

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

А.В.Антонов¹, В.И.Гавриленко¹, А.В.Иконников¹, К.В. Маремьянин¹,
А.А. Ластовкин¹, С.В.Морозов¹, Д.В.Ушаков², Ю.Г.Садофьев³, N. Samal³

¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

²Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

³Trion Technology, Tempe, AZ 85281, USA

Введение

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) являются компактными, эффективными полупроводниковыми источниками излучения в среднем ИК и терагерцовом диапазонах. В среднем ИК диапазоне эти приборы могут работать в непрерывном режиме при комнатной температуре, причем мощность излучения может превышать 1 Вт [1]. В терагерцовой области частот наибольшие достигнутые рабочие температуры составляют 117 К в непрерывном режиме [2] и 178 К при импульсной накачке [3]. Мощность излучения ККЛ в диапазоне частот 3 – 4.5 ТГц достигает 100 мВт, однако, при продвижении от 3 к 1 ТГц выходные мощности и рабочие температуры существенно снижаются, что связано с различными физическими ограничениями. Со стороны высоких частот рабочий диапазон терагерцовых ККЛ ограничен полосой остаточных лучей в GaAs – материале, на основе которого в настоящее время изготавливаются все известные ККЛ этого диапазона. Поэтому разностороннее детальное исследование подобных структур с различными параметрами по-прежнему является актуальным.

Настоящая работа посвящена теоретическому расчету волновых функций и энергий переходов квантово-каскадных структур, а также детальному исследованию ВАХ, спектров и токовых зависимостей интенсивности излучения ККЛ терагерцового диапазона. Показана возможность применения этих лазеров для спектроскопии мелких примесей в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах.

Исследуемые структуры

Исследуемые ККЛ, изготовленные фирмой «Trion Technology» (г.Темпе, Аризона, США), были выполнены в виде полосковой мезоструктуры с характерными шириной около 100 микрон и длиной 1-2 мм. Дизайн структур соответствовал описанному в работе [4], инверсия населенности достигалась за счет туннелирования электронов из инжектора на верхний рабочий уровень и опустошения нижнего рабочего уровня за счет резонансного рассеяния с испусканием оптических фононов. Для

уменьшения потерь ККЛ помещался в двойной металлический полосковый волновод. Структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs. Активная область структуры ККЛ состоит из повторяющихся (около 180 периодов) наборов из четырех квантовых ям (КЯ) GaAs, разделенных барьерами $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$. Самая широкая квантовая яма в каждом периоде, в которой происходит испускание оптических фононов, легировалась примесью *n*-типа с концентрацией $1.9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Рост структуры начинался с буферного слоя GaAs толщиной 400 нм. Далее выращивался слой $\text{Al}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{As}$, который в дальнейшем использовался при создании двойного металлического полоскового волновода в качестве стоп-слоя при стравливании подложки. После завершения роста структуры ККЛ на поверхность последовательно термически напылялись слои металлов Ta/Ni/Sn/Au. Выращенную структуру помещали на проводящую подложку-носитель из GaAs, на поверхность которой были нанесены такие же металлические слои, и сращивали методом термокомпрессионного сжатия. Затем исходную подложку сошлифовывали до остаточной тощины 60 - 100 мкм и стравливали до стоп-слоя и, после удаления стоп слоя, сверху формировали полосковую топологию Ti/Au омических контактов методами фотолитографии и испарения металлов в вакууме, с последующим сухим травлением мезы до нижнего слоя металлизации. Полосковые электроды использовались как маска для травления мезы. В результате структура толщиной около 10 мкм оказывалась ограниченной двумя металлическими слоями, являющимися обкладками полоскового волновода. Далее методом фотолитографии формировались полосы шириной около 100 мкм, и выкалывались лазерные чипы длиной 1-2 мм, зеркала резонатора были образованы сколами в кристаллографическом направлении [110]. Лазеры монтировались на медный хладопровод, являющийся нижним контактом к структуре.

В настоящей работе исследовались структуры двух типов с различающимися параметрами, излучающие в области 3 ТГц и 4,3 ТГц.

Расчет

Процедура численного расчета энергетических спектров и оптических переходов ККЛ включала в себя следующие этапы: определение уровней энергии и волновых функций, расчет матричных элементов дипольных переходов, вычисление скоростей рассеяния на оптических фононах и электрон-электронного рассеяния, определение поверхностных концентраций носителей заряда и квазиуровней Ферми, соответствующих энергетическим подзонам, из системы замкнутых балансных уравнений [5] и расчет

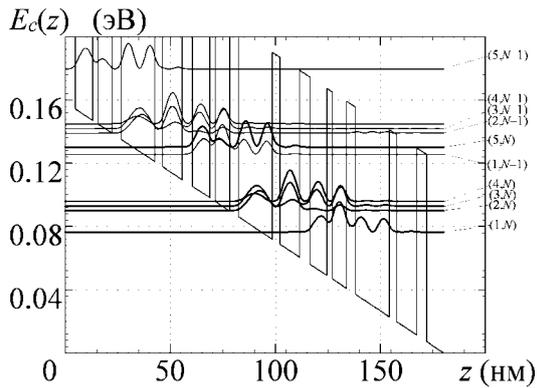


Рис. 1. Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов квантовой каскадной структуры, находящейся в электрическом поле $E = 8.8 \cdot 10^5$ В/м

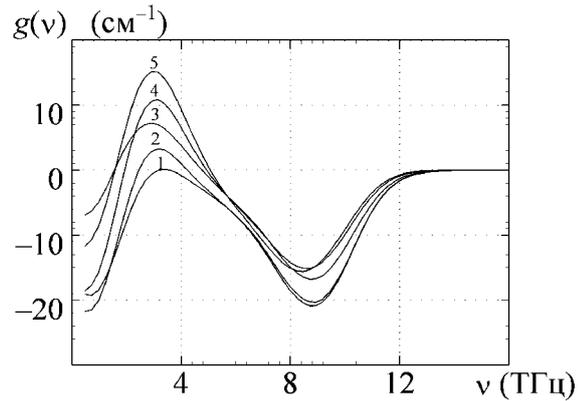


Рис. 2. Спектры усиления при различных значениях напряженности электрического поля: $E = 8.0 \cdot 10^5(1)$, $8.2 \cdot 10^5(2)$, $8.4 \cdot 10^5(3)$, $8.6 \cdot 10^5(4)$ и $8.8 \cdot 10^5$ В/м (5)

спектров усиления [6]. Вычисления зонной диаграммы, уровней энергии и волновых функций проводились путем численного решения уравнения Шредингера на основе метода передаточной матрицы в расширенной модели Бастарда с учетом координатной и энергетической зависимости эффективной массы электронов [7]. При этом, высота потенциальных барьеров в зоне проводимости полагалась равной $\Delta E_c = 0.118$ эВ, а рассчитанные значения эффективных масс носителей заряда составляли $m^* = 0.075 m_0$ для барьерных слоев $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ и $m^* = 0.067 m_0$ для квантовых ям GaAs.

На рис. 1 представлены результаты расчета энергетического спектра в зоне проводимости и квадраты модулей волновых функций электронов, рассчитанные для двух каскадов в электрическом поле близком к оптимальному для работы лазера, а на рис. 2 - спектры усиления для 5-ти различных напряженностей поля. Толщины слоев GaAs/AlGaAs в периоде слева направо, начиная с широкой КЯ составляют (в нм): /16.09/3.66/9.36/4.78/ 8.20/2.620/6.79/4.25. Учитывались оптические переходы между электронными уровнями в каждом периоде и между периодами. Инжекция носителей осуществляется на верхние рабочие уровни $(N-1)$ -го каскада $(3, N-1)$ и $(2, N-1)$ за счет туннелирования из уровня $(4, N-1)$ инжекционной КЯ. Оптические переходы происходят между рабочими уровнями $(3, N-1)$ и $(5, N)$, а также $(2, N-1)$ и $(1, N-1)$. Причем первая пара уровней обладает большими значениями матричных элементов дипольных переходов: $z_{(3, N-1), (5, N)} = 4.9$ нм, тогда как $z_{(2, N-1), (1, N-1)} = 0.7$ нм. Для обеспечения инверсии населенностей между уровнями зонная схема каскада подобрана таким образом, что энергетический зазор между

уровнями $(5, N)$ и $(4, N)$ и уровнями $(1, N-1)$ и $(3, N)$ близок к энергии продольного оптического фона в GaAs. Как видно из рис. 2, при таком дизайне и заданном электрическом поле усиление имеет место на частоте около 3 ТГц, соответствующей расстоянию между рабочими уровнями $(3, N-1)$ и $(5, N)$, а также $(2, N-1)$ и $(1, N-1)$.

Методика эксперимента

Измерения проводились при низких температурах $T = 7-150$ К, лазер размещался в вакууме на медном хладопроводе в гелиевом криостате замкнутого цикла DISPLEX DE-202S. Блок управления температуры криостата замкнутого цикла позволял выставлять и поддерживать автоматически заданную температуру и контролировать ее с помощью термодатчика, расположенного на хладопроводе. Все измерения проводились в импульсном режиме. Для питания лазеров использовался электронный ключ, позволяющий получать импульсы заданной длительности, скважности и амплитуды, а также измерять напряжение и ток, проходящий через лазер. Для измерения амплитуды импульсов (напряжения, тока, сигнала излучения) использовался двухканальный стробинтегратор (бокскар) фирмы Stanford Research Systems (два блока SR250). Постоянное напряжение с выхода каждого из каналов оцифровывалось с помощью блока АЦП SR245 и записывалось в ЭВМ.

При измерениях токовых зависимостей интенсивности излучения использовался примесный фотоприемник Ge:Ga, который располагался в жидком гелии в транспортном сосуде Дьюара. Излучение лазера подводилось к приемнику по световоду из полированной трубки из нержавеющей стали. Сигнал с приемника, усиленный широкополосным усилителем, также поступал на вход стробинтегратора. Для записи спектров излучения использовался фурье-спектрометр BRUKER Vertex 80v с возможностью работы в режиме пошагового сканирования. В последнем случае протектированный сигнал излучения с выхода стробинтегратора подавался на АЦП фурье-спектрометра. Максимальное разрешение спектрометра составляло 0.2 см^{-1} .

Для демонстрации возможности применения лазеров для спектроскопии полупроводников исследовалась примесная фотопроводимость объемного материала n -GaAs и гетероструктуры p -Ge/GeSi. Терагерцовое излучение лазера с помощью световода заводилось в криостат со сверхпроводящим магнитом, в центре которого располагался исследуемый образец.

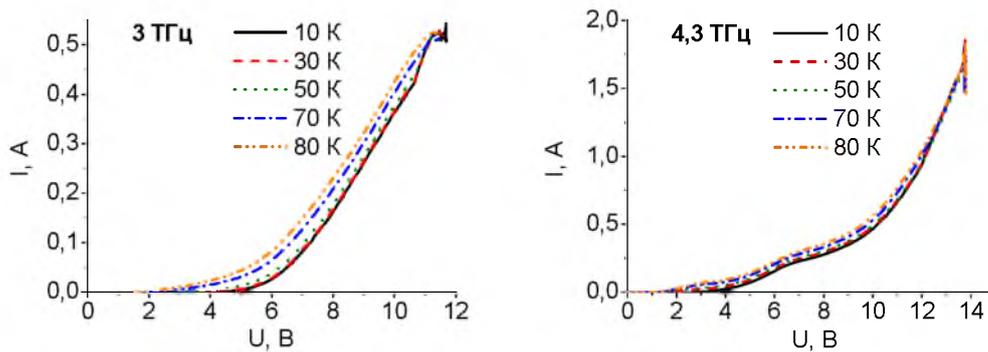


Рис. 3. ВАХ ККЛ диапазона 3 ТГц (а) и диапазона 4,3 ТГц лазера (б), измеренные при различных температурах.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Типичные вольт-амперные характеристики (ВАХ) для ККЛ двух типов (диапазонов 3 ТГц и 4.3 ТГц), измеренные при различных температурах представлены на рис. 3. Как видно из рис. 3а, заметный ток в этом лазере при низких температурах возникает при приложении напряжения более 4 В, что соответствует выстраиванию уровней, обеспечивающему протекание тока через каскад структуры за счет инжекции на уровни $(5, N)$ и $(1, N-1)$ (рис. 1). Структуры этого типа характеризовались очень высоким омическим сопротивлением, достигавшим 10 МОм даже при комнатной температуре, что свидетельствует об отсутствии паразитных каналов протекания тока. При повышении температуры до 80 К рост тока начинается уже при приложенном напряжении порядка 2 В, что связано очевидно с термической активацией носителей на вышележащие уровни. Начиная с напряжения 6 В при всех температурах начинается участок линейного роста тока, связываемый с протеканием тока через структуру за счет инжекции на верхний рабочий уровень $(3, N-1)$. Наконец, в конце линейного участка (примерно при 10 В) при низких температурах наблюдается резкий излом ВАХ, соответствующий (как показали дальнейшие измерения) возникновению лазерного излучения. Этот рост тока естественно связать с уменьшением времени жизни носителей на уровне $(3, N-1)$ за счет стимулированного излучения фотонов при переходах $(3, N-1) - (5, N)$. При дальнейшем росте напряжения наблюдается насыщение и даже некоторый спад тока, связанное с рассогласованием уровня инжектора и верхнего рабочего уровня $(3, N-1)$.

Для лазеров диапазона 4,3 ТГц (рис. 3б), в целом, ВАХ имеет те же особенности, что и у лазера диапазона 3 ТГц (рис. 3а). Однако все исследованные лазеры этого типа характеризовались существенно меньшим (порядка 10 кОм) сопротивлением при комнатной температуре, что сви-

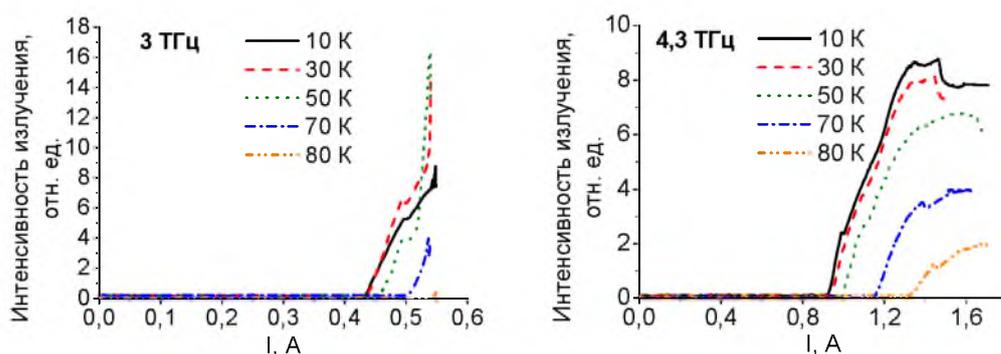


Рис. 4. Токвые зависимости интегральных интенсивностей излучения ККЛ диапазонов 3 ТГц (а) и 4,3 ТГц (б), измеренные при различных температурах.

детельствует о наличии паразитных каналов протекания тока. Особенности ВАХ вблизи 2 В и 6 В мы по-прежнему связываем с протеканием тока за счет инжекции на уровни $(5, N)$ и $(1, N-1)$, а наблюдаемую вблизи этих значений напряжений тенденцию к насыщению ВАХ – с рассогласованием указанных выше уровней и уровня инжектора при дальнейшем росте напряжения. Наконец, при напряжении свыше 12 В наблюдается некоторое «укручение» ВАХ, связанное, как и в предыдущем случае, с возникновением стимулированного излучения. ВАХ не измерена при напряжениях свыше 14 В, поскольку в этой области наблюдается падение тока (т.е. имеет место отрицательная дифференциальная проводимость – ОДП), и возникают низкочастотные токовые неустойчивости, приводящие в выходу лазера из строя.

Зависимости интегральной интенсивности излучения при различных температурах для ККЛ показаны на рис. 4. Для лазера диапазона 3 ТГц (рис. 4а) при низких температурах лазерное излучение возникало при токе 0.46 А, что как раз соответствует излому на ВАХ (рис. 3а), и росло при дальнейшем увеличении тока. При температурах до 50 К на зависимостях видна особенность при токе порядка 0,5 А, после чего наблюдался участок более быстрого роста интенсивности излучения, что, скорее всего, связано с изменением его модового состава. При достижении максимального значения тока, соответствующего началу области ОДП, наблюдался срыв интенсивности излучения. Излучательные характеристики лазера не претерпевали существенных изменений вплоть до 50 К, после чего наблюдалось заметное снижение интенсивности излучения, что очевидно связано в первую очередь с уменьшением времени жизни электронов на верхнем рабочем уровне $(3, N-1)$ (рис. 1) за счет возросшей частоты рассеяния электронов на акустических фонах. Максимальная рабочая температура данного образца лазера составляла около 80 К. Полученные значения критического тока и максимальной температуры

вполне сопоставимы с лучшими представленными в литературе величинами для лазеров 3 ТГц диапазона с двойным металлическим волноводом [2].

Для лазера диапазона 4.3 ТГц (рис. 4б) при низких температурах величина порогового тока составляет 0.92 А и растет при повышении температуры до 1.3 А. При приближении к области ОДП интенсивность излучения достигала максимальных значений. Излучательные характеристики лазера не претерпевали существенных изменений вплоть до 40-50 К, после чего интенсивность излучения падала с температурой. Максимальная рабочая температура данного образца лазера составляла свыше 80 К. Оценка мощности излучения, детектируемого фотоприемником Ge:Ga, исходя из типичной величины вольтваттной чувствительности последнего 1000 В/Вт, дает величину 0.3 мВт, что с учетом потерь в тракте позволяет оценить выходную мощность лазера на уровне 1 мВт.

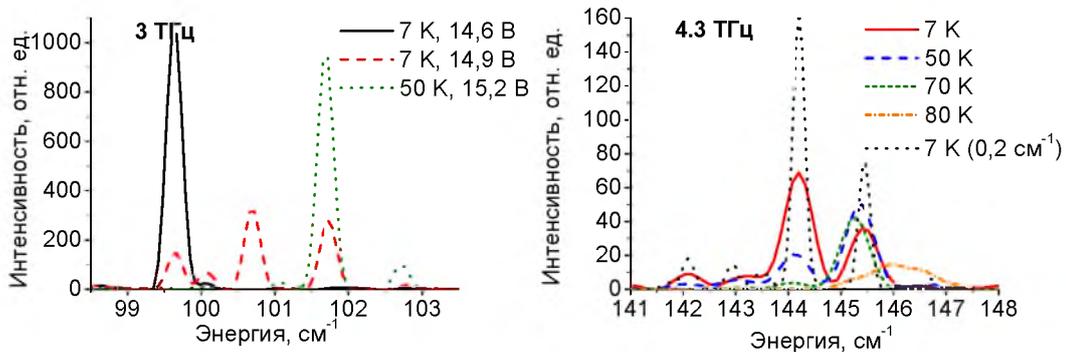


Рис. 5. Спектры излучения ККЛ диапазонов 3 ТГц (а) и 4,3 ТГц (б). Для первого лазера спектры измерены с разрешением $0,2 \text{ см}^{-1}$, для второго – с разрешением $0,5 \text{ см}^{-1}$ (кроме последнего спектра). Во втором случае спектры снимались при одном и том же токе через лазер (1.4 А) при разных температурах

На рис. 5 представлены спектры излучения для обоих типов лазеров, измеренные при различных температурах. Для лазера диапазона 3 ТГц (рис. 5а) спектры были сняты с предельным разрешением спектрометра – $0,2 \text{ см}^{-1}$. Хорошо видно, что при низкой температуре (7 К) при напряжении на лазере 14,6 В в спектре присутствует одна линия с максимумом $99,6 \text{ см}^{-1}$ (2,99 ТГц), что хорошо согласуется с результатами расчета. При большем напряжении на лазере (14,9 В) в спектре излучения наблюдаются еще несколько линий, смещенных в область больших энергий. Наиболее мощные линии расположены эквидистантно, и расстояние между ними соответствует, очевидно, расстоянию между продольными модами резонатора. По всей видимости, эффект смещения полосы генерации в коротковолновую область связан с разогревом лазера, вызванным увели-

чением напряжения и тока. Это подтверждается и исследованиями спектров излучения при различных температурах. Как видно из рис. 5а при температуре 50 К основная линия в спектре также смещается в сторону больших энергий.

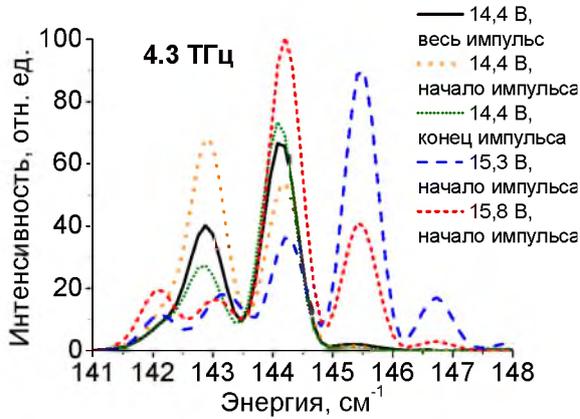


Рис. 6. Спектры излучения лазера диапазона 4,3 ТГц, измеренные с разрешением 0,5 см⁻¹ при температуре 7 К при различных положениях (по времени) импульса выборки (строба) относительно импульса излучения для трех значений приложенного напряжения.

Наиболее детально эффект перестройки спектра излучения ККЛ с разогревом в высокочастотную область прослежен для лазера диапазона 4,3 ТГц. На рис. 5б представлены спектры излучения при различных температурах при одинаковом токе через лазер - 1.4 А. Видно, что в спектре излучения присутствуют две основные спектральные линии на частотах вблизи 144 см⁻¹ и 145.5 см⁻¹, что соответствует 4.3 ТГц. Расстояние между этими и другими более слабыми спектральными линиями также соответствует расстоянию между продольными модами резонатора. При увеличении температуры,

кроме уже отмечавшегося падения интенсивности излучения, наблюдается «перекачка» интенсивности из низкочастотной в более высокочастотную моду. Данный эффект можно объяснить как падением усиления, так и возросшим поглощением электромагнитного излучения в лазере на свободных носителях, которое, как известно, растет пропорционально квадрату длины волны. В совокупности оба фактора приводят к тому, что максимум коэффициента усиления должен сдвигаться в область более высоких частот, что и наблюдается для обоих типов лазеров.

В работе были также получены спектры излучения ККЛ диапазона 4,3 ТГц при различных значениях приложенного напряжения и в различные моменты времени импульса излучения лазера (рис. 6). Первые три кривые получены при напряжении 14,4 В. Первая кривая представляет собой спектр излучения, усредненный по большей части импульса излучения (что соответствует условию измерения спектров на рис. 5б). Для этого длительность выборки на строб-интеграторе выбиралась почти равной длительности импульса излучения. Второй и третий спектры измерены при длительности строба в 3 раза меньшей, при этом второй спектр соответствует начальному участку импульса излучения, а третий – концу им-

пульса. Хорошо видно, что «интегральный» спектр является, по сути, суперпозицией второго и третьего спектров. Из сопоставления последних видно, что концу импульса излучения происходит «перекачка» интенсивности из низкочастотной в высокочастотную моду, что может быть связано с разогревом активной области в течение импульса излучения. К подобному же эффекту приводит и увеличение тока через лазер (см. также рис. 5а). Второй, четвертый и пятый спектры измерены в начальный момент импульса излучения при напряжениях на лазере 14,4 В, 15,3 В и 15,8 В соответственно. Видно, что с ростом напряжения происходит последовательное увеличение интенсивности высокочастотных мод и падение интенсивностей низкочастотных, что также скорее всего связано с разогревом лазера. Другой возможной причиной высокочастотного сдвига спектра при увеличении тока, а значит и электрического поля в структуре, является «раздвижка» рабочих уровней 5 и 4 (рис. 1а), «относящихся» к соседним квантовым ямам, за счет увеличения падения напряжения на разделяющем их барьере. В результате соответственно увеличивается частота рабочего перехода, что приводит к смещению линии усиления и спектра излучения лазера.

Для демонстрации возможности применения лазеров для задач спектроскопии в качестве «тестовых» структур использовались толстая эпитаксиальная пленка *n*-GaAs, а также гетероструктура *p*-Ge/GeSi #306а (см. [8]). На рис. 7а представлена зависимость фотоотклика *n*-GaAs от величины магнитного поля. В спектре фотопроводимости наблюдается линия, связанная с фотовозбуждением мелких доноров и соответствующая переходу $1s \rightarrow 3p^+$ [8]. Для гетероструктуры *p*-Ge/GeSi положение обнаруженного пика в районе 5Т (рис. 7б) хорошо соответствует наблюдаемому ранее [9] примесному переходу $1s \rightarrow 2p^+$ для мелких акцепторов в центре квантовой ямы Ge.

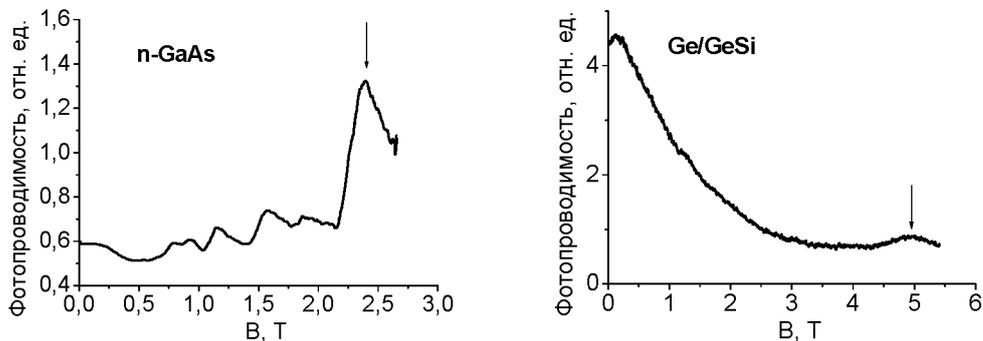


Рис. 7. Зависимости фотопроводимости в структурах *n*-GaAs (а) и Ge/GeSi (б) от магнитного поля, измеренные с помощью ККЛ диапазона 3 ТГц

Заклучение

Рассчитаны энергетические уровни, волновые функций и энергии переходов в квантовых каскадных структурах, измерены ВАХ в импульсном режиме при $T = 7 - 90$ К и выделены участки, соответствующие различным каналам протекания тока. Измерены токовые зависимости интенсивности излучения ККЛ и определены максимальные рабочие температуры исследуемых ККЛ, достигающие 85 К. Измерены спектры излучения ККЛ при различных температурах. Обнаружен эффект «перекачки» интенсивности из низкочастотных в высокочастотные моды при росте тока и времени задержки выборки сигнала, который объясняется разогревом образца в течение импульса тока. Продемонстрировано использование ККЛ для регистрации сигнала примесной фотопроводимости в полупроводниковых структурах.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского и Российского фондов фундаментальных исследований (проекты Ф08Р-119 и 08-02-90054).

1. *Bai Y., Darvish S.R., Slivken S., Zhang W., Evans A., Nguen J., Razeghi M.* Appl. Phys. Lett. **92**, 101105 (2008).
2. *Williams B.S.* // Nature Photonics – 2007. - Vol.1. - P. 517.
3. *Belkin M.A., Fan J.A., Hormoz S., Capasso F., Khanna S.P., Lachab M., Davies A.G., Linfield E.H.* OPTICS EXPRESS **16**, 3242 (2008)
4. *Williams B.S., Callebaut H., Kumar S., Hu Q., Reno J.L.* Appl. Phys. Lett. **82**, 1015 (2003).
5. *Ушаков Д.В., Манак И.С.* Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104. С. 846–851.
6. *Ушаков Д.В., Манак И.С.* ЖПС. 2007. Т. 74. С. 801–804.
7. *Yoo K.H., Ram-Mohan L.R., Nelson D.F.* // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. № 17. P. 12808–12813.
8. *Гавриленко В.И., Ерофеева И.В., Коротков А.Л., Красильник З.Ф., Кузнецов О.А., Молдавская М.Д., Никонов В.В., Парамонов Л.В.* Письма ЖЭТФ, **65**, 194 (1997).
9. *Stillman G.E., Wolfe C.M., Dimmock J.O.* In: Semiconductors and Semimetals, vol. 12 Infrared Detectors II (Academic Press, NY 1997), p.169.