

На правах рукописи

Гаджиев Идрис Мирзебалович

**ПИКОСЕКУНДНЫЕ ГЕТЕРОЛАЗЕРЫ С ПОГЛОЩАЮЩИМИ И
ДИФРАКЦИОННЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ**

1.3.11 — физика полупроводников

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2023

Актуальность работы

Полупроводниковые излучатели сверхкоротких оптических импульсов находят применение в научных исследованиях и многочисленных приложениях, в частности, при исследовании процессов пикосекундного временного масштаба, в быстродействующих оптоэлектронных интегральных схемах, линиях связи, при генерации гармоник. Прошло уже более полувека [1] со времени создания первых инжекционных лазеров и пикосекундных излучателей на их основе [2], а количество публикаций, посвященное им не уменьшается. Связано это прежде всего с постоянно расширяющимися областями применения гетеролазеров. Происходит постепенное совершенствование и, одновременно, усложнение инжекционных лазеров. Например, современный излучатель для передачи информации фактически представляет собой не один отдельный лазер, а интегрально-оптическую схему, включающую в себя усилитель на квантовой яме, распределенный брэгговский отражатель, модулятор на эффекте Штарка, многослойные диэлектрические зеркала, а наногетероструктура, объединяющая эти элементы, может рассматриваться как существенное научно-инженерное достижение.

Пикосекундные полупроводниковые излучатели прошли путь от лазера на ДГС-гетероструктуре, часть которого подвергнута имплантации [3], к многосекционному устройству на основе структур с квантовыми ямами и квантовыми точками [4][A4][A6][A8]. Такие лазеры с монолитной интегральной конструкцией излучают пикосекундные импульсы в режимах синхронизации мод и модуляции добротности при приложении постоянного электрического смещения и не требуют сложной высокочастотной модуляции. Эти режимы работы лазеров используются в лидарах, при тестировании детекторов ядерных частиц, а также в быстро развивающейся в последнее время терагерцовой фотонике. Для создания такого многосекционного излучателя требуется исчерпывающее знание и учет физических свойств полупроводниковой структуры, в частности спектра усиления, конфигурации оптического поля, сдвига края поглощения, динамики неравновесных носителей. При изготовлении подобных лазеров необходимо, например, обеспечить электрическую изоляцию секций, реализовать высокую эффективность дифракционного отражателя, что требует предварительного проведения численных расчетов на основе экспериментально полученных физических параметров.

В традиционных излучателях с выводом света через грани лазерного кристалла встроенная дифракционная решетка выполняет роль только спектрально-селективного элемента, в то время как она может быть использована и в качестве выводящего зеркала. При этом следует подчеркнуть, что для большинства полупроводниковых излучателей существует проблема интеграции полупроводникового усилителя и брэгговской решетки. Еще со времен первых лазеров с дифракционным [5][6] выводом света (ЛДВ), созданных в 1974г. в группе

Ж. И. Алферова, прилагаются значительные усилия для создания эффективного дифракционного излучателя. Тем не менее, до сих пор эффективность ЛДВ составляет 40-50% [7], что заметно ниже чем у Фабри-Перо лазеров, у которых этот параметр иногда превышает 75 % [8]. В то же время, расходимость излучения ЛДВ может быть на 2 порядка меньше, чем в традиционных лазерах с выводом через сколотую кристаллическую грань, и такая узкая диаграмма направленности излучения необходима во многих приложениях. Еще одним преимуществом таких лазеров является значительная площадь выводящей дифракционной решетки, что значительно уменьшает проблему катастрофической деградации зеркал.

Следует отметить, что многосекционные лазеры с дифракционными и поглощающими элементами находят все большее применение при решении многих практических задач, что обуславливает необходимость их изучения с целью совершенствования конструкции и улучшения параметров излучения

Целью данного исследования являлось изготовление и изучение физических принципов работы пикосекундных лазеров на основе многосекционных структур с дифракционными и поглощающими элементами. Т.к. такие различные части многосекционного лазера, как усилитель и модулятор, выполняют принципиально отличающиеся функции, то понятно, что совместить их в рамках одной интегрально-оптической платформы представляется сложной научной-технической задачей. Например, секция насыщающегося поглотителя лазера с синхронизацией мод может иметь, и, как правило, имеет не совпадающий со спектром генерации край поглощения. Однако, используя определенную конфигурацию активной лазерной среды [A13][A21], можно добиться совпадения максимумов поглощения и усиления, тем самым улучшая эффективность лазера.

В процессе работы решались следующие **задачи**:

1. Расчет и экспериментальная оценка спектральной зависимости эффективности дифракции назад и вверх в лазере с нерезонансным дифракционным выводом излучения.
2. Изучение возможности использования эффекта малого коэффициента отражения нерезонансной дифракционной решетки для генерации пикосекундных импульсов в схеме с внешним резонатором с широким диапазоном перестройки длины волны излучения.
3. Исследование особенностей генерации пикосекундных импульсов в двухсекционных лазерах с наиболее распространенными типами активной области: односторонняя гетероструктура (ОГС), двойная гетероструктура (ДГС), квантовые ямы (КЯ), квантовые точки (КТ).
4. Расчет сдвига основных уровней при приложении электрического напряжения и экспериментальное исследование поглощения в лазерной структуре с туннельно-связанными КЯ.

5. Создание экспериментальных образцов лазерных излучателей для проведения вышеуказанных исследований, в т.ч.: разработка геометрии и химического состава гетероструктур, дизайн комплектов литографических фотошаблонов, отбор образцов, измерение параметров чипов и смонтированных на теплоотвод лазеров, а также разработка и изготовление стендов для измерения спектров, дальнего поля, ватт-, вольт-амперных и динамических характеристик.

Научная новизна

1. Экспериментально продемонстрирована возможность получения малого коэффициента отражения менее 10^{-4} в лазерах с нерезонансной дифракционной решеткой, в результате чего впервые в компактной и простой схеме с одним внешним зеркалом реализован режим генерации пикосекундных импульсов со спектральной перестройкой 100 нм.

2. Изучен режим модуляции добротности в лазерах с ОГС, ДГС и КЯ в условиях накачки наносекундными импульсами тока. Обнаружено, что выходная мощность возрастает с увеличением эффективной толщины активного слоя. Таким образом, наибольшая мощность излучалась лазерами с ОГС и составила около 40 Вт в режиме одномодовой генерации и 380 Вт при ширине полоска 150 мкм, что соответствует лучшим мировым достижениям.

3. Предложен и реализован новый способ создания распределенного насыщающегося поглотителя (НП), полученного имплантацией тяжелых ионов через маску на эпитаксиальной поверхности лазерной структуры. В этом случае расширяется диапазон существования модуляции добротности и увеличивается мощность импульсов по сравнению с лазерами с НП, сосредоточенным в одной секции.

4. В лазерах с КТ достигнута минимальная частота следования импульсов в режиме синхронизации мод (СМ) 5 ГГц, не наблюдавшаяся ранее в лазерах с КЯ, что свидетельствует о том, что присущее КТ насыщение усиления увеличивает диапазон СМ. В двух- и многосекционных лазерах с КТ установлен диапазон существования СМ в зависимости от размера секции насыщающегося поглотителя по отношению к длине лазера и величины проложенного к ней электрического поля. Показано, что наименьшая длительность импульсов СМ наблюдается вблизи порога генерации.

5. Экспериментально показано, что использование КЯ в расширенном волноводе снижает коэффициент оптического ограничения подобно лазерам с КТ, что обеспечивает возможность демонстрировать режим СМ в лазерах с длинным резонатором и снижать уровень шумов. Данный результат был получен на основе асимметричной лазерной структуры с подавленной первой модой, чего ранее не было реализовано.

6. Экспериментально продемонстрировано, что асимметричная структура с туннельно-связанными квантовыми ямами имеет пик поглощения при

напряженности приложенного электрического поля, обеспечивающего сближение квантовых уровней соседних ям, существенно меньшей напряженности, при которой достигается такое же поглощение в структурах с несвязанными ямами. Впервые в лазерах с туннельно-связанными квантовыми ямами реализованы режимы генерации пикосекундных импульсов при пониженном напряжении на секции насыщающегося поглотителя.

Практическая значимость

1. Реализован непрерывный режим генерации в лазерах с дифракционным выводом излучения с нерезонансной выводящей решеткой, с необходимой для практических применений малой расходимостью $0.6^0 \times 0.35^0$ излучения и возможностью спектральной перестройки.
2. Рассчитаны скачки эффективного показателя преломления при изменении профиля волновода из-за формирования дифракционной решетки, а также эффективность дифракции в зависимости от профиля штриха решетки и получены оценки постоянной связи. На основе построенной модели могут быть оценены параметры лазеров с дифракционной решеткой до изготовления.
3. В компактной оптической схеме внешнего резонатора размером около 5 мм с одним зеркалом и без линз продемонстрирована перестройка длины волны генерации в диапазоне 897-1017 нм в лазерах с центральной длиной волны 0.98 мкм и 1480-1540 нм в лазерах S/C-диапазона, что может быть использовано в лазерной спектроскопии.
4. В лазерах с распределенным брэгговским отражателем за счет температурного совмещения максимума усиления с брэгговской линией получены спектрально-ограниченные импульсы длительностью 35 пс в режиме модуляции усиления для использования в регенеративных усилителях диапазона 1064 нм.
5. На основе структур с туннельно-связанными квантовыми ямами созданы двухсекционные лазеры, излучающие импульсы длительностью менее 4 пс при пониженном по сравнению со структурами с несвязанными ямами напряжении на поглощающей секции.
6. В различных типах полупроводниковых лазеров, излучающих на длинах волн от 0.8 до 1.55 мкм, реализованы режимы модуляции усиления и модуляции добротности при длительности оптических импульсов 20-40 пс. Такие лазеры могут использоваться для исследования различных быстропротекающих процессов.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Для генерации коротких импульсов в двухсекционных лазерах с КЯ сужение запрещенной зоны усиливающей секции необходимо компенсировать сдвигом фундаментального края поглощения за счет эффекта Штарка при приложении большого обратного смещения к секции насыщающегося поглотителя.
2. В лазерах с дифракционным выводом излучения и в лазерах с распределенной обратной связью в режиме модуляции усиления при совмещении брэгговской линии генерации с максимумом спектра усиления возможна генерация пикосекундных импульсов с длительностью, обусловленной шириной спектра излучения.
3. Для достижения частот повторения субпикосекундных импульсов более 70 ГГц в режиме синхронизации мод в двухсекционных лазерах с несколькими квантовыми ямами компенсация фотоиндуцированного поля неравновесных носителей требует приложения обратного смещения более 100 кВ/см к секции насыщающегося поглотителя.
4. В лазерных структурах с туннельно-связанными квантовыми ямами существует локальный максимум зависимости поглощения от приложенного напряжения при величине, соответствующей сближению уровней соседних ям. Двухсекционные лазеры на основе таких гетероструктур излучают пикосекундные импульсы при пониженном напряжении на поглощающей секции, что увеличивает их эффективность.

Достоверность полученных результатов подтверждается их надежной воспроизводимостью, согласованностью результатов с экспериментальными данными, полученными в других лабораториях, использованием современных методов исследования и современного оборудования для проведения экспериментов. Также имеет место внутренняя согласованность результатов, полученных при использовании различных типов экспериментальных образцов, двух- и трехсекционных лазеров с одной или несколькими квантовыми ямами, а также с различными вариантами исполнения квантовых точек.

Апробация работы.

Основные результаты работы были представлены на отечественных и международных конференциях:

- 15th IEEE International Semiconductor Laser Conference, 1997, vol. 3, no. 2, pp. 157–158.
- ISLC 1998 NARA. 1998 IEEE 16th International Semiconductor Laser Conference (Cat. No. 98CH361130), 1998, pp. 253–254.

- 4th International Conference on Transparent Optical Networks (IEEE Cat. No.02EX551), 2002, vol. 2, pp. 81–83.
- The International Society for Optical Engineering, 2002, vol. 4913, no. 2002, p. 145.
- 11th Int Symp. “Nanostructure: Physics and Technology, 2003, pp. 25–26.
- Proceedings of SPIE, 2004, vol. 5349, p. 31.
- 2004 IEEE 19th International Semiconductor Laser Conference, 2004. Conference Digest., 2004, pp. 51–52.
- 13th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology,” 2005, pp. 108–109.
- 13th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology,” 2005, pp. 112–113.
- 13th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology,” 2005, pp. 83–84.
- 21th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology’’, 2013, pp. 25–26.
- AIP Conference Proceedings, 2013, vol. 1566, pp. 512–513.
- International Conference Laser Optics (LO), 2016, vol. 147, pp. R3-7-R3-7.
- 24th Int Symp. Nanostructure: Physics and Technology, 2016, pp. 28–29.
- AIP Conference Proceedings, 2017, vol. 1874, p. 040019.
- Biomed. Opt. Imaging Proc. SPIE, 2017, p. 104170F.
- Ioffe Institute, St. Petersburg, “Frontiers of 21st Centure Physics and Ioffe Institute,” 2018.
- 21-я всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург, 25-29 ноября, 2019
- Международная Конференция «Физика.СПб», Санкт-Петербург, 22-24 октября 2019 года, 2019.
- Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IX, 2020, p. 10.

Основное содержание диссертации опубликовано в 29 публикациях, из них 29 научных статей в рецензируемых журналах, в т.ч. 20 опубликовано в изданиях, индексируемых в базе данных Web of Science.

Личный вклад автора состоит в проектировании и моделировании работы многосекционных лазеров, проведении электрических и оптических измерений, обработке экспериментальных результатов, написании научных статей и отчетов. В частности, автором были проведены численные расчеты эффективности вывода дифракционных решеток на поверхности волновода, коэффициента отражения от нерезонансной решетки, распределения волновой функции в структуре со связанными квантовыми ямами в электрическом поле. В процессе работы были изготовлены и автоматизированы установки для измерения спектров, ватт- и вольт - амперных характеристик, дальних и ближних полей полупроводниковых лазеров. Автором лично были представлены устные доклады на русском и английском языках на научных конференциях. Также автором были разработаны, изготовлены и реализованы коммерческие приборы на основе пикосекундных лазеров.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 5-ти глав, заключения и списка литературы. Работа содержит 94 рисунка и 3 таблицы. Список цитируемой литературы состоит из 142 наименования. Общий объем диссертационной работы составляет 158 страниц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснованы актуальность результатов работы, научная новизна и практическая значимость работы, сформулирована цель диссертации, изложены основные положения, выносимые на защиту.

В **первой главе** дан краткий обзор методов генерации полупроводниковыми лазерами оптических импульсов пикосекундной длительности. Из приведенного в главе обзора литературы следует, что основной конструкцией, используемой для получения пикосекундных импульсов, является лазер с двумя секциями – усиливающей и поглощающей. Поглощающая секция может быть изготовлена путем ионной имплантации или за счет создания электрически изолированной секции (Рис. 1).

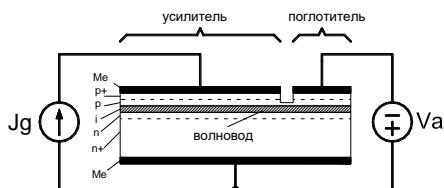


Рис. 1 Лазер с обратносмещенной секцией насыщающегося поглотителя

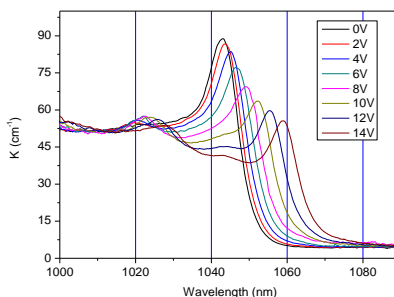


Рис. 2 Изменение края поглощения во внешнем электрическом поле (эффект Штарка)

Время жизни неравновесных носителей в имплантированной материале уменьшается с увеличением дозы облучения, чем объясняется переход от режима модуляции добротности к синхронизации мод [A27]. Временем жизни носителей, а также коэффициентом поглощения в обратносмещенной секции можно управлять за счет эффекта Штарка. В структурах с КЯ на краю фундаментального поглощения отчетливо виден экситонный пик [A20], который в электрическом поле испытывает длинноволновое смещение (Рис. 2). Необходимость приложения относительно большой величины обратного смещения в лазерах с КЯ объясняется тем, что нужно компенсировать сужение запрещенной зоны в условиях высокой концентрации носителей в усиливающей секции.

В главе приведен качественный вывод формул для оценки времени жизни в имплантированном материале, энергии экситонной связи, энергии электронов и дырок в КЯ, потерь на свободных носителях, спектральной зависимости поглощения и усиления в области фундаментального края. Из уравнений Максвелла получены скоростные и волноводные уравнения, которые используются в последующих главах для описания динамических и статических характеристик лазеров.

Вторая глава посвящена лазерам с дифракционным выводом (ЛДВ), преимуществом которых является малая расходимость излучения [6]. Во введении сообщается, что современные ЛДВ позволяют получить с одного лазера 75 Вт в непрерывном режиме и более 300 Вт в импульсном, а малая расходимость позволяет фокусировать излучение линейки таких лазеров в одно оптическое волокно с мощностью в непрерывном режиме более киловатта [7]. Спектр излучения ЛДВ находится в диапазоне 0.8-1.55 мкм, а в работе [9] длина волны излучения ККЛ лазера с дифракционным выводом составила 4.8 мкм.

Для изготовления экспериментальных образцов (Рис. 3) была выращена структура со стоп - слоем, у которого скорость травления на порядок меньше, чем материала эмиттера. Дифракционная решетка (Рис. 4) формировалась на установке интерференционного голографического экспонирования, основными компонентами которой являются HeCd-лазер, работающий на длине волны 441.6 нм, и голографический стол. В качестве фоточувствительного слоя для изготовления выводящей дифракционной решетки использовалось халькогенидное стекло (ХС) As_2S_3 , обладающее свойствами негативного фоторезиста. В связи с тем, что ХС и полупроводниковый материал имеют общие травители, в качестве подслоя для ХС использовался планаризирующий фоторезист, скорость травления которого в кислородной плазме на порядок выше.

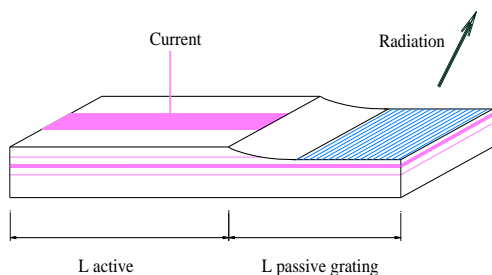


Рис. 3 Схематическое изображение ЛДВ

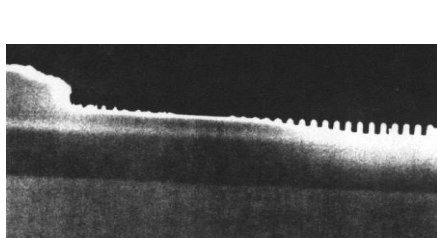


Рис. 4 Переходная области от контактного полоска к дифракционной решетке

Коэффициент отражения от выводящей дифракционной решетки, при ее длине, значительно превышающей обратную величину дифракционных потерь,

определяется двумя факторами: переходной областью (Рис. 4) и «хвостом» брэгговского коэффициента отражения, расположенного вдали от резонансной длины волны. Технология изготовления ЛДВ была разработана таким образом, чтобы обеспечивалась плавная переходная область (Рис. 4), отражение от которой по оценке не превышало 10^{-6} .

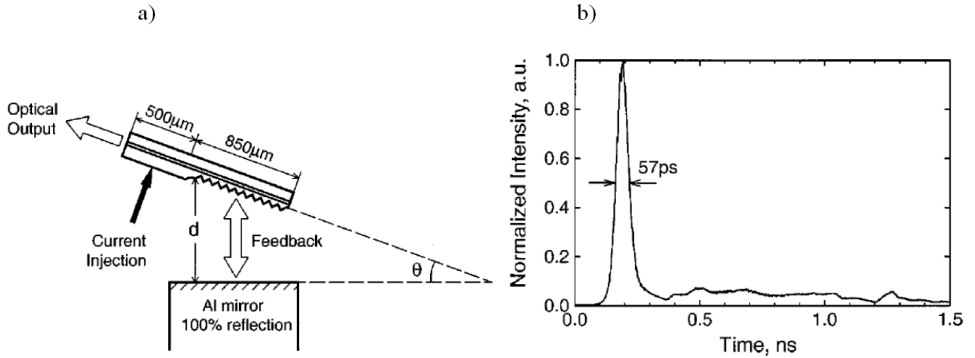


Рис. 5 Генерация пикосекундных импульсов ЛДВ во внешнем резонаторе с перестройкой в диапазоне 902-1002 нм

Величина брэгговского отражения оценивалась с учетом дифракционных потерь, теоретически полученное значение находится в диапазоне $10^{-6} \div 10^{-7}$. На практике измерить отражение такой малой величины затруднительно, поэтому довольно часто величину отражения от торцов лазера получают из отношения мощностей излучения между противоположными зеркалами по формуле $\frac{P_2}{P_1} = \frac{1-R_2}{1-R_1}$.

$\sqrt{\frac{R_1}{R_2}}$. Согласно этой формуле, выше порога отношение мощностей постоянно. Однако в эксперименте было обнаружено, что в ЛДВ с нерезонансной решеткой эта величина растет с выходной мощностью. При выходной мощности 0.4 Вт отношение $P_2/P_1 \approx 10$, а при 4 Вт возрастает до ≈ 50 , что согласно формуле дает величину $R_2 \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Однако в эксперименте не учитывается тот факт, что спектр излучения со стороны сколотого и дифракционного зеркала отличаются. Кроме того, результаты моделирования показали, что хорошее совпадение между рассчитанной и измеренной зависимостью отношения P_2/P_1 получается при $R_2 = 10^{-5}$, а при таком малом коэффициенте отражения пороговый ток достигается только в достаточно длинных лазерах и происходит это постепенно, чем и обусловлено плавное увеличение отношения мощностей.

ЛДВ паивались на медный теплоотвод р-контактом вниз, так что выводящая часть находилась в воздухе. Дифференциальная квантовая эффективность в непрерывном режиме составляла 38%, суммарная выходная мощность (через решетку и подложку) при токе 3 А была 1.2 Вт. В импульсном режиме выходная мощность при токе 34 А составила 13.5 Вт, дифференциальная эффективность 43% при токе ниже 10 А.

Малая величина отражения позволяет получать генерацию во внешнем резонаторе [10], при использовании плоского зеркала с коэффициентом отражения 4%, в этом случае расходимость излучения составила 0.3×0.65 градуса, что на 2 порядка меньше чем у стандартных ФП-лазеров. За счет поворота внешнего зеркала в схеме, показанной на Рис. 5а, удалось получить диапазон перестройки 120 нм [A26]. При накачке импульсами тока длительностью 0.8 нс лазер излучал короткие оптические импульсы 40-100 пс (Рис. 5б) [A25], с перестройкой в диапазоне 920-990 нм за счет изменения угла θ между зеркалом и решеткой (Рис. 5а). Ширина спектральной линии при этом не превышала 0.3 нм. При приближении волны генерации к 900 и 1000 нм длительность импульсов увеличивалась до 200 пс.

В **третьей главе** дано описание режимов модуляции добротности в двухсекционных лазерах на основе односторонней и двойной гетероструктурах, квантовых ям и точек, а также экспериментально продемонстрированы условия, при которых происходит переход к синхронизации мод. Во введении дано объяснение физических основ режима МД на основе скоростных уравнений для двухсекционного лазера, приведено их численное решение для типовой структуры с КЯ. Несмотря на то, что усредненные скоростные уравнения не учитывают неравномерность распределения плотности фотонов вдоль резонатора, полученные результаты качественно верно предсказывают экспериментальные результаты.

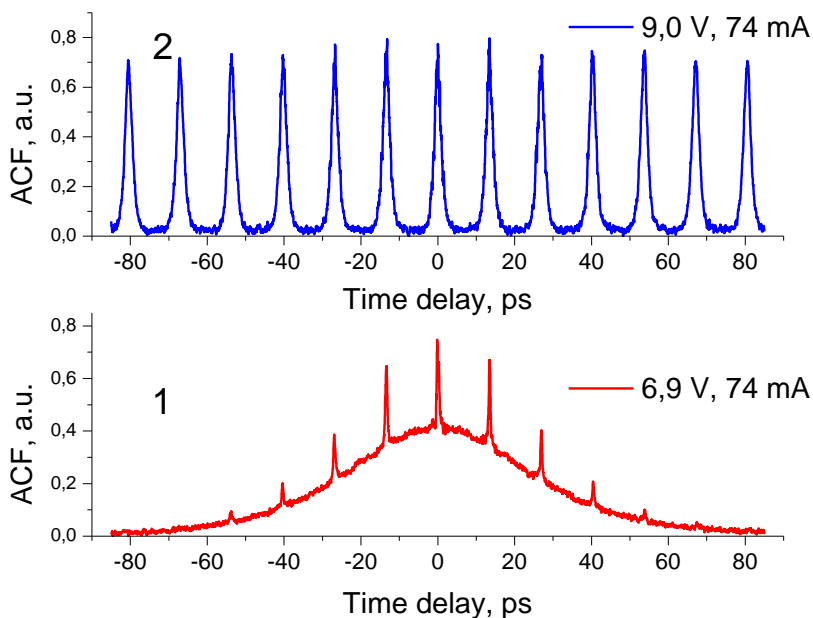


Рис. 6 Автокорреляционные функции излучения лазера с КЯ, измеренные при токе накачки 74 мА. 1 - $V_{rev} = 6.9$ В, 2 - $V_{rev} = 9.0$ В

Наибольшую оптическую мощность – 380 Вт при длительности 40 пс – излучают лазеры на основе односторонней гетероструктуры в режиме МД с поглотителем, полученным имплантацией N^{4+} в зеркало лазера. Причиной такой большой для полупроводниковых излучателей мощности пикосекундных импульсов является большой объем активной области, а вместе с этим высокий уровень энергии, накопленный в резонаторе.

Двухсекционные лазеры с двойной гетероструктурой с имплантационным поглотителем, излучают в режиме МД при дозе менее $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а с увеличением дозы до $1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ переходят к СМ. Этот эффект обусловлен тем, что с ростом имплантационных дефектов уменьшается время жизни неравновесных носителей и, соответственно, увеличивается скорость восстановления поглотителя. Когда время восстановления поглотителя становится меньше времени обхода резонатора, лазер излучает в режиме СМ.

В квантоворазмерных структурах имплантационный поглотитель неэффективен, поэтому в этом случае применяются НП на основе секции с обратным смещением. Когда смещение мало, величины оптического поглощения недостаточно для возникновения пульсаций. С увеличением смещения, и, соответственно, поглощения, обычно сначала возникает режим МД, а затем и СМ. Экспериментально такое поведение было продемонстрировано в двухсекционных лазерах с тремя КЯ. При обратном напряжении до 3 В на секции НП с лазер работал в непрерывном режиме, при напряжении от 4 -7 В в режиме пассивной МД с частотой и импульсов 1-3 ГГц (Рис. 6, 1). При дальнейшем возрастании напряжении на НП лазер излучал в режиме СМ импульсы длительностью 1.6 пс с частотой 75 ГГц, соответствующей времени обхода светом лазерного резонатора (Рис. 6, 2). Величина параметра $\Delta t \cdot \Delta \nu$, характеризующего степень синхронизации спектральных мод, отличалась от теоретического значения всего на 11%, что свидетельствует о высокой степени синхронизации спектральных мод [А8].

Причиной такого поведения является то, что при невысоком значении внешнего напряжения, возникающая в области НП под влиянием лазерного излучения фото-ЭДС компенсирует приложенное электрическое поле. Поэтому скорость восстановления НП становится больше времени обхода резонатора и наблюдается режим МД. При высокой величине обратного напряжения величины фото-ЭДС, вызванной дрейфом фотоиндуцированных носителей недостаточно для компенсации внешнего смещения, поэтому время выноса носителей становится меньше времени обхода светом резонатора, поэтому реализуется режима ПСМ [А8] [А9].

В двухсекционных лазерах с КТ спектрального диапазона 1,06 мкм были реализованы и изучены режимы СМ мод и пассивной МД, а также исследованы условия перехода между этими режимами [А6]. Повышение мощности оптического излучения было достигнуто за счет высокоотражающего покрытия, нанесенного на

прилегающее к поглотителю зеркало. а также дополнительного сопротивления величиной несколько десятков ом, включенного последовательно с секцией НП. При вскрытии поглотителя на этом сопротивлении возникает напряжение, компенсирующее внешнее обратное смещение, приложенное к НП, что, соответственно, увеличивает добротность резонатора. Увеличение обратного смещения на секции НП и повышение тока накачки приводит к переходу лазера в режим ПСМ. Частота следования импульсов соответствует времени полного обхода резонатора и составляет 44,3 ГГц, длительность импульсов в гауссовом приближении – 2 ps. При этом, спектр излучения лазера сдвинут в длинноволновую область на 20 nm по сравнению с режимом ПМД, т.е. в спектральную область с меньшим коэффициентом поглощения. Этот сдвиг может быть объяснен тем, что в режиме пассивной модуляции добротности поглотитель просветляется в спектральной области с большим оптическим усилением, которая лежит в коротковолновой части по отношению к фундаментальному краю. Для режима СМ достаточно меньшей величины усиления из-за того, что этот эффект резонансный, с меньшей величиной модуляции усиления, поэтому этот режим наблюдается в длинноволновой части спектра [А6].

В четвертой главе после краткого введения и обзора литературы представлены результаты экспериментального исследования режима СМ в лазерах с КЯ и КТ, а также с туннельно-связанными КЯ. Имплантационный НП в структурах с КЯ более эффективен в том случае, когда облучение ионами происходит через поверхность контактного полоска лазера сквозь защитную маску. Таким способом были изготовлены лазеры с СМ в режиме сталкивающихся импульсов с частотой следования 180 ГГц, что соответствовало 5-й гармонике резонатора [А28].

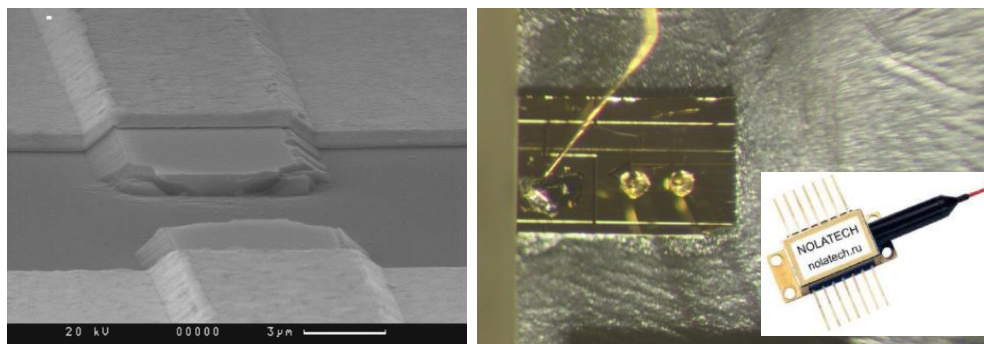


Рис. 7 Фотография разрыва в контакте двухсекционного лазера (слева), а также напаянные на теплоотвод кристаллы и сопряженные с одномодовым волокном в butterfly-корпусе.

Однако имплантационный НП в квантоворазмерных структурах не столь эффективен, как секция с обратным смещением. Поэтому для создания лазеров с СМ

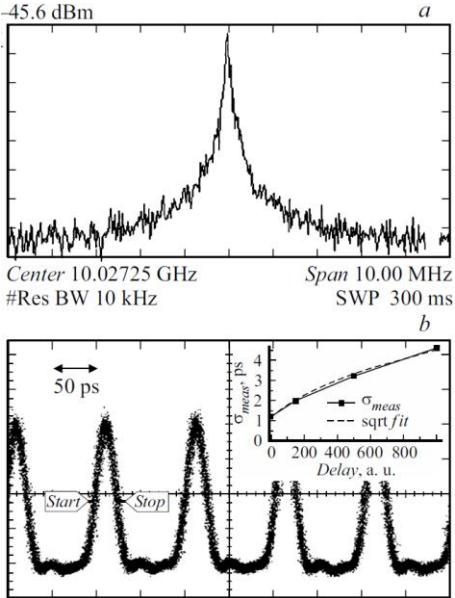


Рис. 8 Режим ПСМ. *a* — РЧ спектр лазера с СМ и частотой импульсов 10ГГц, *b* — осциллограмма излучения лазера в режиме СМ. На вставке — зависимость джиттера σ_{meas} от задержки $N=t \cdot F_{ML}$.

спектрального диапазона 1.55 мкм были изготовлены двухсекционные лазеры из InGaAsP/InP структур, выращенных методом газофазной эпитаксии, с двумя КЯ, заключенными в оптический волновод. На Рис. 7 представлена фотография разрыва в контакте двухсекционного лазера мезополосковой конструкции с шириной около 7 мкм. Электрическая изоляция составляла не менее 5 кОм. Важно отметить, что данный результат был получен с использованием доступной и распространенной технологии жидкостного травления, благодаря наличию у структуры стоп-слоя. Часть лазеров была корпусирована на фирме «Нолатех» в стандартный butterfly-корпус с сопряжением с волокном типа SMF28 (Рис. 7), коэффициент ввода в волокно составил около 45%. Режим СМ в образцах длиной 1мм наблюдалась на частоте 42 ГГц при обратных смещениях 3.5÷4 В, длительность импульсов

составила 2.6 пс в гауссовом приближении.

В последнее время наблюдается тенденция использования для диапазона 1.3-1.55 мкм оптоэлектронных приборов на основе соединений InGaAlAs вместо InGaAsP, что обусловлено большей величиной разрыва ΔE_C в зоне проводимости в таких структурах. В работе [A4] был продемонстрирован режим СМ в лазерах с длиной волны излучения 1.54 мкм, изготовленных из гетероструктуры, содержащей $In_{0.67}Ga_{0.33}As$ квантовые ямы толщиной 3.5 nm, разделенные $In_{0.53}Al_{0.20}Ga_{0.27}As$ барьером толщиной 10 nm. Использование таких “тонких” КЯ приводит к тому, что лазер работает в режиме, когда усиление начинает насыщаться из-за малого фактора оптического ограничения. Такой режим способствует стабильности и снижению шумов в лазере с СМ, подобно тому как это происходит в лазерах с КТ. В [A4] проведено измерение джиттера импульсов лазеров с СМ спектрального диапазона 1.55 мкм с активной областью на основе $In_{0.67}Ga_{0.33}As$, и было экспериментально показано, что величина джиттера растет пропорционально корню из числа интервалов между импульсами $\sim \sqrt{N}$. Измеренное значение джиттера было получено

на основе как временного, так и спектрального представлений и составило 140 и 120 фс, соответственно (Рис. 8). Эта величина является относительно небольшой, вследствие работы в области насыщения усиления, что было обусловлено малым значением коэффициента оптического ограничения. Аналогичный результат, а именно малая ширина радиочастотного спектра режима СМ, и, соответственно, низкий уровень временного джиттера, были продемонстрированы в двухсекционных лазерах с одиночной квантовой ямой в расширенном волноводе [A20].

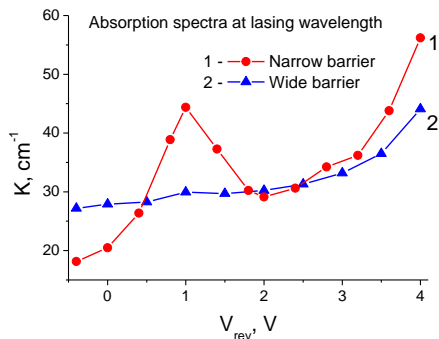


Рис. 9 Зависимость поглощения лазерной структуры на длине волны генерации от обратного смещения, 1 - структура с узким барьером, 2 - структура с широким барьером.

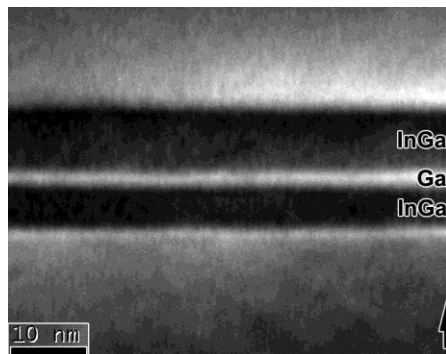


Рис. 10 ПЭМ – изображение асимметричной структуры с тонким (2 нм) барьером.

В [A21] было показано, что возникновение туннельной связи между квантовыми точками (КТ) приводит к появлению непрямых оптических переходов между соседними КТ. Аналогичный эффект имеет место в структурах с туннельно-связанными КЯ, разделенный тонким, проницаемым для электронов барьером [A13]. В структурах с узким барьерным слоем между квантовыми ямами (Рис. 10) происходит туннельное связывание уровней ям, что обуславливает возникновение “непрямого” перехода между квантовыми ямами. При $V_{rev} \approx -1$ В наблюдается пик поглощения для структуры с узким барьером (кривая 1 на Рис. 9), поэтому для этой структуры в данном диапазоне обратных смещения наблюдается СМ.

Основным преимуществом лазеров с КТ для режима СМ является согласование спектров поглощения и усиления. Обусловлено это тем, что спектр усиления на длинах волн основного состояния КТ быстро насыщается с ростом тока. При этом вид спектра поглощения меняется слабо во внешнем электрическом поле, максимум дифференциального поглощения сдвигается в красную область на ~ 1 нм приложении поля 10 КВ/см. Еще одной причиной согласования является неоднородное уширение спектров поглощения и усиления из-за дисперсии размеров КТ. Подтверждением того, что структуры с КТ представляются хорошим выбором создания лазеров с СМ является то, что из одной и той же структуры с 10 слоями КТ были изготовлены лазеры длиной 8 мм с частотой следования импульсов в режиме

СМ 5 ГГц, а также двухсекционные лазеры длиной 1 мм, у которых частота СМ составила 40 ГГц.

В пятой главе рассмотрены методы генерации пикосекундных импульсов при наносекундной токовой накачке, которая и определяет частоту следования импульсов. В результате решения скоростных уравнений показано, что в этом случае лазеры с НП режиме МД излучают импульсы большей мощности, чем лазеры односекционной конструкции в режиме модуляции усиления. Происходит это за счет того, что затвор в виде НП позволяет накопить большую инверсную населенность.

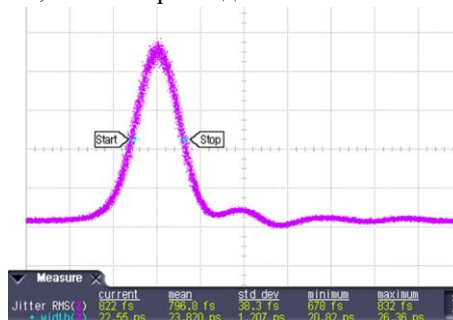


Рис. 11 Осциллограмма (20пс/дел.) лазерных импульсов в режиме МД при субнаносекундной накачке

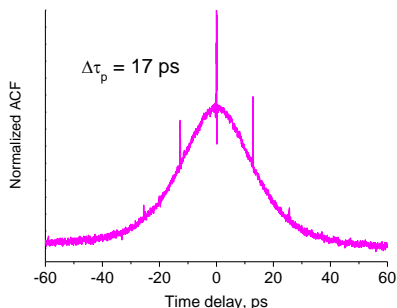


Рис. 12 АКФ лазерного импульса, осциллограмма которого показана на рис.11

В [A9] увеличение энергии и уменьшение длительности импульсов, излучаемых двухсекционным лазером в режиме МД, достигалось за счет накачки импульсами длительностью 1 нс. За счет этого лазер излучал в гибридном режиме МД и

модуляции усиления [11], при этом длительность импульсов света, измеренная с помощью фотоприемника и осциллографа составляла 24 пс при $V_{rev} = 6.2$ V (Рис. 11). С большей точностью длительность импульса лазера была измерена с помощью автокорреляционной функции второго порядка (АКФ) (Рис. 12). Ширина на полувывоте АКФ составляет 25 пс, что при гауссовой форме импульса дает значение длительности импульса 17 пс и, соответственно, при энергии

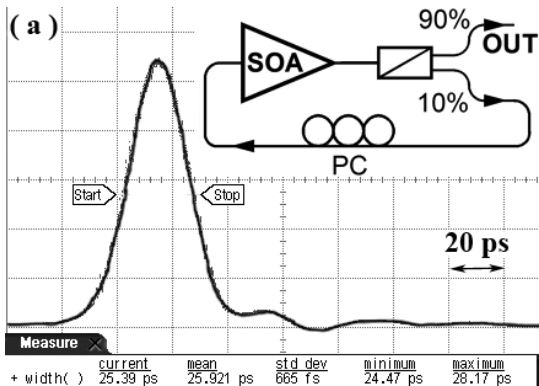


Рис. 13 Осциллограмма импульса полупроводникового усилителя в схеме с кольцевым волоконным резонатором.

импульса 22 пДж мощность импульса в 1,3 Вт. Для удвоения частоты и когерентной томографии необходимы пикосекундные импульсы с регулируемой частотой следования [12], у которых длительность и спектральная ширина связаны

преобразованием Фурье. В [A2] продемонстрировано существование оптимального диапазона температур, в котором длительность импульсов, излучаемых лазерами с распределенной обратной связью в режиме модуляции усиления, составила 35 пс при спектральной ширине 0.07 нм. Произведение длительности импульсов на ширину спектра составляет 0.7, что близко к теоретическому пределу.

Метод генерации коротких импульсов в кольцевых волоконных лазерах на основе полупроводниковых оптических усилителей (ПОУ) [13] позволяет получить длительность и мощность, сравнимую с импульсами в режиме МД, и, в тоже время, со значительно меньшей шириной спектра [A1]. Некоторым недостатком при этом является то, что частота импульсов накачки, и, как следствие, период следования оптических импульсов должны быть кратны времени обхода резонатора. Схема кольцевого лазера с ПОУ и временная форма импульса представлена на Рис. 13. Частота следования импульсов накачки задавалась стандартным радиочастотным генератором, синусоидальный сигнал которого преобразовывался самодельным обострителем в импульсы тока длительностью 0.3 нс с максимальной величиной 600 мА. Диапазон относительной перестройки по частоте можно оценить величиной $\Delta t/T$, где Δt – длительность накачки, а T – период повторения. В кольцевом резонаторе с ПОУ в режиме генерации пикосекундных импульсов ширина оптического спектра уменьшается на порядок при периоде накачки, совпадающей со временем обхода резонатора.

В заключении приводятся основные результаты работы:

1. Разработаны методы изготовления излучателей с дифракционной решеткой на поверхности волноводной гетероструктуры. Изготовлены лазеры с дифракционным выводом излучения в спектральных диапазонах 980 и 1550 нм. Выполнено численное моделирование и получены оценки коэффициента отражения и эффективности нерезонансного дифракционного излучателя. На основе оптической схемы с одним внешним зеркалом реализован лазер с диапазоном перестройки более 100 нм и генерацией пикосекундных импульсов с узкой шириной спектра.
2. Изготовлены лазеры с насыщающимся поглотителем, как на основе имплантированной области, так и с обратносмещенной секцией; выполнены комплексные исследования их характеристик. В результате численного решения скоростных уравнений получены соотношения между длинами усиливающей и поглощающей секций для реализации режима модуляции добротности. В лазерах с объемными и квантоворазмерными активными областями экспериментально изучены режимы генерации пикосекундных импульсов. В двухсекционных лазерах исследовано влияние эффекта Штарка на спектр поглощения и его влияние на область существования синхронизации мод и модуляции добротности.
3. Получено лазерное излучение с длительностью импульсов 1.3 пс на частоте 75 ГГц в лазерах с квантовыми ямами и 4 пс на частоте 5 ГГц с квантовыми точками. Режим синхронизации мод реализован в лазерах спектрального диапазона 0.98, 1.06,

1.3, 1.55 мкм, выявлена связь между диапазоном существования режима генерации пикосекундных импульсов и соотношениями между спектрами поглощения и усиления.

4. В структурах с КТ и КЯ продемонстрирован эффект туннельной связи, на основе таких структур были изготовлены двухсекционные лазеры с пониженным напряжением на секции насыщающегося поглотителя в режиме синхронизации мод.

5. Экспериментально установлено, что в режиме модуляции усиления в РОС-лазерах излучаются пикосекундные импульсы с высоким уровнем энергии в основной спектральной моде при условии смещения брэгговской линии в коротковолновую область относительно длинноволнового края люминесценции.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

A1. И. М. Гаджиев, “Генерация пикосекундных импульсов волоконным лазером с полупроводниковым оптическим усилителем в спектральном диапазоне 1.06 мкм,” ПЖТФ, т. 48, в. 21, с. 14, 2022.

A2. И. М. Гаджиев, М. С. Буяло, А. С. Паюсов, И. О. Бакшаев, Е. Д. Колыхалова, Е. Л. Портной, “Генерация пикосекундных импульсов лазерами с распределенной обратной связью с длиной волны 1064 nm,” ПЖТФ, т. 46, в. 7, с. 12, 2020.

A3. С. А. Минтаиров, И. М. Гаджиев, Н. А. Калужный, М. В. Максимов, А. М. Надточий, М. В. Нахимович, Р. А. Салий, М. З. Шварц, А. Е. Жуков, “Быстродействующие фотодетекторы оптического диапазона 950-1100 nm на основе $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$ -наноструктур квантовая яма-точки,” ПЖТФ, т. 46, в. 24, с. 11, 2020.

A4. М. С. Буяло, И. М. Гаджиев, Н. Д. Ильинская, А. А. Усикова, И. И. Новиков, Л. Я. Карачинский, Е. С. Колодезный, В. Е. Бугров, А. Ю. Егоров, Е. Л. Портной, “Синхронизация мод в лазерах спектрального диапазона 1.55 мкм на основе ‘тонких’ квантовых ям,” ПЖТФ, т. 44, в. 4, с. 95, 2018.

A5. Д. М. Бельтюкова, В. П. Белик, О. С. Васютинский, И. М. Гаджиев, С. Е. Гончаров, И. В. Семенова, “Люминесценция водного раствора фотосенсибилизатора Радахлорин при возбуждении в полосах 405 и 605 nm,” Оптика и спектроскопия, т. 124, в. 1, с. 51, 2018.

A6. И. М. Гаджиев, М. С. Буяло, А. С. Паюсов, А. Е. Губенко, С. С. Михрин, В. Н. Неведомский, Е. Л. Портной, “Режимы излучения двухсекционных лазеров спектрального диапазона 1.06 мкм с активной областью на основе квантовых точек,” ПЖТФ, т. 44, в. 21, с. 30, 2018.

A7. И. И. Новиков, Л. Я. Карачинский, Е. С. Колодезный, В. Е. Бугров, А. С. Курочкин, А. Г. Гладышев, А. В. Бабичев, И. М. Гаджиев, М. С. Буяло, Ю. М. Задиранов, А. А. Усикова, Ю. М. Шерняков, А. В. Савельев, И. А. Няпшев, А. Ю. Егоров, “Усилительные свойства ‘тонких’ упруго напряженных квантовых ям $\text{InGaAs}/\text{InGaAlAs}$, излучающих в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне вблизи 1550 nm,” ФТП, т. 50, в. 10, с. 1429–1433, 2016.

- A8. И. М. Гаджиев, М. С. Буяло, А. Е. Губенко, А. Ю. Егоров, А. А. Усикова, Н. Д. Ильинская, А. В. Лютецкий, Ю. М. Задиранов, Е. Л. Портной, “Переключение между режимами синхронизации мод и модуляции добротности в двухсекционных лазерах с квантовыми ямами при изменении свойств поглотителя за счет эффекта Штарка,” ФТП, т. 50, в. 6, с. 843–847, 2016.
- A9. М. С. Буяло, И. М. Гаджиев, А. А. Усикова, Ю. М. Задиранов, Н. Д. Ильинская, А. Е. Губенко, А. Ю. Егоров, Е. Л. Портной, “Влияние эффекта Штарка на увеличение мощности в двухсекционных лазерах с квантовыми ямами в режиме модуляции добротности,” ПЖТФ, т. 41, в. 20, с. 30–36, 2015.
- A10. М. М. Соболев, И. М. Гаджиев, М. С. Буяло, В. Н. Неведомский, Ю. М. Задиранов, Р. В. Золотарева, А. П. Васильев, В. М. Устинов, “Влияние толщины прослойки GaAs на квантовое связывание и оптическую поляризацию вертикально-коррелированной 10-слойной системы квантовых точек InAs/GaAs,” ФТП, т. 48, в. 8, с. 1059–1064, 2014.
- A11. М. С. Буяло, И. М. Гаджиев, И. О. Бакшаев, Е. Л. Портной, “Ширина линии радиочастотного спектра в лазерах на квантовой яме с пассивной синхронизацией мод,” ПЖТФ, т. 39, в. 3, с. 41–48, 2013.
- A12. Н. Ю. Гордеев, М. В. Максимов, И. О. Бакшаев, М. С. Буяло, И. М. Гаджиев, Н. Д. Ильинская, Е. Л. Портной, “Синхронизация мод на высших гармониках в лазерах на квантовых точках с туннельно-связанными волноводами,” ПЖТФ, т. 38, в. 2, с. 25–31, 2012.
- A13. M. S. Buyalo, I. M. Gadzhiev, A. A. Gorbacevich, A. Y. Egorov, I. O. Bakshaev, Y. M. Zadiranov, N. D. Il'inskaya, and E. L. Portnoi, “Passive modelocking due to diagonal optical transition in asymmetric double quantum well,” Electron. Lett., т. 48, в. 14, с. 870, 2012.
- A14. М. С. Буяло, А. А. Горбацевич, А. Ю. Егоров, И. М. Гаджиев, И. О. Бакшаев, Ю. М. Задиранов, Н. Д. Ильинская, Е. Л. Портной, “Влияние ширины барьера в структуре с двумя асимметричными связанными квантовыми ямами на область существования пассивной синхронизации мод,” ПЖТФ, т. 38, в. 7, с. 31–39, 2012.
- A15. М. М. Соболев, И. М. Гаджиев, И. О. Бакшаев, В. Н. Неведомский, М. С. Буяло, Ю. М. Задиранов, Р. В. Золотарева, Е. Л. Портной, А. Ф. И. Российской, “Поляризационные зависимости электролюминесценции и поглощения вертикально-коррелированных InAs/GaAs-квантовых точек,” ФТП, т. 46, в. 1, с. 96, 2012.
- A16. М. С. Буяло, М. М. Соболев, И. М. Гаджиев, И. О. Бакшаев, Ю. М. Задиранов, Н. Д. Ильинская, Е. Л. Портной, “Пассивная синхронизация мод в лазерах на сверхрешетке из квантовых точек,” ПЖТФ, т. 37, в. 18, с. 31–36, 2011.
- A17. М. М. Соболев, И. М. Гаджиев, И. О. Бакшаев, В. Н. Неведомский, М. С. Буяло, Ю. М. Задиранов, Е. Л. Портной, “Оптическое поглощение в сверхрешетках квантовых точек InAs / GaAs в электрическом поле при комнатной температуре,” ФТП, т. 45, в. 8, с. 1095–1101, 2011.

- A18. И. А. Андреев, О. Ю. Серебренникова, Г. С. Соколовский, Е. В. Куницына, В. В. Дюделев, И. М. Гаджиев, А. Г. Дерягин, Е. А. Гребенщикова, Г. Г. Коновалов, М. П. Михайлова, Н. Д. Ильинская, В. И. Кучинский, Ю. П. Яковлев, “Быстродействующие $p-i-n$ фотодиоды для спектрального диапазона $0.9 - 2.4 \mu\text{m}$ ”, ПЖТФ, т. 36, в. 9, с. 43–49, 2010.
- A19. I. M. Gadjev, B. S. Rvkin, E. A. Avrutin, S. S. Mikhrin, D. A. Livshits, and A. R. Kovsh, “Self-biased saturable absorber mirror demonstrating very low saturation fluence,” *Electron. Lett.*, v. 46, n. 1, p. 74, 2010.
- A20. И. М. Гаджиев, М. С. Буяло, И. О. Бакшаев, Р. И. Григорьев, С. О. Слипченко, Н. А. Пихтин, А. Ю. Лешко, А. В. Лютецкий, Д. А. Винокуров, И. С. Тарасов, Е. Л. Портной, “Особенности синхронизации мод в лазерах с квантовой ямой в широком волноводном слое,” ПЖТФ, т. 36, в. 22, с. 29–36, 2010.
- A21. V. V. Nikolaev, N. S. Averkiev, M. M. Sobolev, I. M. Gadzhiev, I. O. Bakshaev, M. S. Buyalo, and E. L. Portnoi, “Tunnel coupling in an ensemble of vertically aligned quantum dots at room temperature,” *Phys. Rev. B*, vol. 80, no. 20, p. 205304, Nov. 2009.
- A22. М. М. Соболев, И. М. Гаджиев, И. О. Бакшаев, В. С. Михрин, В. Н. Неведомский, М. С. Буяло, Ю. М. Задиранов, Е. Л. Портной, “Поглощение в лазерных структурах со связанными и несвязанными квантовыми точками в электрическом поле при комнатной температуре,” ФТП, т. 43, в. 4, с. 512–516, 2009.
- A23. Е. Л. Портной, И. М. Гаджиев, А. Е. Губенко, М. М. Соболев, А. Р. Ковш, И. О. Бакшаев, “Поляризационная зависимость сдвига Штарка в поглощении в $\text{InGaAs} / \text{GaAs}$ лазерных структурах с квантовыми точками,” ПЖТФ, т. 33, в. 16, с. 28–33, 2007.
- A24. Г. С. Соколовский, В. В. Дюделев, И. М. Гаджиев, С. Н. Лосев, А. Г. Дерягин, В. И. Кучинский, Э. У. Рафаилов, В. Сиббет, “Особенности фокусировки выходного излучения в лазере с распределенным брэгговским зеркалом с искривленными штрихами,” ПЖТФ, т. 31, в. 19, с. 28–34, 2005.
- A25. Y. Hu, A. Gubenko, G. Venus, I. Gadjev, N. Il'inskaja, S. Nesterov, E. Portnoi, M. Dubov, and I. Khrushchev, “Gain switching of an external cavity grating-coupled surface emitting laser with wide tunability,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 24, pp. 4236–4237, 2003.
- A26. J. Jiang, O. Smolski, C. Roychoudhuri, E. Portnoi, G. Venus, I. Gadjev, and J. McKillop, “Broad tunability of grating coupled surface-emitting laser with external cavity,” *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 21, p. 1847, 1999.
- A27. А. Е. Губенко, Г. Б. Венус, И. М. Гаджиев, Е. Л. Портной, “Синхронизация мод и модуляция добротности вблизи порога в диодных лазерах с быстрым насыщающимся поглотителем,” ПЖТФ, т. 25, в. 9, с. 15–22, 1999.
- A28. Е.Л. Портной, Г.Б. Венус, И.М. Гаджиев, А.Е. Губенко, Н.Д. Ильинская, “Пикосекундные полупроводниковые лазеры с многосекционным насыщающимся поглотителем, созданные имплантацией тяжелых ионов,” ПЖТФ, т. 25, в. 13, с. 4–9, 1999.

A29. E. L. Portnoi, G. B. Venus, A. A. Khazan, I. M. Gadjiev, A. Y. Shmarcev, J. Frahm, and D. Kuhl, "Superhigh-power picosecond optical pulses from Q-switched diode laser," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 3, no. 2, pp. 256–260, Apr. 1997.

A30. Патент: Портной Е.Л., Гаджиев И.М., Соболев М.М., Бакшаев И.О., Двухсекционный лазер // Патент РФ № 2383093. – 27.02.2010.

Список литературы

- [1] Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. И. Корольков, Е. Л. Портной, Д. Н. Третьяков, "Инжекционные свойства гетеропереходов n-AlGaAs - p-GaAs," *ФТП*, т. 2, с. 1016–1017, 1968.
- [2] В. Д. Курносков, В. И. Магальяс, А. А. Плешков, Л. А. Ривлин, В. Г. Трухан, В. В. Цветков, "Автомодуляция излучения инжекционного полупроводникового квантового генератора," *ПЖЭТФ*, т. 4, в. 2, с. 449–453, 1966.
- [3] Ж. И. Алферов, Е. Л. Портной, А. Б. Журавлев, Н. М. Стельмах, "Генерация пикосекундных импульсов в инжекционных гетеролазерах с модулированной добротностью," *Письма в ЖТФ*, т. 12, в. 18, с. 1093–1098, 1986.
- [4] W. Wei, J. Chen, J. Huang, Z. Wang, J. Zhang, T. Wang, "Advances of semiconductor mode-locked laser for optical frequency comb generation," *Natl. Sci. Open*, vol. 1, no. 3, p. 20220026, Oct. 2022.
- [5] Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, "Инжекционный гетеролазер с дифракционной решеткой на контактной поверхности," *ФТП*, т. 6, в. 7, с. 1359–1365, 1972.
- [6] Ж. И. Алферов, С. А. Гуревич, Р. Ф. Казаринов, М. И. Мизеров, Е. Л. Портной, Р. П. Сейсян, Р. А. Сурис, "ПКГ со сверхмалой расходимостью излучения," *ФТП*, т. 8, в. 4, с. 832–833, 1974.
- [7] M. Kanskar, J. Cai, D. Kedlaya, D. Olson, Y. Xiao, T. Klos, M. Martin, C. Galstad, S. H. Macomber, "High-brightness 975-nm surface-emitting distributed feedback laser and arrays," in *Laser Technology for Defense and Security VI*, 2010, vol. 7686, p. 76860J.
- [8] L. Wang, A. Qi, X. Zhou, T. Fu, C. Xu, R. Han, H. Qu, W. Zheng, "High Power Conversion Efficiency Narrow Divergence Angle Photonic Crystal Laser Diodes," *IEEE Photonics J.*, vol. 14, no. 4, pp. 1–6, Aug. 2022.
- [9] C. Boyle, C. Sigler, J. D. Kirch, D. F. Lindberg, T. Earles, D. Botez, L. J. Mawst, "High-power, surface-emitting quantum cascade laser operating in a symmetric grating mode," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, no. 12, p. 121107, Mar. 2016.
- [10] K. Kim, S. Lee, O. Smolski, P. J. Delfyett, "External-cavity, actively mode-locked grating-coupled surface-emitting laser and amplification characteristics of a grating-coupled semiconductor optical amplifier," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 11, p. 1273, Jun. 2004.

- [11] B. Lanz, B. S. Ryvkin, E. A. Avrutin, J. T. Kostamovaara, “Performance improvement by a saturable absorber in gain-switched asymmetric-waveguide laser diodes,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 24, p. 29780, Dec. 2013.
- [12] Y. Yokoyama, K. Takada, T. Kageyama, S. Tanaka, H. Kondo, S. Kanbe, Y. Maeda, R. Mochida, K. Nishi, T. Yamamoto, K. Takemasa, M. Sugawara, Y. Arakawa, “1064-nm DFB laser diode modules applicable to seeder for pulse-on-demand fiber laser systems,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 20, no. 6, pp. 714–724, Dec. 2014.
- [13] S.-K. Liaw, D.-C. Li, H.-C. Lee, Y.-Z. Huang, C.-S. Shin, Y.-W. Lee, “Multiple Parameters Optical Sensing Using Fiber Ring Laser Based on Fiber Bragg Gratings and 1064 nm Semiconductor Optical Amplifier,” *Opt. Spectrosc.*, vol. 127, no. 6, pp. 1057–1061, Dec. 2019.