

GaAs диоды Ганна с AlAs-GaAs-AlAs резонансно туннельным катодом

И. П. Стороженко, Э. Д. Прохоров, О. В. Боцула

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина*

Статья поступила в редакцию 15 августа 2006 г.

На основе двухтемпературной модели междолинного переноса электронов в GaAs разработана методика исследования диодов Ганна с туннельной инжекцией электронов из катодного контакта. Изучены физические явления, связанные с эффектами междолинного переноса электронов в активной области и резонансного туннелирования в $n\text{:GaAs-}i\text{:AlAs-}n\text{:GaAs-}i\text{:AlAs-}n\text{:GaAs}$ катодной области диода. Показано, что GaAs диоды Ганна с AlAs-GaAs-AlAs резонансно туннельным катодом могут иметь три разнесенные по напряжению зоны генерации колебаний мм диапазона. Определены вольт-амперные, энергетические и частотные характеристики диодов с разной длиной $i\text{:AlAs}$ слоев и площадью сечения катодного контакта.

Введение

Вопрос о создании высокоэффективных твердотельных приборов мм и субмм диапазонов по-прежнему актуален. В этих диапазонах частот, с одной стороны, еще способны работать некоторые традиционные приборы, такие, как лавинно-пролетные диоды, туннельные диоды, планарные транзисторы, диоды Ганна (ДГ). С другой стороны, используются новые возможности расширения частотного диапазона, например, эффект резонансного туннелирования (РТ) электронов. Возможно также сочетание различных эффектов, используемых для генерации и усиления электромагнитных волн названных диапазонов, в одном приборе. В настоящей работе рассматривается генерация электромагнитных колебаний мм диапазона с помощью эффектов междолинного переноса электронов (МПЭ) и РТ, происходящих в одном приборе.

Известно [1], что работу коротких ДГ, работающих в мм диапазоне, во многом определяет катодный контакт, от которого

зависит напряженность электрического поля вблизи контакта и протяженность области начального разогрева электронов ("мертвая зона"). Для частичного устранения вредного влияния "мертвой зоны" традиционно используют всевозможные катодные контакты, которые обеспечивают высокую напряженность электрического поля у катода, где электроны набирают энергию без столкновений [2-5]. Другая возможность уменьшить длину "мертвой зоны" и увеличить частотный предел работы приборов, работающих на эффекте МПЭ, заключается в инжекции горячих электронов через катодный контакт [6]. Кроме уменьшения длины "мертвой зоны", инжекция электронов в принципе позволяет модулировать проводимость активной области диода [7]. Возможности дополнительной модуляции проводимости были исследованы, например, в работах [8, 9]. В [8] для управления проводимостью активной области диода использовалась туннельная инжекция электронов из катодного контакта через $p^+ - n^+$ -переход. По результатам [8] такие диоды обладают

высоким частотным пределом генерации 320 ÷ 330 ГГц. Но модуляции подвергалась только небольшая область вблизи катода, что является в какой-то мере недостатком такого диода. В [9] рассматривался диод с индуцированным каналом, созданным с помощью гетеропереходов с селективным легированием. В нем модулировалась проводимость во всей активной области. На частоте 180 ГГц модуляция приводила к возрастанию эффективности генерации в 7 раз. Во всех рассмотренных случаях генерация электромагнитных колебаний происходила с помощью эффекта МПЭ. Если в качестве катодного контакта использовать резонансно-туннельный диод (РТД), у которого на вольт-амперной характеристике (ВАХ) присутствует участок с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), то возможны, с одной стороны, раздельная по напряжению генерация с помощью эффектов МПЭ и РТ, а с другой – проявление новых особенностей режимов работы при сочетании названных эффектов, появление новых эффектов. В РТД частотный предел ограничен емкостью квантово-размерной структуры и также находится в области мм и субмм диапазона. Анализ совместной работы РТД и ДГ на низких частотах проделан в работе [10]. В мм диапазоне, когда инерционностью МПЭ уже нельзя пренебрегать, анализ является оценочным. Цель настоящей работы – исследование физических процессов, протекающих в коротких ДГ с резонансно-туннельным катодом (РТК) и определение возможностей генерации ими электромагнитных волн длиной 2 ÷ 4 мм.

Методика исследования

Рассматривается ДГ с двухбарьерной квантовой структурой (ДБКС) на катодном контакте (рис. 1). На n^+ :GaAs подложке выращен слой n_0 :GaAs активной области диода длиной 1 мкм с концентрацией ионизированных примесей в ней $2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Затем – тонкая прослойка n^+ :GaAs и ДБКС, которая представляет собой РТК. Площадь сечения РТК S_r может отличаться от пло-

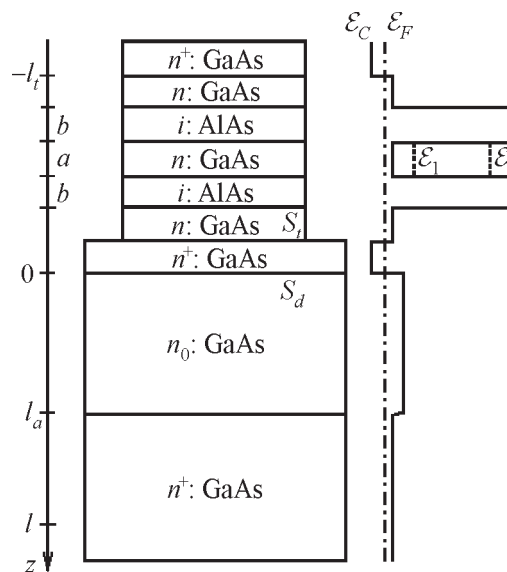


Рис. 1. Схема ДГ с ДБКС на катодном контакте. Слева изображена ось z – пространственная координата (l_a – длина активной области ДГ, l – длина ДГ, l_t – длина ДБКС, a – длина квантовой ямы, b – длина энергетических барьеров); в центре – схематическое расположение слоев полупроводников (S_r – площадь сечения РТК; S_d – площадь сечения ДГ); справа – дно зоны проводимости E_C и уровень Ферми E_F энергетической диаграммы прибора (E_1 и E_2 – резонансные энергетические уровни в квантовой яме)

щади сечения активной области диода S_d . Длина высокопроводящей прослойки n^+ :GaAs, с одной стороны, должна быть достаточно мала, чтобы пренебречь падением напряжения и рассеянием электронов на ней. С другой стороны, эта длина должна быть достаточной, чтобы рассматривать процессы в туннельном контакте и активной области независимо. Такой подход связан с тем, что проводящие свойства туннельного контакта рассматриваются с использованием элементов квантовой механики, в то время как процессы в n_0 - n^+ области ДГ – с помощью классического описания.

ДБКС представляет собой n^+ :GaAs- n :GaAs- i :AlAs- n :GaAs- i :AlAs- n :GaAs- n^+ :GaAs структуру. Роль барьеров выполняет i :AlAs слои. Квантовая яма образована n :GaAs слоем длиной $a = 40$ нм (рис. 1).

Концентрации электронов в n^+ :GaAs и n :GaAs равны соответственно 10^{18} см $^{-3}$ и $2.5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Высота энергетических барьеров в ДБКС составляет $W = 0.7$ эВ. При таких условиях в квантовой яме будет два энергетических резонансных уровня $\mathcal{E}_1 = 0.15$ эВ и $\mathcal{E}_2 = 0.6$ эВ (рис. 1).

Для моделирования процессов МПЭ в ДГ с туннельным катодом используется двухтемпературная Г-Л модель МПЭ в GaAs, которая содержит в себе следующую систему уравнений [2]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_i}{\partial z} - \frac{n_i}{\tau_{n_i}} + \frac{n_j}{\tau_{n_j}}, \quad (1)$$

$$J_i = en_i \mu_i E - \mu_i k \frac{\partial(n_i T_i)}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{3}{2} k \frac{\partial n_i T_i}{\partial t} = J_i E - \frac{5}{2} k \frac{1}{e} \frac{\partial(j_i T_i)}{\partial z} - \frac{\kappa n_i T_i}{\tau_{\mathcal{E}_i}} + \frac{\kappa n_j T_j}{\tau_{\mathcal{E}_j}}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (n_i + n_j - n_0), \quad (4)$$

где индексы i, j относятся соответственно к Г- и Л-долинам или наоборот, когда речь идет о процессах в Л-долинах. Буквами n_i, μ_i, J_i, T_i обозначены соответственно концентрация, подвижность, плотность тока и температура электронов в i -й долине; $1/\tau_n$ и $1/\tau_{\mathcal{E}}$ – обратные времена релаксации концентрации и энергии электронов; E – напряженность электрического поля; n_0 – концентрация ионизированных доноров; ϵ – диэлектрическая проницаемость GaAs; e – модуль заряда электрона; k – постоянная Больцмана; t – время. Каждое из уравнения (1)–(3) следует рассматривать как пару уравнений, одно уравнение для Г-долины, а второе для Л-долины. К уравнениям (1)–(4) необходимо задать граничные и начальные условия.

В соответствии с рассматриваемой структурой диода граничные условия задаются для анода при $z = l$ и для катодного контакта при $z = 0$. Интерес представляет получение динамических граничных условий катодного контакта, так как они должны учитывать инжекцию горячих электронов, протуннелировавших через ДБКС.

Граничное условие катодного контакта для уравнения непрерывности (1) можно получить из условия, что при $z = 0$ втекающий ток равен вытекающему. Втекающий ток – это ток, протекающий через РТК. Вытекающий ток – сумма дрейфовой и диффузионной составляющих:

$$S_i J_{ii}(U_i) = S_d \mu_i(0, t) \times \left(en_i(0, t) E(0, t) - \kappa T_i(0, t) \frac{\partial n_i(0, t)}{\partial z} \right), \quad (5)$$

где S_i и S_d – площади сечения РТК и активной области диода, соответственно; J_{ii} – плотность тока, протекающего через РТК в i -й долине; U_i – падение напряжения на РТК. Уравнение (5) преобразуется в следующее граничное условие:

$$k_i \frac{\partial n_i(0, t)}{\partial z} = \beta_i n_i(0, t) - \delta_i, \quad z = 0, \quad (6)$$

где $\beta_i = \mu_i(0, t) E(0, t)$ – скорость электронов; $\delta_i = S_i J_{ii} / S_d e$ – поток электронов в i -й долине, протекающий через РТК; $k_i = \kappa T_i(0, t) \mu_i(0, t) / e$. Здесь принято, что $\partial E(0, t) / \partial z = 0$, $\partial T_i(0, t) / \partial z = 0$, $\partial \mu_i(0, t) / \partial z = 0$. Действительно, для $n^+ - n$ контакта электрическое поле при $z = 0$ принимает минимальное значение.

Найдем граничное условие для электронной температуры при $z = 0$. В окрестности $z = 0$ существуют три группы электронов. Первая группа – электроны, находящиеся в боковых долинах. Температура электронного газа в боковых долинах слабо зависит от электрического поля, оставаясь практически равной температуре кристаллической решетки T_0 :

$$T_L(0, t) = T_0. \quad (7)$$

Вторая группа – электроны Г-долины с концентрацией n_k , которые определяют равновесие дрейфовой и диффузионной составляющих тока на $n^+ - n$ контакте без внешнего поля. Их среднюю температуру T_k можно приблизительно оценить из локальной зависимости температуры электронов от электрического поля [7].

Третья группа электронов с концентрацией n_l и температурой T_l – это электроны, пришедшие из ДБКС. Туннелирование электронов через ДБКС происходит без потери энергии. Температурная модель строится на основе предположения о том, что функция распределения электронов близка к смещенному распределению Максвелла–Больцмана [7]. Поэтому необходимо считать, что электроны, пришедшие из РТК, обладают эффективной температурой:

$$T_l = T_0 + \frac{2}{3k} eU_t(t). \quad (8)$$

Здесь предполагается, что проекции импульса электронов на оси параллельные энергетическим барьерам при туннелировании не изменяются (участие фононов при туннелировании не учитывается). Проекция импульса электронов на ось, перпендикулярную энергетическим барьерам, определяется только падением напряжения на ДБКС.

Граничную концентрацию электронов в Г-долине, с одной стороны, определяет условие (6), а с другой – равенство $n_\Gamma(0, t) = n_k + n_l(t)$. Концентрацию электронов n_l можно найти из плотности тока, протекающего в ДБКС, и проекцию их среднего импульса на ось, перпендикулярную барьерам, которую в свою очередь можно выразить через падение напряжения на ДБКС:

$$n_l(t) = \sqrt{\frac{m_\Gamma}{2e^3 U_t(t)}} \frac{S_t}{S_d} J_l(t). \quad (9)$$

Здесь сделано еще одно допущение о равномерном распределении пришедших из ДБКС электронов по поверхности катодного контакта ДГ.

Таким образом, разделив электроны, находящиеся в Г-долине, на группы с разной концентрацией и средней энергией, можно найти общую среднюю электронную температуру Г-долины при $z = 0$:

$$T_\Gamma(0, t) = \frac{n_k T_k + n_l T_l}{n_\Gamma} = \frac{n_k}{n_\Gamma} T_k + \sqrt{\frac{m_\Gamma}{2e^3 U_t}} \frac{S_t}{S_d} \frac{J_t}{n_\Gamma} \left(T_0 + \frac{2}{3k} eU_t \right). \quad (10)$$

Электрическое поле при $z = 0$ является суммой внутреннего и внешнего полей. Внутреннее поле определяется высотой барьера $n^+ - n$ контакта и обеспечивает равенство дрейфовой и диффузионной составляющих плотностей тока на контакте при отсутствии внешнего поля. Внешнее поле определяется падением напряжения на $n^+ - n$ контакте. Очевидно, что внешнее и внутреннее поля направлены в противоположные стороны. Следовательно, в результирующем токе, протекающем через контакт, преобладает диффузионная составляющая. Однако из-за высокой концентрации электронов в $n^+ : \text{GaAs}$ области падение напряжения на контакте мало, и им пренебрегаем. Тогда граничное электрическое поле можно считать постоянным, а результирующий ток при $z = 0$ обеспечивается дополнительными электронами, пришедшими из ДБКС.

Граничные условия для уравнения непрерывности и баланса энергии на аноде при $z = l$ имеют вид:

$$n_\Gamma(l, t) = n_0(l) \frac{\tau_{n_\Gamma}(T_0)}{\tau_{n_L}(T_0)} \left(1 + \frac{\tau_{n_\Gamma}(T_0)}{\tau_{n_L}(T_0)} \right)^{-1},$$

$$n_L(l, t) = n_0(l) - n_\Gamma(l, t), \quad (11)$$

$$T_\Gamma(l, t) = T_L(l, t) = T_0.$$

Здесь предполагается, что в области анода из-за низкого поля температура электронов в долинах зоны проводимости уменьшается до температуры кристаллической решетки. Концентрацию электронов в Г- и L-долинах зоны проводимости определяют концентрация ионизированных доноров на границе $n_0(l)$ и времена релаксации концентрации электронов в неэквивалентных долинах при электронной температуре, равной температуре кристаллической решетки [7]. Граничные условия на аноде считаются стационарными.

Остается невыясненным вопрос о распределении приложенного ко всей диодной конструкции напряжения U . Считаем, что напряжение U изменяется со временем по закону: $U = U_0 + U_1 \sin(2\pi ft)$, где U_0 – напряжение смещения; U_1 – амплитуда колебаний напряжения и f – частота колебаний. Задание напряжения в такой форме соответствует помещению прибора в одноконтурный резонатор. Падением напряжения на катодном n^+ : GaAs слое и $n^+ - n$ катодном контакте можно пренебречь. Все приложенное напряжение распределится между ДГ (U_d) и туннельным контактом (U_t): $U = U_t + U_d$. Найти U_d и U_t можно из условия равенства полных токов, протекающих через ДБКС и ДГ:

$$\left(\frac{\epsilon_t S_t}{l_t} + \frac{\epsilon S_d}{l} \right) \frac{dU_t}{dt} = 4\pi \left(S_d \overline{J_d(U_d, t)} - S_t J_t(U_t, t) + \frac{\epsilon S_d}{2l} f U_1 \cos(2\pi ft) \right), \quad (12)$$

где l_t – длина ДБКС; l – длина ДГ; $\overline{J_d(U_d, t)}$ – среднее значение плотности тока проводимости, протекающего через ДГ (сумма плотностей тока в Г- и L-долинах, вычисленных с помощью уравнения (2), численно проинтегрирована по переменной z в пределах от 0 до l и нормирована на длину l); $J_t(U_t, t)$ – плотность тока проводимости, протекающего через РТК; ϵ_t и ϵ – диэлектрические проницаемости соответственно AlAs и GaAs.

Среднее значение силы тока, протекающего в приборе, определяется выражением:

$$\overline{I(t)} = \frac{1}{l + l_t} \left[l S_d \overline{J_d(U_d, t)} + l_t S_t J_t(U_t, t) + \frac{\epsilon S_d}{4\pi} \left(\left(\frac{\epsilon_t S_t}{\epsilon S_d} - 1 \right) \frac{dU_t}{dt} + 2\pi f U_1 \cos(2\pi ft) \right) \right]. \quad (13)$$

Плотность тока проводимости, протекающего через ДБКС, описывается формулой [11]:

$$J_t(U_t) = \frac{em^* \kappa T_0}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^W |D_p|^2 \ln \frac{1 + e^{\frac{\Phi - \mathcal{E}}{\kappa T_0}}}{1 + e^{\frac{\Phi - \mathcal{E} - eU_t}{\kappa T_0}}} d\mathcal{E} + \frac{em^* (\kappa T_0)^2}{2\pi^2 \hbar^3} e^{-\frac{W}{\kappa T_0}} \left(e^{\frac{\beta e U_t}{\kappa T_0}} - 1 \right), \quad (14)$$

где $\Phi = 0.05$ эВ – энергия уровня Ферми, отсчитанная от дна зоны проводимости n области; \mathcal{E} – энергия электрона; m^* – эффективная масса электрона; $|D_p|^2$ – коэффициент прозрачности ДБКС, определенный ранее в [11]. Коэффициент прозрачности ДБКС зависит от длины энергетических барьеров b и длины квантовой ямы a (рис. 1). Изменение длины барьеров меняет максимумы ВАХ ДБКС. Плотность тока в боковых долинах ДБКС определяется только над барьерной составляющей (второе слагаемое в (14)).

Начальная температура электронов в долинах зоны проводимости при любом z равна T_0 . Начальное распределение концентрации электронов в центральной долине соответствует профилю легирования $n_0(z)$, а в боковой долине рано нулю. В начальный момент времени ток, протекающий через прибор, равен нулю, электрическое поле распределено равномерно.

Для численного решения системы уравнений (1)–(4) с полученными граничными и начальными условиями (6), (7), (10)–(12)

использовались устойчивые, консервативные, монотонные разностные схемы [12]. Длительность динамических численных экспериментов ограничивалась тремя периодами колебания напряжения. В течение первого периода колебания в приборе происходят динамические процессы перехода в режим работы со стационарным фазовым портретом. Исследования в настоящей работе ограничиваются стационарными электромагнитными колебаниями. Следовательно, повышение числа периодов колебания нецелесообразно, т. к. оно приводит к кратному увеличению используемых ресурсов компьютера и не несет полезной информации.

Решением системы уравнений (1)–(4) являются распределения концентрации, температуры, плотности тока и электрического поля в различные моменты времени. Полученные распределения позволяют анализировать в динамическом режиме процессы, происходящие в приборе, и вычислять выходные характеристики. Для исключения переходных процессов в приборе выходные характеристики вычисляются для 2-го и 3-го периодов колебаний. Эффективность генерации электромагнитных колебаний (КПД) находится по формуле:

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{U_1 \int_0^{2T} \overline{I(t)} \sin(2\pi ft) dt}{U_0 \int_0^{2T} \overline{I(t)} dt}, \quad (15)$$

где P – выходная мощность, P_0 – постоянная мощность, $T = 1/f$ – период колебаний.

Вольт-амперная характеристика прибора с МПЭ и ДБКС

Промоделируем работу прибора при напряжении $U = U_0$ (амплитуда $U_1 = 0$). Поскольку ток смещения отсутствует, целесообразно рассмотреть зависимость плотности тока, протекающего через прибор, от на-

пряжения при одинаковой площади сечения ДГ и ДБКС. В этом случае вместо силы тока, определяемой по формуле (13), рассматриваем плотность тока (силу тока делим на площадь сечения прибора $S_t = S_d$). Из формулы (13) исключаются также два последних слагаемых, определяющих ток смещения.

Плотность тока, соответствующая эффекту МПЭ, зависит от длины активной области и концентрации ионизированных примесей в ней. При концентрации примесей в активной области $2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ проводимость ДГ ограничена максимальной плотностью тока 10^5 А/см^2 . Проводящие свойства ДБКС определяются первым или вторым максимумом ВАХ ДБКС. Математическое моделирование ДГ с ДБКС показало возможность существования разных типов ВАХ (рис. 2). ВАХ ДГ с ДБКС на катоде сравниваются с ВАХ ДГ с омическим катодным контактом $n^+ - n$ (рис. 2, кривая 1).

Если плотность тока первого максимума ВАХ ДБКС больше, чем максимальная плотность тока ДГ, то плотность тока всего прибора ограничивается проводящими свой-

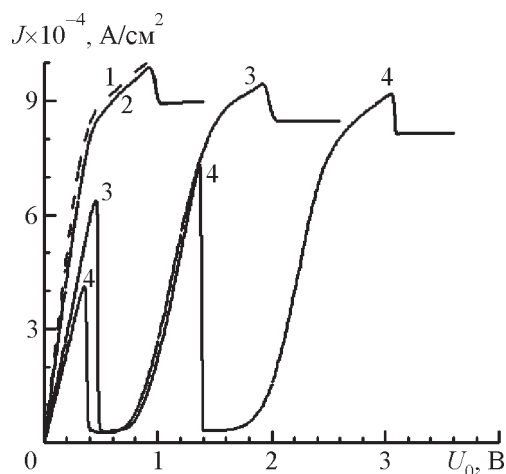


Рис. 2. Зависимость постоянной составляющей средней плотности тока, протекающего через ДГ с ДБКС на катодном контакте, от напряжения смещения при различной длине барьеров ДБКС b : кривая 1 – диод с $n^+ - n$ катодом; кривая 2 – 12 нм; кривая 3 – 19.8 нм; кривая 4 – 21.7 нм

ствами его активной области. Этот случай имеет место, когда длина энергетических барьеров меньше, чем 18 нм. РТ происходит через первый энергетический уровень квантовой ямы. ВАХ всего прибора (рис. 2, кривая 2) имеет точно такой же вид, как ВАХ ДГ с омическим катодным контактом $n^+ - n$. Если длина барьеров лежит в интервале $18 \div 21$ нм, то ВАХ прибора имеет два максимума (рис. 2, кривая 3). Последовательно при увеличении напряжения сначала возникает первый максимум ВАХ из-за эффекта РТ через энергетический уровень квантовой ямы \mathcal{E}_1 , а затем второй – из-за эффекта МПЭ в активной области. В случае, когда длина барьеров больше, чем 21 нм, ВАХ прибора имеет уже три максимума плотности тока (рис. 2, кривая 4). При увеличении напряжения максимумы ВАХ последовательно возникают соответственно из-за эффекта РТ через энергетические уровни квантовой ямы \mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2 и эффекта МПЭ в активной области. Поэтому в таком приборе принципиально возможно существование от одной до трех областей генерации. Однако получению генерации колебаний тока на участках ВАХ, соответствующих эффекту РТ, препятствует ток смещения. Проводимость ДГ сравнима с проводимостью ДБКС только при РТ, а общая длина ДБКС ($l_i = 60$ нм) гораздо меньше, чем длина ДГ ($l = 1.2$ мкм). Малая длина ДБКС приводит к значительному току смещения, что является основной причиной ограничения энергетических и частотных возможностей приборов, работающих на туннельных эффектах в мм диапазоне длин волн. Уменьшить ток смещения ДБКС можно, уменьшив площадь сечения ДБКС.

Проанализируем изменения ВАХ прибора при меньшем S_j . Так как плотность тока, протекающего через ДБКС при РТ, ограничена сверху первым или вторым максимумом, то уменьшение площади сечения ДБКС приводит к падению силы тока, протекающего через весь прибор. При этом ОДП участков ВАХ, соответствующих эффекту РТ, уменьшаются. Соответственно, если максимальная сила тока, протекающего через ДБКС при РТ, меньше силы тока, при которой существует эффект МПЭ, то участок

ВАХ, связанный с эффектом МПЭ, смещается в область напряжений, при которых ограничения плотности тока, протекающего через ДБКС, нет. Протекающий через ДБКС ток будет определяться надбарьерной составляющей. В этом случае участок ВАХ, связанный с МПЭ, при уменьшении площади сечения ДБКС незначительно сдвигается в сторону высоких напряжений. Действительно, если площадь сечения ДБКС уменьшается, то при одном и том же падении напряжения на ДБКС сила тока, протекающего через ДБКС, падает. Сила тока, протекающего через весь прибор, достигает порогового значения возникновения ОДП ВАХ, связанного с эффектом МПЭ, при больших значениях приложенного к нему напряжений.

Электронные процессы в приборе с МПЭ и ДБКС

Граничное электрическое поле в активной области ДГ равно -15.7 кВ/см, что соответствует полю $n^+ - n$ контакта, у которого длина области градиента концентрации доноров равна 0.07 мкм. Такому электрическому полю отвечает равновесная электронная температура $T_k \approx 311$ К. Суммарный поток электронов через ДБКС и диффузионный поток электронов из n^+ области, создает в n области слой с повышенной концентрацией электронов. Так как граничное поле постоянное, то граничная концентрация зависит только от силы тока, протекающего через ДБКС. Чем больше сила тока, тем выше граничная концентрация электронов. Формирование участка ОДП ВАХ, связанного с эффектом МПЭ, происходит при определенном интервале плотностей тока. Для этого интервала средняя по времени граничная концентрация электронов в Г-долине составляет $2.0 \cdot 10^{17} \div 2.2 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Численные эксперименты показали, что доля протуннелировавших электронов в общей концентрации электронов незначительна и средняя электронная температура на катоде слабо зависит от того, через какой энергетический уровень квантовой ямы ДБКС происходит РТ. Например, в приборе с длиной энергетических барьеров в ДБКС $b = 12$ нм

эффект МПЭ становится заметным при напряжении $U_0 = 0.6$ В, когда плотность тока, протекающего через прибор, равна 90 кА/см² (рис. 2, кривая 2). В ДБКС РТ электронов происходит через энергетический уровень \mathcal{E}_1 квантовой ямы. В соответствии с формулами (5), (6), (8)–(10) средняя граничная электронная температура на катоде ДГ составляет 350 К, а средняя температура протуннелировавших электронов – около 800 К при их концентрации 10^{16} см⁻³. Если $b = 19.8$ нм, плотность тока, протекающего через прибор, равна 90 кА/см² при напряжении $U_0 = 1.67$ В (рис. 2, кривая 3) и РТ электронов через энергетический уровень \mathcal{E}_2 квантовой ямы ДБКС. Средняя электронная температура на катоде ДГ составляет 415 К при средней температуре протуннелировавших электронов 8400 К и их концентрации $2.7 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Таким образом, энергия протуннелировавших электронов велика, но их доля в общей концентрации электронов на катодном контакте незначительна. Плотность тока на катодном контакте ДГ в L-долинах в среднем на $4 \div 5$ порядков меньше, чем в Г-долине. Соответственно, концентрация электронов в L-долинах на границе ($z = 0$) в зависимости от режима работы составляет $5 \cdot 10^{13} \div 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

У катодного контакта электроны Г-долины попадают в тормозящее поле $n^+ - n$ перехода. Их средняя кинетическая энергия быстро (на расстоянии около 0.02 мкм) падает до энергии теплового равновесия. Торможение электронов сопровождается переходом электронов из L-долин в Г-долину. При $z \approx 0.05$ мкм электрическое поле равно нулю (виртуальный катод). Далее электрическое поле растет. Однако увеличение температуры электронов Г-долины начинается на расстоянии $0.1 \div 0.12$ мкм от границы. На этом же расстоянии концентрация электронов в L-долинах достигает минимума ($2.2 \cdot 10^{12} \div 2.7 \cdot 10^{12}$) см⁻³. В соответствии с ростом электронной температуры начинает увеличиваться концентрация электронов в L-долинах. В активной области начинает формироваться подвижная пространственная неоднородность заряда. Инжекция горячих электронов через ДБКС не приводит

к значительным изменениям процессов, связанных с МПЭ в активной области прибора. Главной отличительной особенностью такого прибора является возможность совместной генерации колебаний тока, связанных с эффектами РТ и МПЭ.

Генерация электромагнитных колебаний с помощью прибора с МПЭ и ДБКС

Рассмотрим теперь случай, когда к прибору приложено напряжение $U = U_0 + U_1 \sin(2\pi ft)$. Все приведенные ниже характеристики КПД и выходной мощности оптимизированы (найжены наибольшие значения КПД) по амплитуде колебаний напряжения U_1 и рассчитаны по формуле (15). Как уже было отмечено, длина активной области ДГ значительно больше длины ДБКС. Чтобы получить генерацию колебаний тока в мм диапазоне с помощью эффекта РТ, необходимо уменьшить площадь сечения ДБКС или длину активной области ДГ. Однако если уменьшить длину активной области ДГ, тогда из-за инерционности МПЭ невозможно будет получить генерацию колебаний тока в том же диапазоне длин волн с помощью эффекта МПЭ в пролетном режиме работы. Поэтому, чтобы оценить энергетические возможности прибора, площадь сечения ДБКС менялась в диапазоне $0.03 \cdot 10^{-6} \div 1 \cdot 10^{-6}$ см². Площадь сечения активной области ДГ оставалась постоянной, равной $1 \cdot 10^{-6}$ см². Длина энергетических барьеров в ДБКС равнялась 21.7 нм. В таком приборе на частоте $f = 120$ ГГц существует три зоны генерации колебаний тока (рис. 3). Первая зона генерации, связанная с эффектом РТ, (например, для $S_i = 0.06 \cdot 10^6$ см²) лежит в диапазоне напряжений $0.2 \div 0.4$ В с максимумами выходной мощности 0.02 мВт и КПД, равным 1.85 %, при напряжении 0.3 В (рис. 3, кривая 3). Вторая зона генерации колебаний тока, связанная с эффектом РТ, лежит в диапазоне $1 \div 1.4$ В с максимумами выходной мощности и КПД соответственно 0.1 мВт и 1.45 % при напряжении 1.23 В. Третья область генерации колебаний тока возникает

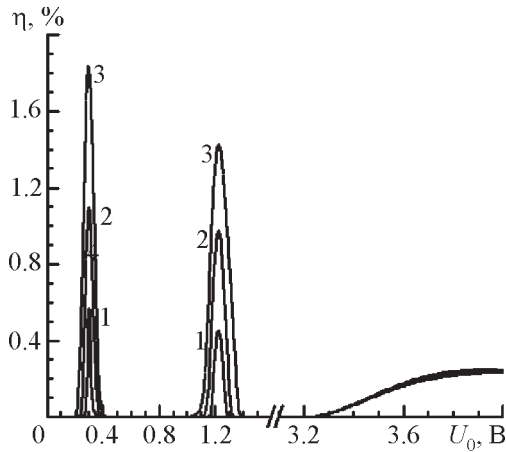


Рис. 3. Зависимость от напряжения смещения КПД генерации электромагнитных колебаний с частотой 120 ГГц ДГ с ДБКС на катодном контакте (длина квантовой ямы ДБКС $a = 40$ нм, длина энергетических барьеров ДБКС $b = 21.7$ нм, площадь сечения ДГ $S_d = 10^{-6}$ см²) при разной площади сечения ДБКС S_1 : кривая 1 – $0.12 \cdot 10^{-6}$ см²; кривая 2 – $0.09 \cdot 10^{-6}$ см²; кривая 3 – $0.06 \cdot 10^{-6}$ см²

благодаря эффекту МПЭ. Генерирование колебаний тока в этой области отличается низким значением КПД ($0.25 \div 0.35$ %), высокой выходной мощностью ($0.87 \div 1.3$ мВт в зависимости от площади сечения ДБКС) и широкой полосой рабочих напряжений (рис. 3, 4). С ростом площади сечения ДБКС выходная мощность и КПД генерации, связанной с эффектом РТ, уменьшаются, а с эффектом МПЭ – незначительно возрастают (рис. 3, 4). Так, при одинаковой площади сечения ДБКС и ДГ, равной 10^{-6} см², максимальная выходная мощность первого участка генерации, связанного с эффектом РТ, составила 0.2 мВт с КПД = 0.04 %. Зависимость выходной мощности при РТ от площади сечения ДБКС имеет максимумы, равные 0.021 и 0.102 мВт соответственно для первой и второй зоны генерации при $S_1 = 0.06 \cdot 10^{-6}$ см² (рис. 4, пунктирные кривые 1, 2).

Следует отметить, что при слишком малой площади сечения ДБКС нарушаются условия однородности распределения поля и концентрации протунелировавших электронов по сечению активной области ДГ.

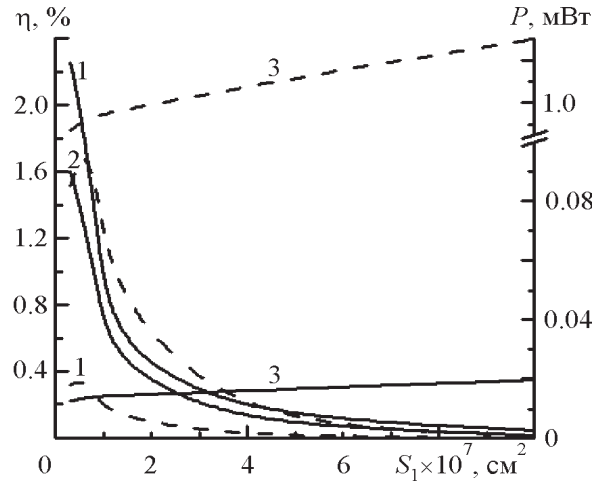


Рис. 4. Зависимость КПД (сплошные кривые) и выходной мощности (пунктирные кривые) генерации электромагнитных колебаний с частотой 120 ГГц ДГ с ДБКС на катодном контакте от площади сечения ДБКС (длина квантовой ямы ДБКС $a = 40$ нм, длина энергетических барьеров ДБКС $b = 21.7$ нм, площадь сечения ДГ $S_d = 10^{-6}$ см²): кривая 1 – РТ через первый энергетический уровень квантовой ямы ДБКС; кривая 2 – РТ через второй энергетический уровень квантовой ямы ДБКС; кривая 3 – дрейф обогащенных слоев в активной области прибора, вызванный эффектом МПЭ

Поэтому для $S_1/S_n < 0.5$ полученные характеристики генерации, связанные с эффектом МПЭ, следует считать оценочными. В реальном же приборе в этом случае выходная мощность должна быть несколько меньше, т. к. вероятнее всего обогащенные слои в активной области будут образовываться только на площади туннельного контакта.

Рассмотрим работу прибора с одинаковыми площадями сечения ДГ и ДБКС, равными 10^{-6} см², в области напряжений, где наблюдается эффект МПЭ. В зависимости от ширины барьеров ДБКС генерация колебаний тока, связанная с эффектом МПЭ, происходит при различных напряжениях (рис. 5). Наибольшую выходную мощность и наименьшую эффективность имеют приборы, у которых генерация происходит, когда протекающий через ДБКС ток обусловлен надбарьерной составляющей (рис. 5, кривая 3). Это связано с тем, что в этом слу-

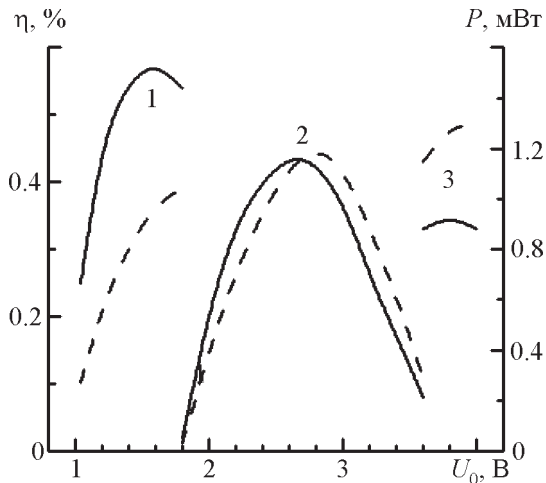


Рис. 5. Зависимость от напряжения смещения КПД (сплошные кривые) и выходной мощности (пунктирные кривые) генерации электромагнитных колебаний с частотой 120 ГГц, вызванной эффектом МПЭ, в ДГ с ДБКС на катодном контакте (длина квантовой ямы ДБКС $a = 40$ нм, площадь сечения ДГ и ДБКС $S_d = S_l = 10^{-6}$ см²) при разной длине энергетических барьеров ДБКС: кривая 1 – $b = 12$ нм; кривая 2 – $b = 19.8$ нм; кривая 3 – $b = 21.7$ нм

чае значения приложенного напряжения к прибору и амплитуды колебаний напряжения наибольшие. Частота генерации, соответствующая максимуму КПД и выходной мощности, а также ширина частотного диапазона для всех режимов генерации, связанных с эффектом МПЭ, приблизительно одинаковая (рис. 6). Зависимость выходной мощности от рабочей частоты выявлена во всех зонах генерации. Однако скорость изменения выходной мощности от частоты различна для эффектов РТ и МПЭ. Генерация колебаний, вызванная эффектом РТ, связана с ОДП ВАХ, а эффектом МПЭ – с пролетом обогащенных слоев от катода к аноду. Скорость дрейфа обогащенных слоев зависит от напряжения незначительно. Поэтому ширина частотного диапазона, в котором работает прибор на основе эффекта МПЭ, составляет 70 ГГц (рис. 6). В этом диапазоне выходные характеристики прибора, работающего с использованием эффекта РТ, можно считать постоянными.

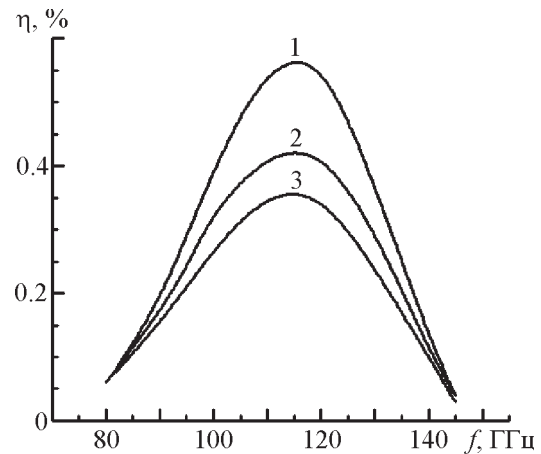


Рис. 6. Зависимость от частоты КПД генерации электромагнитных колебаний, вызванной эффектом МПЭ, в ДГ с ДБКС на катодном контакте (длина квантовой ямы ДБКС $a = 40$ нм, площадь сечения ДГ и ДБКС $S_l = S_d = 10^{-6}$ см²) при разной длине энергетических барьеров ДБКС: 1 – $b = 12$ нм; 2 – $b = 19.8$ нм; 3 – $b = 21.7$ нм

Заключение

Точное математическое моделирование физических процессов в приборах, работающих с использованием сочетания двух эффектов, МПЭ и РТ, сопряжено с большими трудностями. Приходится одновременно использовать квантово-механическое и классическое описания движения электронов в полупроводнике, из-за чего возникают необходимые упрощения модели, которые исключают обнаружение тонких эффектов. Достоинство представленной математической модели заключается в учете температуры протуннелировавших электронов в активной области ДГ, тока смещения и инерционных явлений. Разработанная методика может быть использована для исследований работы ДГ с различными туннельными катодными контактами в мм-диапазоне длин волн.

Проведенные исследования совместной работы GaAs ДГ с длиной активной области 1 мкм и AlAs-GaAs-AlAs ДБКС на катодном контакте позволило выявить особенности, которых нет в традиционных ДГ и РТД.

ВАХ ДГ с РТК с двумя энергетическими уровнями в квантовой яме может обладать тремя участками ОДП и в диапазоне частот $75 \div 145$ ГГц иметь три зоны генерации колебаний тока, разнесенные по напряжению. При низком напряжении на приборе генерация колебаний тока обусловлена РТ через первый энергетический уровень в квантовой яме, при среднем – соответственно через второй, и при высоком напряжении генерация колебаний тока обусловлена эффектом МПЭ. Если значения площадей сечения активной области прибора и РТК близки (10^{-6} см²), что характерно для реальных приборов, то режимы работы с использованием эффекта РТ отличаются низкими значениями выходной мощности (0.2 мкВт) и КПД (0.04 %) по сравнению с режимом работы с использованием эффекта МПЭ (1.2 мВт и 0.25 % соответственно). Можно предположить, что в приборах с меньшей длиной активной области, а значит на более высоких частотах, это различие снизится.

Исследования показали, что инжекция горячих электронов на катодном контакте не приводит к значительным изменениям процессов, связанных с МПЭ, зарождением и дрейфом волн пространственного заряда в активной области диода. В активной области реализуется режим с дрейфом волн объемного заряда, напоминающих обогащенные слои. Длина активной области 1 мкм для такого режима является близкой к критической. Поэтому целесообразно, кроме РТД на катоде, дополнительно вводить у катода тонкий слой с пониженным уровнем легирования, гетеропереход или использовать активную область на основе варизонного полупроводника. Перечисленные меры повысят критическую частоту работы прибора в режиме, связанном с МПЭ, и, возможно, позволят создать новые активные СВЧ-приборы субмм диапазона с особенностями ВАХ и генерации, которые наблюдаются при совместной работе РТД и ДГ.

Литература

1. Аркуша Ю.В., Прохоров Э. Д., Стороженко И. П. Пути развития приборов с междолинным переносом электронов // Вісник Харківського національного університету ім. В. Н. Каразіна. Сер. Радіофізика та електроніка. – 2001. – Вип. 1, №513. – С. 50-55.
2. Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д. Влияние формы напряжения на энергетические характеристики коротких диодов Ганна // Радиотехника и электроника. – 1987. – Т. 32, №9. – С. 1947-1954.
3. Кальфа А. А., Тагер А. С. Теоретическое исследование арсенид галлиевых диодов Ганна с двухзонным катодом // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. – 1982. – Вып.10. – С. 17-21.
4. Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д. Влияние запорного металлического катодного контакта на работу коротких диодов Ганна // Радиотехника и электроника. – 1988. – Т. 33, №6. – С. 1295-1301.
5. Аркуша Ю. В., Прохоров Э. Д., Стороженко И. П. Гетерокатод $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ в GaAs диоде Ганна мм-диапазона // Радиотехника и электроника. – 2000. – Т. 45, №4. – С. 508-510.
6. Couch N. R., Beton P. H., Kelly M. J., Kerr M. M. The use of linearly graded composition AlGaAs injectors for intervalley transfer in GaAs: theory // Solid State Electron. – 1988. – Vol. 31, No. 3. – P. 2-4.
7. Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И. Полупроводниковые материалы для приборов с междолинным переносом электронов. – Харьков: Вища школа, 1982. – 144 с.
8. Аркуша Ю. В., Прохоров Э. Д., Стороженко И. П. Диоды Ганна с туннельным катодом // Радиофизика и радиоастрономия. – 1998. – Т. 3, №4. – С. 419-423.
9. Аркуша Ю. В., Прохоров Э. Д., Стороженко И. П. Диоды Ганна с индуцированным каналом в активной области // Радиофизика и радиоастрономия. – 2002. – Т. 7, №1. – С. 103-108.
10. Боцула О. В., Прохоров Э. Д., Стороженко И. П. О совместной работе резонансно-туннельного диода и диода с междолинным переносом электронов // Вісник Харківського Національного університету ім. В. Н. Каразіна: збірн. наук. праць. Сер. Радіофізика та електроніка. – Харків: Видавничий центр ХНУ ім. В. Н. Каразіна. – 2002. – Вип.2, №550. – С. 88-91.
11. Schulman J. N., De Los Santos H. J., Chow D. H. Physics based RTD – current-voltage equation // IEEE Electron Devices Lett. – 1996. – Vol. 17, No. 5. – P. 220-222.
12. Самарский А. А. Теория разностных схем. – М: Наука, 1983. – 616 с.

**GaAs діоди Ганна з AlAs-GaAs-AlAs
резонансно тунельним катодом**

**І. П. Стороженко, Е. Д. Прохоров,
О. В. Боцула**

На основі двотемпературної моделі міждолинного перенесення електронів в GaAs розбудовано методику дослідження діодів Ганна з тунельною інжекцією електронів з катодного контакту. Вивчено фізичні явища, пов'язанні з ефектами міждолинного перенесення електронів в активній області та резонансного тунелювання в n :GaAs- i :AlAs- n :GaAs- i :AlAs- n :GaAs катодній області діода. Показано, що GaAs діоди Ганна з AlAs-GaAs-AlAs резонансно тунельним катодом можуть мати три рознесені за напругою зони генерації коливачь мм діапазону. Знайдено вольт-амперні, енергетичні та частотні характеристики діодів з різною довжиною i :AlAs шарів та площею перерізу катодного контакту.

**GaAs Gunn Diodes with AlAs-GaAs-AlAs
Resonance Tunnel Cathode**

**I. P. Storozhenko, E. D. Prokhorov,
and O. V. Bothula**

The technique for studying the Gunn diodes with electron tunneling injection from a cathode contact has been developed by employing the two-temperature model of intervalley electron transfer in GaAs. Physical phenomena related to the effects of intervalley electron transfer in the diode active region and resonance electron tunneling in n :GaAs- i :AlAs- n :GaAs- i :AlAs- n :GaAs diode cathode region are studied. It is shown that the GaAs Gunn diodes with AlAs-GaAs-AlAs resonance tunnel cathode may have three voltage-spaced zones of millimeter wavelength oscillation. The voltage-current, power and frequency characteristics are found for the diodes with different lengths of i :AlAs layers and cross-sectional areas of a cathode contact.