

Полупроводниковые лазеры – от гомопереходов до квантовых точек

П.Г.Елисеев

Дан краткий обзор развития физики и технологических достижений в области полупроводниковых лазеров, начиная с теоретических предложений, сделанных в конце 50-х годов XX века, и до настоящего времени. Так, например, пороговая плотность тока при комнатной температуре, составлявшая в 1963 г. $10^5 - 10^6$ А/см², снижена к настоящему времени до ~ 10 А/см². Рассмотрены основные факторы, благодаря которым стал возможен этот прогресс. Подробно обсуждены механизмы преобразования энергии, определяющие высокий КПД полупроводниковых лазеров.

Ключевые слова: гомолазеры, гетеролазеры, квантоворазмерные лазеры.

1. Введение

Полупроводниковый диодный лазер – самый компактный, экономичный и надежный лазер из всего богатого набора лазерных устройств. Без преувеличения можно сказать, что этот лазер практически стал «лазером в каждом доме». В CD- или DVD-плеерах, в лазерных принтерах, в компьютерах работают миниатюрные лазерные кристаллы, главным образом на основе GaAs и родственных материалов. Когда мы звоним по телефону, то обычно нас «обслуживают» коммуникационные полупроводниковые лазеры на основе InP и родственных материалов. Диодные лазеры незаменимы в современной промышленной, бытовой и научной технике. Они ежемесячно производятся в миллионных количествах, и масштабы их производства продолжают расти. Телефония и разные виды кабельной связи также получили второе дыхание благодаря применению полупроводниковых лазеров.

Лазерные диоды оказались настолько органичными в разных областях техники, что кажется, будто они существовали всегда. Однако их история насчитывает чуть более 40 лет – первые лазерные диоды были созданы в 1962 г. В 1959 г., еще в долазерные времена, Н.Г.Басов, Б.М.Вул и Ю.М.Попов показали, как можно сделать из полупроводника квантовомеханический генератор и усилитель, т. е., источник когерентного электромагнитного излучения, по современной терминологии – лазер [1]. Идея состояла в использовании обратимого электронного разряда (пробоя) для получения высокой концентрации избыточных носителей. Электрический разряд затем успешно применялся при создании газовых лазеров, а полупроводниковые лазеры с накачкой пробоем были созданы несколько позже.

Академик Николай Геннадиевич Басов был энтузиастом создания и развития полупроводниковых лазеров.

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53
Адрес в настоящее время: Centre for High-Technology Materials, University of New Mexico, Albuquerque, USA;
e-mail: eliseev@chtm.unm.edu

Поступила в редакцию 20 сентября 2002 г.

В 1961 г. он (вместе с О.Н.Крохиным и Ю.М.Поповым [2]) предложил использовать $p-n$ -переход в вырожденном полупроводнике для получения, как тогда говорили, состояния с отрицательной температурой, т. е. с инверсной населенностью, нужной для работы полупроводникового лазера [2]. Одновременно было выведено соотношение, описывающее такое состояние, которое осталось справедливым и по сей день. Тогда же было указано, что граница между областями полупроводника с разными концентрациями носителей отражает электромагнитные волны [2] и потому может служить для формирования мод оптического резонатора.

Эти идеи вскоре были реализованы в экспериментах нескольких научных групп [3–8]. Были созданы первые диодные лазеры на $p-n$ -переходах (гомоструктурах) в GaAs, испускавшие когерентное излучение в области длин волн 850 нм [3, 4, 6–8], а также разновидности этих лазеров (GaAsP) для видимого (красного) излучения [5]. Несколько раньше в работе [9], по-видимому, было уже достигнуто желаемое состояние с отрицательной температурой, когда импульсы большого тока пропускались именно через вырожденные $p-n$ -переходы на основе GaAs. Признаком появления стимулированного излучения послужило некоторое спектральное сужение, хотя импульсы накачки не были достаточными для достижения лазерного режима. Интересные комментарии о ранних этапах разработок полупроводниковых лазеров имеются в статьях [10–14].

За 40 лет диодные лазеры прошли многочисленные этапы развития и усовершенствования и стали самым массовым современным лазером. Здесь следует упомянуть и расширение набора лазерных полупроводников, пригодных для перекрытия широкого спектрального диапазона (от УФ до дальнего ИК), и совершенствование качества лазерного материала (бездислокационные кристаллы), и разработки одномодовых лазерных структур. Существенный прогресс достигнут в области технологии полупроводниковых структур, позволяющей в настоящее время контролировать рост монокристаллических слоев и, например, квантовых точек – атомоподобных объектов с индивидуальным объемом $\sim 10^{-18}$ см³.

Основными этапами улучшения характеристик лазерного диода являются следующие: 1) переход к эпитакси-

альным методам изготовления диодных структур; 2) переход к гетероструктурам [15–17]; 3) переход к структурам с пониженной размерностью – квантовым ямам, нитям и точкам. Благодаря этому пороговую плотность тока диодных лазеров при комнатной температуре удалось снизить примерно в 10^4 – 10^5 раз. Другой важнейший показатель качества диодного лазера – увеличение ресурса его работы: от считанных секунд чистого времени в первых непрерывных лазерах до миллионов часов в современных лазерах.

Н.Г.Басов не только предвидел блестящее будущее полупроводниковых лазеров, но и приложил немалые усилия для того, чтобы на практике развить это направление. Раньше других оценив потенциальные преимущества полупроводниковых лазеров, он обращал особое внимание на такие факторы, как возможная высокая эффективность преобразования энергии (еще в те времена, когда реальный КПД был очень низок), высокое быстродействие, обеспечивающее возможность применения лазеров в широкополосной оптической связи и, что он считал не менее важным, в сверхбыстрой вычислительной технике, и компактность, возможность интегрального «микросхемного» исполнения.

Что касается масштабов практического применения полупроводниковых лазеров, то еще в 70-е годы Н.Г.Басов пришел к выводу, что для осуществления лазерного управляемого термоядерного синтеза (УТС) полупроводниковые лазеры необходимо использовать на промежуточном этапе преобразования энергии, а именно – для оптической накачки. УТС остается главной надеждой решения энергетических проблем человечества в будущем. Однако лазерные агрегаты, способные «поджечь» термоядерную реакцию, обладали изначально столь низким КПД, что общий энергетический баланс оказывался неприемлемым. Исправить положение могли полупроводниковые лазеры, которые уже тогда показывали рекордный КПД – около 40%. В то же время бытовало мнение, что диодные лазеры маломощны и сравнительно дороги.

Казалось невероятным, что проект Н.Г.Басова будет иметь реальное воплощение. Действительно, в одном лазерном агрегате для УТС число полупроводниковых лазеров должно было быть порядка 10^{12} штук! И это тогда, когда их мировое производство не превышало 10^6 штук в год. Кроме того, стоимость одного лазера была около \$100 за штуку, поэтому никакой бюджет не был бы в силах поддержать такую работу. Когда я высказал Н.Г.Басову свои сомнения, он согласился, что это – дорогой проект, но для начала надо решить проблему изготовления больших количеств лазерных диодов. Эти затраты окупятся, когда заработают термоядерные электростанции. Кроме того, есть масса промежуточных задач, решение которых даст экономический эффект, например лазерная технология.

Время показало, что для лазерного УТС нет другого пути, кроме использования полупроводников. Именно диодная накачка оказывается незаменимой в большинстве современных приборов и установок лазерной технологии. Промышленностью уже освоены целые панели полупроводниковых лазеров с миллионами диодов в одной панели (частично – монолитно-интегрированных), и заказы на них поступают, главным образом, от разработчиков лазерного УТС.

2. Основные типы полупроводниковых лазеров

В большом семействе полупроводниковых лазеров основное место принадлежит лазерам на межзонных переходах с инжекционной накачкой (инжекционным лазером). Имеется ряд разновидностей этих лазеров, в частности лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL), в которых лазерный пучок генерируется в направлении нормали к плоскости активного слоя. Эти лазеры уже используются в многочисленных прикладных задачах, в частности для широкополосной передачи информации на сравнительно короткие расстояния (на практике – это более половины рынка коммуникационных лазерных систем). Лазеры с вертикальным резонатором легко komponуются в одномерные или двумерные монолитные массивы и могут со временем найти применение в системах лазерной накачки. К лазерам на межзонных переходах (биполярным лазерам) относятся также полупроводниковые лазеры с разными способами накачки: пучком быстрых электронов [18] или другими быстрыми частицами, с оптической накачкой [19], накачкой электрическим пробоем [20] и т. п. В так называемых стримерных лазерах используется неполный разряд с бегущим стримером. Вместе с ним по кристаллу бежит и активная область лазера, где в непосредственной близости от собственно стримера (позади него) создается инверсная населенность [20]. Еще в 60-е годы в лазерах с бесконтактной накачкой была продемонстрирована возможность генерации в продольной геометрии [21], т. е. с вертикальным резонатором, аналогичным используемому в лазерных диодах типа VCSEL. Благодаря большому оптическому усилению в полупроводниках при продольной геометрии длина активной области вдоль оси резонатора сравнительно мала, зато площадь излучающей поверхности может быть достаточно большой для получения высокой мощности (10^5 – 10^6 Вт за импульс). Данные лазеры получили название лазеров с излучающим зеркалом [21].

Наряду с этим созданы и так называемые униполярные полупроводниковые лазеры на внутризонных переходах. В частности, к ним относятся лазеры на горячих дырках [22] и квантово-каскадные лазеры (QCL) [23]. В последних используются переходы между субзонами или между дискретными уровнями в квантоворазмерных структурах, включая суперрешетки. В качестве механизма накачки рабочих уровней (заполнения верхнего и опустошения нижнего) используется туннелирование, в частности резонансное туннелирование между соседними квантовыми ямами. Известны два униполярных излучательных механизма – вертикальные переходы между возбужденным и основным состоянием в квантовой яме (или между разными возбужденными состояниями), и диагональные переходы между уровнями квантования в соседних ямах. Некоторое уменьшение вероятности переходов при диагональном механизме (из-за неполного перекрытия волновых функций) компенсируется тем, что униполярные гетероструктуры легко сочетаются в последовательном монолитном исполнении («каскадируются», откуда и произошел термин каскадные лазеры). Другими словами, имеется простая возможность поместить пакет униполярных структур в модовый объем лазера и получить суммарное усиление, когда усиления индивидуальной структуры недостаточно. Каскадные ла-

зеры, вероятно, вытеснят со временем своих биполярных собратьев из областей применения в ИК диапазоне (3.5–19 мкм), где биполярные лазеры работоспособны только при низких температурах. Созданы каскадные лазеры, работающие при $T = 300$ К в диапазоне 5.0–8.4 мкм [24], с достаточно высокими параметрами для применения в спектроскопии высокого разрешения и в спектроскопических датчиках [25].

3. Материалы для полупроводниковых лазеров

Наиболее распространенные типы полупроводниковых лазеров базируются на материалах $A^{III}B^V$, причем преобладают те, в которых используется технология на основе GaAs. На следующем месте – лазеры на основе InP-технологии. В видимом диапазоне кроме красных лазеров на InAlGaP (на подложке из GaAs) существует новое семейство лазерных диодов, изготавливаемых с использованием GaN-технологии (коммерческое производство фиолетовых лазеров начато в 1999 г.). На лабораторном уровне имеются разработки лазеров на нитридах в диапазоне от ультрафиолетового до синего света [26–29], а также лазеров на основе гетероструктур твердых растворов соединений типа $A^{II}B^{VI}$ (ZnSe и родственные составы [30–32]) в сине-зеленом диапазоне. Их выращивание осуществлено также на GaAs-подложках.

Еще одна группа лазерных полупроводников, типа $A^{IV}B^{VI}$, перекрывает широкий спектральный диапазон (3–50 мкм). Достигнуты значительные успехи в улучшении лазерных характеристик (в том числе в повышении рабочей температуры), однако применение и производство этих лазеров ограничивается необходимостью использования криогенной аппаратуры. О стимулированном излучении из полимерных полупроводниковых диодов сообщается в [33].

Поскольку в униполярных материалах прямозонность не имеет первостепенного значения, возможно применение таких материалов, как Si или Ge. В лазерах на горячих дырках используется преимущественно непрямозонный p -Ge (диапазон 70–350 мкм). Кроме того, имеются и другие перспективные группы лазерных полупроводников, еще не освоенные в коммерческом производстве. Так, в каскадных лазерах среднего ИК диапазона успешно используются многослойные квантоворазмерные структуры также на базе GaAs- и InP-технологий (диапазон 5–18 мкм). Обзор лазерных материалов для длинноволновых лазеров дан в [34].

4. Области применения полупроводниковых лазеров

Не вдаваясь в детали, перечислим технические применения полупроводниковых лазеров:

1. Компакт-дисковые системы записи и считывания информации (CD-, DVD- и мини-дисковые проигрыватели, CD-драйверы в компьютерах, компьютерные системы памяти).
2. Лазерные принтеры.
3. Системы связи: дальняя телефонная кабельная связь, широкополосная кабельная связь между компьютерами и в локальных сетях, направленная оптическая связь в атмосфере и космосе, различная сигнализация.
4. Промышленная и транспортная автоматика и

робототехника, «зрение роботов» и различные интерферометрические и импульсные датчики, измерители расстояния, контроль прецизионного перемещения в электронной промышленности.

5. Считывание бар-кодов, считывание показаний приборов, оптические указки, «оптические сторожа».

6. Оптическая накачка, лазерная диодная накачка твердотельных лазеров, в частности для опытов по управляемому термоядерному синтезу.

7. Стробоскопическая подсветка, активное ночное видение, слежение, целеуказание, освещение, проекционное воспроизведение изображения.

8. Спектроскопия высокого разрешения, особенно ИК молекулярная спектроскопия, спектроскопические датчики примесей и опасных газов.

9. Лазерная технология: маркировка, микросварка и резка.

10. Лазерная медицина: офтальмология, хирургия, обезболивание, заживление ран, терапия «малых доз» и т. п.

5. Технологическая эволюция

Гомоструктуры. С 1962 по 1968 гг. были известны лазерные диоды лишь одного типа – так называемые гомоструктуры, или просто лазеры на p – n -переходе. Если в 1962 г. лаборатории располагали только диффузионными гомоструктурами, то в 1963–1964 гг. началось широкое применение жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ). Эта технология обладала важным достоинством: профиль легирования мог контролироваться с большей точностью, чем при диффузионном методе. Действительно, диффузионная гомоструктура предполагала использование заранее сильнолегированной подложки (обычно n -типа) с последующей конверсией одного типа проводимости в другой при диффузии в верхний слой подложки. В качестве акцепторной примеси в GaAs использовался цинк, обладающий аномальной диффузией и обеспечивающий очень высокую поверхностную концентрацию акцепторов. Таким образом, активная среда формировалась в материале подложки около p – n -перехода, где были представлены обе примеси, доноры и акцепторы, причем p -тип проводимости в этой области образовывался путем перекомпенсации. При использовании метода ЖФЭ можно было выращивать эпислой с заданным легированием, не обязательно с компенсированными примесями, причем активная область могла быть помещена в эпислой, обычно более совершенный, чем подложка. Эпитаксиальные структуры позволили сделать первый шаг к улучшению пороговых характеристик. Минимальная пороговая плотность тока при комнатной температуре была снижена до 20 кА/см² [35].

Гомоструктуры были созданы на ряде материалов типа $A^{III}B^V$ и перекрывали диапазон 640 нм–1.1 мкм [36, 37]. Другую группу составили соединения и сплавы типа $A^{IV}B^{VI}$ [38, 39], работающие в среднем ИК диапазоне. Важный результат заключался в том, что эти диапазоны (а затем – и более широкой диапазон, 370 нм–50 мкм) можно было, в принципе, перекрывать непрерывно – за счет использования как полупроводников разного состава, так и перестройки длины волны под действием температуры, давления или магнитного поля.

Гетероструктуры. Трудно переоценить тот рывок в лазерных характеристиках, который был совершен с

внедрением гетероструктур. Хотя о преимуществах использования контакта двух разнородных полупроводников в лазерах упоминалось еще в начале 60-х годов [2, 15, 16], потребовались значительные усилия и прогресс в технологии, чтобы доказать это практически. Состыковка разных монокристаллических материалов стала новой проблемой для эпитаксиальной технологии, поскольку несогласованность кристаллических решеток немедленно приводила к образованию на гетерогранице множества дефектов и прежде всего – сетки дислокаций несоответствия. Такого рода дефекты были недопустимыми, т. к. вносили существенные потери тока накачки за счет безызлучательной рекомбинации и утечек. В дальнейшем стало также ясно, что дислокации в активной области или ее окрестностях крайне нежелательны, поскольку они служат очагами ускоренной деградации. Итак, нужно было добиться высокого структурного качества гетеропереходов. Избежать формирования дефектов несоответствия можно двумя путями: 1) подбирать материалы для гетероструктур с совпадающими периодами решетки и 2) ограничиваться тонкими эпистоями при наличии умеренного рассогласования (критическая толщина обратно пропорциональна рассогласованию периодов решеток).

Вначале эффективно использовался первый путь. Благоприятным обстоятельством оказалось близкое совпадение периодов решетки GaAs и AlGaAs. В работе [17] Ж.И.Алферов и др. показали возможность лазерной генерации в структуре с GaAs/AlGaAs-гетеропереходами. За этим последовал этап усовершенствования конструкции и технологии. Некоторое время интерес привлекали односторонние гетероструктуры n -GaAs/ p -GaAs/ P -AlGaAs, в которых широкозонный материал AlGaAs использовался для создания барьера против диффузии электронов в p -область [40–42]. Однако асимметрия распределения диэлектрической постоянной односторонних гетероструктур препятствовала уменьшению толщины активного слоя и снижению пороговой плотности тока менее ~ 8 кА/см² [42]. Более эффективными оказались двусторонние (двойные) гетероструктуры (ДГС) [43,44]. Достижение пороговой плотности тока менее ~ 1 кА/см² сделало возможным непрерывный режим генерации при комнатной температуре [44–47], что раскрыло огромные перспективы практических применений и послужило поворотным моментом в производстве полупроводниковых лазеров.

В 70-е годы была в основном решена проблема долговечности лазерных диодов (по крайней мере, для лазеров малой мощности) и разработаны многочисленные варианты лазерных структур. Кроме того, появились более перспективные эпитаксиальные технологии выращивания гетероструктур – молекулярно-пучковая и МОС-гидридная. С 80-х годов началось быстрое развитие квантоворазмерных структур и соответствующих технологий (см. разд.7).

6. Способы удержания электронов и фотонов, используемые в полупроводниковых лазерах

Гетеропереходы позволили создать градиенты или скачки таких важных параметров полупроводниковой структуры, как ширина запрещенной зоны, энергетическое положение краев валентной зоны и зоны проводимости, показатель преломления. Использование энергетических барьеров для удержания носителей в заданном объеме обеспечивает электронное ограничение (ограничение диффузионно-дрейфового движения носителей). Градиенты или скачки показателя преломления могут эффективно влиять на формирование модового объема. Оптическое ограничение фотонов применительно к лазерным структурам эквивалентно волноводному эффекту, если в последний включать влияние не только профиля показателя преломления (index-guiding), но и профиля показателя усиления/поглощения (gain-guiding). В гетероструктурах AlGaAs/GaAs и в целом ряде других лазерных структур хорошо работает правило: более широкозонный материал гетероструктуры имеет меньший показатель преломления (исключения редки, например GaSb/InAs). Таким образом, если активный узкозонный материал, заключенный между более широкозонными материалами, образует потенциальную яму для избыточных носителей и имеет более высокий показатель преломления, то он одновременно оказывается и сердцевиной оптического волновода, предотвращающего дифракцию лазерного излучения в пассивные области.

Двойные гетероструктуры AlGaAs/GaAs/AlGaAs [43] и InP/InGaAsP/InP [48] стали примерами хорошего согласования обоих объемов – активного и модового. Фактор оптического ограничения Γ для гетероструктур был рассчитан впервые в работе [49], а в экспериментальной работе [50] было показано, что в гетероструктурах на основе AlGaAs/GaAs действительно имеется сильное оптическое ограничение – поперечное сечение лазерного пучка может быть доведено фактически до полуволны (о чем свидетельствует дифракционная расходимость лазерного излучения во внешней среде). Оптимизация гетероструктуры для получения минимальной пороговой плотности тока [51] показала, что толщину активной области следует уменьшать до технологического предела, при этом сильно уменьшается фактор оптического ограничения и, следовательно, модовый коэффициент усиления. Однако, благодаря присущему полупроводникам высокому оптическому усилению (уникально большому среди всех лазерных сред), можно ожидать снижения порога генерации одновременно с уменьшением толщины активного слоя d .

Наиболее широкие возможности имеют место в гетероструктурах с отдельным ограничением (РО–ДГС) [52–54], где активный и модовый объемы оптимизируются независимо. Подобный вариант является наиболее употребительным и в настоящее время, когда в большинстве лазерных структур активная область состоит из одной или нескольких квантовых ям, помещенных в оптический волновод, который, в свою очередь, заключен между обкладочными широкозонными слоями (в русскоязычной литературе – эмиттеры). Квантовыми ямами называют гетероструктуры с ультратонким активным слоем, в котором проявляются квантоворазмерные эффекты. Заметим, что среди структур с ультратонким активным слоем именно структуры с отдельным ограничением имеют больший фактор оптического ограничения. Было показано, что в двойных гетероструктурах фактор $\Gamma \sim d^2$, тогда как в РО-структурах $\Gamma \sim d$ [55]. В итоге в квантоворазмерных структурах обоих типов модовое оптическое усиление в РО-структурах при том же материальном усилении, т. е. при той же плотности накачки, оказывается на порядок больше.

7. Лазеры на структурах пониженной размерности

С начала 80-х годов внимание разработчиков переключилось на лазеры с квантовыми ямами. Отметим, что термин квантовые ямы исторически закрепился за структурами с ограничением по одной координате (т. е. с двумерным электронно-дырочным газом). Структуры с двумерным ограничением и одной трансляционной степенью свободы называют квантовыми нитями, а структуры с трехмерным ограничением – квантовыми точками. Уровни квантования в ультратонких структурах на основе AlGaAs [56] были обнаружены еще в 1974 г.

В снижении пороговой плотности тока в полупроводниковых лазерах внесли вклад несколько факторов. С одной стороны, это чисто технологические достижения (освоение прецизионных технологий эпитаксиального роста с контролем толщины от монослоя, освоение технологий квантовых нитей и квантовых точек и т. д.), с другой стороны – уменьшение активного объема и квантоворазмерные эффекты.

Фактор объема активной среды. В лазерах первого поколения – гомолазерах – не обеспечивался надлежащий контроль объема активной среды, поскольку инжектированные носители могли свободно мигрировать в глубь полупроводника. Активный объем фактически зависел от глубины проникновения носителей. Например, если миграцию электронов описать длиной диффузии L , то распределение концентрации избыточных электронов $N_e(x) = N_{e0} \exp(-x/L)$, где N_{e0} – концентрация на p – n –переходе. Если на частоте лазерной генерации инверсия достигается при концентрации электронов N^* , то толщина области, в которой имеется инверсия (в p –стороне, причем $N^* < N_{e0}$), составит $d = L \ln(N_{e0}/N^*)$. Величина d не обязательно совпадает с длиной диффузии L и, кроме того, она оказывается переменной, поскольку N^* зависит от частоты генерации. Аналогичная ситуация складывается и при нелинейной рекомбинации, когда распределение электронов имеет более сложный профиль.

В ранних расчетных работах этими факторами пренебрегали и толщина активной области принималась постоянной величиной порядка L . Заметим, что в некоторых эпитаксиальных гомоструктурах активная область намеренно изготавливалась как сильно компенсированный полупроводник и поэтому отличалась от прилегающих слоев. За счет «хвостов» плотности состояний в компенсированном материале получали несколько уменьшенную ширину запрещенной зоны. В этом случае активная область играла роль потенциальной ямы, в которой диффузия частично ограничена барьером, созданным путем легирования. Полупроводниковые гетеробарьеры служат инструментом для удержания носителей и фотонов в заданном активном объеме. В работе по оптимизации толщины активного слоя в гетеролазере на минимум пороговой плотности тока [51] было показано, что если усиление достаточно быстро растет с концентрацией носителей, то целесообразно уменьшить толщину активного слоя (до технологически доступного в то время предела $\sim 20 - 50$ нм). Это было первая рекомендация по использованию ультратонких активных слоев, что впоследствии было эффективно реализовано в квантоворазмерных структурах. О создании и изучении лазеров с ультратонкими активными слоями сообщается в [57]. Значительное снижение порога генерации было до-

стигнуто в [58], где использовались гетероструктуры с отдельным ограничением.

Объемная скорость рождения избыточных носителей при инжекции в слой толщиной d определяется плотностью тока инжекции J и равна $J/(ed)$, где e – заряд электрона. При $d < L$ можно считать эту скорость однородной по глубине, и отсюда возникает зависимость пороговой плотности тока от толщины активной области. Пользуясь линейным приближением для рекомбинации носителей, рассмотрим, к примеру, как p – P –гетеробарьер повышает эффективность использования инжектированных носителей. Если барьер достаточно высок для того, чтобы предотвратить диффузию электронов в P –область, то распределение электронов примет вид $N_e(x) = N_{e0} \cosh[(d-x)/L] / \sinh(d/L)$. Здесь мы пренебрегаем поверхностной рекомбинацией на p – P –границе, полагая, что она не содержит дефектов. При этом средняя концентрация в активном слое увеличивается по сравнению со случаем свободной диффузии на фактор $\gamma = 1/[1 - \exp(-d/L)]$, который составляет ~ 10 при $d/L = 0.1$ и ~ 100 при $d/L = 0.01$. Такой выигрыш достигается уже в односторонней гетероструктуре [51], у которой из-за ее диэлектрической асимметрии оптическая мода слабо удерживается в пределах активного объема. В полной мере этот выигрыш получен в ДГС и в РО–ДГС.

Поскольку волновые функции носителей проникают в барьеры тем больше, чем тоньше квантовая яма, то в итоге объемная (3D) концентрация носителей в ультратонком активном слое теряет точный смысл, когда область локализации носителей становится больше номинальной толщины d , относящейся к узкозонному активному слою. Точный физический смысл имеет двумерная концентрация N_{2D} . Фактически область локализации носителей определяется профилями плотности вероятности соответствующих волновых функций, которые зависят не только от толщины, но и от главного квантового числа, эффективной массы и высоты барьеров. Тем не менее очень часто в расчетах квантовых ям продолжают пользоваться 3D-концентрацией (для упрощения сравнения с объемным случаем). Например, в расчете материального усиления g среды квантовой ямы часто используют эффективную 3D-концентрацию, которая связана с двумерной как $N_{3D} = N_{2D}/d$. При расчете модового усиления нужно определить фактор оптического ограничения Γ , относимый также к толщине d , а не к размеру области локализации носителей; при этом $g_{\text{mod}} = g\Gamma$. Данный формально неправильный расчет иногда дает разумный результат, поскольку если носители локализованы в слое толщиной $d^* > d$, то их концентрацию надо скорректировать в сторону уменьшения пропорционально отношению d/d^* , а величину Γ следует скорректировать в сторону увеличения на фактор d^*/d . Если же материальное усиление растет линейно с концентрацией носителей, произведение остается неизменным. Это справедливо, пока интенсивность электромагнитного поля можно считать неизменной в пределах активного слоя (что хорошо выполняется в типичных квантовых ямах) или в пределах пакета квантовых ям в многослойных квантоворазмерных структурах (типа MQW). Этот трюк, очевидно, проходит в оценочных, а не в точных расчетах.

Существуют также кристаллографические и технологические ограничения минимальной толщины квантовой

ямы. Толщина кристаллографического монослоя в (001) GaAs-структуре составляет 0.28 нм, и в такой яме глубокая локализация носителей уже невозможна. Скачки толщины по технологическим причинам могут быть на уровне монослоя. Обычно средняя толщина ямы много больше толщины монослоя.

Квантоворазмерные эффекты. Под квантоворазмерными эффектами здесь имеются в виду специфические особенности движения носителей в ультрамалых объемах, сопоставимых (или меньших) с длиной волны электрона или дырки. В то же время эти объемы должны быть достаточно велики для того, чтобы можно было использовать элементы зонной теории (ширина запрещенной зоны, эффективная масса).

Слой узкозонного полупроводника, заключенный между более широкозонными полупроводниками, представляет собой потенциальную яму для носителей хотя бы одного знака. Если между полупроводниками образуется так называемый гетеропереход 1-го типа, то потенциальные ямы формируются для носителей обоих знаков (в отличие от этого в гетеропереходах 2-го типа происходит разделение носителей по разные стороны гетероперехода). При локализации носителей в квантовой яме появляются дискретные разрешенные энергетические уровни, и нижнее (основное) состояние характеризуется кинетической энергией локализации (или просто – энергией локализации), отделяющей соответствующий основной уровень от дна потенциальной ямы. Кроме того, в квантовых ямах правила отбора при излучательных переходах также видоизменяются, поэтому могут получить преимущества определенные поляризации излучения и может несколько измениться его направленность.

Таким образом, энергия перехода между основными состояниями в квантовой яме оказывается больше энергии межзонного перехода в том же материале. Это дает дополнительную возможность изменения длины волны лазерного излучения за счет изменения размеров квантовой ямы, поскольку энергия локализации в прямоугольной яме с бесконечными барьерами $E_0 = \pi^2 \hbar^2 / (md^2)$, где m – эффективная масса носителя. Эта формула дает хорошее приближение для достаточно глубоких потенциальных ям. Поправка на «небесконечную» глубину становится существенной для уровней, находящихся вблизи края барьера.

Минимальную толщину ямы d_{\min} , при которой уже не обеспечивается локализация носителей, можно оценить с помощью неравенства $E_0 \geq \Delta E$, где ΔE – глубина ямы. В GaAs и близких к нему материалах оценка d_{\min} дает примерно 4–5 нм, а в GaN – около 2 нм. В более тонких ямах нижний уровень «выталкивается» из ямы в сторону уровней континуума. Строго говоря, в квантовой яме всегда есть связанное состояние, но практическое значение могут иметь лишь достаточно глубокие состояния, а не те, которые легко термоионизируются.

Дискретизация спектра сводится к модификации распределения плотности состояний по энергии. Возможность управлять плотностью состояний обеспечивает существенный ресурс дальнейшего улучшения лазерных характеристик. Дело сводится к следующему. Очевидно, что для работы лазера вполне достаточно, чтобы были инвертированы рабочие уровни, т.е. те из уровней в зонах, которые фактически обеспечивают пороговое усиление и необходимую скорость вынужденных пере-

ходов при сверхпороговой накачке. В полупроводниках приходится также заполнять некоторое число уровней в зонах, которые прямо не участвуют в лазерном механизме. Обычная (невынужденная) рекомбинация с их участием входит в выражение для пороговых потерь. Эти уровни расположены по энергии ниже либо выше рабочих уровней. Более низкие уровни приходится заполнять, поскольку сами они не обеспечивают достаточного усиления и для его увеличения требуется более мощная накачка. В объемном полупроводнике плотность состояний растет примерно как корень квадратный из кинетической энергии, поэтому в нем с длинноволновой стороны от пика лазерного излучения всегда есть «неработающие» уровни. В квантовой яме плотность состояний возрастает скачком, и если она достаточна для получения нужного усиления, то «неработающих» уровней такого рода фактически нет.

Что касается уровней, находящихся выше по энергии, чем рабочие уровни, то их населенность связана с температурным размытием квазиравновесной функции заполнения. Число носителей на этих уровнях соответствует интегралу от произведения плотности состояний на функцию заполнения по указанному интервалу энергии. Функция заполнения определяется положением квазиуровня Ферми и температурой. Плотность состояний квантовых нитей и точек убывает с энергией, превышающей квантовый уровень, поэтому надлежащая оптимизация энергетического спектра позволяет, в принципе, уменьшить вклад нерабочих состояний, лежащих выше рабочего уровня. Если вышестоящий (следующий) квантовый уровень находится далеко по энергии (много больше kT) от основного уровня, то при повышении температуры хвост функции заполнения расширяется в область низкой или, в идеале, нулевой плотности состояний. Отсюда следует, что в таких лазерных средах в принципе можно существенно ослабить температурную зависимость усиления и порога генерации.

Использование квантовых эффектов в наноструктурах для снижения порога полупроводникового лазера заключается, в основном, в оптимизации профиля плотности состояний. Иногда это называют «зонной инженерией». Заметим, что ее освоение происходило одновременно с развитием технологии напряженных гетероструктур. Влияние профиля плотности состояний на пороговый ток и его температурную зависимость рассматривалось еще в 60-е годы. Преимущество структур с пониженной размерностью анализировалось в работах [59, 60]. Фактически ослабление температурной зависимости усиления происходит в ситуации, которую можно назвать сильным вырождением. В объемном полупроводнике критерий сильного вырождения сводится к неравенству $F - E_c \gg kT$, где F – квазиуровень Ферми для электронов (для дырок соотношение аналогичное). В [61] получен обобщенный критерий сильного вырождения для разных (плавных) профилей плотности состояний $\rho(E)$ в окрестностях квазиуровня Ферми:

$$\frac{d \ln \rho}{dE} \ll \frac{1}{kT}. \quad (1)$$

На соотношении (1) основан анализ порогового тока в квантоворазмерных структурах в работе [60]. Там показано, что в наноструктурах с пониженной размерностью это условие выполняется сравнительно легко, например в квантовой яме плотность состояний, лежащих выше

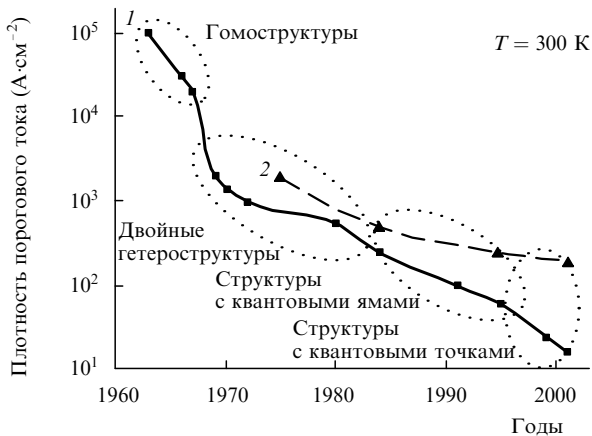


Рис.1. Эволюция пороговой плотности тока при комнатной температуре в инжекционных лазерах разных поколений: 1 – структуры на основе GaAs-технологии; 2 – структуры на основе InP-технологии.

основного, вообще постоянна в некотором интервале энергий (между основным и первым возбужденным состояниями). Значит, в этом интервале энергий левая часть неравенства (1) зануляется (неравенство (1) тем более выполняется, если его левая часть отрицательна). Вклад в температурную зависимость, однако, обусловлен наличием участка спектра плотности состояний, на котором неравенство (1) несправедливо.

8. Эволюция пороговой плотности тока и пороговой плотности мощности накачки

Обычно рассматривают изменение пороговых токов или пороговых плотностей тока (рис.1). Следует обратить внимание на пороговую плотность мощности накачки (на единицу активного объема), поскольку эта величина наиболее адекватно характеризует возбужденное состояние среды. Некоторые оценки, касающиеся эволюции пороговых параметров, приведены в табл.1. Взятые примеры лазерных структур на основе GaAs-технологии. Для многих будет неожиданностью, что при гигантском прогрессе в пороговой плотности тока плотность мощности на единицу объема остается почти неизменной. Это означает, что прогресс достигнут, в основном, за

Табл.1. Сравнение пороговой плотности тока и пороговой плотности мощности накачки в полупроводниковых лазерах разных типов (f – фактор заполнения (отношение объема квантовых точек (КТ) к объему вмещающей квантовой ямы (КЯ)).

Тип лазера	Толщина активной области d (нм)	Пороговая плотность тока J_{th} ($A \cdot cm^{-2}$)	Напряжение на активной области U (В)	Плотность мощности накачки p ($Вт \cdot cm^{-3}$)
Эпитаксиальные гомолазеры	> 2000	20000	1.5	$< 1.8 \times 10^8$
ОГС	1500	10000	1.5	0.8×10^8
ДГС	100	1000	1.5	1.5×10^8
РО–ДГС–ОКЯ	10	100	1.5	1.5×10^8
Гетеролазеры на КТ ($f = 0.05$)	$10f$	10	~ 1.0	$(1/f) \times 10^7$ $\sim 2 \times 10^8$

Примечание. Для лазеров первых четырех типов активный материал – GaAs, для лазера пятого типа – InAs-квантовые точки в матрице GaAs или InGaAs; $d > 2000$ нм – оценка по длине диффузии электронов в GaAs.

счет уменьшения объема активного материала на единицу площади p – n -перехода, тогда как собственно квантовые эффекты имеют второстепенное значение.

9. Полупроводниковые лазеры на точечных центрах

Развитие технологии структур с пониженной размерностью привело к созданию полупроводниковых лазеров на квантовых точках и квантовых нитях («проводах»). Такие лазерные структуры можно считать промежуточным звеном между лазерами на легированных диэлектриках и лазерами на полупроводниках. Они объединяют в себе ряд положительных качеств, свойственных лазерам обоих типов.

Квантовые точки имеют почти дискретный энергетический спектр, и чем уже и изолированнее их спектральные линии, тем слабее температурная чувствительность, от которой страдают прочие полупроводниковые лазеры. Действительно, при дискретном спектре не возникает такое типичное для полупроводников явление, как тепловое уширение полосы излучения, и это ведет к стабильности коэффициента усиления. Кроме того, с точки зрения теории излучательное время жизни возбужденного нуль-мерного состояния не зависит от температуры, тогда как в объеме полупроводника оно с увеличением температуры заметно растет. Это обычно является одной из причин температурного гашения излучательной рекомбинации. В случае квантовых точек можно, в принципе, улучшить температурную стабильность лазеров до характерной для рубинового или неодимовых лазеров.

С другой стороны, в полупроводниковых структурах с квантовыми точками имеет место низковольтная электрическая накачка, что характерно для полупроводниковых инжекционных лазеров. При этом лазеры на квантовых точках также достаточно компактны, экономичны и долговечны. Наконец, для полупроводниковой физики квантовые точки – интереснейший объект изучения.

В число полупроводниковых лазеров на точечных центрах нужно включить также лазеры на примесях в полупроводниках. Мелкие примесные уровни в GaAs (особенно в сильнолегированных материалах) участвуют в лазерном механизме. Однако в настоящее время такие лазеры не имеют практического значения, поскольку можно прекрасно обойтись нелегированными материалами.

Глубокие примеси. Глубокие примеси в полупроводниках пока не нашли применения, но в последнее время наметился некоторый прогресс. Интерес к этим исследованиям усиливается потребностью создания источников излучения на основе кремния, поскольку непрямозонность энергетической диаграммы матрицы в принципе не влияет на точечные центры с сильной локализацией. В связи с этим в кремнии можно получить лазерный эффект с использованием примесей, тогда как на межзонных переходах лазер создать не удастся. Редкоземельные примеси интенсивно исследуются также в GaN, GaAs, InP, причем во всех этих материалах наблюдается инжекционная люминесценция на внутрицентровых переходах редкоземельного иона. Получить инверсную населенность на таких центрах, по-видимому, нетрудно, т. к. время жизни возбужденного состояния ионов редкоземельных примесей в полупроводниках составляет ~ 1 мс.

При концентрации $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и толщине слоя 1 мкм для заполнения верхнего рабочего состояния достаточна плотность накачки $\sim 0.08 \text{ А/см}^2$.

Если бы такие лазеры были созданы, то они имели бы очень низкий порог. Препятствием является весьма малое эффективное сечение усиления, характерное для примесей ($10^{-18} - 10^{-21} \text{ см}^2$), из-за которого даже полная инверсия не обеспечивает достаточного усиления для генерации. Например, если сечение составляет 10^{-19} см^2 и концентрация инвертированных центров равна $0.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то максимальное оптическое усиление составит 0.5 см^{-1} , что для полупроводников слишком мало – фоновое (нерезонансное) поглощение на свободных носителях и дефектах обычно больше этого значения. Уместно провести сравнение с широко используемым в технике дальней связи эрбиевым волоконным усилителем, в котором достигается усиление 20–30 дБ при длине усилителя 1 м или более. Известно, что фоновое поглощение в волоконных световодах в области длин волн 1.54 мкм, где работает усилитель, ничтожно мало – менее 1 дБ/км. Показатель усиления 0.5 см^{-1} достаточен, чтобы на длине 1 м получить коэффициент усиления (ненасыщенный) свыше 200 дБ! Для полупроводников такого значения показателя усиления совершенно недостаточно, поскольку характерная длина резонатора массовых полупроводниковых лазеров слишком мала – около 0.5 мм.

Тем не менее к настоящему времени имеется несколько сообщений о наблюдении если не лазерного эффекта, то признаков стимулированного излучения в полупроводниках, легированных эрбием [62–65]. Первая задача состоит в том, чтобы получить как можно большую концентрацию ионов эрбия. Его растворимость в монокристаллических полупроводниках мала ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Согласно [62], в кремниевых нанокристаллах удается получить концентрацию эрбия до $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а в аморфном Si – до $2.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [63]. Речь должна идти об оптически активном состоянии примеси, в то время как при большом уровне легирования некоторая часть примеси оказывается в неактивной форме, например в преципитатах или кластерах.

В монокристаллических материалах растворимость Er много ниже, однако благодаря оптимизации совместного легирования эрбием и кислородом концентрация Er в GaAs может составить $\sim 8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [64]. При низких температурах в образцах гетероструктур на основе GaAs:Er,O/InGaP наблюдались признаки вынужденного излучения [64] в узкой линии около 1538 нм. Механизм возбуждения включает в себя захват избыточных носителей на локальные Er–2O-центры с последующей передачей энергии на внутреннюю *f*-оболочку иона Er. Время жизни возбужденного состояния иона составляет около 1 мс, поэтому на переходе из возбужденного состояния $^4I_{13/2}$ в состояние $^4I_{15/2}$ может быть получена инверсная населенность при сравнительно низкой скорости накачки. С повышением температуры до комнатной условия для вынужденного излучения ухудшаются вследствие роста безызлучательных потерь и заметного уширения линий люминесценции иона Er.

Лазеры на квантовых точках и нитях. Теоретический анализ полупроводникового квантоворазмерного объекта (сферы малого радиуса) был начат в работах [66–68]. Элементы пониженной размерности – квантовые точки и нити – могут рассматриваться как атомо- или молекулоподобные образования, поскольку их энер-

гетический спектр должен рассчитываться на основе квантовой механики с учетом твердофазных особенностей данной системы. Нередко оказывается достаточным подход, известный как метод эффективной массы, причем уравнение Шредингера фактически используется дважды: вначале рассматривается кристаллическое поле однородных материалов, что позволяет определить энергетические зоны полупроводника и эффективные массы носителей. Затем, считая, что края зон соответствуют потенциальной энергии носителей, мы снова решаем уравнение Шредингера для носителей в «квантовых ямах» с учетом нового (сглаженного) профиля потенциальной энергии, чтобы найти новое положение энергетических уровней или мини-зон, а также другие характеристики. Поскольку квантоворазмерное ограничение приводит к существенному энергетическому сдвигу уровней, формирование таких структур ведет к обновлению спектральных диапазонов, доступных лазерам из данных материалов, и к возможности подстраивать длину волны излучения под требуемые значения.

Особенности твердотельного атомоподобного элемента заключаются в следующем. Во-первых, поляризация твердотельной среды существенно ослабляет кулоновские силы, в результате чего энергия ионизации водородоподобного центра уменьшается в ϵ^2 раз, где ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость среды (в GaAs $\epsilon \simeq 13.3$, следовательно, энергия ионизации уменьшается в 177 раз). Во-вторых, движение носителей зависит от эффективной массы. В GaAs совместный учет поляризации и эффективной массы приводит к увеличению боровского радиуса от 0.0529 нм в атоме водорода до ~ 10 нм в водородоподобном точечном центре в GaAs. В сфере с таким радиусом содержится около 2×10^5 атомов, поэтому обоснована применимость приближения эффективной массы. Тем не менее элементы с размерами ~ 10 нм оказываются «атомоподобными» в этой твердотельной матрице. Если взять для сравнения такие материальные параметры, как длина волны де Бройля и длина свободного пробега носителей, то первая для теплового электрона в GaAs составляет при комнатной температуре 24 нм, а вторая (она сильно зависит от качества материала) может быть равна 50–150 нм. Таким образом, элементы с размерами порядка 10 нм и менее являются в GaAs заведомо квантоворазмерными объектами.

По-видимому, кроме объектов строго определенной размерности могут существовать также элементы промежуточной размерности, такие как нити, заполняющие плоскость, точки, выстроенные в линии, и «штрихи», имеющие промежуточную размерность между одномерными и нуль-мерными элементами.

Следует отметить, что структуры пониженной размерности имеют некоторые отклонения от идеальной геометрии. В работе [69] мы обратили внимание на то, что в реальных полупроводниковых структурах боковое профилирование не обязательно является полным, т. е. с законченным разделением индивидуальных элементов. Как теперь известно, фактически квантовые точки представляют собой утолщения на так называемом слое смачивания (wet layer) – слое, состоящем из того же материала, что и квантовые точки, но сплошь покрывающем подложку. Использование уравнения Шредингера для подобных структур показало, что наиболее глубокие состояния воспроизводят свойства элементов низшей

размерности без обязательного полного разделения этих элементов. Более того, соответствующие энергетические уровни состояний, порождаемых слоем смачивания, располагаются по шкале энергии достаточно высоко относительно основных состояний квантовых точек, так, чтобы практически не влиять на свойства прибора.

Современные технологические методы обеспечивают весьма высокое пространственное разрешение при изготовлении полупроводниковых структур. Как известно, вначале (примерно с 1970 г.) усилия в этом направлении были сосредоточены на повышении контроля ростового процесса, с тем, чтобы по крайней мере в одном (вертикальном) измерении достичь квантоворазмерного предела. Особую роль в этом сыграли прецизионные технологии эпитаксиального роста – молекулярно-лучковая и МОС-гидридная газофазная эпитаксии, уровень которых позволяет контролировать рост атомарных монослоев; эти технологии лежат в основе промышленного производства структур с квантовыми ямами.

Дальнейшее понижение размерности элементов структур потребовало развития технологии бокового ограничения с ультравысоким пространственным разрешением. Задача состояла в профилировании потенциальной энергии носителей в боковых направлениях с характерными размерами менее 100 нм. Прямой и довольно дорогостоящий метод состоит в использовании прецизионных фото- и катодолитографии. В этом случае вначале выращивается структура-полуфабрикат с ультратонкими слоями. Далее производится литографическое формирование структуры с боковым ограничением: создаются элементы квантовых нитей (одномерные элементы) или с геометрией квантовых точек (нуль-мерные элементы). Затем профилированная структура зарастается более широкозонными материалами, что завершает формирование двух- или трехмерного ограничения. Например, лазерные структуры с зарощенными полосками InGaAs были изготовлены методом травления и эпитаксиального зарастывания с шириной отдельной полоски 30 нм и периодом 70 нм [70].

Для получения квантоворазмерных нитей применяется также выращивание многослойных квантоворазмерных структур на непланарной подложке с предварительно прецизионно вытравленными канавками [71, 72]. Иногда боковое профилирование достигается в структурах со «стрессорами» – квантоворазмерными напряженными элементами, находящимися вне исходной квантовой ямы, но достаточно близко от нее, так, чтобы модулировать положение краев зон за счет упругой деформации. Еще один способ получения периодических квантоворазмерных структур с боковым ограничением состоит в наращивании ультратонких слоев на вицинальной плоскости подложки, т. е. на плоскости, содержащей кристаллографические (почти периодические) ступеньки вследствие небольшой разориентации по отношению к низкоиндексной плоскости [73]. Обзор результатов исследований лазеров на квантовых нитях дан в [74].

Применение прецизионной литографии позволило создать также периодические квантоворазмерные структуры со всесторонним ограничением (регулярные сетки квантовых точек) [75, 76]. В работе [76] квантовые точки были созданы с помощью электронно-лучевой литографии и жидкофазного травления, причем были получены островки InGaAs-квантовой ямы с диаметром около 30 нм и шагом 70 нм. Генерация получена на длине волны

1.26 мкм при 77 К (пороговая плотность тока – около 1 кА/см²).

Наибольший прогресс в создании структур с квантовыми точками достигнут путем использования процесса самоформирования ультрамалых элементов. Разновидность кристаллизации, известная как механизм Крастанава – Странского, состоит в том, что при существенном рассогласовании эпислоя с подложкой на начальной стадии роста вместо однородных слоев возникают двумерные островки. При точном контроле скорости и толщины осаждения эпислоя эти островки образуют сравнительно однородный ансамбль элементов нанометровых размеров. Это происходит вследствие минимизации полной энергии зародышей кристаллизации, включающей в себя упругую энергию рассогласования решеток. Формирование nanoостровков оказывается энергетически выгодным при малом количестве осажденного материала, которое обычно соответствует нескольким (например, двум) монослоям осаждаемого материала (определяются усреднением по всей площади). С помощью атомарно-силовых микроскопов видно, что nanoостровки имеют форму пирамид или конусов. Плотность точек равна обычно от 3×10^{10} до 10^{11} см⁻², а средние размеры конусов составляют 100–200 нм в диаметре и 5–10 нм в высоту. Взаимное расположение самосформированных квантовых точек не имеет периодичности или регулярности, оно обусловлено только корреляцией, возникновение которой связано с конкуренцией за материал. Размеры индивидуальных элементов заметно флуктуируют около средних значений, что ведет к неоднородному уширению соответствующих энергетических спектров. Тем не менее самоформирование квантовых точек избавляет от необходимости «вырисовывать» каждую точку литографически, а это существенно упрощает и удешевляет процедуру изготовления. Более детальный обзор исследований структур с квантовыми точками дан в [77].

Самоформирование островков InAs или InGaAs при кристаллизации на подложке из GaAs наблюдалось в работах [78–80], за которыми последовали многочисленные исследования, показавшие дальнейшую возможность понижения пороговой плотности тока. Лазеры с ультранизкой пороговой плотностью тока (~ 20 А/см² при комнатной температуре [81]) созданы путем оптимизирования квантоворазмерной структуры с отдельным ограничением и собственно системы квантовых точек. Квантовые точки помещаются в квантовую яму; например, в работе [81] InAs-квантовые точки находятся в InGaAs-квантовой яме, а та, в свою очередь, помещена в GaAs-волновод с AlGaAs-эмиттерными слоями в качестве обкладки. Сообщалось о наблюдении порога генерации в лазерах на квантовых точках при плотности тока 90 [82], 85 [83], 26 [81] и 16 А/см² [84]. В диодах с вертикальным резонатором минимальный порог составил 286 мкА [85] при объеме активной области, составляющем по оценке 4×10^{-14} см³.

В лазерных структурах с квантовыми точками фактически достигается физический предел уменьшения объема активной среды. Одновременно с уменьшением числа активных частиц в резонаторе происходит уменьшение максимального оптического усиления, поэтому для наиболее низкороговых лазеров на квантовых точках приходится использовать длинные резонаторы (1–2 см) или резонаторы с большими коэффициентами отражения. В противном случае генерация «перескакивает» на

более высокие уровни, где пороговая плотность уже значительно выше. Это не означает, что все ресурсы понижения пороговой плотности тока уже исчерпаны. Если добиться полного устранения различных видов потерь энергии электронов, то предельная пороговая плотность тока должна достичь $\sim 1 \text{ А/см}^2$.

Геометрия наноструктур при росте квантоворазмерных структур несколько подвержена влиянию анизотропии двумерной диффузии адсорбированных атомов по поверхности фронта кристаллизации. В некоторых системах, например при наращивании InAs на InP, эта анизотропия столь существенна, что островки имеют форму скорее квантовых штрихов, чем точек [85, 86]. Следовательно, в спектре таких элементов имеется высокоэнергетичный «хвост» состояний, характерный для квантовых нитей. Анизотропия усиления и других оптических характеристик в лазерных структурах с квантовыми штрихами изучена в работе [86].

Стоит отметить, что в лазере обычно работает одна или несколько мод, следовательно, излучение в нелазерные моды является потерянными. В связи с этим для лазера предпочтительным является анизотропное излучение активных частиц, которые должны быть соответствующим образом ориентированы для работы в нужную моду. Квантовые нити и штрихи бесспорно дают такую возможность: в них излучающие диполи преимущественно ориентированы по продольной оси объекта, поэтому они в основном «обслуживают» ту моду, у которой лазерный пучок направлен перпендикулярно нитям или штрихам.

10. Спектрально-пороговые характеристики

В полупроводниковых лазерах имеется закономерная взаимосвязь между пороговой плотностью тока и энергией фотона лазерного излучения на пороге генерации, известная как спектрально-пороговая характеристика. Она соответствует тому обстоятельству, что частота генерации даже для совершенно однотипных лазерных диодов не является константой, а несколько изменяется при изменении пороговой плотности тока (например, вследствие различия в длинах резонаторов или в коэффициентах отражения на зеркалах). Для иллюстрации на рис. 2

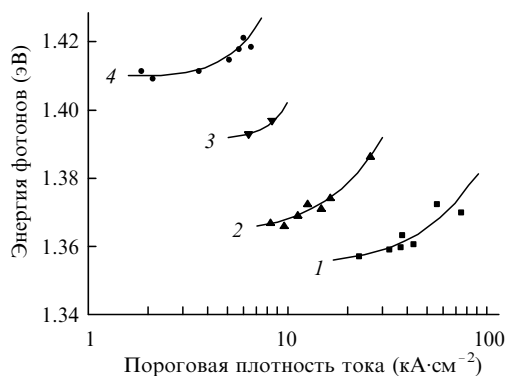


Рис.2. Спектрально-пороговые характеристики лазеров на основе GaAs:

1 – сильнолегированные GaAs-гомолазеры; 2 – односторонние AlGaAs/GaAs-гетероструктуры (активная область – компенсированный *p*-GaAs толщиной 2 мкм); 3 – двусторонние AlGaAs/GaAs-гетероструктуры (активная область *p*-GaAs толщиной 0.8 мкм); 4 – двусторонние AlGaAs/GaAs-гетероструктуры (активная область *n*-GaAs толщиной 0.8 мкм) [61].

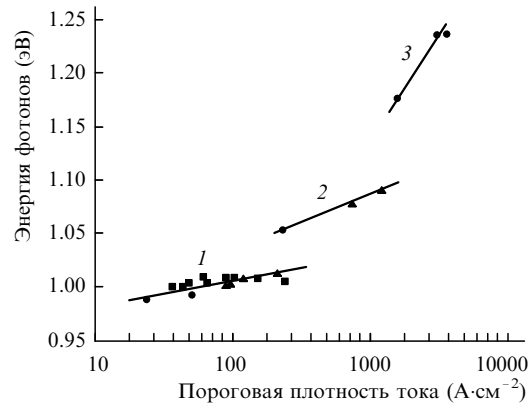


Рис.3. Спектрально-пороговые характеристики лазеров на основе InAs-квантовых точек в квантовой яме InGaAs на подложке из GaAs [84]: 1 – основная полоса (переходы между основными состояниями электронов и дырок в квантовой точке); 2 – первая «возбужденная» полоса; 3 – вторая «возбужденная» полоса.

приведены эти характеристики для нескольких поколений лазеров [61, с. 251]. Характеристики последнего поколения лазеров – квантовых точек – представлены на рис.3 [96]. Особенность их поведения – это разрывность, обусловленная квазидискретным энергетическим спектром активной среды. Видно также, что в пределах полосы однотипных переходов имеется более или менее заметный наклон кривых, который взаимосвязан с плотностью состояний, заполняемых для получения усиления на лазерной частоте.

11. Коэффициент полезного действия

Изначально от полупроводниковых лазеров ожидался высокий КПД, т.к. отсутствовали принципиальные причины, препятствующие его приближению к 100%. На опыте получить большой КПД не позволял высокий пороговый ток, особенно при комнатной температуре. Тем не менее КПД гомоструктурных GaAs-лазеров при охлаждении жидким азотом составил около 25% [87]. В одной из ранних работ по оптимизации резонатора лазерного диода для получения максимальной оптической мощности в непрерывном режиме при комнатной температуре [88] были учтены внутренние параметры лазеров того времени (1970 г.) и возможности теплоотвода, поскольку в непрерывном режиме перегрев активной области накладывает ограничения на рост мощности излучения. Была получена максимальная мощность, превышающая 1 Вт, и это хорошо подтверждается ее значениями в современных лазерах (5–10 Вт от одного диода). С другой стороны, расчетный КПД в режиме максимальной мощности не превысил 6.5%, что было связано с низкими значениями внутренних параметров, принятыми в расчет. Например, с тех пор плотность тока на пороге инверсии снижена примерно в 50–60 раз, а коэффициент внутренних потерь – не менее чем в 10 раз.

В современных лабораторных образцах достигается КПД порядка 60–70% при комнатной температуре. Коммерческие образцы, используемые для накачки твердотельных лазеров, имеют паспортное значение КПД 45%. Рассмотрим, какие физические ограничения КПД имеются в лазерном диоде.

Энергетический выход. Одним из принципиальных ограничивающих факторов является энергетический выход η_E , представляющий собой усредненное отношение

энергии фотона к энергии, затраченной на создание одной электронно-дырочной пары (имеется в виду пара носителей в активной среде; разного рода утечки тока накачки в этот расчет не включены). Энергия фотона лазера $E = h\nu$ определена очень точно. В энергию, затраченную на создание электронно-дырочной пары, обязательно входит средняя энергия пары носителей, которая определяется разностью квазиуровней Ферми ΔF . В лазерном режиме должно быть выполнено условие $\Delta F > h\nu$, следовательно, значение $\eta_E = h\nu/\Delta F$ всегда меньше единицы. При каждом акте вынужденного излучения на лазерной частоте из совокупности пар с разной энергией исключается пара с энергией, меньшей средней. Формально это означает, что электронно-дырочный газ разогревается, а затем приходит в прежнее равновесие, передавая тепло в кристаллическую решетку. В отличие от лазерного режима, в светодиодном режиме термодинамика не запрещает противоположной ситуации, а именно $h\nu > \Delta F$, поэтому излучение идет с охлаждением решетки, а КПД может, в принципе, превышать 100 %.

В лазерном режиме разность между ΔF и $h\nu$ может быть примерно равна тепловой энергии kT . Таким образом, верхний предел энергетического выхода оценивается как $1 - kT/h\nu$. Например, в GaAs-лазере с энергией фотона 1.4 эВ при комнатной температуре $\eta_E = 98.2\%$. Очевидно, что в длинноволновых лазерах это ограничение более сильно; так, на длине волны 10 мкм верхний предел η_E составит уже $\sim 80\%$. Отсюда следует, что для получения наибольшего КПД нужно понижать рабочую температуру.

Помимо ΔF в энергию, расходуемую на создание одной электронно-дырочной пары, могут входить добавки, обусловленные термализацией носителей. При однофотонной оптической накачке энергетический выход определяется соотношением $h\nu/h\nu_p$, где $h\nu_p$ – энергия фотона накачки, т. е. он содержит все потери, связанные с дефектом энергии фотона, включая термализацию носителей. При электронно-пучковой накачке значительные потери на термализацию обуславливают предельное значение энергетического выхода $\sim 30\%$. При инжекции в $p-n$ -переходе можно избежать разогрева и последующей термализации носителей, поскольку инжекция сводится к диффузии носителей, что не предполагает отклонения от условия их квазиравновесия. Это означает, что в $p-n$ -переходах реализуется самый экономичный среди используемых во всех устройствах квантовой электроники способ накачки.

В гетероструктурах энергия инжектируемых носителей в активной области может превышать ΔF , поскольку попадание носителей в ее рабочие состояния происходит путем захвата из более высоких состояний. Энергия, выделяемая при захвате, в итоге идет на разогрев решетки. Эта энергия соответствует примерно суммарной высоте ΔE барьеров, ограничивающих активную область. Чтобы барьеры выполняли функцию электронного ограничения, их высота должны быть равна хотя бы $4kT$. По-видимому, разумное значение суммарной высоты ΔE для носителей обоих знаков составляет $\sim 8kT$. Таким образом, реальное значение энергетического выхода $\eta_{E_{\max}} = 1 - (\Delta E + kT)/h\nu \approx 1 - 9kT/h\nu$, и это уже КПД, равный для GaAs-лазера $\sim 84\%$.

Можно ввести обобщенный энергетический выход как отношение $h\nu/eV$, где V – напряжение, приложенное к диоду «от розетки». В этом случае в потери будут

включены энергетические затраты на дрейф носителей в проводах, контактах и пассивных областях диода. Для определения КПД нужно рассчитать еще полную квантовую эффективность лазера, т. е. отношение числа испускаемых лазерных фотонов к числу носителей, пересекающих сечение диода при протекании тока накачки. Она учитывает квантовые потери на утечки носителей и на перепоглощение фотонов внутри резонатора. Произведение энергетического выхода на полную квантовую эффективность и есть КПД. Чаще электрические потери рассчитываются отдельно, и при этом разделяются эффективность $p-n$ -перехода и полная эффективность (КПД) прибора.

Электрические (джоулевы) потери также являются неизбежными, если внешние материалы – не сверхпроводники. Они могут быть минимизированы путем использования низкоомных контактов и пассивных областей, однако нарастают с увеличением тока I как $I^2 R_s$, где R_s – последовательное сопротивление диода (после исключения нелинейного сопротивления $p-n$ -перехода). В лазерном режиме далеко за порогом R_s примерно соответствует дифференциальному сопротивлению диода. В пределе большого тока (иногда технически недостижимого по разным обстоятельствам) именно джоулевы потери накладывают принципиальное ограничение на КПД.

Электронная квантовая эффективность ограничивается по следующим причинам.

1. При достижении порога генерации только часть избыточных носителей участвует в вынужденной рекомбинации, а оставшаяся часть рекомбинирует путем спонтанной рекомбинации и безызлучательно. Поскольку выше порога концентрация избыточных носителей почти не меняется, неизбежными оказываются именно пороговые потери на спонтанное излучение и на безызлучательную рекомбинацию (если она есть). Чем выше пороговая плотность тока, тем существенней эти пороговые потери. На пороге генерации КПД заведомо равен нулю, и для получения высокого КПД должно иметь место значительное превышение порога генерации. Дифференциальная квантовая эффективность вводится для описания лазерного режима и соответствует приращению числа испускаемых фотонов к числу носителей, инжектируемых в активную область за то же время.

2. Насыщение усиления (условие стационарности лазерного режима) ведет к соответствующему насыщению концентрации избыточных носителей N , если, как обычно, между усилением и N имеется однозначная связь. В лазерном режиме, однако, эта однозначность нарушается, и усиление несколько изменяется в зависимости от плотности фотонов (эффект нелинейного усиления). Некоторое уменьшение усиления (при заданном N) автоматически компенсируется ростом N . Следовательно, одновременно увеличивается пороговый уровень рекомбинационных потерь, в частности интенсивность спонтанного излучения. В линеаризованной форме малая относительная добавка к скорости рекомбинации есть $\epsilon_{nl} N_{ph}$, где ϵ_{nl} – коэффициент нелинейного усиления, N_{ph} – плотность фотонов. Эмпирические значения для ϵ_{nl} составляют примерно 10^{-21} см^3 , плотность фотонов достигает $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, относительное увеличение пороговых потерь равно $\sim 10^{-5}$, т. е. оно достаточно мало.

3. Неполное перекрытие накачиваемой области с модовым объемом может быть результатом технологиче-

ской неоднородности (от нее сильно страдали лазерные диоды первых поколений), а также недостаточного бокового ограничения (растекания тока и диффузии носителей в пассивные области). Кроме того, перекрытие может меняться с ростом накачки вследствие изменения модового объема: деформации и переключения преобладающих мод, филаментации вследствие оптической нелинейности (самофокусировки). Попросту говоря, если ток накачки протекает в тех областях, где лазерное поле слабо или отсутствует, эффективность накачки будет заведомо ниже 100%. Явления, обусловленные неравномерным потреблением энергии избыточных носителей по длине активной области (пространственное «выжигание» инверсии), можно в некоторой мере ослабить за счет использования среды с малой оптической нелинейностью (низкий фактор амплитудно-фазовой связи), а также снижения электрического сопротивления пассивных областей, примыкающих к активной области [89].

4. Поскольку избыточные носители могут быть выброшены из рабочих состояний в барьерные слои в результате тепловой ионизации, а также из-за конечности времени пребывания носителей в барьерных слоях до захвата в рабочие состояния, имеет место «паразитная» рекомбинация (не дающая вклада в вынужденное излучение) за пределами активной области. Если она включает в себя излучательную рекомбинацию, то последняя дает излучение на частотах, далеких, как правило, от лазерной частоты. Эти потери характерны для структур с поэтапным захватом в рабочие состояния. Например, в лазерах на квантовых точках избыточные носители инжектируются в «волноводные» слои гетероструктуры, далее захватываются в квантовую яму, а затем уже – в рабочие состояния на квантовых точках. В обоих промежуточных состояниях имеется конечная концентрация носителей, которая в общем случае растет с увеличением накачки (тогда как на рабочих состояниях такой рост замедлен вследствие насыщения усиления, что отмечено выше). Скорость «паразитной» рекомбинации избыточных носителей в промежуточных состояниях возрастает вместе с их концентрацией, и это приводит к нарастающим потерям, ограничивающим оптическую мощность и понижающим наклон выходной характеристики. Для оценки потерь накачки на этапе захвата носителей можно взять отношение скорости рекомбинации к скорости захвата в данном промежуточном состоянии. Если концентрация носителей есть N , то скорость рекомбинации можно представить в виде $R = AN + BN^2$, где A – коэффициент линейной рекомбинации, B – коэффициент квадратичной (излучательной) рекомбинации. Скорость захвата $C = N/\tau_c$, где τ_c – время захвата. Для захвата в квантовую яму из барьерного слоя можно использовать диффузионную оценку времени захвата: $\tau_c = d_b^2/D$, где d_b – толщина барьерного слоя, D – коэффициент диффузии носителей. Тогда фактор эффективности накачки

$$\frac{C}{C + R} = \frac{1}{1 + \tau_c(A + BN)}$$

Видно, что этот фактор уменьшается с ростом N , что может проявляться как сублинейность ватт-амперной характеристики лазера. Для численной оценки возьмем параметры, близкие к параметрам GaAs ($d_b = 100$ нм): $A = 10^9$ с⁻¹, $B = 2 \times 10^{-10}$ см³·с⁻¹, $D = 10$ см²·с⁻¹. В результате при полезном токе с плотностью 10 кА/см²

получим $\tau_c = 10$ пс и эффективность захвата, равную ~99%. Эти ограничения кажутся незначительными, однако соответствующие потери увеличиваются с дальнейшим ростом накачки, а также по мере повышения температуры (вследствие тепловой реэмиссии захваченных носителей).

Оптическая квантовая эффективность соответствует отношению интегрального потока фотонов в лазерном пучке во внешнюю среду к числу фотонов этого излучения, генерируемых в единицу времени внутри резонатора. Потери фотонов могут быть связаны с их перепоглощением за счет нерезонансного поглощения, а также с уходом фотонов из потока внутри резонатора вследствие рассеяния. Процессы затухания лазерного излучения в резонаторе описываются показателем внутренних потерь α . Припороговое значение эффективности вывода излучения определяется формулой $f_{\text{out}} = \ln(1/R)/[\alpha L + \ln(1/R)]$, где L – длина резонатора; $R = (R_1 R_2)^{1/2}$; R_1, R_2 – коэффициенты отражения на зеркалах резонатора Фабри – Перо. Параметры резонатора должны быть оптимизированы. Так, для получения достаточно низкого порога генерации L, R_1 и R_2 следует увеличивать, а для получения высокой эффективности их надо уменьшать. Видно, что при заданном α увеличение длины резонатора не должно быть больше $\sim 1/\alpha$, поскольку это ведет к снижению эффективности. В современных лазерных структурах $\alpha = 1 - 5$ см⁻¹, что соответствует предельной длине резонатора 2–10 мм. На практике используют $L = 0.5 - 1$ мм. При типичных $L = 0.5$ мм, $R_1 = 0.1$ (фронтальная грань) и $R_2 \approx 1$ (тыльная грань) получаем $f_{\text{out}} = 0.92$ при $\alpha = 2$ см⁻¹ и $f_{\text{out}} = 0.96$ при $\alpha = 1$ см⁻¹.

Рассчитаем мощность излучения P в лазере с вышеприведенными параметрами: $P = (hv/e)\eta_{\text{int}}f_{\text{out}}(I - I_{\text{th}})$, где η_{int} – внутренняя квантовая эффективность, I_{th} – пороговый ток. Внутренняя квантовая эффективность вводится как феноменологический коэффициент, учитывающий электронные потери накачки, перечисленные в данном разделе. В [61] эта величина названа эффективностью накачки, поскольку она является отношением энергии электронно-дырочных пар в активной области к энергии, затраченной на их создание. КПД определяется как отношение мощности лазерного излучения к полной затраченной электрической мощности, т.е. КПД равен P/IV , где I – ток накачки, V – напряжение, приложенное к диоду.

В диоде с длиной резонатора 0.5 мм и его шириной 0.1 мм пороговый ток составляет примерно 0.1 А в квантоворазмерной структуре с отдельным ограничением. При $f_{\text{out}} = 0.92$, $\eta_{\text{int}} = 1$, $hv/e = 1.4$ эВ для получения оптической мощности 1 Вт требуется ток 760 мА. Если последовательное сопротивление равно 0.02 Ом и напряжение на активной области составляет 1.625 В, то ожидаемый КПД будет равен 70%.

В табл.2 приведены некоторые мощностные характеристики лазерных диодов с высоким КПД. Видно, что в лабораторных лазерах его реальные значения оказываются в интервале 25%–66%, т.е. близки к вышеприведенной оптимистической оценке, и достигают 45% в коммерческих лазерах. Заметим, что это относится к лазерам с многомодовым излучением. Если излучение должно быть одномодовым, то достижимый КПД может быть несколько ниже, главным образом потому, что одномодовый режим достигается обычно при меньшем

Табл.2. Примеры лазерных диодов с высоким КПД. Две последние строки – коммерческие образцы.

Тип лазера	T (К)	λ (нм)	α (см ⁻¹)	P (Вт)	КПД (%)	Год, ссылка
Диффузионный GaAs-гомолазер на $p-n$ -переходе (импульсный режим)	77	850	10	30–50	25	1966 [88]
Лазер на GaAs/AlGaAs-ОГС	300	900	–	1–5	40	1970 [91]
Гетеролазер на InGaAs-КЯ	300	1064	–	5.25	50 ($P = 1$ Вт) 30 ($P = 1$ Вт)	1991 [92]
Гетеролазер на InGaAs-КЯ	300	980	–	8.1	66 (максимум) 54 ($P = 3.7$ Вт) 43 ($P = 8.1$ Вт)	1996 [93]
Гетеролазер на InAs GaAs-субмонослойных КТ	300	937	3.2	6	58–59	2002 [94, 95]
Гетеролазер SDL-6380-A на InGaAs-КЯ	300	910–980	–	2–4	45	2002 (Website фирмы SDL (США))
Гетеролазер SDL-2470-A на InGaAs-КЯ	300	798–800 или 808–812	–	3	35	2002 (Website фирмы SDL (США))

превышении порога. К примеру, КПД коммерческого лазера SDL-5430, работающего на одной пространственной моде в диапазоне длин волн 810–852 нм, равен 30 % при оптической мощности 200 мВт. Если в практической схеме применения лазера существует ограничение оптической апертуры, то это может привести к дополнительным потерям из-за значительной расходимости излучения лазерных диодов. Например, КПД лазеров, состыкованных с волоконными световодами, составляет 25 %.

Другое важное обстоятельство – нагрев активной области током накачки. Вышеприведенные оценки соответствуют «изотермальным» условиям, при которых параметры принимались постоянными и соответствующими текущей температуре активной области. При высокой температуре эти рабочие параметры существенно ухудшаются. Разработка различных методов эффективного теплоотвода представляет собой отдельную проблему. Также заметим, что в режимах коротких импульсов накачки (порядка и меньше времени жизни носителей) роль нагрева уменьшится, но в потери войдет дополнительный вклад спонтанной и безызлучательной рекомбинации, имеющей место в паузах генерации лазерного излучения.

Использование высокоэффективных лазеров необходимо или желательно в разных применениях мощных диодов (для оптической накачки твердотельных лазеров, в промышленной технологии, в хирургии и офтальмологии), поскольку их экономичность ведет к уменьшению габаритов и массы блоков питания, к упрощению системы охлаждения и увеличению общей эффективности устройств, а также к уменьшению потребления энергии. В частности, полупроводниковая накачка мощных технологических лазеров кардинально меняет их конструкцию по мере того, как снижается стоимость диодных лазерных панелей: исчезают громоздкие агрегаты высоковольтного питания (обычные для ламповой накачки), отпадает необходимость в водяном охлаждении, упрощаются проблемы с термоупругими искажениями в твердотельном активном элементе.

Полупроводниковые лазеры прочно вошли в современную технику и оправдывают надежды их создателей. Ведущее место среди них принадлежит Николаю Геннадиевичу Басову, которому довелось заложить основы физики полупроводниковых лазеров и внести огромный вклад в ее практическое осуществление. Настоящая работа выполнена при частичной поддержке программы

«Ведущие научные школы» (грант № 00-15-96624).

1. Басов Н.Г., Вул Б.М., Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **37**, № 2, 587 (1959).
2. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **40** № 2, 1879 (1961).
3. Hall R.N., Fenner G.E., Kingley J.D., Soltys T.J., Carlson R.O. *Phys. Rev. Lett.*, **9** (9), 366 (1963).
4. Nathan M.I., Dumke W.P., Burns G., Dill J.H., Jr., Lasher G.J. *Appl. Phys. Lett.*, **1** (3) 62 (1962).
5. Holonyak N., Jr., Bevaqua S.F. *Appl. Phys. Lett.*, **1** (4), 82 (1962).
6. Quist T.M., Rediker R.H., Keyes R.J., Krag W.E., Lax B., McWhorter A.L., Zeiger H.J. *Appl. Phys. Lett.*, **1** (4), 91 (1962).
7. Багаев В.С., Басов Н.Г., Вул Б.М., Копыловский Б.Д., Крохин О.Н., Попов Ю.М., Е.П.Маркин, Хвошев А.Н., Шотов А.П. *ДАН СССР*, **150**, № 2, 275 (1963).
8. Bolger B., Van de Does de Bije J.A.W., Kalter H., Vegter H.J. *Phys. Lett.*, **3**, 252 (1963).
9. Наследов Д.Н., Рогачев А.А., Рыбкин С.М., Царенков Б.В. *ФТТ*, **4**, 1062 (1962).
10. Hall R.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, (6), 674 (1987).
11. Nathan M.I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, (6), 679 (1987).
12. Holonyak N. Jr. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23** (6), 684 (1987).
13. Rediker R.H., Melngailis I., Mooradian A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23** (6), 602 (1984).
14. Rediker R.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23** (6), 692 (1987).
15. Алферов Ж.И., Казаринов Р.Ф. А. с. № 181737 (1963).
16. Kroemer H. *Proc. IEEE*, **51** (12), 1782 (1963).
17. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Корольков В.И., Портной Е.Л., Третьяков Д.Н. *ФТП*, **2**, 1545 (1968).
18. Басов Н.Г., Богданкевич О.В., Девятков А.Г. *ДАН СССР*, **155**, № 4, 78 (1964).
19. Басов Н.Г., Грасюк А.З., Катулин В.А. *ДАН СССР*, **161**, № 6, 1306 (1965).
20. Basov N.G., Molchanov A.G., Nasibov A.S., Obidin A.Z., Pechenov A.N., Popov Yu.M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, № 8, 699 (1977).
21. Basov N.G., Bogdankevich O.V., Grasyuk A.Z. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23** (9), 594 (1966).
22. Andronov A.A. *Письма в ЖЭТФ*, **30**, 585 (1979); *Far-Infrared Semiconductor Lasers*. Eds. by E.Gornik, A.A.Andronov. *Spec.Issue of Opt.Quant.Electron.*, **23** (2) (1991).
23. Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y. *Science*, **264**, 553 (1994).
24. Capasso F., Gmachl C., Paiella R., Tredicucci A., Hutchinson A.L., Sivco D.L., Baillargeon J.N., Cho A.Y., Liu H.C. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **6** (6), 931 (2000).
25. Namjou K., Cai S., Whittaker E.A., Faist J., Gmachl C., Capasso F., Sivco D.L., Cho A.Y. *Opt. Lett.*, **32** (3), 219 (1998).
26. Akasaki I., Amano H., Sota S., Sakai H., Tanaka T., Koike M. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, L1517 (1995).
27. Nakamura S., Senoh M., Nagahama S., Iwasa N., Yamada T., Matsushita T., Kiyoku H., Sugimoto Y. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35** (1B), L74, (1996).
28. Nakamura S., Senoh M., Nagahama S., Iwasa N., Yamada T.,

- Matsushita T., Kiyoku H., Sugimoto Y. *Appl. Phys. Lett.*, **70** (7), 868 (1997).
29. Nakamura S., Fasol G. *The Blue Laser Diode* (Berlin: Springer–Verlag, 1997).
30. Haase M.A., Qiu J., DePuydt J.M., Cheng H. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 1272 (1991).
31. Jeon H., Ding J., Patterson W., Nurmikko A.V., Xie W., Grillo D.C., Kobayashi M., Gunshor R.L. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 3619 (1991).
32. Nurmikko A.V., Gunshor R.L. *Physica B*, **185**, 16 (1993).
33. Shoen J.H., Kloc C., Batlogg B. *Science*, **288**, 2338 (2000).
34. Eliseev P.G. *Semiconductor Lasers. II. Materials and Structures*. Ed. by E.Kapon (San Diego: Acad. Press, 1999, pp.71–155).
35. Елисеев П.Г., Исмаилов И., Манько М.А., Красильников А.И., Страхов В.П. *ФТП*, **1**, № 9, 1315 (1967).
36. Басов Н.Г., Елисеев П.Г., Исмаилов И., Пинскер И.З., Страхов В.П. *ЖТФ*, **37**, № 2, 349 (1967).
37. Басов Н.Г., Елисеев П.Г., Никитин В.В., Лишина А.В., Маслов В.Н., Нашельский А.Я. *ФТТ*, **7**, № 6, 1902 (1965).
38. Butler J.F., Calawa A.R. *J. Electrochem. Soc.*, **112** (10), 1056 (1965).
39. Butler J.F., Calawa A.R., Harman T.C. *Appl. Phys. Lett.*, **9** (12), 427 (1966).
40. Panish M.B., Hayashi I., Sumski S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **5** (4), 210 (1969).
41. Kressel H., Nelson H. *Appl. Phys. Lett.*, **15** (1), 7 (1969).
42. Долгинов Л.М., Елисеев П.Г., Либов Л.Д., Пинскер И.З., Шевченко Е.Г. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 9, 9 (1970).
43. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Портной Е.Л., Трукан М.К. *ФТП*, **3**, 1328 (1969).
44. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Гарбузов Д.З., Жилиев Ю.В., Морозов Е.П., Портной Е.Л., Трофим В.Г. *ФТП*, **4**, 1826 (1970).
45. Hayashi I., Panish M.B., Foy P.W., Sumski S. *Appl. Phys. Lett.*, **17** (3), 109 (1970).
46. Бронштейн И.К., Долгинов Л.М., Дружинина Л.В., Елисеев П.Г., Красавин И.В., Либов Л.Д. *Кратк. сообщ. ГИРЕДМЕТ, сер.V*, № 21 (1970).
47. Долгинов Л.М., Дружинина Л.В., Елисеев П.Г., Красавин И.В., Либов Л.Д. *Кр. сообщ. по физ. ФИАН*, № 2, 57 (1971).
48. Богатов А.П., Долгинов Л.М., Дружинина Л.В., Елисеев П.Г., Свердлов Б.Н., Шевченко Е.Г. *Квантовая электроника*, **1**, № 10, 2294 (1974).
49. Елисеев П.Г. *Препринт ФИАН № 33* (М., 1970).
50. Долгинов Л.М., Елисеев П.Г., Либов Л.Д., Пинскер И.З., Портной Е.Л., Харисов Г.Г., Шевченко Е.Г. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 12, 63 (1970).
51. Елисеев П.Г. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 4, 3 (1970).
52. Kirkby P.A., Thompson G.H.V. *Opto-Electronics*, **4**, № 3, 323 (1972).
53. Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетероструктурах*, (М.: Мир, 1981).
54. Долгинов Л.М., Дракин А.Е., Елисеев П.Г., Свердлов Б.Н., Е.Г.Скрипкин В.А., Шевченко Е.Г. *Квантовая электроника*, **11**, № 4, 645 (1984); *Квантовая электроника*, № 3, 120 (1971).
55. Васильев М.Г., Долгинов Л.М., Дракин А.Е., Елисеев П.Г., Иванов А.В., Коняев В.П., Свердлов Б.Н., Скрипкин В.А., Швейкин В.И., Шевченко Е.Г., Шелякин А.А., Шпекина Г.В. *Квантовая электроника*, **11**, № 3, 631 (1984).
56. Dingle R., Wiegmann W., Henry C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **33** (14), 827 (1974).
57. Holonyak N. Jr., Kolbas R.M., Dupuis R.D., Dapkus P.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **16** (2), 170 (1980).
58. Tsang W.T. *Appl. Phys. Lett.*, **39** (10), 786 (1981).
59. Arakawa Y., Sakaki H. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 939 (1982);
60. Дракин А.Е., Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **11**, № 1, 178 (1984).
61. Елисеев П.Г. *Введение в физику инжекционных лазеров* (М.: Наука, 1983).
62. Zhao X., Komuro S., Isshiki H., Aoyagi Y., Sugano T. *Appl. Phys. Lett.*, **74** (1), 120 (1999).
63. Bresler M.S., Gusev O.B., Terukov E.I., Yassievich I.N., Zakharchenya V.P., Emelyanov V.I., Kamenev B.V., Konstantinova E.A., Timoshenko V.Y. *Techn.Program Photonics West Symp.* (San Jose, CA, 2001, p.81).
64. Елисеев П.Г., Гастев С.В., Коизуми А., Фудживара И., Такеда И. *Квантовая электроника*, **31**, № 11, 962 (2001).
65. Han H.-S., Seo S.-Y., Shin J.H. *Appl. Phys. Lett.*, **79** (27), 4568 (2001).
66. Ekimov A.I., Onushchenko A.A. *JETP Lett.*, **34**, 345 (1981).
67. Efros A.L., Efros A.L. *Sov. Phys. Semicond.*, **16**, 772 (1982).
68. Ekimov A.I., Onushchenko A.A. *Sov. Phys. Semicond.*, **16**, 775 (1982).
69. Елисеев П.Г., Капра П.В. *Квантовая электроника*, **20**, № 9, 846 (1993).
70. Cao M., Daste P., Miyamoto Y., Miyake Y., Nogiwa S., Arai S., Furuya K., Suematsu Y. *Electron. Lett.*, **24**, 824 (1988).
71. Kapon E., Tamargo M.C., Hwang D.M. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 347 (1987).
72. Kapon E., Kash K., Clausen E.M. Jr., Hwang D.M., Colas E. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 477 (1992).
73. Saito H., Uwai K., Kobayashi N. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, 4440 (1993).
74. Kapon E. *Quantum Wire and Quantum Dot Lasers. Semiconductor Laser I*. Ed. by E.Kapon. (San Diego: Acad. Press, Ch.4, 1999, pp.291–360).
75. Miyamoto Y., Cao M., Shingai Y., Furuya K., Suematsu Y., Ravikumar K.G., Arai S. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26**, L225 (1984).
76. Hirayama H., Matsunaga K., Asada K., Suematsu Y. *Electron. Lett.*, **30**, 142 (1994).
77. Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N.N. *Quantum Dot Heterostructures* (Chichester: J.Wiley, 1998).
78. Notzel R., Temmio J., Tamamura T. *Nature*, **369**, 131 (1994).
79. Mukai K., Ohtsuka N., Sugawara M., Yamazaki S. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **33** (12A) L1710 (1994).
80. Kirstaedter N., Ledentsov N.N., Grundmann M., Bimberg D., Ustinov V.M., Ruvimov S.S., Maximov M.V., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Richter U., Werner P., Goesele U., Heydenreich J. *Electron. Lett.*, **30** (17), 1416 (1994).
81. Liu G.T., Stintz A., Li H., Malloy K.J., Lester L.F. *Electron. Lett.*, **35** (14), 1163 (1999).
82. Park G., Huffaker D.L., Zou Z., Deppe D.G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 301 (1999).
83. Zhukov A.E., Kovsh A.R., Maleev N.A., Mikhlin S.S., Ustinov V.M., Tsatsul'nikov A.F., Maximov M.V., Volovik B.V., Bedarev D.A., Shernyakov Yu.M., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Ledentsov N.N., Bimberg D. *Appl. Phys. Lett.*, **75** (13), 1926 (1999).
84. Eliseev P.G., Li H., Stintz A., Liu G.T., Newell T.C., Malloy K.J., Lester L. *Appl. Phys. Lett.*, **77** (2), 262 (2000).
85. Zou Z., Huffaker D.L., Gusak S., Deppe D.G. *Appl. Phys. Lett.*, **75** (1), 22 (1999).
86. Wang R.H., Stintz A., Varangis P.M., Newell T.C., Li H., Malloy K.J., Lester L.F. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13** (8), 767 (2001).
87. Ukhonov A.A., Wang R.H., Rotter T.J., Stintz A., Lester L.F., Eliseev P.G., Malloy K.J. *Appl. Phys. Lett.*, **81** (6), 981 (2002).
88. Басов Н.Г., Елисеев П.Г., Захаров С.Д., Захаров Ю.П., Ораевский И.Н., Пинскер И.З., Страхов В.П. *ФТТ*, **8**, № 9, 2616 (1966).
89. Елисеев П.Г., Сухов Е.Г. *Радиотехника и электроника*, **6**, 1005 (1971).
90. Eliseev P.G., Glebov A.G., Osinski M. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **3** (2), 499 (1997).
91. Gill R. *Proc. IRE*, **58** (6), 949 (1970).
92. Murison R.F., Moore A.H., Lee S.R., Holehouse N., Dzurko K.M., Cockerill T.M., Coleman J.J. *Electron. Lett.*, **27** (21), 1979 (1991).
93. Mawst L.J., Bhattacharya A., Botez J., Garbuzov D.Z., DeMarco L., Connolly J.C., Jansen M., Fang F., Nabiev R.F. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1532 (1996).
94. Zhukov A.E., Kovsh A.R., Mikhlin S.S., Maleev N.A., Odnoblyudov V.A., Ustinov V.M., Shernyakov Yu.M., Kondrat'eva E.Yu., Livshitz D.A., Tarasov I.S., Ledentsov N.N., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Bimberg D. *Proc. 8th Int. Symp. 'Nanostructures: Physics and Technol.'* (St.Petersburg, 2000, pp.6–11).
95. Kovsh A.R., Zhukov A.E., Maleev N.A., Mikhlin S.S., Vasil'ev A.V., Shernyakov Yu.M., Livshits D.A., Maximov M.V., Sizov D.S., Kryzhanovskaya N.V., Pikhin N.A., Kapitonov V.A., Tarasov I.S., Ledentsov N.N., Ustinov V.M., Wang J.S., Wei L., Lin G., J.Y. Chi V.A. *Tech. Digest 10th Int. Symp. 'Nanostructure: Physics and Technol.'* (St.Petersburg, 2002, pp. 395–398).