм не оказывает решающего влияния на появление отрицательного сопротивления, так как в $p-n$ -переходах на основе GaAs квантовая эффективность не превышает 1 при энергиях фотонов $h\nu$ в области E_g и больших токах [3,4].

В $p-n-i-n^+$ -структурах при инжекции носителей из контактов на участке ВАХ, расположенном выше области отрицательного сопротивления, наблюдается почти вертикальный рост тока, а затем с увеличением напряжения возникают омическая и квадратичная зависимости тока от напряжения [5]. Однако, если ток открытого состояния вызывает излучение встроенного светодиода и это излучение поглощается в базе, то ВАХ в области вертикальной токовой прямой изменяется. Интервал токов, соответствующих вертикальной прямой, обратно пропорциональный первоначальной концентрации нейтральных акцепторных центров f_0^0 , уменьшается в этом случае. Верхнее значение тока вертикального участка определяется уровнем, при котором увеличение времени жизни неосновных носителей происходит во всей базовой области, т.е. граница между областями базы с заполненными и незаполненными ловушками, аппроксимируемая плоскостью x_0 , достигает второго контакта. Заполнение ловушек будет происходить быстрее, когда рост тока сопровождается оптической генерацией носителей в i -базе. Перезарядка рекомбинационных центров, наоборот, замедляется, если источником неравновесных дырок служит генерация их в базе и ток внезапно сильно возрастает.

В данной работе рассматривается механизм запираания $p-n-i-n^+$ -структуры импульсом напряжения положительной полярности, равным примерно половине порогового (V_{th}), при токе этого импульса, превышающем ток установившегося состояния, вызванного прямым смещением.

Такую переходную характеристику в аналогичной $p-n-i-n^+$ -структуре на основе GaAs впервые наблюдали авторы работы [5], которыми было сделано предположение о том, что электролюминесцентный $p-n-i-n^+$ -диод запирается в результате быстрой рекомбинации электронов с заполненными ловушками, однако дальнейшего объяснения рассматриваемого явления ими не приводилось.

Суть механизма запираания $p-n-i-n^+$ -динистора импульсом напряжения положительной полярности состоит в следующем. Предположим, ток скачком увеличился, что привело к увеличению инжекции электронов в p -область динистора и возрастанию генерации электронно-дырочных пар в области $n-i$ -перехода. Поскольку в этой области ловушки в основном заполнены дырками, скорость захвата неравновесных электронов на нейтральные дырочные ловушки возрастает. Образовавшийся связанный заряд электронов препятствует продвижению дырок к n^+ -контакту, биполярный коэффициент диффузии дырок резко уменьшается.

Максимальное напряжение на динисторе при возникновении отрицательного сопротивления соответствует плотности тока, при которой заполнение ловушек дырками происходит на половине длины базы, минимум напряжения соответствует полному заливанью базы носителями [6-8]. Следовательно, при напряжении $V = V_{th}/2$ x_0 не достигает второго контакта. Если при образовании связанного заряда градиент концентрации дырок значительно увеличится, продвижение границы x_0 по направлению к катоду прекратится, расстояние этой границы до катода может и увеличиться, что приведет к росту сопротивления базы и уменьшению тока. Если длина низкоомной области окажется меньше половины длины базы, то процесс будет необратимым, оставшиеся вблизи $n-i$ -перехода дырки и электроны на ловушках будут рекомбинировать до равновесной степени их заполнения.

Исходные условия

Сформулируем исходные условия задачи.

1. Как показано на рис. 2, база динистора делится на три части: освещенная область с заполненными ловушками (I), следующая за ней неосвещенная область (II), где концентрация дырок еще достаточна для заполнения ловушек, и, наконец, область вплоть до n^+ -контакта с незаполненными ловушками (III). Освещение первой области принято равномерным. Длина первой области L_1 пропорциональна α^{-1} , где α — коэффициент поглощения, и уменьшается с ростом тока. Поскольку в GaAs $\alpha = 10^3 - 10^4$ см⁻¹, излучение поглощается в основном в области $n-i$ -перехода на расстоянии 1-10 мкм от границы. С возрастанием тока максимум основной полосы излучения $h\nu_{max}$ смещается

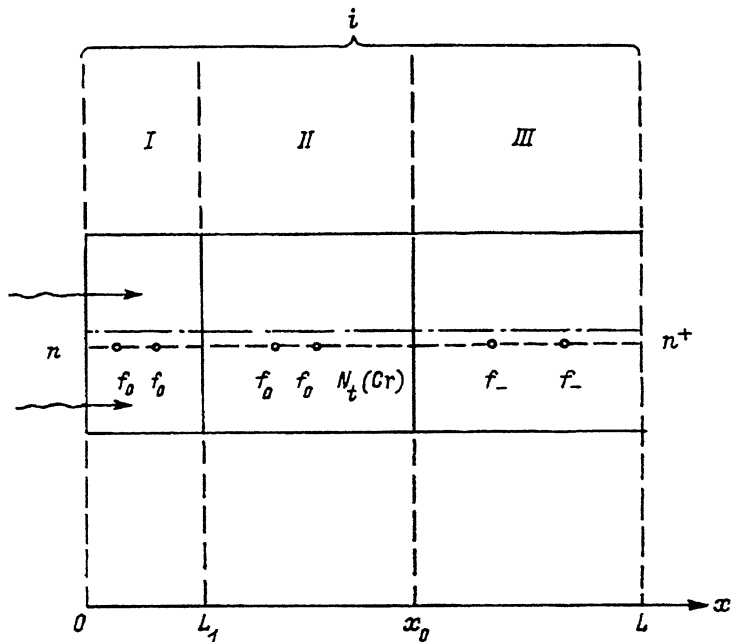


Рис. 2. Схема i -базы, разделенная на области различной степени заполнения уровня S_g инжектированными дырками.

к большим энергиям, коэффициент поглощения растет, что приводит к сужению освещенной области.

О том факте, что механизм поглощения рекомбинационного излучения имеет объемный характер, свидетельствует отсутствие влияния на напряжение включения подсветки с $h\nu > 1.6$ эВ в связи с сильным поглощением в приповерхностной области [9].

2. Так как рассматривается участок ВАХ после срыва, когда в i -базе существует электронно-дырочная плазма, концентрации электронов и дырок можно считать приблизительно равными. Поэтому в этой области токов биполярная дрейфовая подвижность $\mu \approx 0$. При возникновении связанного заряда, когда n достаточно резко падает с увеличением p , т.е. $dn/dp < 0$ и не мало, биполярную скорость дрейфа в рассматриваемой области базы можно все же считать малой, так как напряженность электрического поля в залитой носителями области базы незначительна. Таким образом, электрическое поле слабо влияет на распределение носителей, токи определяются диффузией.

Заметим, что, когда напряжение на структуре примерно равно половине порогового, выполняется предположение о слабом разогреве носителей электрическим полем, поскольку среднее значение напряженности поля не достигает 10 кВ/см, [10], при длине базы L до 100 мкм и приложенном напряжении меньше 100 В.

3. Следует отметить, что процесс переключения достаточно точно описывается стационарным состоянием, в которое входят значения параметров системы в первый момент после приложения импульса тока, когда скорость рекомбинации электронов имеет максимальное значение.

Время установления рекомбинационного равновесия намного меньше характерных времен изменения состояния системы.

4. В компенсированных полупроводниках, таких как n -GaAs:Cr, можно считать выполненными условия квазинейтральности и пренебречь влиянием пространственного заряда.

5. Отношение концентрации электронов в базе к концентрации дырок (θ) входит в качестве параметра в коэффициенты исследуемого в данной работе биполярного уравнения для распределения дырок. Для анализа величины θ , используя [2], приведем следующие соотношения.

Уравнение кинетики рекомбинации при возбуждении светом в собственной полосе поглощения имеет вид

$$\frac{dn_R}{dt} = f_0 x_{0-} (n + n_0) - f_- x_{-0} (p + p_0) - f_- \frac{f_0^0 n_0 x_{0-}}{f_-^0} + f_0 \frac{f_-^0 p_0 x_{-0}}{f_0^0}, \quad (1)$$

где f_0^0 , f_-^0 , f_0 , f_- — доли равновесных и неравновесных ноль- и минус-зарядных атомов Cr соответственно, x_{0-} , x_{-0} — сечения рекомбинации электрона и дырки с ноль- и минус-зарядными атомами Cr.

При высоких уровнях концентрации неравновесных носителей в стационарных условиях уравнение (1) приводится к виду

$$n = \frac{f_-}{f_0} \frac{x_{-0}}{x_{0-}} p = \theta_0 \frac{f_-}{f_0} p, \quad (2)$$

где

$$\theta_0 = \frac{x_{-0}}{x_{0-}} > 1.$$

Времена жизни дырок и электронов есть

$$\tau_p = 1/f_- x_{-0}, \quad \tau_n = 1/f_0 x_{0-},$$

$$\theta = n/p = \tau_n/\tau_p. \quad (3)$$

Из уравнения квазинейтральности

$$n = p - n_R = p - N f_- + N f_-^0 \quad (4)$$

получим

$$N f_- = N f_-^0 \left(1 - \frac{n - p}{N f_-^0}\right), \quad N f_0 = N f_0^0 \left(1 + \frac{n - p}{N f_0^0}\right), \quad (5)$$

откуда

$$\frac{f_-}{f_0} = \delta \frac{1 - [(\theta - 1)/N f_-^0] p}{1 + [(\theta - 1)/N f_0^0] p}. \quad (6)$$

Исходя из приближений

$$N f_-^0 = KN - n_0 \simeq KN, \quad N f_0^0 = N - N f_-^0 \simeq (1 - K)N, \quad (7)$$

$$\delta = f_-^0/f_0^0 \simeq K/(1 - K). \quad (8)$$

Здесь $K = N_D/N$ — степень компенсации глубоких акцепторных уровней N мелкими донорами с концентрацией $N_D \gg n_0$ ($n_0 = 10^7 - 10^8 \text{ см}^{-3}$). K ограничено диапазоном, в котором τ_n остается больше τ_p , и зависит от энергетического положения уровня Сг .

Подставляя в соотношение (2) выражение (6), получим при

$$p = p_1 < \frac{N f_0^2}{\theta_0 f_-^0 - f_0^0} \quad (9)$$

$$n = \theta p (1 - \varepsilon p), \quad (10)$$

где

$$\varepsilon = \frac{\theta_0 f_-^0 - f_0^0}{N f_0^0 f_-^0} \ll 1,$$

а

$$\theta = n/p = \theta_0 \delta. \quad (11)$$

В выражениях (9)–(11) f_- и f_0 заменены их равновесными значениями, так как за счет перезарядки рекомбинационных центров неравновесными дырками отношение f_-/f_0 меняется мало.

Начало этого процесса определяется концентрацией дырок, при которой монополярная диффузия электронов, соответствующая квадратичному току, сменяется биполярной.

При обаразовании отрицательного сопротивления время жизни дырок τ_p растет до значения $\tau_{p,h}$, равного времени пролета дырок через базу [4]:

$$J \simeq \frac{qpL}{2\tau_{p,h}} \quad (12)$$

Образование низкоомной области базы. Основные уравнения

Рассмотрим теперь образование низкоомной области базы и определим длину этого участка в открытом состоянии прибора до скачка тока и после него.

Основные уравнения, описывающие стационарное распределение неравновесных носителей, в одномерном случае имеют вид

$$j_p = -D_p \frac{dp}{dx} + \mu_p E p, \quad j_n = -D_n \frac{dn}{dx} - \mu_n E n, \quad (13)$$

$$\frac{dj_n}{dx} = -R_n + G, \quad \frac{dj_p}{dx} = -R_p + G,$$

$$R_n \simeq R_p, \quad q(j_p - j_n) = J. \quad (14)$$

Поскольку рассматривается случай высокого уровня концентрации неравновесных носителей, концентрацией равновесных свободных носителей пренебрегается.

Рекомбинация при высоком уровне концентрации носителей незначительна, поэтому может быть принято третье уравнение (14).

При решении системы (13), (14) вместо уравнения Пуассона использовано соотношение (11).

При $x = 0$ (на $n-i$ -переходе) предполагаются выполненными граничные условия

$$p_0 = G\tau_{p,h}, \quad j_p = 0, \quad (15)$$

где

$$G = \frac{\alpha\gamma}{q}J, \quad (16)$$

G — скорость генерации электронно-дырочных пар, J — полный ток. Допустим, до скачка тока

$$G\tau_{p,h} < p_1. \quad (17)$$

Проинтегрировав правые и левые части уравнений (13) и (14) и учитывая соотношение (11), тем же методом, что и в [6,8], получим распределение концентрации неравновесных дырок в первой низкоомной области базы:

$$p(x) = p(0) - \frac{1}{\theta + 1} \frac{JL_p}{qD_p} \left(\frac{x}{L_p} \right) + \frac{\theta b + 1}{b(\theta + 1)} \frac{p_1 - \tau_{p,h}G}{2} \left(\frac{x}{L_p} \right)^2, \quad (18)$$

где

$$b = D_n/D_p.$$

На границе со второй областью концентрация дырок $p(L_1)$ получается из выражения (18) заменой x на L_1 .

Во второй низкоомной области в открытом состоянии до скачка тока справедливо выражение, аналогичное (18) при условии

$$G = 0, \quad p(x) \Big|_{x=L_1} = p(L_1),$$

$$p(x) = p(L_1) - \frac{1}{\theta + 1} \frac{JL_p}{qD_p} \left(\frac{x - L_1}{L_p} \right) + \frac{\theta b + 1}{b(\theta + 1)} \frac{p_1}{2} \left(\frac{x - L_1}{L_p} \right)^2. \quad (19)$$

В плоскости x_0 концентрация и поток дырок обращаются в нуль:

$$p(x_0) = 0, \quad j_p(x_0) = -D_p \frac{dp}{dx} = 0; \quad (20)$$

$$-D_p \frac{dp}{dx} = \frac{1}{\theta + 1} \frac{J}{q} - \frac{\theta b + 1}{b(\theta + 1)} \frac{p_1(x - L_1)}{\tau_{p,h}}. \quad (21)$$

В выражении для дырочного потока (21) мы пренебрегли полевым слагаемым.

Из соотношения (21) можно получить координату границы раздела

$$x_0 = \frac{b}{\theta b + 1} \frac{J\tau_{p,h}}{qp_1} + L_1. \quad (22)$$

Из (21) видно, что уменьшение потока дырок с координатой происходит по линейному закону.

После скачка тока распределение концентрации дырок во второй области резко изменяется.

Биполярное уравнение для распределения неравновесных носителей

Используя биполярное уравнение, описывающее стационарное распределение неравновесных дырок, исследуем возможность отбросить в нем некоторые слагаемые и решим это уравнение при условии неравенства dn/dx и dp/dx .

Выразив из тех же исходных уравнений (13) и (14) электрическое поле через концентрацию носителей, определив затем дырочной ток и подставив его во второе уравнение (14), тем же методом, что и в [11,12], получим уравнение, которое в одномерном случае имеет вид

$$D \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{\mu J}{q(\mu_p p + \mu_n n)} \frac{dp}{dx} + \left[\frac{b D_p \mu_p p}{\mu_p p + \mu_n n} \frac{d^2 n}{dp^2} + \frac{b D_p \mu}{\mu_p p + \mu_n n} \left(\frac{dn}{dp} - \frac{1}{b} \right) \right] \times \\ \times \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 - R_p = 0, \quad (23)$$

где

$$\mu = \frac{n - (dn/dp)}{n/\mu_p + p/\mu_n}, \quad (24)$$

μ — биполярная дрейфовая подвижность,

$$D = \frac{n + p(dn/dp)}{n/D_p + p/D_n}, \quad (25)$$

D — биполярный коэффициент диффузии, D_n и D_p , μ_n и μ_p — коэффициенты диффузии и подвижности электронов и дырок соответственно, R_p — скорость рекомбинации дырок, J — плотность полного тока.

При биполярной подвижности μ , близкой к нулю, в левой части уравнения (23) можно пренебречь вторым слагаемым, так как коэффициент при $\mu dp/dx$ представляет собой электрическое поле $E = J/(\sigma_n + \sigma_p)$ в области с заполненными ловушками, где концентрация носителей велика и поле мало. В третьем слагаемом можно также пренебречь вторым членом в квадратных скобках ввиду его малости по сравнению с первым.

Уравнение (25) приобретает вид

$$D \frac{d^2 p}{dx^2} + \frac{b D_p \mu_p p}{\mu_0 p + \mu_n n} \frac{d^2 n}{dp^2} \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 - \frac{p}{\tau_{p,h}} = 0. \quad (26)$$

В этом уравнении сохранено слагаемое, пропорциональное квадрату градиента, которое учитывает полевые эффекты при малых значениях биполярной подвижности.

Когда производная dn/dp меняет знак и становится отрицательной, подвижность μ , не меняя знака и оставаясь малой величиной, начинает расти. Линейная аппроксимация зависимости μ от p вблизи точки p_1 дает [12]

$$\mu = m(p - p_n). \quad (27)$$

Из выражения (24) при $dn/dp < 0$ получим

$$\frac{dn}{dp} = -\frac{n}{p} + \frac{m}{\mu_n}(\theta b + 1)(p - p_1). \quad (28)$$

Тогда

$$\frac{d^2 n}{dp^2} \simeq -\frac{\theta - 1}{p}. \quad (29)$$

Из выражения (25) с учетом (28)

$$D = bD_p \frac{\frac{m}{\mu_p} \theta (p - p_1) + \frac{m}{\mu_n} (p - p_1)}{\theta b + 1}. \quad (30)$$

Сохраним выражения (29), (30), заменим остальные коэффициенты, входящие в уравнение (26), константами и получим

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{\xi}{p} \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 = \beta \frac{p}{L_p^2}. \quad (31)$$

С помощью замены переменной p на $p^{1-\xi}$ приведем уравнение (31) к виду

$$\frac{d^2}{dx^2} (p^{1-\xi}) = \beta \frac{(1-\xi)}{L_p^2} p^{1-\xi}, \quad (32)$$

где

$$\xi = \frac{\theta - 1}{\frac{m}{\mu_p} \theta (p - p_1) + \frac{m}{\mu_n} (p - p_1)}, \quad (33)$$

$$\beta = \frac{\theta b + 1}{b \left[\frac{m}{\mu_p} \theta (p - p_1) + \frac{m}{\mu_n} (p - p_1) \right]}. \quad (34)$$

Обсуждение результатов

Решение уравнения (32) дает

$$p = p(L_1) \exp \left(-\frac{x\sqrt{\beta}}{L_p\sqrt{1-\xi}} \right) \quad (35)$$

и

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{\sqrt{\beta}}{L_p\sqrt{1-\xi}} p(L_1) \exp \left(-\frac{x\sqrt{\beta}}{L_p\sqrt{1-\xi}} \right). \quad (36)$$

Постоянная интегрирования принята равной $p(L_1)$, так как экспоненциальный множитель, входящий в выражение для постоянной, приблизительно равен 1 ввиду малости области L_1 .

Линейная зависимость градиента концентрации носителей от координаты (21) после скачка тока сменяется экспоненциальной зависимостью (36). При малой величине $\sqrt{(1-\xi)}/\beta$ градиент концентрации дырок спадает практически до нуля на расстоянии нескольких диффузионных длин дырок.

В расчете взято завышенное значение $p(L_1)$, учет изменения dp/dx с ростом dn/dp и в первой области приведет к монотонному уменьшению концентрации при распределении дырок во второй области. Изменение dp/dx по координате не будет иметь других особенностей.

Оптическое управление переключением $p-n-i-n^+$ -структуры открывает возможность схемных решений выключения диодистора [13] и облегчает эту задачу, так как позволяет отказаться от использования в схемах конденсаторов, изготовление которых в интегральном исполнении представляет сложную проблему.

Список литературы

- [1] А.А. Лебедев, В.И. Стафеев, В.М. Тучкевич. ЖТФ. **26**, 2131 (1956).
- [2] А.И. Баранников, В.В. Осипов. ФТП, **5**, 836 (1971).
- [3] Ю.Р. Носов. *Оптоэлектроника* (М., Радио и связь, 1989).
- [4] D. Meyerhofer, A.S. Keizer, H. Nelson. J. Appl. Phys., **38**, 111 (1967).
- [5] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).
- [6] Р.Ф. Казаринов, В.И. Стафеев, Р.А. Сурис. ФТП. **1**, 1293 (1967).
- [7] Р.Ф. Казаринов, В.И. Стафеев, Р.А. Сурис. ФТП, **1**, 1301 (1967).
- [8] Б.М. Гарин, В.И. Стафеев, ФТП, **6**, 78 (1972).
- [9] В.А. Бородовой, Г.П. Пека, А.П. Смоляр, ФТП, **9**, 1867 (1975).
- [10] Р.Ф. Казаринов, Н.И. Лукичева, Э.М. Омеляновский, Л.Я. Первова, Р.А. Сурис. ФТП, **4**, 1677 (1970).
- [11] В.В. Осипов, В.А. Холоднов. ФТП, **5**, 1387 (1971).
- [12] А.Б. Алмазов, Е.В. Куликова, В.И. Стафеев. ФТП, **7**, 319 (1973).
- [13] З.С. Калантарова, В.Ф. Коваленко, Б.И. Сушко. А.С. № 1274121 (1986).

Редактор Л.В. Шаронова

Optical control of switching and the switch-off mechanism in AlAs-GaAs $p-n-i-n^+$ structures by the voltage pulse of positive polarity

Z.S. Kalantarova

Institute of Microelectronics, Russian Academy of Sciences, 150007 Yaroslavl, Russia