Исследование влияния геометрических параметров распределенной обратной связи на модовый состав излучения терагерцовых квантово-каскадных лазеров

© М.В. Винокуров[1], А.А. Афоненко[2], Д.В. Ушаков[2], Р.А. Хабибуллин[1,3,4]

[1] Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия
[2] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
[3] НИЦ „Курчатовский институт“, Москва, Россия
[4] ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: mish-win@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.11.2025 г.
В окончательной редакции 10.12.2025 г.
Принята к публикации 16.04.2026 г.

Исследовано влияние параметров распределенной обратной связи (РОС) на спектральные характеристики терагерцового квантово-каскадного лазера (ТГц-ККЛ) на основе GaAs/AlGaAs с двойным металлическим волноводом. При использовании РОС, полученной путем периодического изменения ширины волновода, была показана необходимость включения в состав РОС четвертьволнового сдвига для достижения генерации на резонансной брэгговской частоте. Для одночастотных ТГц-ККЛ с генерацией на частотах от 1.7 до 4.2 THz были рассчитаны периоды РОС в диапазоне от 10.5 до 24.5 μm. Для периодов РОС от 17 до 18.5 μm была продемонстрирована зависимость положения резонансной частоты от ширины (30–43 μm) и длины (0.5–3 mm) волновода в окрестности целевой частоты генерации 2.6 THz. Данные исследования показывают перспективы использования ККЛ с РОС с генерацией вблизи 2.6 THz в изотопной спектроскопии для анализа состава воды в газовой фазе.

Ключевые слова: распределенная обратная связь, терагерцовое излучение, одночастотная генерация, расчет спектра, GaAs/AlGaAs.

DOI: 10.61011/OS.2026.08.63713.91-26

Введение

Уникальность терагерцового излучения (ТИ) связана с широким спектром задач, которые могут быть решены с использованием излучения в интервале частот от 1 до 10 THz [1,2]. В данном частотном диапазоне находятся сильные линии поглощения (ЛП) различных молекул (таблица), в том числе наиболее интенсивные ЛП изотопологов воды, а также вредных для человека веществ [3,4]. Детектирование молекул позволяет не только анализировать газовый состав атмосферы, но и количественно оценивать, а также контролировать содержание различных изотопологов воды, что является важной задачей как в медицине, так и в контроле экологической обстановки на промышленных предприятиях, включая объекты ядерной отрасли. Также было показано, что ТИ позволяет получать изображения искусственной РНК [5] и исследовать состав и структуру медицинских препаратов [6,7].

В настоящее время существуют различные лазерные источники ТИ, такие как лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) [8] и длинноволновые инжекционные лазеры на основе твердого раствора $Pb_{1-x}Sn_xSe$. Однако использование данных источников в прикладных задачах крайне затруднено из-за больших габаритов в случае ЛСЭ и низких рабочих температур, как в случае с лазером на основе $Pb_{1-x}Sn_xSe$ [9].

Одним из наиболее востребованных источников ТИ является квантово-каскадный лазер (ККЛ). ККЛ позволяет добиваться генерации на частотах от 1.2 до 6 THz, при этом пиковая мощность в непрерывном режиме может достигать 300 mW, а в импульсном она превосходит 2 W. Несмотря на то, что генерацию ТИ ККЛ не удалось получить при комнатной температуре, существуют образцы, работающие в импульсном режиме при температурах, превышающих 260 K [10]. Ранее нами были предложены подходы для дальнейшего увеличения рабочих температур терагерцового (ТГц) ККЛ за счет минимизации потерь [11], продемонстрирована непрерывная генерация двухфотонных лазеров при температурах около 100 K [12], а также показана возможность работы ТГц-ККЛ на частотах более 6 THz [13,14] и на частотах менее 1 THz [15]. Отдельно можно выделить возможность синхронизации мод в ТГц-ККЛ [16], что имеет огромное значение для спектроскопии и метрологии.

ТГц-ККЛ имеют большие перспективы в решении прикладных задач. Так, например, создание ТГц-линии

Интенсивные ЛП молекул, расположенные в ТГц-диапазоне. Источник: Hitran

Молекула/атом	Химическая формула	ЛП, THz	Интенсивность ЛП, $cm^{-1}/(mol \cdot cm^{-2})$
Формальдегид	H_2CO	2.000	$1.24 \cdot 10^{-20}$
Аммиак	NH_3	2.402	$1.453 \cdot 10^{-19}$
Вода	H_2O	2.642	$1.16 \cdot 10^{-18}$
Озон	O_3	2.824	$3.396 \cdot 10^{-22}$
Хлорводород	HCl	3.122	$4.62 \cdot 10^{-19}$
Фторводород	HF	3.691	$1.225 \cdot 10^{-17}$
Атомарный кислород	O	4.745	$1.117 \cdot 10^{-21}$

связи на несущей частоте 3.8 THz стало возможным благодаря ТГц-ККЛ [17]. Кроме того, использование ТГц-ККЛ в качестве основы для гетеродинного спектрометра позволило построить карту атомарного кислорода Венеры со стратосферной обсерватории SOFIA [18]. При этом необходимо отметить, что использование ККЛ для спектрометрических исследований накладывает на лазер дополнительное условие — генерация в одночастотном режиме, чего классический ККЛ с резонатором Фабри-Перо обеспечить не может.

Для достижения одночастотной генерации применяются различные методы, включая создание составных резонаторов, уменьшение длины резонатора для увеличения межмодового расстояния или введение внешней дифракционной решетки. В настоящей работе рассматривается метод селекции мод [19], реализуемый за счет формирования распределенной обратной связи (РОС) путем периодического изменения ширины лазерного волновода. Экспериментально показано, что такой подход позволяет достичь одночастотного режима [20], причем изменение периода РОС приводит к перестройке частоты генерации лазера. Это связано с тем, что модуляция ширины волновода эквивалентна периодическому изменению показателя преломления среды [21], следовательно, имеет место понятие эффективного показателя преломления, который уже в свою очередь зависит от периода РОС.

Целью работы являлось исследование влияния периода РОС, геометрических параметров лазерного волновода (длина и ширина) и использования четвертьволнового сдвига на положение резонансной частоты и модовый состав излучения ТГц-ККЛ.

Конструкция РОС и метод исследования модового состава ККЛ

Для достижения одночастотного режима генерации предлагается формирование РОС за счет периодического изменения ширины волновода от некоторого значения W_{min} до W_{max}, изображенной на рис. 1. За Λ обозначен период РОС. Величина S определяет сдвиг в РОС,

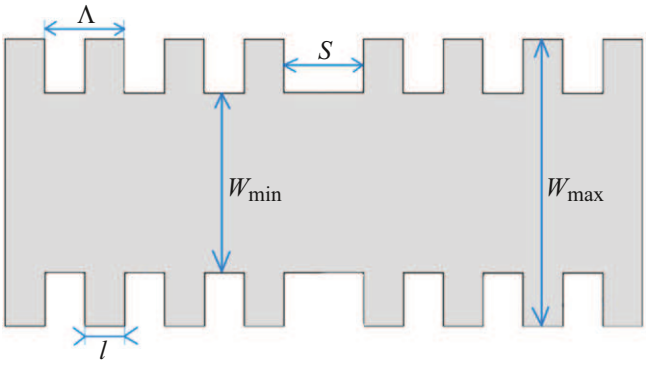


Рис. 1. Схема геометрии волновода с РОС, характеризующаяся периодом Λ, минимальным значением ширины волновода W_{min}, максимальным значением ширины волновода W_{max}, длиной уширенной части в пределах одного периода l, а также величиной сдвига периодичности S, который равен Λ в случае включения четвертьволнового сдвига в состав РОС и совпадает с величиной $\Lambda - l$ в случае отсутствия сдвига в периодичности.

который является четвертьволновым в случае $S = \Lambda$. Величина l определяет длину уширенной части волновода в пределах одного периода. Во всех рассматриваемых в настоящей работе геометриях l составляет половину периода РОС. Отметим, что в таком случае при $S = l$ сдвиг в периодичности отсутствует. Активная среда $Al_{0.15}Ga_{0.85}$ As/GaAs в точности повторяет геометрию волновода. Данную конструкцию легко реализовать при использовании двойного металлического волновода, так как сам волновод будет использоваться в качестве маски для плазмохимического травления полупроводниковой структуры. Таким образом, для изготовления ТГц-ККЛ с рассматриваемой РОС не нужно проводить дополнительные технологические операции, маршрут изготовления лазеров не изменяется [22,23].

Для подтверждения достижения одночастотного режима генерации предлагается рассчитать интенсивность собственных мод (СМ) ТГц-ККЛ с помощью системы скоростных уравнений [24], представленной ниже и составленной для каждой СМ лазерного волновода:

$$\begin{cases} \frac{dS}{dt} = G(N_3 - N_2)S - \frac{S}{\tau_{ph}} + \frac{\beta}{\tau_{sp}} N_3, \\ \frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{cl}} - \frac{N_2}{\tau_{rr}} + G(N_3 - N_2)S, \\ \frac{dN_3}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{N_3}{\tau_{cl}} - G(N_3 - N_2)S. \end{cases}$$

Здесь I — инжекционный ток, S — число фотонов, N_2 — число носителей на нижнем лазерном уровне, N_3 — число носителей на верхнем лазерном уровне, G — коэффициент усиления среды, τ_{ph} — время жизни фотона, τ_{cl} — время жизни электрона, τ_{rr} — время, характеризующее скорость опустошения нижнего лазерного уровня, β — фактор спонтанной эмиссии, τ_{sp} — время спонтанной релаксации, e — элементарный электрический заряд. Для ККЛ слагаемое, отвечающее за спонтанные переходы, пренебрежимо мало, и учет данного слагаемого слабо влияет на решение. Система

уравнений решается для каждой СМ в отдельности. Искомым решением системы является концентрация фотонов, позволяющая рассчитать интенсивность излучения соответствующей моды [25]. Количественная оценка выигрыша в интенсивности для брэгговской моды проводится путем нормировки интенсивностей собственных мод на максимальное значение в рассчитанном спектре. Примем во внимание, что в настоящей работе приводится упрощенная модель системы скоростных уравнений, которая не учитывает влияние генерации моды на усиление других СМ.

Для решения системы скоростных уравнений необходимо рассчитать усиление и потери, соответствующие СМ волновода. Для этого модовый состав лазерного волновода рассчитывался в двух случаях: усиление в среде отсутствует и усиление в среде равно g_0:

$$g_0 = -2k_0 n_i,$$

где n_i — мнимая часть показателя преломления среды, k_0 — волновое число. В таком случае потери полагаются равными пороговому усилению и вычисляются по формуле [26]

$$g_{\text{th}} = \gamma = g_0 \frac{\text{Im}(\omega_{g=0})}{\text{Im}(\omega_{g=0} - \omega_{g=g_0})}.$$

Отметим, что результирующее влияние оказывает именно различие в мнимой части СМ пассивного резонатора, поэтому именно оно определяет пороговое усиление моды.

Результаты и обсуждения

Численные расчеты спектра генерации ТГц-ККЛ по изложенному выше методу были проведены для четырех периодов РОС: $\Lambda = 10.5$, 17.0, 14.6 и 24.5 μm. Для периодов $\Lambda = 10.5$ и 17 μm в состав РОС был включен четвертьволновой сдвиг (ЧВС), который располагался в центральной части резонатора и представлял собой смещение в периодичности изменения ширины на величину периода РОС. Для периодов $\Lambda = 14.6$ и 24.5 μm геометрия РОС не включала ЧВС.

На рис. 2 представлены рассчитанные спектры генерации ТГц-ККЛ с РОС с частотами генерации вблизи 4.2 ($\Lambda = 10.5\,\mu$m), 3.0 ($\Lambda = 14.6\,\mu$m), 2.6 ($\Lambda = 17.0\,\mu$m) и 1.7 THz ($\Lambda = 24.5\,\mu$m). Для всех рассчитанных спектров характерно существование одной интенсивной линии генерации, которая в случае наличия ЧВС соответствует резонансной брэгговской частоте (БЧ) $\lambda = 2n_{\text{ef}}\Lambda$. Для РОС без четвертьволнового сдвига наблюдается отсутствие моды, соответствующей БЧ, а гребенки мод равноудалены от резонансной частоты. При использовании ЧВС (рис. 2, *a, c*) боковые моды, расположенные вблизи основной линии генерации, сильно подавлены. При этом „паразитные“ моды наблюдаются на расстояниях более 100 GHz (рис. 2, *a*), где усиление лазера будет уменьшаться. Если не использовать ЧВС (рис. 2, *b, d*), то вблизи интенсивной линии наблюдается гребенка паразитных мод, которые могут уменьшить коэффициент подавления боковых мод в таких лазерах.

Необходимо отметить, что распределение поля на моде, удовлетворяющей условию Брэгга [27], является симметричным и вдоль оси резонатора, и вдоль перпендикуляра к оси, лежащей в плоскости рисунка, а максимум огибающей расположен в центре волновода (см. вставки на рис. 2, *a–d*). В случае $\Lambda = 10.5\,\mu$m одночастотная генерация наблюдается в 150 GHz окрестности резонансной частоты, что превосходит межмодовое расстояние для плоскопараллельного резонатора почти в 5 раз.

Для анализа различия модового состава между РОС с ЧВС и без него был произведен расчет спектра для ТГц-ККЛ с $\Lambda = 11\,\mu$m, $W_{\min} = 25\,\mu$m и $W_{\max} = 40\,\mu$m в случае наличия ЧВС ($S = 11\,\mu$m) и в случае его отсутствия ($S = 5.5\,\mu$m). Геометрия с ЧВС позволяет получить генерацию на интенсивной моде, удовлетворяющей условию Брэгга, в широкой окрестности которой нет других частот (рис. 3). Отсутствие ЧВС не позволяет достигать генерации на резонансной частоте, а наиболее интенсивные моды в пять раз меньше моды на БЧ по интенсивности. Возникновение моды, частота которой соответствует БЧ только в случае наличия ЧВС, является следствием из теории связных волн [28]. Таким образом была показана необходимость включения ЧВС в РОС для достижения одночастотного режима генерации на интенсивной резонансной моде. В силу того, что расчетная модель не учитывала межмодовое взаимодействие, реальное подавление неосновных мод будет превышать расчетное, а режим одномодовой генерации будет выражен более явно.

Дальнейшее улучшение спектральных характеристик одночастотных ТГц-ККЛ может быть получено за счет уменьшения потерь в волноводе. Одним из подходов по созданию волноводов с низким уровнем потерь является использование альтернативных материалов для волноводных обкладок. Ранее было показано, что использование серебра для двойного металлического волновода позволяет уменьшить потери по сравнению с традиционным волноводом на основе золота [29].

Для расчета ТГц-ККЛ с РОС на целевую частоту был выбран диапазон частот от 2.5 до 2.7 THz, в котором находятся интенсивные ЛП молекул воды и ее изотопологов (рис. 4). В заданном диапазоне частот наиболее интенсивной спектральной ЛП является линия $H_2^{16}O$, локализованная на частоте 2.642 THz [30], а в группе полудейтерированных изотопологов воды самой интенсивной ЛП является линия $HD^{16}O$ (далее HDO), которой соответствует частота 2.598 THz [31].

На вставке к рис. 4 изображено рассчитанное доплеровское уширение ЛП полудейтерированной воды, локализованной на частоте 2.598 THz. Для данной молекулы полуширина на полувысоте, согласно Hitran, составляет

$$\gamma_{\text{self-broden}} = 0.41\,\text{cm}^{-1}\text{atm}^{-1}.$$

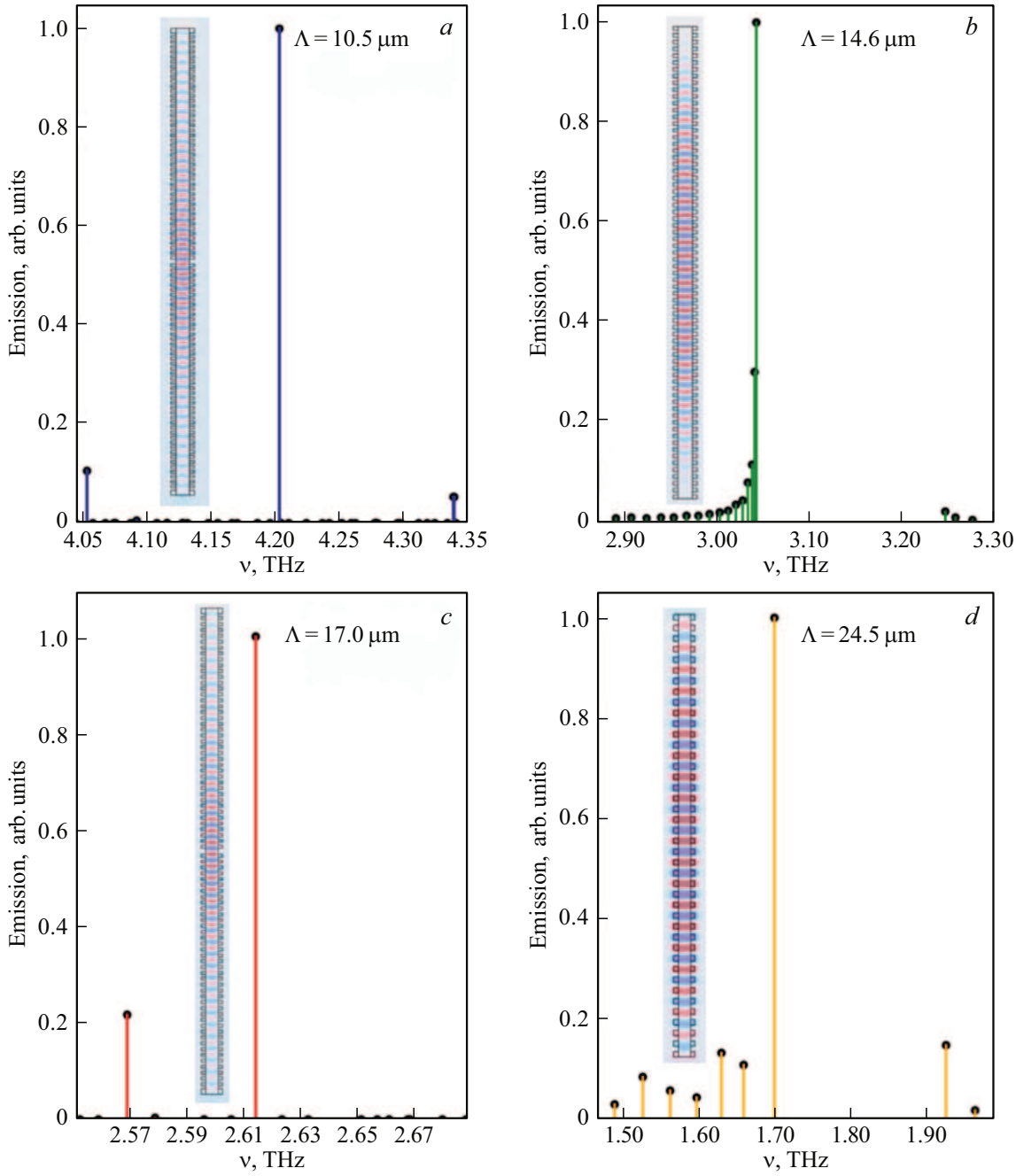


Рис. 2. Спектры ККЛ, нормированные по наиболее интенсивной моде, с периодами РОС $\lambda = 10.5\,\mu$m и ЧВС (a), $\Lambda = 14.6\,\mu$m (b), $\Lambda = 17.0\,\mu$m и ЧВС (c) и $\Lambda = 24.5\,\mu$m (d). На вставках к рисункам приведены распределения z-компоненты электрического поля наиболее интенсивной собственной моды.

При этом амплитуда $I = 1.26 \cdot 10^{-22}\,\mathrm{cm}^{-1}/(\mathrm{mol} \cdot \mathrm{cm}^{-2})$. Построенный гауссов профиль имеет полуширину 20 MHz, в связи с чем возникает серьезное ограничение на ширину линии лазерного источника. В общем виде профиль линии уширения описывается более сложной функцией, однако при малых давлениях (менее 1 atm) она весьма хорошо совпадает с гауссовым профилем.

Детектирование обоих изотопологов воды позволит произвести количественный анализ их содержания в газе. Однако собственной перестройки ТГц-ККЛ при изменении тока или температуры недостаточно для детектирования H_2O и HDO одновременно, что влечет за собой необходимость в создании линейки ТГц-ККЛ, равномерно покрывающих интересующий спектрометрический диапазон частот.

Реализовать линейку ККЛ можно за счет лазеров с различной шириной лазерного волновода (рис. 5). Для покрытия диапазона частот, включающего обе указанные выше интенсивные ЛП, были предложены четыре периода РОС: $\Lambda = 17.0$, 17.5, 18.0 и $18.5\,\mu$m для геометрии,

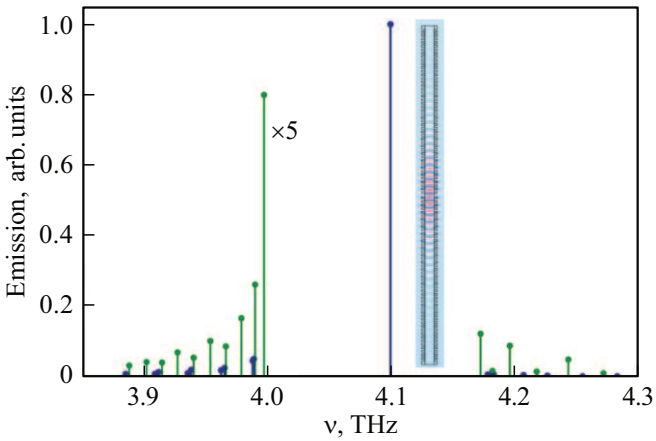


Рис. 3. Спектр ТГц-ККЛ с РОС и ЧВС (синий цвет) и спектр ТГц-ККЛ с РОС и без ЧВС, усиленный в пять раз (зеленый цвет). На вставке приведено распределение компоненты E_z поля для моды, соответствующей БЧ.

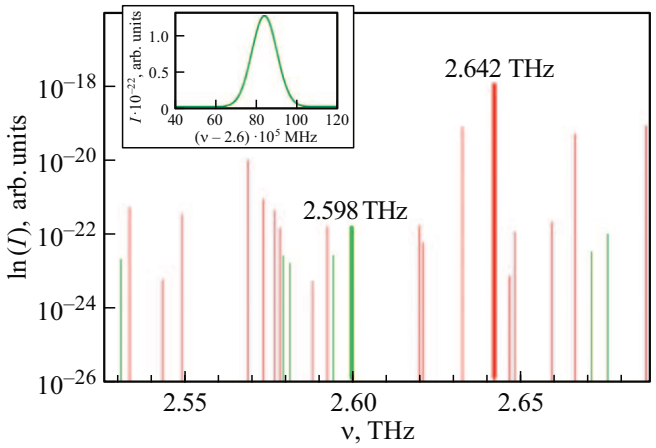


Рис. 4. Интенсивные линии поглощения H_2O (красные линии) и ее изотополога HDO (зеленые линии) (источник: Hitran). Вставка отображает величину доплеровского уширения самой интенсивной линии поглощения HDO из указанного диапазона.

включающей в себя ЧВС. Для каждой геометрии находилась БЧ при различных значениях ширины волновода $W_{\min}$, ширина $W_{\max}$ во всех случаях составляла 5/3 от $W_{\min}$. Для рассчитанных зависимостей характерно смещение БЧ в длинноволновую область при увеличении ширины волновода, связанное с позитивной корреляцией последней и эффективного показателя преломления.

Примечательно, что наблюдается зависимость скорости перестройки частоты для различных диапазонов ширин. Так, для $\lambda = 17\,\mu$m и $W_{\min}$, меняющейся в диапазоне от 36.5 до 43.0 μm, скорость перестройки составила $\vartheta = 11.6\,\text{GHz}/(\mu\text{m})$, в то время как для $\Lambda = 18.5\,\mu$m и диапазона ширин от 30.0 до 33.5 μm ее значение почти втрое больше: $\vartheta = 31.3\,\text{GHz}/(\mu\text{m})$. Таким образом, варьируя период РОС и ширину волновода, возможно не только покрыть интересующий спектрометрический диапазон, но и оптимизировать количество лазеров в линейке для достижения необходимой дискретизации диапазона частот.

Однако существует предел увеличения ширины волновода для ТГц-ККЛ с РОС. Действительно, чем больше ширина волновода, тем слабее РОС связана с основной модой TM_{00}, что в конечном счете приводит к отсутствию влияния РОС на излучение в лазере. Для подтверждения данного факта был произведен расчет эффективного показателя преломления.

Результаты демонстрируют, что независимо от периода РОС величина эффективного показателя преломления

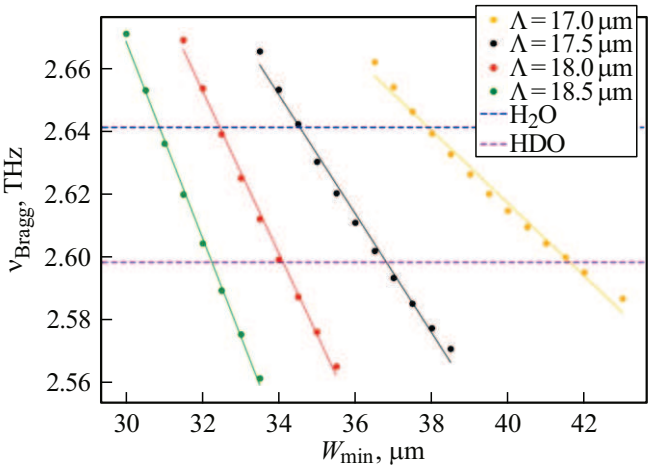


Рис. 5. Зависимость БЧ от ширины волновода для различных периодов РОС в окрестности интенсивных ЛП изотопов воды. Величина $W_{\max}$ во всех случает составляет 5/3 от $W_{\min}$. Штриховыми линиями обозначены частоты, которым соответствуют интенсивные ЛП H_2O и HDO (синим и фиолетовым цветом соответственно).

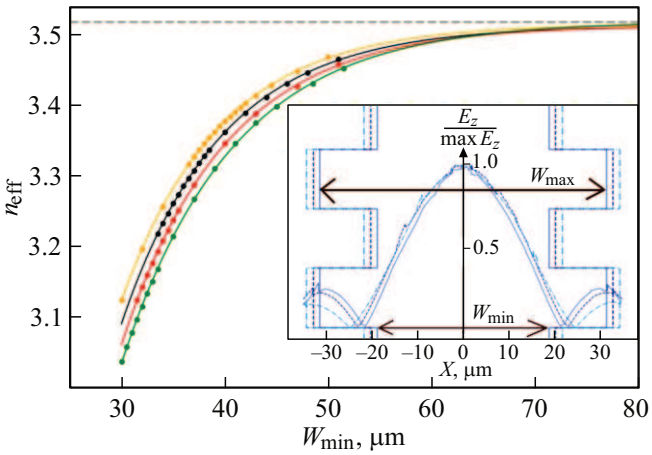


Рис. 6. Зависимость эффективного показателя преломления от ширины для $\Lambda = 17.0$, 17.5, 18.0 и 18.5 μm, обозначенных по аналогии с рис. 5. На вставке изображено распределение поля в зависимости от ширины волновода для периода РОС 17.0 μm. Сплошной линии соответствует ширина 38 μm, пунктирной — ширина 39.5 μm, светло-голубой штрихпунктирной линии соответствует ширина волновода 41.5 μm.

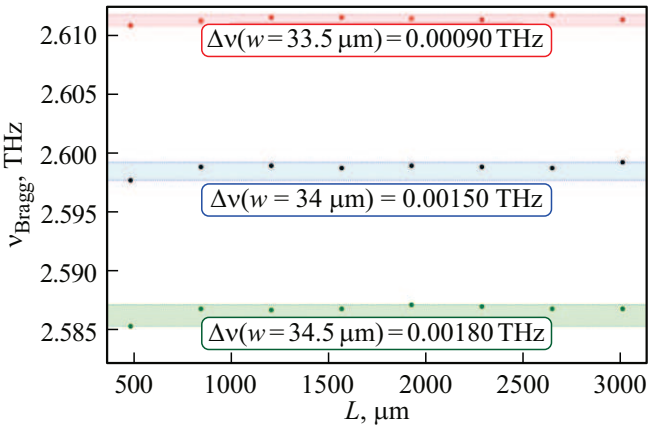


Рис. 7. Зависимость значения БЧ от длины волновода для периода РОС $\Lambda = 18\,\mu$m для трех ширин волновода $w = 33.5$, 34.0 и $34.5\,\mu$m.

с увеличением ширины волновода выходит на постоянное значение, соответствующее показателю преломления активной среды [32]. Ослабевание влияния РОС вызвано затуханием поля в уширенной части волновода. Для волновода с периодом РОС $17.0\,\mu$m для трех значений $W_{\min}$: 38.0, 39.5 и $41.5\,\mu$m, обозначенных сплошной линией, пунктирной и штрихпунктирной линиями (см. вставку рис. 6), рассчитывалась зависимость компоненты поля E_z от поперечной координаты волновода. Рассчитанные поля для каждой ширины выделены соответствующим цветом. Видно, что доля поля, приходящегося на уширенную часть волновода, уменьшается с ростом $W_{\min}$ при неизменной зависимости $W_{\max} = 5/3\,W_{\min}$, что позволяет объяснить ослабевание влияния РОС на моду и уменьшение различия между полосковой геометрией и волноводом с РОС при достаточно больших ширинах.

Также был рассмотрен вопрос влияния длины волновода ТГц-ККЛ с РОС на положение БЧ. Была построена зависимость положения БЧ от длины волновода для трех ширин волновода $W_{\min}$ (33.5, 34.0 и $34.5\,\mu$m) и периода РОС $\Lambda = 18.0\,\mu$m (рис. 7). Полученная картина иллюстрирует незначительное отклонение положения резонансной частоты на большом интервале длин волновода. Небольшое смещение БЧ происходит в случае уменьшения длины волновода менее $800\,\mu$m. Типичные значения длин волноводов у ТГц-ККЛ составляют от 1 до 4 mm, поэтому данный эффект не имеет принципиального значения для данных лазеров.

Выводы

В настоящей работе был продемонстрирован метод достижения одночастотного режима генерации с помощью РОС в ТГц-ККЛ с двойным металлическим волноводом на основе золота. Также было исследовано влияние ширины, периода РОС, длины и наличия четвертьволнового сдвига на модовый состав ТГц-ККЛ. Исследование показывает, что создание линеек ККЛ с активной средой $Al_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$ может позволить исследовать интересующие спектрометрические диапазоны и детектировать содержание молекул, имеющих интенсивные ЛП в ТГц-диапазоне. Варьирование периода РОС и ширины волновода в свою очередь может позволить осуществлять перестройку резонансной частоты для получения наиболее близкой к интересующей интенсивной ЛП с различной дискретизацией частотного диапазона. В частности, для одновременного детектирования двух ЛП для H_2O и HDO необходимо использовать линейку ТГц-ККЛ (набор лазеров с РОС с разной шириной волновода) с периодом РОС в диапазоне от 17 до $18.5\,\mu$m и с шириной волновода от 30 до $43\,\mu$m. Для уменьшения числа лазеров в линейке ТГц-ККЛ необходимо увеличивать период РОС и уменьшать ширину волновода.

Финансирование работы

Работа по расчету оптимального периода РОС проведена за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-30020-П, https://rscf.ru/project/21-72-30020/. Работа по оптимизации геометрических параметров для РОС в окрестности целевой частоты генерации 2.6 THz проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] S.K. Mathanker, P.R. Weckler, N. Wang. Trans. ASABE, **56** (3), 1213–1226 (2013). DOI: 10.13031/trans.56.9390
[2] A.Y. Pawar, D.D. Sonawane, K.B. Erande, D.V. Derle. Drug Invent. Today, **5** (2), 157–163 (2013). DOI: 10.1016/j.dit.2013.03.009
[3] J.A. Coxon, P.G. Hajigeorgiou. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., **151**, 133–154 (2014). DOI: 10.1016/j.jqsrt.2014.08.028
[4] G. Cazzoli, C. Puzzarini. J. Mol. Spectrosc., **226** (2), 161–168 (2004). DOI: 10.1016/j.jms.2004.03.020
[5] B.M. Fischer, M. Hoffmann, H. Helm, R. Wilk, F. Rutz, T. Kleine-Ostmann, M. Koch, P.U. Jepsen. Opt. Express, **13** (14), 5205 (2005). DOI: 10.1364/opex.13.005205
[6] P. Taday, I. Bradley, D. Arnone, M. Pepper. J. Pharm. Sci., **92** (4), 831–838 (2003). DOI: 10.1002/jps.10358
[7] K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, H. Inoue. Opt. Express, **11** (20), 2549 (2003). DOI: 10.1364/oe.11.002549
[8] B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, N.A. Vinokurov. Meas. Sci. Technol., **21** (5), 054017 (2010).
[9] К.В. Маремьянин, А.В. Иконников, А.В. Антонов, В.В. Румянцев, С.В. Морозов, Л.С. Бовкун, В.И. Гавриленко. ФТП, **49** (12), 1672–1675 (2015). DOI: 10.1134/S1063782615120118
[10] A. Khalatpour, M.C. Tam, S.J. Addamane, J. Reno, Z. Wasilewski, Q. Hu. Appl. Phys. Lett., **122** (16), 161101 (2023). DOI: 10.1063/5.0144705

[11] D.V. Ushakov, A.A. Afonenko, R.A. Khabibullin, V.I. Gavrilenko, A.A. Dubinov. J. Opt. Soc. Am. B, **41** (5), 1243 (2024). DOI: 10.1364/josab.515180
[12] R.A. Khabibullin, D.V. Ushakov, A.A. Afonenko, A.Yu. Pavlov, R.R. Galiev, D.S. Ponomarev, A.P. Vasilyev, A.G. Kuzmenkov, N.A. Maleev, F.I. Zubov, M.V. Maksimov, D.A. Belov, A.V. Ikonnikov, D.I. Kuritsyn, R.Kh. Zhukavin, K.A. Kovalevsky, V.A. Anfertev, V.L. Vaks, A.V. Antonov, A.A. Dubinov, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko. J. Appl. Phys., **136** (19), 194504 (2024). DOI: 10.1063/5.0230491
[13] D.V. Ushakov, A.A. Afonenko, R.A. Khabibullin, M.A. Fadeev, V.I. Gavrilenko, A.A. Dubinov. J. Appl. Phys., **135** (13), 133108 (2024). DOI: 10.1063/5.0198236
[14] D.V. Ushakov, A.A. Afonenko, R.A. Khabibullin, M.A. Fadeev, A.A. Dubinov. Phys. Stat. Solidi RRL, **18** (5), 2300392 (2024). DOI: 10.1002/pssr.202300392
[15] O.Y. Volkov, I.N. Duzhikov, R.A. Khabibullin, A.N. Baranov, Y.Y. Divin. Appl. Phys. Lett., **121** (26), 263504 (2022). DOI: 10.1063/5.0135562
[16] R. Arkhipov, O. Diachkova, A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov, B. Zhmud, R. Khabibullin. Appl. Phys. B, **130** (10), 184 (2024). DOI: 10.1007/s00340-024-08317-7
[17] P. Grant, S. Laframboise, R. Dudek, M. Graf, A. Bezinger, H. Liu. Electron. Lett., **45** (18), 952–954 (2009). DOI: 10.1049/el.2009.1586
[18] H. Hübers, H. Richter, U.U. Graf, R. Güsten, B. Klein, J. Stutzki, H. Wiesemeyer. Nat. Commun., **14** (1), 6812 (2023). DOI: 10.1038/s41467-023-42389-x
[19] X. Qi, I. Kundu, P. Dean, G. Agnew, T. Taimre, A. Valavanis, A.T. Grier, E.H. Linfield, A.G. Davies, D. Indjin, A.D. Rakic. IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., **23** (4), 1–12 (2017). DOI: 10.1109/jstqe.2017.2668600
[20] B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno. Opt. Lett., **30** (21), 2909 (2005). DOI: 10.1364/ol.30.002909
[21] А.И. Сидоров. *Основы фотоники: физические принципы и методы преобразования оптических сигналов в устройствах фотоники* (ФГБОУ ВПО „СПб НИУ ИТМО“, СПб, 2014).
[22] Y.V. Lobanov, Y.B. Vakhtomin, I.V. Pentin, V.A. Rosental, K.V. Smirnov, G.N. Goltsman, O.Y. Volkov, I.N. Dyuzhikov, R.R. Galiev, D.S. Ponomarev, R.A. Khabibullin. Opt. Eng., **60** (8), 082019 (2021). DOI: 10.1117/1.OE.60.8.082019
[23] O. Volkov, V. Pavlovskiy, I. Gundareva, R. Khabibullin, Y. Divin. IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., **11** (3), 330–338 (2020). DOI: 10.1109/tthz.2020.3034815
[24] M. Haldar. IEEE J. Quant. Electron., **41** (11), 1349–1355 (2005). DOI: 10.1109/jqe.2005.857062
[25] P. Ashok, M.G. Madhan. Optik, **146**, 51–62 (2017). DOI: 10.1016/j.ijleo.2017.08.071
[26] M. Wienold, B. Röben, L. Schrottke, R. Sharma, A. Tahraoui, K. Biermann, H.T. Grahn. Opt. Express, **22** (3), 3334 (2014). DOI: 10.1364/OE.22.003334
[27] H.C. Casey, M.B. Panish. *Heterostructure Lasers* (Academic Press, 1978), vol. 1. DOI: 10.1364/JOSA.69.000799
[28] H. Kogelnik, C.V. Shank. J. Appl. Phys., **43** (5), 2327–2335 (1972). DOI: 10.1063/1.1661499
[29] D.V. Ushakov, A.A. Afonenko, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, I.S. Vasil'evskii, N.V. Shchavruk, D.S. Ponomarev, R.A. Khabibullin. Квант. электрон., **48** (11), 1005–1008 (2018). DOI: 10.1070/QEL16806
[30] T. Furtenbacher, R. Tóbiás, J. Tennyson, O.L. Polyansky, A.A. Kyuberis, R.I. Ovsyannikov, N.F. Zobov, A.G. Császár. J. Phys. Chem. Ref. Data, **49** (4), 043103 (2020). DOI: 10.1063/5.0030680
[31] A.A. Kyuberis, N.F. Zobov, O.V. Naumenko, B.A. Voronin, O.L. Polyansky, L. Lodi, A. Liu, S. Hu, J. Tennyson. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., **203**, 175–185 (2017). DOI: 10.1016/j.jqsrt.2017.06.026
[32] G.A. Komandin, S.V. Chuchupal. Appl. Opt., **63** (33), 8475–8482 (2024). DOI: 10.1364/ao.537412