

Квантовые каскадные лазеры ТГц диапазона в магнитных полях

© В.И. Гавриленко^{1,2}, Д.И. Курицын¹, М.А. Фадеев¹, А.В. Антонов¹, А.А. Янцер^{1,2},
К.А. Ковалеский¹, С.В. Морозов^{1,2}, А.А. Дубинов^{1,2}, Р.Х. Жукавин¹

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

E-mail: gavr@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 20 июня 2024 г.

Принята к публикации 20 июня 2024 г.

Измерены вольт-амперные и излучательные характеристики квантовых каскадных лазеров диапазона 3.3–3.7 ТГц, изготовленных в России, в магнитных полях до 5 Тл при гелиевой температуре. При приложении магнитного поля наблюдалось уменьшение пороговых токов и сужение зоны интенсивной генерации со стороны больших токов. В зависимостях интенсивности излучения от магнитного поля наблюдался характерный минимум в магнитных полях, в которых удвоенная циклотронная энергия сравнивается с энергией кванта излучения, что указывает на включение резонансного рассеяния при пересечении 2-го уровня Ландау, относящегося к нижнему лазерному уровню, с нулевым уровнем Ландау, относящимся к верхнему лазерному уровню.

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

DOI: 10.61011/FTP.2024.04.58544.6347H

1. Введение

Квантовый каскадный лазер (ККЛ) представляет собой полупроводниковую гетеросистему с большим (до нескольких сотен) числом туннельно-связанных квантовых ям (КЯ); генерация осуществляется за счет вынужденных переходов электронов между уровнями размерного квантования в КЯ при приложении внешнего электрического поля [1,2]. В настоящее время ККЛ являются компактными, эффективными полупроводниковыми источниками излучения в среднем инфракрасном (ИК) и терагерцовом (ТГц) диапазонах. В среднем ИК диапазоне эти приборы могут работать в непрерывном режиме при комнатной температуре, причем мощность излучения может превышать 1 Вт [3]. Подход, отработанный при создании ККЛ, излучающих в среднем ИК диапазоне, был использован и для ККЛ ТГц (дальнего ИК) диапазона, впервые реализованных в 2002 г. [4]. Известны различные дизайны активной области ККЛ, из которых наиболее эффективными являются дизайны с активной областью из сверхрешетки связанных КЯ, в которых для излучения фотонов используются переходы из связанного состояния в свободные (bound-to-continuum) [5], и схема, содержащая в активной зоне несколько КЯ с инверсией населенности, основанной на быстром опустошении нижнего рабочего уровня за счет резонансного испускания продольного оптического фонона [6]. В ТГц области частот наибольшие достигнутые рабочие температуры составляют 261 К при импульсной накачке [7]. Мощность излучения ККЛ в диапазоне частот 3 ТГц достигает 230 мВт в непрерывном режиме [8]

и несколько Вт в импульсном режиме [9], однако при продвижении от 3 к 1 ТГц выходные мощности и рабочие температуры существенно снижаются, что связано с различными физическими ограничениями. В первую очередь это связано с тем, что величина энергетического зазора между рабочими уровнями (~ 8 мэВ для частоты 2 ТГц) становится сопоставима с энергетическим уширением подзон (единицы мэВ). При этом уменьшается эффективность инжекции электронов на верхний лазерный уровень. Со стороны высоких частот (от 3 к 5 ТГц) рабочий диапазон ТГц ККЛ ограничен полосой остаточных лучей в GaAs — материале, на основе которого в настоящее время изготавливаются практически все известные ККЛ этого диапазона. Имеется достаточно давнее конференционное сообщение японской группы [10] о создании ККЛ диапазонов 5 и 7 ТГц на основе GaN/AlGaIn, однако журнальная публикация этого результата отсутствует. В работе не приводятся сведения о выходной мощности, однако, судя по соотношению сигнал-шум на приведенных спектрах, она соответствует микроваттному уровню.

Приложение сильного магнитного поля, нормального к слоям структуры ККЛ, приводит к эффектам двух типов. Во-первых, „нульмеризация“ электронного спектра приводит к подавлению паразитного рассеяния и уменьшению пороговых токов ККЛ. Во-вторых, магнитное квантование приводит к осциллирующей (при развертке магнитного поля) зависимости времени жизни на верхнем лазерном уровне, что обуславливает осциллирующую зависимость интенсивности лазерного излучения от магнитного поля (внешне иногда напоминаю-

шую осцилляции Шубникова–де Гааза). Такие эффекты впервые наблюдались в ККЛ среднего ИК диапазона в импульсных магнитных полях до 60 Тл, при этом в максимумах осцилляций интенсивность излучения ККЛкратно превышала сигнал при $B = 0$ [11,12].

Первое исследование эффектов магнитного поля в ККЛ ТГц диапазона было выполнено уже через год после его создания. Исследовался образец, изготовленный из той же самой структуры, что первый ТГц ККЛ [13] (см. также работу [14]). В отличие от ККЛ среднего ИК диапазона, где сколько-нибудь заметные эффекты наблюдались в полях > 10 Тл, в ТГц ККЛ ярко выраженная осциллирующая зависимость интенсивности излучения от магнитного поля наблюдалась уже в постоянных магнитных полях до 6 Тл. При наложении магнитного поля нижнее состояние каждого уровня размерного квантования смещается вверх на $\hbar\omega_c/2$, где \hbar — постоянная Планка, а $\omega_c = eB/m^*c$ — циклотронная масса электрона. Здесь e — заряд электрона, c — скорость света, $m^* = 0.069m_0$ — эффективная масса электрона в КЯ GaAs [13], m_0 — масса свободного электрона. „Критическим“ является значение магнитного поля, при котором n -й уровень Ландау, относящийся к нижнему рабочему уровню ККЛ, пересекается с нулевым уровнем Ландау, относящимся к верхнему лазерному уровню. Несмотря на то что эти состояния являются ортогональными, такое пересечение приводит к резонансным переходам между этими состояниями вследствие различных механизмов рассеяния: на интерфейсах, примесях, акустических фоновых, электрон-электронного рассеяния. В результате электроны с верхнего (накачиваемого) лазерного уровня рассеиваются на n -й уровень Ландау нижнего лазерного уровня и далее релаксируют безызлучательным образом. Таким образом, происходит падение инверсии населенностей, что проявляется в росте порогового тока и падении излучаемой мощности.

Аналогичные исследования были выполнены в последующие годы в работах [15–17], которые подтвердили осциллирующий характер характеристик ККЛ от магнитного поля. В работе [16] диапазон стационарных магнитных полей, в которых проводились исследования, был расширен до 12 Тл, а в работе [17] до 26 Тл. В этих исследованиях измерялись также спектры излучения ККЛ в магнитных полях, и было продемонстрировано переключение генерации на соседние моды резонатора Фабри-Перо. В общем случае, когда в электронный транспорт вовлечено большее число уровней размерного квантования, генерация может возникать на переходах между различными подзонами. Так, в работах [18,19] в сильном магнитном поле 11.5 Тл при малых токах наблюдалась генерация на частоте 1.38 ТГц на переходах между 3 и 2 уровнями в широкой КЯ, а при больших токах происходило переключение на частоту 2.3 ТГц на переходах между 4 и 3 уровнями. В работе [20] были впервые выполнены исследования ТГц ККЛ с „резонансно-фононным“ дизайном активной

области, который использовался и в ККЛ, исследованных в настоящей работе. Структура была рассчитана на генерацию излучения в области 3 ТГц (при $B = 0$) и исследовалась в стационарных магнитных полях до 31 Тл. В этой работе помимо повышения выходной мощности и снижения порогового тока при приложении магнитного поля > 16 Тл были продемонстрированы „переключение“ генерации на переходы между другими рабочими уровнями и перестройка частоты излучения с 3 ТГц в область 0.7–1 ТГц. Аналогичный по характеру результат „переключения“ генерации с 3 ТГц на диапазон 0.7–1.4 ТГц в значительно более доступных магнитных полях до 8–10 Тл при низких температурах был получен в работе [21] в структуре со „ступенчатыми“ КЯ в активной области. Наконец, следует отметить работу [22], в которой в ККЛ с „резонансно-фононным“ дизайном с 3 КЯ GaAs/AlGaAs на период наблюдалась двухчастотная генерация вблизи 3.4 и 3.8 ТГц, при этом введение магнитного поля до 8 Тл плавно сдвигало „центр тяжести“ спектра в высокочастотную область. В заключение обзора отметим, что в приведенных исследованиях ККЛ с „резонансно-фононным“ дизайном исследования осцилляций характеристик ККЛ в магнитном поле не проводились.

2. Методика эксперимента

Исследуемые ККЛ были спроектированы в структуре с двойным металлическим волноводом (ДМВ). Постростовая технология изготовления полосковых лазеров с ДМВ Au–Au подробно описана в работе [23]. Характерная ширина полоска составляла 100 мкм. Методом скальвания были сформированы полосковые лазеры, длина полоска составляла 1–3 мм. Из-за большого коэффициента отражения терагерцового излучения от сколотых граней, $R \sim 80$ –85%, в продольном направлении лазерных полосков возникает сильная обратная связь, что формирует резонатор Фабри-Перо. Выколотые полосковые ТГц ККЛ были смонтированы на теплоотводы типа „С-mount“; электрический контакт осуществлялся путем приваривания к верхнему полюску нескольких золотых проволок диаметром 30 мкм, распределенных равномерно по всей длине полоска.

Исследуемый ККЛ располагался в заливном гелиевом криостате непосредственно в жидком гелии ($T = 4.2$ К) в центре сверхпроводящего соленоида. Магнитное поле было направлено перпендикулярно слоям структуры (параллельно току) так, что направление выхода излучения лазера было перпендикулярно магнитному полю (в горизонтальном направлении). С помощью зеркала излучение направлялось вверх по световоду из полированной трубки из нержавеющей стали диаметром 18 мм. Измерения проводились в импульсном режиме (длительность импульса 1–2 мкс, частота повторения 100–200 Гц). Для питания структур использовался специально изготовленный электронный ключ, позволяю-

ший получать импульсы заданных длительности, скважности и амплитуды, а также измерять подаваемое напряжение и ток, проходящий через лазер. При измерениях зависимостей интегральной интенсивности излучения ККЛ от тока накачки ($L-I$ -характеристики) или от магнитного поля ($L-B$ -характеристики) излучение детектировалось примесным фотоприемником Ge:Ga, вставляемым сверху в световод криостата. Фотоприемник располагался на достаточном удалении от торца свехпроводящего соленоида для исключения влияния рассеянного магнитного поля на его чувствительность (что проверялось независимым экспериментом). При измерениях вольт-амперных характеристик (ВАХ) и интегральных зависимостей излучения ККЛ от тока или магнитного поля сигналы, пропорциональные амплитуде импульсов напряжения, тока и сигнала с приемника регистрировались 4-канальным цифровым осциллографом Tektronics TDS 3034 и записывались в память ЭВМ при автоматической развертке. При развертке магнитного поля в память ЭВМ также записывался цифровой сигнал с блока питания свехпроводящего соленоида. Характерная максимальная мощность излучения составляла несколько милливольт. При исследовании спектров излучения ККЛ в магнитных полях излучение с помощью поворотного зеркала заводилось в фурье-спектрометр BRUKER Vertex 80v, работающий в режиме пошагового сканирования. С выхода спектрометра излучение по аналогичному световоду из трубки из нержавеющей стали заводилось в транспортный гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40, где детектировалось таким же примесным фотоприемником Ge:Ga.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены результаты исследований ККЛ № 1 с „резонансно-фононным“ дизайном активной области с тремя КЯ в каскаде. Структура выращивалась методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), результаты исследования этого ККЛ в нулевом магнитном поле представлены в работе [24]. Генерация наблюдалась на 2–3 модах резонатора Фабри-Перо с центральной частотой ~ 3.3 ТГц. На рисунке видно, что характерные особенности на ВАХ вблизи 2.8–3.2 А и 3.6–4.2 А совпадают с началом и концом области интенсивной генерации при всех магнитных полях. В момент возникновения лазерной генерации увеличивается скорость роста тока с напряжением, что связано с уменьшением времени жизни электронов на верхнем лазерном уровне. Такое влияние стимулированных оптических переходов на электронный транспорт указывает на достаточно высокую квантовую эффективность прибора. Напротив, „выключение“ стимулированного излучения приводит к замедлению роста тока с напряжением. Из рис. 1 видно, что приложение магнитного поля приводит к сдвигу как связанных с лазерной генерацией особенностей на ВАХ, так и зоны генерации в область меньших токов.

Уменьшение порогового тока с ростом магнитного поля связано, очевидно, с „нульмеризацией“ состояний, что приводит к подавлению паразитного рассеяния и увеличению времени жизни носителей на верхнем лазерном уровне. Сужение зоны интенсивной генерации со стороны высоких токов, скорее всего, связано с уменьшением уширения верхнего лазерного уровня и более быстрым (по сравнению со случаем $B = 0$) его рассогласованием с уровнем инжектора с ростом тока и, соответственно, напряжения на каскаде.

Аналогичные результаты были получены при исследовании ККЛ № 2 с 3 КЯ в каскаде, изготовленном из гетероструктуры, также выращенной методом МПЭ по дизайну, описанному в работе [25], где частота излучения составляла 3.9 ТГц, а генерация наблюдалась до $T = 186$ К. В нашем случае частота основной моды составляла 4.08 ТГц, а не 3.9 ТГц, как в работе [25].

На рис. 2 представлены результаты исследований ККЛ № 2 в магнитных полях до 5 Тл. Как и в случае

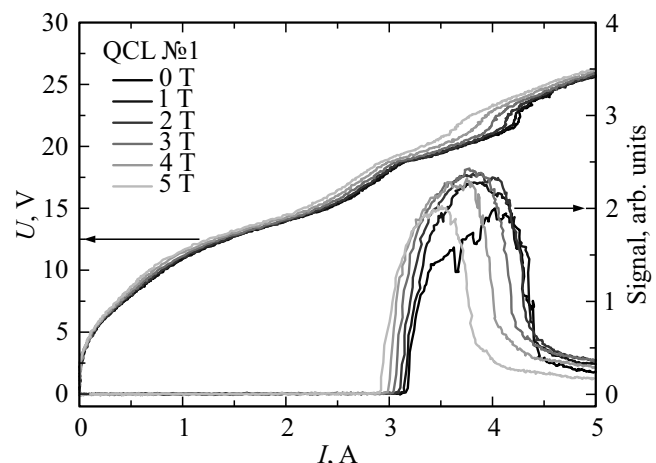


Рис. 1. ВАХ и $L-I$ -характеристики ККЛ № 1 в магнитных полях от 0 до 5 Тл. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

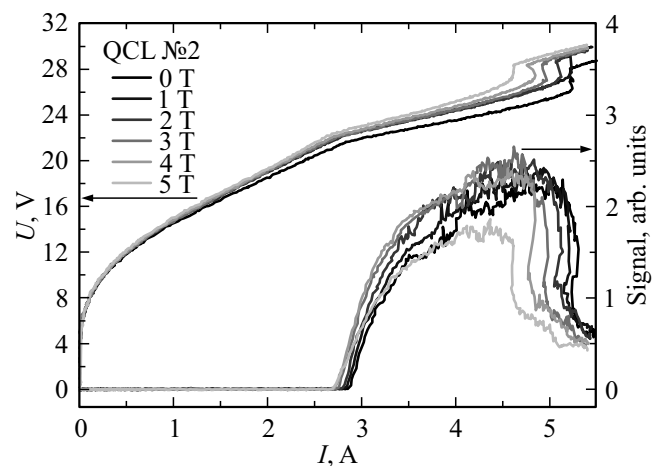


Рис. 2. ВАХ и $L-I$ -характеристики ККЛ № 2 в магнитных полях от 0 до 5 Тл.

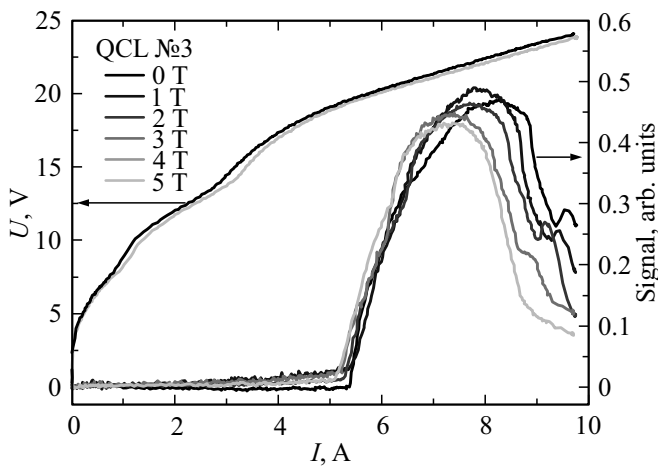


Рис. 3. ВАХ и L - I -характеристики ККЛ № 3 в магнитных полях от 0 до 5 Тл.

ККЛ № 1, на ВАХ наблюдаются характерные особенности, соответствующие токам, при которых начинается и спадает генерация. Так же, как и в предыдущем случае, приложение магнитного поля приводит к сдвигу как особенностей на ВАХ, так и зоны генерации в область меньших токов, т. е. к уменьшению порогового тока.

Перейдем теперь к описанию результатов исследований ККЛ с 4-янным дизайном. Структуры этих лазеров конструировались таким образом, чтобы обеспечить возможность излучения двух фотонов при прохождении электроном одного каскада структуры [26,27]. В таком „двухфотонном“ дизайне между верхним (u) и нижним (l) рабочими уровнями помещен промежуточный/средний (m) уровень, так что инверсия населенностей между верхним и нижним уровнями „размещается“ на два лазерных перехода: $u \rightarrow m$ и $m \rightarrow l$. В более общем случае, когда не происходит полного выравнивания рабочих уровней и уровней инжектора (i) и экстрактора (e) возможны 4 излучательных пере-

хода: $u \rightarrow m$, $i \rightarrow m$, $m \rightarrow l$ и $m \rightarrow e$. Гетероструктуры ККЛ № 3 и № 4 выращивались методом газовой фазной эпитаксии [28]. Выполненные по развитой в работе [29] методике, расчеты зонной схемы и спектров усиления в линейном и нелинейном режимах показали, что при рабочем напряжении на каскаде (67.0 мВ) усиление в гетероструктуре ККЛ № 3 имеет место на переходах между уровнями инжектора и среднего уровня ($i \rightarrow m$) и со среднего на нижний лазерный уровень ($m \rightarrow l$), частоты которых ~ 3.7 ТГц. Уровень u при таком смещении находится выше уровня инжектора i и населенность его невелика. Переходу $u \rightarrow m$ соответствует высокочастотный пик (4.46 ТГц) в спектре усиления, который в нелинейном режиме подавляется за счет доминирования генерации на низкочастотном пике. Как будет показано далее, генерация в ККЛ № 3 действительно наблюдается на частоте 3.7 ТГц.

На рис. 3 представлены результаты исследований ККЛ № 3 в магнитных полях до 5 Тл. В отличие от описанных выше ККЛ № 1 и № 2 ВАХ ККЛ № 3 не имеет особенностей в области токов от 5.2 до 10 А, соответствующих зоне генерации. В то же время, как и в предыдущих случаях, при наложении магнитного поля пороговый ток слегка уменьшается, а также наблюдалось заметное падение интенсивности генерации со стороны больших токов при наложении магнитного поля.

На рис. 4 представлены зависимости интенсивности излучения от магнитного поля ККЛ № 3 и № 4 при различных значениях тока. Рассчитанный спектр усиления ККЛ № 4 содержит два максимума на частотах 2.8 и 3.9 ТГц, отвечающих переходам $m \rightarrow l$ и $u \rightarrow m$ соответственно. В эксперименте частота наиболее интенсивной моды составляла 3.8 ТГц, что близко к расчетному значению 3.9 ТГц для переходов на средний уровень m . Низкочастотная генерация вблизи 2.8 ТГц на переходах со среднего уровня не наблюдалась. Как видно из рис. 4, a, b , в обоих случаях практически при всех

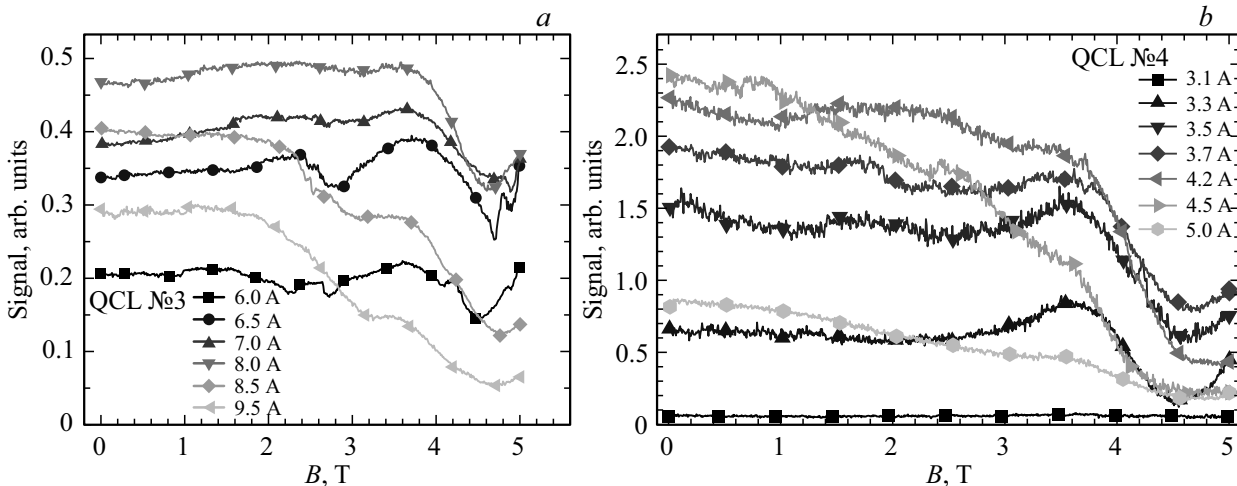


Рис. 4. L - B -характеристики ККЛ № 3 (a) и № 4 (b) при различных значениях тока.

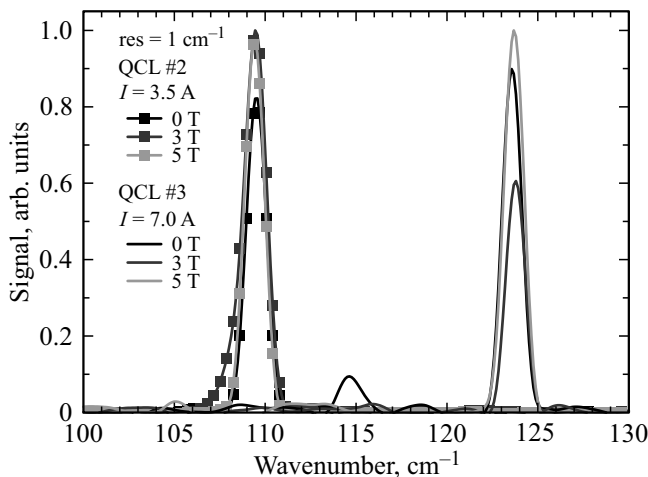


Рис. 5. Спектры излучения ККЛ № 2 ($I = 3.5$ А) и № 3 ($I = 7.0$ А) в нулевом магнитном поле и в полях 3 и 5 Тл, измеренные со спектральным разрешением 1 см^{-1} .

тока наблюдается выраженный минимум интенсивности излучения ККЛ в одном и том же магнитном поле $B = 4.7$ Тл. Соответствующее значение циклотронной энергии составляет

$$\hbar\omega_c = eB/m^*c = 7.85 \text{ мэВ}.$$

Удвоенная величина циклотронной энергии $2\hbar\omega_c = 15.7$ мэВ совпадает с энергией кванта, соответствующей положению основной линии в спектре излучения ККЛ № 4 (3.8 ТГц, 15.7 мэВ) и близка (с учетом ширины минимума при $B = 4.7$ Тл на рис. 4, а) к энергии кванта, соответствующей положению основной линии в спектре излучения ККЛ № 3 (3.7 ТГц, 15.3 мэВ). Таким образом, этот минимум можно с уверенностью связать с пересечением 2-го уровня Ландау с нижних рабочих уровней ККЛ для наблюдаемых переходов с нулевыми уровнями Ландау верхних рабочих уровней, приводящим к резонансному рассеянию и снижению населенностей верхних лазерных уровней (ср. с данными работы [13]).

На рис. 5 представлены спектры излучения ККЛ № 2 (с 3 КЯ в каскаде) и № 3 (с 4 КЯ в каскаде), измеренные с разрешением 1 см^{-1} в нулевом магнитном поле и в магнитных полях 3 и 5 Тл. Как видно из рисунка, наложение магнитного поля до 5 Тл не приводит к перестройке спектра излучения — генерация происходит на тех же переходах, что и при $B = 0$ в отличие от работ [18–22], где в более сильных магнитных полях 8–30 Тл наблюдалось переключение генерации на более низкочастотные переходы.

4. Заключение

Исследование вольт-амперных ($I-V$) и излучательных ($L-I$) характеристик при гелиевой температуре ККЛ терагерцового диапазона, изготовленных в России, показало, что приложение магнитного поля приводит к

уменьшению пороговых токов, обусловленному нульмеризацией состояний и уменьшением паразитного рассеяния. Наблюдалось также сужение зоны интенсивной генерации со стороны больших токов при приложении поля, которое, возможно, также связано с сужением верхнего лазерного уровня в магнитном поле и его рассогласованием с уровнем инжектора с ростом тока/напряжения. Для ККЛ с „резонансно-фононным“ дизайном (опустошение нижнего лазерного уровня осуществляется за счет резонансного испускания оптического фона) в зависимостях интенсивности излучения от магнитного поля впервые наблюдался характерный минимум в магнитных полях, в которых удвоенная циклотронная энергия сравнивается с энергией кванта излучения, что указывает на включение резонансного рассеяния при пересечении 2-го уровня Ландау, относящегося к нижнему лазерному уровню, с нулевым уровнем Ландау, относящимся к верхнему лазерному уровню.

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 Российского научного фонда № 23-19-00436 (измерение спектров излучения ККЛ).

Благодарности

Авторы признательны А.А. Афоненко, Д.В. Ушакову и Р.А. Хабибуллину за полезные обсуждения результатов работы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale. *Opt. Express*, **23**, 5167 (2015).
- [2] M.S. Vitiello, A. Tredicucci. *Adv. Phys.*: X, **6**, 1893809 (2021)
- [3] Y. Bai, S.R. Darvish, S. Slivken, W. Zhang, A. Evans, J. Nguyen, M. Razeghi. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 101105 (2008).
- [4] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F. Rossi. *Nature*, **417**, 156 (2002).
- [5] L. Ajili, G. Scalari, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, G. Davies. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3986 (2004).
- [6] B.S. Williams. *Nature Photonics*, **1**, 517 (2007).
- [7] A. Khalatpour, M. C. Tam, S. J. Addamane, J. Reno, Z. Wasilewski, Q. Hu. *Appl. Phys. Lett.*, **122**, 161101 (2023).
- [8] X. Wang, C. Shen, T. Jiang, Zh. Zhan, Q. Deng, W. Li, W. Wu, N. Yang, W. Chu, S. Duan. *AIP Advances*, **6**, 075210 (2016).
- [9] Y. Jin, J.L. Reno, S. Kumar. *Optica*, **7**, 708 (2020).
- [10] W. Terashima, H. Hirayama. *Proc. SPIE*, **9483**, 948304 (2015).

- [11] C. Becker, C. Sirtori, O. Drachenko, V. Rylkov, D. Smirnov, J. Leotin. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 2941 (2002).
- [12] D. Smirnov, C. Becker, O. Drachenko, V.V. Rylkov, H. Page, J. Leotin, C. Sirtori. *Phys. Rev. B*, **66**, 121305(R) (2002).
- [13] 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).
- [14] G. Scalari, S. Blaser, L. Ajili, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, G. Davies. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3453 (2003).
- [15] 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).
- [16] G. Scalari, S. Blaser, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, G. Davies. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 237403 (2004).
- [17] 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).
- [18] G. Scalari, C. Walther, J. Faist, H. Beere, D. Ritchie. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 141102 (2006).
- [19] G. Scalari, C. Walther, M. Fischer, R. Terazzi, H. Beere, D. Ritchie, J. Faist. *Laser & Photon. Rev.*, **3**, 45 (2009).
- [20] A. Wade, G. Fedorov, D. Smirnov, S. Kumar, B.S. Williams, Q. Hu, J.L. Reno. *Nature Photonics*, **3**, 41 (2009).
- [21] G. Scalari, D. Turčinková, J. Lloyd-Hughes, M.I. Amanti, M. Fischer, M. Beck. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 081110 (2010).
- [22] M.A. Kainz, S. Schönhuber, B. Limbacher, A.M. Andrews, H. Detz, G. Strasser, G. Bastard, K. Unterrainer. *Appl. Phys. Lett.*, **114**, 191104 (2019).
- [23] 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).
- [24] Р.А. Хабибуллин, К.В. Маремьянин, Д.С. Пономарев, Р.Р. Галиев, А.А. Зайцев, А.И. Данилов, И.С. Васильевский, А.Н. Винниченко, А.Н. Клочков, А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко. *ФТП*, **55**, 989 (2021).
- [25] S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 131105 (2009).
- [26] В.И. Гавриленко. *Тез. докл. Росс. конф. и школа молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники „Фотоника 2023“* (Новосибирск, Россия, 2023) с. 26.
- [27] M.A. Talukder, P. Dean, E.H. Linfield, A.G. Davies. *Opt. Express*, **30**, 31785 (2022).
- [28] Т.А. Багаев, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А.И. Данилов, Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Зайцев, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко, Р.Р. Галиев, А.Ю. Павлов, С.С. Пушкарев, Д.С. Пономарев, Р.А.Хабибуллин. *Письма ЖТФ*, **48** (10), 16 (2022).
- [29] 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).

Редактор А.Н. Смирнов

THz quantum cascade lasers in magnetic fields

V.I. Gavrilenko^{1,2}, D.I. Kuritsyn¹, M.A. Fadeev¹,
A.V. Antonov¹, A.A. Yantser^{1,2}, K.A. Kovalevskij^{1,2},
S.V. Morozov^{1,2}, A.A. Dubinov^{1,2}, R.Kh. Zhukavin¹

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

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

Abstract The current-voltage and emission characteristics of quantum cascade lasers of the range 3.3–3.7 THz, manufactured in Russia, were measured in magnetic fields up to 5 Tesla at helium temperature. When a magnetic field was applied, a decrease in threshold currents and a narrowing of the zone of intense generation from high currents side were observed. In the dependences of the radiation intensity on the magnetic field, a characteristic minimum was observed in magnetic fields in which the doubled cyclotron energy is compared with the energy of the radiation quantum, which indicates the inclusion of resonant scattering when the 2nd Landau level, related to the lower laser level, crosses the zero Landau level, related to the upper laser one.