

РАЗРАБОТКА ДИЗАЙНА СВЕРХМНОГОПЕРИОДНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА, ВЫРАЩИВАЕМЫХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ

Л. Г. Герчиков^{a,b*}, А. С. Дашков^{a**}, Л. И. Горай^{a,c***}, А. Д. Буравлёв^{c,d,e****}

^a Академический университет им. Ж. И. Алфёрова
194021, Санкт-Петербург, Россия

^b Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
195251, Санкт-Петербург, Россия

^c Институт аналитического приборостроения Российской академии наук
190103, Санкт-Петербург, Россия

^d Университет при Межпарламентской ассамблее Евразийского экономического сообщества
199106, Санкт-Петербург, Россия

^e Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)
197376, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 9 декабря 2020 г.,
после переработки 24 февраля 2021 г.
Принята к публикации 10 марта 2021 г.

Разработан дизайн источника терагерцевого (ТГц) излучения на основе сверхрешетки AlGaAs/GaAs, получаемой методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Рассчитаны коэффициент усиления и уровень оптических потерь и определены параметры источника, при которых возможна генерация ТГц-излучения. Исследовано резонансное поведение коэффициента усиления, обусловленное сильным перемешиванием туннельно-связанных электронных состояний.

DOI: 10.31857/S0044451021080058

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время рассматриваются различные подходы и устройства для создания эффективных источников терагерцевого (ТГц) излучения, в том числе перестраиваемых и работающих при окончательных температурах [1–4]. В отличие от рентгеновского излучения, терагерцевые волны не опасны, они не ионизируют среду и не повреждают биологические молекулы, что позволяет проводить безопасную для человека диагностику раковых опухолей, определять степень ожогов, исследовать верх-

ние ткани человеческого тела — кожу, сосуды, мышцы. Источники терагерцевого излучения также могут быть использованы в системах безопасности, например, для сканирования багажа и людей на значительных расстояниях. Одним из наиболее перспективных подходов для создания перестраиваемых компактных источников терагерцевого излучения является использование полупроводниковых приборов со сверхрешетками (СР), например, квантовокаскадных лазеров или гетероструктур со множественными сильно-связанными квантовыми ямами (КЯ) [5–7]. В данном исследовании разработка дизайна сверхмногопериодных (СМП — со 100 и более периодами СР) полупроводниковых А3В5-структур для ТГц-диапазона рассматривается в связи с созданием перестраиваемых лазерных источников, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и работающих при комнатной темпера-

* E-mail: lgerchikov@mail.ru

** E-mail: dashkov.alexander.om@gmail.com

*** E-mail: lig@pcgrate.com

**** E-mail: bour@mail.ioffe.ru

туре за счет образования соответствующих энергетических уровней Ванье–Штарка [8, 9] и последовательного туннелирования носителей через несколько периодов при условии относительной прозрачности барьера [10–13].

Возникновение блоховских осцилляций в подобных структурах может быть ограничено из-за статической отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), которая связана с образованием электрических доменов и неоднородным распределением электрического поля. Вследствие этого возможно подавление усиления блоховской волны [14]. Для предотвращения возникновения электрических доменов необходимо создать СР с узкими запрещенными минизонами («слабыми» барьераами), в которой происходит зиннеровское туннелирование в достаточно сильном электрическом поле, а слабость барьера обеспечивает большой матричный элемент переходов через несколько периодов [15, 16]. При этом может возникать динамическая ОДП, за счет которой и происходит усиление терагерцевого излучения [12, 15]. Для достижения максимального коэффициента усиления излучения на определенной частоте требуются СР с высоким уровнем легирования (10^{16} – 10^{18} см $^{-3}$) и высокой подвижностью электронов. Это приводит к необходимости создания однородных СР с большим количеством периодов (последовательность нескольких сотен и даже 1000 и более), чтобы преодолеть суммарное поглощение в резонаторе генератора (контактных областях) и потери на вывод излучения.

Таким образом, необходимо разработать дизайн, синтезировать и исследовать «толстые» СР, толщиной порядка 5–10 мкм и более, с заданными параметрами и высоким качеством морфологии слоев и состава. Синтез подобных СМП-структур с однородным легированием, постоянным периодом по всей толщине, субатомным уровнем шероховатости интерфейсов, малым количеством дефектов и стабильным составом является весьма сложной научной задачей [17]. Преимущество используемого нами метода МПЭ заключается в эпитаксиальном выращивании материалов высокой чистоты, наличии прецизионных методов контроля роста и сверхвысокого вакуума во время синтеза. Кроме того, возможность резкого прерывания и последующего возобновления поступления на подложку молекулярных пучков позволяет создавать резкие гетерограницы, что особенно важно для создания протяженных СР, а высокая стабильность температуры источников обеспечивает постоянство состава [18]. В частности, для синтеза СМП-структур высокого качества

с необходимым числом периодов СР мы использовали полупромышленную установку молекулярно-пучковой эпитаксии Riber 49 и современную исследовательскую установку Riber Compact 21 EB 200.

Исследуемый в настоящей работе тип структуры включает в себя СР, состоящие из 10–1000 периодов 10 нм слоев GaAs и 2 нм слоев Al_{0.2}Ga_{0.8}As, легированных примесью *n*-типа (Si) заданной концентрации в диапазоне 10¹⁶–10¹⁸ см $^{-3}$. Структуры с отличными толщинами барьера и КЯ также будут рассмотрены. Ранее нами были предложены метод расчета электронных спектров A3B5 СР [19], а также методика высокоточной характеризации морфологии и состава подобных структур [17, 20, 21], состоящая из согласованного применения нового метода глубокой рентгеновской рефлексометрии, основанного на строгом методе расчета [22], и известных методов высокоразрешающей рентгеновской рефлексометрии и дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии. Данная методика позволила детально исследовать 100-периодные структуры Al_{0.3}Ga_{0.7}As толщиной около 1.2 мкм с различным уровнем легирования на лабораторных рентгеновских источниках и с высокой точностью определить толщины слоев, их состав и шероховатость/диффузность границ, что стало первым шагом на пути анализа толстых структур на ярких источниках синхротронного излучения [23]. Настоящая работа посвящена определению дизайна МПЭ-структур подобного типа с СР GaAs/Al_xGa_{1-x}As и расчету (оценкам) важнейших электронных и оптических параметров разрабатываемого источника ТГц-излучения.

2. ВЫБОР СОСТАВА И ТОЛЩИН СЛОЕВ СВЕРХРЕШЕТКИ

При приложении вдоль оси СР внешнего электрического поля минизонный энергетический спектр СР трансформируется в спектр лестниц Ванье–Штарка, т. е. в дискретные уровни энергии, смещенные друг относительно друга на величину уменьшения напряжения *U* за период СР. Схематически такой энергетический спектр представлен на рис. 1 для случая наличия двух уровней размерного квантования в каждой из квантовых ям СР. При постепенном увеличении напряжения *U* уровни 1 и 2 в ямах, разделенных *n* периодами СР, последовательно оказываются в резонансе. Рисунок 1 иллюстрирует подобный резонанс для уровней, разделенных двумя периодами СР (*n* = 2). Сближение уровней размерного

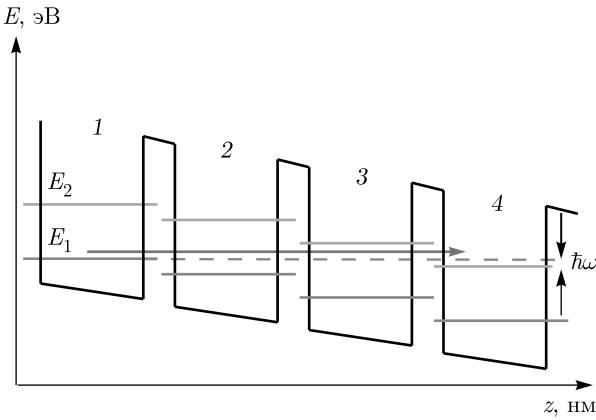


Рис. 1. (В цвете онлайн) Профиль потенциала зоны проводимости СР с двумя дискретными энергетическими уровнями. Красной стрелкой обозначен излучающий переход с частотой ω

квантования приводит к нескольким резонансным эффектам. Во-первых, увеличивается вероятность туннелирования между резонансными уровнями, что приводит к резонансам в вольт-амперной характеристике (ВАХ) СР [12]. Во-вторых, как будет показано ниже, одновременно с этим резонансно увеличивается вероятность оптического перехода между туннельно-связанными уровнями. Последнее может быть использовано для эффективной генерации ТГц-излучения [12].

Для реализации эффекта резонансной ТГц-генерации необходимо создать СР, обладающую рядом зачастую взаимоисключающих свойств. Поэтому выбор параметров СР является результатом компромисса, краткое описание которого приводится ниже.

Первое условие относится к энергетическому расстоянию между резонансными уровнями, которое должно соответствовать ТГц-диапазону. Поскольку минимальное расстояние между туннельно-связанными уровнями определяется удвоенным значением туннельного матричного элемента V , его величина должна быть порядка нескольких мэВ. Туннельная прозрачность СР должна быть максимально возможной при заданной частоте генерации. Это требование необходимо для предотвращения возникновения электрических доменов в СР, т. е. для обеспечения однородного распределения электронов вдоль оси СР. Это условие налагает определенные ограничения на выбор высоты и ширины барьера СР.

Также для резонансной генерации необходимо, чтобы разность энергий уровней размерного кван-

тования в одной КЯ намного превосходила энергию ТГц-перехода. Энергия размерного квантования зависит от ширины и глубины КЯ, причем последняя ее фактически и ограничивает. С другой стороны, глубина КЯ, т. е. высота барьера СР, должна быть минимально возможной для обеспечения высокой туннельной прозрачности СР. Понятно, что наилучший компромисс для выполнения этих условий возможен при наличии в КЯ только двух уровней размерного квантования, а энергия верхнего из них должна быть сопоставима с высотой барьера.

Приведенные выше условия и определяют выбор состава и ширин слоев СР. Критерии выбора оптимальной длины СР и уровня ее легирования будут обсуждены в следующих разделах. В качестве материала СР мы используем структуру $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, технология выращивания которой хорошо отработана и способна обеспечить высокое качество создаваемой СМП СР. Используя приведенные выше критерии, мы разработали дизайн СР $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ для резонансных переходов между КЯ, разделенными двумя, $n = 2$, и тремя, $n = 3$, периодами СР. Для $n = 2$ в качестве такой оптимальной структуры нами выбрана СР1 $\text{GaAs}(10 \text{ нм})/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}(2 \text{ нм})$. Структура, оптимизированная для переходов через три периода СР2, имеет более узкие барьеры при той же концентрации Al: $\text{GaAs}(10 \text{ нм})/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}(1.5 \text{ нм})$. Меньшая толщина барьера во второй структуре СР2 делает каждый ее барьер более прозрачным, чем у СР1, с тем, чтобы матричный элемент туннелирования V через два периода в СР1 был сопоставим с матричным элементом туннелирования V через три периода в СР2.

Для структур СР1 и СР2 нами были проведены численные расчеты по моделированию участков статической ВАХ в области предполагаемых резонансных переходов методом Монте-Карло. В самосогласованном квазиклассическом расчете по методу Монте-Карло [24] учитывались электронные состояния двух нижних минизон размерного квантования СР [25, 26]. Отметим, что использованная модель не учитывает когерентности туннельно-связанных электронных состояний (см. ниже). Поэтому она описывает нерезонансный вклад в статическую ВАХ. Целью проведенного расчета была проверка отсутствия ОДП в ВАХ в области предполагаемых резонансных переходов [15]. Так, например, при достаточно слабом внешнем электрическом поле вертикальный электронный транспорт оказывается локализованным в нижней минизоне, что приводит к возникновению ОДП.

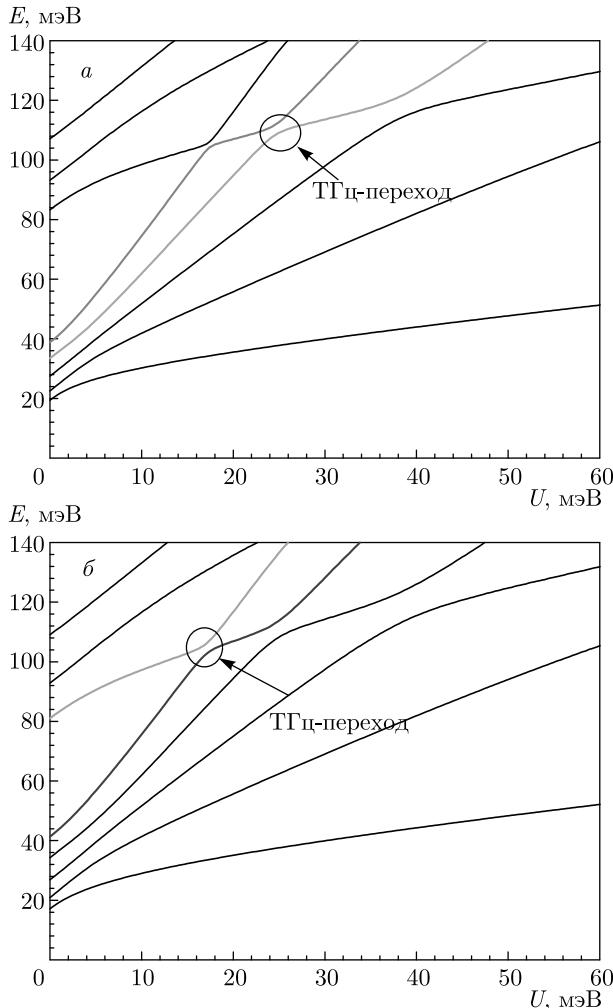


Рис. 2. Зависимости положений уровней энергии размерного квантования E от приложенного напряжения на один период СР U для исследуемых структур СР1 (а) и СР2 (б)

Проведенные расчеты показали монотонный рост ВАХ со значениями удельной дифференциальной проводимости $1.2 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ и $1.5 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для структур СР1 и СР2 соответственно, при температуре $T = 300 \text{ К}$ и концентрации электронов $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Рост тока с увеличением приложенного поля обусловлен увеличением вероятности межминизонных электронных переходов. В пределах расчетной погрешности производные ВАХ не принимают отрицательных значений. Полученный результат означает, что нежелательный эффект статической ОДП отсутствует в разработанных структурах СР1 и СР2.

Отметим также, что транспортные свойства аналогичных СР исследовались экспериментально в ра-

ботах [15, 16]. В полученных там ВАХ отсутствуют области ОДП. Анализ этих ВАХ также установил [16], что в подобных сверхрешетках не возникает неоднородности электрического поля, препятствующей генерации ТГц-излучения.

На рис. 2 приведены зависимости положений краев подзон размерного квантования в структурах СР1 и СР2, состоящих из 5 периодов каждая, от величины приложенного напряжения на один период СР U . Энергетический спектр СР рассчитывался методом эффективной массы в однозонном приближении. Стационарное уравнение Шредингера для электрона в СР решалось методом матриц переноса [24–26]. Профиль потенциала дна зоны проводимости и эффективная масса электрона $m_e(z)$ вычислялись на основе кр-метода [25, 27, 28] и справочных данных из [29, 30].

Спектр СР в зависимости от приложенного напряжения имеет вид веерной диаграммы. При $U = 0$ спектр представлен двумя группами уровней (число уровней в группе равно числу КЯ в СР), соответствующими первой, e_1 , и второй, e_2 , электронным минизонам СР. С увеличением приложенного поля расстояния между уровнями в группе начинают расти как разность потенциалов U соседних КЯ, образуя лестницу Ванье–Штарка из минизонных состояний e_1 и e_2 . Пересечения уровней Ванье–Штарка для лестниц e_1 и e_2 соответствуют искомому резонансу, когда уровень e_1 в одной КЯ оказывается близок к уровню e_2 в другой КЯ, отстоящей от первой на $n + 1$ периодов СР. Если ввести значения энергий уровней квантования e_1 и e_2 в изолированной КЯ $E_{e_{1,2}}$, то условие резонанса можно приближенно записать как

$$E_{21} = E_{e_2} - E_{e_1} \simeq (n + 1)U. \quad (1)$$

На рис. 2 выделены области резонансного перехода для планируемой ТГц-генерации в СР1 и СР2. Видно, что вследствие тунNELьной связи уровней их пересечение заменяется на квазипересечение. Изменяя величину приложенного напряжения, можно плавно перестраивать частоту излучения, начиная с минимальной в центре резонанса. Для обеих структур эта минимальная энергия оптического перехода составляет около 3.5 мэВ, но достигается она при разных значениях приложенного напряжения, $U = 24.5 \text{ мэВ}$ для СР1 и $U = 17.1 \text{ мэВ}$ для СР2. Помимо указанных переходов для каждой структуры возможны резонансные переходы между КЯ, разделенными другим числом периодов СР. Величина напряжения U , соответствующая этим резонансам,

определяется условием (1) — на рис. 2 это области квазипересечений уровней. Минимальное расстояние между пересекающимися уровнями убывает с ростом числа периодов СР между туннельно-связанными КЯ. Так, для СР1 они составляют 7.5, 3.4, 1.9 мэВ для $n = 1, 2, 3$. А для СР2 они составляют 10.3, 5.5, 3.5 мэВ для тех же значений n .

Сравнение рис. 2 a и 2 b показывает зависимость спектра СР от толщины барьера. Она плавная, с увеличением толщин барьера уменьшаются размеры областей квазипересечений уровней, а их положение меняется слабо. При изменении же ширин КЯ происходит изменение энергии размерного квантования, а с ней плавно меняются положения областей квазипересечений уровней. Размер областей квазипересечений уровней также меняется. С увеличением ширин КЯ уменьшаются энергии уровней размерного квантования, а с ними уменьшаются вероятности туннелирования между КЯ и, соответственно, ширины областей квазипересечений уровней.

Зависимость энергии оптического перехода $\hbar\omega$ от приложенного напряжения представлена на рис. 3 для выделенных резонансных переходов обеих структур. Там же показана зависимость от U дипольного матричного элемента перехода

$$D = \langle \Psi_d | z | \Psi_u \rangle. \quad (2)$$

Здесь $\Psi_{u,d}$ обозначают волновые функции верхнего и нижнего электронных состояний оптического перехода. Оптический матричный элемент D вычислялся по волновым функциям $\Psi_{u,d}$, найденным ранее при численном решении уравнения Шредингера.

На рис. 3 видно, что оптический матричный элемент D имеет характерный максимум в области резонанса. Этот факт может быть качественно проиллюстрирован в простой двухуровневой модели. В рамках этой модели электронная волновая функция представляется в виде суперпозиции,

$$\Psi_{u,d} = C_1 \psi_1 + C_2 \psi_2, \quad (3)$$

двух ванье-состояний $\psi_{1,2}$, локализованных на уровне e_1 в одной КЯ и на уровне e_2 в другой КЯ. Амплитуды $C_{1,2}$ и энергии состояний $\Psi_{u,d}$ находятся диагонализацией гамильтониана

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & V \\ V & \varepsilon_2 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где энергии ванье-состояний 1 и 2 равны соответственно $\varepsilon_1 = E_{e_1} + (n+1)U$ и $\varepsilon_2 = E_{e_2}$, а V — матричный элемент туннелирования между ямами.

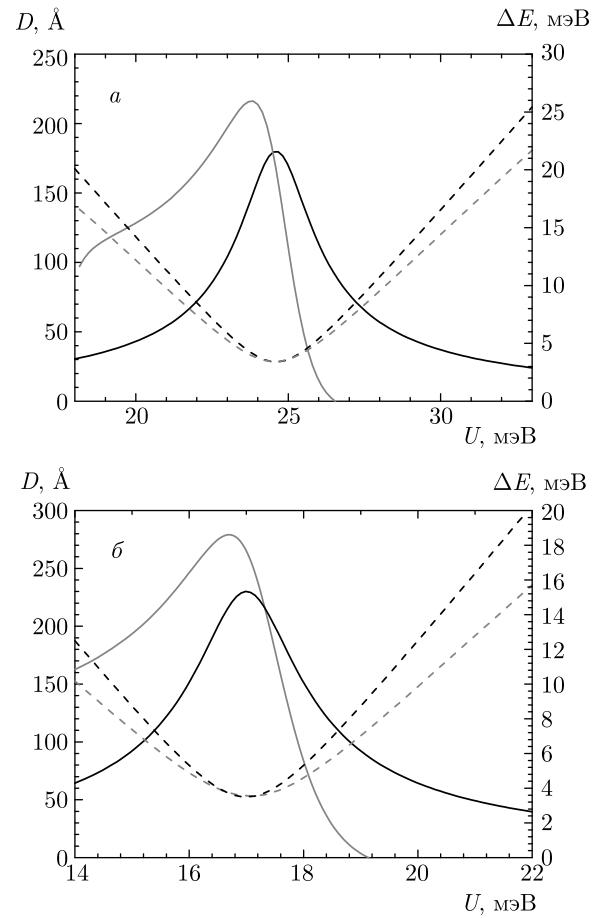


Рис. 3. (В цвете онлайн) Зависимости дипольного матричного элемента D и энергии перехода ΔE для СР1 (а) и СР2 (б) от приложенного напряжения U . Красные кривые — численный расчет D (сплошные) и ΔE (штриховые). Чёрные кривые — двухуровневая модель D (сплошные) и ΔE (штриховые)

Энергия оптического перехода в этой модели оказывается равной

$$\Delta E = \sqrt{\Delta\varepsilon^2 + 4V^2}, \quad (5)$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$. Оптический матричный элемент в пренебрежении перекрытия волновых функций ψ_1 и ψ_2 равен

$$D = \frac{(n+1)dV}{\sqrt{\Delta\varepsilon^2 + 4V^2}}. \quad (6)$$

Резонансное увеличение дипольного матричного элемента, описываемое этой формулой, вызвано сильным перемешиванием состояний 1 и 2 в области резонанса. Максимальное значение $D = (n+1)d/2$, равное половине расстояния между ямами, достигается в центре резонанса при максимальном перемешивании состояний, когда $|C_{1,2}| = 1/\sqrt{2}$. Таким образом, большая величина дипольного матричного элемента структуры СР2 по сравнению с СР1

(см. рис. 3) объясняется большим расстоянием между связанными КЯ в СР2.

На рис. 3 проводится сравнение зависимостей (5), (6) с результатами численных расчетов. Величина туннельного матричного элемента двухуровневой модели подбиралась для лучшего согласия модельных и точных расчетов: $V = 1.7$ мэВ для СР1 и $V = 1.75$ мэВ для СР2. Достигнутое согласие свидетельствует об адекватной интерпретации полученных результатов в терминах двухуровневой модели. Этот факт позволяет нам использовать двухуровневую модель в расчетах генерации ТГц-излучения.

3. ТЕРАГЕРЦЕВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Для генерации ТГц-излучения необходимо добиться условия, при котором генерация излучения в СР превосходит потери этого излучения. Условие такого баланса записывается в виде [31]

$$\alpha_g \Gamma > \alpha_l, \quad (7)$$

где $\alpha_{g,l}$ — коэффициенты усиления и поглощения электромагнитной волны, множитель Γ показывает степень перекрытия электромагнитной волны с активной областью СР. Излучение электромагнитной волны происходит в СР за счет оптических переходов между электронными состояниями Ψ_u и Ψ_d . Соответствующий коэффициент усиления определяется выражением

$$\alpha_g(\omega) = \frac{(2\pi e D)^2 \omega}{\text{cn}(\omega)} (f_u - f_d) \delta(E_u - E_d - \hbar\omega), \quad (8)$$

где ω — частота излучения, $n(\omega)$ — показатель преломления СР, $f_{u,d}$ — средняя концентрация электронов в состояниях Ψ_u и Ψ_d , дипольный матричный элемент перехода D (2) обсуждался в предыдущем разделе.

Заселенности электронных состояний можно найти из решения стационарного кинетического уравнения

$$i[\hat{H}\hat{\rho}] = \text{Sp}\{\hat{\rho}\}, \quad (9)$$

где $\hat{\rho}$ — матрица электронной плотности, $\text{Sp}\{\hat{\rho}\}$ — интеграл столкновений. Кинетическое уравнение рассматривается в базисе двухуровневой системы $\psi_{1,2}$ [32, 33]. Гамильтониан в кинетическом уравнении (9) есть гамильтониан двухуровневой системы (4). Интеграл столкновений записывается в приближении постоянного времени релаксации:

$$\text{Sp}\{\hat{\rho}\} = \begin{pmatrix} \gamma(f_1^{(0)} - \rho_{11}) & -\gamma\rho_{12} \\ -\gamma\rho_{21} & \gamma(f_2^{(0)} - \rho_{22}) \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где $\gamma = \hbar/\tau$ — скорость релаксации, предполагаемая одинаковой для всех состояний,

$$f_1^{(0)} = \frac{n_e}{1 + \exp(-E_{21}/kT)}, \quad f_2^{(0)} = \frac{n_e}{1 + \exp(E_{21}/kT)}$$

— равновесные плотности в отсутствие резонансных туннельных переходов, n_e — средняя концентрация электронов в СР, $E_{21} = E_{e2} - E_{e1}$.

Решение кинетического уравнения (9) дает значения матрицы плотности в базисе $\psi_{1,2}$. Мнимая часть недиагональной компоненты матрицы плотности дает величину тока электронов, обусловленную резонансными туннельными переходами:

$$I = 2V \text{Im}\{\rho_{12}\} = \frac{2V^2 \gamma (f_1^{(0)} - f_2^{(0)})}{\Delta\varepsilon^2 + 4V^2 + \gamma^2}. \quad (11)$$

Это выражение совпадает с результатами [12, 32]. Значения электронных плотностей $f_{u,d}$ получаются унитарным преобразованием матрицы плотности ρ_{ij} к базису $\Psi_{u,d}$. Для разности электронных плотностей мы получили простое соотношение

$$f_u - f_d = (f_1^{(0)} - f_2^{(0)}) \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta E}, \quad (12)$$

где разность энергий уровней $\Delta E = E_u - E_d$ определяется выражением (5) двухуровневой модели.

Подставив это выражение в коэффициент усиления (8) и заменив делта-функцию профилем Лоренца, получим

$$\alpha_g(\omega) = \frac{4\pi\omega e^2 n_e}{\text{cn}(\omega)} \frac{\gamma D^2}{(\Delta E - \omega)^2 + \gamma^2} \times \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta E} \text{th}\left(\frac{E_{21}}{2kT}\right). \quad (13)$$

Если в этом выражении использовать значение дипольного матричного элемента двухуровневой модели (6), получим приближенное аналитическое выражение для α_g в области резонанса:

$$\alpha_g(\omega) = \frac{4\pi\omega e^2 n_e}{\text{cn}(\omega)} \frac{\gamma ((n+1)d)^2}{(\Delta E - \omega)^2 + \gamma^2} \times \frac{\Delta\varepsilon V}{(\Delta\varepsilon^2 + 4V^2)^{3/2}} \text{th}\left(\frac{E_{21}}{2kT}\right). \quad (14)$$

На рис. 4 приведены зависимости максимальных значений коэффициента усиления $\alpha_g(\omega = \Delta E/\hbar)$ от приложенного напряжения, рассчитанных по формуле (13) для структур СР1 и СР2, параметр времени релаксации был выбран $\gamma = 3.3$ мэВ, концентрация электронов $n_e = 1 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Полученные зависимости подобны для обеих рассматриваемых структур. Максимальное значение усиления достигается при небольшом положительном смещении

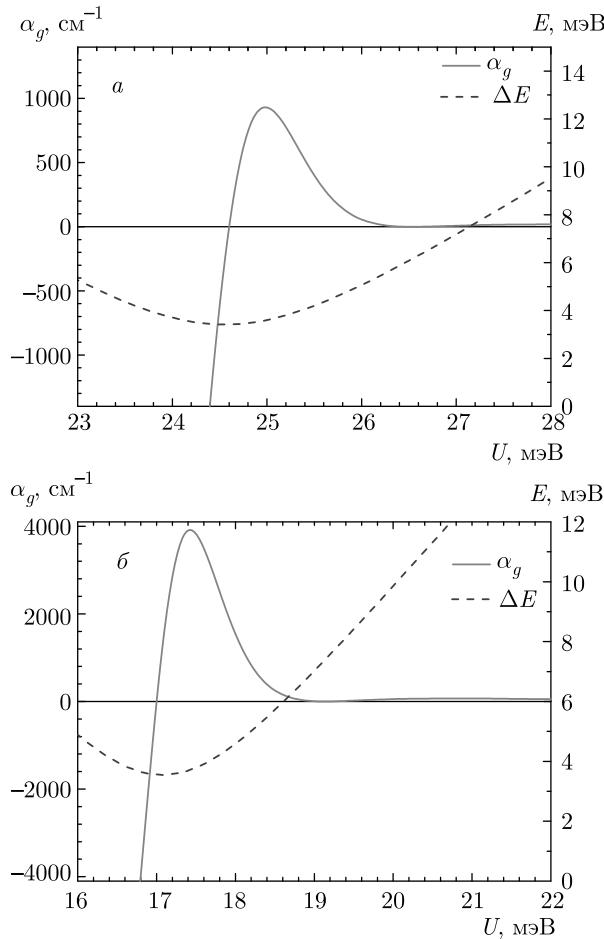


Рис. 4. Зависимости коэффициента усиления α_g и энергии перехода ΔE для СР1 (а) и СР2 (б) от приложенного напряжения U

относительно точки пересечения уровней $\Delta\varepsilon = 0$, необходимом для создания инверсной заселенности $f_u > f_d$. При дальнейшем увеличении $\Delta\varepsilon$ коэффициент усиления быстро убывает в связи с резким уменьшением дипольного матричного элемента при выходе из области резонанса. При отрицательных смещениях $\Delta\varepsilon < 0$ значения $\alpha_g < 0$, что соответствует поглощению излучения при нормальной заселенности уровней $f_u < f_d$. Увеличение максимального значения α_g у СР2 по сравнению с СР1 объясняется большим значением дипольного матричного элемента D у СР2, но главным образом тем обстоятельством, что максимум в зависимости $D(U)$ у СР2 лежит ближе к точке пересечения уровней, чем у СР1 (см. рис. 3). Численный расчет дипольного матричного элемента дает некоторое смещение максимума $D(U)$ от положения резонанса в сторону $\Delta\varepsilon < 0$. Генерация же излучения начинается при

$\Delta\varepsilon > 0$, когда возникает инверсная заселенность уровней. Этот факт приводит к уменьшению максимального значения α_g . Для СР2 указанное смещение максимума D оказывается меньше, а максимальное значение α_g , соответственно, больше.

Для определения коэффициента потерь излучения α_l и множителя Γ важно устройство резонатора и волновода. В данной работе для оценки приборных характеристик мы используем классическую структуру волновода с двумя параллельными металлическими контактами. Стоит отметить, что очевидным минусом использования такой конструкции является дороговизна и технологическая сложность производства. Однако она позволяет добиться довольно высокого значения Γ -фактора, а также в этом случае относительно просто оценивать потери [34, 35].

Известно множество источников потерь лазерного излучения [31]. Однако, в отличие от более коротковолновых лазеров, в случае источника ТГц-излучения их число существенно уменьшается в силу того, что значительная их часть действует вне ТГц-диапазона. Так, переходы между другими квантовыми уровнями лестниц Ванье–Штарка имеют энергию, на порядок превышающие энергию основного ТГц-перехода. Это относится и к переходам с участием оптических фононов. Таким образом, потери ТГц-излучения сводятся к потерям на зеркалах при выводе излучения и потерям, обусловленным поглощением излучения в волноводе:

$$\alpha_l = \alpha_w + \alpha_m, \quad (15)$$

$$\alpha_m = \frac{-\ln(R_f R_b)}{2L}, \quad (16)$$

$$\alpha_w = \frac{4\pi \operatorname{Im}[\tilde{n}]}{\lambda}, \quad (17)$$

где α_w — коэффициент поглощения в волноводе, α_m — величина потерь на зеркалах, \tilde{n} — эффективный показатель преломления волновода, λ — длина волны излучения, L — длина резонатора, R_f , R_b — коэффициенты отражения передней и задней граней волновода.

В качестве конечной структуры рассматривается конструкция волновода, состоящая из двух параллельных металлических слоев Ti/Au толщиной 10/500 нм, контактных областей GaAs 100/75 нм и легированием 10^{18} , $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ соответственно, а также активной области, состоящей из большого числа периодов СР. Длина резонатора составляет 3 мм, а ширина полоски 150 мкм.

Для рассматриваемой конструкции прибора $\alpha_m \approx 4 \text{ см}^{-1}$. Эта величина оказывается на два

порядка меньше коэффициента усиления в области резонанса (см. рис. 4) при концентрации электронов в активной области $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и более.

Поэтому самым существенным фактором при выборе уровня легирования и толщины рабочей области являются потери излучения в волноводе. По проведенным нами оценкам аналогично [34] для СР1 величина α_w монотонно убывает при увеличении числа периодов СР от значения $\alpha_w = 80 \text{ см}^{-1}$ при числе периодов $N = 50$ до $\alpha_w = 30 \text{ см}^{-1}$ при $N = 800$. При этом наблюдается довольно слабая зависимость α_w от степени легирования активной области n . Приведенные выше значения α_w были рассчитаны при уровне легирования $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Значения Г-фактора также зависят от числа периодов СР N , но сильной эта зависимость является для СР с $N < 50$. А для $N > 100$ изменение Г составляет не более 10 %. Так, для рассматриваемой здесь структуры мы получили при $N = 100$ значение $\Gamma = 0.88$ и $\Gamma = 0.97, 0.99$ при $N = 400, 800$ соответственно.

Таким образом, проведенные оценки показывают, что начиная с $N = 100$ периодов и степени легирования $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ можно ожидать генерации ТГц-излучения в рассматриваемых структурах. Действительно, при этих параметрах $\alpha_w = 75 \text{ см}^{-1}$ и полный коэффициент поглощения $\alpha_l = \alpha_w + \alpha_m = 79 \text{ см}^{-1}$ оказывается меньше, чем максимальное значение усиления $\Gamma\alpha_g = 96 \text{ см}^{-1}$ в области резонанса для СР1 (см. рис. 4).

С увеличением уровня легирования активной области левая часть неравенства условия генерации (7) растет быстрее, чем правая. Поэтому для источника ТГц-излучения следует выбирать уровень легирования $n > 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Однако для значительного повышения уровня легирования существуют серьезные ограничения, связанные с сохранением высокого структурного качества СР. Анализ спектров фотолюминесценции СР [17] показывает, что уширение электронного энергетического спектра СР при $n \simeq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ превышает энергию ТГц-перехода, что делает такую СР непригодной для использования в качестве активной области источника ТГц-излучения.

Поэтому мы считаем оптимальным ограничиться уровнем легирования СР $n \simeq 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При этом, с одной стороны, уширение спектра электронов еще не нарушает резонансного характера электронных переходов для генерации ТГц-излучения. С другой стороны, при таком уровне легирования возможно создание СМП СР с высоким структурным качеством [23]. Так, при числе периодов $N = 400$ и

$n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в рассматриваемых структурах $\Gamma = 0.98$ и $\alpha_l = 54 \text{ см}^{-1}$. Это обеспечит значительное превышение усиления ТГц-излучения $\Gamma\alpha_g$ над потерями α_l в условии генерации (7) для обеих рассматриваемых структур СР1 и СР2. Для СР2 это превышение составляет почти два порядка, что позволяет изменять приложенное напряжение в интервале $17 \text{ мэВ} < U < 19 \text{ мэВ}$ при сохранении условия $\alpha_l < \alpha_g$. При этом энергия перехода меняется от минимального значения 3.5 мэВ до значения 6.5 мэВ. Этот интервал перекрывается с энергией следующего резонансного перехода с туннелированием через две КЯ, минимальная энергия которого составляет 5.5 мэВ. Тем самым появляется возможность для одной структуры, меняя приложенное напряжение, плавно перестраивать частоту генерации в широком диапазоне.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье представлен разработанный дизайн источника ТГц-излучения на основе СМП СР GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As. Для рассматриваемой конструкции источника были рассчитаны коэффициент усиления и уровень оптических потерь.

Генерация ТГц-излучения происходит при оптических резонансных переходах между туннельно-связанными состояниями электрона в СР. Проведенные численные расчеты показали наличие сильного максимума оптического матричного элемента этих переходов в области резонанса. Этот эффект обусловлен сильным перемешиванием туннельно-связанных электронных состояний в области резонанса, что было продемонстрировано в работе в рамках двухуровневой модели. Двухуровневая модель была также использована для расчета инверсной заселенности электронных уровней и коэффициента усиления ТГц-излучения. Проведенные расчеты коэффициента усиления и оптических потерь позволили определить параметры источника, при которых возможна генерация. В качестве источника ТГц-излучения предложена структура, состоящая из 400 периодов СР GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As, с уровнем легирования активной области 10^{17} см^{-3} . Данная структура также позволяет проводить перестройку длины волны генерируемого излучения в широком диапазоне.

Дальнейшие исследования должны быть направлены на экспериментальное и теоретическое изучение транспорта носителей в создаваемых СМП-структурных, включая моделирование ВАХ

и оценку реальных потерь в приконтактных и контактных областях образца. Также следует уделить внимание другим конструкциям волноводов с целью упрощения технологии производства таких источников ТГц-излучения.

Финансирование. Работа частично поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (FSRM-2020-0008) и Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 19-29-12053).

ЛИТЕРАТУРА

1. Генерация и усиление сигналов терагерцового диапазона, под ред. А. Е. Храмова, А. Г. Баланова, В. Д. Еремки и др., Изд. Сарат. гос. техн. унив., Саратов (2016).
2. R. Leyman, N. Bazieva, T. Kruczak et al., Recent Pat. Signal Process. **2**, 12 (2012).
3. A. E. Yachmenev, S. S. Pushkarev, R. R. Reznik et al., Prog. Cryst. Growth Charact. Mater. **66**, 100485 (2020).
4. L. Bosco, M. Franckie, G. Scalari et al., Appl. Phys. Lett. **115**, 010601 (2019).
5. R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram et al., Nature **417**, 156 (2002).
6. C. Gmachl, D. L. Sivco, R. Colombelli et al., Nature **415**, 883 (2002).
7. A. Wacker, Phys. Rep. **357**, 1 (2002).
8. G. H. Wannier, Phys. Rev. **117**, 432 (1960).
9. H. M. James, Phys. Rev. **76**, 1611 (1949).
10. T. Unuma and S. Maeda, Appl. Phys. Express **12**, 041003 (2019).
11. I. V. Altukhov, S. E. Dizhur, M. S. Kagan et al., JETP Lett. **103**, 122 (2016).
12. A. A. Andronov, E. P. Dodin, D. I. Zinchenko et al., JETP Lett. **102**, 207 (2015).
13. M. I. Amanti, G. Scalari, R. Terazzi et al., New J. Phys. **11**, 125022 (2009).
14. F. Klappenberger, K. N. Alekseev, K. F. Renk et al., Eur. Phys. J. B **39**, 483 (2004).
15. A. A. Andronov, E. P. Dodin, D. I. Zinchenko et al., Quant. Electron. **40**, 400 (2010).
16. A. A. Andronov, E. P. Dodin, D. I. Zinchenko et al., Semiconductors **43**, 228 (2009).
17. L. I. Goray, E. V. Pirogov, M. S. Sobolev et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **53**, 455103 (2020).
18. H. Asahi and Y. Horikoshi, *Molecular Beam Epitaxy: Materials and Device Applications*, Wiley (2019).
19. A. V. Subashiev, L. G. Gerchikov, and A. N. Ipatov, J. Appl. Phys. **96**, 1511 (2004).
20. L. I. Goray, E. V. Pirogov, M. S. Sobolev et al., Semiconductors **53**, 1910 (2019).
21. L. I. Goray, E. V. Pirogov, E. V. Nikitina et al., Semiconductors **53**, 1914 (2019).
22. L. I. Goray and G. Schmidt, *Boundary Integral Equation Methods for Conical Diffraction and Short Waves in Gratings: Theory and Numerical Applications*, ed. by E. Popov, Ch. 12, Presses Universitaires de Provence, Marseille (2014).
23. Л. И. Горай, Е. В. Пирогов, М. С. Соболев и др., ЖТФ **90**, 1906 (2020).
24. A. S. Dashkov and L. I. Goray, J. Phys.: Conf. Ser. **1410**, 012085 (2019).
25. C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, and S. Scandolo, Phys. Rev. B **50**, 8663 (1994).
26. C. Jirauschek, IEEE J. Quant. Electron. **45**, 1059 (2009).
27. E. O. Kane, *Handbook on Semiconductors*, ed. by W. Paul, **1**, 193 Amsterdam (1982).
28. R. Ferreira and G. Bastard, Phys. Rev. B **40**, 1074 (1989).
29. I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).
30. S. Adachi, *Properties of Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors*, Wiley (2005).
31. L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Wiley, New York (1995).
32. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, ФТП **5**, 797 (1971).
33. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, ФТП **6**, 148 (1972).
34. B. S. Williams, Nat. Photonics **1**, 517 (2007).
35. R. A. Khabibullin, N. V. Shchavruk, D. S. Ponomarev et al., EPJ Web Conf. **195**, 04002 (2018).