

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Кафедра прикладной физики

ИССЛЕДОВАНИЕ
ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИН-
ЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

Лабораторная работа

Составитель *А.Ю. Климчук*

МОСКВА
МФТИ
2014

УДК 621.382

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА: Лабораторная работа / сост. А.Ю. Климчук – М.: МФТИ, 2014. – 21 с.

Описание лабораторной работы предназначено для студентов старших курсов технических вузов и аспирантов, специализирующихся в области исследований свойств инжекционных полупроводниковых лазеров.

УДК 621.382

© Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Московский физико-технический институт
(государственный университет)», 2014

Содержание

Введение.....	4
1.1 Спонтанное и вынужденное излучение.....	4
1.2 Принцип работы полупроводниковых лазеров.....	5
1.3 Достаточное условие генерации.....	9
1.4 Лазер на гомопереходе.....	11
1.5 Лазеры на двойном гетеропереходе.....	13
1.6 Свойства диодных лазеров.....	14
1.7 Лазер с распределенной обратной связью.....	17
2.1 Экспериментальная установка.....	18
2.2 Порядок выполнения работы.....	19
2.3 Контрольные вопросы.....	20
Литература.....	21

Введение

Отличительной особенностью полупроводников, выделяющей их в отдельный класс материалов, является возможность управляемо изменять тип их электропроводности. При этом диапазон изменения удельного сопротивления может достигать двадцати и более порядков. Именно эта особенность привела к созданию р-п-перехода и развитию полупроводниковой электроники и микроэлектроники. Использование рассмотренных процессов излучательной рекомбинации в полупроводниках при инжекции неосновных носителей заряда через р-п-переход, позволило создать новый класс приборов — полупроводниковые инжекционные лазеры. Эти приборы наряду с фотодиодами являются теми элементами, на которых базируется современная оптоэлектроника. Области их применения весьма широки — от простейших световых индикаторов до волоконно-оптических линий связи сверхвысокой емкости и лазерных систем обработки информации. Их тиражи превышают миллионы при номенклатуре в несколько сотен модификаций. Обладая традиционными преимуществами полупроводниковых приборов: малыми габаритами, мгновенной готовностью к работе, низкими рабочими напряжениями, надежностью, совместимостью с интегральной полупроводниковой технологией, экономичностью и низкой стоимостью — инжекционные лазеры с высокой эффективностью преобразуют электрическую энергию (сигнал) в световую.

В настоящее время полупроводниковые лазеры используются также в медицине, в высокоточном газоанализе и в качестве источников накачки других лазеров.

1. Спонтанное и вынужденное излучение

Ключевым моментом для понимания работы любого лазера является процесс вынужденного излучения. Для описания процессов поглощения и излучения рассмотрим двухуровневую систему некоторого атома или молекулы данного вещества с энергиями соответственно E_1 и E_2 (Рис. 1). С точки зрения последующего рассмотрения это может быть любая пара из неограниченного набора состояний, характерной для данной системы. Примем уровень E_1 за основной. Предположим, что первоначально атом находится на уровне 2. Поскольку $E_2 > E_1$, то атом будет стремиться перейти в состояние 1. В результате такого перехода атом должен выделить энергию, равную разности $E_2 - E_1$, называемую энергией перехода. Когда эта энергия выделяется в виде электромагнитной волны, процесс называется спонтанным излучением (Рис. 1а). Отметим, что излучения фотона является для атома только одним из двух возможных способов перейти в основное состояние. Такой переход может произойти

также и без излучения фотона. В этом случае энергия перехода может перейти в кинетическую энергию окружающих атомов или молекул. Такой процесс называют безызлучательным переходом.

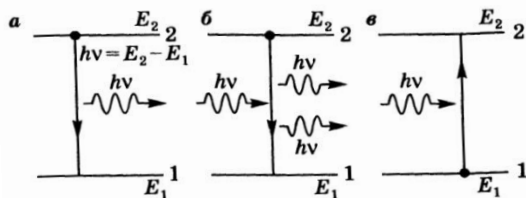


Рис. 1 Схематическая иллюстрация трех процессов: (а) спонтанного излучения, (б) вынужденного излучения, (в) поглощения

Предположим теперь, что атом первоначально находится в состоянии 2, и при этом на среду падает электромагнитная волна с частотой $\nu = \nu_0$, равной частоте волны, которая испускалась бы при спонтанном переходе $2 \rightarrow 1$. Поскольку частоты этих двух волн одинаковы, оказывается, что существует конечная вероятность того, что падающая волна вызовет переход атома из состояния 2 в состояние 1. В этом случае энергия перехода выделится в виде электромагнитного перехода, которое добавится к падающему излучению (Рис. 1б). В этом и заключается явление **вынужденного излучения**, иногда называемого также индуцированным излучением.

Между процессами спонтанного и вынужденного излучения существует принципиальное различие. В случае спонтанного излучения различные атомы испускают электромагнитные волны, никак не связанные по фазе друг с другом. Более того, каждая из этих волн может быть испущена в любом направлении. В случае же вынужденного излучения, поскольку этот процесс вызывается падающей электромагнитной волной, волна, испущенная любым из атомов добавляется к падающей, имею одинаковую с ней фазу и распространяясь в том же направлении.

Предположим теперь, что атом первоначально находится в состоянии 1. Если это состояние основное, то атом будет оставаться в нем до тех пор, пока не появится какое-либо действующее на него внешнее возмущение. Пусть на среду падает электромагнитная волна с частотой $\nu = \nu_0$. В этом случае существует конечная вероятность того, что атом перейдет в верхнее состояние 2 (Рис. 1в). Энергия, которая потребуется атому, чтобы осуществить переход, будет при этом заимствована из энергии падающей электромагнитной волны. В этом заключается процесс **поглощения**.

2. Принцип работы полупроводниковых лазеров.

Принцип действия полупроводниковых лазеров можно достаточно просто объяснить с помощью Рис. 2, где изображены валентная зона и

зона проводимости полупроводника, разделенные энергетической щелью E_g (запрещенная зона).

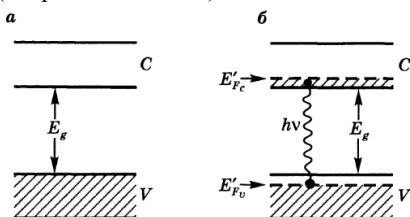


Рис. 2 Принцип работы полупроводникового лазера

ские состояния лежащие в заштрихованной области, полностью заполнены электронами). Предположим теперь, что некоторые электроны из валентной зоны перешли в зону проводимости посредством любого подходящего механизма накачки. Через очень короткое время (~ 1 пс) электроны в зоне проводимости переходят на самые нижние незанятые уровни этой зоны, тогда как электроны, находящиеся в верхней части валентной зоны, также переходят на самые нижние уровни валентной зоны, оставляя, таким образом, «дырки» в верхней части этой зоны (Рис. 2б).

Далее для понимания процессов усиления в полупроводнике необходимо ввести понятия уровня (или энергии) Ферми.

Согласно принципу Паули, в каждом квантовом состоянии может находиться либо один электрон, либо ни одного. Соответствующая формула называется распределением Ферми–Дирака или функцией Ферми:

$$n(E_i) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - \mu}{kT}\right) + 1} \quad (1),$$

Здесь T – абсолютная температура; μ — некий нормировочный параметр, имеющий размерность энергии и называемый химическим потенциалом (электрохимическим потенциалом, уровнем Ферми, энергией Ферми); $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К = постоянная Больцмана.

В разных источниках приведены различные определения физического смысла распределения Ферми. Приведем здесь наиболее распространенные из них:

1. Это вероятность обнаружить электрон в квантовом состоянии с энергией (E_i) при температуре системы T .
2. Это среднее (по времени) число электронов в одном квантовом состоянии с энергией (E_i) при температуре системы T .

Данные определения с точки зрения статистической физики равноправны.

Для простоты для начала предположим, что полупроводник находится при температуре $T=0$ К. Тогда для невырожденного полупроводника валентная зона будет полностью заполнена электронами, в то время как зона проводимости будет совершенно пуста (см. Рис. 2а, на котором энергетиче-

В статистической физике доказывается, что уровень Ферми обладает важным свойством. Если система находится в тепловом равновесии и состоит из нескольких подсистем, то все уровни Ферми, вычисленные для каждой из подсистем, совпадают.

Если же система состоит из электронов, обладающих отрицательным зарядом $-e$, и при этом между двумя подсистемами (телами) приложено внешнее напряжение V , то вся система энергетических уровней (и уровень Ферми в том числе) тела, связанного с плюсом источника напряжения, понижается, а вся система энергетических уровней (и уровень Ферми в том числе) другого тела — повышается. При этом уровни Ферми первого и второго тела уже не совпадают, а отличаются на величину eV .

Определим, при каких условиях можно получить усиление в полупроводнике за счет вынужденного рекомбинационного излучения. Рассмотрим для этого систему из двух квантовых состояний, входящих в различные энергетические зоны: состояние 1 — в валентной зоне и состояние 2 — в зоне проводимости. Переходы между этими двумя уровнями будут сопровождаться излучением и поглощением энергии на частоте $\omega = \frac{E_2 - E_1}{h}$. Для упрощения задачи будем полагать, что энергетическая плотность квантовых состояний в зонах постоянна. Тогда среднее число электронов в состояниях 1 и 2 определяется значениями функций Ферми $n = n(E_1 \leq E_v)$ и $n = n(E_2 \geq E_c)$.

Количество переходов с излучением энергии пропорционально числу электронов в верхнем состоянии $n(E_2)$ и числу свободных мест (свободных валентных связей), т.е. дырок в нижнем состоянии $[1 - n(E_1)]$. Энергия, выделенная квантовой системой, пропорциональна их произведению $n(E_2)[1 - n(E_1)]$.

Количество переходов с поглощением энергии соответственно будет определяться числом электронов в нижнем состоянии и числом свободных состояний в верхнем состоянии в зоне проводимости. Поглощаемая энергия определяется величиной $n(E_1)[1 - n(E_2)]$

Общая энергия, которую отдает квантовая система внешнему электромагнитному полю в результате актов индуцированного излучения и поглощения, пропорциональна следующей величине:

$$W \sim B_{21}n(E_2)[1 - n(E_1)] - B_{12}n(E_1)[1 - n(E_2)]$$

где B_{12} и B_{21} — эйнштейновские коэффициенты вынужденного испускания и поглощения.

Учитывая, что $B_{12} = B_{21}$, получим

$$W \sim B_{21}(n(E_2) - n(E_1)) \quad (2)$$

Из соотношения (2) следует, что усиление излучения возможно при выполнении условия:

$$n(E_2 \geq E_c) \geq n(E_1 \leq E_v) \quad (3)$$

Условие (3) показывает, что усиление излучения полупроводниковой средой возможно лишь в случае *инверсной населенности*.

В равновесном состоянии условие (3) не выполняется. Чтобы обеспечить условие усиления, необходимо возбудить полупроводник, создать в зоне проводимости и в валентной зоне избыточную, неравновесную концентрацию носителей зарядов. Неравновесные носители, взаимодействуя с решеткой, преимущественно занимают энергетические уровни вблизи границ зон. Среднее число электронов в квантовых состояниях в зоне проводимости возрастает, а в валентной зоне уменьшается, потому что у потолка валентной зоны скапливаются дырки.

Время релаксации в зоне проводимости и валентной зоне на два-три порядка меньше времени жизни электрона в возбужденном состоянии. Поэтому в одной и той же точке полупроводника неравновесные носители в обеих зонах успевают достичь теплового равновесия с решеткой значительно раньше, чем установится равновесие во всей системе, и восстановится равновесная концентрация электронов и дырок. Образно говоря, электроны и дырки успевают заключить "сепаратный мир с решеткой", но не мир между собой. Система "распадается" на две подсистемы, находящиеся в одной и той же точке пространства, но разделенные по шкале энергий. В каждой отдельной зоне носители распределяются по энергетическим уровням в соответствии с функцией (распределением) Ферми, но параметр распределения, уровень Ферми, будет определяться уже числом носителей в данной зоне и будет для каждой зоны своим.

Такой уровень Ферми для подсистемы называется квазиуровнем Ферми. Так как в зоне проводимости неравновесными носителями будут электроны, то таким образом введенный квазиуровень Ферми μ_e называется электронным. Соответственно в валентной зоне распределение неравновесных дырок будет описываться дырочным квазиуровнем Ферми μ_h . Квазиуровни μ_e и μ_h отличаются от уровня Ферми μ , который один описывал всю систему, т.е. равновесное распределение и электронов в зоне проводимости, и дырок в валентной зоне. Если возбуждение снять, то с течением времени μ_e и μ_h будут стремиться друг к другу и сольются в единый уровень Ферми μ . Подчеркнем, что эти квазиуровни надо рассматривать в одной и той же точке пространства. Введение квазиуровней позволяет сохранить вид функций распределения для электронов и дырок, при этом из условия (3) получим

$$\frac{1}{\exp\left(\frac{E_C - \mu_e}{kT}\right) + 1} > \frac{1}{\exp\left(\frac{E_V - \mu_h}{kT}\right) + 1} \quad (4)$$

Или при $\hbar\omega = E_C - E_V = E_G$,

$$\mu_e - \mu_h > \hbar\omega \quad (5).$$

Условие (5) является необходимым условием создания инверсной населенности. То есть разность квазиуровней Ферми для электронов и

дырок должна превышать энергию фотонов, возникающих при стимулированном излучении, или, что то же самое, быть больше ширины запрещенной зоны полупроводника.

При $\mu_e - \mu_h > \hbar\omega$ происходит накопление электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, вследствие чего вероятность стимулированного излучения начинает преобладать над вероятностью спонтанных и поглощающих процессов.

Приведенные положения имеют самый общий характер – неравновесное состояние, в частности инверсная населенность, может быть у полупроводников как собственных, так и несобственных.

Накачку полупроводникового лазера можно получить несколькими способами, например, за счет поперечного или продольного возбуждения в объеме полупроводника пучком другого лазера или с помощью внешнего электронного пучка. Однако наиболее распространенным способом накачки является использование полупроводникового лазера, включенного по схеме диода, с возбуждением электрическим током, протекающим в прямом направлении p - n перехода.

Лазерная генерация в полупроводнике была впервые получена в 1962 году на диоде с p - n переходом. Демонстрация генерации проводилась почти одновременно несколькими группами ученых. Приборы, разработанные на ранней стадии исследований полупроводниковых лазеров, были сделаны с использованием одного и того же материала с обеих сторон p - n перехода и, таким образом, относились к лазерам на гомопереходах. Лазер на гомопереходе теперь имеет лишь историческое значение, с тех пор как он был заменен лазером на двойном гетеропереходе, в котором активная среда располагается между материалами p и n типа, отличающимися от материала активной среды. На самом деле, лазеры на гомопереходах в непрерывном режиме могли работать только при криогенных температурах (77K), тогда как работа полупроводникового лазера при комнатной температуре стала возможна только после открытия полупроводниковых гетероструктур, которое произошло через семь лет после изобретения лазера на гомопереходе (1969 г.) и позволило в наши дни использовать полупроводниковые лазеры в самых различных областях.

3. Достаточное условие генерации

Как и обычный лазер, полупроводниковый представляет собой активную среду между зеркалами с коэффициентами отражения R_1 и R_2 . Электромагнитная волна распространяется в активной среде, усиливаясь и испытывая потери, падает на зеркало, частично отражается и распространяется ко второму зеркалу. Если условия в активном слое таковы, что по-

сле прохождения волны между зеркалами она возвращается в исходную точку с увеличенной интенсивностью, т.е. усиленной, то генерация возможна; если же ослабленной, то после нескольких проходов волна затухает и генерация невозможна.

Нетрудно показать, что изменение интенсивности света при распространении его в среде с постоянным распределением потерь и усиления описывается экспоненциальным законом:

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (6).$$

Поэтому выражение для генерации (условие того, что волна возвращается в исходную точку без изменения в интенсивности) имеет вид

$$I_0 = I_0 R_1 R_2 \exp(2gL - 2\alpha L) \quad (7),$$

где g – коэффициент усиления в среде,

α – коэффициент поглощения,

L – расстояние между зеркалами.

$$\text{Или } g = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (8).$$

Правая часть (8) определяет потери, которые испытывает световая волна при распространении в активном слое. Эти потери можно разделить на два типа:

1) потери в активном слое – поглощение на свободных носителях, на дефектах материала и т.д.

2) дифракционные потери как при распространении света в среде, так и при отражении от зеркал.

В полупроводниковом инжекционном лазере среда становится активной за счет инжекции лишних, неравновесных носителей (электронов и дырок) через гомопереход или через один либо два гетероперехода. Необходимому условию $\mu_e - \mu_h > \hbar\omega$ будут соответствовать необходимые концентрации электронов и дырок, которые обеспечиваются при некоторой величине плотности тока j_0 , протекающей через лазер. При дальнейшем увеличении плотности тока разница $j - j_0$ будет давать вклад в усиление. Результаты теоретических и экспериментальных исследований показали, что зависимость коэффициента усиления в среде g от плотности тока накачки j дается выражением

$$g = \beta(j - j_0) \quad (9),$$

где β – коэффициент усиления по току, j_0 – некоторая постоянная величина (плотность тока инверсии) – характеризует ток, необходимый для создания инверсной населенности. Величина β зависит от того, какая часть носителей дает вклад в усиление. Дело в том, что не все носители, попав в активную область, успевают в нем прорекомбинировать, и часть их вследствие дрейфа уходит из активного слоя. Этому уходу могут препятствовать потенциальные барьеры на границах контакта полупроводниковых слоев.

Однако условие $g \geq 0$, вообще говоря, недостаточно для возникновения генерации. Как видно из (8), пороговый ток генерации должен удовлетворять соотношению

$$j_{\text{пор}} = j_0 + \frac{\alpha}{\beta} + \frac{1}{2\beta L} \ln \frac{1}{2R_1 R_2} \quad (10)$$

Для того, чтобы понять, почему в гетеролазерах удалось более чем на два порядка снизить $j_{\text{пор}}$ по сравнению с гомолазером, надо подробнее рассмотреть процесс инжекции носителей через эти переходы.

4. Лазер на гомопереходе.

В лазере на гомопереходе накачка осуществляется в области р-п перехода, где участки р и п типа, выполненные из одного и того же материала являются вырожденными полупроводниками. Это означает, что концентрации доноров и акцепторов здесь настолько велики, что уровни Ферми попадают в валентную зону для р типа и в зону проводимости для п типа.

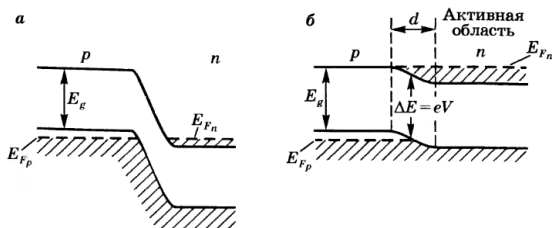


Рис. 3 Зонная диаграмма р-п перехода в отсутствие напряжения смещения (а), при прямом направлении (б)

Когда прикладывается прямое напряжение смещения V , два уровня Ферми становятся разделенными промежутком $\Delta E = eV$, см. Рис. 3б. Из этого рисунка видно, что в области перехода электроны инжектированы в зону проводимости (из п типа), в то время как дырки инжектированы в валентную зону (из р области). Таким образом, при подходящем значении плотности тока может быть достигнуто пороговое условие генерации.

Одно из главных ограничений для таких устройств обусловлено очень маленьким потенциальным барьером, который встречается на пути электрона зона проводимости, когда последний достигает области р типа в переходе. После чего данный электрон может проникнуть в материал р типа, где он становится неосновным носителем, рекомбинируя с дыркой. Глубина проникновения электрона d , согласно теории диффузии, дается

Когда переход сформирован, а напряжение смещения еще не приложено, структура энергетических зон будет иметь вид, как показано на Рис. 3а, где оба уровня Ферми имеют одинаковую энергию, т.е. лежат на одной горизонтальной оси.

выражением $d = \sqrt{D\tau}$, где D – коэффициент диффузии и τ – среднее время жизни до рекомбинации. Для материала GaAs имеем $D = 10 \text{ см}^2/\text{с}$ и $\tau = 3 \text{ нс}$, так что глубина d составляет примерно 1 мкм, а это означает, что активная область является достаточно толстой и ограничена скорее длиной диффузии, чем толщиной обедненного слоя ($\sim 0,1 \text{ мкм}$).

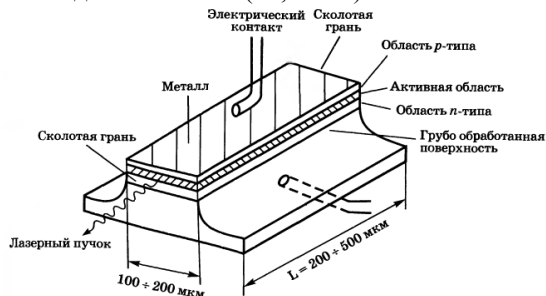


Рис. 4 Стандартный полупроводниковый лазер на гомопереходе

Типичная конфигурация лазера на p-n-переходе показана на Рис. 4, где заштрихованная область соответствует активной области. Из рисунка видно, что размеры диода очень малы (несколько сотен микрон). Чтобы обеспечить обратную связь в резонаторе, необходимую для лазерной генерации, торцы полупроводникового кристалла изготавливаются параллельными друг другу, обычно это осуществляется скалыванием вдоль плоскостей кристалла. Зачастую на торцы полупроводникового кристалла не наносятся какие-либо отражающие покрытия, поскольку показатель преломления очень велик (например $n = 3.6$ для GaAs) и на границе раздела полупроводник-воздух, вследствие френелевского отражения ($\sim 32\%$ для GaAs). Как уже отмечалось выше, толщина активной области в направлении, перпендикулярном p-n-переходу, составляет $\approx 1 \text{ мкм}$. Тем не менее, из-за дифракции излучения поперечный размер лазерного пучка в этом направлении оказывается значительно больше, чем сама активная область ($\approx 5 \text{ мкм}$).

При комнатной температуре лазеры на гомопереходах обладают очень большой пороговой плотностью тока ($J_{th} \approx 105 \text{ А/см}^2$), которая препятствует получению непрерывного режима генерации лазеры при таких температурных условиях (без разрушения кристалла за очень короткое время). Столь высокое пороговое значение обусловлено двумя основными причинами:

Толщина активной области ($d \approx 1 \text{ мкм}$) весьма велика, и пороговый ток, будучи пропорциональным объему активной среды, пропорционален и ее толщине.

Лазерный пучок, обладая сравнительно большим поперечным раз-

мером, проникает в р-п- область достаточно глубоко, где он претерпевает сильное поглощение.

В силу этих причин лазеры на гомопереходах могут работать в непрерывном режиме только при криогенных температурах (обычно при температуре жидкого азота 77К).

5. Лазеры на двойном гетеропереходе.

Ограничения, описанные в предыдущем разделе, сдерживали широкое применение полупроводниковых приборов до тех пор, пока не были предложены вначале лазеры на одинарных гетеропереходах, а вскоре после этого – лазеры на двойных гетеропереходах (ДГ-лазеры). В данном разделе наше внимание будет обращено на последний тип лазеров, поскольку именно они наиболее широко используются в наши дни.

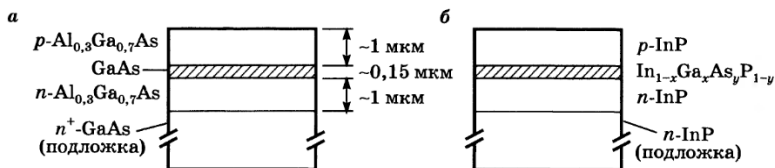


Рис. 5 Схематическое представление двойной гетероструктуры, в которой активная среда (заштрихованная область) состоит из материала GaAs (а) или InGaAsP (б)

На Рис. Приведены два примера лазера на двойном гетеропереходе, где активная среда представляет собой тонкий слой (0,1-0,2) мкм материала GaAs или четверного сплава InGaAsP. Для обоих обсуждаемых случаев р- и п- области выполнены из материалов $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ и InP соответственно. При оптимизации пороговая плотность тока при комнатной температуре в такой диодной структуре может быть уменьшена практически на два порядка (т.е. до 10^3 А/см^2), что позволяет без труда осуществить непрерывную генерацию при комнатной температуре. Значительное уменьшение пороговой плотности тока происходит благодаря совместному действию трех следующих факторов:

1. Показатель преломления активного слоя n_1 (например, $n_1 = 3.6$ для GaAs) значительно больше, чем показатель преломления n_2 внешних слоев р- и п- типа ($n_2 = 3,4$ для $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$), что приводит к образованию оптической

волноводной структуры (Рис. 6а). Это означает, что теперь лазерный пучок будет сосредоточен главным образом в активном слое GaAs, т.е. в области, в которой имеется *локализация фотонов* (Рис. 6б).

2. Ширина запрещенной зоны E_{g1} активной области (например $E_{g1} \approx 1,5$ эВ в GaAs) значительно меньше ширины запрещенной зоны внешних слоев E_{g2} ($E_{g2} \approx 1,8$ эВ для $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$). Поэтому на обоих переходах образуются энергетические барьеры, которые эффективно инжектированные электроны и дырки в активном слое (*локализация носителей*, Рис. 7в). Таким образом, для данной плотности тока концентрация дырок и электронов в активной области увеличивается и, как следствие, возрастает усиление.

3. Поскольку E_{g2} значительно больше, чем E_{g1} , краевые области лазерного пучка с частотой $\nu \approx E_{g1} / h$ значительно меньше поглощаются во внешних слоях, и потери в данном случае обусловлены только свободными носителями.

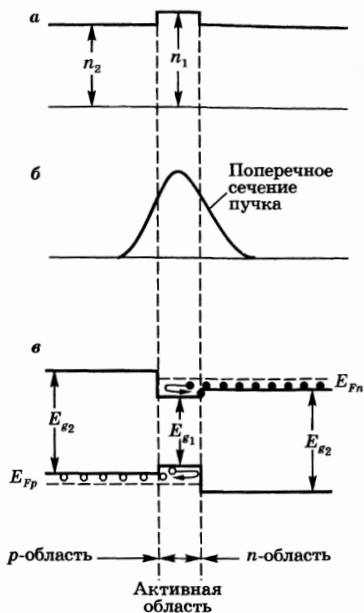


Рис. 6 (а) Профиль показателя преломления (б) поперечное сечение пучка (в) зонная структура (схематично) полупроводникового лазера на двойном гетеропереходе

6. Свойства лазерных диодов

Теперь можем рассмотреть некоторые свойства выходного пучка, а именно: выходную мощность, расходимость пучка и его спектральный состав. На Рис. 7 Представлен график зависимости выходной мощности от тока накачки при различных значениях температуры.

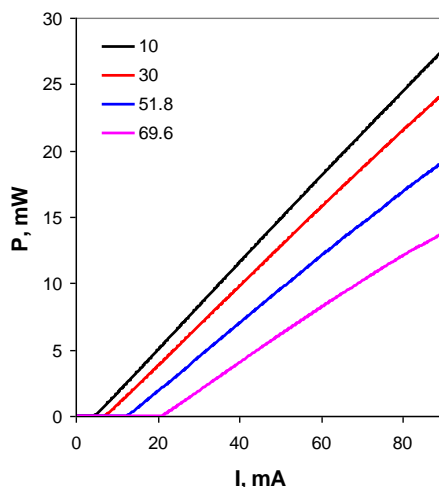


Рис. 7 Ватт-амперные характеристики диодного лазера при различных температурах активной области

Из Рис. Видно, что величина порогового тока I_{th} резко возрастает с ростом температуры. Эмпирически было показано, что для большинства лазерных диодов эта зависимость подчиняется закону $I_{th} \propto \exp(T/T_0)$, где T_0 – характерная температура, зависящая от параметров того или иного лазерного диода, и значение которой является мерой качества диода. Чем больше параметр T_0 , тем в меньшей степени величина I_{th} чувствительна к температуре. Для случая, изображенного на Рис. 8, $T_0 \approx 39^\circ\text{C}$.

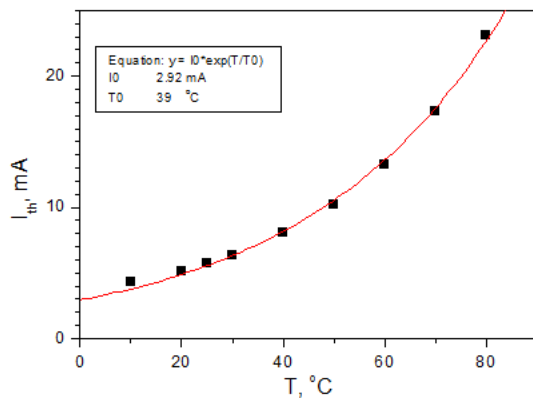


Рис. 8 Зависимость порогового тока от температуры

Для описания зависимости выходной световой мощности излучения P от тока накачки I пользуются понятием дифференциальной квантовой эффективности, определяемой как

$$\eta_{\text{диф}} = \frac{\Delta N_{\text{ф}}}{\Delta N_{\text{эл}}} 100\% \quad (11).$$

Здесь $\Delta N_{\text{ф}}$ – число фотонов, возникающих в результате стимулированного излучения; $\Delta N_{\text{эл}}$ – число электронно-дырочных пар, инжектированных в активный слой.

Ясно, что предельное значение равно 100%, т.е. когда в каждом рекомбинационном акте рождается один стимулированный фотон. После достижения порога генерации мощность излучения диодного лазера начинает линейно расти с током, и величина $\eta_{\text{диф}}$ определяется как волноводами, так и энергетическими характеристиками активного слоя. Для гомолазеров величина $\eta_{\text{диф}}$ низка ($\eta_{\text{диф}} \approx 10\%$); для ИПЛ–ОГС значительно выше ($\eta_{\text{диф}} \approx 60\%$), в ИПЛ–ДГС величина $\eta_{\text{диф}}$ достигает 80-90%. Следовательно, в настоящий момент полупроводниковые лазеры являются наиболее эффективными из всех известных типов лазеров.

Нетрудно показать, что

$$\eta_{\text{диф}} = \frac{\Delta P}{E_g \Delta I} 100\% \quad (12).$$

Здесь E_g – ширина запрещенной, e – заряд электрона. Таким образом, $\eta_{\text{диф}}$ падает с увеличением температуры кристалла.

На Рис. 9 Представлен типичный спектр излучения диодного лазера, в котором оптическая обратная связь обеспечивается за счет отражения на торцевых зеркалах. Равноудаленные пики на графиках соответствуют различным продольным модам резонатора Фабри-Перо. Из этого рисунка можно сделать 2 вывода:

1. Относительная спектральная ширина достаточно мала ($\Delta \nu / \nu \sim 10^{-3}$).

2. Абсолютное значение ширины линии $\Delta \nu \sim 400$ ГГц оказывается достаточно большим, что является серьезной проблемой, в частности, в устройстве оптической связи вследствие хроматической дисперсии оптического волокна. Чтобы обеспечить много меньшую ширину линии можно использовать лазер с распределенной обратной связью.

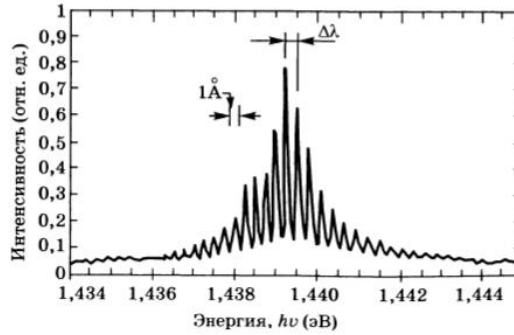


Рис. 9 Спектр излучения диодного лазера

7. Лазер с распределенной обратной связью.

Лазер с распределенной обратной связью (РОС-лазер) состоит из активной среды, в которой в одном из внешних слоев, образующем часть гетероструктуры, выполнена структура с периодически меняющейся толщиной (структура с гофрированной поверхностью). Схематический пример

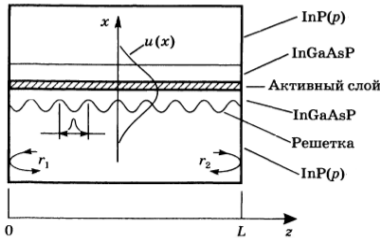


Рис. 10 Схема РОС-лазера

преломления InGaAsP внешних слоев оказывается больше, чем показатель преломления InP слоев p- и n- типа, электрическое поле генерируемой моды будет «видеть» эффективный показатель преломления $n_{eff}(z) = \langle n(x, z) \rangle_x$, который зависит от продольной координаты z . В предыдущем выражении запись $\langle \rangle_x$ означает пространственное усреднение (с соответствующим весовым коэффициентом) по координате x , перпендикулярной переходу, причем вес определяется поперечным распределением интенсивности пучка $|U(x)|^2$. Теперь предположим, что $n_{eff}(z)$ является периодической функцией координаты z , т.е.

$$n_{eff}(z) = n_0 + n_1 \sin\left[\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) + \varphi\right] \quad (13),$$

РОС-лазера, работающего на длине волны 1550 нм, приведен на Рис. 10, где активный слой из материала InGaAsP (1550 нм) расположен между двумя внешними слоями InGaAsP (1300 нм), при чем один слоев выполнен в виде гофрированной структуры. Поскольку показатель

Где Λ – пространственный период гофрированной структуры. Согласно теории Брегга о рассеянии света на периодических структурах, прямой и обратный пучки РОС-лазера будут эффективно согласовываться друг с другом (т.е. складываться в фазе), если длина волны излучения в свободном пространстве будет удовлетворять условию:

$$\lambda = \lambda_B = 2\langle n_{eff} \rangle \Lambda. \quad (14)$$

Учитывая, что показатель преломления среды зависит от температуры, получаем

Лабораторная работа

1. Экспериментальная установка

Блок-схема экспериментальной установки представлена на Рис. 11.



Рис. 11 Блок-схема установки

В лабораторной работе используется диодный лазер с распределенной обратной связью на длине волны излучения 1550 нм с волоконным выводом излучения. Для ослабления падающего на фотодетектор излучения используется оптический аттенюатор на 10 dB. В качестве фотодетектора используется *p-i-n* диод, сигнал которого усиливается с помощью предусилителя с сопротивлением обратной связи 2 кОм.

Управление лазером и обработка сигнала осуществляется с помощью компьютера. Интерфейс программы представлен на Рис. 12. На лазер подаются импульсы тока накачки трапецевидной формы, параметры которых задаются встроенными контроллерами.

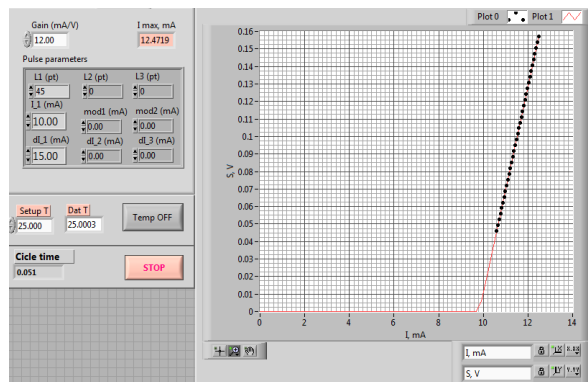


Рис. 12 Интерфейс программы DL TEST

На графике представлена зависимость сигнала фотодиода от тока накачки диодного лазера. Фототок приемника связан с напряжением на предусилителе законом Ома, а фототок пропорционален мощности диодного лазера:

$$I = A P, \quad (15)$$

Где A – ватт-амперная характеристика фотодиода, которая для длины волны излучения 1550 нм равна 0,95 A/Wm.

2. Порядок выполнения работы

1. Включить электронику.
2. Запустить программу DL TEST, интерфейс которой представлен на Рис. 12.
3. Для различных значений температуры диодного лазера записать зависимость выходного сигнала от тока накачки лазера.
4. Построить ватт-амперные характеристики лазера для различных температур.
5. Построить зависимость порогового тока накачки лазера от температуры. Определить параметр T_0 .
6. Построить зависимость $\eta_{\text{диф}}$ от температуры диодного лазера.
7. Определить температуру активной области, при которой прекращается лазерная генерация.

Контрольные вопросы

1. На рис. 3б данного описания приведена энергетическая схема работы гомолазера. Как расположены в этом случае квазиуровни Ферми, электронный и дырочный?
2. Почему для нахождения полного тока через ИПЛ необходимо сложить электронную и дырочную составляющие тока, а для вычисления тока генерации в ИПЛ достаточно взять одну из двух составляющих (дырочную или электронную) текущего тока?
3. Какие физические процессы приводят к образованию потенциального барьера на границе p – n -перехода?
4. Что такое квазиуровень Ферми? В чем отличие электронного и дырочного квазиуровней от уровней Ферми полупроводников n - и p -типа?
5. Нарисовать зависимость от координаты x полного, электронного и дырочного токов через p – n -гомопереход.
6. Необходимые и достаточные условия достижения порога генерации в инжекционном лазере.
7. Вывести выражение для дифференциальной квантовой эффективности.
8. Вывести формулу, описывающую расстояние между модами резонатора Фабри–Перо с учетом дисперсии показателя преломления.
9. Как изменяется длина волны генерации с температурой?

Литература

1. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. – М.: Мир, 1984.
2. *Звелто О.* Принципы лазеров – Лань, 2008.
3. *Елисеев П.Г.* Введение в физику инжекционных лазеров. – М. :Наука, 1983.