

Терагерцовый квантовый каскадный лазер в квантующем магнитном поле

© Р.Х. Жукавин¹, М.А. Фадеев¹, А.В. Антонов¹, Д.А. Постнов^{1,2}, К.А. Ковалевский¹, С.В. Морозов^{1,2}, А.А. Дубинов^{1,2}, А.А. Афоненко³, Д.В. Ушаков³, А.Ю. Павлов⁴, Д.С. Пономарев⁴, Р.А. Хабибуллин⁴, В.И. Гавриленко^{1,2,¶}

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603087 д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022 Нижний Новгород, Россия

³ Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь

⁴ НИЦ „Курчатовский институт“, 123182 Москва, Россия

¶ E-mail: gavr@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 17 июля 2025 г.

В окончательной редакции 23 сентября 2025 г.

Принята к публикации 23 сентября 2025 г.

Экспериментально и теоретически исследованы транспортные и излучательные характеристики квантового каскадного лазера с „резонансно-фононным“ дизайном с частотой излучения вблизи 2.3 ТГц в сильных магнитных полях до 11.5 Тл при гелиевой температуре. В области магнитных полей 5–6 Тл наблюдалось подавление лазерной генерации вследствие „резонансного“ рассеяния с нулевого уровня Ландау, относящегося к верхнему лазерному уровню, на первый уровень Ландау, относящийся к нижнему лазерному уровню, что приводит к подавлению инверсии населенностей рабочего перехода лазера. Продемонстрировано трехкратное уменьшение порогового тока лазера при приложении сильного магнитного поля до 11.5 Тл (по сравнению с нулевым полем) вследствие „нульмеризации“ электронных состояний и уменьшения паразитного рассеяния.

Ключевые слова: квантовый каскадный лазер, терагерцовый диапазон, вольт-амперная характеристика, излучательная характеристика, сильное магнитное поле.

DOI: 10.61011/FTP.2025.07.62008.8378

1. Введение

Возможность усиления и генерации электромагнитного излучения сверхрешеткой квантовых ям (КЯ) при пропускании электрического тока была предсказана более 50 лет назад в работе Р.Ф. Казаринова и Р.А. Суриса [1]. Эта идея стимулировала многолетние исследовательские усилия в Bell Labs, которые привели в 1994 году к созданию первого квантового каскадного лазера (ККЛ) [2]. ККЛ в настоящее время превосходят по эффективности диодные лазеры среднего ИК диапазона и используются во многих промышленных и научных приложениях [3].

Эффективность ККЛ принципиально ограничена широким спектром двумерных подзон и соответствующим свободным движением электронов в плоскости КЯ. Широкий спектр приводит к быстрой безызлучательной рекомбинации электронов с верхней в нижнюю рабочую подзону из-за испускания фононов, скорость которой значительно превышает скорость излучательной рекомбинации. В результате инверсия населенности, необходимая для работы лазера, может быть достигнута только при достаточно высоком пороговом токе, достигающем нескольких $\text{kA}/\text{см}^2$ [2]. Двумерный характер

спектра электронов в КЯ также приводит к сильному поглощению на свободных носителях и соответствующим потерям из-за тока, возбуждаемого компонентой электрического поля в плоскости лазерной моды. В работах [4,5] было предложено использовать для создания ККЛ сверхрешетки квантовых точек, чисто дискретный спектр которых позволил бы значительно снизить скорость безызлучательной рекомбинации, оптические потери и пороговый ток ККЛ (до величин $\sim 10 \text{ A}/\text{см}^2$), однако даже попытки частично реализовать эту идею (структуре с квантовыми точками в КЯ) не привели к ожидаемому результату (см., например, [6]).

„Нульмеризация“ электронного спектра также может быть достигнута в обычном ККЛ при приложении квантующего магнитного поля, вектор индукции которого направлен перпендикулярно к слоям структуры. В данном контексте под „нульмеризацией“ подразумевается случай, когда циклотронная энергия превосходит энергию квантов излучения ККЛ и излучательные переходы идут между нулевыми уровнями Ландау, относящимися к верхнему и нижнему рабочим уровням лазера. Естественно, что для формирования такого дискретного спектра циклотронная энергия должна кратно превосходить ширину уровней Ландау. Первые

исследования влияния магнитного поля на работу лазеров были выполнены применительно к ККЛ среднего инфракрасного (ИК) диапазона, где при развертке импульсного магнитного поля до 60 Тл наблюдались осциллирующие зависимости интенсивности лазерного излучения от магнитного поля (внешне иногда напоминающие осцилляции Шубникова-де Гааза), что связывалось с зависимостью времени жизни на верхнем лазерном уровне от величины магнитного поля [7,8] (см. также [9]). При этом в максимумах осцилляций интенсивность излучения ККЛ кратно превышала сигнал при $B = 0$. Однако таких магнитных полей недостаточно для надежного выполнения условия „нульмеризации“ спектра электронных состояний в ККЛ среднего ИК диапазона $\hbar\omega_c \geq \hbar\omega$. Здесь \hbar — постоянная Планка, а $\omega_c = eB/m^*c$ — циклотронная частота электронов, e — заряд электрона, c — скорость света. Для $\hbar\omega = 100$ мэВ и типичного значения эффективной массы в КЯ GaAs $m^* = 0.069m_0$ [10] (m_0 — масса свободного электрона) такая оценка дает $B \geq 60$ Тл. В то же время для ККЛ терагерцового диапазона, где энергии квантов на порядок меньше, условие „нульмеризации“ спектра может быть выполнено в стационарных магнитных полях, доступных при использовании сверхпроводящих соленоидов. С момента создания ТГц ККЛ был выполнен ряд исследований их характеристик в магнитных полях (см., например, [10–20]). Осцилляции интенсивности излучения от магнитного поля наблюдались уже в постоянных магнитных полях до 6 Тл [10–15]. В последующих работах основное внимание уделялось переключению генерации на переходы между другими подзонами под действием магнитного поля [16–20]. В нашей недавней работе [21] было исследовано влияние магнитного поля до 5 Тл на излучательные характеристики различных ККЛ диапазона 3.3–3.7 ТГц с „резонансно-фононным“ дизайном. В настоящей работе исследовался более низкочастотный (2.3 ТГц) ККЛ в магнитных полях до 11.5 Тл, для которого эффекты магнитного квантования проявляются более ярко.

2. Методика эксперимента и расчеты

Исследовался ККЛ с активной областью на основе четырех туннельно-связанных квантовых ям GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As в периоде структуры с резонансно-фононной схемой депопуляции нижнего лазерного уровня. Толщины слоев, начиная с барьера инжектора, составляли 3.39/9.61/5.65/8.19/3.11/7.06/4.24/16.10 нм (КЯ GaAs выделены жирным шрифтом). Широкие (16.10 нм) КЯ GaAs легировались донорной примесью Si с концентрацией $1.9 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Структура общей толщиной ~ 10 мкм была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии Ю.Г. Садофеевым. Далее изготавливались лазерные полоски с волноводом металл-металл по технологии, описанной в работе [22]. Резонатор Фабри-Перо формировался путем скальвания волново-

да металл-металл, что позволяет формировать зеркала на сколотых гранях. Ширина полоски исследуемого ККЛ составляла 100 мкм, длина полоски — 2.4 мм. Лазер был смонтирован на медный теплоотвод типа C-mount, к верхнему полоску приваривались несколько золотых проволок диаметром 30 мкм, равномерно распределенных по всей длине полоски для равномерной инъекции тока. При измерениях в магнитных полях до 5 Тл ККЛ, как и в работе [21], располагался в заливном гелиевом криостате при температуре 4.2 К в центре сверхпроводящего соленоида. Лазер ориентировался так, что магнитное поле было перпендикулярно слоям структуры (параллельно току) и излучение выходило в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Для вывода из криостата излучение с помощью зеркала направлялось по световоду из полированной трубы из нержавеющей стали. Излучение регистрировалось с помощью криогенного примесного фотоприемника Ge:Ga, вынесенного из магнитного поля соленоида, или канализировалось в фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v для записи спектра излучения. В качестве фотоприемника в этом случае также использовался Ge:Ga, размещенный в световодной вставке в транспортный гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40. В более сильных магнитных полях, до 11.5 Тл, ККЛ располагался в криостате-вставке Optistat PTR, который помещался в „теплое“ отверстие криостата сверхпроводящего соленоида Cryofree Superconducting Magnet фирмы Oxford Instruments. В этом случае ККЛ находился в теплообменном газе — гелии при температуре ~ 4 К. Магнитное поле и в этом случае было перпендикулярно слоям структуры ККЛ. Излучение лазера регистрировалось размещенным рядом примесным фотоприемником Ge:Ga, ориентированным таким образом, что ток фотоприемника был параллелен магнитному полю. Последнее исключало полное подавление чувствительности сильным магнитным полем, но приводило к ее осцилляциям и кратному падению с ростом поля [23]. Измерения характеристик ККЛ проводились в импульсном режиме (длительность импульса составляла несколько микросекунд, частота повторения — 40–100 Гц).

Расчеты зонного спектра, спектров усиления и генерации проводились на основе системы балансных уравнений для локализованных состояний с периодическими граничными условиями [24–26]. Базисные волновые функции находились $k \cdot p$ -методом [25,26] с последующим преобразованием специального вида для учета дефазировки [24]. Вероятности переходов рассчитывались с учетом изменения плотности состояний в магнитном поле, учитывались процессы туннелирования, рассеяния на оптических фононах, заряженных примесях и шероховатостях гетерограниц для среднеквадратичных флуктуаций толщин слоев 0.3 нм и длины корреляции между неоднородностями в плоскости слоев 9 нм. Рассеянием на акустических фононах пренебрегалось. При этом использовались приближенные матричные элементы взаимодействий, рассчитанные при нулевом

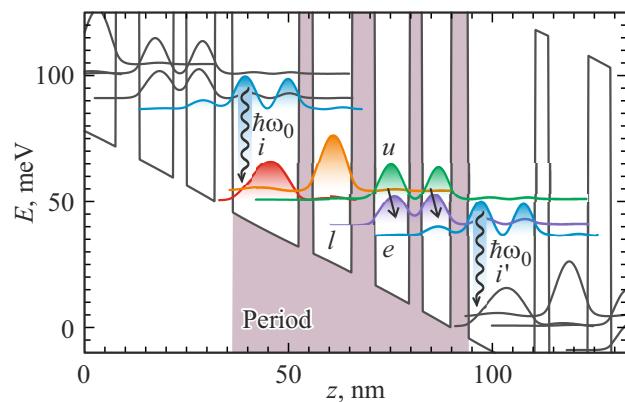


Рис. 1. Диаграмма зоны проводимости и квадраты модулей волновых функций электронов исследуемого ККЛ, рассчитанные $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -методом при температуре $T = 55$ К и напряжении на периоде структуры $V = 50$ мВ. Прямыми стрелками показаны излучательные переходы, $\hbar\omega_0$ — энергия продольного оптического фона.

магнитном поле для энергий начальных и конечных состояний, соответствующих энергиям уровней Ландау. На рис. 1 представлены рассчитанная в нулевом магнитном поле диаграмма зоны проводимости и квадраты модулей волновых функций электронов при температуре $T = 55$ К и напряжении на периоде активной области ККЛ $V = 50$ мВ. Прямыми стрелками показаны излучательные переходы. Верхний лазерный уровень (u) для эффективного переноса электронов между каскадами туннельно связан с уровнем инжектора (i). Нижний лазерный уровень (l) туннельно связан с уровнем экстрактора (e), который для эффективного опустошения отстоит на энергию продольного оптического фона $\hbar\omega_0$ от уровня инжектора (i') следующего периода. При расчетах температура носителей заряда полагалась равной температуре кристаллической решетки.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены измеренные зависимости интегральной интенсивности излучения от магнитного поля до 5 Тл при различных токах. Видно, что при токах 1 А и 1.1 А генерация возникает только при наложении магнитного поля, т. е. они меньше порогового тока в нулевом магнитном поле. При всех токах излучение сильно подавляется при приближении к магнитному полю 5 Тл, кроме того, при различных токах просматривается минимум при $B = 2.8$ Тл. На вставке к рис. 2 представлены спектры излучения в нулевом магнитном поле и в поле 3.75 Тл. Видно, что приложение поля не изменяет частоту генерации 2.31 ТГц ($\hbar\omega = 9.54$ мэВ), т. е. переходы происходят между одними и теми же рабочими уровнями.

Дополнительные измерения спектров излучения в оптическом криостате замкнутого цикла в нулевом магнит-

ном поле показали, что генерация сохраняется вплоть до $T = 105$ К. Наблюдаемые зависимости интенсивности излучения от магнитного поля естественно связать с взаимным расположением уровней Ландау, относящихся к верхнему и нижнему лазерному уровням. При пересечении n -ым уровнем Ландау, относящимся к нижнему лазерному уровню, нулевого уровня Ландау, относящегося к верхнему лазерному уровню, включаются механизмы рассеяния на примесях, дефектах и неровностях интерфейсов, приводящих к опустошению верхнего лазерного уровня и падению инверсии. Наиболее ярко этот эффект должен быть выражен для $n = 1$ при $B = \hbar\omega m^* c/e = 5.6$ Тл ($m^* = 0.069m_0$ — эффективная масса электронов в КЯ GaAs [10]), что с учетом конечной ширины уровней хорошо соответствует наблюдаемому подавлению интенсивности излучения ККЛ при приближении к 5 Тл (рис. 2). Наблюдаемый минимум интенсивности излучения при $B = 2.8$ Тл соответствует случаю $n = 2$. Аналогичные минимумы интенсивности излучения при развертке магнитного поля для случаев $n = 2.3$ наблюдались нами ранее и для других ТГц ККЛ [21].

Представляет интерес исследование влияния более сильного магнитного поля на излучательные характеристики ККЛ. На рис. 3 (нижняя панель) представлены рассчитанные зависимости мощности излучения данного ККЛ от магнитного поля до 12 Тл. Как видно из рисунка, расчет предсказывает полное подавление генерации в полях от 5 до 6 Тл (случай $n = 1$) и более глубокий по сравнению с экспериментом минимум при 2.8 Тл (случай $n = 2$). Виден также минимум вблизи 2 Тл, который, очевидно, соответствует $n = 3$. Расчет предсказывает кратный рост мощности излучения в полях 10–12 Тл по сравнению с мощностью в слабых магнитных полях. Падение интенсивности лазерного из-

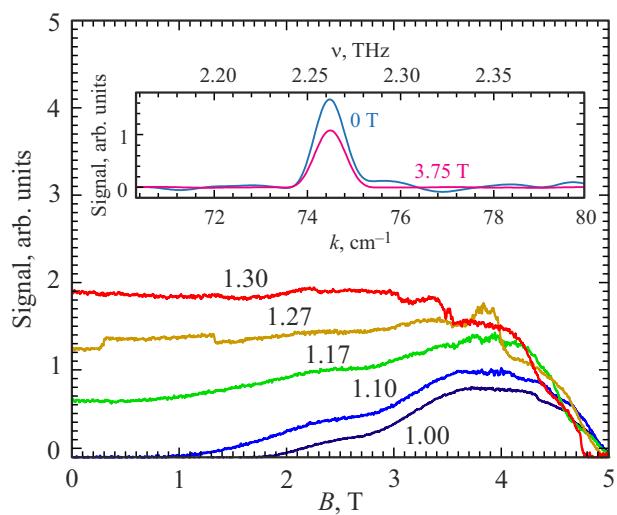


Рис. 2. Зависимости интегральной интенсивности излучения ККЛ от магнитного поля ККЛ при различных рабочих токах лазера (в А). $T = 4.2$ К. На вставке — спектры излучения ККЛ в нулевом магнитном поле и при $B = 3.75$ Тл.

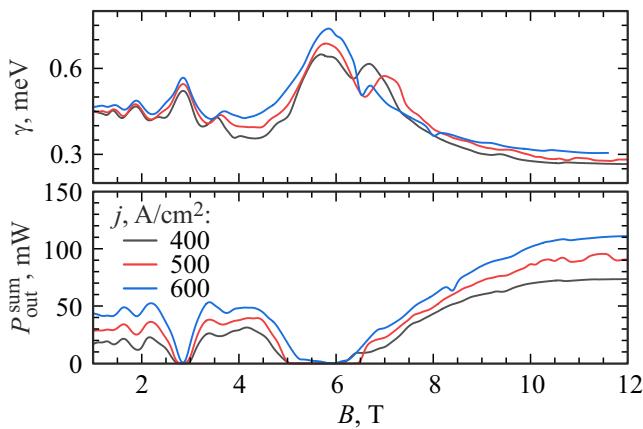


Рис. 3. Рассчитанные мощность генерации ККЛ (нижняя панель) и обратное время жизни электронов на верхнем лазерном уровне (u на рис. 1) в энергетических единицах γ (верхняя панель) в зависимости от магнитного поля при различных плотностях тока.

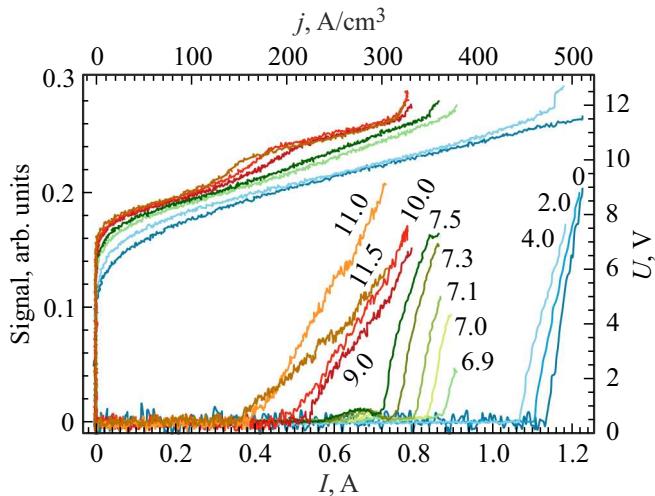


Рис. 4. ВАХ и L - I -характеристики ККЛ в различных магнитных полях (в Тл). Уровень сигналов (L - I -характеристики) в магнитных полях 0–4 Тл уменьшен в 3 раза.

лучения в „резонансных“ магнитных полях коррелирует с падением рассчитанного времени жизни на верхнем лазерном уровне (u на рис. 1) — верхняя панель на рис. 3. Соответствующая частота рассеяния (обратное время жизни) в энергетических единицах в максимуме при $B = 5.75$ Тл составляет ~ 0.7 мэВ, что по-видимому меньше реальной ширины уровня Ландау, определяемой также частотой „внутриуровневого“ рассеяния. В работе [9] приводится оценка ширины уровня Ландау в структуре ККЛ ТГц диапазона в случае сильного магнитного поля $\Delta E \approx \delta B^{1/2}$, где $\delta = 1$ мэВ/Тл $^{1/2}$. Для магнитного поля 9 Тл эта оценка дает ширину уровня Ландау 3 мэВ, что кратно меньше энергии кванта излучения ККЛ, и позволяет говорить о формировании дискретного спектра в активной области лазера.

На рис. 4 представлены результаты исследований ККЛ в криомагнитной системе замкнутого цикла Oxford Instruments в магнитных полях до 11.5 Тл. На ВАХ хорошо видно, что в сильных магнитных полях ($B > 7$ Тл) „включение“ тока становится более резким, что свидетельствует об обужении уровней размерного квантования, через которые происходит транспорт носителей заряда. В самых сильных магнитных полях (10–11.5 Тл) на ВАХ наблюдаются характерные изломы (при токах 0.4–0.45 А), соответствующие моментам возникновения стимулированного излучения. Такие изломы ВАХ, обусловленные ускорением токопереноса вследствие излучательных переходов электронов между рабочими уровнями лазера, свидетельствуют о достаточно высоком качестве лазерной структуры [27].

Как видно из представленного на рис. 4 семейства L - I -характеристик в магнитных полях 0–11.5 Тл, с ростом магнитного поля происходит значительное, почти трехкратное уменьшение порогового тока ККЛ. Более детально эти данные представлены на рис. 5, где видно, что пороговый ток слабо меняется до области „резонанса“ $\hbar\omega_c \sim \hbar\omega$ ($\omega_c = eB/m^*c$ — циклотронная частота) в полях 5–6 Тл, где генерация не наблюдается, а затем быстро уменьшается с полем, что, очевидно, связано с „нульмеризацией“ состояний в магнитном поле и ожидаемым подавлением паразитного рассеяния и увеличением времени жизни носителей на верхнем лазерном уровне. Как видно на рис. 4, в магнитных полях 7–7.5 Тл наблюдается „буторок“ лазерного излучения в области токов 0.6–0.7 А, „предшествующих“ пороговым значениям тока ККЛ. Судя по дифференциальному сопротивлению ККЛ в этой области токов, изменение тока на 0.1 А приводит к изменению напряжения на периоде структуры на ~ 3 мВ. Как следует из рис. 1, эта величина изменения напряжения близка к характерным расстояниям между уровнями размерного квантования в „активной“ области периода структуры ККЛ, в частности, между нижним лазерным уровнем l и уровнем экстрактора e . При таком изменении тока, по-видимому, происходит переключение генерации с одной пары уров-

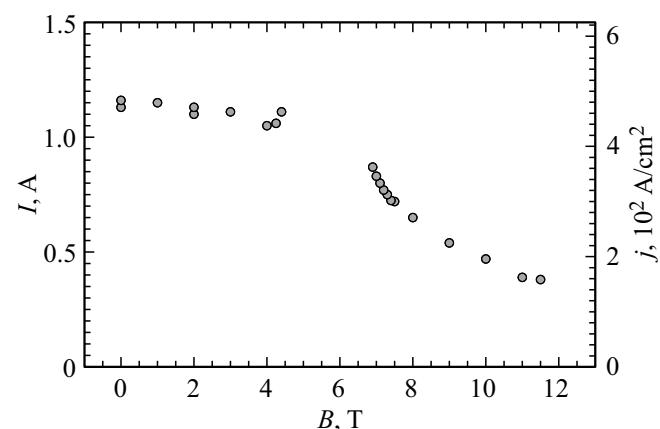


Рис. 5. Зависимость порогового тока ККЛ от магнитного поля.

ней на другую (в общем случае генерация возможна не только при переходах $u \rightarrow l$, но на переходах $i \rightarrow l$ и $u \rightarrow e$), что и приводит к возникновению генерации при токах ниже „истинного“ порогового значения.

4. Заключение

Таким образом, для ККЛ с „резонансно-фононным“ дизайном, работающего на частоте 2.3 ТГц, продемонстрировано подавление генерации вблизи резонансного магнитного поля ($\hbar\omega_c \sim \hbar\omega$), обусловленное „включением“ рассеяния с нулевого уровня Ландау, относящегося к верхнему лазерному уровню, на первый уровень Ландау, относящийся к нижнему лазерному уровню, и подавлением инверсии перехода. Показано, что приложение сильного магнитного поля до 11.5 Тл приводит к трехкратному уменьшению порогового тока вследствие нульмеризации электронных состояний и уменьшению паразитного рассеяния.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке НЦФМ (проект „Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях“ — исследования ВАХ, L - I - и L - B -характеристик ККЛ) и гранта РНФ № 23-19-00436 (расчеты зонной структуры и излучательных характеристик ККЛ в сильных магнитных полях). Построевые операции изготовления ККЛ проведены при финансовой поддержке государственно задания НИЦ „Курчатовский институт“. Измерения спектров излучения ККЛ выполнены с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН „Физика и технология микро- и наноструктур“.

Благодарности

Авторы признательны Д.А. Шмырину за помошь в автоматизации измерений характеристик ККЛ в сильных магнитных полях.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис. ФТП, **5**, 797 (1971).
- [2] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Science, **264**, 553 (1994).
- [3] M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale. Opt. Express, **23**, 5167 (2015).
- [4] R.A. Suris. In: *Future Trends in Microelectronics: Reflections on the Road to Nanotechnology* (Dordrecht, Kluwer Acad. Publ., 1996) NATO ASI Series, Ser. E, v. 323, eds by S. Luryi, J. Xu, A. Zaslavsky) p. 197.
- [5] I.A. Dmitriev, R.A. Suris. Phys. Status Solidi A, **202**, 987 (2005).
- [6] N. Zhuo, J.-C. Zhang, F.-J. Wang, Y.-H. Liu, S.-Q. Zhai, Y. Zhao, D.-B. Wang, Z.-W. Jia, Y.-H. Zhou, L.-J. Wang, J.-Q. Liu, S.-M. Liu, F.-Q. Liu, Z.-G. Wang, J.B. Khurgin, G. Sun. Opt. Express, **25**, 13807 (2017).
- [7] C. Becker, C. Sirtori, O. Drachenko, V. Rylkov, D. Smirnov, J. Leotin. Appl. Phys. Lett., **81**, 2941 (2002).
- [8] D. Smirnov, C. Becker, O. Drachenko, V.V. Rylkov, H. Page, J. Leotin, C. Sirtori. Phys. Rev. B, **66**, 121305(R) (2002).
- [9] A. Daničić, J. Radovanović, V. Milanović, D. Indjin, Z. Ikončić. Phys. E, **81**, 275 (2016).
- [10] J. Alton, S. Barbieri, J. Fowler, H.E. Beere, J. Muscat, E.H. Linfield, D.A. Ritchie, G. Davies, R. Köhler, A. Tredicucci. Phys. Rev. B, **68**, 081303R (2003).
- [11] G. Scalari, S. Blaser, L. Ajili, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, G. Davies. Appl. Phys. Lett., **83**, 3453 (2003).
- [12] F. Valmorra, G. Scalari, K. Ohtani, M. Beck, J. Faist. New J. Phys., **17**, 023059 (2015).
- [13] V. Tamosiunas, R. Zobl, G. Fasching, J. Ulrich, G. Strasser, K. Unterrainer, R. Colombelli, C. Gmachl, K. West, L. Pfeiffer, F. Capasso. Semicond. Sci. Technol., **19**, S348 (2004).
- [14] G. Scalari, S. Blaser, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, G. Davies. Phys. Rev. Lett., **93**, 237403 (2004).
- [15] G. Scalari, C. Walther, L. Sirigu, M.L. Sadowski, H. Beere, D. Ritchie, N. Hoyler, M. Giovannini, J. Faist. Phys. Rev. B, **76**, 115305 (2007).
- [16] G. Scalari, C. Walther, J. Faist, H. Beere, D. Ritchie. Appl. Phys. Lett., **88**, 141102 (2006).
- [17] G. Scalari, C. Walther, M. Fischer, R. Terazzi, H. Beere, D. Ritchie, J. Faist. Laser Photon. Rev., **3**, 45 (2009).
- [18] A. Wade, G. Fedorov, D. Smirnov, S. Kumar, B.S. Williams, Q. Hu, J.L. Reno. Nature Photonics, **3**, 41 (2009).
- [19] G. Scalari, D. Turčinková, J. Lloyd-Hughes, M.I. Amanti, M. Fischer, M. Beck. Appl. Phys. Lett., **97**, 081110 (2010).
- [20] M.A. Kainz, S. Schönhuber, B. Limbacher, A.M. Andrews, H. Detz, G. Strasser, G. Bastard, K. Unterrainer. Appl. Phys. Lett., **114**, 191104 (2019).
- [21] В.И. Гавриленко, Д.И. Курицын, М.А. Фадеев, А.В. Антонов, А.А. Янцер, К.А. Ковалевский, С.В. Морозов, А.А. Дубинов, Р.Х. Жукавин. ФТП, **58**, 196 (2024).
- [22] Н.В. Щаврук, А.Ю. Павлов, Д.С. Пономарев, К.Н. Томош, Р.Р. Галиев, П.П. Мальцев, А.Е. Жуков, Г.Э. Цырлин, Ф.И. Зубов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **50**, 1395 (2016).
- [23] O. Drachenko, H. Schneider, M. Helm, D. Kozlov, V. Gavrilenko, J. Wosnitza, J. Leotin. Phys. Rev. B, **84**, 245207 (2011).
- [24] Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов, В.И. Гавриленко, О.Ю. Волков, Н.В. Щаврук, Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин. Квант. электрон., **49**, 913 (2019).
- [25] D. Ushakov, A. Afonenko, R. Khabibullin, D. Ponomarev, V. Aleshkin, S. Morozov, A. Dubinov. Opt. Express, **28**, 25371 (2020).
- [26] Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, Д.С. Пономарёв, С.С. Пушкарёв, В.И. Гавриленко, Р.А. Хабибуллин. Изв. вузов. Радиофизика, **65**, 505 (2022).
- [27] R. Sharma, L. Schrottke, M. Wienold, K. Biermann, R. Hey, H.T. Grahn. Appl. Phys. Lett., **99**, 151116 (2011).

Редактор Г.А. Оганесян

Terahertz quantum cascade laser in a quantizing magnetic field

*R.Kh. Zhukavin¹, M.A. Fadeev¹, A.V. Antonov¹,
D.A. Postnov^{1,2}, K.A. Kovalevskii¹, S.V. Morozov^{1,2},
A.A. Dubinov^{1,2}, A.A. Afonenko³, D.V. Ushakov³,
A.Yu. Pavlov⁴, D.S. Ponomarev⁴, R.A. Khabibullin⁴,
V.I. Gavrilenko^{1,2}*

¹ Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603087 Afonino, Kstovsii region,
Nizhny Novgorod district, Russia

² Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603022 Nizhny Novgorod, Russia

³ Belorussian State University,
220030 Minsk, Belarus

⁴ NRC „Kurchatov Institute“,
123182 Moscow, Russia

Abstract Transport and emission characteristics of a quantum cascade laser with a „resonant-phonon“ design with an emission frequency of 2.3 THz in strong magnetic fields up to 11.5 T at liquid helium temperature were studied experimentally and theoretically. In the 5–6 T magnetic field range, suppression of generation was observed due to „resonant“ scattering from the zero Landau level (associated with the upper laser level) to the first Landau level (associated with the lower laser level) leading to a reduction in the population inversion of the working transition of the laser. A threefold decrease in the laser’s threshold current was demonstrated under a strong magnetic field up to 11.5 T was applied (compared to the zero field), attributed to the zero-dimensional nature of electron states, which suppresses parasitic scattering.