

# Терагерцовая люминесценция гетероструктур на основе GaAs с квантовыми ямами при оптическом возбуждении доноров

© Н.А. Бекин, Р.Х. Жукавин, К.А. Ковалевский, С.Г. Павлов, Б.Н. Звонков\*, Е.А. Ускова\*, В.Н. Шастин<sup>†</sup>

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

\* Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета,  
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 1 июня 2004 г. Принята к печати 14 июня 2004 г.)

Исследовано спонтанное излучение селективно легированных гетероструктур GaAs/InGaAs:Si и GaAs/InGaAsP:Si в терагерцовом диапазоне частот ( $\sim 3\text{--}3.5$  ТГц) на переходах между состояниями двумерной подзоны и донорного центра (Si) при возбуждении излучением CO<sub>2</sub>-лазера и температуре жидкого гелия. Показана возможность создания инверсии населенности и усиления в активном слое до  $100\text{--}300\text{ см}^{-1}$  в многослойных структурах с квантовыми ямами (50 периодов) с концентрацией легирующих центров  $N_D \approx 10^{11}\text{ см}^{-2}$  при плотности потока возбуждения  $10^{23}$  квант/см<sup>2</sup>·с.

## 1. Введение

Впервые возможность использования квантово-размерных гетероструктур для достижения эффекта стимулированного излучения при внутризонном оптическом возбуждении была показана в работе [1]. Лазерный эффект на длине волны  $\lambda = 15.5$  мкм наблюдался на межподзонных переходах двумерных (2D) электронов квантовых ям GaAs в структурах GaAs/AlGaAs с использованием четырехуровневой схемы возбуждения излучением CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 9.7$  мкм). При этом нижний уровень рабочего перехода быстро (за время  $0.5 \cdot 10^{-12}$  с) опустошался излучением оптических фононов, а для верхнего уровня процесс релаксации на оптических фононах был несколько подавлен (время  $0.7 \cdot 10^{-12}$  с) тем, что вовлеченные в безызлучательный переход состояния 2D электронов были разнесены не только в координатном пространстве, но и пространстве волновых векторов. К сожалению, продолжения данное направление исследований не получило и явилось эпизодом на фоне исследований квантово-каскадных лазеров (см., например, [2]) с токовым возбуждением, которые используют тот же принцип формирования активной среды, но в условиях так называемого вертикального транспорта электронов. Данная экспериментальная работа является первым шагом в исследовании возможности формирования инверсной населенности и получения эффектов усиления на примесно-зонных переходах в гетероструктурах с квантовыми ямами, и мы используем оптическое возбуждение, так как это значительно упрощает конструкцию необходимых гетероструктур.

Следует отметить, что эффекты стимулированного излучения на внутривентровых переходах мелких доноров при их оптическом возбуждении уже получены в объемном полупроводнике — кремнии [3]. Однако расширение подобных исследований на квантово-размерные гетероструктуры с селективным легированием представляется важным по причине того, что процессы резонансного

туннелирования позволяют реализовать токовое возбуждение инвертированных распределений электронов как на внутривентровых, так и на примесно-зонных оптических переходах. При этом благодаря количественным характеристикам спектров состояний мелких примесных центров и, что немаловажно, малости решеточного поглощения гетероструктуры Si/SiGe представляют наибольший интерес. Разумеется, наличие разрывов зон, встроенная деформация, большая концентрация легирующих центров и другие особенности искусственных сред пониженной размерности привносят усложнения и не позволяют слепо копировать то, что уже получено на объемном материале. Однако они не могут дать преимущества, связанные с возможной целенаправленной модификацией состояний носителей заряда. Учитывая фактор доступности технологии и стремясь к упрощению объектов исследований, мы выбрали селективно легированные кремнием многослойные гетероструктуры GaAs/InGaAs и InGaAsP/GaAs с квантовыми ямами, которые содержали одну, иногда две (если мелкая квантовая яма встраивалась в область барьеров) подзоны размерного квантования. При этом спектр состояний подбирался так, чтобы межподзонные излучательные переходы не играли существенной роли и оптические переходы между 2D континуумом и основным состоянием кулоновского центра определяли фотоиндуцированное излучение, которое лежит в терагерцовом диапазоне частот. При интерпретации данных ключевая роль отводилась сравнению результатов, полученных на различных структурах, отличающихся концентрацией центров легирования и их пространственным распределением между квантовыми ямами и барьерами.

## 2. Эксперимент

Оптическая схема измерений представлена на рис. 1. В качестве источника накачки применялся обычный отпаянный CO<sub>2</sub>-лазер с продольным разрядом, который работал в режиме активной модуляции добротности, обеспечивая пиковую мощность до 2 кВт в импульсе

<sup>†</sup> E-mail: shastin@ipm.sci-nnov.ru

Таблица 1. Параметры гетероструктур  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 

Номер структуры	Ширина, нм/Содержание In, x			$n_s, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	Расположение примеси		
	Глубокая квантовая яма	Барьер	Мелкая квантовая яма		Глубокая квантовая яма	Барьер	Мелкая квантовая яма
3120	7/0.17	4/0	14/0.05	2.2	—	—	Селект.
3121	7/0.17	4/0	14/0.05	4.7	$\delta$	—	Селект.
3122	7/0.17	4/0	14/0.05	2.5	$\delta$	—	—
3123	7/0.17	22/0	—	2.4	—	Селект.	—
3124	7/0.17	22/0	—	5.1	$\delta$	Селект.	—
4167	7/0.17	22/0	—	1.3	—	Селект.	—
4169	7/0.17	4/0	14/0.05	1.5	—	—	Селект.

Примечание. Селект. — селективное легирование

Таблица 2. Параметры гетероструктур  $\text{In}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}_{0.86}\text{P}_{0.14}/\text{GaAs}$ 

Номер структуры	Ширина, нм		$n_s, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	Расположение примеси	
	Квантовая яма	Барьер		Квантовая яма	Барьер
4157	7	20	0.21	—	—
4159	7	20	0.7	$\delta$	—
4160	7	20	0.44	$\delta$	—
4161	7	20	1.1	—	Селективное легирование

длительностью 300 нс. При измерении вольт-амперных характеристик (ВАХ) и фототока использовался синхронизируемый импульсный источник напряжения длительностью 10 мкс, что позволяло избежать нежелательного перегрева исследуемых образцов. Данные регистрировались на цифровом осциллографе и усреднялись по 1024 реализациям. Излучение наблюдалось с торца структур, имевших размеры  $0.5 \times 0.7 \times 0.04 \text{ см}^3$ , при их охлаждении жидким гелием и при оптическом возбуждении излучением  $\text{CO}_2$ -лазера с длиной волны 10.6 мкм, распространяющимся вдоль слоев роста в направлении узкой (0.5 см) грани. Характерная длина поглощения излучения накачки для структур GaAs/InGaAs с 50 пе-

риодами оценивается как 0.4 см при уровне легирования  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  на период. Для детектирования терагерцового излучения использовался охлаждаемый жидким гелием Ge:Ga-фотоприемник, который был защищен от рассеянного излучения накачки сапфировым фильтром. На выходе фотоприемника для повышения чувствительности измерений ставился усилитель с полосой усиления 1 МГц.

Исследуемые образцы (см. табл. 1, табл. 2) были выращены на полуизолирующей подложке GaAs толщиной 0.04 см методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металлорганических соединений).

Измеренная подвижность электронов во всех структурах была GaAs/InGaAs близка к  $4 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при комнатной температуре и несколько возрастала, до  $\sim (6-8) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , при гелиевых температурах.

Результаты измерений темновых ВАХ и фототока для структур 3122, 3123, в которых легировались либо только квантовые ямы, либо только барьеры, в зависимости от прикладываемого в их плоскости напряжения представлены на рис. 2, 3 соответственно. Аналогичные результаты были получены и на всех других перечисленных образцах. Из темновых ВАХ можно заключить, что подвижность электронов слабо возрастала с ростом приложенного поля, а концентрация свободных (делокализованных) электронов была велика даже в условиях гелиевых температур для структур всех типов, хотя при легировании только квантовых ям она была явно меньше. При этом по ВАХ видно, что области пробоя локализованных состояний доноров значительно размыты. Заметим, что в приближении изолированного кулоновского центра энергия связи доноров при легировании

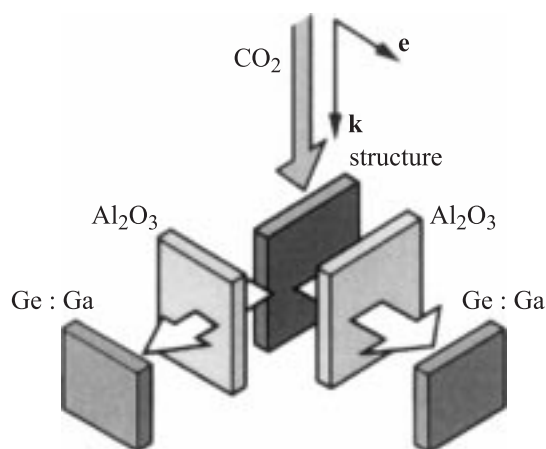
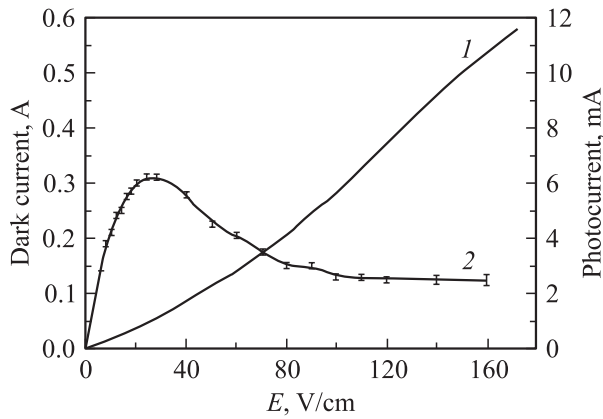
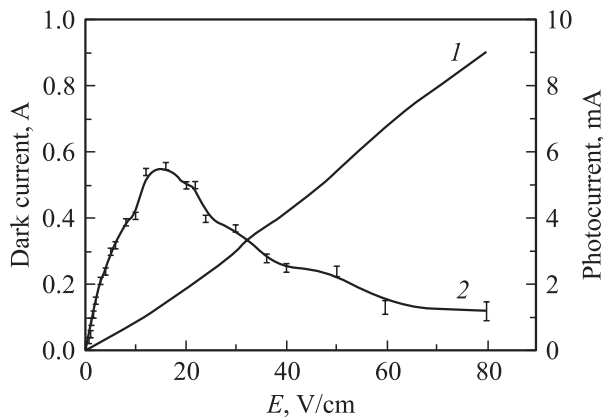


Рис. 1. Оптическая схема измерения спонтанного излучения.  $\mathbf{k}$  — вектор распространения электромагнитной волны,  $\mathbf{e}$  — вектор поляризации.



**Рис. 2.** Зависимость темного тока (1) и фототока (2) от приложенного электрического поля  $E$  при максимальной интенсивности накачки излучением  $\text{CO}_2$ -лазера для структуры 3122.



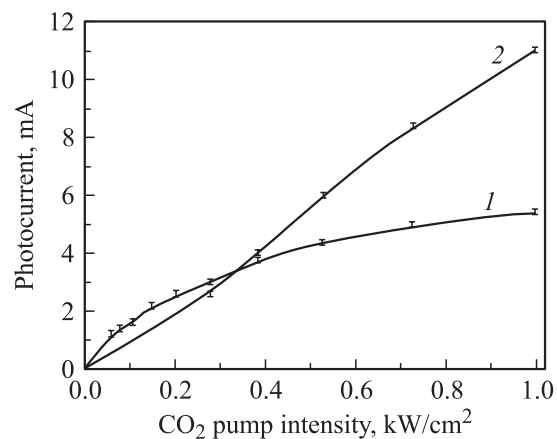
**Рис. 3.** Зависимость темного тока (1) и фототока (2) от приложенного электрического поля  $E$  при максимальной интенсивности накачки излучением  $\text{CO}_2$ -лазера для структуры 3123.

квантовых ям (их центральной части) близка к 10 мэВ, а при легировании барьеров в структурах (табл. 1) не превышает 3–4 мэВ. При температуре  $\sim 4.2$  К этого вполне достаточно для вымораживания проводимости, и ее присутствие связано с сильным концентрационным уширением связанных состояний и их частичным перекрытием с 2D континуумом (делокализацией). Данные измерений фототока в зависимости от приложенного напряжения подтверждают такую точку зрения.

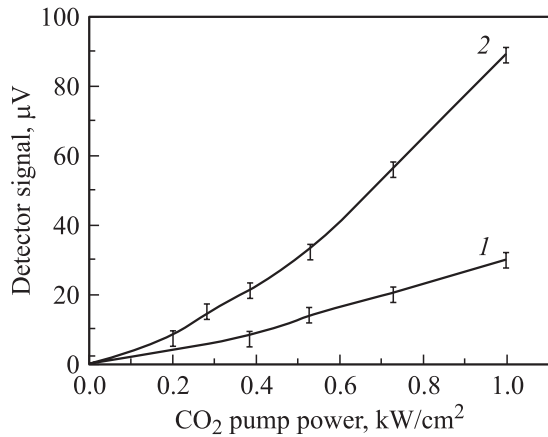
Результаты измерений фототока также представлены на рис. 2 и 3. Фототок связан с возбуждением электронов в 2D подзону размерного квантования с локализованных состояний доноров. Сечение фотоионизации оценивается нами на уровне  $\sim 10^{-14}$  см<sup>2</sup> (см. далее). Другими параметрами, определяющими значение фототока, являются подвижность 2D электронов, сечение их захвата на заряженный кулоновский центр и скорость ударной ионизации локализованных состояний. В полях, превышающих поле пробоя донорных центров, как видно из представленных результатов измерений, наблю-

дается уменьшение фототока. Строгий количественный анализ населенностей достаточно сложен и требует использования методов численного моделирования, что выходит за рамки данной публикации. Однако сравнение данных, полученных на образцах с различным типом и разным уровнем легирования, позволяет сделать некоторые выводы. Так, по ширине максимума кривой фототока и ее зависимости от параметров структур можно сделать вывод о том, что связанные состояния доноров образуют широкую зону локализованных состояний и ее ширина увеличивается с ростом концентрации легирующих центров. При этом концентрация локализованных состояний возрастает не пропорционально концентрации вводимых доноров и не превышает  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>, даже при легировании квантовых ям, по причине уширения спектра энергий связанных состояний нейтральных донорных центров и делокализации части из них неоднородным полем расположенных рядом заряженных доноров и акцепторов. Кроме того, из токовых измерений можно сделать вывод о большом уровне остаточного легирования ( $\sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) в исследовавшихся структурах, который приводит к росту темновой проводимости и дополнительному фототоку, что особенно заметно при относительно малом ( $\sim 10^{10}$  см<sup>-2</sup>) уровне концентрации целенаправленно вводимых центров.

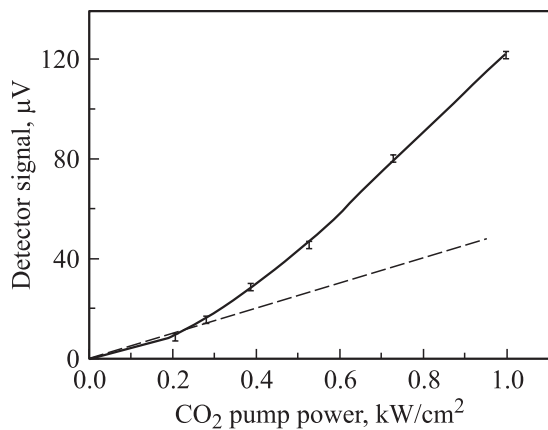
Важной особенностью фототока является его насыщение при интенсивности возбуждения  $I > 0.4$  кВт/см<sup>2</sup> (рис. 4). Это наблюдалось во всех структурах GaAs/InGaAs при малом приложенном поле, но в характерных полях пробоя и выше насыщение пропало. Данный результат свидетельствует о том, что скорость захвата 2D электронов на кулоновские заряженные центры без разогрева носителей заряда внешним электрическим полем не превышает  $\nu \approx 10^8$  с<sup>-1</sup> и определяется испусканием не столько акустических, сколько оптических фононов энергичными электронами из „хвоста“ функции распределения, который поддерживается благодаря электрон-электронным столкновениям. Приведенная оценка получена в предположении, что сечение фотоионизации доноров в структурах



**Рис. 4.** Зависимость фототока от интенсивности накачки излучением  $\text{CO}_2$ -лазера для структуры 3123 при значениях приложенного электрического поля 4 (1) и 20 В/см (2).



**Рис. 5.** Зависимость интенсивности спонтанного излучения от интенсивности накачки излучением CO<sub>2</sub>-лазера для структуры 3123 при регистрации с плоскости структуры (1) и с торца структуры (2).



**Рис. 6.** Зависимость интенсивности спонтанного излучения от интенсивности накачки излучением CO<sub>2</sub>-лазера для структуры 3122 при регистрации с торца структуры (сплошная линия) и экстраполяция линейной зависимости (штриховая линия).

GaAs/InGaAs близко к  $10^{-14}$  см<sup>2</sup>. В полях, превышающих поля пробоя, определяющую роль в ионизации доноров играют столкновения с ними разогретых электронов, что увеличивает скорость ионизации центров, и зависимость величины фототока от интенсивности накачки становится линейной. С другой стороны, должен возрасти и темп рекомбинации через излучение оптических фононов. Отмеченные факторы позволяют понять основные особенности полученных зависимостей фототока. В структурах GaAs/InGaAsP, в которых разрыв зоны проводимости составлял  $\sim 10$  мэВ, зависимости фототока от приложенного напряжения были ближе к линейным, что может быть связано с меньшим раза в 2 значением сечения фотовозбуждения. Данные по измерению фототока важны и использовались в полной мере при интерпретации результатов по излучению гетероструктур.

Спонтанное излучение в терагерцовом диапазоне частот наблюдалось на всех перечисленных в табл. 1

структурах, и его интенсивность в пределах точности измерений была пропорциональна концентрации легирующих центров с небольшим отличием для образцов с различным распределением легирования по слоям гетероструктуры. Максимум интенсивности излучения, в пересчете на один донор, отмечался в структурах с легированными квантовыми ямами и барьерами, а минимум — в структурах, в которых легировались только барьеры. Типичные зависимости интенсивности терагерцового излучения от мощности фотонакачки приведены на рис. 5 и 6. Обращает на себя внимание суперлинейный характер такой зависимости. Это оказалось наиболее выраженным для образцов 3122, 3123 и практически отсутствовало (в пределах точности измерений) для образцов с уровнем легирования  $\sim 10^{10}$  см<sup>-2</sup> или при регистрации терагерцового излучения с плоскости структуры. С помощью охлаждаемых гелием фильтров из КРС-5 и плавленого кварца было установлено, что диапазон излучаемых фотонов лежит в интервале 12–14 мэВ.

Мы полагаем, что наблюдаемое спонтанное излучение связано с оптическими переходами 2D электронов из нижней подзоны размерного квантования ямы на локализованные состояния ионизированных доноров, а суперлинейная зависимость интенсивности спонтанного излучения от мощности накачки отражает наличие эффекта усиления на этих переходах с наблюдаемым при интенсивности излучения накачки  $P \approx 1$  кВт/см<sup>2</sup> коэффициентом усиления  $\alpha_{\text{eff}} \approx 0.5$  см<sup>-1</sup>. При оценках принималось, что  $I = I_0 \exp(\alpha_{\text{eff}} d_{\text{eff}})$ , где  $d_{\text{eff}}$  — эффективная оптическая толщина, а  $I_0$  — эффективное значение интенсивности спонтанного излучения. Параметр  $d_{\text{eff}}$  нам точно не известен и принимался равным длине образца ( $\sim 1$  см). Не исключено, что он может быть в 2–3 раза больше из-за эффектов внутреннего переотражения выходящего излучения. Другая особенность электродинамики структур появляется в связи с толстой подложкой из полуизолирующего GaAs (0.04 см). Поглощением терагерцового излучения в этой подложке можно пренебречь, так как при гелиевых температурах в отмеченном диапазоне частот оно не превышает  $0.5$  см<sup>-1</sup> [4], но фактор перекрытия активной среды и формируемого подложкой волновода мал и составляет лишь  $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ , что существенно уменьшает значение наблюдаемого коэффициента усиления. При этом пересчитанный коэффициент усиления активного слоя оказывается достаточно большим,  $\alpha \approx 250$  см<sup>-1</sup> (накачка  $P \approx 1$  кВт/см<sup>2</sup>), что, как можно заметить, превышает опубликованные данные по этому параметру для квантово-каскадного лазера [5], работающего на близких частотах.

Таким образом, оптическое возбуждение нейтральных доноров кремния в исследованных структурах InGaAs/GaAs и InGaAsP/GaAs с селективным легированием приводит к явно выраженным эффектам усиления на оптических переходах электронов из 2D континуума на локализованные состояния положительно заряженных донорных центров. Добавим, что каких-либо поляризационных эффектов по излучению накачки обнаружить

не удалось. Последнее требует дополнительной проверки и могло быть связано с деполяризацией излучения накачки в оптическом тракте.

Для анализа экспериментальных данных были проведены расчеты локализованных и 2D состояний электронов в структурах рассматриваемого типа. При этом использовалось приближение изолированного кулоновского центра. Как уже отмечалось выше, в исследованных структурах это является довольно грубым подходом, но упрощенная модель (см. далее) позволила получить необходимые ориентиры для значений уровней энергий и сечений оптических переходов для локализованных, квазилокализованных (резонансных) и свободных 2D состояний квантовых ям.

### 3. Теория

При расчетах использовался метод разложения по волновым функциям электрона в невозмущенной потенциальной примеси квантовой яме [6,7]. При этом, поскольку в исследуемых структурах расстояние между подзонами в квантовых ямах значительно превышает энергию связи донора, вкладом трехмерного (3D) континуума в волновые функции локализованных состояний доноров пренебрегалось. Это приближение, если интервал энергий от минимума подзоны до границы 3D континуума превышает энергию связи донора, остается допустимым и для случая квантовой ямы с одной подзоной.

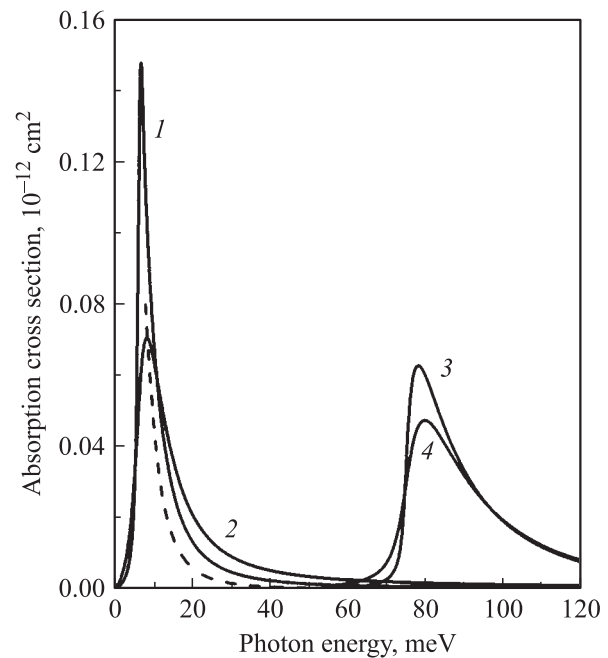
При вычислении сечения поглощения инфракрасного (ИК) излучения сделаны следующие упрощения. Во-первых, пренебрегалось модификацией состояний 3D континуума кулоновским потенциалом (при расчетах сечения фотоионизации квантовых ям). Во-вторых, уширение линий поглощения учитывалось тем, что при использовании золотого правила Ферми  $\delta$ -функция Дирака, отвечающая за сохранение энергии при оптических переходах, заменялась функцией Лоренца  $\pi^{-1}\Gamma/[(E_f - E_i - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2]$ , где  $E_i$  и  $E_f$  — энергии начального и конечного состояний электрона,  $\hbar\omega$  — энергия фотона,  $\Gamma$  — параметр уширения. Параметр  $\Gamma$  в отношении обсуждаемого эксперимента грубо отражает неоднородное уширение линий. Чтобы выяснить, в какой степени выбор  $\Gamma$  влияет на сечение поглощения ИК излучения в различных спектральных диапазонах, расчеты были сделаны для двух его значений, 1 и 3 мэВ, при положении донора в центре квантовой ямы (рис. 7). Кроме того, на рисунке показано сечение поглощения, вычисленное усреднением по положению доноров [8], распределенных вдоль оси роста гетероструктуры по закону Гаусса. Указанный метод учитывает только неоднородное уширение линий поглощения, возникающее вследствие зависимости спектра примеси от ее положения в квантовом слое.

В приведенных расчетах такой важный механизм уширения линий, как взаимное влияние примесных центров, не учитывался прямо, а поэтому результаты расчетов сечений поглощения носят сугубо оценочный характер.

В особенности это касается того диапазона частот, в котором наблюдалось излучение. Как видно из рис. 7, в этом диапазоне сечение поглощения сильно зависит от используемого параметра  $\Gamma$ . Расчет сечения оптических переходов, сделанный с учетом зависимости энергии ионизации центра от его положения в квантовой яме, (штриховая линия на рис. 7) дал близкие, хотя и несколько меньшие значения. Добавим, что для достаточно резких (с разбросом не более 2 нм) распределений примесей в направлении оси роста гетероструктуры сечение поглощения в диапазоне 10–20 мэВ слабо зависит от ширины слоя селективного легирования.

В диапазоне 60–120 мэВ сечение поглощения зависит от параметра  $\Gamma$  только вблизи порога фотоионизации квантовой ямы. В исследованных образцах энергия кванта излучения накачки ( $\hbar\omega = 117$  мэВ) заметно превышает указанный порог, поэтому рассчитанные величины сечений фотоионизации квантовых ям излучением  $\text{CO}_2$ -лазера имеют удовлетворительную точность.

Очень важно, что сечение внутризонного поглощения ИК излучения должно иметь резко выраженную поляризационную зависимость. Сечение поглощения излучения с вектором поляризации, перпендикулярным гетерогра-



**Рис. 7.** Сечение оптического поглощения на переходах из основного состояния донора в 2D и 3D состояния для циркулярно поляризованной в плоскости слоев (штриховая линия, 1, 2) и линейно поляризованной перпендикулярно слоям роста (3, 4) электромагнитной волны для структуры  $\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{As}/\text{GaAs}$  с легированной квантовой ямой  $\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{As}$  шириной 7 нм. Штриховая кривая — сечение фотоионизации в 2D состоянии доноров, распределенных по закону Гаусса симметрично относительно середины слоя с дисперсией 2 нм. Для сравнения показано сечение фотоионизации донора, расположенного в центре квантовой ямы, при однородном уширении его основного состояния  $\Gamma = 1$  мэВ (1, 3) и  $\Gamma = 3$  мэВ (2, 4).



ницам, сравнительно велико для энергий фотонов, которые примерно соответствуют расстоянию между подзонами или фотоионизации квантовой ямы. С учетом этого обстоятельства в проведенных экспериментах излучение CO<sub>2</sub>-лазера заводилось в торец гетероструктур для обеспечения эффективности оптического возбуждения.

Для частот, меньших чем частоты межподзонных переходов (в нашем случае это диапазон фотоиндуцированного излучения), эффекты оптических переходов, напротив, должны быть максимально выражены при поляризации электромагнитной волны в плоскости квантовой ямы. Здесь проявляется специфика 2D структур, когда пространственное ограничение в квантовой яме оказывает существенное влияние на волновые функции состояний электронов. В результате дипольные моменты, соответствующие оптическим переходам между локализованными состояниями и примесно-зонным переходом, выстраиваются почти строго вдоль квантовых слоев.

#### 4. Заключение

Представленные данные измерений указывают на возможности формирования инвертированной функции распределения электронов и связанных с ней эффектов усиления на примесно-зонных переходах донорных центров кремния в селективно легированных квантово-размерных структурах GaAs/InGaAs и InGaAsP/GaAs с квантовыми ямами при внутризонном оптическом возбуждении излучением CO<sub>2</sub>-лазера. Для достижения эффектов стимулированного излучения можно использовать резонатор на отражении от сколов структуры, но при этом необходимо увеличить фактор перекрытия активной среды с волноводной модой, поджав ее к гетероструктуре, чего можно достичь, используя специально выращиваемый для этого сильно легированный слой GaAs [9–11]. В заключение хотелось бы указать на вариант, когда оптическое возбуждение инвертированного распределения электронов на переходах с 2D состояний квантовых ям на локализованные состояния примесных центров можно заменить накачкой электрическим током в условиях резонансного туннелирования. Речь идет о многослойных структурах с  $\delta$ -легированием барьерных слоев, в которых резонансные состояния кулоновских центров расположены между двумя слабо связанными квантовыми ямами. В соответствующих схемах можно избежать сложной системы квантовых ям переменной толщины, что значительно усложняет конструкцию существующих квантово-каскадных лазеров на межподзонных переходах, и добиться большей эффективности процессов стимулированного излучения благодаря большому сечению усиления на рабочих переходах, а также уменьшению отрицательного фактора электрон-электронных столкновений.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 02-02-16790, 03-02-16775, РФФИ-ННИО № 03-02-04010, а также Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант № МК-2442.2003.02).

#### Список литературы

- [1] O. Gauhier-Lafaye, P. Boucaud, F.H. Julien, S. Sauvage, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz, V. Thierry-Mieg, R. Planel. *Appl. Phys. Lett.*, **71** (25), 3619 (1997).
- [2] J. Faist, F. Capasso, S. Sirtori, D. Sivco, A. Hutchinson, A. Cho. *Nature (London)*, **387**, 777 (1997).
- [3] V.N. Shastin, E.E. Orlova, R.Kh. Zhukavin, S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, H. Riemann. In: *Towards the First Silicon Laser*, ed. by L. Pavesi et al. (Kluwer Academic Publishers, 2003) p. 341.
- [4] C.J. Johnson, G.H. Sherman, R. Weil. *Appl. Optics*, **8**, 1667 (1969).
- [5] Rüdiger Köhler, Alessandro Tredicucci, Fabio Beltram, Harvey E. Beere, Edmund H. Linfield, A. Giles Davies, David A. Ritchie, Sukhdeep S. Dhillon, Carlo Sirtori. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 1518 (2003).
- [6] N.A. Bekin, L.V. Krasilnikova, S.G. Pavlov, V.N. Shastin. *Phys. Status Solidi C*, **0** (2), 661 (2003).
- [7] Н.А. Бекин. *Матер. совет. „Нанофотоника“* (Н. Новгород, 2004) с. 55.
- [8] R.L. Greene, K.K. Bajaj. *Phys. Rev. B*, **34**, 951 (1986).
- [9] M. Rochat, M. Beck, J. Faist, U. Oesterle. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 1967 (2001).
- [10] J. Ulrich, R. Zobl, N. Finger, K. Unterrainer, G. Strasser, E. Gornik. *Physica B*, **272**, 216 (1999).
- [11] C. Sirtori, A.A. Tredicucci, F. Capasso, J. Faist, D. Sivco, A. Hutchinson, A. Cho. *Optics Lett.*, **23**, 463 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

#### THz luminescence from GaAs based QW heterostructures under photoexcitation of donor centers

N.A. Bekin, R.Kh. Zhukavin, K.A. Kovalevsky, S.G. Pavlov, B.N. Zvonkov\*, E.A. Uskova\*, V.N. Shastin

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia  
\* Physico-Technical Research Institute,  
Nizhny Novgorod State University,  
603600 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** THz spontaneous emission ( $\sim 3\text{--}3.5$  THz) based on 2D-continuum—shallow donor (Si) states transitions has been investigated from both GaAs/InGaAs:Si and GaAs/InGaAsP:Si selectively doped heterostructures under CO<sub>2</sub> laser excitation at the liquid helium temperature. It is shown that the population inversion and the amplification with the coefficient up to  $100\text{--}300\text{ cm}^{-1}$  per active layer can be realized for the planar doping level  $N_D \approx 10^{11}\text{ cm}^{-2}$  in multilayer structures with 50 periods of quantum wells under the pump flux density  $10^{23}\text{ quant/cm}^2\cdot\text{s}$ .