

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
"Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского"

0.1 Содержание

- Введение
- Основные сведения об узкозонных HgCdTe структурах
 - Постановка задачи
 - Методы исследования
 - Исследуемые образцы
 - Анализ связи минимальной энергии Оже-рекомбинации и температуры прекращения генерации стимулированного излучения
 - Дизайн перспективных структур
- Заключение
- Список литературы

Одной из наиболее актуальных проблем современной прикладной физики является получение источников когерентного излучения терагерцового (THz) диапазона. Такие источники могли бы использоваться во множестве медицинских приложений, ввиду достаточно малого поглощения этого излучения тканями человека, что позволило бы разработать новые неинвазивные методы диагностики онкологии и иных заболеваний; другим возможным применением может стать спектроскопия сложных органических соединений, поскольку они имеют вращательные и колебательные степени свободы, имеющие соответствующие частоты лежащие именно в терагерцовом диапазоне.

В настоящее время имеется несколько способов генерации подобного излучения, которые, однако, имеют много недостатков. Одним из классов таких приборов являются квантово-каскадные лазеры (QCL). Они демонстрируют превосходные характеристики (высокий КПД, высокий уровень когерентности) в диапазоне 1-5 THz и выше 15 THz. Однако большая часть таких лазеров создается на основе полупроводников типа АЗВ5 (GaAs, PbSb или InP), которые имеют высокое поглощение на оптических фонах в диапазоне 5-15 THz. QCL на основе GaN подступают к спектральному диапазону 5 - 15 ТГц со стороны низких частот (относительно частот оптических фононов), но их рабочие характеристики требуют значительного улучшения [1].

Альтернативой QCL являются лазеры на основе межзонных переходов в узкозонных полупроводниковых структурах. Такие лазеры намного проще в изготовлении, а также могут излучать в диапазоне 5-15 THz. Однако ограничивающим фактором является процесс безызлучательной Оже-рекомбинации. При этом традиционно ожидается, что этот процесс рекомбинации будет весьма существенным.

Оже-рекомбинация представляет собой безызлучательный трёхчастичный процесс. По типу носителей заряда, участвующих в процессе он делится на ССВ и VVC процессы (процесс с участием двух электронов и дырки и процесс с двумя дырками и электроном соответственно). В ходе этого процесса пара носителей с противоположным зарядом взаимоуничтожается и передаёт энергию и импульс третьему. В силу выполнения законов сохранения этот процесс является пороговым. Поэтому температура сильно влияет на темп таких процессов, а значит и на эффективность лазеров.

Повлиять на это можно, варьируя материалы/структуры и изменяя тем самым дисперсионные соотношения в них. В частности, существуют законы дисперсии, в которых такие процессы принципиально запрещены законами сохранения (к примеру Дираковский или графеноподобный закон дисперсии), а возможны структуры, в которых энергетический порог таких эффектов стремится к нулю.

Спектральный диапазон 5 - 15 ТГц к настоящему моменту частично

перекрыт лишь диодными лазерами на основе халькогенидов свинца-олова, которые обеспечивают длины волн излучения вплоть до 46.5 мкм [2]. Фактор, который снижает эффективность оже-рекомбинации в PbSnSe(Te) [3], [4] - симметрия между законами дисперсии носителей в зоне проводимости и в валентной зоне. Однако их рабочие характеристики ограничены технологией роста: существуют труднопреодолимые проблемы в реализации квантовых ям (КЯ) для твердых растворов PbSnSe(Te) и остаточная концентрация носителей остается на высоком уровне 10^{17}cm^{-3} .

Существуют альтернативные полупроводниковые системы, которые позволяют приблизиться к «графеноподобному» закону дисперсии, но сохранить конечную ширину запрещенной зоны. Как было показано в многочисленных работах, одна из таких систем – гетероструктуры с КЯ на основе Hg(Cd)Te/CdHgTe. В отличие от графена, в структурах на основе HgCdTe (КРТ) с КЯ можно перестраивать ширину запрещенной зоны путем изменения ширины КЯ и содержания Cd в ней. Современная молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) обеспечивает высокое качество эпитаксиальных пленок КРТ не только на подложках CdZnTe, но и на «альтернативных» подложках GaAs. Высокое качество эпитаксиальных структур HgCdTe, выращенных на GaAs подложках, было подтверждено в ходе исследований фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ) в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах ($\lambda = 15\text{-}30\ \mu\text{m}$). Было получено стимулированное излучение (СИ) в КРТ структурах с КЯ на длине волны $\lambda = 19.5\ \mu\text{m}$, в то время как ранее лазерная генерация в HgCdTe была продемонстрирована лишь в коротковолновой области среднего инфракрасного диапазона спектра (на длинах волн $2\text{ - }5\ \mu\text{m}$). Для структур, рассчитанных на генерацию длинноволнового излучения, требуется рост толстых эпитаксиальных слоев (общей толщиной до 20 мкм) для реализации диэлектрического волновода. Целью работы настоящей работы было исследование длинноволнового СИ из подобных структур и выявление факторов, определяющие наблюдаемые характеристики СИ, и возможных путей подавления безызлучательной рекомбинации в таких структурах. В работе было продемонстрировано, что генерация СИ в таких структурах возможна. Тем не менее, профиль КЯ в волноводных структурах отличается от прямоугольного, что необходимо учитывать при анализе экспериментальных данных.

0.1.1 Методики измерений

Основным методом исследования образцов в данной работе является **измерение фотолюминисценции**. Поскольку основной задачей является получение твердотельных лазеров на основе HgCdTe наногетероструктур, работающих в разумном диапазоне температур (77-300K), при котором возможно функционирование лазера с охлаждением жидким азотом, оценка зависимости интенсивности вынужденного или спонтанного излучения в зависимости от температуры и внутренней структуры образцов представляет особый интерес.

Исследуемый образец помещается в вакуумный криостат ARS-Cryotech с гелиевым охлаждением и возможностью нагрева образцов до необходимой температуры в пределах 7 – 300K. Входное отверстие как правило закрывается ZnSe окном, что позволяло заводить внутрь накачку во всем требуемом диапазоне 600 nm – 15 μ m. На выходе же стояло окно из KRS-5, которое прозрачно в диапазоне 600 nm – 50 μ m.

Структуры облучались лазерами с длинами волн !!!... с мощностями !!!... соответственно. При этом лазеры были импульсными или искусственно модулировались механическим способом.

При этом использовался фурье спектрометр Bruker Vertex V80, в режиме пошагового сканирования. Этот режим позволяет передвигать зеркало спектрометра дискретно, что позволяет более точно его позиционировать тем самым повышая эффективное разрешение и снижая коэффициент сигнал/шум. Кроме того в силу устройства установки зеркало может колебаться некоторое время после установки размывая картину, во избежание этого съём сигнала происходил через некоторое время после позиционирования.

В качестве приемника использовался болометр производства IRLabs с высокой чувствительностью в диапазоне !!!... . Также некоторые измерения были произведены при помощи полупроводникового детектора на основе MCT (также производства IRLabs), позволяющего улавливать излучение в диапазоне ... – 16 μ m.

Во избежание паразитной засветки детекторов излучением накачки (интенсивность которого на много порядков превышало излучение как исследуемого спонтанного, так и вынужденного излучения образцов) использовался набор интерференционных и !!!... фильтров, позволяющий эффективно ослаблять излучение в неинтересующем нас диапазоне.

Для снижения влияния ЭМ наводок, а также для эффективного усиления использовались усилители напряжения Stanford SR560, включающие в себя регулируемые частотные фильтры 6db, 12db. Правильная настройка таких фильтров позволяет существенно повысить соотношение сигнал/шум, а также полностью

нейтрализовать гармоники 50 Hz, которые являются основной компонентой наведённого шума.

В случае импульсного режима накачки использовался синхродетектор Stanford SR850, его использование позволяет существенно снизить время измерения за счет отсутствия необходимости программного усреднения результатов измерения встроенного АЦП. Кроме того

Основным ПО при обработке спектров являлся Orus 7.0. В частности это позволяет записывать временно-разрешённые спектры, а также в существенной мере отфильтровать шумы посредством правильной обработки интерферограммы.

Иной важной техникой является **измерение фотопроводимости**. Этот метод позволяет с высокой степенью точности определять ширину запрещённой зоны полупроводниках, а также уровни размерного квантования в случае гетероструктур с квантовыми ямами. Это требуется для оценки содержания кадмия в барьерах и внутреннем пространстве квантовых ям, а также для проверки точности исполнения гетероструктуры в поперечном плоскости образца направлении.

Фурье спектрометр в данном случае работает в режиме непрерывного сканирования, а образец охлаждается иммерсивно. Для таких измерений важно исключить влияние спектра поглощения хладагента на результирующий спектр, для этого минимизируется расстояние от образца до фильтров, после которого в погружном устройстве следует вакуум.

Также требуется отметить, что в таком режиме измерений в силу конструктивных причин невозможно использовать вакуумированный криостат с возможностью плавной регулировки температуры, ввиду этого доступно всего лишь три варианта измерений: при комнатной температуре 300 K, при температуре кипения жидкого азота 77K и при температуре кипения жидкого гелия 8K. В данной технике измерений мы можем рассматривать образец, как своего рода приемник сигнала.

Ввиду технической сложности для присоединения контактов иными способами в экспериментах использовалась простая пайка с индиевым припоем (выбор обусловлен схожим с образцами коэффициентом линейного температурного расширения, что позволяет обеспечить надежный контакт с поверхностью полупроводника при любой температуре).

В качестве эталонного источника излучения в данном типе измерений использовался глобар - источник излучения среднего инфракрасного излучения, имеющий спектр, близкий к спектру абсолютно чёрного тела. Такая спектральная характеристика позволяет проводить точную нормировку сигнала с учетом сравнения ее с заведомой известной аппаратной функцией прибора.

Кроме вышеперечисленного оборудования использовался токовый усилитель Stanford SR570, который также

способен выдавать ток смещения. В силу специфики образцов мы можем считать их сопротивление линейным, поэтому полученный в результате измерений, сигнал не нуждается в дополнительной обработке.

0.1.2 Расчет минимальной энергии Оже-процесса

Одной из основных задач является увеличение времени жизни носителей заряда, для как можно большей эффективности процесса излучательной рекомбинации. В связи с этим важно иметь возможность оценить минимальную энергию, носителей, при которой возможен Оже-процесс.

Можно рассмотреть влияние Оже-рекомбинации на функцию распределения, как наличие трехчастичного интеграла столкновений, который, как известно имеет вид:

$$\text{St}_i[f_i, f_j](\vec{k}_i^{(2)}) = \int d^3\vec{k}_i^{(1)} \int d^3\vec{k}_i^{\prime(2)} \int d^3\vec{k}_j \left\{ -\omega(\vec{k}_i^{(1)}, \vec{k}_i^{(2)}, \vec{k}_j \rightarrow \vec{k}_i^{\prime(2)}) f_i(\vec{k}_i^{(1)}) f_i(\vec{k}_i^{(2)}) f_j(\vec{k}_j) (1 - f_i(\vec{k}_i^{\prime(2)})) + \omega(\vec{k}_i^{(1)}, \vec{k}_i^{\prime(2)}, \vec{k}_j \rightarrow \vec{k}_i^{(2)}) f_i(\vec{k}_i^{(1)}) f_i(\vec{k}_i^{\prime(2)}) f_j(\vec{k}_j) (1 - f_i(\vec{k}_i^{(2)})) \right\}; \quad (1)$$

Здесь i, j - два сорта квазичастиц. Необходимо отметить наличие связи частот перехода:

$$\omega(\vec{k}_i^{(1)}, \vec{k}_i^{(2)}, \vec{k}_j \rightarrow \vec{k}_i^{\prime(2)}) \propto \delta_3(\vec{k}_i^{(1)} + \vec{k}_i^{(2)} + \vec{k}_j - \vec{k}_i^{\prime(2)}) \cdot \delta(\varepsilon_i(\vec{k}_i^{(1)}) + \varepsilon_i(\vec{k}_i^{(2)}) + \varepsilon_j(\vec{k}_j) - \varepsilon_i(\vec{k}_i^{\prime(2)})) \quad (2)$$

Очевидно, что в общем виде эта задача сложна по нескольким причинам:

- амплитуда такого рассеяния может быть найдена как с помощью диаграммной техники Келдыша [5], так и с помощью метода последовательных приближений [6, 7], однако в обоих случаях имеется сильное расхождение теории и эксперимента [ссылка];
- подобные расчеты весьма вычислительно сложны и не могут быть использованы в поиске оптимального дизайна структуры.

Однако есть и куда более простой способ - отыскание порога Оже-процесса. С учетом наличия возможности расчета дисперсионного соотношения методом Кейна 8x8 [8] и наличия законов сохранения в таких процессах задача может быть сведена к оптимизации некой характеристической функции.

Рассмотрим некоторые общие свойства процесса в котором участвуют две квазичастицы типа i и одна типа j . В таком случае выберем три подзоны для i частиц (двух начальных и конечной), которым соответствуют импульсы $\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_f$ и дисперсионные соотношения $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_f$ и одну для частицы типа j , соответствующую \vec{k}_j, ε_j (подразумевается, что $\varepsilon_j \geq 0, \forall \vec{k}_j$). Будем оптимизировать (минимизировать) функцию, характеризующую "кинетическую" энергию частицы, оставшейся после участия в акте Оже-рекомбинации (что эквивалентно оптимизации "кинетической" энергии трех частиц до взаимодействия):

$$\varkappa = \varepsilon_f(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_j) - E_g. \quad (3)$$

С учетом условий:

Подставим закон сохранения импульса сразу и воспользуемся методом неопределённых множителей:

$$L = \varepsilon_f(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_j) - E_g + \lambda \cdot \left(\varepsilon_1(\vec{k}_1) + \varepsilon_2(\vec{k}_2) + \varepsilon_j(\vec{k}_j) - \varepsilon_f(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_j) \right); \quad (4)$$

Тогда, дифференцируя, получим важный вывод: для минимальной энергии необходимо соблюдение условия

$$\nabla \varepsilon_1(\vec{k}_1) = \nabla \varepsilon_2(\vec{k}_2) = \nabla \varepsilon_h(\vec{k}_h); \quad (5)$$

Это можно интерпретировать, как необходимость равенства групповых скоростей квазичастиц.

В случае рассмотрения прямозонной ситуации и небольших импульсов имеем $\varepsilon(\vec{k}) = \frac{\hbar^2}{2} \widehat{\vec{k} m^{-1} \vec{k}} + \varepsilon_0$. Тогда в силу симметричности тензора обратных масс получим $\nabla \varepsilon = \hbar^2 \widehat{m^{-1} \vec{k}}$.

Теперь рассмотрим ситуацию изотропного дисперсионного соотношения $\varepsilon(|\vec{k}|)$, очевидно в таком случае для минимизации энергии требуется коллинеарность всех импульсов. В таком случае можно достаточно просто численно определить пороговую энергию Оже процесса, что и было сделано.

Для этого входные данные считываются и по ним строится интерполяция, в виде сплайна третьего порядка. В дальнейшем производится оптимизация функции с условием:

$$\varkappa = \varepsilon_f(k_1 + k_2 + k_h) - E_g; \quad (6)$$

$$\varepsilon_1(k_1) + \varepsilon_2(k_2) + \varepsilon_h(k_h) - \varepsilon_f(k_1 + k_2 + k_h); \quad (7)$$

Также стоит отметить, что зачастую удобно использовать сплайны Акимы [9], поскольку они позволяют существенно уменьшить численные артефакты, связанные с переколебаниями сплайна. Это позволяет значит увеличить точность вычислений, а также убрать ложные участки дисперсионного соотношения, имеющие необходимую радиальную компоненту градиента.

Следует отметить, что ввиду наличия большого количества локальных минимумов функции процесс её оптимизации представляется далеко нетривиальной задачей. В ходе работы были опробованы различные методы глобальной оптимизации - основанные на стохастических процессах (метод роя частиц, метод симуляции холодного отжига), а также методы сокращения исследуемой области. Однако наиболее эффективным

является метод разбиения дисперсионного соотношения на участки, имеющие одинаковый знак первой производной и выбор наборов таких участков, на которых может быть реализована ситуация совпадения групповых скоростей квазичастиц. В дальнейшем выбиралась произвольная точка этого диапазона и от нее проводилась оптимизация методом AUGLAG [10] с наложенными ограничениями при помощи пакета NLOpt [11].

В результате такого рассмотрения были получены интересные закономерности в случае гетероструктур, содержащих ямы с большой концентрацией кадмия. В частности было выявлено несколько характерных паттернов.

Можно видеть, что наличие дополнительных максимумов в дисперсионных соотношениях для электронов может значительно снижать порог Оже-процессов, за счет участия в рекомбинации квазичастиц с разными фазовыми, но одинаковыми групповыми скоростями. Это может приводить к существенно более быстрой зависимости интенсивности фотолюминисцентного излучения от температуры.

Причем в структурах с большим содержанием кадмия в квантовых ямах наблюдается тенденция к образованию подобных побочных максимумов.

В ходе большого числа экспериментов по описанной выше методике было установлено, что пороговая энергия Оже-рекомбинации структуры рассчитанная в изотропном приближении неплохо коррелирует с температурой затухания вынужденного излучения в образце. При этом существует примерное равенство $T_{max} \approx E_{th}/2$ [?]. Это может быть объяснено, если учесть крайне высокие темпы термолизации носителей, что приводит к распределению, близкому к Больцмановскому.

Для демонстрации будет использован пример из статьи [?]. Рассматривался образец, содержащий 10 QW состава $Hg_{0.903}Cd_{0.097}Te/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$ и толщиной 7.4 nm , что соответствует ширине запрещённой зоны около 90 meV при $T = 18\text{ K}$. Структура не была намеренно легирована; остаточная концентрация носителей р-типа, полученная на основе холловских измерений, составляла порядка единиц 10^{10} cm^{-2} , а типичная плотность дислокаций $\sim 10^6\text{ cm}^{-2}$. Дизайн структуры ориентирован на эффективную локализацию света вблизи КЯ, для чего массив КЯ был выращен в волноводном слое толщиной в единицы мкм. Выбранное направление роста (013) препятствует использованию сколотых граней кристалла в качестве зеркал резонатора, т.к. плоскости сколов образуют острый угол с плоскостью QW.

Результаты расчётов спектра электронов и дырок для двух случаев приведены на рис. 1. В первом случае (рис. 1 а) расчёт проведён для экспериментально исследованной $Cd_{0.1}Hg_{0.9}Te/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$ КЯ толщиной 8.7 nm , во втором случае (рис. 1 б) расчёт проведён для $HgTe/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$ КЯ толщиной 4.2 nm .

Из рисунка 1а видно, что для первого случая в валентных подзонах имеются дополнительные максимумы, располагающиеся ниже потолка валентной зоны на 7 meV . В $HgTe$ яме, окруженной $Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$, эти экстремумы практически отсутствуют (рис. 1 б). Как будет показано ниже, вид закона дисперсии дырок будет важен при определении величины пороговой энергии оже-рекомбинации. В волноводной структуре с $Cd_{0.1}Hg_{0.9}Te$ КЯ-ми толщиной 8.7 nm и барьерами $Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$ при оптической накачке было получено стимулированное излучение на длине волны $18\text{ }\mu m$, которое наблюдалось в диапазоне температур от 20 до 40 K . Исследуемая структура была выращена методом МПЭ на полуизолирующей $GaAs$ (013) подложке с $ZnTe$ и $CdTe$ буферами. Гетероструктура содержит десять КЯ $Cd_{0.1}Hg_{0.9}Te/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$, разделенных 30 nm барьерами.

Отметим, что пороговая энергия в процессе СНСС определяется в основном кинетической энергией дырки. Если учесть, что кинетическая энергия дырок в условиях инверсии населенности определяется не только температурой, но и положением квазиуровня Ферми в валентной зоне, то согласие теории и эксперимента можно считать удовлетворительным.

Интересно сравнить пороговые энергии для структуры, описанной выше, и структур на основе квантовых ям HgTe. На рис. 2 представлена зависимость пороговой энергии оже-рекомбинации (вычисленной в модели) и толщины КЯ HgTe от доли Cd в барьерах для двух температур: 20 К и 77 К при фиксированной энергии оптического перехода 70 meV. Из рисунка видно, что максимальная пороговая энергия (что оптимально с точки зрения максимальной температуры генерации стимулированного излучения) достигает величины 30 meV при доле Cd 0.67 для температуры 20 К и 27 meV при доле Cd 0.62 для температуры 77 К.

Для объяснения различия пороговых энергий в квантовых ямах HgTe и Cd_{0.1}Hg_{0.9}Te на рис.1 приведены начальные и конечные состояния электронов и дырок, соответствующие порогу оже-рекомбинации. Из сравнения видно, что «эффективная масса» дырок для оже-процесса в HgTe квантовой яме существенно меньше, чем в Cd_{0.1}Hg_{0.9}Te квантовой яме. Это связано с наличием в Cd_{0.1}Hg_{0.9}Te квантовой яме ярко выраженного бокового экстремума в верхней валентной подзоне. Хорошо известно, что увеличение эффективной массы дырок приводит к снижению пороговой энергии Оже-процесса. Наличие максимума на зависимости пороговой энергии от доли кадмия в HgTe/CdxHg_{1-x}Te обусловлено наличием минимума «эффективной массы» дырок при определенной доле кадмия. Следует отметить, условность использованного здесь термина «эффективная масса» для верхней валентной подзоны, поскольку закон дисперсии в ней не квадратичный и, вообще говоря, немонотонный.

Таким образом, было продемонстрировано, что при заданной энергии межзонного перехода пороговая энергия оже-рекомбинации в структурах HgTe/CdxHg_{1-x}Te с КЯ является немонотонной функцией от доли кадмия в барьере. При оптимальной концентрации кадмия в барьерах и КЯ из HgTe можно ожидать почти трехкратного повышения критической температуры стимулированного излучения по сравнению с прототипной структурой с Cd_{0.1}Hg_{0.9}Te/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te КЯ.

0.1.3 Дизайн гетероструктур

Во

многом

дизайн

рассматриваемых гетероструктур обусловлен технологическими особенностями их роста. Все образцы были получены посредством молекулярно - лучевой эпитаксии в ИФП СО РАН. Обязательным условием возможности создания таких структур является буфер между подложкой и участком с квантовыми ямами, обеспечивающий согласование периодов решётки кристалла, а также нивелирующий до некоторой степени разность в коэффициентах термического расширения образцов. Также буферный слой играет роль нижней частью волновода, рассчитанного на длину волны, соответствующую нижнему возбужденному состоянию квантовых ям.

Сам участок с квантовыми ямами растится в автоматическом режиме, что позволяет с высокой точностью выдерживать требуемый профиль прямоугольных квантовых ям, характерная толщина которых составляет 3-10 nm при ошибке порядка 0.1 nm. Однако подобный режим роста не позволяет обеспечивать требуемую точность концентрации, которая может нарушаться ввиду оседания части напыляемого материала на стенках камеры.

Также следует отметить влияние количества квантовых ям на возможный уровень фотолуминисценции. В данном случае мы можем рассматривать структуры как лазер с квазидвухуровневой средой. Такое рассмотрение возможно в силу сравнения времён накачки и теплового рассеяния: $\tau_p \gg \tau_e$. Как известно в таких средах огромный вклад вносят процессы перепоглощения испускаемых фотонов. При таком подходе видно, что КПД устройства будет снижаться при большом количестве КЯ, что обусловлено увеличением эффективного времени жизни инверсии населенностей и некоторым количеством потерь за счет паразитных безызлучательных механизмов рекомбинации (Оже и ШРХ). Однако в отдельности каждая квантовая яма имеет крайне низкий уровень поглощения излучения накачки. Из этого видно наличие некоего оптимального числа квантовых ям. В текущих образцах количество КЯ варьируется в диапазон 5-10 штук.

Вторым ключевым элементом конструкции подобных гетероструктур является волновод, который с одной стороны позволяет создать стоячую волну, которая при правильном подборе параметров позволяет локализовать пучности ЭМ поля в точках, имеющих и наибольший квадрат модуля огибающей волновой функции электронов, что позволяет существенно увеличить матричный элемент перехода с нижнего энергетического уровня на первый возбужденный.

Однако в данном случае нас больше всего интересует связь между возникновением побочных максимумов и некоторым количеством кадмия, который оказывается напыленным внутри квантовых ям. Очевидно, что использование более чистых в этом смысле структур может предотвратить возникновение канала

ОЖЕ рекомбинации типа ЕЕН через них. Однако кроме того методом численной оптимизации параметров подобных структур могут быть получены параметры, при которых порог Оже рекомбинации в теории будет являться бесконечным (в частности можно добиться почти гиперболического закона дисперсии). Однако на текущий момент подобные структуры не могут быть выращены в силу высоких требований к чистоте исполнения и прецизионного выдерживания толщины КЯ. Более того в таких случаях невозможно рассмотрение лишь радиальной составляющей дисперсионного соотношения, поскольку учёт зависимости $\varepsilon(\varphi)$ будет всегда давать более низкий порог Оже-рекомбинации.

Более того, наличие подобных боковых минимумов превращает подобную структуру в квазинепрямозонную, что может радикально снижать возможность излучательной рекомбинации из этих точек k -пространства.

Также в качестве осложняющего обстоятельства нельзя не упомянуть существенное различие концентрации кадмия в квантовых ямах в плоскости структуры, что, с одной стороны, обуславливает возможность изучения образцов с одинаковой структурой, с другой - плохо влияет на воспроизводимость измерений, а также осложняет сравнение полученных результатов с теорией.

Возможно перспективным будет являться создание структур с легированием, что позволит искусственно повысить одного из типов носителей заряда и реализовать ситуацию в которой, вопреки дисперсионному соотношению будет превалировать тот или иной механизм Оже-рекомбинации. Это может быть полезным как с точки зрения фундаментальных исследований, так и с точки зрения простоты оптимизации структур (можно будет заботиться о темпе рекомбинации всего по одному механизму). Более того это может интересно в перспективе с позиции создания быстрых полупроводниковых детекторов, работающих в этой же области электромагнитного спектра (в данном случае оже процессы будут играть уже положительную роль).

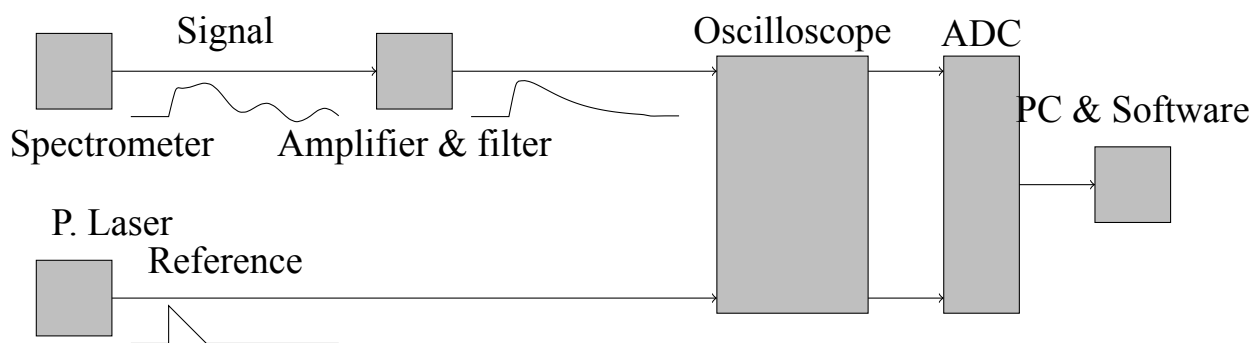


Рис. 1: Схема измерения фотолюминисценции

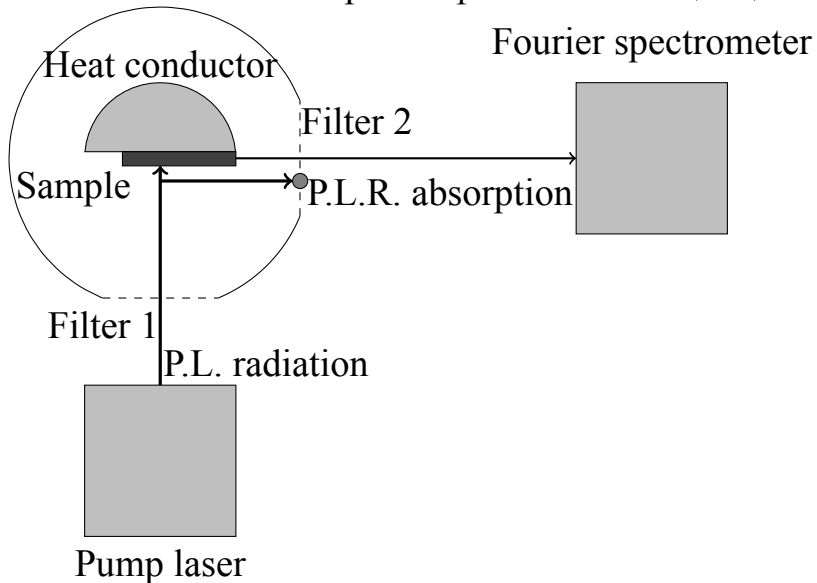


Рис. 2: Геометрия задачи исследования фотолюминисценции

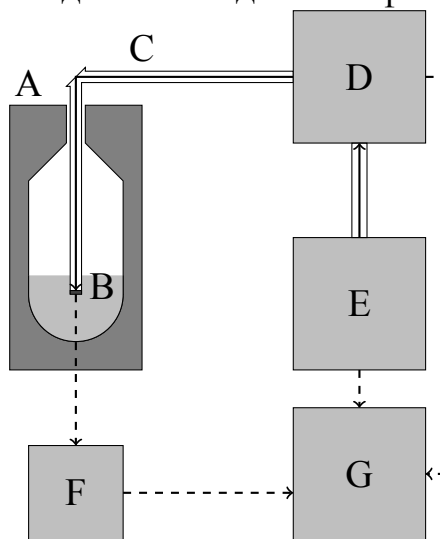
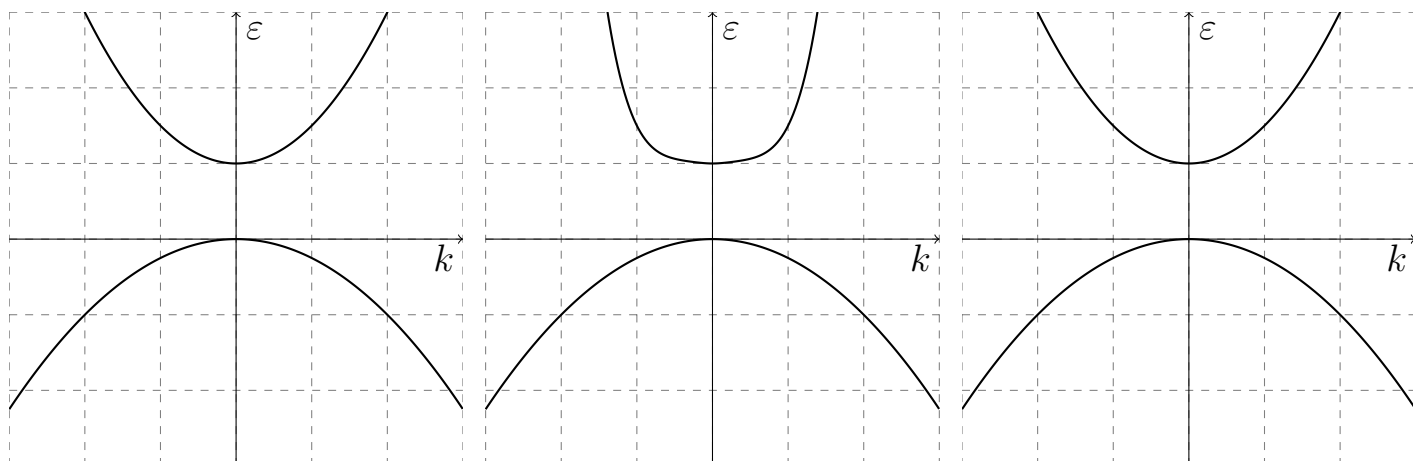


Рис. 3: Принципиальная схема измерения фотопроводимости
 А - сосуд Дюара, В - жидкий гелий или азот, С - оптический тракт, D -
 фурье-спектрометр, Е - источник излучения, G - ПК и ПО.



Литература

- [1] Anwar M. F., Crowe T. W., Manzur T. Terahertz physics, devices, and systems ix: Advanced applications in industry and defense // Proc. of SPIE Vol. — Vol. 9483. — 2015. — P. 948301–1.
- [2] Terahertz injection lasers based on a pbsnse solid solution with an emission wavelength up to 50 μm and their application in the magnetospectroscopy of semiconductors / KV Maremyanin, AV Ikonnikov, LS Bovkun et al. // Semiconductors. — 2018. — Vol. 52, no. 12. — P. 1590–1594.
- [3] Засавицкий □. Инфракрасная люминесценция и характеристики энергетического спектра полупроводников типа А4В6 // Труды ФИАН. Оптические и электрические свойства полупроводников. — 1993. — Vol. 224. — P. 3–118.
- [4] Dimmock J., Melngailis I., Strauss A. Band structure and laser action in pb x sn 1-x te // Physical Review Letters. — 1966. — Vol. 16, no. 26. — P. 1193.
- [5] Steiauf D., Kioupakis E., Van de Walle C. G. Auger recombination in gaas from first principles // Acs Photonics. — 2014. — Vol. 1, no. 8. — P. 643–646.
- [6] Andreev A., O'Reilly E. P. Theoretical study of auger recombination in a gainnas 1.3 μm quantum well laser structure // Applied physics letters. — 2004. — Vol. 84, no. 11. — P. 1826–1828.
- [7] Dutta N. K. Long wavelength semiconductor lasers // Technical Digest., International Electron Devices Meeting / IEEE. — 1988. — P. 304–306.
- [8] М.С. □. Терагерцовая спектроскопия квантовых ям $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$. — IPM RAS, 2013.
- [9] Akima H. A new method of interpolation and smooth curve fitting based on local procedures // Journal of the ACM (JACM). — 1970. — Vol. 17, no. 4. — P. 589–602.

- [10] Conn A. R., Gould G., Toint P. L. LANCELOT: a Fortran package for large-scale nonlinear optimization (Release A). — Springer Science & Business Media, 2013. — Vol. 17.
- [11] Johnson S. G. The nlopt nonlinear-optimization package. — 2014. — Access mode: <http://github.com/stevengj/nlopt>.