

Федеральное агентство по образованию
Российской Федерации

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО–ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

В. Л. Величанский, В. К. Егоров

Лабораторный практикум «ИНЖЕКЦИОННЫЙ ЛАЗЕР»

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2008

УДК 621.373.826 (075)

ББК 32.865я7

В27

Величанский В. Л., Егоров В. К. **Лабораторный практикум «Инжекционный лазер»** – М.: МИФИ, 2008. – 124 с.

Пособие содержит описание учебной лабораторной работы по измерению важнейших характеристик инжекционных лазеров ближнего ИК и видимого диапазонов на основе гетероструктур из полупроводников класса $A^{III}B^V$.

Описанию работы предшествует теоретическое введение, нужное для первоначального ознакомления студентов с основными физико-техническими принципами работы инжекционных лазеров. Приведен краткий обзор современных структур, описаны их важнейшие параметры и методы их измерения.

Пособие предназначено для студентов инженерно-физических специальностей старших курсов, в первую очередь для специальности «Лазерная физика». Работа входит в лабораторный практикум по курсу «Лазерная физика» для студентов 4-го курса.

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы

Рецензент – к. ф.-м. н. Дракин А. Е.

ISBN 978–5–7262–0970–8

© *Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), 2008*

ПРЕДИСЛОВИЕ

Важное место полупроводниковых инжекционных лазеров в современной оптоэлектронике и передовых научных исследованиях очевидно не только для физиков, но и для широкого круга инженеров. Даже через 10 лет после появления инжекционных лазеров в их практические перспективы верили только дальновидные специалисты. Ныне, когда инжекционных лазеров существуют более 45 лет, при выборе лазера для решения технической или исследовательской задачи часто начинают с вопросов: *можно ли применить инжекционные лазеры и, если нельзя, то почему?*

Отвечать на подобные вопросы без грубых ошибок невозможно, если не привлекать представления физики твердого тела и полупроводников, статистической физики, различных аспектов квантовой теории, физической оптики и классической электродинамики. При первоначальном изучении, судя по опыту, затруднения создает не *формальный* дефицит знаний, а отвлеченность этих знаний, отсрочка их применения. Авторы попытались *напомнить* то, что встречалось в теоретических курсах, но на время оставалось за горизонтом.

В некоторых случаях, ради связности изложения, математические подробности вынесены в приложения. При всем этом изложение принципов авторы старались построить как достаточное для первого знакомства с вопросом, не отсылая читателя к литературе на каждом повороте.

Составляя список рекомендуемой литературы, авторы не рассчитывали на то, что именно к ней студенты обратятся уже на первом этапе изучения темы. Тем не менее, теоретическая часть и приложения данной книги не смогут полностью заменить учебники. Специальная литература рекомендована для расширенного и углубленного изучения на следующих этапах.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Цель – ознакомление с инжекционными лазерами методами измерения их основных характеристик.

ВВЕДЕНИЕ

Среди приборов квантовой электроники полупроводниковые инжекционные лазеры (ИЛ) первыми нашли массовое применение в технике. Ежегодно в промышленно развитых странах изготавливают свыше 500 млн. ИЛ (их также называют лазерными диодами, инжекционными лазерами, диодными лазерами). Наиболее важными в начале XXI столетия стали применения ИЛ, отображенные на рис. 1 картой в координатах «длина волны – мощность».

Волоконно-оптические линии связи с полупроводниковыми лазерными передатчиками изменили технику связи и передачи информации в мировом масштабе. Вслед за бурным развитием инфраструктур дальней многоканальной оптической связи (WDM) на рубеже XX-XXI столетий началось распространение разветвленных городских оптоволоконных сетей FTTN (*Fiber-To-The-Home*).

Улучшение характеристик и надежности ИЛ, постоянное снижение их стоимости позволило развернуть массовое производство различных устройств *записи и воспроизведения кода* на компакт-дисках форматов CD и DVD. На очереди широкое внедрение аппаратуры форматов BD (Blu-ray® Disk) и HD VD® (Hi-Definition Video Disk) с еще более высокой плотностью записи.

Серьезной и перспективной областью применения ИЛ повышенной мощности стала высокоэффективная и гибко управляемая *оптическая накачка* лазеров на основе кристаллов и стекол, активированных редкоземельными ионами, в первую очередь неодимом, иттербием и эрбием.

Кроме трех названных и наиболее важных, существуют и другие многообразные применения ИЛ – в лазерных принтерах, в сканерах штрих-кодов, в системах охранной сигнализации, в дальномерах, в стрелковых прицелах-целеуказателях. Доступные по цене ИЛ с

красным излучением часто заменяют гелий-неоновые лазеры, применяемые для юстировки оптических систем. Перспективны ИЛ с преобразованием их излучения во вторую гармонику, что еще более расширяет диапазон применений лазеров.

Заметна роль перестраиваемых по частоте ИЛ в научных исследованиях, в атомной физике и спектроскопии. Эксперименты с использованием оптической накачки атомов Cs и Rb позволили получить новые научные данные и экстремальные состояния вещества – бозе-конденсат и «остановленный свет».

Увеличение мощности единичных ИЛ до десятков ватт и мультиплексирование излучения решеток ИЛ уже ныне позволяет применять такие излучатели для обработки материалов непосредственно, без преобразования из излучения в иных лазерных средах. Известны эксперименты по сварке металлов излучением многоэлементных киловаттных ИЛ.

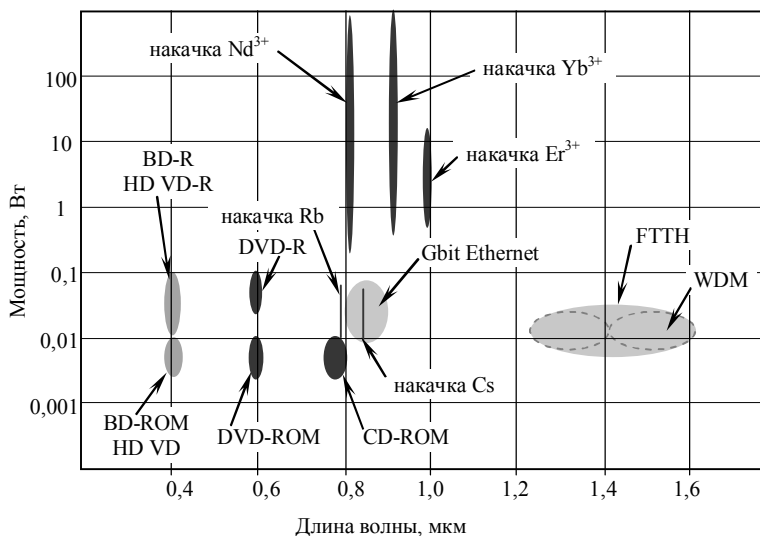


Рис. 1. Наиболее важные применения инжекционных лазеров

В последнее время на рынок вышли новые эффективные полупроводниковые излучатели с прямым возбуждением электрическим током – светоизлучающие диоды (СИД) высокой яркости, новые ИЛ

с улучшенными структурами, ИЛ сине-фиолетового и УФ диапазонов. Разработаны принципиально новые полупроводниковые лазеры среднего ИК-диапазона – квантово-каскадные лазеры; принципы их действия основаны на более тонких квантовых эффектах.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

1.1. Способы накачки полупроводников

Полупроводниковые излучатели света уже давно и широко применяют в технике; в основе их действия лежат катодолюминесценция, фотолюминесценция или инжекция. Так или иначе, к частным случаям или сочетаниям этих трех механизмов можно свести принципы действия всех твердотельных излучателей на монокристаллах, керамике или порошках.

Катодолюминесценцию (свечение под действием электронного пучка) широко применяют в кинескопах и иных сходных с ними электронно-лучевых приборах (рис. 2).

Фотолюминесценция (свечение под действием коротковолнового излучения) порошков работает в люминесцентных газоразрядных лампах (см. рис. 2).

Инжекция – метод возбуждения светоизлучающих полупроводниковых диодов (и инжекционных лазеров) электрическим током, текущим через *p-n*-переход.

Все эти способы возбуждения с меньшей или большей эффективностью можно применять и для накачки полупроводниковых лазеров.

Для большинства полупроводников возможна эффективная накачка пучком электронов (около 100 кэВ), но КПД накачки даже теоретически не может быть высоким, а практически неприемлемо низок для аппаратуры широкого применения. Тем не менее, возбуждение катодолюминесценции и фотолюминесценции, применимые для химически однородных (бесструктурных) материалов и для малых участков неоднородных полупроводниковых структур, сохраняют свое значение как эффективные методики исследования и

контроля технологических процессов. Возбуждение фотолюминесценции можно применять для накачки микролазеров коротковолновым излучением других ИЛ, особенно в устройствах интегральной оптики.

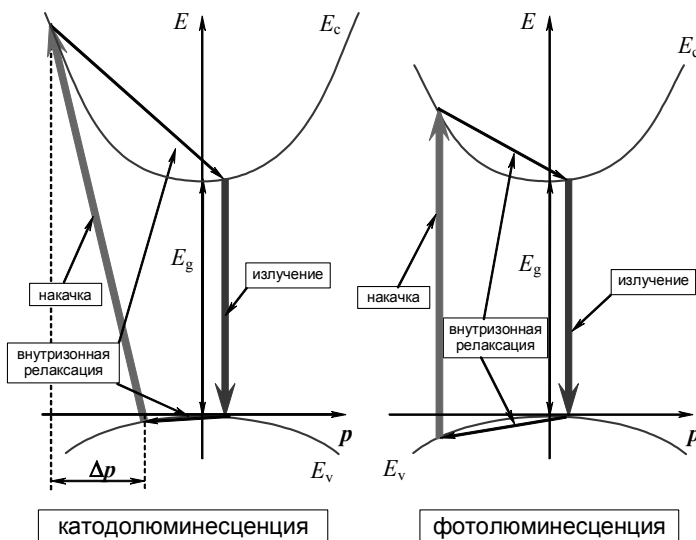


Рис. 2. Возбуждение люминесценции прямозонного полупроводника электронным пучком (катодолуминесценция) и излучением (фотолуминесценция)

Из всех способов возбуждения (накачки) полупроводников, пригодных для получения лазерной генерации, ныне применяют почти исключительно *инжекцию* – ввод неравновесных носителей в активную область через *p-n*-переход. Этот способ принципиально обеспечивает наилучший КПД накачки (близкий к 100%), но он применим только для тех полупроводниковых материалов, на основе которых возможно изготовить стабильный *p-n*-переход. Тем не менее, номенклатура таких материалов расширяется, и с ней расширяется диапазон длин волн, где работают ИЛ.

Прочие методы возбуждения (двухфотонная оптическая накачка, лавинный и стримерный пробой), продемонстрировав возможность лазерной генерации на некоторых материалах, промышленно пригодных приборов не дали.

1.2. Рекомбинационное излучение в полупроводниках

В полупроводнике с шириной запрещенной зоны E_g без примесей при невысоких температурах, когда $kT \ll E_g$, почти все электронные состояния в зоне проводимости свободны, а в валентной зоне заняты. Уровень Ферми при этом расположен очень близко к середине запрещенной зоны. При повышении температуры растет концентрация электронов [в зоне] проводимости и свободных мест (дырок) в валентной зоне, а уровень Ферми смещается к зоне с наименьшей эффективной массой электронов (чаще всего это зона проводимости).

Возбужденное *неравновесное* состояние полупроводника, при котором занят избыток электронных состояний в зоне проводимости, а в валентной зоне есть некоторый избыток незанятых состояний (дырок), существует очень недолго (от наносекунд до миллисекунд) и распадается либо с испусканием фотона (за время порядка наносекунды), либо без излучения, с передачей энергии тепловым колебаниям решетки (за миллисекунду или еще быстрее). Здесь речь идет о концентрациях, избыточных в сравнении с условиями теплового равновесия. При постоянном притоке энергии от внешнего источника к электронной системе полупроводника устанавливается неравновесное стационарное состояние, при котором избыток энергии уносят излучение и теплоотвод. Заметим, что для создания неравновесного состояния в полупроводнике нужен приток энергии *нетеплового* характера; повышение температуры приводит только к увеличению мощности *равновесного* теплового излучения при термодинамическом равновесии полупроводника, только при более высокой температуре.

Излучательный переход зона–зона подчинен закону сохранения импульса. Характерная энергия излучаемых фотонов близка к ширине запрещенной зоны E_g (порядка 1 эВ), а их импульс мал в сравнении с импульсами электронов (при кинетических энергиях порядка kT , соответствующих комнатной температуре), поэтому с высокой точностью можно считать, что излучательные переходы происходят без изменения импульса электрона. Их называют *пря-*

мыми, или вертикальными; на диаграмме в плоскости импульс–энергия прямые переходы отображают вертикальными линиями (рис. 2, рис. 3, а). Обратные переходы с поглощением фотона, разумеется, тоже вертикальные. Существенно, что излучательный переход (фотон) связывает каждое начальное состояние с *единственным* конечным состоянием.

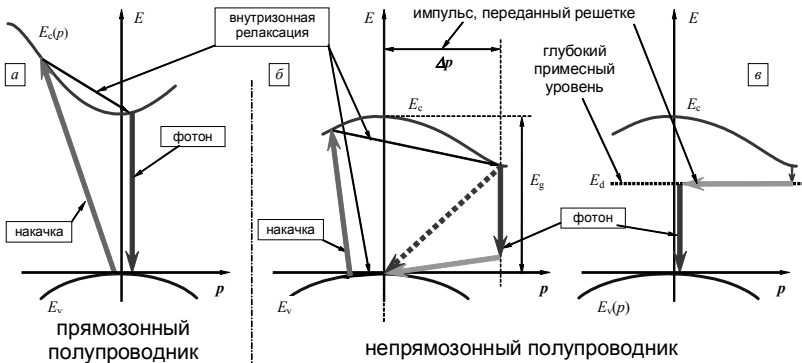


Рис. 3. Схемы возбуждения люминесценции полупроводника:
а – прямозонный полупроводник, б – непрямозонный полупроводник,
переход с участием фона, в – непрямозонный полупроводник,
переход через примесный уровень (центр рекомбинации)

Чтобы был возможен излучательный переход из занятого состояния p_c зоны проводимости в валентную зону, необходимо, чтобы в валентной зоне было свободным состояние $p_v = p_c$, то есть чтобы существовала дырка с импульсом p_c . Поэтому переход из зоны проводимости в валентную зону называют *рекомбинацией* пары электрон–дырка, а испускаемое при этом излучение – рекомбинационным излучением. Излучение полупроводников в оптическом диапазоне, когда энергия кванта $h\nu \approx E_g$, независимо от способа возбуждения, по своей природе всегда рекомбинационное.

При термодинамическом равновесии (и при слабом его нарушении) дырки сосредоточены в энергетических состояниях вблизи от потолка валентной зоны; в этих состояниях импульсы дырок гораздо меньше размера зоны Бриллюэна. У многих полупроводников дно зоны проводимости в импульсном пространстве не совпа-

дает с центром зоны Бриллюэна, и электроны проводимости не могут участвовать в прямых излучательных переходах (все состояния с $p_v = p_c$ заняты). В таких полупроводниках рекомбинация идет либо с участием фононов (см. рис. 3, б), либо через дополнительные разрешенные состояния внутри запрещенной зоны (см. рис. 3, в). С одной стороны, в таких процессах возможен переход из одного начального состояния в зоне проводимости во множество конечных состояний в валентной зоне, что должно увеличивать вероятность рекомбинации. С другой стороны, элементарная вероятность взаимодействия электрона, дырки, фотона и фонона сама по себе на порядки меньше, нежели вероятность прямого перехода в прямозонном полупроводнике. Более вероятны не прямые излучательные переходы через центр рекомбинации – локализованное состояние примеси или дефекта решетки (см. рис. 3, в). В некоторых непрямозонных полупроводниках (например, SiC, GaP) эти процессы дают неплохой выход люминесценции, достаточный для практических применений. В иных случаях вероятность безызлучательной рекомбинации преобладает, и квантовый выход излучения на не прямых переходах оказывается малым. Так или иначе, в полупроводнике с непрямыми переходами крайне трудно получить необходимое для работы лазера усиление излучения на вынужденных оптических переходах.

1.3. Условия усиления света в полупроводнике

Концентрацию электронов $n(E)$ с энергией в интервале $E + dE$ при термодинамическом равновесии описывает выражение

$$n(E)dE \propto f(E, T, F)\rho(E)dE,$$

где $f(E, T, F)$ – функция распределения Ферми с температурой T и химическим потенциалом (уровнем Ферми) F , $\rho(E)$ – функция плотности энергетических состояний в разрешенной зоне. Внутри запрещенной зоны чистого полупроводника плотность $\rho(E) = 0$.

Для усиления света необходима среда с инверсной заселенностью части ее уровней энергии. Такое состояние системы принципиально неравновесное. Неравновесную физическую систему во многих случаях можно рассматривать как совокупность нескольких

подсистем, каждую из которых в первом приближении можно считать равновесной и описывать ее равновесной функцией распределения, с собственной температурой и собственным химическим потенциалом.

Из опыта известно, что время рекомбинации электронно-дырочных пар ($\sim 10^{-9}$ с и более) неизмеримо больше, чем время установления равновесия электронов с решеткой и равновесия внутри самой системы электронов одной энергетической зоны (10^{-12} с). Поэтому подсистемы валентных электронов и электронов проводимости можно рассматривать по отдельности, как две *квазиравновесные* системы с температурой решетки, но в общем случае с различающимися *химическими потенциалами*, F_c и F_v . Эти величины в физике полупроводников чаще называют *квазиуровнями Ферми*, по аналогии с уровнем (энергией) Ферми для полностью равновесного электронного газа в твердом теле (или абстрактного ферми-газа). При таком описании электроны проводимости и валентные электроны рассматривают как две самостоятельные равновесные системы из *разных* частиц, *между* которыми, вообще говоря, нарушено *химическое* (или электрохимическое) равновесие. В отношении процессов, идущих внутри самих этих систем, их можно считать почти изолированными одна от другой. Накачка способна поддерживать стационарную разность химических потенциалов валентных электронов и электронов проводимости, если ее скорость заметно превосходит скорость рекомбинации электронов и дырок. Эффективность накачки полупроводников основана на огромной разнице скоростей внутризонной и межзонной релаксации.

Условие усиления света в полупроводнике можно получить, потребовав, чтобы вероятность поглощения света была меньше, чем вероятность вынужденного излучения. *Достаточное условие локального усиления света* можно представить в виде

$$(F_c > E_c) \ \& \ (F_v < E_v),$$

где E_c – энергия дна зоны проводимости, E_v – энергия потолка валентной зоны. (Обычно полагают $E_v = 0$, и все энергии отсчитывают от потолка валентной зоны; в таком представлении $E_c = E_g$.)

Легко проверить, что при этих условиях заселенность состояний зоны проводимости между ее дном E_c и уровнем F_c больше, чем $\frac{1}{2}$,

а заселенность состояний между уровнем F_v и потолком валентной зоны E_v меньше, чем $\frac{1}{2}$. (рис. 4).

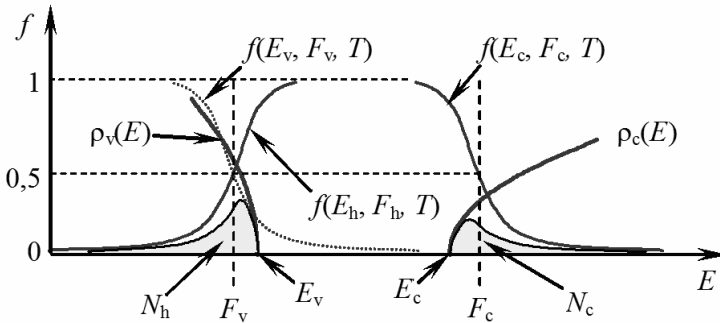


Рис. 4. Распределения электронов в полупроводнике по энергиям при выполненном условии усиления излучения:
 N_c – электроны зоны проводимости, N_h – дырки;
 $f(E_c, F_c, T)$ – функция Ферми для электронов проводимости,
 $f(E_v, F_v, T)$ – функция Ферми для валентных электронов,
 $f(E_h, F_h, T)$ – функция Ферми для дырок,
 $\rho_c(E)$, $\rho_v(E)$ – плотности энергетических состояний электронов

Строгий подход дает менее жесткое *необходимое* условие инверсии:

$$F_c - F_v > E_c - E_v = E_g,$$

но практическая ценность этой формулы ограничена потому, что она не позволяет оценить инверсию до тех пор, пока не заданы хотя бы один из двух потенциалов, F_c или F_v , и функции плотности энергетических состояний в обеих зонах, $\rho(E)$. Например, если уровень F_c расположен глубоко в зоне проводимости, а уровень F_v расположен в запрещенной зоне, то *формально* инверсия возможна, но фактически концентрация дырок будет очень малой.

В системах с дискретными уровнями энергии инверсия заселенностей возникает в том случае, когда скорость накачки на верхний рабочий уровень больше, чем скорость релаксационных переходов с этого уровня вниз. Чем больше время релаксации заселенности, тем легче получить инверсию, тем меньшая плотность потока энергии для этого необходима. Известно, что наиболее эффективна накачка в четырехуровневой системе (рис. 5, а), где инверсия заселенностей уровней Н и L возникает уже при небольшой

заселенности состояния N , особенно если разность энергий между L и основным состоянием G гораздо меньше, чем kT .

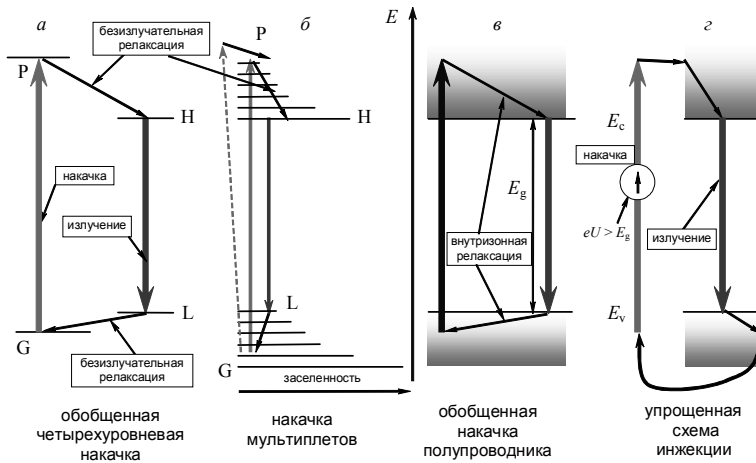


Рис. 5. Сравнение упрощенных схем четырехуровневой накачки (а), накачки вещества с мультиплетным спектром (б), накачки полупроводника (в) и инжекции (г)

В полупроводнике, где спектр энергий системы электронов можно представить как две разрешенных зоны, в пределах каждой из которых спектр энергий электронов непрерывен, условия возникновения инверсии почти такие же, как и в таком четырехуровневом лазере, где нижний рабочий уровень принадлежит к спектральному мультиплету с расстоянием между крайними компонентами порядка kT (рис. 5, б). В подобном мультиплете *избирательная* накачка на переходе $G \rightarrow P$ позволяет заселять состояние N гораздо сильнее, чем состояние L . Этому дополнительно может помочь релаксация на переходах внутри мультиплетов, $P \rightarrow N$ и $L \rightarrow G$, во многих случаях очень быстрая в сравнении с релаксацией $N \rightarrow L$. Но, чтобы получить инверсию между уровнями N и L при оптической накачке, нельзя допускать возбуждения вынужденных переходов $N \rightarrow L$, которые могут опустошать N и заполнять L , приближая схему накачки к трехуровневой.

Разрешенные зоны полупроводника можно рассматривать как предельный случай мультиплетного спектра, с быстрой релаксацией внутри мультиплетов. Но полупроводник существенно отличается от классической четырехуровневой системы тем, что в полупроводнике в отсутствие накачки существует поглощение его собственного (рекомбинационного) излучения, тогда как в четырехуровневых лазерных средах излучение на рабочем переходе не поглощается (нижний лазерный уровень не заселен). Чтобы полупроводник не поглощал свое рекомбинационное излучение хотя бы в узком спектральном диапазоне, необходима некоторая конечная мощность накачки (ее принято называть *порогом прозрачности* или *просветления*). Вместе с тем, полупроводник отличается и от трехуровневой среды: гораздо выше порога просветления скорость накачки остается практически пропорциональной подводимой к полупроводнику мощности. Напомним, что уже на пороге инверсии (просветления) в трехуровневой среде скорость накачки падает в два раза, так как в два раза падает заселенность основного состояния, с которого и идет накачка. Причина этого различия – почти неисчерпаемый запас электронов в глубине валентной зоны, ниже «нижних лазерных» уровней в валентной зоне. Таким образом, хотя нижние лазерные уровни в отсутствие накачки заселены, но они не относятся к истинному основному состоянию, в котором энергия электронов – наименьшая возможная.

Для достижения усиления света в полупроводнике можно применять накачку электронным пучком или оптическую накачку; эти методы позволили получить лазерную генерацию. Для эффективной накачки электронным пучком необходимы энергии электронов в десятки кэВ, вакуумированная электронно-лучевая система и охлаждение кристалла, что неудобно для практики. Для оптической накачки полупроводника до порога лазерной генерации фактически пригодно только лазерное излучение в виде узкого интенсивного пучка, что ограничивает применимость метода исследовательскими задачами.

Усиление света в полупроводнике можно получить более эффективным способом: нужно обеспечить усиленный приток электронов проводимости в ограниченный объем полупроводника и

отток валентных электронов из него (приток дырок). Иначе говоря, *в ограниченный объем полупроводника электрический ток должен входить как ток электронов проводимости, а выходить из него он должен как ток валентных электронов*, как показано на рис. 5, г. Для этого с активной областью должны иметь контакты слой полупроводника n -типа и слой полупроводника p -типа (рис. 6, а), а приложенное напряжение должно обеспечить протекание тока (рис. 6, б). При достаточно высокой плотности тока, когда скорость притока электронов выше, чем скорость их переходов из зоны проводимости в валентную зону, и при этом столь же высока скорость оттока валентных электронов, в указанном объеме может образоваться неравновесное состояние с инверсной заселенностью.

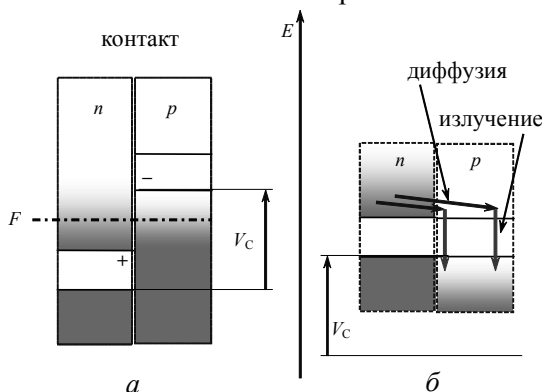


Рис. 6. Образование контактной разности потенциалов V_c между сильно легированными полупроводниками n - и p -типов (а) и диффузия электронов в p -полупроводник при компенсации V_c внешним напряжением – инжекция (б);

«+» – локализованные заряды незанятых донорных уровней,
«-» – локализованные заряды на занятых акцепторных уровнях

В области перехода в отсутствие внешних напряжений формируется область объемного заряда: в p -части – заселенные акцепторные локализованные (неподвижные) состояния с отрицательным зарядом, в n -части – незанятые донорные локализованные состояния с положительным зарядом. Сформированная в результате встречной диффузии неосновных носителей, область объемного заряда создает электростатическое поле, препятствующее их дальнейшей диффузии.

В состоянии равновесия $F_c = F_v$ на всем протяжении полупроводниковой структуры, в области объемного заряда свободных носителей нет, и ток через переход не течет. Приложив внешнее напряжение, можно понизить электростатический потенциальный барьер V_c , препятствующий диффузии электронов из n -части и диффузии дырок из p -части. Тогда возникает ток *инжекции*, по своей природе диффузионный. Концентрации электронов и дырок в этих условиях становятся неравновесными; их определяют соответствующие химические потенциалы ($F_c > F_v$) и плотности энергетических состояний $\rho_c(E)$, $\rho_v(E)$.

Рекомбинация встречных диффузионных потоков электронов и дырок порождает спонтанное рекомбинационное излучение. Кроме этого, в рекомбинации участвуют и нежелательные безызлучательные процессы. Эффективная рекомбинация происходит на участке длиной порядка $L_d = (D\tau)^{1/2}$, где D – коэффициент диффузии наиболее подвижных носителей (обычно электронов), τ – время их жизни (обычно порядка 10^{-9} с). Величину L_d называют длиной диффузии (это глубина проникновения неосновных носителей из эмиттера в базу, ограниченная рекомбинацией).

Если длина диффузии носителей хотя бы одного знака достаточно велика, то в окрестности контакта появляется избыток свободных электронов и дырок одновременно; в структурах ИЛ длина диффузии (электронов проводимости) $L_d \sim 1$ мкм.

При большой плотности тока инжекции, когда барьер объемного заряда практически исчезает, в области рекомбинации разность $F_c - F_v$ растет до максимального уровня, заданного легированием исходных материалов. Спонтанная рекомбинация не успевает восстанавливать равновесие между электронами и дырками, и в окрестности контакта формируется область инверсной заселенности, где $F_c - F_v > E_g$. Область инверсии смещена в сторону p -части, так как коэффициент диффузии электронов больше, чем у дырок, из-за существенно меньшей эффективной массы электронов зоны проводимости.

В простейшем случае для достижения этой цели необходим физический контакт полупроводников n -типа и p -типа. Сплавной переход или простой механический контакт для этого непригоден по

многим причинам. Контакт формируют на монокристаллической легированной подложке диффузией примесей или эпитаксиальным наращиванием слоев из жидкой или газовой фазы. Таким образом, получают p - n -переход (рис. 7) Чтобы выполнить *достаточное* условие инверсии, оба полупроводника должны быть вырожденными, сильнолегированными.

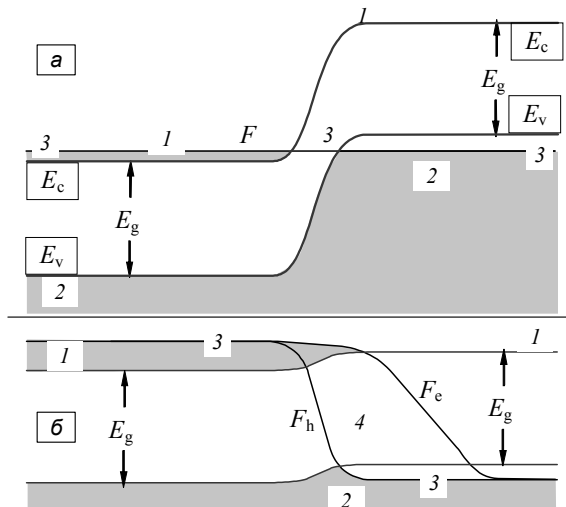


Рис. 7. Энергетические диаграммы сильнолегированных p - n -переходов: без смещения (a), при прямом смещении с высоким уровнем инжекции (b); окраской показаны заселенные состояния:

1 – зона проводимости, 2 – валентная зона, 3 – уровни Ферми, 4 – область расщепления уровня Ферми на квазиуровни

В области инверсной заселенности (зона 4 на рис. 7) возникает усиление спонтанного излучения при вынужденном испускании фотонов, что ускоряет рекомбинацию, уменьшает эффективное время жизни инжектированных носителей заряда, и несколько замедляет рост разности $F_c - F_v$ при дальнейшем увеличении тока инжекции. С другой стороны, плотность тока диффузии пропорциональна градиенту химического (для заряженных частиц – электрохимического) потенциала; при ускорении рекомбинации увеличиваются и токи диффузии электронов и дырок в излучающую

область. В результате устанавливается определенный баланс между накачкой и излучением.

Далее, если часть испускаемых фотонов возвращать назад, в область инверсной заселенности и усиления света, то можно получить лазерную генерацию. Здесь мы подчеркнем, что усиление – только *необходимое* условие лазерной генерации. *Достаточное* условие генерации – усиление, превосходящее *все* потери излучения по всем каналам (рассеяние, поглощение, уход за пределы активной области). До сих пор речь шла только об инверсии и усилении *вообще*, без их количественного сопоставления с какими-либо потерями. Можно заметить, что в условия инверсии и усиления не входят плотности энергетических состояний $\rho_c(E)$, $\rho_v(E)$; это закономерно для *прямых* излучательных переходов, связывающих между собой *невырожденные* состояния с определенным импульсом. Рассматривая условия лазерной генерации, нужно рассчитывать форму спектра усиления, и для этого придется учесть плотности состояний $\rho_c(E)$, $\rho_v(E)$. Метод приближенного расчета спектра усиления описан в приложении 1.

1.4. Полупроводниковые материалы для инжекционных лазеров

В п. 1.3 было показано, что в излучающих полупроводниковых приборах наиболее эффективно работают прямозонные полупроводники. Для излучателей с возбуждением электрическим током, кроме этого, нужна достаточно высокая подвижность носителей обоих знаков; в частности, подвижность электронов очень мала в органических полупроводниковых кристаллах (нафталин, антрацен, стильбен), где наблюдают эффективную фотолюминесценцию. Отметим, что при оптической накачке полупроводников материалы с низкой подвижностью теоретически должны иметь преимущества, так как слаба диффузия неравновесных носителей из области возбуждения.

Такие важные для электроники полупроводники, как кремний и германий, не относятся к прямозонным. Абсолютные минимумы их зоны проводимости $E_c(p)$ соответствуют $p_c \neq 0$, и для излучательно-

го перехода сохранение импульса требует соучастия во взаимодействии по крайней мере еще одной частицы (например, фонона), которая примет на себя импульс порядка импульса p_v , соответствующего размеру первой зоны Бриллюэна. Такие *непрямые* переходы в *непрямозонных* полупроводниках существуют, (см. рис. 3, б), но их вероятность существенно ниже, и преобладают распады возбужденного состояния по другим каналам. В таких процессах важную роль играют центры рекомбинации – локализованные состояния, связанные с дефектами и глубокими примесными уровнями (см. рис. 3, в) Подробнее о рекомбинационном излучении на непрямых переходах рассказано в приложении 12. Здесь мы только отметим, что до сих пор инжекционные лазеры с непрямыми переходами создать не удалось, но новые, более изощренные подходы к этой исторической задаче ныне намечены и дают некоторые обнадеживающие результаты.

Инжекционные лазеры к настоящему времени созданы на полупроводниковых соединениях типов $A^{III}B^V$ и $A^{IV}B^{VI}$. В этих обозначениях римские цифры указывают номер группы в таблице элементов. Лазеры на материалах типа $A^{III}B^V$ – лазеры спектрального диапазона от 0,4 мкм (GaN) до 5 мкм (InSb). В большинстве случаев применяемые ныне материалы $A^{III}B^V$ – не бинарные, а трех- или четырехкомпонентные соединения элементов III и V групп. Целенаправленные вариации химического состава позволяют наилучшим образом согласовать между собой параметры сложных многослойных структур, образующих современный инжекционный лазер.

В типе $A^{III}B^V$ наиболее важны стехиометрические ряды твердых растворов $Ga_{1-x}Al_xAs$, $(Ga_{1-x}Al_x)_{0,5}In_{0,5}P$, $Ga_{1-x}In_xP_yAs_{1-y}$. Именно на этих материалах в диапазонах от 0,6 мкм до 1,6 мкм получены наилучшие по характеристикам лазерные диоды, работоспособные при температурах до 100°C, дающие непрерывное излучение мощностью до десятков милливатт. Их главные области применения – запись и передача информации, измерительная техника, атомная спектроскопия и спектроскопия молекул на обертонах колебаний.

Новейшее этапное достижение в технике полупроводниковых излучателей – создание светоизлучающих диодов высокой яркости

и инъекционных лазеров сине-фиолетового и ближайшего УФ диапазонов на основе наиболее широкозонных полупроводников типа $A^{III}B^V$ – стехиометрических рядов нитридов галлия, индия и алюминия. Лазеры на основе нитридов сразу же после своего появления нашли применение в технике записи информации (Blu-ray, HD VD) и в технике фотолюминесцентного анализа, в медицине и биохимии.

Важную роль в создании полупроводниковых структур играет выбор легирующих примесей. Необходимо, чтобы атом примеси встраивался в решетку кристалла с ковалентными связями как примесь замещения, порождая связанное заряженное состояние вблизи от края разрешенной зоны: у валентной зоны – акцептор, с одним недостающим валентным электроном, у зоны проводимости – донор, с одним лишним валентным электроном. Для типа $A^{III}B^V$ типичные доноры – элементы VI группы (Te, Se, иногда S) и Si; типичные акцепторы – тяжелые элементы 2 группы (Zn, Cd). Не все элементы названных групп пригодны для полупроводниковых приборов. Важно, чтобы примеси не создавали уровни энергии в глубине запрещенной зоны; такие примесные центры снижают подвижность свободных носителей и существенно уменьшают время жизни из-за пагубного влияния процессов рассеяния и безызлучательной рекомбинации. Примесные атомы не должны образовывать кластеры при высокой их концентрации.

При выборе примеси нужно учитывать рабочие температуры: например, кадмий в GaAs создает довольно глубокий акцепторный уровень, и проводимость p -части при температуре жидкого азота резко снижается («вымерзает»), но при комнатных температурах кадмий как акцептор предпочтителен.

Особое место среди ИЛ занимают приборы на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$ – халькогенидов свинца и олова, дающие когерентное излучение в средней ИК области спектра, где наблюдают колебательно-вращательные полосы поглощения молекул газов. Эти полупроводники с узкой запрещенной зоной могут работать только при температурах жидкого азота и ниже.

Созданные в последнее десятилетие *квантово-каскадные* лазеры среднего ИК-диапазона работают на иных физических принципах,

не связанных с рекомбинацией электронов и дырок. Ныне эти лазеры вытесняют лазеры на узкозонных халькогенидах в спектральном диапазоне 4...20 мкм. Важно, что в них не применяют полупроводники с узкой запрещенной зоной, и для их работы криогенные температуры в принципе не обязательны, в отличие от лазеров на узкозонных халькогенидах. О квантово-каскадных лазерах кратко сказано в приложении 11.

1.5. Примитивный лазерный диод

После первых попыток создать ИЛ на основе кремния, в принципе обреченных на неудачу, исследователи обратились к прямозонным полупроводникам типа $A^{III}B^V$, вначале к арсениду галлия.

В пластинке, вырезанной из монокристалла GaAs, легированного теллуром (n -тип), диффузией акцепторной примеси (цинка) формировали p - n -переход. Далее раскалыванием по плоскостям спайности кристалла получали структуру, показанную на рис. 8. Зеркала были образованы сколотыми гранями кристалла. Так, в общих чертах, получали первые работоспособные лазерные диоды.

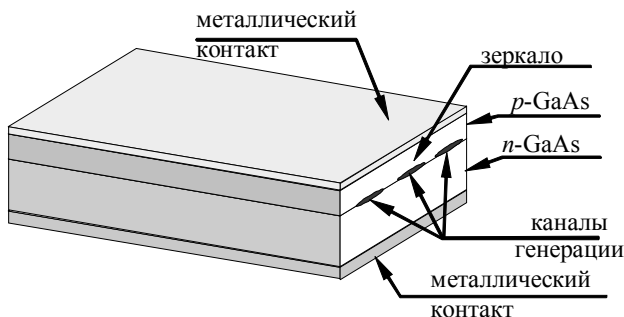


Рис. 8. Гомолазер с широким контактом (показаны три канала генерации)

При прямом смещении происходит инжекция электронов через p - n -переход. Накопление неравновесных электронов в p -части, в слое толщиной порядка диффузионной длины $L_d \sim 1$ мкм приводит к возникновению инверсии, усиления излучения и лазерной гене-

рации. Типовые размеры кристалла: высота – 100 мкм, ширина – 200 мкм, длина вдоль оси резонатора 200...500 мкм. Отметим, что объем активной области, где идет усиление излучения, на два порядка меньше объема всего кристалла.

Описанная простейшая структура образована в гомогенном (однородном) кристалле, поэтому ее обычно называют *гомолазером*. Для гомолазеров характерна высокая пороговая плотность тока (ок. $5 \cdot 10^4$ А/см² при $T = 300$ К), и в непрерывном режиме они способны работать только при температурах ниже 100 К.

Дальнейшие исследования (о чем подробнее сказано в приложении 7), показали, что для улучшения излучательных и энергетических характеристик лазерных диодов нужно уменьшать поперечные размеры активной области, где должны быть сосредоточены и наилучшим образом совмещены усиление и поле излучения.

При номинальной однородности диффузионной структуры в плоскости *p-n*-перехода, распределение поля вынужденного излучения в ней практически всегда резко неоднородное; генерация не захватывает всю область перехода целиком, а развивается в отдельных каналах (нитях), расположенных между зеркалами ортогонально к ним (см. рис. 8). Следовательно, лазерное излучение действует лишь в малой доле (5...10%) малого объема активной области.

Следующим поколением были полосковые лазеры (рис. 9), где при помощи нанесенной на кристалл изолирующей маски ограничивали ширину излучающей области до 3...5 мкм, сосредоточив в ней ток накачки и так увеличив концентрацию электронов в активной части.

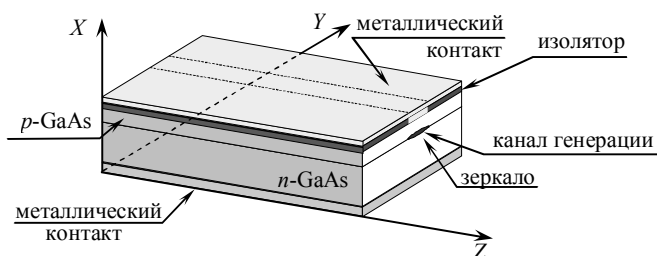


Рис. 9. Гомолазер с полосковой структурой

Важное достоинство полоскового лазера – двумерное растекание теплового потока от активной области вместо одномерного (вдоль X , рис. 9), характерного для лазеров с широким контактом. В результате при выделении одной и той же тепловой мощности на единицу ширины (то есть при одинаковой плотности тока) увеличение температуры активной области в полосковом лазере существенно меньше. В полосковых лазерах с гомопереходами удалось получить непрерывную генерацию при $T = 200$ К. Применение полосковой структуры позволило уменьшить пороговый ток накачки и смягчить влияние перегрева активной области, но еще существенно не повлияло на пороговую *плотность* тока. Вместе с тем, полосковую структуру как полезную конструктивную черту унаследовали ИЛ следующих поколений, где удалось сделать более рациональным структурирование диода и в направлении тока инжекции.

Рассматривая токи инжекции в активную область лазерного диода, в первом приближении можно пренебречь током менее подвижных дырок и полагать, что инверсию в активной области задают диффузия электронов из n -части, рекомбинация и нежелательная диффузия электронов *из* активной области в p -часть. Серьезным недостатком гомоструктуры была излишне большая глубина диффузии электронов в p -часть, что ограничивало концентрацию инжектированных электронов в области эффективного излучения, да и сама область излучения была излишне широкой. В результате поле излучения и инверсию невозможно было сосредоточить в тонком слое. Высокая подвижность электронов вступала в конфликт с требованием высокого усиления.

Длину диффузии электронов эффективно уменьшает рекомбинация при вынужденном излучении в активной области, а для этого нужно увеличивать усиление и сосредотачивать поле вынужденного излучения в тонком слое.

Кроме того, высокая концентрация примесей в активной области повышала вероятность безызлучательных процессов, но понижать уровень легирования, не снизив при этом инверсию и усиление, было невозможно. Высокая концентрация электронов в инжекторе вступала в конфликт с требованием высокого усиления,

ею же порождаемого. Особенно острым этот конфликт был в диодах, сформированных диффузией примеси. Действительно, исходная подложка n -типа изначально должна быть сильно легированной, чтобы ее омическое сопротивление не стало причиной усиленного разогрева всей структуры при протекании тока. Далее, диффузионное легирование акцептором, формирующее область p -типа, должно быть еще на порядок сильнее, чтобы не только компенсировать созданную донорной примесью исходную проводимость n -типа, но и создать избыток акцепторов (перекомпенсация). В результате рекомбинация инжектированных электронов с менее подвижными дырками идет в p -области, где примесей обоих типов нежелательно много. (Если подложку легировать акцепторами, а потом проводить диффузию донорной примеси, концентрация примеси в области рекомбинации была бы ниже, но это вряд ли желательно для технологов. Легко испаряемые цинк и кадмий для диффузии из газовой фазы удобнее, нежели токсичный теллур.) С этой точки зрения предпочтительна технология эпитаксиального выращивания структур лазерных диодов, ныне вытеснившая диффузионную технологию. В этом случае легировать можно полупроводник в каждом слое по отдельности, не прибегая к перекомпенсации ранее легированного материала.

Еще один недостаток гомоструктур принципиально связан с необходимостью сильного легирования в областях, непосредственно примыкающих к активной. Распределение поля вынужденного излучения неизбежно захватывает эти сильно легированные пассивные области, и излучение поглощается на свободных носителях (на внутризонных переходах, почти как в металле), а концентрация свободных носителей тем выше, чем сильнее легирование. Высокая концентрация электронов в инжекторе вступала в конфликт с требованием низких потерь излучения. Кроме того, сильное легирование сопровождается ростом концентрации дефектов решетки; из-за этого увеличивается рассеяние излучения.

С учетом перечисленных факторов можно описать идеализированную структуру ИЛ, в которой недостатки гомолазеров были бы устранены. Вынужденное излучение должно быть сосредоточено в узком *оптическом волноводе* с низкими потерями распространения.

Поглощение излучения в областях, граничащих с волноводом, должно быть минимальным. Глубина диффузии электронов должна быть ограничена толщиной волновода в направлении протекания тока инжекции, но диффузию электронов к волноводу не должны сдерживать какие-либо потенциальные барьеры. В области излучающего волновода полупроводник должен быть по возможности чистым или умеренно легированным (p -примесь повышает исходную концентрацию малоподвижных дырок, что облегчает достижение инверсии). Физических запретов для этого нет, так как и в диффузионных структурах характер проводимости активной области оказывается фактически промежуточным между компенсированным и p -типом, и главную роль в усилении света играют неосновные, инжектированные носители.

Инжекцию как способ накачки полупроводника делают эффективной два важнейших фактора: высокая подвижность электронов проводимости и высокая концентрация основных носителей в сильно легированных полупроводниках. Противоречивые, неоднозначные роли высокой подвижности электронов и сильного легирования затрудняли оптимизацию лазерных диодов с диффузионными переходами. В следующем разделе описан путь разрешения этих противоречий. Радикальным решением стало существенное изменение структур лазерных диодов. Общий замысел улучшения характеристик ИЛ можно представить как подразделение структуры на функциональные части (область усиления, волновод, инжекторы), и оптимизацию как самих этих структурно-функциональных элементов, так и взаимодействия между ними. В результате было существенно увеличено усиление и снижены потери излучения. Это повлекло за собой истинные революции в нескольких областях техники и технологии.

1.6. Гетеролазеры

Получить лазерные диоды, в которых резко ограничены пространственное распределение поля излучения и глубина диффузии электронов, удалось на основе *гетеропереходов*.

Гетеропереходом называют область контакта двух разнородных полупроводников, обычно с заметной разницей по ширине запрещенной зоны. Пространственные структуры решеток этих полупроводников должны быть одинаковыми.

Для лазерных диодов пригодны только гетеропереходы между полупроводниками с близкими параметрами решетки (изопериодические). Только в таких гетеропереходах на границе не будет сильных механических напряжений, не будет высокой концентрации дефектов и поверхностных состояний (глубоких уровней внутри запрещенной зоны). Дефекты служат центрами эффективной безизлучательной рекомбинации. Поверхностные состояния, кроме этого, вызывают образование полей объемных зарядов, разделяющих носители. Механические напряжения ниже предела упругости вызывают появление полей типа деформационных потенциалов, препятствующих разделению носителей (полезный эффект для лазерных структур), а выше предела упругости они могут вызвать образование не только микродефектов, но и макроскопических разрушений структуры.

Классический пример – гетеропереход GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs, где параметр x указывает долю атомов Ga, замещенных на Al.

Близость параметров решетки (изопериодичность) в стехиометрическом ряду Ga_{1-x}Al_xAs обеспечена близостью ковалентных радиусов галлия и алюминия. Параметры решетки у GaAs – 5,652 Å, у AlAs – 5,662 Å.

Соединение Ga_{1-x}Al_xAs остается *прямозонным* полупроводником при атомной доле алюминия $x < 0,45$. В этом диапазоне ширину запрещенной зоны описывает эмпирическая зависимость

$$E_g(x) = 1,424 + 1,266x + 0,266x^2,$$

$T = 297$ К (рис. 10, а).

У родственных чистых полупроводников при фиксированной длине волны показатель преломления, как правило, *меньше* у материала с *большой* шириной запрещенной зоны.

Зависимость показателя преломления от атомной доли алюминия в ряду Ga_{1-x}Al_xAs описывает эмпирическое выражение

$$n(x) = 3,590 - 0,710x + 0,091x^2,$$

$T = 297$ К, $h\nu = 1,38$ эВ (рис. 10, б).

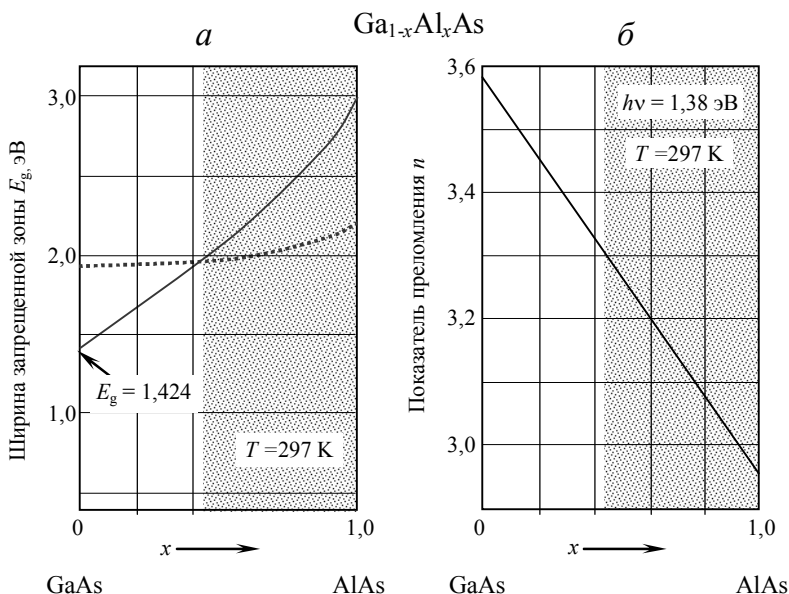


Рис. 10. Зависимость ширины запрещенной зоны (а) и показателя преломления (б) от состава соединения $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ (заштрихована область непрямозонных полупроводников, на графике а сплошная линия – ширина «прямой» зоны (в центре первой зоны Бриллюэна), пунктир – ширина «непрямой» зоны)

К выражениям $E_g(x)$ и $n(x)$ нужно относиться аккуратно. Выражение $E_g(x)$ относится к $T = 297 \text{ K}$; слагаемые, зависящие от x , в первом приближении можно считать не зависящими от температуры. Выражение $n(x)$ верно только для температуры $T = 297 \text{ K}$ и фиксированной энергии фотона $h\nu = 1,38 \text{ эВ}$; чем ближе длина волны к краю собственного поглощения, тем сильнее изменение каждого слагаемого в $n(x)$ при вариациях температуры и длины волны.

Различие ширины запрещенной зоны позволяет получить *электронное ограничение* – поставить потенциальный барьер, препятствующий диффузии неосновных носителей из узкозонной части в широкозонную, в то же время не мешая диффузии основных носителей из широкозонной части в узкозонную.

На рис. 11 показано распределение избыточных электронов в так называемой *односторонней гетероструктуре*, где рядом с переходом, инжектирующим электроны проводимости, помещен гетеропереход типа p - P – барьер для электронов. Заглавными буквами P и N принято обозначать типы проводимости широкозонных слоев, отличая их от узкозонных, обозначаемых строчными, p и n . Тот же уровень инверсии в гетероструктуре достигим при плотности тока, меньшей, чем в гомоструктуре. Кроме того, распределение неосновных носителей по объему активной области получается более сосредоточенным и однородным. Диффузии подвижных электронов из активной области со стороны n -части препятствует высокая концентрация тех же электронов (ниже уровня F_e почти все состояния заняты), а со стороны P -части – потенциальный барьер. Отметим, что узкую область потенциального барьера b в валентной зоне со стороны P -части валентные электроны легко преодолевают туннелированием.

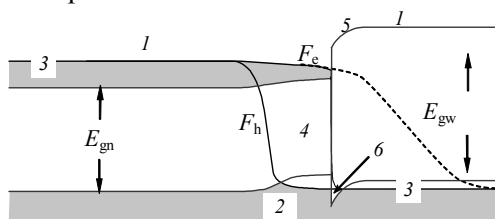


Рис. 11. Энергетическая диаграмма сильнолегированного p - n -перехода с дополнительным p - P -гетеропереходом, ограничивающим диффузионное растекание электронов (односторонняя гетероструктура), при высоком уровне инжекции (заштрихованы заселенные состояния):

- 1 – зона проводимости, 2 – валентная зона, 3 – уровни Ферми,
- 4 – область расщепления уровня Ферми на квазиуровни,
- 5 – ограничивающий p - P -гетеропереход

Особенно эффективна инжекция неосновных носителей из широкозонного полупроводника (эмиттера) в узкозонный (базу); если (на время) пренебречь рекомбинацией, то оказывается, что концентрация *неосновных* носителей в базе существенно выше, чем концентрация *основных* носителей в эмиттере (рис. 12, в). Подобная *суперинжекция* невозможна в гомопереходах, а в гетеропереходах она позволяет получить высокую концентрацию неравновесных

носителей даже *без сильного легирования* активной области. Наиболее эффективен двухсторонний гетеропереход, где широкозонные эмиттеры обеспечивают суперинжекцию электронов из N -области в активный слой и суперинжекцию дырок из P -области. (Суперинжекция дырок в активный слой равносильна беспрепятственной диффузии *валентных* электронов из активного слоя в широкозонную P -область, причем у контакта диффузию может дополнительно ускорять дрейф).

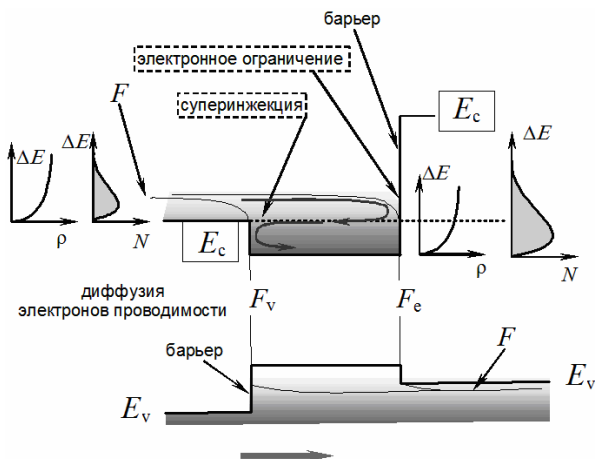


Рис. 12. Энергетическая диаграмма двухстороннего гетероперехода при высоком уровне инжекции (ρ – плотность состояний, N – концентрация электронов с энергией ΔE , отсчитанной от дна зоны проводимости E_c)

Именно конфигурация потенциальных барьеров, окружающих активный слой, в совокупности создает эффекты суперинжекции носителей обоих знаков и удержания носителей в нем. Упрощенно говоря, узкозонная база в окружении широкозонных эмиттеров становится *потенциальной ямой* для электронов и дырок, где они накапливаются и рекомбинируют. Отметим, что эти же эффекты суперинжекции и накопления носителей работают в квантово-размерных инжекционных лазерных структурах; там дополнительные преимущества возникают из-за квантования движения носителей в потенциальной яме малой протяженности.

Тип и степень легирования активного слоя при высокой плотности тока инжекции слабо влияют на все указанные эффекты, поэтому полупроводник здесь может быть даже нелегированным. В таком случае вероятность безызлучательных переходов в активном слое снижается до минимума по сравнению с сильно легированным активным слоем.

Различие показателей преломления приводит к полному внутреннему отражению света, падающего на границу раздела со стороны узкозонного слоя под малыми углами. Вырастив слой GaAs между двумя слоями $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ (что называют двойной, или двухсторонней гетероструктурой), получают планарный диэлектрический волновод, эффективно удерживающий излучение. Чтобы потери излучения в волноводе были небольшими, его толщина должна быть гораздо больше, нежели характерная толщина активной области (от 100 до 5 нм). В двухсторонней гетероструктуре толщину активной области ограничивают потенциальные барьеры, высоту которых задают скачки в ширине запрещенной зоны. Уменьшение скачка показателя преломления, как показывает теория диэлектрических волноводов, позволяет подавлять высшие моды за счет уменьшения угла полного внутреннего отражения и, как следствие, увеличения потерь для высших мод при той же толщине волновода.

Отметим, что ширина запрещенной зоны $E_g(x)$ и показатель преломления $n(x)$ – параметры взаимосвязанные; в ряду $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

$$\Delta E_g / \Delta n \approx -1,8 \text{ эВ};$$

это означает, что высота потенциального барьера и скачок показателя преломления на границе в гетеропереходе практически пропорциональны. Поэтому в простом волноводе оптическое и электронное ограничение взаимосвязаны; при фиксированной толщине узкозонного слоя их невозможно изменять независимо друг от друга. Следовательно, в гетероструктурах нельзя произвольно уменьшать скачок показателя преломления на границе активной области, при этом не ухудшив удержание носителей и эффективность широкозонного инжектора (эмиттера) неосновных носителей.

В современных гетеролазерах волноводы обычно сложнее. Тонкую область усиления располагают внутри оптического волновода,

отделенного от прилегающих слоев умеренными скачками показателя преломления. Активную область отделяют от волновода потенциальные барьеры, способствующие эффективной суперинжекции и хорошему удержанию неравновесных носителей. В таких структурах толщина активной области много менее полуволны, поэтому она сама по себе служит плохим волноводом, где сосредоточена малая часть полной мощности направляемой им моды, тогда как в объемлющем ее более толстом волноводе при хорошей селекции высших мод потери для основной моды малы. Выделение внутри волновода области усиления дает некоторую дополнительную свободу в выборе ее материала, то есть «химической» первоначальной настройки лазера на нужную длину волны излучения.

На практике распространены структуры типов LOC (широкий волновод, *Large Optical Cavity*) и SCH (структура с раздельным удержанием излучения и электронов, *Separated Confinement Heterostructure*). В этих структурах с одной (LOC) или с обеих сторон (SCH) узкозонная активная область отделена от широкозонных инжекторов слоем с промежуточными размерами ширины запрещенной зоны и показателя преломления (рис. 13).

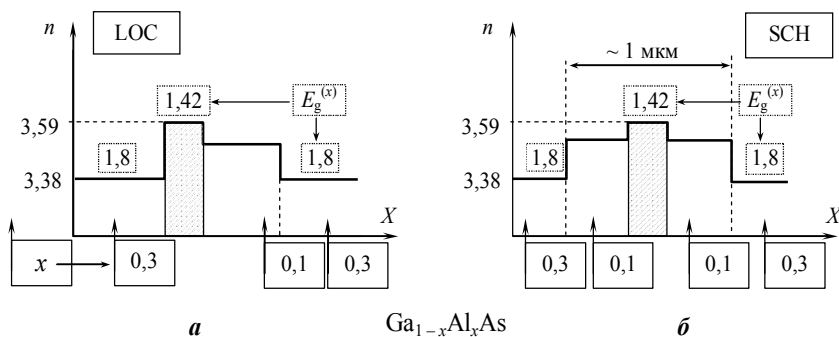


Рис. 13. Распределения показателей преломления n в волноводах современных гетероструктур:

a – широкий волновод (LOC), b – структура с раздельным удержанием излучения и электронов (SCH); активная область (GaAs, $x = 0$) заштрихована;

X – координата, x – стехиометрический коэффициент, значения ширины запрещенной зоны ($E_g^{(x)}$, эВ) обведены пунктирными рамками

В результате излучение из волновода почти не проникает в сильно легированные области, где может быть значительным рассеяние и поглощение. В волноводе SCH активная область расположена в максимуме распределения поля низшей поперечной моды волновода, и взаимодействие излучения с электронами получается особенно эффективным. SCH – оптимальный вариант лазера с квантово-размерной активной областью, толщина которой может быть около 5 нм.

Не менее эффективно применяют и волноводы, только примыкающие к активному слою и отделенные от него минимальным зазором (десятки нанометров). По сути, это решение мало отличается от структуры LOC; конфигурацию поля направляемой моды задает широкий (толстый) волновод, а усиление идет на периферии распределения поля моды.

Заметим, что в более толстых волноводах при той же мощности напряженность поля излучения ниже, что снижает вероятность лучевых повреждений структуры.

Гетероструктуры не только позволили оптимизировать излучательные характеристики инжекционных лазеров; они дали жизнь новому поколению – лазерам с квантоворазмерными структурами.

Кратко перечислим важнейшие свойства гетероструктур, улучшившие характеристики современных ИЛ:

а) активная область отгорожена потенциальными барьерами, которые препятствуют диффузии неравновесных носителей в пассивные прилегающие слои (электронное ограничение, *carrier confinement*);

б) эффективная инжекция неосновных носителей из широкозонных эмиттеров (*суперинжекция*);

в) снижение потерь излучения за счет увеличенных перепадов показателя преломления на границах волновода (волноводный эффект, *light confinement*);

г) возможность оптимального согласования распределения усиления с распределением поля излучения в волноводе;

д) возможность применения в активной области умеренно легированных полупроводников; при этом уменьшается вероятность безызлучательной рекомбинации, сужается линия усиления и растет максимально достижимый коэффициент усиления.

1.7. Лазеры с боковым электронным и оптическим ограничением

Появление лазеров, работающих в режиме непрерывной генерации при комнатной температуре, расширило сферу их применения. Новые приложения, в особенности волоконно-оптическая связь, потребовали улучшения спектральных и динамических характеристик ИЛ. Гетеролазеры с полосковым контактом, как правило, работали в режиме генерации многих продольных мод.

В гетеролазере с полосковым контактом расходимость излучения ограничена в направлении оси X (линии тока), но вдоль оси Y (в “боковом” направлении, см. рис. 9) поле не локализовано. Волноводный эффект в направлении оси Y слабый, его создает небольшой поперечный градиент показателя преломления, возникающий только как следствие поперечного градиента в распределении усиления. Поля различных продольных мод могут быть взаимно смещенными в направлении оси Y . Распределения поля в структурах со слабым поперечным ограничением поля называют *gain-guided* (направляемые усилением). Так же обычно называют и сами структуры.

Неприятное свойство подобных структур – зависимость градиента показателя преломления от интенсивности поля, то есть зависимость характеристик виртуального волновода от интенсивности действующего в нем излучения. По существу эта зависимость представляет собой нелинейность активной области, из-за которой возникают нелинейность ватт-амперной характеристики лазера и неустойчивость поперечного распределения поля. Такая неустойчивость может быть причиной шумов интенсивности, нестабильной многомодовой генерации и сильного уширения спектральных линий излучаемых мод.

В 80-х годах XX века созданы структуры с двумерным ограничением распределения усиления и поля в поперечном направлении (см. пример на рис. 14). В структурах с боковым ограничением при ширине активной области от 3 до 6 мкм удалось, во-первых, чаще получать генерацию в единственном типе колебаний и, во-вторых, существенно расширить диапазон линейности ватт-амперной характеристики. Распределения поля в структурах с сильным попе-

речным ограничением поля (как и сами структуры) называют *index-guided* (направляемые преломлением).

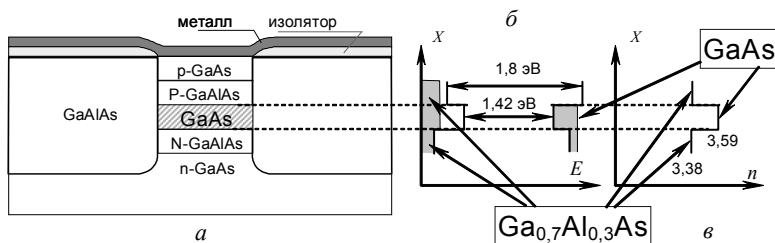


Рис. 14. Вид инжекционного лазера с боковым ограничением (а), энергетическая диаграмма перехода при высоком уровне инжекции (б) и распределение показателя преломления n (в). Активная область (GaAs) заштрихована, X – координата, E – энергия

Показанный на рис. 14 вариант называют *заращенной мезаструктурой* (англ. *buried heterostructure* – зарытая гетероструктура). На подложке из сильно легированного n -GaAs сначала выращивают планарную четырехслойную структуру. Омические контакты удобнее делать на GaAs, поэтому верхним делают слой сильно легированного p -GaAs. Затем закрывают маской области будущих полосковых контактов и вытравливают незащищенные участки до подложки. Такую форму называют мезаструктурой (лат. *mesa* – стол). Далее заращивают вытравленные лунки высокоомным GaAlAs. Удалив маску, пластину закрывают изолирующей контрмаской с окном в области полосковой структуры. После формирования омических контактов и металлизации пластину скрайбируют и раскалывают на отдельные кристаллы (чипы).

В результате получают структуру, в которой активная область малого объема, протяженная в направлении излучения, окружена широкозонным полупроводником. Следовательно, ее окружает потенциальный барьер, который препятствует диффузии электронов проводимости наружу во всех направлениях.

Кроме варианта рис. 14, существуют и иные структуры с двумерным ограничением. Все они, совмещая в малом объеме усиливающую среду и оптический волновод, улучшают пространственную однородность и, как следствие, делают более вероятной одночастотную генерацию.

2. ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

2.1. Локальный коэффициент усиления

Для описания усилительных свойств активной области лазера вводят коэффициент усиления g^* в физически малом объеме (точнее говоря, инкремент усиления), удовлетворяющий соотношению

$$dw = wg^*dz,$$

где w – интенсивность излучения. Такое усиление испытывала бы плоская волна в однородной среде, состояние которой было бы в точности таким же, как и у рассматриваемого малого объема.

Для строгого расчета локального коэффициента усиления нужно вычислять матричный элемент электродипольного момента оптического перехода, его зависимость от значений квазиимпульсов начального и конечного состояний, а также учесть конкретную функцию плотности энергетических состояний электронов в полупроводнике. Эти вопросы подробно изложены во многих монографиях; здесь мы ограничимся кратким изложением соответствующих результатов.

Для максимального значения спектральной плотности коэффициента усиления (о виде функции $g^*(E)$ см. следующий раздел) справедливо простое соотношение

$$g^*_{\max} = \sigma(N_e - N_e^0) \quad (1)$$

где N_e – концентрация неравновесных электронов, N_e^0 – такое ее значение, при котором резонансное поглощение точно скомпенсировано усилением, σ – сечение вынужденного перехода (излучения или поглощения). Параметры σ и N_e^0 – константы, определяемые в эксперименте.

Рассмотрим активную область с площадью сечения в направлении протекания тока S и толщиной d . Для упрощения распределение тока по сечению будем считать однородным.

Уравнение баланса неравновесных электронов имеет вид

$$N_e S d / \tau = I / e, \quad (2)$$

где e – заряд электрона, τ – время жизни, I – ток инжекции. Из этого следует

$$N_e = I\tau/eSd = J\tau/ed,$$

где J – плотность тока. Таким образом,

$$g_{\max} = \frac{\sigma\tau}{ed}(J - j_0) \equiv (J - j_0)\beta. \quad (3)$$

здесь j_0 соответствует N_e^0 , а β называют фактором усиления.

Зависимость (3) экспериментально подтверждена в диапазоне $40 \text{ см}^{-1} < g_{\max}^* < 400 \text{ см}^{-1}$, а при меньшем усилении зависимость $g_{\max}^*(J)$ может быть квадратичной. Время жизни неравновесных электронов τ определяют характерные времена излучательных (τ_r) и безызлучательных переходов (τ_{nr}); соответственно полная вероятность переходов складывается из

$$1/\tau = 1/\tau_r + 1/\tau_{nr}.$$

Излучательные переходы, в свою очередь, дают вклад как в вынужденное ($1/\tau_{ind}$), так и в спонтанное ($1/\tau_{sp}$) излучение, так что

$$1/\tau_r = 1/\tau_{ind} + 1/\tau_{sp}.$$

Ниже порога генерации вклад $1/\tau_{ind}$ мал, а выше порога с увеличением мощности генерации $1/\tau_{ind} \gg 1/\tau_{sp}$.

2.2. Спектр усиления

На рис. 15 показана типовая модель рабочих энергетических зон активной области инжекционного лазера, принятая для слабо легированных полупроводников. Зависимость плотности состояний зоны проводимости от энергии ($E = 0$ соответствует потолку валентной зоны):

$$\rho \propto m^{3/2} \sqrt{E - E_g}$$

В валентной зоне функцию плотности энергетических состояний, пренебрегая ее шириной в сравнении с шириной функции плотности состояний зоны проводимости, приближенно описывают как $\rho \propto \delta(E)$. Такое представление приемлемо из-за различия эффективных масс электронов и дырок (плотность состояний $\rho \propto m^{3/2}$, а у арсенида галлия $m_e/m_h < 0,1$). При более строгом подходе нужно учитывать *плотность состояний* (в двух зонах), *связанных прямым переходом*. При этом, однако, рассчитанный спектр будет иметь такую же форму, изменится только смысл «эффективной» массы, и

ее значение несколько уменьшится (для GaAs – на 10%). Подробнее об этом сказано в приложении 1.

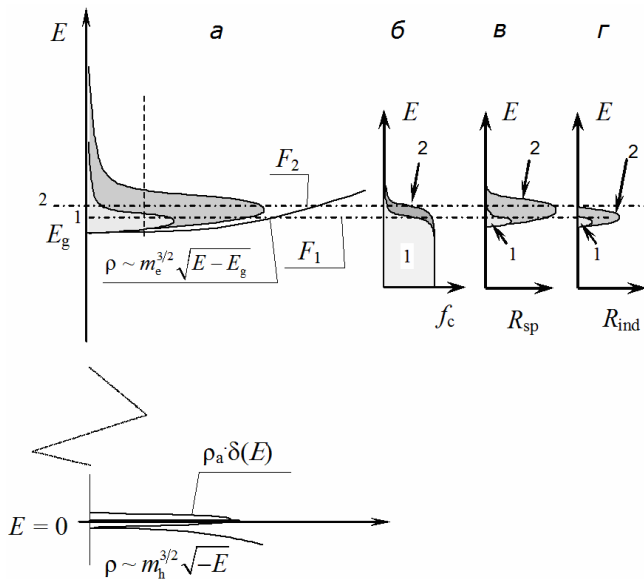


Рис. 15. Модель зонной структуры слабо легированной активной области: функция распределения электронов проводимости по энергиям (а), функции распределения Ферми f_c (F – квазиуровень Ферми) (б), спектральные контуры спонтанного излучения R_{sp} (в) и усиления R_{ind} (г); цифрами 1 и 2 обозначены различные уровни накачки; для 2 ток инжекции больше

При фиксированной температуре активной области при увеличении уровня накачки спектральный контур линии усиления изменяется следующим образом (см. рис. 15 и 16):

- растет усиление на коротковолновом крыле,
- максимум линии усиления смещается в сторону коротких волн,
- рост усиления на длинноволновом склоне идет вблизи от смещающегося максимума, а вдали от него насыщается,
- растет ширина линии усиления.

Ширина линии усиления на полувысоте для комнатной температуры в GaAs равна 25 мэВ (150 Å) при 3 кА/см² и

увеличивается до 4 мэВ (270 Å) при 12 кА/см². Для 77 К ширина растёт от 13 мэВ (80 Å) при 1,5 кА/см² до 18 мэВ (110 Å) при 3 кА/см².

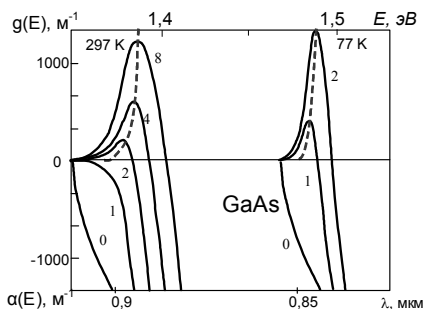


Рис. 16. Эволюции спектра усиления $g(E)$ при изменении плотности тока накачки. Показаны приближенные зависимости для слаболегированного полупроводника. Номер кривой соответствует плотности тока накачки в относительных единицах (порядка 1 кА/см²)

На практике такое поведение можно наблюдать только в режиме накачки короткими импульсами с большой скважностью, когда разогрев активной области не успевает оказать заметное влияние (см. п. 2.11).

В полупроводниках $A^{III}B^V$ с ростом температуры ширина запрещенной зоны уменьшается. Поэтому в режиме непрерывной накачки контур линии усиления смещается в длинноволновую сторону, так как влияние разогрева преобладает и лишь частично компенсируется коротковолновым сдвигом за счет заполнения состояний зоны проводимости. Так происходит примерно до порога генерации. После достижения порога дальнейший рост тока не должен приводить к росту концентрации электронов проводимости – вынужденное излучение насыщает усиление (в рамках модели среды с однородным уширением линии усиления), и выше порога остается только температурный сдвиг, зависящий от теплового сопротивления конкретного образца лазерного диода (см. п. 2.10).

До сих пор речь шла о спектре усиления без учета взаимодействий и возмущений, которые в реальных материалах уширяют спектральные линии излучательных переходов. В полупроводниках необходимо учитывать несколько важнейших факторов уширения.

Наименее значимый механизм однородного уширения – конечное время жизни неравновесных электронов; с учетом всех каналов

излучательной и безызлучательной рекомбинации в типичных ИЛ его оценивают как $\sim 10^{-9}$ с. Гораздо сильнее на уширение спектра должна влиять внутризонная релаксация; характерное время перехода внутри зоны с изменением импульса электрона порядка $10^{-11} \dots 10^{-12}$ с; принято считать, что примерно с такими скоростями устанавливается квазиравновесное состояние электронов внутри зоны (термализация). Соответственно, однородное уширение в спектре усиления должно быть $\sim 10^{12}$ Гц, что только на порядок меньше ширины невозмущенного (неуширенного) спектра рекомбинационного излучения при комнатной температуре, определяемой параметром kT в функции распределения Ферми. В соответствии с этими доводами, реальный спектр усиления следует рассчитывать как свертку невозмущенного спектра с лоренцевым контуром. В литературе описаны модели, дающие уширение, отличное от лоренцева. Поэтому достоверную информацию о форме спектра усиления можно получить только из эксперимента.

2.3. Пороговый ток

Когда ток инжекции равен нулю, общие потери в рабочем диапазоне спектра задает в основном резонансное поглощение, – в состояниях вблизи потолка валентной зоны электронов много, вблизи дна зоны проводимости – мало. С ростом накачки резонансное поглощение падает и при некотором значении тока становится равным нулю (разумеется, только на одной частоте). В этих условиях остаются только нерезонансные потери: распределенные (дифракционные, рассеяние, поглощение на свободных носителях заряда), и сосредоточенные (на зеркалах). Такой уровень тока (накачки) иногда называют «током прозрачности». Далее, при увеличении тока инжекции, в ограниченном диапазоне частот появляется усиление, оно нарастает, и наступает момент, когда усиление компенсирует распределенные потери. Порог генерации при этом еще не достигнут, так как еще не скомпенсированы потери на зеркалах (но эти потери по своей функции – полезные). Соответствующий уровень тока называют I_{∞} ; таким был бы порог генерации бесконечно длинного лазера.

Для лазера конечной длины порог лазерной генерации достигается тогда, когда за полный обход резонатора интегральное усиление $\exp\{2gL\}$ компенсирует и распределенные потери $\exp\{-2\alpha L\}$, и потери на зеркалах R_1R_2 , т.е. выполнено условие

$$R_1R_2 \exp\{2(g_{\max} - \alpha)L\} = 1.$$

При $R_1 = R_2$ получаем

$$g_{\max} = \alpha - \frac{\ln R}{L}. \quad (9)$$

Далее, опуская символ «тах», везде будем подразумевать усиление в максимуме. С учетом (3) и (8)

$$\frac{\Gamma\sigma\tau}{edS}(I_{\text{th}} - I_0) = \alpha - \frac{\ln R}{L}. \quad (10)$$

Для оценки порядка величины σ влиянием I_0 можно пренебречь. При этом значение σ будет несколько занижено.

В режиме стационарной генерации выше порога усиление в точности компенсирует потери. По мере приближения снизу к порогу генерации усиление начинает насыщаться, а на самом пороге “замораживается” и остается неизменным при дальнейшем увеличении тока. Вместе с ним остаются неизменными концентрация неравновесных носителей, разность квазиуровней Ферми и напряжение на p - n -переходе.

2.4. Зависимость порогового тока от температуры

При увеличении температуры пороговый ток возрастает. Это вызвано, главным образом, размытием функции распределения Ферми. В большинстве случаев зависимость $I_{\text{th}}(T)$ удастся представить в виде

$$I_{\text{th}}(T) = I_{\text{th}}(T_0) \exp\{(T - T_0)/T^*\}, \quad (11)$$

где T^* – характеристическая температура, для ДГС на основе GaAs равная 100...150 К, а T_0 – некоторая исходная температура (например, комнатная). Параметр T^* сильно зависит от ширины функции плотности состояний $\rho(E)$ зоны проводимости в активной области; так, в гетеролазерах с толщиной активной области менее 80 Å, где проявляется квантование движения электронов, функция плотности состояний $\rho(E)$ уже, чем в объемном полупроводнике, и T^* из-за

этого возрастает примерно в 3 раза. По теории, если спектр электронов проводимости в активной области за счет квантования движения по трем координатам становится дискретным, T^* растет неограниченно, то есть пороговый ток должен зависеть от температуры очень слабо.

2.5. Дифференциальная эффективность и КПД

К инжекционному лазеру подходит электрическая мощность IU_k , где I – ток инжекции, $U_k = Ir + U_{pn}$ – напряжение на контактах, включающее собственно напряжение на переходе U_{pn} и падение напряжения на омическом сопротивлении токопроводящих пассивных частей диода r . При $I > I_{th}$ устанавливается $U_{pn} = \text{const}$. Мощность $I^2 r$ идет на нагрев диода, а мощность IU_{pn} выделяется в активной области при рекомбинации неравновесных носителей. Часть ее, пропорциональная внутренней эффективности излучения, определяемой как $\eta_{int} = \tau/\tau_r = \tau_{nr}/(\tau_{nr} + \tau_r)$, преобразуется в излучение. При $I < I_{th}$ почти все это излучение поглощается в самом лазере, так как эффективность вывода спонтанного излучения мала. При токе $I > I_{th}$ и приращении тока ΔI прирост мощности $\eta_{int} U_{pn} \times \Delta I$ преобразуется преимущественно в вынужденное излучение. Здесь мы пренебрегаем растеканием тока, которое может заметно ухудшать КПД полосковых структур.

Оценим эффективность вывода вынужденного излучения. Пусть в режиме генерации от левого зеркала резонатора лазера отражается интенсивность когерентного излучения W_0 . Тогда на расстоянии $z < L$ от этого зеркала (L – длина резонатора) интенсивность растет до уровня $W_0 \exp(Gz)$, где $G = g - \alpha$. У правого зеркала интенсивность достигает значения $W_0 \exp(GL)$, причем согласно пороговому условию $\exp(GL) = 1/R$. За один проход из-за распределенных потерь поглощается доля, определяемая

$$\int_0^L \alpha W_0 \exp(Gz) dz = \frac{\alpha W_0}{G} (\exp(GL) - 1) = \frac{\alpha W_0}{G} \cdot \frac{1 - R}{R},$$

а потери на зеркале составят

$$(1 - R) W_0 \exp(GL) = \frac{1 - R}{R} W_0.$$

Следовательно, внешняя дифференциальная эффективность вывода излучения η_{ext} составит

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{1-R}{R} W_0 \left[\frac{1-R}{R} W_0 + \frac{\alpha}{G} \frac{1-R}{R} W_0 \right]^{-1} = \frac{G}{G + \alpha}.$$

После подстановки $G = -(1/L) \ln(R)$ получаем

$$\eta_{\text{ext}} = -\ln(R)/[\alpha L - \ln(R)]. \quad (12)$$

Таким образом, прирост мощности генерации при увеличении тока на ΔI определяет соотношение

$$\Delta P = \eta_{\text{ext}} \eta_{\text{int}} \times U_{\text{pn}} \Delta I.$$

Следовательно, мощность когерентного излучения на линейном участке ватт-амперной характеристики равна

$$P = \eta_{\text{ext}} \eta_{\text{int}} U_{\text{pn}} (I - I_{\text{th}}),$$

а КПД определяет выражение

$$\eta_{\text{ext}} \eta_{\text{int}} U_{\text{pn}} (I - I_{\text{th}}) / [I(U_{\text{pn}} + I r)]. \quad (13)$$

У многих современных лазерных диодов для повышения выходной мощности фронтальное зеркало просветляют до 5...10 %, а на заднее зеркало наносят покрытие с коэффициентом отражения 90...99 %. У таких лазеров, в сравнении с лазерами без модификации зеркал, сохраняется примерно тот же уровень потерь, порог генерации изменяется слабо, но выходная мощность с фронтального зеркала существенно растет. При уменьшенном коэффициенте отражения фронтального зеркала, очевидно, нет смысла стремиться к 100 %-му отражению на тыльном зеркале. Излучение, выходящее через тыльное зеркало, обычно используют для мониторинга мощности излучения; для этого вблизи от кристалла лазера устанавливают вспомогательный фотодиод – приемник излучения.

2.6. Спектр генерации инжекционного лазера

Спектр генерации лазера формируют одна или несколько мод резонатора, для которых усиление превосходит потери. Излучаемые при этом частоты в первом приближении заданы собственными частотами резонатора. Изменения спектра усиления обычно дают небольшую поправку к этой частоте, существенно меньшую, чем спектральная ширина моды резонатора, так как полоса уси-

ния обычно на порядки шире. Это различие ширин особенно велико в ИЛ. В отличие от газовых и твердотельных лазеров, на собственные частоты резонатора ИЛ заметно влияет дисперсия показателя преломления активной среды, и в полупроводниках ее нельзя считать малой.

Для двух соседних продольных мод выполнены соотношения

$$M\lambda = 2Ln; \quad (M-1)(\lambda + \delta\lambda) = 2L\left(n + \frac{\partial n}{\partial \lambda} \delta\lambda\right),$$

где M – продольный индекс моды – целое порядка тысяч при типичных длинах резонаторов порядка сотни микрон, показатель преломления $n = 3,5$ для GaAs, $\delta\lambda$ – разность длин волн соседних мод. Отсюда следует

$$\delta\lambda = \lambda^2 / (2Ln^*); \quad \delta\nu = c / (2Ln^*),$$

$$n^* \equiv n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} = n + v \frac{dn}{dv}.$$

Примечательно и закономерно, что c/n^* и по форме, и по сути представляет собой *групповую скорость* света в диспергирующей среде. Параметр n^* часто называют *групповым показателем преломления*. Отметим, что n^* , вообще говоря, нужно рассматривать не только как параметр материала активной области, но и как параметр *режима работы активной области* лазера; он зависит от температуры и от концентрации электронов в такой же мере, в какой зависит от них дисперсия показателя преломления. Подробнее об этом сказано в п. 2.11. Кроме того, в волноводе фазовая и групповая скорость отличаются от скоростей, определенных для плоской волны в однородном материале. При всем этом, нужно иметь в виду, что *собственные частоты* резонатора задает *обычный* показатель преломления n , связанный с *фазовой* скоростью света, тогда как групповой показатель преломления n^* задает расстояния между продольными модами (то есть спектральную плотность *стационарных* фотонных состояний в резонаторе длиной L).

Собственные частоты резонатора ИЛ можно наблюдать и измерять в спектре излучения, но их трудно точно рассчитывать заранее. В отличие от мод резонаторов газовых и твердотельных лазеров, собственные моды ИЛ вообще невозможно определить как собственные частоты «пустого» резонатора, так как в отсутствие

накачки в структуре ИЛ существует сильное поглощение. Следовательно, невозможно достоверно рассчитать «добротность» мод, спектральное расстояние между ними и т. п. параметры, которые корректно определены только для пассивных резонаторов с малыми потерями и фиксированными показателями преломления на каждом участке оптической трассы.

Данные о спектре частот «условно-пустого» резонатора можно получить из наблюдаемых спектров усиленного спонтанного излучения ниже порога генерации, когда резонансными потерями в активной области уже можно пренебречь. В этом случае, напротив, уже приходится учитывать влияние усиления внутри резонатора. Во всяком случае, недостаточно брать в расчет только потери на зеркалах, пренебрегая распределенными потерями (или усилением) в волноводе. (Усиленное спонтанное излучение, более яркое на собственных частотах резонатора, часто не очень корректно называют *суперлюминесценцией*.)

Изложенные выше соображения теории вовсе не означают, что спектр мод ИЛ совершенно непредсказуем и существенно меняется при изменениях, например, тока накачки или температуры кристалла в тех пределах, какими они бывают на практике. Спектр мод, наблюдаемых с умеренным спектральным разрешением и точностью ($\sim 10^{-1} \text{ см}^{-1}$), выглядит как эквидистантный в диапазоне режимов работы ИЛ от слабой суперлюминесценции ниже порога до сильной генерации существенно выше порога генерации. При изменениях температуры и/или тока инжекции наблюдаемый спектр мод *в первом приближении* только перемещается по частотам как целое, так что спектральные расстояния между соседними продольными модами $\delta\nu = c/(2Ln^*)$ при этом перемещении заметно не меняются. Если частоту ν в диапазоне наблюдения ($\sim 100 \text{ см}^{-1}$) считать в первом приближении неизменной, то наиболее правдоподобно полагать, что дисперсия $dn/d\nu$ зависит от тока и температуры гораздо слабее, чем показатель преломления n , то есть

$$dn^*/dT \approx dn/dT.$$

Разумеется, улучшив точность измерений и их детальность, можно обнаружить отклонения от указанных приближенных закономерностей, но эти отклонения, как показывает опыт, малы и для

практики несущественны. Следовательно, практически существенные параметры вещества внутри резонатора – групповой показатель преломления n^* и его производные (dn^*/dT , dn^*/dI) – можно определить из наблюдаемых спектров излучения ИЛ вблизи от порога генерации. Изменения спектра мод при изменениях тока и температуры подробнее описаны в п. 2.11.

Сказанное до сих пор относилось только к характеристикам спектра (совокупности, набора) собственных частот резонатора ИЛ, но еще не к распределению мощности излучения по частотам, которое называют *спектром излучения лазера*.

Для лазерных диодов типичных размеров спектральное расстояние $\delta\nu = (2...4) \text{ см}^{-1}$, так что в полосу усиления (более 200 см^{-1}) может попасть более сотни мод. Тем не менее, при спектральной и пространственной однородности усиления генерация идет преимущественно на одной моде, мощность которой явно преобладает над остальными, при заметном подавлении соседних мод. Это типично для лазеров с хорошим боковым ограничением поля и носителей. Однако дефицит усиления соседних мод очень мал, и достаточно небольшая пространственная неоднородность (например, незначительный относительный сдвиг двух мод в боковом направлении), чтобы возникла генерация одновременно на нескольких продольных модах. Нередко при многомодовой генерации вторая по мощности мода может отличаться по продольному индексу от доминирующей более чем на единицу. Причиной такого явления считают пространственные неоднородности усиления и/или потерь, а говоря попросту – дефекты структуры лазерного диода.

Вообще говоря, выше порога генерации, особенно при большой мощности излучения в моде, из-за нелинейности полупроводника должна быть заметной зависимость показателя преломления и дисперсии от интенсивности излучения. Теория и опыт показывают, что такая зависимость действительно существует, но она дает только малые поправки к тому общему виду спектра мод, который наблюдают у порога генерации. Наиболее существенные изменения собственно спектра генерации ИЛ (сдвиги мод по частоте, перераспределение мощности по модам) происходят при изменениях температуры активной области и тока накачки; подробнее эти явления и их физические причины описаны в п. 2.11.

Особый интерес представляет вопрос о ширине линии генерации одночастотного ИЛ. В лазерах с собственным резонатором ширина линии генерации обычно составляет от единиц до десятков мегагерц, и это на порядки больше, чем предсказывали самые простые теоретические модели, в которых учитывали шум спонтанного излучения, но не брали в расчет нелинейные оптические свойства активной среды. Более точные модели с учетом нелинейной восприимчивости полупроводников дают результаты, достаточно верно описывающие опытные данные. В основе современных моделей лежат представления о *фазовой модуляции* излучения ИЛ под действием шумов интенсивности и связанных с ними флуктуаций концентрации электронов в активной области, вызванных спонтанным излучением.

В заключение данного раздела отметим, что при многомодовой генерации ширина каждой излучаемой моды обычно на один–два порядка больше, чем при одночастотной, и может достигать нескольких гигагерц. Кроме того, при многомодовой генерации излучение ИЛ часто становится нестационарной, с нерегулярными пульсациями. Поэтому многомодовая генерация ИЛ для многих применений – режим нежелательный и даже недопустимый.

2.7. Поперечные моды

Подходящим выбором скачка показателя преломления и толщины активной области можно обеспечить условие отсечки для всех высших (по индексу, соответствующему направлению X в системе координат, показанной на рис. 9) мод, кроме основной (см. приложения 8 и 9). Для гетероструктур, в которых это условие не выполнено, типично спектральное расщепление поперечных мод порядка 10 см^{-1} . Воздействовать на поперечные моды, отличающиеся числом узлов по оси Y , труднее; в полосковых лазерах их наблюдают часто, и их расщепление порядка $0,1\text{ см}^{-1}$.

2.8. Поляризация излучения

Большинство структур ИЛ генерируют ТЕ-волны, у которых вектор $\mathbf{E}$ лежит в плоскости p - n -перехода. При такой конфигурации

вектор $\mathbf{E}$ имеет только компоненты, касательные по отношению к стенкам волновода, параллельным плоскости p - n -перехода, а для них коэффициент отражения (при тех же углах падения) всегда несколько больше, чем для нормальных компонент. Поэтому потери для мод указанного типа меньше, чем для ТМ-волн. Отметим, что в волноводном резонаторе ИЛ отражения от стенок практически скользящие, а отражения от зеркал – практически нормальные. Из этих положений при помощи формул Френеля можно получить оценку *сверху* для разницы коэффициентов отражения нормальных и касательных компонент волны напряженности поля $\mathbf{E}$; эта разница (по интенсивности) не может быть более чем $(\Delta n/n)^2/4$, где n – показатель преломления, Δn – скачок показателя преломления. Для отражений от боковых стенок это дает разницу в доли процента, для отражений от зеркал резонатора – до нескольких процентов. Отметим, что речь шла только об оценках сверху; фактически разница потерь для ТЕ- и ТМ-волн меньше, а поэтому рассеяние света на дефектах структуры может привести к иной поляризации излучения.

2.9. Расходимость излучения

Лазер с узкой полосковой структурой излучает почти как точечный источник, но в ограниченный телесный угол. Чтобы получить пучок света, приближенный к параллельному, на выходе устанавливают коллимирующий объектив.

У типовых полосковых лазеров ширина излучающей области на порядок превышает ее толщину, поэтому дифракционная расходимость в плоскости, ортогональной p - n -переходу ($\theta_{\perp}$), заметно больше расходимости в плоскости p - n -перехода ($\theta_{\parallel}$). При этом сечение хорошо сколлимированного пучка получается овальным. Иногда, чтобы сечение пучка сделать круговым, применяют аноморфотные системы с призмами или цилиндрическими линзами.

Во многих случаях формирование параллельных пучков затрудняет *астигматизм* поля излучения лазера; он может быть довольно слабым у лазеров с хорошим боковым ограничением, и неприемле-

мо сильным у лазеров типа «*gain-guided*», а особенно – у мощных лазерных диодов без полосковой структуры.

2.10. Тепловое сопротивление

В режиме стационарной накачки в активной области и токоподводящих частях лазера выделяется постоянная тепловая мощность, которая складывается из джоулева тепла $I^2 r$, потерь на безызлучательные переходы $I U_{pn} \times (1 - \eta_{\text{int}})$, нерезонансное поглощение спонтанного излучения $I_{\text{th}} U_{pn} \eta_{\text{int}}$ и поглощение вынужденного излучения $(I - I_{\text{th}}) U_{pn} \eta_{\text{int}}$.

Повышение температуры активной области над температурой окружающей среды ΔT пропорционально полной тепловой мощности Q , так что

$$\Delta T = R_{\text{tr}} Q, \quad (14)$$

где R_{tr} – тепловое сопротивление, для полосковых лазеров составляющее обычно (20...40) град/Вт.

Чтобы снизить до минимума тепловое сопротивление на участке «активная область – кристаллодержатель», кристалл ИЛ монтируют так, чтобы ближе к теплоотводу расположить активную структуру; по этой причине практически во всех лазерных указках и других недорогих лазерных модулях, работающих без принудительного охлаждения, тепловой и электрический контакт с металлическим корпусом имеет именно p -часть кристалла («плюс» питания на корпусе). Заметим, что при таком способе монтажа полоска активной области испытывает наименьшие механические и тепловые напряжения на стадии присоединения проводника, подводящего ток к кристаллу.

2.11. Перестройка частоты генерации инжекционного лазера

Ценное качество ИЛ, замеченное вскоре после появления первых образцов – возможность плавной непрерывной перестройки частоты генерируемой моды более простыми средствами и в более широком диапазоне, нежели во всех иных лазерах. Эти возможно-

сти нашли полезные применения в атомной и молекулярной спектроскопии, спектральном газоанализе и мониторинге. Наиболее яркие примеры таких применений перечислены в дополнении 6.

Говоря о перестройке частоты генерации лазера, следует учитывать изменения спектрального контура усиления и изменения настройки резонатора. В простейших вариантах частоту генерации ИЛ можно перестраивать изменением либо тока накачки, либо температуры лазерного диода. Изменение тока изменяет и температуру активной области, поэтому далее речь пойдет о перестройке при изменении температуры. Более конкретно, речь пойдет о квазистационарной перестройке частоты генерации при медленных изменениях температуры и/или тока накачки.

В полупроводниковых лазерах можно указать несколько характерных постоянных времени, отображающих изменения температуры активной области и концентрации электронов. Самый медленный процесс – изменение температуры теплоотвода, а с ним – и кристалла в целом; в зависимости от теплоемкости и теплообмена с окружающей средой ему соответствуют времена от 10^{-1} с до десятков секунд. Быстрее (за миллисекунды) выравниваются температуры кристалла и активной области. Изменения концентрации электронов в активной области происходят за время порядка 10^{-9} с и менее. Следовательно, в диапазоне времен $10^{-9} \dots 10^{-4}$ с влияние нестационарных (особенно периодических) вариаций температуры, сопровождающих изменения тока накачки, существенно ослаблены в сравнении с квазистационарными вариациями.

При постоянной температуре активной области ток накачки сам по себе довольно слабо влияет на частоту генерации лазера. Действительно, в режиме генерации усиление насыщено, и концентрация электронов в активной области в первом приближении не зависит от тока инжекции. Тем не менее, ток накачки заметно влияет на частоту генерации опосредованно, через изменения температуры, вызванные его вариациями. Кроме того, при быстрых изменениях тока накачки (на частотах выше ~ 10 МГц) заметна модуляция частоты генерации ИЛ, которую можно приписать только изменениям концентрации электронов в активной области, но не вариациям температуры. Сдвиг частоты генерации (моды) вызван изменением

показателя преломления активной области. В практически важном случае, когда температура активной области изменяется непосредственно или за счет изменения тока накачки при фиксированных условиях теплоотвода от кристалла ИЛ, можно считать, что сдвигается край полосы собственного поглощения полупроводника, к которому привязаны и полоса усиления, и дисперсия материала активной области. Сдвиг края полосы поглощения (сужение запрещенной зоны) при увеличении температуры вызван тепловым расширением решетки кристалла, а к ней привязана вся структура энергетических зон полупроводника.

Взаимную связь поглощения и преломления диктуют фундаментальные дисперсионные соотношения Крамерса–Кронига; любые изменения поглощения влекут за собой изменения преломления, причем не только в той спектральной области, где изменилось поглощение, но и довольно далеко за ее пределами. В спектральном окне прозрачности полупроводника $h\nu < E_g$ изменения показателя преломления $n(\nu)$ следуют за изменением поглощения в полосе $h\nu > E_g$ так, как показано на рис. 17.

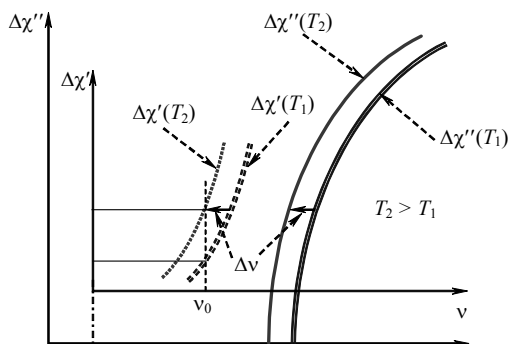


Рис. 17. Сдвиг края поглощения и вызванное им изменение дисперсии показателя преломления полупроводника на фиксированной частоте ν_0 . Поглощение отображено мнимой частью восприимчивости χ'' , преломление – действительной частью восприимчивости χ'

Зависимость $n(\nu)$ сдвигается на шкале частот на столько же ($\Delta\nu$), на сколько сдвигается $\chi''(\nu)$ – мнимая часть восприимчивости, пропорциональная коэффициенту поглощения. Такой вывод следует из соотношений Крамерса–Кронига, которыми связаны между собой $\chi''(\nu)$ и $\chi'(\nu)$. Напомним, что вещественный показатель преломления $n(\nu)$ связан с $\chi'(\nu)$ определением

$$n^2(\nu) = 1 + 4\pi\chi'(\nu).$$

Зависимость ширины запрещенной зоны от температуры описывает эмпирическая формула, применимая для многих полупроводников:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad \frac{dE_g}{dT} = -\alpha + \alpha \left(\frac{\beta}{T + \beta} \right)^2.$$

У GaAs ширина запрещенной зоны $E_g(0) = 1,5216$ эВ, а значения параметров $\alpha \approx -0,9 \times 10^{-4}$ мэВ/К, $\beta \approx 600$ К. У других прямозонных полупроводников $A^{III}B^V$ соответствующие параметры того же порядка величины.

При изменении температуры сдвигаются и линия усиления, и продольные моды, но сдвиги эти неодинаковы. В GaAs при комнатных температурах сдвиг линии усиления ($-0,5$ мэВ/К, что соответствует примерно -200 ГГц/К) гораздо больше, чем сдвиг моды (примерно -40 ГГц/К); качественно так же ведут себя и другие лазеры на материалах $A^{III}B^V$. Поэтому генерация по мере изменения температуры активной области постепенно переходит на соседние моды, для которых увеличивается усиление (рис. 18). Моды, для которых усиление падает ниже порога, гаснут.

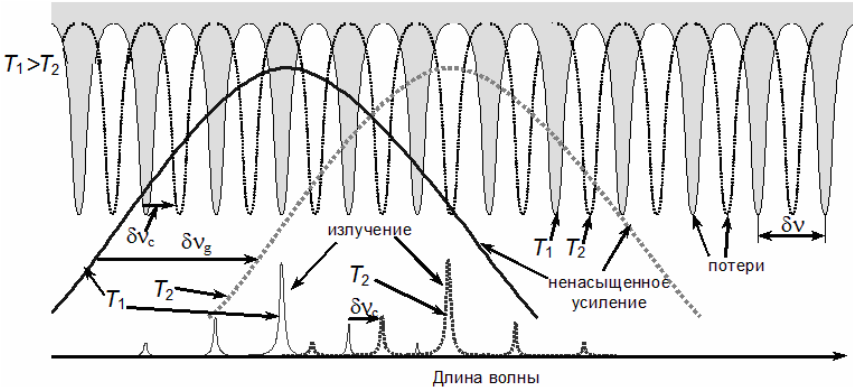


Рис. 18. Сдвиги линии ненасыщенного усиления $\delta\nu_g$, собственных мод резонатора $\delta\nu_c$ и генерируемых мод в инжекционном лазере при повышении температуры активной области. Моды резонатора отображены зависимостью уровня потерь от длины волны

При одномодовой генерации с ростом температуры (и/или тока) генерация очень резко переключается с одной моды на следующую, более длинноволновую моду; диапазон непрерывной перестройки одной моды при этом обычно не превышает малой доли от спектрального расстояния между продольными модами (рис. 19, *а*). Это явление затрудняет настройку одномодового лазера на нужную спектральную линию, которая в неблагоприятном случае может оказаться вне доступного диапазона перестройки.

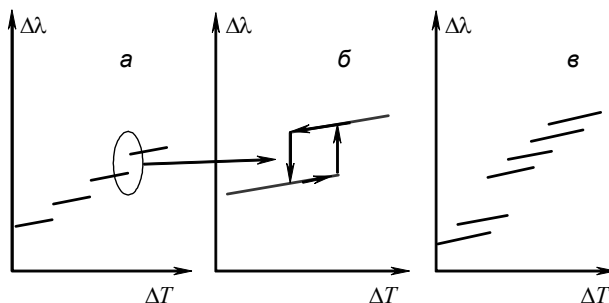


Рис. 19. Сдвиги линий генерации (мод) инжекционного лазера $\Delta\lambda$ при изменении температуры активной области ΔT :

а – одночастотный лазер, *б* – гистерезис перескоков мод в одночастотном лазере, *в* – перескок генерации на удаленные моды в многомодовом лазере

Можно показать, что в одномодовом режиме область перестройки одной моды должна быть близкой к

$$\Delta\nu = |\delta\nu/(k_S - 1)|,$$

где $\delta\nu = c/2Ln^*$ – расстояние между продольными модами (см. п. 2.6), k_S – отношение сдвига линии усиления к сдвигу моды (для GaAs при $T \approx 300$ К отношение $k_S \approx 5$; см. выше). Если бы сдвиг моды и сдвиг линии усиления были одинаковыми ($k_S \approx 1$), ширина диапазона перестройки одной моды была бы неограниченной. При стабильной линии усиления ($k_S = 0$), как это бывает в газовом лазере с изменяемой длиной резонатора, диапазон перестройки моды $\Delta\nu \approx |\delta\nu|$.

Переключения генерируемых мод («перескоки мод») часто сопровождается гистерезисом (рис. 19, *б*); в узкой области гистерезиса из-за неустойчивости генерации на каждой из мод возникают до-

полнительные частотные шумы, вызывающие уширение линий генерации, и шумы мощности излучения ИЛ. В лазерах невысокого качества часто наблюдают перескоки генерации не на соседние моды, а на моды, удаленные от первоначально возникших, – через одну, две и более (рис. 19, в). Эти скачки обычно объясняют рассеянием излучения на макроскопических дефектах структуры ИЛ.

При изменении тока накачки линия генерации (мода) сдвигается примерно на -1 ГГц/мА; такое значение параметра перестройки нужно принимать только как ориентировочную оценку; реально сдвиг зависит от теплового сопротивления и внешней эффективности излучения лазерного диода. Более подробные разъяснения можно найти в приложении 5.

3. СОВРЕМЕННЫЕ ТИПЫ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

3.1. Лазеры с квантово-размерными излучающими областями

Когда толщина активного слоя становится сравнимой с дебройлевой длиной волны электрона, спектр энергий рабочих уровней качественно изменяется. Активная область гетероструктуры становится потенциальной ямой для электронов (подобием резонатора для стоячей электронной волны). Спектр усиления сужается (в сравнении с объемным полупроводником). Некоторые сведения о спектрах электронных состояний в квантово-размерных полупроводниковых структурах изложены в приложении 3.

Технология позволяет создавать многослойные структуры с толщиной слоя менее $50 \text{ \AA}$. Часто активную область формируют не одна, а 2...5 квантовых потенциальных ям, расположенных в средней части оптического волновода, в максимуме напряженности поля волноводной моды. Конфигурацию подобного лазера называют MQW-SCH (*Multiple Quantum Well – Separated Confinement Heterostructure*). Структуры с одной квантовой ямой (SQW, *Single Quantum Well*) чаще используют в лазерных диодах малой мощности с особо низкими порогами генерации. Пока до конца не выяс-

нено, какой из двух вариантов (MQW или SQW) предпочтителен; обычно считают, что порог генерации у SQW малой мощности (единицы милливатт) ниже, а MQW выгоднее при увеличенной мощности, от десятков милливатт и более.

Лазеры этих типов отличаются от обычных гетеролазеров высокой внешней эффективностью и ослабленной зависимостью порога генерации от температуры. Большинство современных ИЛ широкого применения – структуры SQW-SCH и MQW-SCH.

3.2. Лазеры с распределенной обратной связью

Распределенная обратная связь (РОС, DFB – *distributed feedback*) позволяет получить одночастотную генерацию на заданной длине волны. РОС-лазеры – основа передающих устройств магистральных волоконно-оптических линий связи с частотным мультиплексированием (WDM, DWDM). Близкая к РОС-структуре альтернативная конфигурация – лазерные диоды с распределенными брэгговскими отражателями («зеркалами») (DBR – *distributed Bragg reflector*). В подобных лазерах обратная связь возникает не за счет отражения от зеркал, а при когерентном рассеянии света на периодической решетке показателя преломления. Структуры DFB (а отчасти и DBR) можно рассматривать как простейшие примеры *активных излучающих фотонных кристаллов*. Подробнее о структурах DFB и DBR сказано в приложении 13.

3.3. Внешняя оптическая обратная связь

Применение внешнего оптического резонатора за счет его более высокой добротности позволяет на несколько порядков уменьшить ширину линии генерации лазера (улучшить фазовую стабильность) и сделать более управляемой частоту генерации. Введение внешней обратной связи служит полезным методом исследования инжекционных лазеров. Перестраиваемые инжекционные лазеры с внешним дисперсионным резонатором – наиболее доступные приборы для спектроскопии сверхвысокого разрешения. Подробнее о лазерах с внешним резонатором сказано в приложении 13.

3.4. Лазеры с вертикальной поверхностно-излучающей структурой (VCSEL)

У этих лазерных диодов (рис. 20) очень мала длина резонатора; усиление сосредоточено в крайне малом объеме. Для достижения генерации при небольшом общем усилении на длине менее 1 мкм в структуру вводят многослойные интерференционные полупроводниковые зеркала с коэффициентом отражения более 99 %, а активная область для повышения усиления обязательно имеет структуру MQW. Из-за очень малой длины резонатора расстояние между продольными модами сравнимо с шириной линии усиления, а в MQW она заметно меньше, чем в объемном полупроводнике. По этим причинам VCSEL менее склонны к многомодовой генерации.

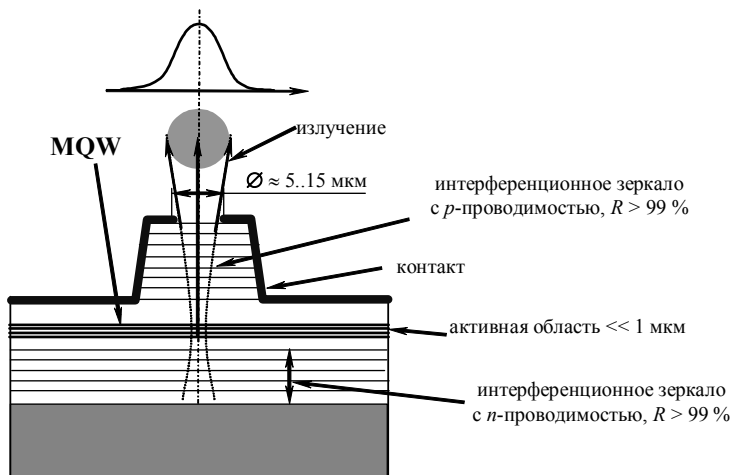


Рис. 20. Упрощенная схема структуры VCSEL

Важнейшие достоинства VCSEL – простая поперечная структура поля излучения, хорошо согласуемая с оптическими волокнами, узкий спектр генерации, возможность модуляции мощности излучения током накачки на частотах свыше 10 ГГц. Такие лазеры имеют мощность излучения порядка 1 мВт и пороговые токи несколько выше 1 мА, что позволяет эффективно применять их в ско-

ростной оптоволоконной связи Gigabit Ethernet. Особенное достоинство VCSEL – полностью планарная технология формирования множества структур на одной подложке, при возможности контроля результатов всех промежуточных операций непосредственно на технологической линии.

Для прикладной спектроскопии перспективны лазеры типа VECSEL (*Vertical Extended-Cavity Surface-Emitting Laser*) – гибриды VCSEL (без фронтального зеркального покрытия) и внешнего резонатора. Если внешний резонатор дисперсионный, то возможна непрерывная перестройка одной моды в пределах значительной части (до 25...30%) всей линии усиления. Напротив, если во внешнем резонаторе селективность по длинам волн подавлена, многомодовый режим генерации очень хорошо подходит для внутрирезонаторной спектроскопии.

3.5. Важнейшие направления дальнейших исследований и разработок

Современные исследования в области инжекционных лазеров направлены на решение нескольких физико-технических проблем. Тематику исследований условно можно подразделять на поиски наиболее эффективных лазерных структур и поиски наиболее эффективных материалов для ИЛ. На обоих направлениях возникает множество технологических задач, от рационального решения которых зависит улучшение характеристик лазерных диодов и расширение их области применения.

Новые структуры.

1. Инжекционные лазеры на основе квантовых нитей и квантовых точек.
2. Инжекционные лазеры–решетки со свойствами активных фотонных кристаллов.
3. Инжекционные лазеры с микрорезонаторами высокой добротности, допускающие модуляцию мощности излучения током накачки на частотах до 100 ГГц и выше.
4. Повышение степени интеграции оптоэлектронных функциональных модулей с лазерными излучающими структурами.

Материалы и технологии.

1. Нитриды и родственные широкозонные полупроводники – продвижение в УФ-диапазон.
2. Алмаз – надежды на существенный прорыв в глубину УФ-области.
3. Органические полимеры, молекулярные кристаллы и металлоорганические соединения – недорогая и технологичная альтернатива монокристаллам в видимом диапазоне.
4. Самоорганизующиеся наноструктуры – упрощение технологии формирования оптимальных излучающих структур, включая квантовые нити и квантовые точки.
5. Совершенствование технологии с целью уменьшения неоднородностей структур и вызванного ими рассеяния излучения.
6. Улучшение пассивирования кристаллов (особенно отражающих граней и наносимых на них покрытий) для замедления деградации лазерных диодов и увеличения срока их службы.

СХЕМА ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Блок-схема лабораторной установки показана на рис. 21.

Инжекционный лазер установлен на термобатарее Пельтье в тепловом контакте с ее холодными спаями. Горячие спаи термобатареи находятся в тепловом контакте с воздушным радиатором, охлаждаемым за счет естественной конвекции воздуха.

Внимание! Во избежание порчи лазерного диода нельзя допускать его охлаждения до точки росы!

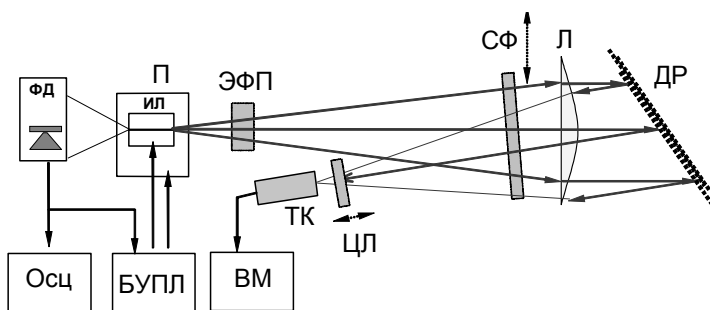


Рис. 21. Схема лабораторной установки:

ИЛ – инжекционный лазер, ЭФП – эталон Фабри–Перо; П – термобатарея

Пельтье, ФД – фотодиод, Л – линза 500 мм, ДР – дифракционная решетка 1200 мм⁻¹, ТК – телекамера, ВМ – телевизионный видеомонитор,

БУПЛ – блок управления и питания инжекционного лазера,

Осс – осциллограф, СФ – серый светофильтр-ослабитель,

ЦЛ – цилиндрическая линза

Источник тока инжекции выполнен как стабилизатор тока с диапазоном регулирования 0...200 мА при относительной нестабильности 0,01%. Источник тока обеспечивает ручную установку постоянной составляющей тока и управление переменной составляющей тока входным управляющим напряжением с коэффициентом преобразования 10 Ом⁻¹.

Стабилизатор тока позволяет устранить опасные для лазерного диода резкие броски тока при включении. В нерабочем режиме ла-

зерный диод закорачивают, для чего переключатель выхода переводят в положение «*Выкл.*». При переводе этого переключателя в положение «*Работа*» выходной ток вначале перехвачен устройством медленного запуска, а затем ток лазера медленно растет, так как перехваченный ток со временем постепенно уменьшается. Так работает замедленное безопасное включение лазерного диода (режим «*SlowStart*»). Схемотехника выходных цепей стабилизатора тока исключает броски тока вверх при восстановлении нормального контакта выхода с лазерным диодом как после обрыва, так и после короткого замыкания. Так реализована защита лазера от перенапряженных режимов работы.

Блок модуляции тока обеспечивает формирование периодического линейно-изменяющегося напряжения для управления переменной составляющей тока лазера. Период изменения тока можно выбирать в пределах от 0,01 до 20 с.

Кремниевый фотодиод, работающий со смещением 12 В, предназначен для измерения выходной мощности генерации лазера. Коэффициент преобразования фотодиода около 0,5 А/Вт (для излучения с длиной волны 0,8 мкм). Для измерения постоянной составляющей мощности служит миллиамперметр.

Синхронный усилитель позволяет детектировать переменные составляющие сигналов на основной или удвоенной частоте встроенного задающего генератора. Задающий генератор обеспечивает синусоидальную модуляцию тока лазера на частоте около 8 кГц; в этом случае синхронный усилитель позволяет измерить соответственно первую или вторую производную от мощности излучения лазера по току. Так получают первую или вторую производную от ватт-амперной характеристики лазерного диода.

В модернизированной установке синхронный усилитель может быть виртуальным; его функцию выполняет ПЭВМ с АЦП, обрабатывающая сигнал фотоприемника и опорное синусоидальное напряжение.

Осциллограф предназначен для наблюдения ватт-амперных характеристик лазера, их производных и прочих электрических сигналов.

Спектрограф, образованный дифракционной решеткой, автоколлимирующей линзой, телевизионной камерой и вспомогатель-

ным объективом, служит для наблюдения спектра излучения лазера. Перед телекамерой установлена цилиндрическая линза, при помощи которой изображение спектра на светочувствительной мишени растянуто вдоль линии спектра. Это делает освещение мишени одной спектральной компонентой излучения не точечным, а линейчатым; так расширяется диапазон яркостей, в котором видеосигнал линейно зависит от освещенности. Перемещением цилиндрической линзы можно изменять растяжение, увеличивая его при чрезмерно высокой освещенности в режиме лазерной генерации и уменьшая при наблюдении спектра спонтанного излучения.

Для расширения допустимого диапазона мощностей излучения, анализируемого спектрографом (он ограничен динамическим диапазоном телекамеры) на трассу излучения можно вводить поглощающие ослабители света – пластины из серых стекол семейства НС.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Меры предосторожности

Внимание! В активной области инжекционного лазера плотность потока энергии и напряженность электромагнитных полей выше, чем в обычных полупроводниковых приборах и в большинстве прочих лазеров. Поэтому известны десятки способов повредить лазерный диод, но только один образ действий позволяет длительно сохранять его работоспособность.

Обращайтесь с инжекционными лазерами бережно. Соблюдайте следующие минимальные меры защиты лазерных диодов от повреждений!

1. Не увеличивайте ток накачки свыше 50% над порогом!
2. Не изменяйте положение регулятора ограничения тока!
3. Не прикасайтесь к держателю лазера ни руками, ни какими-либо иными предметами!

Внимание! Яркое излучение, попадающее на светочувствительную мишень включенной телекамеры, особенно сфокусированное излучение лазера, может необратимо повредить телекамеру.

Оберегайте телекамеру от повреждений ярким светом!

Не удаляйте светофильтры-ослабители при работающем лазере!

При необходимости увеличить ток лазера следите за яркостью изображения спектра на мониторе. При чрезмерной яркости (при этом изображения ярких участков расплываются) устанавливайте дополнительные ослабители.

Ознакомление с установкой и образцами лазерных диодов

1. Изучить на натуре и по схеме расположение и назначение частей установки.

2. Рассмотреть при помощи лупы и микроскопа модули лазерных диодов различных конструкций.

3. Измерить длину резонатора диода – аналога смонтированного в установке. Записать справочные параметры исследуемого образца – тип структуры, материал и размеры активной области, параметры волновода.

Примечание. Коэффициенты отражения зеркал резонатора установленного лазерного диода при выполнении работы не предполагают известными заранее; их нужно будет определить по результатам наблюдений. При этом возможен недостаток исходных данных, и придется использовать следующие типовые инженерно-технические соображения.

Если мощности излучения с обоих зеркал примерно одинаковые, то зеркала разумно считать примитивными, без покрытий, и приписать им коэффициенты отражения 30%.

Если мощности излучения с разных зеркал отличаются более чем в два раза, то по крайней мере на одном из них есть оптическое покрытие. Чаще всего можно встретить лазерный диод с отражающим покрытием на тыльном зеркале (90...99%).

Реже встречаются лазерные диоды с антиотражающим покрытием на фронтальном зеркале (10...3%); у них на тыльном зеркале есть отражающее покрытие (90...99%). В таких структурах обычно общий уровень потерь на зеркалах примерно такой же, как и в примитивной структуре с двумя 30%-ми зеркалами; можно полагать, что *пропускание* тыльного зеркала около 5%.

Подготовка к измерениям

1. Фотодиод измерителя мощности излучения установить как можно ближе к лазеру.
2. Убедиться в том, что выключатель тока лазера установлен в положение «*Выкл.*».
3. Установить в левое крайнее положение регуляторы переменных составляющих тока.
4. Включить питание блока управления лазера.
5. После того, как установится стационарное значение стабилизированного тока, регулятором установить ток на 50% ниже указанного преподавателем номинального порогового тока.
6. Выключатель тока лазера перевести в положение «*Работа.*».

Определение порога генерации

По спектру излучения лазера

1. Плавно увеличивая постоянную составляющую тока и наблюдая изображение спектра на мониторе телевизионной системы, отметить уровни тока накачки, соответствующие появлению суперлюминесценции и генерации.

2. Если сразу после выхода тока лазера на установленный стационарный уровень виден хотя бы малоконтрастный линейчатый спектр излучения лазера, ток нужно плавно уменьшать до тех пор, пока линейчатый спектр не станет визуально равномерным.

Внимание! Если ток лазера при регулировании упадет до нуля, автоматика защиты лазера воспримет этот режим как короткое замыкание лазерного диода и активизирует схему перехвата тока лазера. После этого выходной ток стабилизатора тока по-прежнему можно регулировать, но течь он будет в обход лазера. Индикатор срабатывания схемы перехвата служит красный светодиод под выключателем тока лазера.

Чтобы выйти из режима перехвата тока в рабочий режим, следует выполнить следующие действия:

- установить ток не ниже 2 мА;

- перевести выключатель тока лазера в положение «*Выкл*»;
- перевести выключатель тока лазера в положение «*Работа*».

Те же действия нужно выполнить, если схема перехвата срабатывает из-за того, что амплитуда переменной составляющей тока превысит постоянную составляющую и полный ток лазера кратковременно пройдет через ноль. В этом случае нужно уменьшить переменную составляющую тока или (если это безопасно для лазера) увеличить постоянную составляющую тока.

3. Наблюдать и объяснить изменения спектра генерации при вариациях тока инжекции в диапазоне $(0,8 \dots 1,2) I_{th}$. Оценить соотношение между сдвигами мод и линии усиления.

Примечание. В телевизионной системе работает автоматическая регулировка усиления, которая стабилизирует усредненную по кадру яркость изображения. Из-за этого при появлении более ярких участков в изображении спектра менее яркие участки слабеют и даже подавляются.

По ватт-амперной характеристике

1. Сигнал фотодиода подать на *открытый* вход Y осциллографа.

2. На *открытый* вход X подать сигнал с задающего генератора пилообразной модуляции тока.

3. Включить пилообразную модуляцию тока накачки.

4. Установить глубину модуляции равной примерно 10 мА (для этого частоту модуляции установить около 1 Гц).

5. Установить постоянную составляющую тока так, так, чтобы на экране была видна осциллограмма, подобная показанной на рис. 22, а, и излом ватт-амперной характеристики соответствовал примерно середине диапазона изменения тока. Подобрать параметры разверток осциллографа так, чтобы видеть область излома в наиболее удобном масштабе.

6. Отметить уровень Y, соответствующий субъективно максимальной кривизне осциллограммы (см. рис. 22, а).

7. Снизив амплитуду развертки тока до нуля, установить постоянную составляющую тока так, чтобы трек луча на осциллограмме проходил на отмеченном уровне Y (см. рис. 22, а). Так получают одно из значений порогового тока.

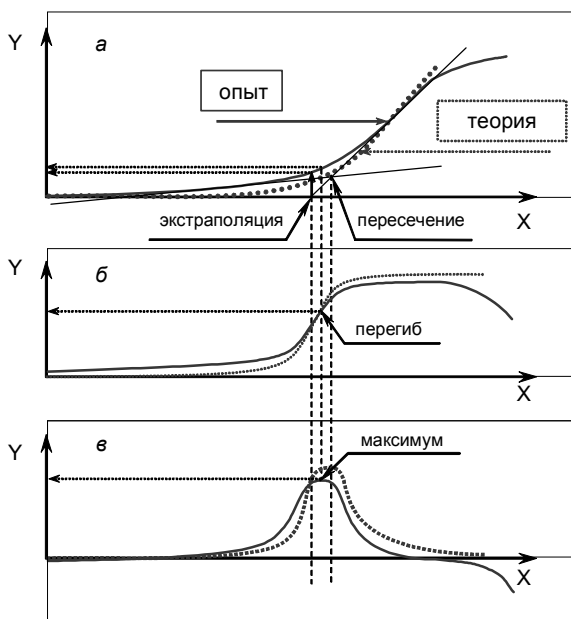


Рис. 22. Ватт-амперная характеристика (а), ее первая (б) и вторая (в) производные. Мощности излучения и ее производным по току соответствует координата Y, полному току лазера – координата X

8. Отметить уровень Y, соответствующий экстраполированному к нулю значению мощности лазера на круто нарастающей ветви осциллограммы, как показано на рис. 22, а.

9. Снизив амплитуду развертки тока до нуля, установить постоянную составляющую тока так, чтобы трек луча на осциллограмме проходил на отмеченном уровне Y. Так получают еще одно, альтернативное значение порогового тока.

10. Записать и сопоставить полученные значения порогового тока. Объяснить, какое из двух определений порога можно считать более обоснованным и информативным.

По первой производной ватт-амперной характеристики

1. Включить двойную модуляцию тока накачки: пилообразную и синусоидальную (частота около 7 кГц, амплитуда порядка 1% от ранее измеренного значения порогового тока).

2. Установить амплитуду пилообразной модуляции около 10 мА при частоте модуляции ниже 1 Гц, а постоянную составляющую тока так, чтобы излом ватт-амперной характеристики (ВАХ) соответствовал примерно середине диапазона тока.

3. Подобрать параметры развертки так, чтобы видеть область излома в середине осциллограммы. Действие синусоидальной модуляции должно проявляться на осциллограмме как уширение трека на восходящем участке ВАХ примерно на 2...4 малых деления сетки.

4. Сигнал с фотодиода подать на вход синхронного детектора.

5. Включить режим синхронного детектирования на частоте модуляции. Осциллограмма должна быть сходной с рис. 22, б.

6. Подстроить фазу опорного напряжения на синхронном детекторе так, чтобы сигнал на нарастающей ветви ВАХ был положительным и максимальным. Записать полученное максимальное значение напряжения сигнала A_2 .

7. Выключив пилообразную модуляцию тока, установить постоянную составляющую тока так, чтобы напряжение на выходе синхронного детектора было равно половине от максимального значения.

Так получают значение порога генерации как уровень тока, при котором сигнал $S = (A_1 + A_2)/2$.

По второй производной ватт-амперной характеристики

1. Установить режим работы лазера и фотоприемной части также, как и ранее.

2. Включить режим синхронного детектирования на удвоенной частоте модуляции. Подобрать параметры развертки так, чтобы осциллограмма была подобна кривой на рис. 22, в.

3. Подстроить фазу опорного напряжения на синхронном детекторе так, чтобы сигнал был положительным и максимальным по амплитуде.

4. Значение порога генерации получают как уровень тока, соответствующий наибольшей скорости нарастания первой производной, то есть максимуму второй производной ВАХ.

По диаграмме направленности в дальней зоне

1. Выключить модуляцию тока. Установить белый экран на оси излучения лазера.

2. Наблюдая на видеомониторе поле освещенности экрана, плавно увеличивать ток накачки до появления на фоне спонтанного излучения более яркой и резче ограниченной структуры, связанной с вынужденным излучением. Записать значение тока. Плавно уменьшая ток, отметить значение, при котором резкая структура исчезает.

3. Записать картину поля в дальней зоне на ПЭВМ, связанной с телевизионной системой по USB. Нарисовать диаграммы направленности в вертикальной и горизонтальной плоскостях.

4. Сопоставить результаты, полученные разными наблюдателями.

Примечание. Визуальные наблюдения изменений поля в дальней зоне могут давать разные значения при увеличении и уменьшении тока как из-за гистерезисных эффектов, так и за счет субъективного фактора.

Измерения энергетических характеристик лазера в режиме генерации

Определение дифференциальной энергетической и квантовой эффективности

1. Установить фотодиод как можно ближе к лазеру со стороны фронтального зеркала. Измерить фототок и напряжения на контактах лазерного диода при токе $1,1 I_{th}$ и $1,3 I_{th}$.

2. Повторить измерение фототока при токе инжекции $1,3 I_{th}$, переместив фотодиод как можно ближе к лазеру со стороны тыльного зеркала.

3. Определить полную мощность излучения лазера для каждого из уровней тока инжекции, считая коэффициенты отражения зеркал резонатора не зависящими от режима работы лазера.

4. Определить полную мощность излучения лазера.

5. Оценить коэффициенты отражения зеркал

6. Оценить полный КПД лазерной установки (*brutto, from the wall-plug*) с учетом необходимых данных об аппаратуре, которые нужно запросить у преподавателя.

7. Рассчитать:

- подведенную к лазеру электрическую мощность;
- отношение коэффициентов отражения зеркал;
- дифференциальную энергетическую и квантовую эффективность;
- полную энергетическую и квантовую эффективность;
- КПД лазера *netto*.

8. Из полученного значения внешней дифференциальной эффективности определить коэффициент распределенных потерь.

Измерение диаграммы направленности в дальней зоне

Внимание! Лазерный диод установлен так, что плоскость перехода расположена *вертикально*. Поэтому диаграмма направленности в *горизонтальной* плоскости отображает *толщину* излучающего волновода, а диаграмма направленности в *вертикальной* плоскости – *ширину* волновода в плоскости перехода.

1. Установить фотодиод как можно ближе к лазеру со стороны фронтального зеркала.

2. Установить ток инжекции таким, чтобы выходная мощность излучения с фронтального зеркала была как можно ближе к 1 мВт (*если преподаватель не укажет иной режим измерений*).

3. Не меняя ток инжекции, отодвинуть фотодиод от лазера на рекомендованное преподавателем расстояние.

4. Ввести в ток лазера вспомогательную ВЧ составляющую так, чтобы на осциллограмме был хорошо виден сигнал ВЧ, но средняя мощность излучения заметно не изменилась; при этом лазер будет работать на линейном участке ватт-амперной характеристики.

5. Получить диаграмму направленности излучения, наблюдая зависимость амплитуды сигнала ВЧ от координат фотодиода. Для этого использовать синхронное детектирование на частоте модуляции тока.

6. Полагая расходимость излучения в дальней зоне дифракционной, по измеренным параметрам диаграммы направленности оценить размеры сечения излучающей области лазера. Сравнить полученный результат со справочными данными.

7. По значению порогового тока, длине и ширине активной области оценить концентрацию избыточных электронов в активной области. Время жизни принять равным 2 нс, растеканием тока пренебречь.

8. По характеристикам гетероструктуры и с учетом сведений, приведенных в приложении 8, оценить фактор оптического ограничения Γ . Оценить сечение резонансного взаимодействия излучения с материалом активной области.

Измерение спектральных характеристик лазера

Для более детального наблюдения изменений в спектре излучения лазера в оптическую схему установки входит дополнительный диспергирующий элемент – эталон Фабри–Перо с областью свободной дисперсии около $0,2 \text{ см}^{-1}$. Если эталон установлен в расходящемся пучке излучения (см. рис. 21), то изображение спектра на матрице телекамеры спектрографа прорежут интерференционные полосы равного наклона (рис. 23). Зная значение области свободной дисперсии, по сдвигу полосы можно измерить изменение длины волны в той спектральной линии, к которой относится выбранный участок полосы. Если интерференционный максимум смещается на выбранной линии спектра на один период, то длина волны этой линии изменяется на одну область свободной дисперсии.

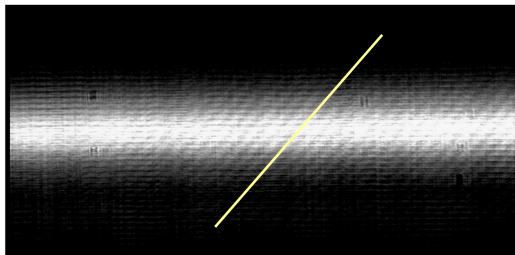


Рис. 23. Изображение спектра на мониторе ВМ; линией показано направление кажущейся полосы равного наклона

Нужно иметь в виду, что на мониторе спектрографа наблюдают не истинные интерференционные полосы, а только их отдельные участки, наложенные на каждую линию спектра; из них складываются изображения кажущихся полос. На рис. 24 показаны схемы образования кажущихся полос при двух вариантах настройки спектрографа. Рассматривая эти схемы, нужно обратить внимание на то, что вдоль одной линии спектра в *соседних* максимумах порядка интерференции m различаются на единицу (но у максимумов, расположенных симметрично по отношению к системе колец, порядки интерференции одинаковые, как это показано на рис. 24, *а*).

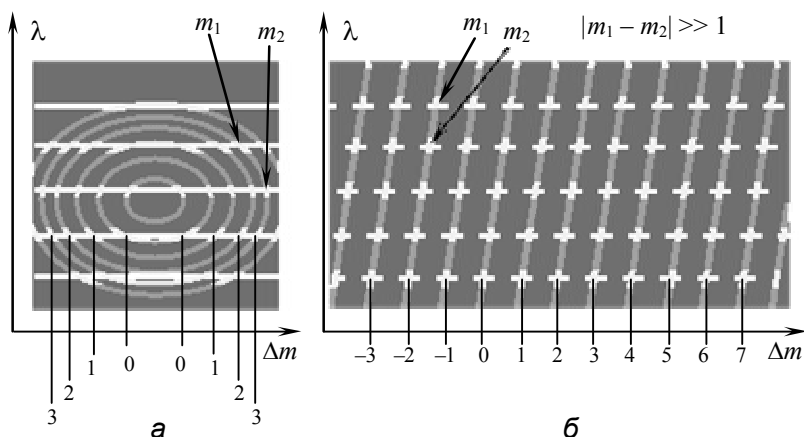


Рис. 24. Образование кажущихся полос равного наклона в спектрографе со скрещенной дисперсией:

а – при настройке на центр колец интерференции, *б* – при настройке на периферию системы колец; λ – длина волны линии излучения лазера, m – условный номер порядка интерференции, Δm – приращение порядка интерференции. Выбор положения $\Delta m = 0$ условный и произвольный для каждой линии спектра

Измерение влияния изменений тока накачки

Сдвиг линии усиления.

1. Убрать с трассы излучения лазера фотоприемник и ослабители.

2. Плавнo увеличивая постоянную составляющую тока и наблюдая изображение спектра на мониторе телевизионной системы, дойти до порога суперлюминесценции.

3. Пронаблюдать и объяснить изменения спектра генерации при увеличении тока инжекции. Измерить зависимость сдвига частоты моды суперлюминесценции от тока инжекции в единицах спектрального интервала между соседними продольными модами.

Указание. В телевизионной системе работает автоматическая регулировка усиления, которая стабилизирует усредненную по кадру яркость изображения. Из-за этого при появлении более ярких участков в изображении спектра менее яркие участки слабеют и даже подавляются. По этой причине сдвиги линий в спектре суперлюминесценции рекомендуем наблюдать в диапазоне спектра на удалении от вершины линии усиления, в который не попадают линии генерации лазера.

4. Записать на дифракционном спектрометре с решеткой спектры излучения лазера в диапазоне токов $(0,8 \dots 1,3)I_{th}$ с шагом не более 5%. При этом необходимо измерять и выходную мощность излучения с фронтального зеркала. Излучение в спектрометр вводить при помощи оптического волокна, сфокусировав его на срез при помощи линзы.

5. По полученным спектрам определить параметры сдвига линии усиления и сдвига моды при изменениях тока.

Сдвиги мод.

1. Установить эталон Фабри–Перо на расстоянии 6...10 см от лазерного диода (в расходящемся пучке). Установить ток лазера около порога генерации. Юстировкой эталона добиться на экране изображения линий суперлюминесценции, прорезанного наклонными (около 45° по отношению к линиям спектра) интерференционными полосами (рис. 25).

2. В диапазоне токов $(0,8 \dots 1,3) I_{th}$ измерить сдвиги мод, наблюдая смещение интерференционных полос в эталоне Фабри–Перо.

Указание. Сдвиги мод по частоте вначале следует определять в единицах области свободной дисперсии эталона Фабри–Перо, изменяя ток так, чтобы наблюдаемые полосы сместились на целое число периодов; это число нужно сосчитать. Далее, умножив его на частотный интервал свободной дисперсии эталона, получают сдвиг мод по частоте.

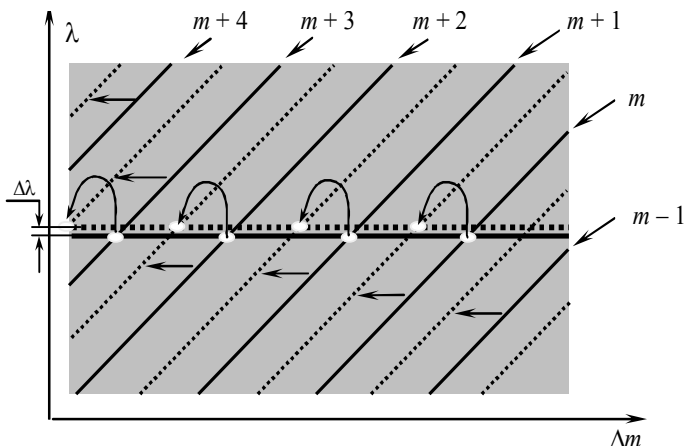


Рис. 25. Смещение максимумов полос равного наклона по линии спектра в спектрографе со скрещенной дисперсией:

λ – длина волны, m – условный номер порядка интерференции, Δm – приращение порядка интерференции. Исходные положения полос – сплошные наклонные линии, смещенные полосы – пунктирные наклонные линии, исходная линия излучения – сплошная горизонтальная, смещенная – пунктирная

3. Измерить сдвиги спектральных линий суперлюминесценции на удалении от линий генерации в том же диапазоне режимов, а также ниже порога генерации, насколько это возможно при токах накачки $I < 0,8I_{th}$.

4. Сопоставить результаты измерений сдвигов мод резонатора выше и ниже порога генерации. Оценить соотношение линейной и квадратичной составляющих изменения температуры активной области при изменении тока накачки. Попытаться оценить вклад омических (джоулевых) потерь в разогрев активной области.

5. Учитывая результаты измерений интегральной мощности излучения, перенормировать записанные спектры, чтобы исключить их искажения, внесенные АРУ телевизионной системы спектрометра.

Измерение влияния изменений температуры

Задание факультативное. В стандартном сценарии работы можно ограничиться демонстрацией явного изменения мощности и спектра излучения при медленном повышении температуры тепло-

отвода лазера, на время отключив электропитание холодильника. Ток инжекции при этом должен быть неизменным, около $1,2 I_{\text{п}}$. По согласованию с преподавателем, можно исключить из предложенного задания некоторые части, например, измерения с помощью эталона Фабри–Перо.

Сдвиг линии усиления.

1. Записать на дифракционном спектрометре с решеткой спектры излучения лазера в диапазоне температур, рекомендованном руководителем. При этом необходимо измерять и выходную мощность излучения с фронтального зеркала.
2. По полученным спектрам определить параметры сдвига линии усиления и сдвига моды при изменениях температуры теплоотвода. При этом считать, что тепловые сопротивления всех участков конструкции лазера постоянны во всем рабочем диапазоне температур.

Сдвиги мод.

1. В диапазоне токов $(0,8 \dots 1,3) I_{\text{th}}$ измерить сдвиги мод, наблюдая смещение интерференционных полос в эталоне Фабри–Перо.
2. Измерить сдвиги спектральных линий суперлюминесценции на удалении от линий генерации в том же диапазоне режимов и ниже порога генерации.

Зависимость усиления от температуры.

1. Выбрав по согласованию с преподавателем один из методов определения порога генерации, измерить зависимость порогового тока от температуры теплоотвода.
2. Сопоставить изменения температуры теплоотвода с изменениями температуры активной области, измеряемыми по сдвигам интерференционных полос.
3. Сопоставив изменения спектров при изменениях температуры с их изменениями при изменении тока инжекции и фиксированной температуре теплоотвода, оценить тепловое сопротивление лазера на участке «активная область – теплоотвод».

4. Используя оценку теплового сопротивления, внести поправки в зависимость температуры активной области от тока инжекции. С учетом этих поправок оценить критическую рабочую температуру данного лазерного диода.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Где применяют инжекционные лазеры?
2. Чем инжекционные лазеры качественно отличаются от других лазеров?
3. Какие существуют способы возбуждения люминесценции полупроводников? Какие из этих способов пригодны для накачки лазеров?
4. Какими функциями и параметрами описывают структуру энергетических зон полупроводника?
5. Что называют прямыми переходами в полупроводнике?
6. Какие факторы не позволили получить излучение в кремнии?
7. Какие полупроводники называют прямозонными?
8. Как заселены энергетические состояния в полупроводнике при тепловом равновесии?
9. От каких факторов зависит плотность энергетических состояний в разрешенной зоне полупроводника?
10. Чем отличается приведенная плотность состояний от плотности состояний в зоне?
11. Что называют квазиуровнями Ферми? Для каких физических состояний полупроводника применяют эти понятия?
12. Что называют инжекцией?
13. Какое условие должно быть выполнено для усиления света в полупроводнике?
14. Почему для инжекционных лазеров необходимы p - n -переходы между сильно легированными полупроводниками?
15. Какие ограничения эффективности инжекционных лазеров возникают в простых диффузионных структурах?
16. Что называют гетеропереходом?
17. Какую функцию выполняет гетеропереход в односторонней гетероструктуре?
18. Какие преимущества дает применение гетероструктур в инжекционных лазерах?
19. Что представляет собой волновод инжекционного лазера?

20. Какие достоинства имеет структура SCH (разделение волновода и активной области)? В каких случаях она необходима?
21. Что называют удержанием (или ограничением) электронов?
22. Что называют суперинжекцией?
23. Почему в гетеролазерах не обязательно использовать сильное легирование полупроводников? Какие части структуры гетеролазера нужно легировать сильнее, чем прочие?
24. Как выглядит структура инжекционного лазера с боковым ограничением?
25. Что представляет собой резонатор инжекционного лазера?
26. Какие зеркала используют в инжекционных лазерах?
27. Какие условия должны быть выполнены для достижения лазерной генерации?
28. Какие потери излучения существуют в инжекционном лазере?
29. Как пороговый ток зависит от температуры?
30. Какие факторы формируют спектры рекомбинационного излучения и усиления в инжекционном лазере?
31. Как выглядит спектр генерации инжекционного лазера? Какие факторы его формируют?
32. Как изменяется спектр генерации инжекционного лазера при изменении температуры?
33. Как изменяется спектр генерации инжекционного лазера при изменении тока накачки?
34. Почему при одночастотной генерации инжекционного лазера перестройка частоты генерации изменением тока накачки возможна только в неперекрывающихся участках спектра?
35. Как можно получить непрерывную перестройку инжекционного лазера в режиме одночастотной генерации?
36. Как изменяется плотность энергетических состояний электронов в полупроводнике при ограничении их движения в пространстве?
37. Какие структуры называют квантовыми ямами, квантовыми нитями, квантовыми точками? Выполнение каких условий приводит к квантованию состояний электронов?
38. От каких факторов зависит КПД инжекционного лазера?
39. Какой вид имеет ватт-амперная характеристика инжекционного лазера?
40. Что называют тепловым сопротивлением структуры и лазерного диода в целом?

1. Спектры усиления и поглощения на прямых переходах в полупроводнике

Спектры поглощения, люминесценции и усиления на прямых переходах между зонами рассчитывают практически одинаково; для этого в первом приближении используют модель двух зон и метод эффективной массы, то есть отображают разрешенные зоны законами дисперсии

$$E(p) = E_z + p^2/2m_z,$$

где z – условное обозначение зоны (c – зона проводимости, v – валентная зона), E_z – энергия края зоны z , p – квазиимпульс, m_z – эффективная масса электрона в зоне z . Валентному электрону приписывают *отрицательную* эффективную массу. Далее только для краткости квазиимпульс мы будем называть просто импульсом. Параболоиды, описывающие разрешенные состояния электронов в пространстве импульс–энергия, для прямозонного полупроводника показаны на рис. П1.1.

Функции плотности энергетических состояний в таком представлении имеют вид

$$\rho_z(E) \propto m_z^{3/2} \sqrt{E - E_z}$$

а концентрация электронов с энергией E

$$n_z(E) \propto \rho_z(E) f(E, F_z, T)$$

где $f(E, F, T)$ – функция распределения Ферми, F_z – химический потенциал, T – температура. Энергии всех состояний принято отсчитывать от потолка валентной зоны ($E_v = 0$).

Аналитическое выражение коэффициента поглощения света в полупроводнике с учетом только прямых переходов нетрудно получить для модельного случая, когда законы дисперсии в обеих зонах подобные, то есть одноименные главные значения обратной эффективной массы в двух зонах различаются единственным множителем. В таком случае все поверхности равных энергий (эллип-

соиды) в импульсном пространстве подобны, центр подобия находится в точке $p = 0$ (центр первой зоны Бриллюэна), и существует пара совпадающих в импульсном пространстве эллипсоидов, для которых разность энергий равна заданной энергии фотона.

Ранее было отмечено, что прямой излучательный переход в импульсном пространстве отображается как переход из одной точки в другую, расположенную очень близко к ней. Импульс фотона с энергией $h\nu \sim E_g$ мал в сравнении с импульсом электрона, так что можно считать, что прямой переход – это переход с одной изоэнергетической поверхности на другую (совпадающую с ней, но относящуюся к другой зоне энергий) в одной точке пространства квазиимпульсов.

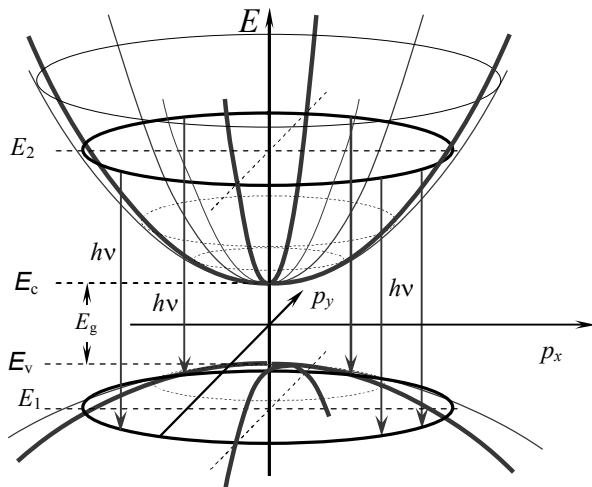


Рис. П1.1. Представление состояний электронов в прямозонном полупроводнике и прямых излучательных переходов зона-зона в пространстве импульс-энергия.

Трехмерное пространство $\mathbf{p}$ условно изображено как двухмерное (p_x, p_y)

Естественно, что число квантовых состояний, связанных прямым переходом при фиксированной энергии фотона $h\nu$, в обеих зонах одинаково. Следовательно, вероятность прямого перехода пропорциональна числу энергетических состояний $\rho(E)$ в любой из двух этих зон, для которых выполнено требование сохранения энергии

$$h\nu - E_g = E_c - E_v,$$

где кинетические энергии указанных состояний

$$E_c = p^2/2m_c > 0, \quad E_v = p^2/2m_v < 0.$$

Из этих соотношений следует

$$p^2 = -\frac{2m_cm_v}{m_c - m_v}(h\nu - E_g),$$

$$E_c = -\frac{m_v}{m_c - m_v}(h\nu - E_g), \quad E_v = -\frac{m_c}{m_c - m_v}(h\nu - E_g).$$

Перейдем к более привычным и удобным положительным эффективным массам и энергиям, приписав *незанятому* состоянию в валентной зоне (*дырке*) положительную массу и положительный электрический заряд. Тогда $m_c = m_c$, $m_h = -m_v$, и

$$p^2 = \frac{2m_cm_h}{m_c + m_h}(h\nu - E_g),$$

$$E_c = \frac{m_h}{m_c + m_h}(h\nu - E_g), \quad E_v = \frac{m_c}{m_c + m_h}(h\nu - E_g).$$

Теперь введем *комбинированную*, или *приведенную*, плотность состояний ρ^* :

$$\rho^*(h\nu - E_g) \equiv \rho(E_c) = \rho(E_v).$$

Приведенная плотность состояний, по определению, есть фактическая плотность всех состояний в зоне, из которых возможен прямой переход в другую зону под действием фотона $h\nu$. Приведенная плотность состояний зависит от ширины запрещенной зоны и эффективных масс носителей в обеих зонах, связанных излучательным переходом. Таким образом, ρ^* характеризует сразу две зоны и фотон, а не одну зону, в отличие от величины $\rho(E)$. Формально функции $\rho^*(E)$ и $\rho(E)$ различаются только фиксированным множителем, зависящим от m_c , m_h .

Приведенная плотность состояний формально соответствует закону дисперсии для фиктивной частицы с приведенной массой m_r :

$$h\nu - E_g \equiv \Delta E = \frac{p^2}{2} \frac{m_c + m_h}{m_cm_h} \equiv \frac{p^2}{2m_r}; \quad m_r \equiv \frac{m_cm_h}{m_c + m_h}$$

Выражение плотности состояний таких частиц известно; вывод можно найти в любом учебнике по физике полупроводников:

$$\rho^*(\Delta E) = \frac{\sqrt{2}}{(\pi\hbar)^3} m_r^{3/2} \sqrt{\Delta E} \propto m_r^{3/2} \sqrt{\Delta E}.$$

Вероятность заселения состояний E_c описывает функция распределения Ферми

$$f(E_c, F_c, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_c - F_c}{kT}\right) + 1}$$

Вероятность обнаружить заселенное состояние E_v описывает функция

$$f(E_v, F_v, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_v - F_v}{kT}\right) + 1}$$

Соответственно, вероятность найти *незанятое* состояние в валентной зоне с энергией E_v

$$1 - f(E_v, F_v, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{F_v - E_v}{kT}\right) + 1}$$

Вероятность перехода с поглощением фотона $h\nu$

$$w(\uparrow) \propto \rho^*(h\nu - E_g) [f(E_v, F_v, T)(1 - f(E_c, F_c, T))].$$

Вероятность перехода с испусканием фотона $h\nu$

$$w(\downarrow) \propto \rho^*(h\nu - E_g) [f(E_c, F_c, T)(1 - f(E_v, F_v, T))].$$

Потребовав, чтобы вероятность испускания была больше, чем вероятность поглощения фотона, $w(\downarrow) > w(\uparrow)$, после подстановки явных выражений функций Ферми и приведения выражений к общему знаменателю нетрудно получить *формальное необходимое условие* усиления света (потока фотонов $h\nu$) в полупроводнике:

$$F_c - F_v > h\nu > E_g.$$

Ранее было отмечено, что это условие формально и не позволяет оценить коэффициент усиления, не задав F_c , F_v и $\rho^*(h\nu - E_g)$. К сожалению, общие выражения вероятностей переходов, зависящие от химических потенциалов F_c , F_v , анализировать трудно, и

здесь нет смысла выписывать их в явном виде, после всех подстановок.

Для практически важного частного случая $m_e \ll m_h$ анализ можно упростить. Например, для активной области лазера можно приближенно положить $F_v \approx E_v$ и $\rho(E_v) \propto \delta(E_v)$. Тогда

$$E_c \approx (h\nu - E_g), \quad E_v \approx 0.$$

Значение функции распределения Ферми на краю валентной зоны $f(E_v, F_v, T) \approx 1/2$.

После этого приближенное выражение для вероятности излучения примет вид:

$$w \propto \rho^*(h\nu - E_g) \times f(E_c, F_c, T).$$

Из того же условия $m_e \ll m_h$ следует приближенное равенство $m_e \approx m_v$, и тогда приведенная плотность состояний ρ^* сводится к плотности состояний электронов зоны проводимости, $\rho^* \approx \rho_c$.

Даже приведенные здесь упрощенные выражения неудобны для точного анализа. Кроме того, зависимость потенциала F_c от тока накачки можно установить лишь приближенно. В особых случаях, когда зависимость спектра усиления от тока накачки представляет *принципиальный* интерес, спектр усиления измеряют в эксперименте, что само по себе не так просто. Наиболее достоверный метод измерения использует наблюдение спектра спонтанного излучения в боковом направлении; для этого необходима специальная структура лазера, но зато наблюдаемый спектр в наименьшей возможной степени искажен усилением спонтанного излучения.

Другой практически важный случай – спектр поглощения чистого широкозонного полупроводника – анализировать проще, полагая, что все состояния в зоне проводимости свободны, а в валентной зоне – заняты, то есть для всех *разрешенных* значений E_v, E_c приближенно верно

$$f(E_v, F, T) \approx 1, \quad f(E_c, F, T) \approx 0,$$

так как $F \approx E_g/2$ и $E_g \gg kT$.

В этом случае функции распределения Ферми в выражении для вероятности перехода сведены к константам, и тогда

$$\rho \propto \rho^*(h\nu - E_g),$$

то есть спектр поглощения определяет только приведенная плотность состояний. Для типичных полупроводников, работающих в инжекционных лазерах, $m_e \ll m_h$, и поэтому

$$\rho \propto \rho_c(h\nu - E_g);$$

как было указано ранее, приведенная плотность состояний ρ^* переходит в плотность состояний электронов зоны проводимости ρ_c .

В заключение напомним, что спектры испускания, поглощения и усиления в полупроводниках однородно уширены за счет быстрой *внутризонной* релаксации с изменениями импульса и энергии внутри одной разрешенной зоны. Время внутризонной релаксации задает время релаксации когерентности $T_2 \sim 10^{-12}$ с, и связанное с ним уширение ($\sim 10^{12}$ Гц) только на порядок меньше, чем полная ширина спектра рекомбинационного излучения ($\sim 10^{13}$ Гц), наблюдаемая в опыте. Следовательно, при расчете спектра усиления ИЛ нужно учитывать и заметный вклад внутризонной релаксации, присущей всем полупроводникам.

2. Плотность состояний в сильно легированном полупроводнике

На рис. П2.1, *a* показана часто используемая модель рабочих энергетических зон активной области инжекционного лазера, принятая для сильно легированных полупроводников. Из-за высокой концентрации примесей структура зон здесь не такая, как в слаболегированном полупроводнике: у дна зоны проводимости вместо привычной зависимости плотности состояний от энергии $\rho \sim \sqrt{E - E_g}$ появляется “хвост” функции плотности состояний (он “свисает” в запрещенную зону), а у потолка валентной зоны акцепторные уровни образуют узкую примесную зону, тесно примыкающую к валентной зоне. Распределение плотности состояний в “хвосте” обычно аппроксимируют крылом гауссовской функции или затухающей экспонентой. Плотность состояний в акцепторной зоне приближенно описывают как $\rho \sim \delta(E)$, пренебрегая ее шириной. Отметим, что и при отсутствии акцепторной зоны такие пред-

ставления оправданы просто различием эффективных масс электронов и дырок ($\rho \sim m^{3/2}$, а у арсенида галлия $m_e/m_h < 0,1$).

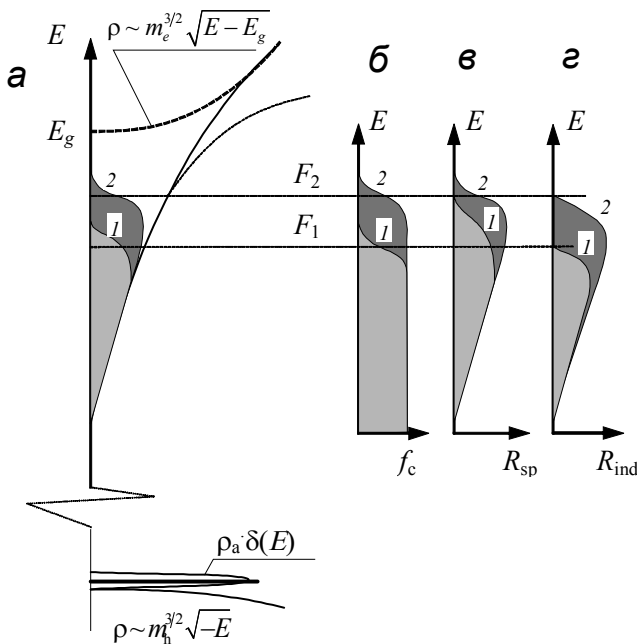


Рис. П2.1. Модель зонной структуры сильно легированной активной области; функция распределения электронов проводимости по энергиям (а), функции распределения Ферми (F – квазиуровень Ферми) (б), спектральные контуры линии спонтанного излучения (в) и усиления (г). Цифрами 1 и 2 обозначены различные уровни накачки; для 2 ток инжекции больше

Все изменения спектра излучения при вариациях уровня накачки в рамках такой модели связывают с изменениями заполнения состояний “хвоста” зоны проводимости. В частности, при увеличении накачки сдвиг полосы спонтанного излучения в коротковолновую область должен быть сильнее, нежели в чистом полупроводнике (например, при фотолюминесценции).

Описанная здесь модель относится к устаревшей и технологически примитивной конструкции лазера с диффузионным переходом. Недостатки такой системы во многом вызваны необходимостью

сильного легирования активного слоя; он образуется в пространственной области компенсации n^+ -проводимости исходной подложки примесью p -типа. Это означает, что концентрация дефектов, искажающих зонную структуру и увеличивающих вероятность безызлучательной рекомбинации, в активном слое принципиально выше, чем концентрация активных электронов.

В современных инжекционных лазерах эти недостатки устранены за счет применения гетероструктур, где необходимую концентрацию электронно-дырочных пар за счет эффекта суперинжекции из широкозонного эмиттера получают и в слабо легированном активном слое. Поэтому модель зонной структуры с «хвостами» плотности состояний ныне можно рассматривать как историческую.

3. Плотность состояний в квантоворазмерных структурах

Плотность электронных состояний в объемном полупроводнике (трехмерное инфинитное движение)

$$\rho = \frac{\sqrt{2}}{(\pi\hbar)^3} m^{3/2} \sqrt{E - E_g} \propto m^{3/2} \sqrt{\Delta E},$$

(рис. ПЗ.1, *a*), а в более общем случае, при анизотропном законе дисперсии,

$$\rho \propto \sqrt{m_1 m_2 m_3 \Delta E},$$

где m_i – главные значения эффективных масс, полученные диагонализацией тензора обратной эффективной массы.

Для сплошного полупроводника математически задача сводится к вычислению площади поверхности равных энергий (эллипсоида) в пространстве импульсов и последующей замене переменной по формлам

$$\Delta E = \frac{p^2}{2m}, \quad d\varphi = \frac{m\sqrt{2m}}{\sqrt{\Delta E}} d(\Delta E).$$

Если по одной из координат движение ограничено, то спектр энергий расщепляется на подзоны с квантовыми числами, соответ-

ствующими количеству пучностей волновой функции по данной координате. Полная энергия состоит из энергии дискретного состояния E_n в квантовой яме заданной размерности и кинетической энергии движений по остальным координатам.

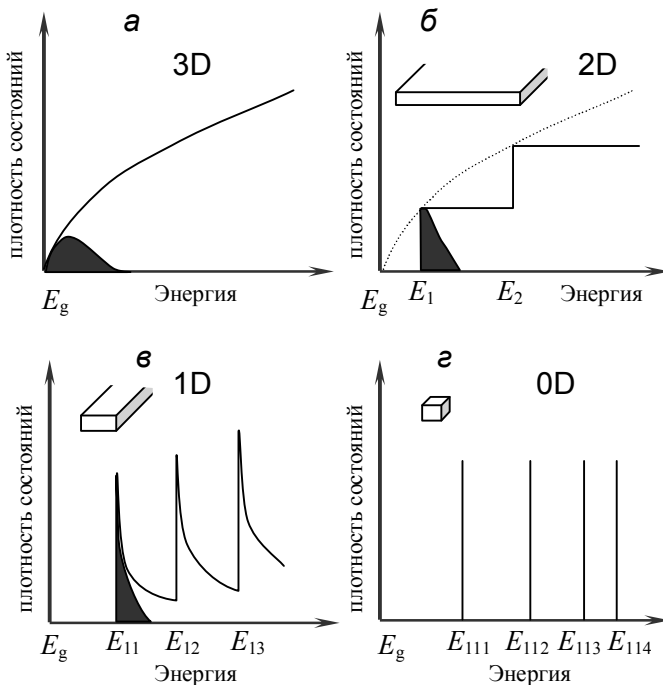


Рис. ПЗ.1. Функции плотности состояний и распределения электронов по энергиям (заштрихованы) в полупроводниковых квантово-размерных структурах:

а – сплошной полупроводник (3D, трехмерное движение электронов),

б – одномерная квантовая яма (2D, двухмерное движение),

в – квантовая нить (1D, одномерное движение),

г – квантовая точка (0D, локализованные состояния)

Энергетические зоны при движении, инфинитном только по координатам x, y , параболические,

$$\Delta E = E_n + \frac{p_x^2}{2m_x} + \frac{p_y^2}{2m_y}$$

Плотность электронных состояний в квантовой яме (двумерное инфинитное движение):

$$\rho \propto m;$$

задача математически сводится к вычислению периметра эллипса. Примечательно, что плотность состояний здесь изменяется дискретными шагами (рис. ПЗ.1, б).

Энергетические зоны при движении, инфинитном только по координате x , тоже параболические,

$$\Delta E = E_n + \frac{p_x^2}{2m_x},$$

но одномерные в импульсном пространстве. Плотность электронных состояний в квантовой нити (рис. ПЗ.1, в)

$$\rho \sim \frac{\sqrt{m}}{\sqrt{\Delta E}}.$$

Особенность при $\Delta E \rightarrow 0$ формальна, так как физический смысл имеют только определенные интегралы вида $\int \rho(E) dE$ в конечных пределах.

Во всех трех случаях, когда хотя бы по одной из координат движение не квантовано, большей эффективной массе частицы соответствует и большая плотность состояний, пропорциональная

$$\rho \propto m^{K/2} (\Delta E)^{(K-1)/2},$$

где $K = 3, 2, 1$ – размерность инфинитной части движения.

Кроме того, меньшей размерности соответствует и меньшая ширина распределения разрешенных состояний по энергиям. Следовательно, выгодно использовать системы с более локализованными состояниями, которым соответствуют наименьшие размерности неквантованного движения и наибольшая (в пределе – стремящаяся к бесконечной) эффективная масса. Эти соображения приводят к представлениям о *квантовых точках* – объектах, аналогичных примесным центрам, трехмерных квантовых ям с дискретными уровнями энергии, но с иным статистическим весом состояний, который пропорционален физическому объему ямы. Разумеется, от размеров ямы зависит и расстояние между дискретными уровнями энергии, тем большее, чем меньше ее размеры, а следовательно, и

их расположение. В первом приближении можно считать, что ограничение движения сжимает (в некоторых диапазонах энергий) плотность состояний.

Плотность электронных состояний в квантовой точке (локализованное состояние, финитное движение, см. рис. ПЗ.1, z)

$$\rho \propto \delta(\Delta E).$$

Реально всегда существует уширение, из-за которого дискретный уровень переходит в узкую энергетическую полосу (подзону разрешенной зоны). Наиболее важный фактор уширения – статистический разброс геометрических размеров структур; он вызывает *неоднородное* уширение. Меньшую роль играют факторы однородного уширения – конечное время жизни возбужденного состояния и миграция электронов между близко расположенными квантовыми ямами с сохранением энергии (туннелирование).

4. О многомодовой генерации ИЛ

В свое время были предложены разные теоретические модели, объяснявшие причины многомодовой генерации ИЛ. Фактически надо было установить причины, приводящие к нарушению однородности линии усиления, поскольку стационарная генерация при спектральной и пространственной однородности усиления происходит обязательно в одном типе колебаний резонатора. В то же время были основания полагать, что механизмы быстрой внутризонной релаксации неравновесных носителей (их взаимодействия между собой и с решеткой) должны делать линию однородной и приводить к одночастотной генерации.

Подчеркнем здесь следующее важное обстоятельство. При определении таких характеристик ИЛ, как усиление, потери и показатель преломления, следует усреднять локальные характеристики по всему объему, занимаемому рассматриваемой модой. При этом из-за пространственных вариаций полное усиление может оказаться спектрально неоднородным, даже если локальное усиление везде спектрально однородно.

Перечислим исходные предположения только трех моделей:

– спектральная неоднородность усиления (такой механизм предполагает настолько большую плотность потока излучения, чтобы скорость вынужденных переходов сравнялась со скоростью процессов внутризонной релаксации),

– поперечная пространственная неоднородность,

– продольная пространственная неоднородность с характерным масштабом порядка периода стоячей волны.

Последняя гипотеза казалась сомнительной из-за того, что насыщение в пучностях стоячей волны, разнесенных на расстояние менее 0,3 мкм, должно быть сильно размыто диффузией подвижных электронов проводимости.

Опыт создания ИЛ с жесткими ограничениями распределений поля и электронов показал, что поперечные неоднородности действительно мешают одномодовой генерации, и в структурах с жесткими ограничениями вероятность одномодовой генерации существенно выше, но продольные неоднородности и их влияние при этом не исключены полностью.

5. Перестройка частоты генерации инжекционного лазера

Далее речь будет идти только о стационарной перестройке частоты генерации. В соответствии с этим, все изменения параметров, о которых сказано в данном разделе, следует рассматривать как квазистационарные, очень медленные в сравнении с процессами установления равновесия любого рода. О нестационарной (динамической) перестройке частоты сделаны некоторые замечания в конце данного приложения.

В GaAs сдвиг линии усиления примерно в пять раз больше, чем сдвиг моды; похоже ведут себя и другие полупроводники $A^{III}B^V$. Напомним, что сдвиг частоты генерации вызван изменением показателя преломления активной области. Сдвиг линии усиления, отличающийся от сдвига моды, приводит к перемещению спектра генерации вслед за вершиной линии усиления, около которой и группируются фактически генерируемые моды. Различие сдвигов мод и линий усиления – обычное свойство всех полупроводниковых лазеров, независимо от материала и структуры.

Изменение показателя преломления неразрывно связано с изменением ширины запрещенной зоны и вызванным им изменением диэлектрической восприимчивости полупроводника. Изменение вещественной части восприимчивости отражается на коэффициенте преломления; изменение мнимой части восприимчивости в ИЛ наблюдают как сдвиг линии усиления, тесно привязанной к краю полосы поглощения. Подчеркнем, что действительная и мнимая части восприимчивости взаимосвязаны *интегральными* соотношениями Крамерса–Кронига, но не прямой функциональной зависимостью.

Причинами изменения ширины запрещенной зоны полупроводника в конкретных случаях могут быть, в первую очередь, факторы, влияющие на параметры решетки кристалла. Изотропное сжатие полупроводника обычно увеличивает ширину запрещенной зоны. Тепловое расширение полупроводника в первом приближении можно рассматривать как изотропное растяжение, приводящее к уменьшению ширины запрещенной зоны; при более точном анализе следует учитывать тип симметрии кристалла. В кристаллах с низкой симметрией разные долины разрешенных зон могут смещаться по-разному.

Качественную зависимость ширины запрещенной зоны от параметра решетки подсказывает одномерная модель Кронига–Пенни, о которой можно прочесть в учебниках по физике твердого тела.

Изменения зонной структуры в рядах твердых растворов замещения, применяемых в гетероструктурах (*химические* сдвиги), трудно объяснить столь же наглядно, как деформационные сдвиги. Качественно их можно предсказывать, располагая опытными данными о структурах зон двухкомпонентных полупроводников и считая зависимость изменения от стехиометрического коэффициента монотонной (но это предположение в общем случае не обоснованно).

Сдвиги, вызванные изменением химического состава полупроводника, не изменяются при изменениях условий работы лазера, но в нашем контексте мы упоминаем о них для того, чтобы обратить внимание на *закономерную* и *предопределенную* связь между *энергетической* диаграммой гетероструктуры и *оптическими* свойства-

ми активной области. В гетеропереходе в первом приближении пропорциональны по размеру высота потенциального барьера и скачок показателя преломления; обе величины привязаны к изменению ширины запрещенной зоны. Следовательно, в гетероструктурах нельзя произвольно уменьшить скачок показателя преломления на границе активной области без того, чтобы не ухудшить удержание носителей и эффективность широкозонного эмиттера неосновных носителей (инжектора). Это обстоятельство учитывают, выбирая состав активной области так, чтобы получать генерацию в заданном спектральном диапазоне – например, в лазерах для спектроскопии или для накачки атомного стандарта частоты. Здесь химический сдвиг линии усиления служит для первоначальной грубой настройки лазера на нужную длину волны. При этом, чтобы сохранить на достаточном уровне оптическое и электронное ограничение, применяют уже описанные ранее структуры SCH или LOC.

Таким образом, чтобы получить лазер с нужной длиной волны излучения, вначале выбирают химический состав активного вещества, а после этого – конкретную рабочую температуру. На этом этапе вершину спектрального контура усиления в первом приближении подтягивают к заданной длине волны. После того, как получена генерация, частоту генерируемой моды настраивают более точно. Здесь речь идет уже не о грубой первоначальной подстройке лазера, а о целенаправленном *управлении* частотой генерируемой моды.

В простейших вариантах частоту генерации ИЛ можно перестраивать изменением либо тока накачки, либо температуры. Изменение тока изменяет и температуру активной области, поэтому далее будем говорить о перестройке при изменении температуры, имея в виду относительно слабое влияние тока накачки при постоянной температуре.

В первом приближении можно считать, что изменение температуры дает только одинаковый сдвиг и мнимой, и действительной компонент восприимчивости, то есть на шкале энергий одинаково сдвигаются и линия усиления, и дисперсия активной области. При всем этом сдвиг моды $\Delta\nu_c$ и сдвиг линии усиления $\Delta\nu_g$ закономерно различаются просто потому, что зависят от разных, хотя и взаимосвязанных величин:

сдвиг контура усиления

$$\Delta v_g = \frac{1}{h} \frac{\partial E_g}{\partial T} \Delta T,$$

сдвиг моды (без учета пренебрежимо малого вклада от теплового расширения резонатора)

$$\Delta v_c \approx - \frac{v}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T.$$

Примечательно, что тепловое расширение решетки слабо влияет на *геометрическую* длину резонатора L , и сильно – на *оптическую* длину Ln и на ширину запрещенной зоны E_g .

Из опыта известно, что частота генерируемой моды сильно зависит от температуры, и гораздо слабее – непосредственно от тока накачки в *изотермических* условиях, при возбуждении лазера наносекундными импульсами тока. Нужно учесть, что в режиме генерации усиление в лазере насыщено, концентрация неравновесных носителей слабо зависит от накачки. Все это в совокупности означает, что искажение полосы поглощения, вызванное накачкой и появлением усиления у края поглощения полупроводника, дает малый вклад в изменения дисперсии активной области в режиме генерации, и преобладает тепловой сдвиг полосы межзонного поглощения.

Изменения дисперсии активной области, вызванные ростом концентрации неравновесных носителей и появлением у края полосы фундаментального межзонного поглощения полупроводника спектрального диапазона усиления (отрицательного поглощения) можно заметить при относительно малых токах инжекции, в спектре суперлюминесценции. При увеличении тока инжекции, сразу же после своего проявления в спектре излучения лазера (при определенном токе I_g , как показано на рис. П5.1, а) линии суперлюминесценции постепенно смещаются в коротковолновую область, следуя за смещением в ту же сторону полосы рекомбинационного излучения. Этот сдвиг полосы излучения (в нашем случае – усиления) происходит как следствие заполнения состояний зоны проводимости. Сдвиг вершины полосы усиления пропорционален примерно квадратному корню от плотности тока инжекции, в

соответствии с плотностью энергетических состояний зоны проводимости.

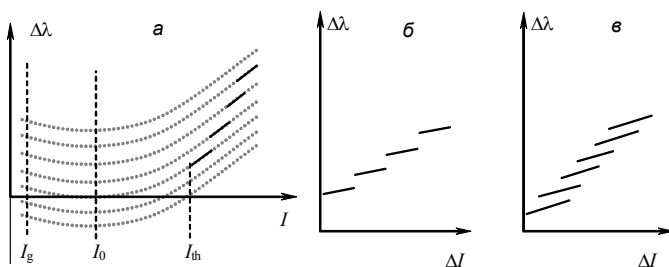


Рис. П5.1. Сдвиги продольных мод резонатора инжекционного лазера $\Delta\lambda$ при изменении тока накачки ΔI (а) и сдвиги генерируемых мод: одночастотный (б) и многомодовый (в) лазер

Далее, по мере увеличения тока, сдвиг полосы усиления замедляется, хотя ее вклад в дисперсию продолжает расти. Начинает проявляться конкурирующий фактор сдвига – тепловое расширение решетки материала активной области, вызывающий температурный сдвиг полосы усиления и дисперсии в длинноволновую область (рис. П5.1, а). Обычно к наступлению лазерной генерации температурный длинноволновый сдвиг преобладает (рис. П5.1, а, участок от I_0 до I_{th}), а роль концентрационного сдвига становится практически незаметной. Выше порога генерации (I_{th}) усиление в лазере насыщено, и концентрация неравновесных носителей уже не зависит от накачки.

Влияние разогрева активной области существенно зависит от технологического качества лазерного диода в целом и от эффективности теплоотвода. Тепловыделение в лазерном диоде состоит из двух слагаемых:

- потери на безызлучательные процессы в активной области, пропорциональные току инжекции;
- потери на электрическом сопротивлении пассивных частей структуры (омические, или джоулевы), пропорциональные квадрату тока.

Чем лучше теплоотвод, чем ниже сопротивление пассивных частей, тем позже проявляется сдвиг полосы усиления в длинно-

волновую область, и тем позже начинается спад выходной мощности лазера, вызванный перегревом и увеличением роли безызлучательной рекомбинации в активной области.

Различие сдвигов частоты моды и полосы усиления объясняет особенности перестройки частоты генерации инжекционного лазера – кусочно-линейный вид, ограничение диапазона перестройки одной моды, и пр.

При одномодовой генерации с ростом температуры (и/или тока) генерация очень резко переключается с одной моды на следующую, более длинноволновую; диапазон непрерывной перестройки одной моды при этом гораздо меньше, чем спектральное расстояние между продольными модами (рис. П5.1). Это явление затрудняет настройку одномодового лазера на нужную спектральную линию, которая в неблагоприятном случае может оказаться вне доступного диапазона перестройки. Некоторое расширение диапазона перестройки возможно при независимом управлении температурой и током накачки, и эту полумеру часто используют на практике. Более радикальное решение задачи – применение лазера с внешним дисперсионным резонатором; частоту генерации задает настройка резонатора, и она очень слабо зависит от тока накачки.

6. Перестраиваемые инжекционные лазеры в спектроскопии атомов и молекул

Почти непревзойденные качества ИЛ как источников излучения, перестраиваемого по частоте, позволили получить уникальные результаты в области спектроскопии сверхвысокого разрешения и интерферометрии, в первую очередь на атомах рубидия и цезия в ближнем ИК диапазоне (0,7...0,85 мкм.) С применением ИЛ были успешно проведены экстремальные эксперименты по атомной физике:

- наблюдение несохранения четности (на атомах висмута),
- замедление и захват атомов в световых ловушках,
- оптическое охлаждение и бозе-конденсация атомов,
- управление групповой скоростью света («остановка света, темные поляритоны»),

- наблюдение сверхузких резонансов электроиндуцированной прозрачности,
- наблюдение узких резонансов в радиодиапазоне на «атомном фонтане».

Особое место среди ИЛ занимают приборы на основе халькогенидов свинца, кадмия, олова, дающие когерентное излучение в средней ИК области спектра, где наблюдают колебательно-вращательные полосы поглощения молекул газов.

С лазерами на основе узкозонных халькогенидов ныне конкурируют квантово-каскадные лазеры. По принципам действия эти новые лазеры отчасти похожи на инжекционные, а по структуре они представляют собой регулярные последовательности гетеропереходов между широкозонными полупроводниками. Об этих структурах подробнее сказано в приложении 11.

7. Волноводные эффекты в гомоструктурах

Толщину активной области в гомолазере ограничивает длина диффузии электронов в p -части ($D \approx 1$ мкм). Длина волны излучения в типичном полупроводниковом лазере на основе GaAs, $\lambda = \lambda_0/n = 0,24$ мкм (n – показатель преломления, $\lambda_0 = 0,85$ мкм – длина волны излучения в вакууме). Расходимость излучения в плоскости, ортогональной плоскости p - n -перехода, по порядку величины составляет $\theta \sim \lambda/D \approx 0,25$ рад. Угол (в той же плоскости), под которым видно одно зеркало резонатора ИЛ с другого сквозь активную область при длине резонатора $L = 250$ мкм, составляет $\varphi \sim D/L = 4 \times 10^{-3}$. В таких условиях дифракционные потери, если их представить как сосредоточенные, должны давать ослабление по интенсивности до 60 раз за проход; если их представить как распределенные по длине активной области, то ожидаемый коэффициент ослабления (декремент) $\alpha \sim 2 \times 10^2$ см⁻¹. Фактические значения α оказались на порядок меньше.

Эти оценки показывают, что инжекционный лазер качественно отличается от лазера с открытым резонатором. Относительно низкий уровень дифракционных потерь в ИЛ обусловлен свойствами активной области, аналогичными свойствам световодов (оптиче-

ских волноводов). Их собирательно назвали волноводными эффектами.

На работу ИЛ заметно влияет зависимость показателя преломления от уровня накачки и мощности генерации, а также дисперсия комплексного показателя преломления.

В трехслойной планарной структуре возникает плоский диэлектрический волновод, если показатель преломления центрального слоя более высокий, чем у периферийных слоев. В гомолазере разность показателей преломления центральной излучающей области и прилегающих слоев невелика. Ее определяют зависимость показателя преломления от температуры T , концентрации свободных носителей N_e и усиления g . Соответствующие коэффициенты для GaAs равны:

$$\delta n/\delta T = 4 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}, \quad \delta n/\delta N_e = -1,5 \times 10^{21} \text{ см}^3, \quad \delta n/\delta g \approx -3\lambda_0/4\pi \text{ см}.$$

Концентрация свободных носителей в активной области меньше, чем в прилегающих слоях, поэтому показатель преломления активной области несколько больше. Это приращение δn , обусловленное легированием, может достигать 10^{-2} , но при инжекции носителей оно уменьшается. Увеличение температуры активной области на два-три градуса дает положительную добавку $\Delta n \approx 10^{-3}$. Наличие усиления порядка 10^2 см^{-1} дает такую же добавку. Вклад из-за легирования может достигать 10^{-2} , а из-за упругих деформаций 10^{-3} . Таким образом, даже слабый волновод гомолазера (суммарный скачок показателя преломления $10^{-3}-10^{-2}$) оказывает существенное влияние на его характеристики. Перепад $\delta n \sim 10^{-3}$ сравним со скачками показателей преломления в оптических волокнах; в таких условиях дифракционные потери пренебрежимо малы, и преобладают потери на рассеяние и поглощение (в современных волокнах $\sim 0,15 \text{ дБ/км}$). В то же время вариации $\delta n \sim 10^{-3}$ при изменениях локального коэффициента усиления под действием самого излучения в гомоструктуре сравнимы со статическим (исходным) скачком показателя преломления, так что конфигурация волновода здесь получается нежесткой, и положение его эффективных «стенок» зависит от распределения поля излучения по сечению активной области. Таким образом, геометрия волновода и распределение поля здесь взаимно обусловлены; во многих случаях поле и эффек-

тивный волновод не образуют устойчивую самосогласованную систему, а наоборот, «раскачивают» друг друга в пространстве, что создает нестабильности излучения и в пространстве, и во времени.

В лазерах со слабым боковым ограничением вариация показателя преломления в поперечном направлении имеет масштаб от 10^{-2} до 10^{-3} . Изменение концентрации неравновесных электронов может давать вариации показателя преломления того же порядка. Концентрация электронов и их пространственное распределение связаны с интенсивностью и распределением поля излучения (особенно если нет электронного ограничения), которое определяется волноводным эффектом. Таким образом, задача оказывается самосогласованной и нелинейной. Ее решение приводит к различным нелинейностям, в том числе и к нелинейности ватт-амперной характеристики.

Эти результаты привлекли внимание к структурам с более сильным ограничением распределения поля в области *p-n*-перехода. Началом стало применение гетеропереходов, которые образовали увеличенный скачок показателей преломления в направлении тока инжекции; так в структуру лазера вошел планарный волновод. Следующим шагом стало боковое ограничение распределения поля, то есть помещение активной области внутрь прямоугольного волновода с гораздо большими скачками показателя преломления на его границах. Оптическое ограничение в боковом направлении фиксирует распределение поля и заметно ослабляет влияние нелинейностей.

8. Фактор оптического ограничения

В реальных структурах ИЛ распределение интенсивности излучения в пространстве не совпадает с распределениями усиления и потерь. В одних структурах такое расхождение формируется как бы само по себе, в других распределение поля преднамеренно отделено от распределения усиления. Этот фактор отражается на энергетических и спектральных характеристиках излучения лазера.

Возможны два крайних случая:

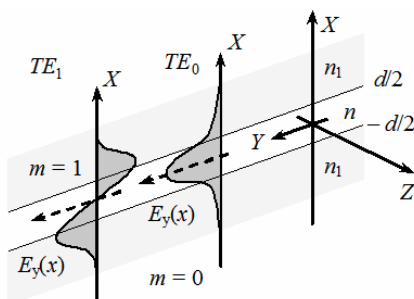
– поле излучения в основном сосредоточено в области усиления,

– толщина волновода существенно больше толщины усиливающего слоя.

В первом случае за границей волновода интенсивность излучения не равна нулю, но быстро (практически экспоненциально) затухает по мере удаления от волновода. Такую модель, пригодную для наиболее простых структур, мы рассмотрим далее. Решение, полученное для этой модели, далее можно будет использовать как первое приближение для описания более сложных (и более типичных для современной практики) структур, внося в него лишь небольшие поправки.

Рассмотрим распространение электромагнитной волны в симметричном диэлектрическом волноводе, составленном из двух периферийных слоев с относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1/\varepsilon_0 = n_1^2$ и среднего слоя $\varepsilon/\varepsilon_0 = n^2$. Толщина среднего слоя (по оси X) равна d , (см. рис. П8.1). Вдоль оси Y волновод не ограничен. Физически эта модель оправдана тем, что ширина полосковой структуры обычно гораздо больше ее толщины d . Волна распространяется вдоль оси Z .

Рис. П8.1. Схема симметричного плоского диэлектрического волновода, неограниченного по X и Y , и зависимость $E_y(x)$ компоненты поля волн TE_0 и TE_1 , распространяющихся по оси Z



Эффективная локализация поля в центральном слое возможна при $n_1 > n_2$, когда волна, падающая под небольшим углом на границу раздела, испытывает полное внутреннее отражение. Например, при $\lambda = 0,9$ и $n = 3,59$ (GaAs), $n_1 = 3,385$ ($\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$) критический угол наклона к граничной плоскости равен $\varphi = \arccos(n_1/n) \cong 19^\circ 30'$, и при меньших углах происходит полное внутреннее отражение.

Последовательное решение поставленной здесь электродинамической задачи (подробнее оно изложено позже) дает следующий результат:

$$E_y = \begin{cases} \varepsilon_0 \cos kx \cdot \exp \{ j(\beta_{\text{eff}} z - \omega t) \}; & |x| < \frac{d}{2}; \\ \varepsilon_0 \cos \left(\frac{\kappa d}{2} \right) \cdot \exp \left\{ -\gamma \left(|x| - \frac{d}{2} \right) \right\} \exp \{ j(\beta_{\text{eff}} z - \omega t) \}; & |x| > \frac{d}{2}. \end{cases} \quad (\text{П.8.1})$$

Здесь выписано решение для четной моды, включающее и основной тип колебаний. Параметры κ и γ определяют изменение поля по направлению X : волновое число κ задает распределение пучностей и узлов поля, а γ задает затухание поля в периферийных областях.

При уменьшении толщины среднего (активного) слоя растет концентрация неравновесных носителей, а с ней и усиление. Но при этом растет и поле в пассивных областях, а это означает, что при этом все меньшая часть потока излучения сосредоточена в активной области. Эффективный (интегральный) коэффициент усиления, усредненный по X , выражается через локальный коэффициент усиления следующим образом:

$$g = \int_{-d/2}^{d/2} g^*(x) |E_y(x)|^2 dx / \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(x)|^2 dx. \quad (\text{П.8.2})$$

Если локальное усиление g^* в пределах активной области не зависит от x , что считают хорошим приближением при электронном ограничении и выполнении условия $d \ll D$, то справедливо $g = \Gamma g^*$, где Γ – фактор оптического ограничения.

Для четных мод симметричного волновода подстановка (П.8.1) в (П.8.2) даст

$$\Gamma = \left\{ 1 + \frac{\cos^2 K}{[\Upsilon + (\Upsilon/K) \sin K \cos K]} \right\}^{-1}, \quad (\text{П.8.3})$$

где параметры $K = \kappa d/2$ и $\Upsilon = \gamma d/2$ зависят от величин n , n_1 , d , λ . При $K \ll 1$ пригодно и приближенное выражение

$$\Gamma \approx \gamma d = 2\pi \left(n^2 - n_1^2 \right) \frac{d^2}{\lambda_0^2} \approx 4\pi n \left(n - n_1 \right) \frac{d^2}{\lambda_0^2}. \quad (\text{П.8.4})$$

Типичное значение скачка показателя преломления $n - n_1 = 0,3$. Итак, проникновение поля излучения в пассивные области (по оси X) уменьшает эффективное усиление в Γ раз по сравнению с его локальным значением:

$$g = \Gamma g^*. \quad (\text{П.8.5})$$

В структурах без бокового электронного ограничения (в направлении Y) локальный коэффициент усиления зависит от y . Поле излучения тоже изменяется в этом направлении, поэтому расчет эффективного усиления для определенной моды волновода требует нормировки по Y , аналогичной (П.8.2).

Далее коэффициентом усиления везде будем называть эффективный коэффициент усиления для моды волновода, усредненный по всему сечению. Первым приближением для него может быть величина, определенная выражением (П.8.2).

В современных структурах ИЛ очень часто толщина волновода на один–два порядка больше, чем толщина активной области. В таком случае приемлемо приближение, в котором распределение интенсивности рассчитывают для "толстого" волновода, а распределение усиления считают однородным в "тонком" активном слое. Более того, для моды низшего порядка фактор оптического ограничения достаточно оценивать просто как отношение толщины активной области и толщины волновода. Далее описано более точное решение задачи для планарного диэлектрического волновода.

9. Распределение поля в планарном волноводе

Уравнения Максвелла для диэлектрической немагнитной среды ($\mu = \mu_0$) без учета проводимости и свободных зарядов

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}; & \text{div } \mathbf{H} &= 0; \\ \text{rot } \mathbf{H} &= \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}; & \text{div } \varepsilon \mathbf{E} &= 0, \end{aligned} \quad (\text{П.9.1})$$

дают волновое уравнение

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (\text{П.9.2})$$

В бесконечной однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε плоская волна, распространяющаяся в положительном направлении оси z , $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\{i(\beta z - \omega t)\}$, удовлетворяет уравнению (П.9.2). Подстановка в волновое уравнение для одномерной задачи ($\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$)

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}$$

приводит к соотношению

$$\beta^2 = \mu_0 \varepsilon \omega^2 = \mu_0 \varepsilon_0 (\varepsilon/\varepsilon_0) \omega^2 = n^2 \omega^2 / c^2 = k_0^2 n^2$$

где использовано $\mu_0 \varepsilon_0 = 1/c^2$, c – скорость света в вакууме, $(\varepsilon/\varepsilon_0) = n^2$, $\omega/c = 2\pi/\lambda_0 = k_0$, λ_0 – длина волны, k_0 – модуль волнового вектора в вакууме.

Возвращаясь к пространственно-неоднородной задаче (рис. П8.1), заметим, что в этом случае мы не можем сразу определить постоянную распространения β_{eff} волновода. Ясно только, что она должна зависеть от n , nI , d и λ . Ограничимся рассмотрением волны типа TE , которую чаще всего получают в ИЛ. Для таких волн выше коэффициент отражения на торцах полупроводникового кристалла – зеркалах лазера. В выбранной системе координат (рис. П8.1) для волны TE поле $\mathbf{E} = \{0, E_y, 0\}$. Из трансляционной симметрии задачи в направлении y следует равенство нулю всех производных по y . Таким образом, приходим к скалярным волновым уравнениям для компоненты поля $E_y(x, z, t)$ в трех слоях:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} &= \mu_0 \varepsilon_1 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \quad |x| > \frac{d}{2}, \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} &= \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \quad |x| < \frac{d}{2}, \end{aligned} \quad (\text{П.9.3})$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} E_y(x = d/2 - 0) &= E_y(x = d/2 + 0), \\ H_z(x = d/2 - 0) &= H_z(x = d/2 + 0). \end{aligned} \quad (\text{П.9.4})$$

Приведенные уравнения позволяют определить:

- зависимость $E_y(x)$,
- скорость распространения волны;
- долю потока излучения, распространяющуюся в центральной области, что называют *фактором оптического ограничения*.

Заметим, что фазовая скорость в центральном слое c/n меньше фазовой скорости в периферийных областях c/n_1 ($n > n_1$). Здесь речь идет о скоростях, которые имели бы место в однородных неограниченных средах. Поля в смежных областях волновода сшиваются в соответствии с граничными условиями, так что по волноводу движется единый волновой фронт. Волна тормозится в более плотной сердцевине волновода, а в периферийных областях стремится вперед. Разумно считать, что эффективный показатель преломления принимает промежуточное значение $n_1 < n_{\text{eff}} < n$.

Поэтому решение ищем в виде

$$E_y(x, z, t) \sim E(x) \exp\{i(k_0 n_{\text{eff}} z - \omega t)\} \quad (\text{П.9.5})$$

Подстановка в (П.9.3) дает решение

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k_0^2 (n^2 - n_{\text{eff}}^2) E &= 0, \quad |x| > \frac{d}{2} \\ \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k_0^2 (n_1^2 - n_{\text{eff}}^2) E &= 0, \quad |x| < \frac{d}{2} \end{aligned} \quad (\text{П.9.6})$$

В центральной части $(n_1^2 - n_{\text{eff}}^2) > 0$, следовательно, $E \propto \cos kx$ или $E \propto \sin kx$. Косинус соответствует четным типам волн, синус – нечетным.

Далее рассмотрение ограничим четными волнами, включая основной тип (нет узлов вдоль оси x). При $x > d/2$ выполнено условие $(n_1^2 - n_{\text{eff}}^2) < 0$, и поэтому $E \propto \exp(-\gamma x)$. Введенные здесь параметры k и γ описывают поперечное (вдоль оси x) распределение поля.

Амплитуду поля в периферийных областях задают граничные условия для E_y . Чтобы найти до сих пор не определенные величины n_{eff} , k , γ , рассмотрим граничные условия для H_z . Продольную компоненту магнитного поля определим из

$$\text{rot } \mathbf{E} = \begin{vmatrix} i & j & k \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & E_y & 0 \end{vmatrix} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}.$$

Для z -компоненты $\mathbf{H}$ отсюда следует

$$-\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x}. \quad (\text{П.9.7})$$

Граничные условия (П.9.4) дают

$$\kappa \sin \frac{\kappa d}{2} = \gamma \cos \frac{\kappa d}{2}, \quad (\text{П.9.8})$$

$$\gamma^2 + \kappa^2 = k_0^2 (n^2 - n_1^2). \quad (\text{П.9.9})$$

Заменой переменных $K = \frac{\kappa d}{2}$, $\Upsilon = \frac{\gamma d}{2}$ приведем (П.9.8), (П.9.9)

к форме

$$\Upsilon = K \cdot \text{tg } K, \quad (\text{П.9.10})$$

$$\Upsilon^2 + K^2 = \tilde{D}^2, \quad (\text{П.9.11})$$

где $\tilde{D} = \frac{k_0 d}{2} \sqrt{n^2 - n_1^2}$ – приведенная толщина волновода. Напомним, что уравнения (П.9.8), (П.9.10) относятся только к четным модам ($m = 0, 2, 4, \dots$).

Систему уравнений (П.9.10–П.9.11) можно решать численно, методом итераций, или графически, как показано на рис. П9.1 для более общего случая высших четных типов волн ($m = 0, 2, 4, \dots$).

Рассчитав κ , γ , из (П.9.2) можно найти и n_{eff} . Пример зависимости n_{eff} от толщины волновода при заданном скачке показателя преломления приведен на рис. П9.2.

Здесь мы рассматривали распределение поля в симметричном планарном волноводе. Несимметричный волновод отличается тем, что для него существует критическая толщина d_{cut} , при которой наступает отсечка основной (фундаментальной) моды; при $d < d_{\text{cut}}$ задача не имеет незатухающих решений.

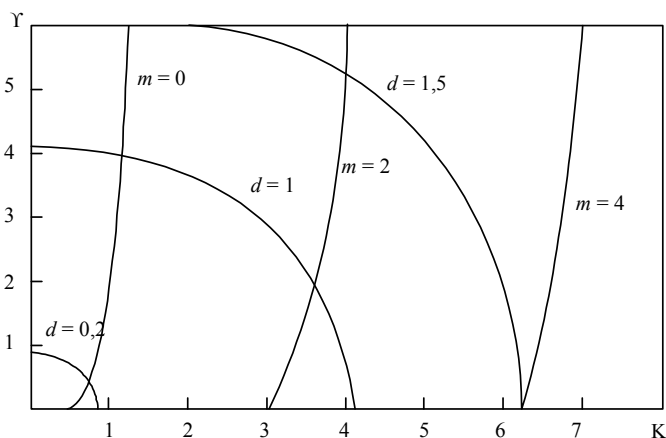


Рис. П9.1. Графическое решение системы уравнений при $\lambda = 0,9$ мкм, $n = 3,59$, $n_1 = 3,385$.

Для $m = 0$ решение существует при сколь угодно малом d

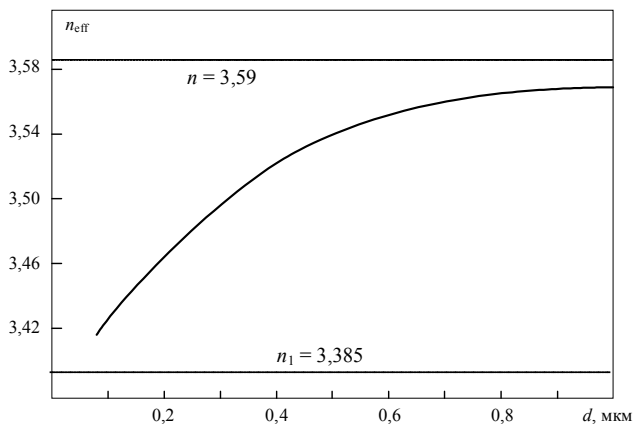


Рис. П9.2. Зависимость эффективного показателя преломления n_{eff} планарного симметричного оптического волновода от его толщины d ;
 n — показатель преломления центрального слоя,
 n_1 — показатель преломления периферийных областей

Реальные волноводы лазерных диодов без бокового ограничения отличаются от рассмотренной идеализированной модели:

- 1) распределение поля ограничено по направлению Y ;

2) показатель преломления имеет мнимую часть (она отображает затухание поля ниже порога генерации и усиление – выше порога);

3) распределение поля по направлению Y в структурах типа *gain-guided* описывает функция Гаусса-Эрмита, и волновой фронт искривлен в плоскости p - n -перехода, а это порождает астигматизм излучения инжекционного лазера;

4) распределение показателя преломления зависит от интенсивности излучения; этот фактор сильнее влияет на высшие моды при слабом боковом ограничении.

10. Халькогениды

Ранее особое внимание привлекали материалы группы $A^{II}B^{VI}$ (CdS, ZnS, ZnSe), дающие катодолюминесценцию в сине-зеленой области, но до сих пор создание качественных p - n -переходов на этих материалах остается технологической проблемой. Причина трудностей – высокая концентрация электронов проводимости даже в материалах высокой чистоты; материал p -типа можно получить только при очень сильной компенсации исходной n -проводимости акцепторной примесью. Поэтому концентрация дефектов в переходе оказывается неприемлемо высокой, уровень инжекции и квантовый выход люминесценции – низкими, и не удается получить даже некогерентные эффективные светоизлучатели. На CdS, ZnS, ZnSe была получена относительно эффективная лазерная генерация при накачке электронным пучком, но необходимость хорошего теплоотвода, вакуумирования кристалла и сложность электронно-лучевой высоковольтной системы делает практически нереальным массовое применение таких лазеров.

Упомянутые в литературе исследования необычных гетеропереходов типа CdS-SiC и CdS-Cu₂S показали, что структура энергетических состояний CdS вблизи от края зоны проводимости довольно сложна, и в процессах рекомбинации принимают участие глубокие уровни внутри запрещенной зоны. На это указывает сильное смещение спектра люминесценции от красного к зеленому при увеличении тока инжекции. Во всяком случае, надежды на лазерную ге-

нерацию в гетеропереходах с CdS в сине-зеленой области не оправдались. Структура $n\text{-CdS}-p\text{-Cu}_2\text{S}$ излучала только красный свет, то есть работали не переходы зона-зона, а рекомбинация через глубокие уровни внутри запрещенной зоны.

После появления светодиодов и ИЛ на основе нитридов элементов III группы интерес к инжекционным излучателям на основе широкозонных халькогенидов практически иссяк.

11. Квантово-каскадные лазеры

Расширение спектрального диапазона, доступного для полупроводниковых лазеров, в среднем ИК диапазоне связано с успехами в создании квантово-каскадных лазеров. Очень важно то, что такие структуры формируют исключительно из широкозонных соединений $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, и технология их получения очень хорошо освоена. Для их работы в принципе не обязательны низкие температуры, так как в лазерной генерации участвуют переходы между подзонами расщепленной зоны проводимости, в широкозонном полупроводнике не заполненной даже при комнатной температуре. Основу таких лазеров составляют многослойные структуры с толщинами слоев порядка длины волны де-Бройля для электронов проводимости, – потенциальные ямы, барьеры и периодические структуры – *сверхрешетки*. Создание квантовых потенциальных ям и сверхрешеток представляет собой «конструирование» зонной структуры полупроводника с нужными характеристиками (*bandgap engineering*).

Поведение электрона в сверхрешетке подобно стоячей волне фотонов в интерферометре Фабри–Перо или в оптической решетке брэгговского типа (например, в оптическом волокне с периодическими изменениями показателя преломления). В полупроводнике эти эффекты проявляются как сдвиги и расщепления разрешенных энергетических зон на подзоны, зависящие от высот и ширин барьеров, а также от ширин квантовых ям между этими барьерами. Эти подзоны – аналоги собственных типов колебаний, слабозатухающих состояний поля. Состояния электронов в соседних ямах связаны между собой туннелированием, более вероятным при меньшей ширине барьера; высоты всех барьеров обычно одинаковы и заданы парой материалов, из которых формируют структуру.

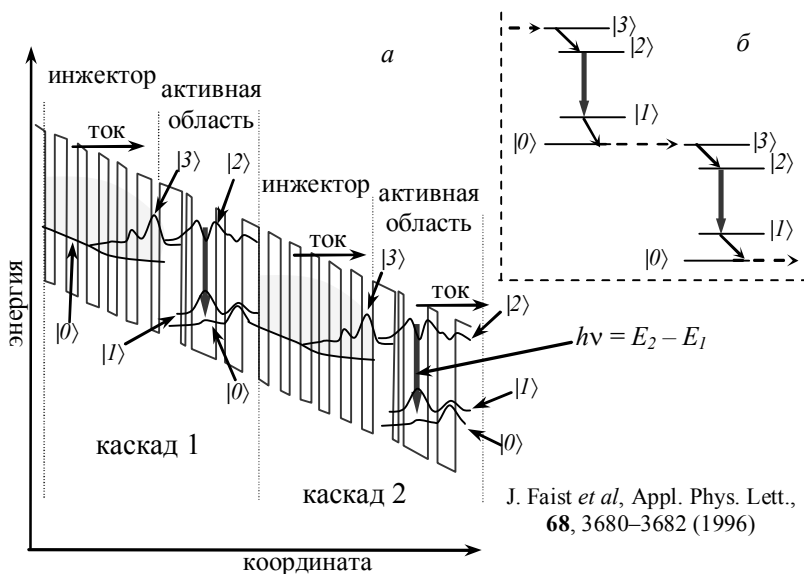


Рис. П11.1. Энергетическая диаграмма зоны проводимости квантово-каскадного лазера в режиме сильной накачки (а). Показаны два последовательных каскада, состоящих из инжектора и собственно активной излучающей области. Для сравнения показано представление двух каскадов в виде четырехуровневых лазеров (б)

При выращивании структуры квантово-каскадного лазера одним из методов газовой эпитаксии достаточно варьировать только толщины чередующихся слоев, и от их соотношений впоследствии будут зависеть положения энергетических подзон, которые будут отщеплены (вниз по энергии) от зоны проводимости.

Квантово-каскадный лазер в целом составлен из одинаковых структур – *каскадов* (рис. П11.1, а), которых в одном лазере может быть до нескольких десятков. Более детальные подструктуры отдельных областей одного каскада различаются; в каскаде можно выделить две специфические подструктуры: инжектор и излучающую активную область. К обоим концам сверхрешетки примыкают низкоомные контактные области *n*-типа, которые при приложении ко всей структуре электрического напряжения обеспечивают протекание тока электронов проводимости.

В области инжектора подвижность электронов должна быть по возможности более высокой (слабо локализованное состояние $|0\rangle$). В активной области должно быть не менее двух энергетических уровней—подзон (состояния $|2\rangle$ и $|1\rangle$). Между ними инжекция электронов создает инверсную заселенность, и на переходе между ними возникает усиление на частоте $\nu = (E_2 - E_1)/h$. Чтобы усиление было высоким, нужно, чтобы подвижность электронов в активной области была существенно ниже (локализованное состояние $|2\rangle$), чем в инжекторе (состояние $|0\rangle$). На самом деле в структуре инжектора (рис. П11.1, а) можно заметить и область с низкой подвижностью, примыкающую к активной области — своего рода «плотину», которая способствует подъему концентрации электронов у самой границы активной области; так же настоящая плотина поддерживает высоким уровень воды, падающей на турбину. Эту функцию выполняет локализованное состояние $|3\rangle$, связанное с состоянием $|2\rangle$ и близкое к нему по энергии.

При протекании тока накачки, как это показано на рис. П9, а, уровень $|2\rangle$ активной области туннелированием связан с уровнем $|3\rangle$ в инжекторе электронов, а $|1\rangle$ — с уровнем $|0\rangle$ в инжекторе следующего каскада, который служит коллектором электронов для предыдущего каскада и эмиттером для активной области следующего каскада. Каждый каскад в основных чертах напоминает схему четырехуровневого лазера, связанного с другим, таким же (рис. П11.1, б).

Существенно, что активные области практически всех каскадов связаны между собой через излучение, которое не может эффективно удерживаться в слоях, толщина которых на два–три порядка меньше длины волны. В результате все активные области квантово-каскадного лазера излучают когерентно, что позволяет получать от них мощности в десятки милливатт и более в непрерывном режиме, и до сотни ватт в коротких импульсах.

Из рассмотренной здесь модели можно увидеть, что квантово-каскадный лазер относится к категории *униполярных* полупроводниковых структур: они работают на *основных* носителях заряда, генерация и рекомбинация электронно-дырочных пар не имеет от-

ношения к принципам их действия. В этом они сходны с известными униполярными полупроводниковыми приборами – полевыми транзисторами, диодами Ганна, полевыми Λ -диодами, S-диодами на полупроводниковых стеклах. В квантово-каскадной структуре обычно нет p – n -переходов (но в литературе описаны варианты структур с p – n -переходами, выполняющими вспомогательные функции). Базовую структуру можно описать формулой n - i - i -...- i - n . Квантово-каскадные структуры условно можно отнести и к инжекционным структурам, но все-таки более важную роль в их работе играет не диффузия неосновных носителей, а дрейф основных.

Падение напряжения на одном каскаде теоретически не превышает сотни милливольт (реально оно больше из-за омического сопротивления довольно протяженной в направлении тока структуры из множества i -слоев), поэтому падение напряжения на десятке последовательных каскадов порядка единиц вольт, что удобно для организации электропитания лазера. С другой стороны, при такой геометрии тепловое сопротивление структуры из множества каскадов получается гораздо большим, чем в обычных инжекционных лазерных диодах, и потому квантово-каскадные лазеры лучше работают при охлаждении жидким азотом.

К настоящему времени испытано множество разновидностей квантово-каскадных лазеров: с плавной перестройкой длины волны, с переключениями по длинам волн, со стабилизацией частоты и др. Пока их широкое внедрение в практику спектрального анализа в среднем ИК диапазоне сдерживает высокая стоимость, обусловленная сложностью технологического процесса выращивания структур из сотен и тысяч слоев с контролируемыми толщинами.

Расчет поведения электрона в сверхрешетке в принципе аналогичен решению задачи Кронига–Пенни с усложнениями. При этом решения Кронига–Пенни для бесконечных одномерных периодических решеток можно использовать как первые приближения для отдельных ограниченных областей большой решетки с отклонениями от регулярности. Поведение электронов в сверхрешетке можно описывать и в квазиклассическом приближении. Подвижность, как и локализованность состояния электрона (говоря обобщенно – вид волновой функции в координатном представлении)

задана только параметрами сверхрешетки, как и спектры рабочих уровней в излучающих областях. Поэтому «конструирование» зонной структуры на практике сведено к целенаправленному выбору ширины ям и барьеров. Эта обратная задача расчета толщин отдельных слоев гораздо сложнее, чем расчет волновых функций для заданной сверхрешетки; как мы упомянули ранее, в сверхрешетке должны быть пространственные участки с разной подвижностью электронов и с разными характеристиками расщепления зоны электронов на подзоны. Обычно структуры сверхрешеток не периодические; для оптимизации распределения электронной плотности в пространстве шаг структуры делают переменным; это дополнительно усложняет расчет и проектирование структур. Не менее сложно выдерживать расчетные параметры структуры в технологических процессах.

Заметим, что квантово-каскадные структуры могут генерировать когерентное излучение не только в среднем ИК диапазоне; их потенциальные возможности простираются до субмиллиметрового диапазона ($\sim 10^{12}$ Гц), где нет иных компактных источников монохроматического излучения.

В заключение отметим новое необычное направление развития квантово-каскадных лазеров субмиллиметрового диапазона на основе гетеропереходов Si/SiGe p -типа. Излучение идет на переходе между подзонами тяжелых и легких дырок в SiGe. Эти новые системы довольно подробно разработаны в теории и исследованы в первых экспериментах. В частности, была показана более высокая эффективность структур, излучающих по нормали к поверхности (аналогов структур VCSEL с рекомбинационным излучением на $A^{III}B^V$) в сравнении с волноводными структурами. Отмечено, что в расщепление подзон тяжелых и легких дырок наибольший вклад дают не квантово-размерные эффекты, а механические напряжения, возникающие в слоях полупроводников из-за рассогласованности параметров решеток Si и SiGe, поэтому выбор стехиометрии соединения SiGe здесь еще более критичен, нежели в «обычных» квантово-размерных структурах. К настоящему времени квантово-каскадные лазеры на основе гетеропереходов Si/SiGe в субмиллиметровом диапазоне считают более перспективными в сравнении с

квантово-каскадными лазерами на $A^{III}B^V$. Недостатком $A^{III}B^V$ считают поглощение излучения на *полярных оптических фононах*, которых нет в Si и Ge. К сожалению, пока субмиллиметровое излучение получено только при температурах около 40 К и ниже.

Создание квантово-каскадных лазеров стало одним из высших достижений физики и технологии полупроводниковых приборов на основе гетероструктур.

12. Проблема лазера на кремнии

Кремний как материал полупроводниковой техники остается привлекательным для инженеров потому, что технологии его производства, обработки, управление его электрофизическими свойствами доведены до высокой степени совершенства и гибкости. Дополнительную привлекательность кремнию придает то, что при реализации непрямого излучательного перехода ожидаемая длина волны излучения очень близка к окну прозрачности кварцевых волокон (1,5 мкм), поэтому интеграция излучателя и блока управления в составе монолитной кремниевой интегральной схемы (ИС) кажется естественным техническим решением. Органичное включение излучающих приборов в структуры монолитных кремниевых ИС – одна из важных задач, пока не решенных на практике.

Теоретически решение всей проблемы сводится к снижению подвижности электронов проводимости до такой степени, чтобы их диффузионная длина стала на порядок меньше среднего расстояния между центрами безызлучательной рекомбинации за счет уменьшения коэффициента диффузии. Снижение вероятности столкновений с центрами рекомбинации (они всегда локализованы) приводит к увеличению относительной вероятности излучательной рекомбинации.

Технически снизить коэффициент диффузии возможно несколькими способами, и все они предполагают перенос возбуждения электронов проводимости кремния в сильно локализованные *излучающие* состояния – донорные уровни, квантовые точки или нити. Пояснить этот вопрос подробнее поможет рис. П12.1, б.

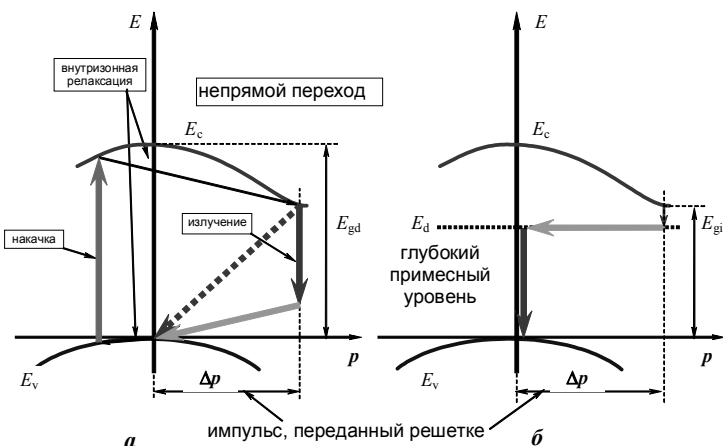


Рис. П12.1. Переходы зона–зона (а) и примесь–зона (б) в непрямозонном полупроводнике (E_{gd} – ширина «прямой» запрещенной зоны, E_{gi} – ширина «непрямой» зоны)

С точки зрения квантовой механики, чем сильнее локализовано в пространстве состояние квантового объекта, тем менее точно определен его импульс. В частности, при переходе между зоной и локализованным состоянием импульс электрона не сохраняется. В предельном случае, когда в координатном представлении волновая функция электрона в зоне проводимости – плоская волна, а волновая функция локализованного состояния – дельта-функция, матричный элемент всякого ненулевого оператора между названными состояниями отличен от нуля. Тот же результат получится и в импульсном представлении, где дельта-функцией будет волновая функция электрона проводимости, а волновая функция предельно локализованного состояния – константа. С точки зрения классической механики, импульс при переходе из свободного состояния в связанное (локализованное) передается решетке как целому, то есть огромной инертной массе.

Аналогично, переходы из локализованного состояния в валентную зону тоже не требуют сохранения импульса.

На самом деле, при переходе из свободного состояния в связанное, как и при переходе из связанного состояния в свободное, для сохранения энергии нужно участие хотя бы еще одной частицы.

Опыт показывает, что таких частиц в реальных полупроводниках много, и об этом свидетельствует малое время жизни свободных электронов в зоне проводимости. Уменьшение времени жизни и тушение рекомбинационного излучения при увеличении температуры показывает, что в этих процессах существенная роль принадлежит фононам.

Если в непрямозонном полупроводнике существуют сильно локализованные примесные состояния, в которые электроны проводимости могут переходить с большой вероятностью, а эти локализованные состояния связаны излучательным переходом либо с состояниями валентной зоны, либо с акцепторными состояниями, то возможна излучательная рекомбинация через названные локализованные состояния. Задача состоит том, чтобы преобладал захват свободных электронов на такие локализованные центры излучательной рекомбинации.

Один из приемлемых способов, проверенных в эксперименте – легирование кремния в активной области эрбием. Рабочий переход (1,5 мкм) в кремний-эрбиевом лазере идет между уровнями эрбия, как и в лазерах на кристаллах и стеклах, легированных эрбием. Строго говоря, такой лазер по схеме рабочих уровней энергии следовало бы относить к классическим твердотельным, но по схеме накачки его можно признать инжекционным, так как активная область получает энергию возбуждения при инжекции в *p-n*-переходе. Следовательно, кремний-эрбиевый лазер представляет собой любопытный гибрид инжекционного и твердотельного лазера, с прямым преобразованием электрической энергии в когерентное излучение. Напомним, что в типичных эрбиевых волоконных лазерах для накачки применяют излучение инжекционных лазеров (0,98 мкм или, менее эффективно, 1,48 мкм).

Родство кремний-эрбиевого ИЛ с типовым эрбиевым лазером проявляется и в том, что примесь кислорода в кремнии повышает выход люминесценции ионов эрбия. С одной стороны, комплекс $\text{Er}:(\text{SiO}_2)_n$ – просто ион эрбия в кварцевой матрице; он получает энергию возбуждения от электронов зоны проводимости кремния через туннелирование и оже-процессы. Передача возбуждения тем эффективнее, чем тоньше оболочка SiO_2 , окружающая ион Er.

С другой стороны, оже-процессы с участием свободных носителей снижают выход люминесценции, и их вероятность падает при увеличении толщины оболочки; поэтому в принципе должна существовать оптимальная концентрация кислорода. Кроме того, в чистом кремнии образование кластеров ограничивает концентрацию эрбия, а примесь кислорода «разбавляет» ионы эрбия и как бы изолирует их друг от друга. Наилучшую квантовую эффективность люминесценции при оптической накачке показали ионы эрбия в матрице SiO_2 , куда дополнительно вводили наноразмерные кристаллы кремния. Механизм улучшения эффективности для этого случая еще не очень понятен, но сам подход ныне считают приемлемым для практики, в частности, для компактных усилителей оптоволоконных систем связи. Здесь, разумеется, невозможна инжекционная накачка, но эту проблему решает оптическая накачка излучением современных светодиодов сверхвысокой яркости.

Предложен и иной подход к снижению потерь в оже-процессах. Слой кремния, легированный эрбием, должен быть полностью лишен свободных носителей. Такие обедненные слои существуют в запертых *p-n*-переходах диодов и в переходах база-коллектор биполярных транзисторов. Для возбуждения ионов эрбия в диодной структуре служит лавинный пробой; для увеличения глубины эффективного возбуждения электроны в обоих случаях должны попадать в легированный слой после пролета области ускорения. Область ускорения должна быть обедненной, чтобы в ней была достаточной напряженность электрического поля; этот же фактор способствует и лавинному размножению электронов. В структурах с обедненными слоями рабочие напряжения (десятки вольт) существенно выше, чем в диодах с инжекцией при прямом смещении (менее 1 В), поэтому КПД лазерных структур с обедненными слоями на порядок ниже, чем у ИЛ с прямыми излучательными переходами.

13. Одночастотные полупроводниковые лазеры

Для современных систем оптической связи с частотным мультиплексированием необходимы одночастотные лазеры, настроенные на вполне определенные центральные частоты каналов связи.

Эти частоты регламентированы стандартами международных организаций и государств; несоблюдение технических требований стандартов в единственном передатчике может нарушить нормальную работу целых сетей связи.

В лазерных диодах со структурами, однородными по направлению излучения, практически не удастся гарантированно получать одночастотную генерацию. Зависимость частоты моды от тока и температуры дополнительно усложняет поддержание стабильной одночастотной генерации.

В структурах DFB (рис. П13.1, *а*) решетка встроена в волновод или очень тесно примыкает к нему, так что поле излучения проникает из волновода в решетку и распространяется вдоль нее, если выполнено фазовое условие Брэгга для когерентного рассеяния назад. В структурах DBR (рис. П13.1, *б*) решетка расположена на конце волновода за пределами активной области, с тыльной стороны; излучение выходит через фронтальное зеркало.

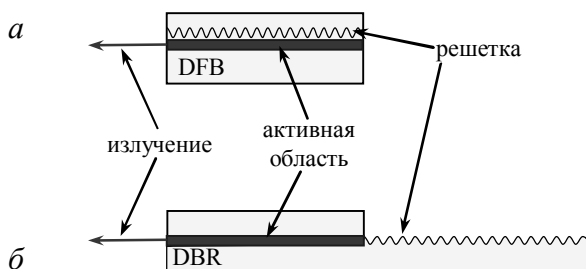


Рис. П13.1. Схемы одночастотных инжекционных лазеров:
а – с распределенной обратной связью (РОС, DFB),
б – с брэгговскими отражателями (DBR)

В обоих случаях частоту генерации задает шаг решетки и средний *эффективный* показатель преломления периодической структуры. Заметим, что в упомянутых решетках периодически изменяется не *материальный*, а *эффективный* показатель преломления; решетка представляет собой волнообразную границу раздела между двумя слоями структуры, и рассеяние происходит на этой волнистой поверхности. Этот эффект можно описывать как результат

периодического изменения постоянной распространения волны в периодически деформированном волноводе, то есть как рассеяние на фазовой решетке.

Селекцию мод и стабилизацию частоты генерации при помощи DFB и DBR можно применять и для квантово-каскадных лазеров.

Для прикладной спектроскопии, напротив, нужны *перестраиваемые* одночастотные лазеры. Выделение излучения единственной моды из многомодового спектра при помощи монохроматора с дифракционной решеткой не представляет технических проблем, но опыт и теория показывают, что по принципиальным причинам *ширина линии генерации* ИЛ в одной отфильтрованной моде в многомодовом режиме на один–два порядка больше, нежели при одночастотной генерации. Во многих случаях с многомодовыми лазерами невозможно добиться нужного спектрального разрешения.

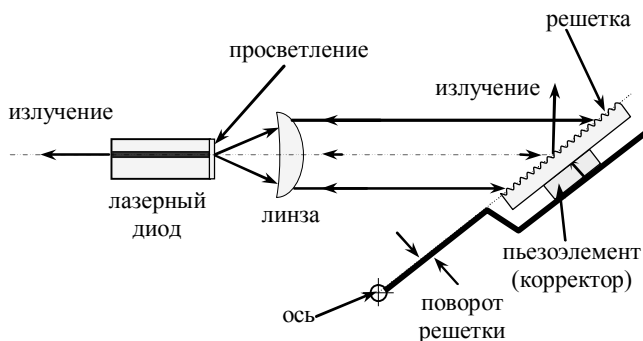


Рис. П13.2. Оптико-механическая схема перестраиваемого инжекционного лазера с внешним дисперсионным резонатором

Радикальным решением для спектроскопии ныне признано применение внешнего дисперсионного резонатора (рис. П13.2), где селекцию мод по частоте выполняет дифракционная решетка. Чтобы перестройку частоты генерации не сопровождали сильные изменения мощности излучения, нужно подавить частотную селективность, приносимую в резонатор полупроводниковой структурой лазерного диода (усилительной секции лазера) за счет интерференции излучения, отраженного от фронтальной поверхности (зеркала). Для этого на поверхность кристалла, обращенную

внутри резонатора, наносят антиотражающее покрытие (просветление), которое снижает отражение от исходного уровня около 30% до десятых и даже сотых долей процента.

Чтобы перестройка в как можно более широком диапазоне была непрерывной (то есть при изменении частоты генерации продольный индекс генерируемой моды не изменялся), дифракционную решетку поворачивают вокруг вполне определенной оси, параллельной штрихам решетки и лежащей в плоскости штрихов. При определенных условиях при повороте решетки частота моды и частота минимума потерь в дисперсионном резонаторе совпадают в диапазоне углов поворота, и это позволяет перестраивать единственную моду без перескока генерации в другие моды на несколько нанометров. Расширить диапазон непрерывной перестройки на всю доступную линию усиления мешает дисперсия материала и волновода в самом лазерном диоде. Отметим, что при использовании лазерного диода со структурой VCSEL (в составе лазера типа VECSEL) вредное влияние дисперсии заметно уменьшается, так как усилительная секция получается очень короткой (эквивалентной десятку микрометров в воздухе). Зависимость частоты моды от угла поворота решетки в этом случае слабо отклоняется от оптимальной. Здесь основные погрешности, ограничивающие диапазон непрерывной перестройки, определяет точность электромеханической части устройства лазера. Заметим также, что погрешности в перестройке дисперсионного резонатора, пока они эквивалентны поступательному перемещению решетки на микрометры, технически можно корректировать при помощи поступательного перемещения, координированного с поворотом решетки (см. рис. П13.2).

Важное достоинство лазерных систем с внешним резонатором – малая ширина линии генерации (менее 1 кГц); главную роль в таком повышении качества излучения играет повышенная (в сравнении с простым лазерным диодом) добротность резонатора, что на порядки ослабляет влияние дисперсии активной области лазера на частоту генерации. Именно поэтому перестраиваемые инжекционные лазеры с внешними резонаторами ныне считают наиболее удобными приборами для спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения в ближнем ИК и видимом диапазонах.

14. О динамической перестройке ИЛ. Модуляция на ВЧ и СВЧ

Отметим принципиальное и практически очень важное обстоятельство, касающееся динамической перестройки частоты генерации инжекционного лазера. Ранее было сказано, что влияние концентрационного сдвига на частоту генерации ИЛ может быть незаметным на фоне температурного сдвига. Это утверждение верно только для *стационарной* перестройки лазера. В динамике, при быстрых изменениях тока инжекции, концентрационные сдвиги дают вполне ощутимую частотную модуляцию (ЧМ).

Выше порога генерации усиление в активной области *насыщено*, и концентрацию электронов следует считать постоянной. Отсюда следует, что изменения тока накачки не влияют на частоту генерации ИЛ *непосредственно*, но все-таки они вызывают изменения температуры активной области, и потому косвенно влияют на частоту генерации.

Изменения температуры активной области высоких частот отстают по фазе от изменений тока по двум важнейшим причинам:

- *во-первых*, влияет теплоемкость кристалла;
- *во-вторых*, значительная часть тепла выделяется вне активной области.

Отсюда следует, что при увеличении частоты модуляции тока эффективность ЧМ падает; при фиксированной амплитуде переменной составляющей тока с увеличением частоты f девиация уменьшается примерно как $1/f^2$.

В стационарном режиме генерации ИЛ существует диапазон частот модуляции тока накачки (от нуля до единиц гигагерц), в котором концентрация электронов в активной области за счет насыщения почти не изменяется при малых (в сравнении с пороговым током) изменениях тока инжекции. В указанном диапазоне частот при изменениях тока накачки насыщение успевает поддерживать баланс между усилением и потерями излучения. Соответственно, мощность генерации почти адиабатически следует за изменениями тока накачки при неизменном усилении, неизменной концентрации электронов и неизменном показателе преломления активной области.

При более высоких частотах модуляции, за пределами указанного диапазона, изменения концентрации электронов становятся более заметными. Здесь насыщение уже не успевает поддерживать динамический баланс между усилением и потерями. При быстрой периодической модуляции тока сохраняются только средние по времени усиление, концентрация электронов и показатель преломления. Положение и ширину диапазона частот, где начинают проявляться такие изменения, можно оценить при помощи модели, описывающей *релаксационные колебания* мощности генерации лазера при малых возмущениях режима его работы.

Модель основана на системе скоростных уравнений (Статса–де Марса), связывающих число фотонов в резонаторе M и инверсию заселенностей N . (Отметим, что в полупроводниках время релаксации поляризации T_2 на порядки меньше, чем времена релаксации инверсии T_1 и поля излучения в резонаторе τ , поэтому поляризация среды адиабатически следует за изменениями напряженности поля, и потому уравнение, связывающее поле и поляризацию, в модель не входит).

Для ИЛ уравнения имеют ту же форму, что и для обобщенного четырехуровневого лазера:

$$\begin{aligned}\frac{dM}{dt} &= -\Gamma M + BNM, \\ \frac{dN}{dt} &= P - AN - BNM\end{aligned}$$

Здесь $A = 1/T_1$ – вероятность спонтанного перехода, B – вероятности вынужденного перехода, P – скорость ("мощность") накачки, Γ – декремент затухания поля в резонаторе (величина, обратная времени жизни фотона в "пустом" резонаторе, $\tau \equiv 1/\Gamma$, при $N = 0$). Величину Γ можно представлять и как спектральную ширину одной моды резонатора.

Слагаемое $(-\Gamma M)$ описывает затухание поля в резонаторе без усиления, слагаемые BNM – вынужденные переходы по действием излучения, слагаемое $(-AN)$ – релаксацию инверсии. Подробное описание решения этих уравнений можно найти в приложении к [4]. Далее мы укажем только окончательные результаты.

Для малых колебаний, когда нелинейные дифференциальные уравнения поддаются линеаризации, модель дает следующие оценки временных параметров затухающих релаксационных колебаний:

$$\text{период колебаний } t_{osc} = 2\pi \sqrt{\frac{T_1 \tau}{\eta - 1}},$$

логарифмический декремент затухания $t_d = 2T_1/\eta$, где T_1 – время жизни электронов проводимости ($\sim 10^{-9}$ с), τ – время жизни фотона в резонаторе (для ИЛ – на пороге просветления активной области; правдоподобная оценка τ – время одного прохода, то есть $\sim 10^{-12}$ с), η – превышение ненасыщенного усиления над уровнем потерь (в ИЛ этот параметр совпадает с отношением тока накачки к пороговому току).

Частота колебаний $1/t_{osc}$ указывает на шкале частот модуляции тока положение середины диапазона, в котором отклик лазера на изменения накачки становится заметным, а декремент затухания колебаний $1/t_d$ показывает полуширину этого диапазона.

Функция отклика в спектральном представлении выглядит как резонансная кривая гармонического осциллятора с добротностью

$$Q = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{T_1(\eta - 1)}{\tau \eta^2}}.$$

Можно показать, что при не очень сильном превышении порога, характерном для ИЛ в режиме непрерывной генерации,

$$Q \approx \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{T_1}{\tau}(\eta - 1)}.$$

Отсюда следует, что реальное значение Q должно быть порядка единиц; наблюдения переходных процессов в ИЛ при импульсном возбуждении это подтверждают.

В соответствии с этими результатами можно построить функцию отклика лазера $\phi(\omega)$ на малое периодическое возмущение, то есть амплитудно-частотную характеристику, зависимость магнитуды колебаний интенсивности излучения от частоты периодического изменения, например, тока накачки. Функция отклика получится в точности такой же, как и для гармонического осциллятора с затуханием (рис. П14.1).

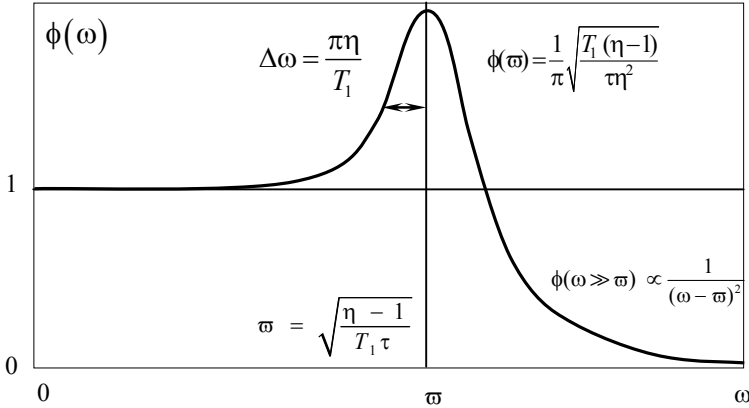


Рис. П14.1. Нормированная функция отклика лазера $\phi(\omega)$ на малое возмущение стационарного режима генерации в частотном представлении (расчет)

В соответствии с такой моделью, магнитуда малых колебаний числа фотонов

$$M(\omega) = \Delta I \eta_{\text{int}} \phi(\omega),$$

где ΔI – переменная составляющая тока накачки, η_{int} – внутренняя квантовая эффективность лазера. Магнитуда колебаний концентрации электронов $N(\omega)$ пропорциональна магнитуде колебаний числа фотонов, что следует из скоростных уравнений:

$$N(\omega) = M(\omega) \times (T_1 \omega / (\eta - 1)) = \Delta I \eta_{\text{int}} \phi(\omega) \times (T_1 \omega / (\eta - 1)).$$

В максимуме функции отклика

$$N(\omega) \propto \frac{1}{\pi} \frac{T_1}{\tau \eta} \sim \frac{T_1}{3\tau}.$$

Чтобы корректно перейти от колебаний концентрации электронов к колебаниям показателя преломления, необходимо учесть так называемый α -фактор,

$$\alpha = \frac{\partial \chi'}{\partial N} \bigg/ \frac{\partial \chi''}{\partial N},$$

где N – концентрация активных частиц (инверсия), а χ' и χ'' – действительная и мнимая части комплексной диэлектрической восприимчивости среды, соответственно. Разумеется, α -фактор относится к определенной частоте – к частоте генерации лазера.

В газовых лазерах α -фактор на частоте генерации у вершины линии усиления пренебрежимо мал, и поэтому амплитудная модуляция (АМ) здесь не сопровождается заметной ЧМ генерируемой моды. В полупроводниках, напротив, α -фактор может быть порядка нескольких единиц, и поэтому АМ в заметной степени преобразуется в ЧМ. Причина большого α -фактора в полупроводниках – несимметричное расположение контура усиления частоты генерации по отношению к частоте генерации в одномодовом режиме. Для GaAs фактор $\alpha \approx -3$, для других полупроводниковых материалов ИЛ – примерно такой же, а для квантово-размерных структур он меньше и по модулю может быть несколько большим единицы.

На практике при синусоидальной модуляции тока на частотах порядка 10 МГц и выше изменения температуры активной области незначительны, и наблюдаемая в этих условиях частотная модуляция вызвана *нестационарными* изменениями концентрации электронов, тем более сильными, чем больше значение Q и чем ближе частота модуляции к резонансу ($1/t_{osc}$). Перестройку лазера в таких режимах чаще наблюдают не как сдвиги частоты (что технически затруднительно), не как ЧМ, а как *фазовую* модуляцию (ФМ) с индексом модуляции порядка единицы или менее. Напомним, что ЧМ и ФМ по сути представляют собой единый тип модуляции, и противопоставляют их лишь условно – чаще всего по техническим средствам модуляции и ее детектирования.

Концентрационный механизм быстрой динамической модуляции частоты в инжекционных лазерах делает неизбежной амплитудную модуляцию (АМ), которая всегда сопровождает ЧМ/ФМ. В практических применениях ИЛ при динамической ФМ всегда приходится считаться с такой паразитной АМ, присутствие которой существенно влияет на спектр генерации лазера. При чистой АМ, как и при чистой ФМ/ЧМ, спектр мощности боковых частот модулированного излучения симметричен относительно несущей. При комбинации ФМ и АМ спектр модулированного колебания (одной моды) может быть несимметричным из-за разности фаз боковых частот АМ- и ФМ-колебаний.

В свою очередь, если ИЛ по условиям применения должен работать с АМ, то необходимо учитывать и сопутствующую ФМ/ЧМ.

Подчеркнем, что при сильной АМ спектр излучения ИЛ становится нестационарным, так как происходят периодические переходы генерации с одних мод на другие, как это было описано ранее. Оценки вреда и пользы, приносимых этими факторами, зависят от конкретных технических условий применения лазера.

При модуляции тока короткими импульсами наблюдают быструю динамическую ЧМ как быстрый сдвиг частоты генерации, *чирпинг* (от англ. *chirp* – чириканье). Чирпинг делает импульсные АМ сигналы, сформированные при импульсной модуляции тока лазера, непригодными для передачи по оптическому волокну при частотах повторения выше 1 ГГц.

Динамическую ФМ и чирпинг применяют в экспериментах по лазерной спектроскопии атомов и молекул.

Влияние концентрации носителей в активной области на показатель ее преломления на частоте генерации вызывает в инжекционном лазере увеличение ширины линии генерации под действием шумов спонтанного излучения. Теория и эксперимент показывают, что в спектре генерации появляются боковые частоты, мощность которых максимальна в диапазоне отстроек от несущей частоты (излучаемой моды), близких к характерной частоте релаксационных колебаний. Несимметричное по отношению к несущей распределение мощности боковых компонент показывает, что вклад в уширение дают как АМ, вызванная шумом спонтанного излучения, так и ЧМ/ФМ, вызванная модуляцией показателя преломления активной области шумом того же спонтанного излучения. Изменения показателя преломления усиливающей среды при изменениях усиления – специфическая особенность полупроводниковых лазеров, из-за которой ширина линии генерации ИЛ (от единиц до сотен мегагерц) на порядки больше, чем у одномодовых газовых лазеров. Здесь важную роль играет уже упомянутый α -фактор. Его называют также *антиволноводным* фактором (*antiguiding factor*), поскольку именно параметр α описывает влияние изменений концентрации электронов (усиления) на изменение параметров оптического волновода, особенно пагубных в структурах со слабым оптическим ограничением; в приложении 7 для GaAs был приведен параметр $\delta n/\delta g \approx -3\lambda_0/4\pi$ см, связанный с фактором α соотношением

$$\delta n / \delta g = \alpha \lambda_0 / 4\pi.$$

Ширина линии генерации ИЛ зависит от параметров активной среды, добротности резонатора и мощности генерации; фактор α привносит дополнительное уширение, пропорциональное α^2 .

Отметим, что изменения параметров волновода, быстрая ЧМ (динамическая перестройка) ИЛ током накачки и дополнительное уширение линии генерации шумом спонтанного излучения по существу представляют собой явления одной природы, специфичные именно для полупроводниковых лазеров. Принципиальная основа этих явлений – *нелинейная диэлектрическая восприимчивость* активной среды (полупроводника), то есть зависимость восприимчивости от интенсивности излучения. Из-за нелинейностей активной среды в ИЛ возникает и уширение каждой генерируемой моды при многомодовой генерации; оно превосходит ширину линии одночастотной генерации на один–два порядка.

Уширение линии генерации особенно сильно в лазерах с собственным резонатором. В ИЛ с внешним дисперсионным резонатором влияние изменений показателя преломления усиливающей среды на частоту генерации резко ослаблено, а в соответствии с этим и ширина линии генерации может быть на порядки меньше; в тщательно изготовленных установках ширина линии генерации может быть почти такой же, как в газовых лазерах. Здесь, как и во многих других случаях, проявляется обычный конфликт стабильности и управляемости системы. Чем жестче свойства самой системы фиксируют режим ее работы, тем сильнее должно быть внешнее воздействие, способное этот режим изменить. Напротив, чем более восприимчива система к внешнему управлению, тем ниже ее стабильность.

Литература

Основная

1. Кейси Х., Паниш М. **Лазеры на гетероструктурах**. Т. 1, 2. – М.: Мир, 1981.
2. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. **Физика полупроводников**. – М.: Наука, 1990.
3. Шалимова К.В. **Физика полупроводников** – М.: Энергоатомиздат, 1985.

Дополнительная

4. Егоров В. К., Проценко Е. Д. **Лабораторный практикум «Лазер на рубине»**. – М.: МИФИ, 2008.
5. **Quantum well lasers**. Edited by Peter S. Zory, Jr., Academic Press, 1993 (ISBN 0-12-781890-1).
6. **Fundamentals of photonics**. – Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich. – John Wiley & Sons, Inc. 1991 (ISBN 0-471-83965-5).
7. **Laser electronics**. Joseph T. Verdeyen. 3rd ed. – Prentice Hall, 1995 (ISBN 0-13-706666-X).
8. **Tunable Laser Diodes and Related Optical Sources**. Buus, J. Amann, M.-C. Blumenthal, D. J. – Wiley–IEEE Press, 2005.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	
Введение	4
1. Физические основы работы инжекционных лазеров	6
1.1. Способы накачки полупроводников	6
1.2. Рекомбинационное излучение в полупроводниках	7
1.3. Условия усиления света в полупроводнике	10
1.4. Полупроводниковые материалы для инжекционных лазеров	18
1.5. Прimitивный лазерный диод	21
1.6. Гетеролазеры	25
1.7. Лазеры с боковым электронным и оптическим ограничением	33
2. Излучательные характеристики инжекционных лазеров	35
2.1. Локальный коэффициент усиления	35
2.2. Спектр усиления	36
2.3. Пороговый ток	39
2.4. Зависимость порогового тока от температуры	40
2.5. Дифференциальная эффективность и КПД	41
2.6. Спектр генерации инжекционного лазера	42
2.7. Поперечные моды	46
2.8. Поляризация излучения	46
2.9. Расходимость излучения	47
2.10. Тепловое сопротивление	48
2.11. Перестройка частоты генерации инжекционного лазера	48
3. Современные типы инжекционных лазеров	53
3.1. Лазеры с квантово-размерными излучающими областями	53
3.2. Лазеры с распределенной обратной связью	54
3.3. Внешняя оптическая обратная связь	54
3.4. Лазеры с вертикальной поверхностно-излучающей структурой (VCSEL)	55
3.5. Важнейшие направления дальнейших исследований и разработок	56
ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	
Схема лабораторной установки	58
Порядок выполнения работы	60
Меры предосторожности	60
Ознакомление с установкой и образцами лазерных диодов	61
Подготовка к измерениям	62

Определение порога генерации.....	62
Измерения энергетических характеристик лазера в режиме генерации	66
Измерение спектральных характеристик лазера.....	68
Контрольные вопросы	73
Приложения	75
1. Спектры усиления и поглощения на прямых переходах в полупроводнике	75
2. Плотность состояний в сильно легированном полупроводнике.....	80
3. Плотность состояний в квантоворазмерных структурах	82
4. О многомодовой генерации ИЛ.....	85
5. Перестройка частоты генерации инжекционного лазера.....	86
6. Перестраиваемые инжекционные лазеры в спектроскопии атомов и молекул.....	91
7. Волноводные эффекты в гомоструктурах	92
8. Фактор оптического ограничения	94
9. Распределение поля в планарном волноводе	97
10. Халькогениды	102
11. Квантово-каскадные лазеры	103
12. Проблема лазера на кремнии.....	108
13. Одночастотные полупроводниковые лазеры	111
14. О динамической перестройке ИЛ. Модуляция на ВЧ и СВЧ	115
Список литературы	122

Редактор *Е.Н. Кочубей*

Подписано в печать 10.11.2008.

Объем 7,75 п.л.

Уч. изд. л. 7,75.

Изд. № 3/14.

Формат 60×84 1/16

Тираж 120 экз.

Заказ

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет). 115409, Москва, Каширское шоссе, 31.
Типография издательства «Гровант», г. Троицк Московской обл.