

Моделирование квантово-каскадных лазеров терагерцевого диапазона частот методом балансных уравнений на основе базиса волновых функций с уменьшенными дипольными моментами туннельно-связанных состояний

Д.В.Ушаков, А.А.Афоненко, А.А.Дубинов, В.И.Гавриленко,
О.Ю.Волков, Н.В.Щаврук, Д.С.Пономарев, Р.А.Хабибуллин

Разработана модель расчета вольт-амперных (ВАХ) и мощностных характеристик квантово-каскадных лазеров (ККЛ) терагерцевого диапазона (ТГц) на основе системы балансных уравнений для локализованных состояний и состояний континуума. Для учета влияния дефазировки на процессы переноса носителей заряда предложен метод модификации собственного базиса уравнения Шредингера путем уменьшения дипольных моментов туннельно-связанных состояний. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных ВАХ и зависимости интегральной интенсивности излучения от тока для ТГц ККЛ с частотой генерации 2.3 ТГц и найдено хорошее соответствие рассчитанных и экспериментальных значений порогового тока, токового диапазона генерации и максимальной рабочей температуры T_{max} . Показано, что при уменьшении толщины верхнего контактного слоя n^+ -GaAs исследуемого лазера с 800 до 100 нм можно увеличить T_{max} на 25%.

Ключевые слова: квантово-каскадные лазеры, терагерцевый диапазон, распределенная модель, балансные уравнения, дефазировка состояний, дипольный момент, спектры усиления, ВАХ, пороговый ток, максимальная рабочая температура.

1. Введение

В настоящее время наиболее перспективными источниками терагерцевого (ТГц) излучения считаются квантово-каскадные лазеры (ККЛ) с двойным металлическим волноводом [1]. С момента создания первого ТГц ККЛ [2] рабочие характеристики данных источников непрерывно улучшаются, что позволяет изготавливать лазеры с выходной мощностью более 2 Вт [3], широкой полосой перестройки частоты (~ 300 ГГц) [4] и возможностью работы в режимах частотной гребенки [5] и генерации гармоник [6]. Долгое время рекордная максимальная рабочая температура T_{max} составляла 200 К для ТГц ККЛ, излучающего вблизи 3.2 ТГц [7]. Однако усовершенствование методов моделирования ТГц ККЛ и оптимизация дизайнов для работы при высоких температурах привели к появлению первых ТГц ККЛ, работающих при $T_{max} > 200$ К [8].

Проблемы увеличения T_{max} , помимо технологических факторов, связаны со сложностью проектирования активной области, с высокими потерями излучения, кото-

рые для комнатной температуры превышают 30 см^{-1} [9, 10], а также со сложностью моделирования электронного транспорта в ТГц ККЛ [11–14]. Резонансное туннелирование в многослойных сверхрешётках с туннельно-связанными квантовыми ямами (КЯ) является критическим транспортным механизмом и предметом активных теоретических и экспериментальных исследований [15–17]. Эффекты резонансного туннелирования и локализации волновых функций вследствие дефазного рассеяния (дефазировки) наиболее важны при описании переноса между двумя слабосвязанными энергетическими состояниями, возникающими в ККЛ при туннелировании через барьер инжектора. Это особенно актуально для ТГц ККЛ, в которых энергии оптических переходов составляют ~ 10 мэВ, что требует больших толщин барьерных слоев инжектора для уменьшения энергии расщепления до ~ 1 мэВ; это позволит обеспечить селективность инжекции электронов на верхний лазерный уровень. Увеличение толщины барьерного слоя инжектора приводит к потере когерентности при туннелировании электронов (уменьшается вероятность туннелирования из-за упругих межподзонных механизмов рассеяния) и снижает эффективность электронного транспорта через инжектор [17].

Для описания когерентного электронного транспорта при моделировании оптических и электронных переходов в ТГц ККЛ широко используются два подхода: анализ с использованием неравновесной функции Грина [11] и расчеты на основе формализма матрицы плотности с использованием метода Монте-Карло [12]. Однако сложность реализации и огромная вычислительная нагрузка ограничивают применимость данных методов. С другой стороны, расчеты усиления, основанные на использовании собственных состояний уравнения Шредингера, дают завышенные значения коэффициента усиления и много-

Д.В.Ушаков, А.А.Афоненко. Белорусский государственный университет, Беларусь, 220030 Минск, просп. Независимости, 4; email: UshakovDV@bsu.by, afonenko@bsu.by

А.А.Дубинов, В.И.Гавриленко. Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального исследовательского центра «Институт прикладной физики РАН», Россия, Нижегородская обл., 603087 Кстовский р-н, д. Афонино, Академическая ул., 7; e-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

О.Ю.Волков. ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Россия, 125009 Москва, у. Моховая, 11

Н.В.Щаврук, Д.С.Пономарев, Р.А.Хабибуллин. Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В.Г.Мокерова РАН, Россия, 117105 Москва, Нагорный пр., 7, стр. 5

Поступила в редакцию 27 мая 2019 г.

численные резонансы ВАХ, что плохо согласуется с экспериментальными данными.

В настоящей работе применен специальный алгоритм преобразования базисных состояний уравнения Шредингера, который позволяет пространственно разнести волновые функции с близкими энергиями и снизить скорость дефазировки базисных состояний.

2. Дефазировка туннельно-связанных состояний

Расчеты, основанные на использовании собственных состояний уравнения Шредингера для всей активной области ТГц ККЛ, дают достаточно большие коэффициенты усиления и многочисленные резонансы ВАХ, что не согласуется с экспериментальными данными. Это связано с полной пространственной когерентностью получаемых волновых функций, которые при вырождении уровней энергий могут значительно увеличивать свою протяженность из-за туннелирования электронов в соседние КЯ. Наличие различных механизмов рассеяния нарушает эту когерентность (возникает дефазировка квантовых состояний), и вероятность туннелирования снижается. Чтобы обеспечить когерентность базисных состояний, надо максимально уменьшить (локализовать) протяженность волновых функций с близкими энергиями и разнести их пространственно. Переход от базиса собственных волновых функций уравнения Шредингера $\varphi_j(z)$ к локализованному базису $\varphi_{i\text{loc}}(z)$ осуществим с помощью ортогонального преобразования N состояний

$$\varphi_{i\text{loc}}(z) = \sum_j a_{ij} \varphi_j(z), \quad i, j = 1, \dots, N, \tag{1}$$

в котором средние координаты

$$\int z \varphi_{i\text{loc}}^2(z) dz$$

состояний максимально удалены друг от друга. Математически данная локализация набора базисных состояний сводится к приведению квадратичной формы

$$\sum_{j,j'} z_{jj'} a_{ij} a_{ij'}$$

к каноническому виду и далее к нахождению собственных векторов матрицы дипольных матричных элементов

$$z_{jj'} = \int z \varphi_j(z) \varphi_{j'}(z) dz.$$

Для того чтобы в локализации участвовали только туннельно-связанные состояния с близкими энергиями, дополнительно нормируем матричные элементы z_{fi} :

$$z_{fi}^* = z_{fi} L\left(\frac{|E_i - E_f|}{\gamma_{\text{loc}}}\right). \tag{2}$$

Здесь $L(x)$ – функция локализации; $E_{i,f}$ – энергии уровней i и f ; γ_{loc} – параметр локализации. Коэффициенты преобразования a_{ij} находятся как собственные векторы следующей матрицы:

$$\begin{bmatrix} z_{11}^* & z_{12}^* & \dots \\ z_{21}^* & z_{22}^* & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix}. \tag{3}$$

Вид функции локализации в настоящей работе выбирался эмпирически. Поскольку влияние дефазировки сильно снижается при разнесении энергии уровней на величину, большую энергии уширения уровней, то функция локализации должна быстро уменьшаться при увеличении аргумента, а ширина функции локализации должна быть близка к энергии уширения уровней. Для численных расчетов, в которых используется ограниченное число базисных функций, целесообразно выбирать функцию локализации, отличную от нуля только в заданном интервале:

$$L(x) = \begin{cases} (1 - |x|)^m, & |x| < 1, \\ 0, & |x| \geq 1. \end{cases} \tag{4}$$

Результаты настоящей работы получены при $n = 1, m = 3$.

3. Система балансных уравнений для одного каскада

Расчет ККЛ начинался с определения интегральных характеристик одного каскада в зависимости от приложенного напряжения V_1 . Для этого решалось уравнение Шредингера и определялись уровни энергий и волновые функции [13]. Далее проводилась процедура локализации волновых функций. После этого рассчитывались матричные элементы дипольных переходов, вероятности рассеяния на оптических фонах, примесях, а также вероятность электрон-электронного рассеяния в приближении термодинамического равновесия в подзонах. Вероятность туннельных переходов рассчитывалась в приближении случайных фаз с лоренцевскими контурами линий. Населенности уровней n_i находились из системы балансных уравнений для одного каскада структуры:

$$\frac{dn_i}{dt} = - \sum_{j \neq i} \frac{n_i}{\tau_{ij}} + \sum_{j \neq i} \frac{n_j}{\tau_{ji}} - v_g g_{ij} (n_i - n_j) S - \frac{n_i}{\tau_{\text{esc}i}} = \frac{dn_i}{\tau_{\text{esc}}} \tag{5}$$

Здесь τ_{ij} – времена безызлучательных переходов с уровня i на уровень j ; g_{ij} – коэффициенты дифференциального усиления; $\tau_{\text{esc}i}$ – время утечки электронов с локализованного уровня в состояния континуума; S – поверхностная плотность фотонов в каскаде; v_g – групповая скорость света. Времена утечки оценивались по амплитудам волновых функций в области континуума аналогично временам жизни оптических мод в резонаторе [18]. Необходимость введения в анализ утечек в континуум обусловлена использованием ограниченного базиса волновых функций, не учитывающего всего набора состояний континуума.

Система уравнений (5) представляет собой задачу на собственные значения и собственные векторы. В качестве искомого решения использовался собственный вектор, которому соответствует наибольшее эффективное время утечки τ_{esc} , аналогично выбору наиболее добротной оптической моды резонатора. Суммарная концентрация электронов на уровнях приравнивалась к концентрации доноров. Если утечки отсутствуют, то искомое собственное значение матрицы системы уравнений (5) тождественно равно нулю ($\tau_{\text{esc}} \rightarrow \infty$), а решение системы эквивалентно решению системы вырожденных уравнений.

Плотность тока через каскад и плотность тока утечки находились из следующих выражений:

$$j_{\text{loc}}(V_1, N_d) = e \sum_{E_i > E_j} \sum_{E_j \leq E_1} \left[\frac{n_i}{\tau_{ij}} - \frac{n_j}{\tau_{ji}} + v_g g_{ij} (n_i - n_j) S \right],$$

$$j_{\text{esc}}(V_1, N_d) = e \frac{N_d}{\tau_{\text{esc}}}. \quad (6)$$

Спектр усиления определялся аналогично [19, 20] с учетом вклада нерезонансных переходов:

$$G(v) = \frac{\pi e^2 h v}{\hbar \epsilon_0 c n_r d} \sum_{E_i > E_j} |z_{ij}|^2 (n_i - n_j) [F_{ij}(h\nu, E_i - E_j) - F_{ij}(h\nu, E_j - E_i)], \quad (7)$$

где v – частота излучения; n_r – показатель преломления активной области; d – период структуры; n_{ij} и E_{ij} – поверхностные концентрации носителей заряда и энергии уровней i и j . Форм-фактор спектральной линии брался в виде модифицированного контура Лоренца:

$$F_{ij}(h\nu, \Delta E) = \frac{\gamma_{ij}}{\pi} \frac{1}{(h\nu - \Delta E)^2 + \gamma_{ij}^2} \times 2 \left[1 + \exp\left(\frac{h\nu - \Delta E}{kT}\right) \right]^{-1} \left[1 + \exp\left(-\frac{h\nu + \Delta E}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (8)$$

Здесь γ_{ij} – параметр уширения, учитывающий времена жизни соответствующих уровней. Дополнительный экспоненциальный множитель, уменьшающий значение форм-фактора в коротковолновой области спектра, учитывал многочастичные эффекты электро-электронного взаимодействия, как в работе [21].

4. Распределенная электрофизическая модель ККЛ

Функциональные зависимости (6), (7) использовались для построения распределенной модели активной области ККЛ, в которой учитывался перенос носителей заряда по локализованным состояниям и состояниям континуума:

$$\frac{dn_{\text{loc}}}{dt} = -\frac{1}{e} \nabla j_{\text{loc}}(V_1, n_{\text{loc}}) - \frac{1}{ed} j_{\text{esc}}(V_1, n_{\text{loc}}) + \frac{n_{\text{cont}}}{\tau_{\text{cap}}}, \quad (9)$$

$$\frac{dn_{\text{cont}}}{dt} = -\frac{1}{e} \nabla j_{\text{cont}}(V_1, n_{\text{cont}}) + \frac{1}{ed} j_{\text{esc}}(V_1, n_{\text{loc}}) - \frac{n_{\text{cont}}}{\tau_{\text{cap}}}, \quad (10)$$

$$\frac{dS}{dt} = v_g (G(V_1, n_{\text{loc}} - \alpha) S), \quad (11)$$

где n_{loc} – концентрация локализованных носителей заряда; n_{cont} – концентрация носителей заряда в континууме; τ_{cap} – эффективное время захвата носителей заряда в КЯ; $G(V_1, n_{\text{loc}})$ – коэффициент усиления на частоте генерации; α – коэффициент потерь. Плотности токов считались пропорциональными концентрации локализованных носителей заряда в каскаде:

$$j_{\text{loc}}(V_1, n_{\text{loc}}) = j_{\text{loc}}(V_1, N_d) \frac{n_{\text{loc}}}{N_d}, \quad (12)$$

$$j_{\text{esc}}(V_1, n_{\text{loc}}) = j_{\text{esc}}(V_1, N_d) \frac{n_{\text{loc}}}{N_d}.$$

С учетом больших напряженностей электрических полей, используемых для создания инверсии, перенос носителей заряда с участием состояний континуума рассчитывался в режиме насыщения согласно

$$j_{\text{cont}}(V_1, n_{\text{cont}}) = e n_{\text{cont}} v_{\text{drift}}, \quad (13)$$

где v_{drift} – скорость дрейфа электронов.

В предположении, что питание лазера происходит в режиме постоянного напряжения, суммарная плотность токов через структуру с числом каскадов N_p при нулевом сопротивлении контактов определялась как

$$j = \frac{1}{N_p d} \int (j_{\text{loc}} + j_{\text{cont}}) dz. \quad (14)$$

5. Обсуждение результатов

Предложенный метод расчета был апробирован на ТГц ККЛ с активной областью на основе каскада из четырех КЯ GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As с резонансно-фононной схемой депопуляции нижнего лазерного уровня и частотой генерации около 2.3 ТГц. Толщины слоев (в нм) одного каскада, начиная с барьера инжектора, таковы: 5.7/8.2/3.1/7.1/4.2/16.1/3.4/9.6, где толщины КЯ GaAs выделены жирным шрифтом. Центральная часть широкой КЯ легирована донорной примесью Si со слоевой концентрацией $3.1 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. При вычислениях высота потенциальных барьеров Al_{0.15}Ga_{0.85}As в зоне проводимости ΔE_c полагалась равной 141 мэВ.

На рис.1 приведены результаты расчетов рабочих уровней энергий и волновых функций для исследуемой структуры. Нумерация уровней n в каскаде идет снизу вверх (от 1 до 5). Верхним лазерным уровнем является 2-й уровень $n-1$ -го каскада (2, $n-1$) и 5-й уровень n -го каскада (5, n). Нижними лазерными уровнями являются уровни (4, n) и (3, n). Электронная плотность собственных состояний 1 и 4 уравнения Шредингера (рис.1,а) распределена в пяти соседних КЯ (две КЯ – инжектор/экстрактор электронов $n-1$ -го каскада, две узкие КЯ с излучательным ТГц переходом n -го каскада и широкая КЯ – экстрактор/инжектор электронов n -го каскада). Для процедуры локализации применялась функция (4) с полушириной 2 мэВ. После процедуры локализации (рис.1,б) электронная плотность базисного состояния 4 концентрируется преимущественно в широкой КЯ экстрактора/инжектора и в двойной излучательной КЯ n -го каскада, а базисного состояния 1 – в широкой КЯ экстрактора/инжектора n -го каскада. Матричный элемент дипольного момента $z_{(1,n-1)-(4,n)}$ уменьшается с 23.5 до 0.5 нм. Аналогичная ситуация происходит с волновыми функциями базисных состояний 2 и 5, которые локализуются в двойной излучательной КЯ (рис.1,б). При этом матричный элемент дипольного момента $z_{(2,n-1)-(5,n)}$ уменьшается с 9.5 до 1.4 нм. Из-за большего энергетического расстояния между этими уровнями уменьшение матричного элемента слабее, чем для пары уровней 1–4. Поскольку энергетический зазор между лазерными уровнями ТГц ККЛ ($h\nu \approx 9.5$ мэВ) сравним с шириной уровней, процедура локализации влияет также на матричные элементы дипольных моментов лазерных переходов.

Следует отметить, что после процедуры локализации скорость переходов между рабочими уровнями из-за рас-

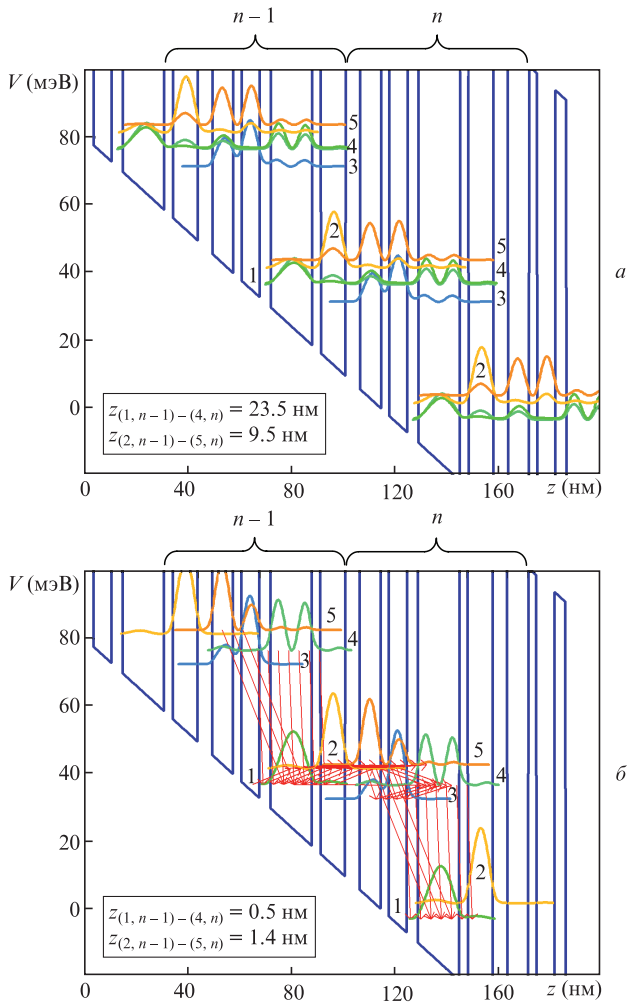


Рис.1. Профиль энергии дна зоны проводимости, уровни энергии и собственные волновые функции уравнения Шредингера (а) и базисные волновые функции после процедуры локализации (б) при $V_1 = 40$ мВ и $T = 58$ К. Число стрелок на рис.1,б пропорционально плотности тока через каскад.

сеяния с участием оптических фононов, примесей и электрон-электронного рассеяния снижается на порядок и более. При этом на эффективное время жизни электронов на уровнях начинают оказывать влияние процессы их туннелирования между уровнями.

В исследуемой структуре при напряжении на одном каскаде $V_1 = 40$ мВ для переходов $3 \leftrightarrow 1$ и $4 \leftrightarrow 1$ реализуется фоновый резонанс, т.е. энергетический зазор между данными уровнями близок к энергии продольного оптического фонона в GaAs ($E_{LO} = 36$ мэВ). При этом туннельные переходы осуществляются по цепочке уровней $(1, n-1) \leftrightarrow (2, n-1) \leftrightarrow (5, n) \leftrightarrow (4, n)$. При увеличении V_1 до 46 мВ добавляются туннельные переходы $5 \leftrightarrow 3$ и $3 \leftrightarrow 4$. Изменение напряжения ниже/выше рабочего приводит к расхождению уровней и к снижению скорости туннельных переходов между ними. Это обеспечивает возрастающую/спадающую ветвь ВАХ (рис.2).

ВАХ одного каскада, полученная с использованием базиса собственных волновых функций уравнения Шредингера (11 базисных функций) без процедуры локализации, дает многократно завышенные значения тока при рабочем напряжении, а также многочисленные узкие побочные резонансы (рис.2,а). Причина этого, как уже отмечалось, связана с большой пространственной протя-

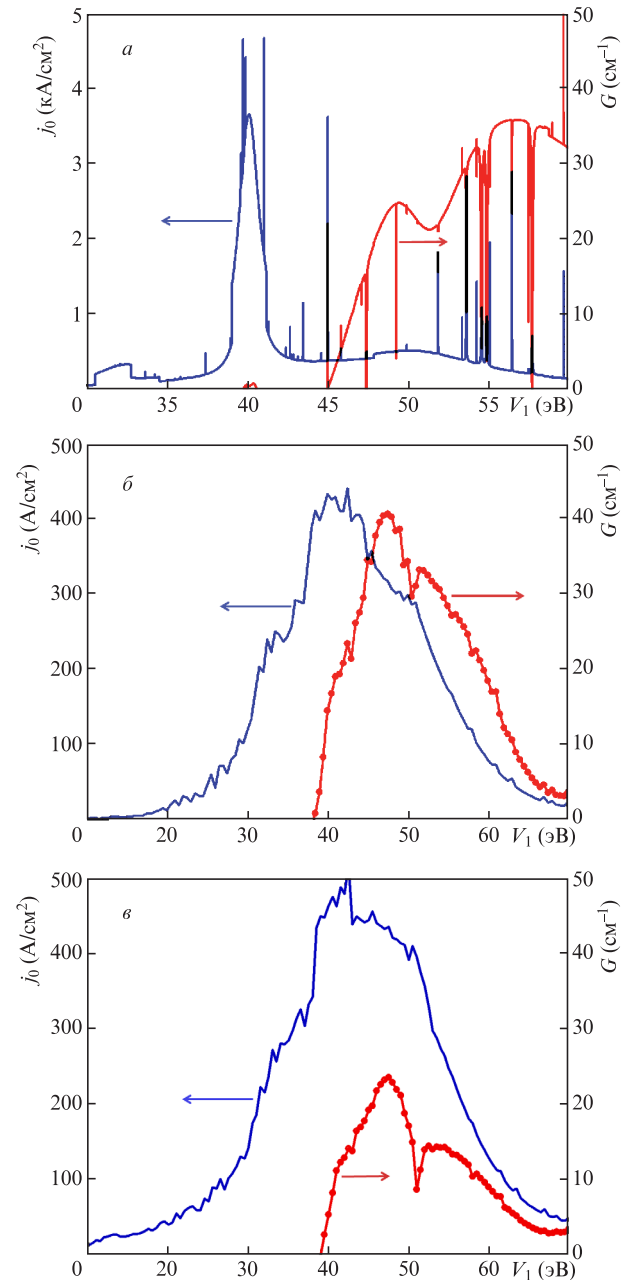


Рис.2. Зависимости плотности тока через каскад j_0 и коэффициента усиления G на частоте 2.3 ТГц от приложенного напряжения V_1 без процедуры локализации при $T = 58$ К (а) и после процедуры локализации при $T = 58$ (б) и 100 К (в).

женностью туннельно-связанных волновых функций, которая в реальности ограничивается процессами дефазировки.

Максимальное усиление $G_{max} = 41$ и 24 см^{-1} для $T = 58$ и 100 К реализуется при $V_1 = 48$ мВ, что соответствует падающей ветви ВАХ одного каскада (рис.2,б,в). С ростом температуры G_{max} уменьшается, а потери терагерцевого излучения в волноводе растут (рис.3). Расчеты коэффициента суммарных потерь α , включающих в себя потери на обкладках двойного металлического волновода из золота, на зеркалах резонатора и на свободных носителях заряда, а также потери от поглощения на оптических фононах, проведены для волновода (активной области ТГц ККЛ) толщиной 12 мкм [10]. В исследуемой структуре активная область ККЛ заключена между контактными сло-

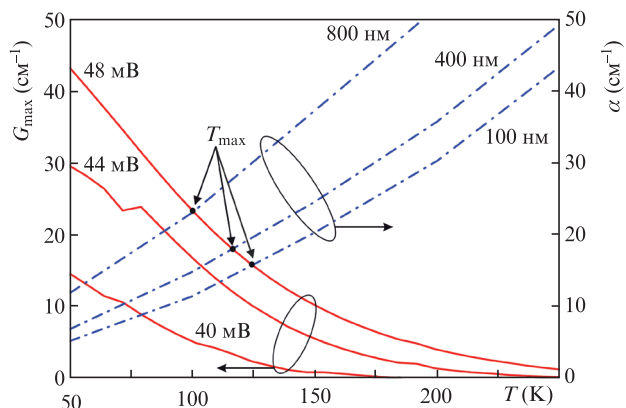


Рис.3. Температурные зависимости максимального коэффициента усиления G_{\max} (сплошные кривые) для $V_1 = 40, 44$ и 48 мВ и потерь α (штрихпунктир) на частоте 2.3 ТГц для контактных слоев n^+ -GaAs с толщинами $d_t = 100, 400$ и 800 нм и соответствующими максимальными рабочими температурами $T_{\max} = 125, 116$ и 100 К.

ями с концентрацией легирующей примеси $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ – нижним контактным слоем n^+ -GaAs толщиной $d_b = 50$ нм и верхним контактным слоем n^+ -GaAs толщиной $d_t = 800$ нм. На рис.3 приведены также результаты расчетов коэффициента потерь для $d_t = 100$ и 400 нм.

При $T = 50$ К потери на частоте 2.3 ТГц составляют $5, 7$ и 12 см^{-1} при $d_t = 100, 400$ и 800 нм соответственно. С увеличением температуры наблюдается резкий рост α для всех толщин d_t . Расчетная максимальная рабочая температура T_{\max} , при которой максимальное усиление снижается до уровня потерь ($G_{\max} = \alpha = 23 \text{ см}^{-1}$), составляет 100 К для $d_t = 800$ нм. Уменьшение d_t с 800 до 100 нм позволяет существенно уменьшить потери, что приводит к увеличению T_{\max} до 125 К. Как показано в работах [22, 23], при использовании серебра для обкладок двойного металлического волновода можно дополнительно уменьшить потери на $\sim 2 \text{ см}^{-1}$ и повысить рабочую температуру ТГц ККЛ до 135 К.

Расчет ВАХ и зависимости интегральной интенсивности излучения от тока проводился на основе распределенной модели, представленной в разд.4. В расчетах использовались следующие геометрические характеристики ТГц ККЛ: длина лазерного полоска 1 мм, его ширина 100 мкм, толщина активной области 12 мкм. Паразитное контактное сопротивление считалось равным 3 Ом. С учетом большого коэффициента отражения ($R \sim 0.9$) терагерцового излучения от граней резонатора коэффициент полезных потерь не превышал 1 см^{-1} . Результаты расчета ВАХ и зависимости интегральной интенсивности излучения от тока приведены на рис.4. В исследуемой структуре на возрастающем участке ВАХ утки тока в континуум малы и слабо влияют на выходные характеристики, а электрическое поле практически однородно по всей структуре. При этом дифференциальное сопротивление лазерной структуры больше, чем в режиме генерации. Расчеты показывают, что на спадающем участке ВАХ стационарное решение системы уравнений (8)–(10) неустойчиво, и в структуре возникают домены сильного электрического поля.

Многослойная гетероструктура $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ с дизайном активной области, который был использован для расчетов (описан выше), была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs диаметром 3 дюйма (Trion Technology,

Темпе, Аризона, США). Толщины верхнего и нижнего контактных слоев n^+ -GaAs составили: $d_t = 800$ нм и $d_b = 50$ нм. Для изготовления ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом на основе золота была использована технология, детально описанная в [24, 25]. Методика измерений ВАХ и зависимости интегральной интенсивности излучения от тока описана в [26, 27].

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных показало хорошее совпадение результатов моделирования и эксперимента, включая вид ВАХ и зависимости интегральной интенсивности излучения от тока, рабочие токи и напряжения, наличие изломов в пороге генерации (см. рис.4). Наличие изломов на экспериментальной зависимости интегральной интенсивности излучения от тока может быть связано с изменением модовой структуры излучения (так называемым «перескоком» мод в лазере) при увеличении амплитуды тока накачки [28], что не учитывалось в расчетах. Также некоторые особенности на экспериментальной зависимости интегральной интенсивности излучения от тока (всплески и провалы) могут быть связаны с поглощением излучения парами воды, поскольку в диапазоне 2.2 – 2.3 ТГц существует несколько так называемых окон прозрачности и областей с сильным поглощением [29].

При $T = 58$ К генерация изготовленного ТГц ККЛ происходила в диапазоне токов 0.45 – 0.55 А, что хорошо согласуется с рассчитанным рабочим диапазоном 0.45 – 0.60 А (рис.4). Мы полагаем, что прекращение генерации ТГц ККЛ при токе 0.55 А связано с образованием области отрицательного дифференциального сопротивления, что порождает электрические неустойчивости (например, электрополевые домены), которые приводят к резкому снижению мощности генерации.

На вставке рис.4 приведена зависимость интегральной интенсивности излучения ТГц ККЛ от температуры. Измеренная температура T_{\max} ТГц ККЛ составила 106 К, что близко к расчетному значению $T_{\max} = 100$ К (см. рис.3). Как было показано в [10, 22], большой вклад в потери вносит поглощение на свободных носителях в сильнолегированных контактных слоях n^+ -GaAs. Исходя из проведенного расчета можно полагать, что для исследуемого ТГц ККЛ эффективным способом увеличения T_{\max}

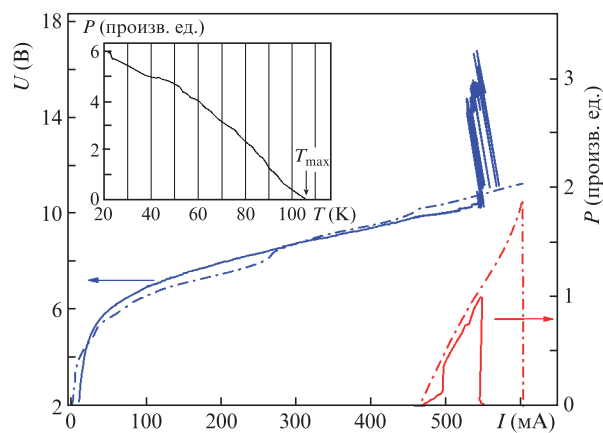


Рис.4. Экспериментальные (сплошные кривые) и рассчитанные (штрихпунктир) ВАХ и зависимости интегральной интенсивности излучения от тока для ККЛ с частотой генерации около 2.3 ТГц при температуре $T = 58$ К. На вставке – экспериментальная зависимость интегральной интенсивности излучения от температуры в диапазоне от 21 К до максимальной рабочей температуры $T_{\max} = 106$ К.

до 125 К является сравнение (уменьшение) верхнего контактного слоя n^+ -GaAs до $d_t = 100$ нм.

6. Заключение

В работе развит метод балансных уравнений на основе базиса волновых функций с уменьшенными дипольными моментами туннельно-связанных состояний для расчета характеристик ТГц ККЛ. Предложен алгоритм учета дефазировки при использовании произвольного количества базисных состояний. Разработана распределенная модель ККЛ, учитывающая перенос носителей заряда по локализованным состояниям и состояниям континуума. Предложенная модель позволяет описывать вольт-амперные и мощностные характеристики ККЛ, что подтверждается хорошим соответствием расчетных и экспериментальных зависимостей для ТГц ККЛ с частотой излучения около 2.3 ТГц. Кроме того, предложенная модель позволила рассчитать максимальную рабочую температуру исследуемого лазера, которая составила 100 К, что близко к измеренному значению $T_{\max} = 106$ К для ТГц ККЛ с толщиной верхнего контактного слоя n^+ -GaAs 800 нм. На основе моделирования была показана возможность увеличения T_{\max} для исследуемого ТГц ККЛ до 125 К при уменьшении толщины верхнего контактного слоя n^+ -GaAs до 100 нм.

Моделирование ТГц ККЛ выполнено при финансовой поддержке БРФФИ (грант № Ф18Р-107) и РФФИ (грант № 18-52-00011_Бел), а изготовление и измерение характеристик – при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-19-00493).

- Unterrainer K., Colombelli R., Gmachl C., Capasso F., Hwang H.Y., Sergent A.M., Sivco D.L., Cho A.Y. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3060 (2002).
- Köhler R., Tredicucci A., Beltram F., Beere H.E., Linfield E.H., Davies A.G., Ritchie D.A., Iotti R.C., Rossi F. *Nature*, **417**, 156 (2002).
- Li L.H., Chen L., Freeman J.R., Salih M., Dean P., Davies A.G., Linfield E.H. *Electron. Lett.*, **50**, 309 (2017).
- Qin Q., Reno J.L., Hu Q. *Opt. Lett.*, **36**, 692 (2011).
- Burghoff D., Kao T.-Y., Han N., Chan Ch. W. I., Cai X., Yang Y., Hayton D.J., Gao J.-R., Reno J.L., Hu Q. *Nature Photon.*, **8**, 462 (2014).
- Piccardo M., Chevalier P., Mansuripur T., Kazakov D., Wang Y., Rubin N., Meadowcroft L., Belyanin A., Capasso F. *Opt. Express*, **26**, 9464 (2018).
- Fatholouloumi S., Dupont E., Chan C.W.I., Wasilewski Z.R., Laframboise S.R., Ban D., Matyas A., Jirauschek C., Hu Q., Liu H.C. *Opt. Express*, **20**, 3866 (2012).
- Bosco L., Franckić M., Scalan G., Beck M., Wacker A., Faist J. *Appl. Phys. Lett.*, **115**, 010601 (2019).
- Belkin M.A., Fan J.A., Hormoz S., Capasso F., Khanna S.P., Lachab M., Davies A.G., Linfield E.H. *Opt. Express*, **16**, 3242 (2008).
- Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Дубинов А.А., Гавриленко В.И., Васильевский И.С., Щаврук Н.В., Пономарев Д.С., Хабибуллин Р.А. *Квантовая электроника*, **48**, 1005 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 1005 (2018)].
- Lee S. C., Wacker A. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 2506 (2003).
- Callebaut H., Hu Q. *J. Appl. Phys.*, **98**, 104505 (2005).
- Ушаков Д.В., Манак И.С. *Оптика и спектроскопия*, **104**, 847 (2008).
- Ушаков Д.В., Манак И.С. *ЖПС*, **74**, 801 (2007).
- Казаринов Р.А., Сурис Р.А. *ФТП*, **5**, 797 (1971).
- Казаринов Р.А., Сурис Р.А. *ФТП*, **6**, 148 (1972).
- Gao J.R., Hovenier J.N., Yang Z.Q., Baselmans J.J.A., Baryshev A., Hajenius M., Klapwijk T.M., Adam A.J.L., Klaassen T.O., Williams B.S., Kumar S., Hu Q., Reno J.L. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 244104 (2005).
- Афоненко А.А., Алешкин В.Я., Дубинов А.А. *ФТП*, **48**, 94 (2014).
- Gor'finkel V.B., Luryi S., Gelmont V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 1995 (1996).
- Ушаков Д.В., Кононенко В.К., Манак И.С. *Квантовая электроника*, **40**, 195 (2010) [*Quantum Electron.*, **40**, 195 (2010)].
- Дрозд А.Н., Афоненко А.А. *ЖПС*, **74**, 642 (2007).
- Khabibullin R., Ushakov D., Aфоненко A., Shchavruk N., Ponomarev D., Volkov O., Pavlovskiy V., Vasil'evskii I., Safonov D., Dubinov A. *Proc. SPIE*, **11022**, 1102204 (2019).
- Khabibullin R.A., Shchavruk N.V., Ponomarev D.S., Ushakov D.V., Aфоненко A.A., Volkov O.Yu., Pavlovskiy V.V., Dubinov A.A. *EPJ Web Conf.*, **195**, 04002 (2018).
- Хабибуллин Р.А., Щаврук Н.В., Павлов А.Ю., Пономарев Д.С., Томош К.Н., Галиев Р.Р., Мальцев П.П., Жуков А.Е., Цырлин Г.Э., Зубов Ф.И., Алфёров Ж.И. *ФТП*, **50**, 1395 (2016).
- Иконников А.В., Маремьянин К.В., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Павлов А.Ю., Щаврук Н.В., Хабибуллин Р.А., Резник Р.Р., Цырлин Г.Э., Зубов Ф.И., Жуков А.Е., Алфёров Ж.И. *Письма в ЖТФ*, **43**, 86 (2017).
- Хабибуллин Р.А., Щаврук Н.В., Пономарев Д.С., Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Васильевский И.С., Зайцев А.А., Данилов А.И., Волков О.Ю., Павловский В.В., Маремьянин К.В., Гавриленко В.И. *ФТП*, **52**, 1268 (2018).
- Волков О.Ю., Дюжиков И.Н., Логунов М.В., Никитов С.А., Павловский В.В., Щаврук Н.В., Павлов А.Ю., Хабибуллин Р.А. *Радиотехника и электроника*, **63**, 981 (2018).
- Köhler R., Tredicucci A., Beltram F., Beere H.E., Linfield E.H., Davies A.G., Ritchie D.A., Dhillon S.S., Sirtori C. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 1518 (2003).
- Slocum D.M., Slingerland E.J., Giles R.H., Goyette T.M. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **127**, 49 (2013).