

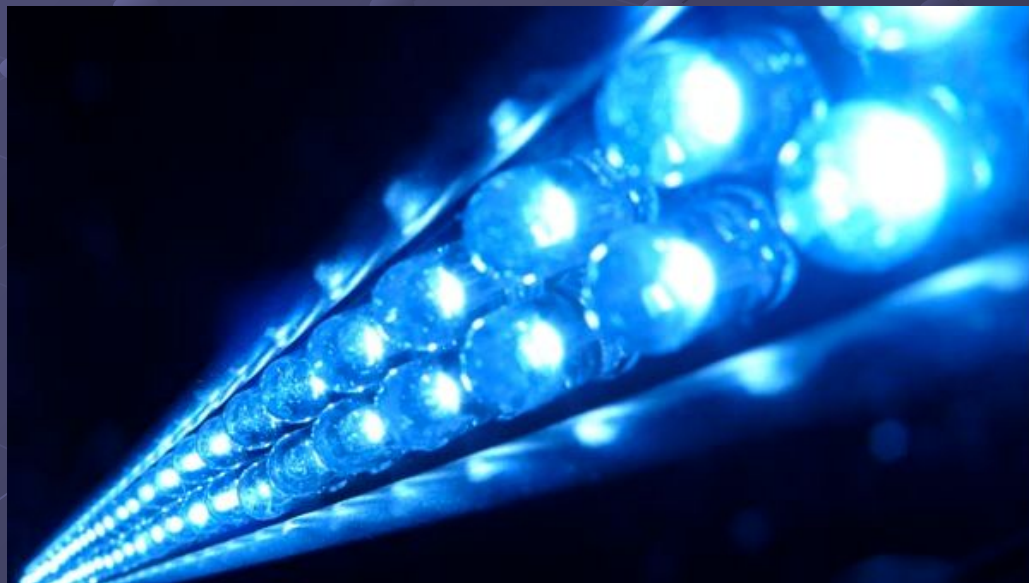
Светодиоды и полупроводниковые лазеры.

Авторы:
Арикайнен А.И.
Рышкин В.М.
Чогин И.Н.

Введение

Светодиодом, или излучающим диодом, называют полупроводниковый прибор на базе р-п или гетероперехода, излучающий кванты света при протекании через него прямого тока.

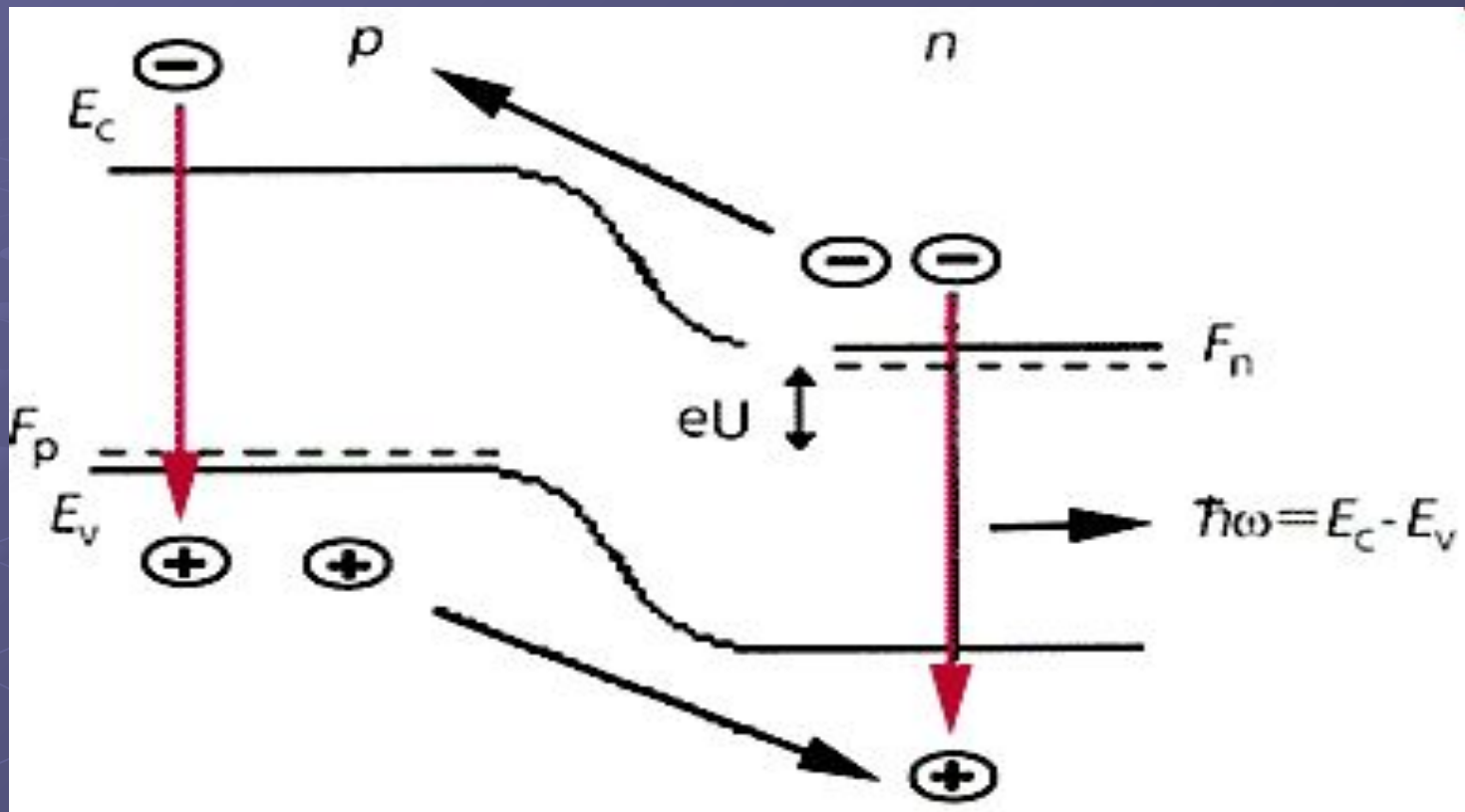
По характеристике излучения излучающие диоды можно разделить на две группы: с излучением в видимой части спектра (*светодиоды*) и инфракрасной - *диоды ИК-излучения*.



Принцип действия светодиода.

- Если в образце создан $p-n$ переход, т.е. граница между областями с дырочной (p -) и электронной (n -) проводимостью, то при положительной полярности внешнего источника тока на контакте к p -области (и отрицательной - на контакте к n -области) потенциальный барьер в $p-n$ переходе понижается и электроны из n -области инжектируются в p -область, а дырки из p -области - в n -область.
- Инжектированные электроны и дырки рекомбинируют, передавая свою энергию либо квантам света $h\nu$ (излучательная рекомбинация), либо, через дефекты и примеси, - тепловым колебаниям решетки (безызлучательная рекомбинация). Вероятность излучательной рекомбинации пропорциональна концентрации электронно-дырочных пар, поэтому наряду с повышением концентраций основных носителей в p - и n -областях желательно уменьшать толщину активной области, в которой идет рекомбинация. Но в обычных $p-n$ переходах эта толщина не может быть меньше диффузионной длины - среднего расстояния, на которое диффундируют инжектированные носители заряда, пока не рекомбинируют.

Принцип действия светодиода.

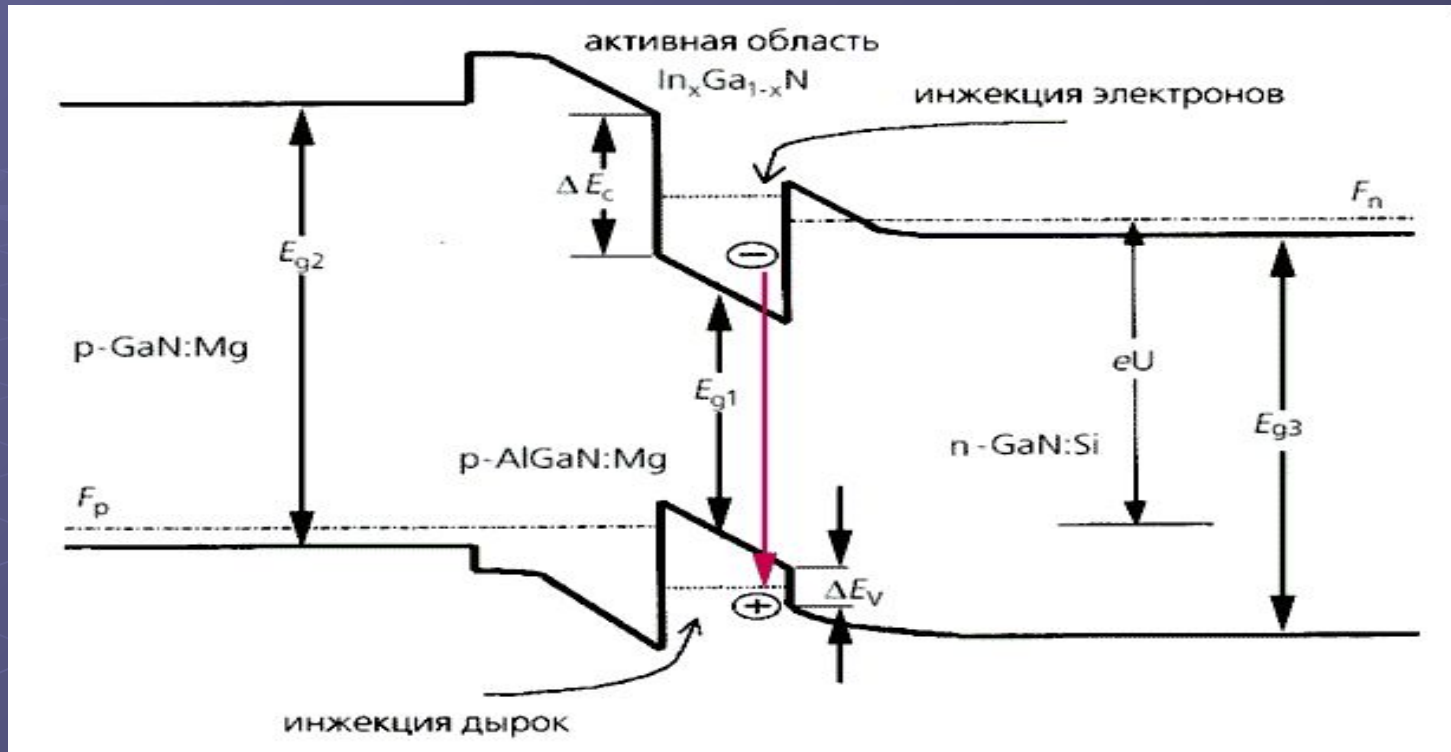


Энергетическая диаграмма обычного (гомогенного) p - n перехода в полупроводнике при прямом смещении U . Черными стрелками показана инжекция электронов и дырок; цветными - рекомбинация электрона и дырки. В отсутствие смещения ($U = 0$) уровень Ферми (штриховые прямые) одинаков во всем переходе $F_p = F_n$, и барьеры для основных носителей выше, чем при прямом включении p - n перехода, когда уровни раздвигаются на величину $eU = F_n - F_p$.

Светодиод на основе гетероперехода.

- Для решения задачи ограничения активной области рекомбинации были предложены и практически изготовлены гетероструктуры, сначала на основе GaAs и его твердых растворов типа AlGaAs, а затем и на основе других полупроводниковых соединений. В гетероструктурах толщина активной области рекомбинации может быть много меньше диффузионной длины.
- Рассмотрим энергетическую диаграмму гетероструктуры, в которой между внешними p - и n -областями полупроводника с большими величинами ширины запрещенной зоны E_{g2} , E_{g3} расположен тонкий слой с меньшей шириной E_{g1} . Толщину этого слоя d можно сделать очень малой, порядка сотен или даже десятков атомных слоев. Помимо потенциального барьера обычного p - n перехода на гетерограницах слоя образуются потенциальные барьеры для электронов ΔE_c и дырок ΔE_v . Если приложить к переходу прямое смещение, возникнет инжекция электронов и дырок с обеих сторон в узкозонный слой. Электроны будут стремиться занять положения с наименьшей энергией, спускаясь на дно потенциальной ямы в слое, дырки устремятся вверх - к краю валентной зоны в слое, где минимальны их энергии.

Светодиод на основе гетероперехода.



Энергетическая диаграмма p - n гетероструктуры типа $\text{InGaN}/\text{AlGaN}/\text{GaN}$ при прямом смещении U . Черными стрелками показана инжекция электронов и дырок в активную область p - n гетероструктуры. Попадая в узкие и достаточно глубокие ямы, электроны и дырки оказываются запертыми в них. Если активный слой (с узкой запрещенной зоной E_{g1}) содержит малое количество дефектов, электронно-дырочные пары рекомбинируют с излучением кванта E_{g1} (цветная стрелка).

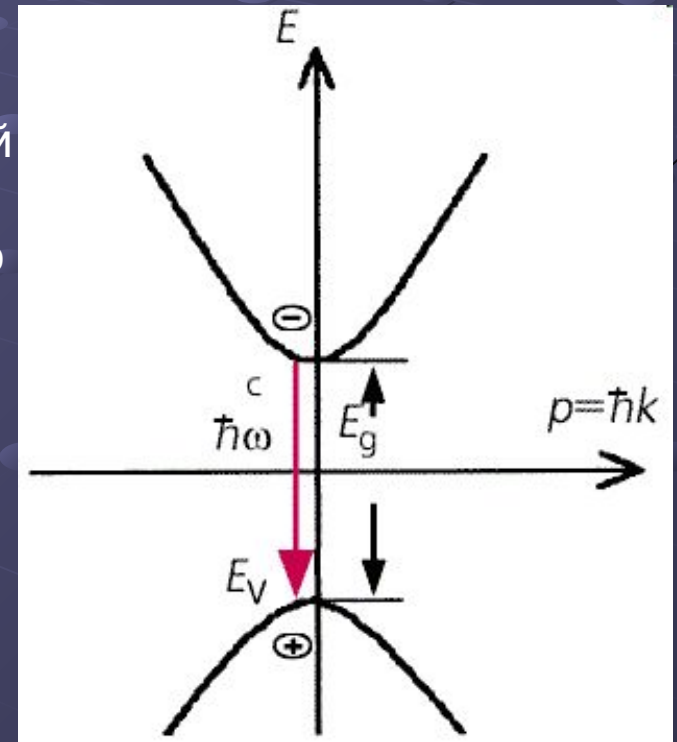
Светодиод на основе гетероперехода.

Широкозонные внешние части гетероперехода можно сильно легировать с обеих сторон, добиваясь больших концентраций в них равновесных носителей. И тогда, даже не легируя активную узкозонную область примесями, удастся достичь при инжекции значительных концентраций неравновесных электронно-дырочных пар в слое. Отказ от легирования активной области принципиально важен, поскольку атомы примеси, как уже говорилось, могут служить центрами безызлучательной рекомбинации. Попав в яму, инжектированные электроны наталкиваются на потенциальный барьер ΔE_c , дырки - на барьер ΔE_v , поэтому и те, и другие перестают диффундировать дальше и рекомбинируют в тонком активном слое с испусканием фотонов.

Максимальная эффективность излучения

Для достижения максимальной эффективности излучения, необходимо соблюдение следующих условий:

- Закона сохранения энергии при переходе электронов из зоны проводимости в валентную зону. Для этого E_g в активной области диода должна быть близка к нужной энергии квантов излучения.
- Закона сохранения импульса. Это возможно только у прямозонных полупроводников, у которых максимум валентной зоны располагается под минимумом зоны проводимости (т.е электроны имеют одинаковые квазиимпульсы).
- Также кристалл полупроводника и границы между разными слоями должен быть по возможности бездефектным, т.к. дефекты тоже порождают рекомбинацию без излучения.



Максимальная эффективность излучения

- Т.о. для прямозонных полупроводников квазиимпульс при межзонных переходах сохраняется, и эти переходы характеризуются высокой степенью вероятности. При этом энергия фотона приблизительно равна ширине запрещённой зоны полупроводника. В прямозонных материалах процесс излучательной рекомбинации является доминирующим. Вероятность излучательной рекомбинации в узкозонном слое характеризуется внутренним квантовым выходом излучения η_i (число излучаемых фотонов на одну электронно-дырочную пару). Для практики, однако, важнее внешний квантовый выход излучения η_e - отношение числа излучаемых во внешнюю среду квантов света к числу электронно-дырочных пар, пересекающих *p-n* переход. Он характеризует преобразование электрической энергии в световую и, помимо внутреннего квантового выхода (η_i), учитывает коэффициент инжекции пар в активную область (γ) и коэффициент вывода света во внешнюю среду (η_o): $\eta_e = \gamma * \eta_i * \eta_o$.
- Также η_e светодиода ограничивается еще и потерями на джоулево тепло, поэтому сопротивление всех областей структуры и омических контактов на выводах должно быть малым. Восприятие же излучения человеком выдвигает свои требования к световым и спектральным характеристикам излучателей.

Спектры светодиодов

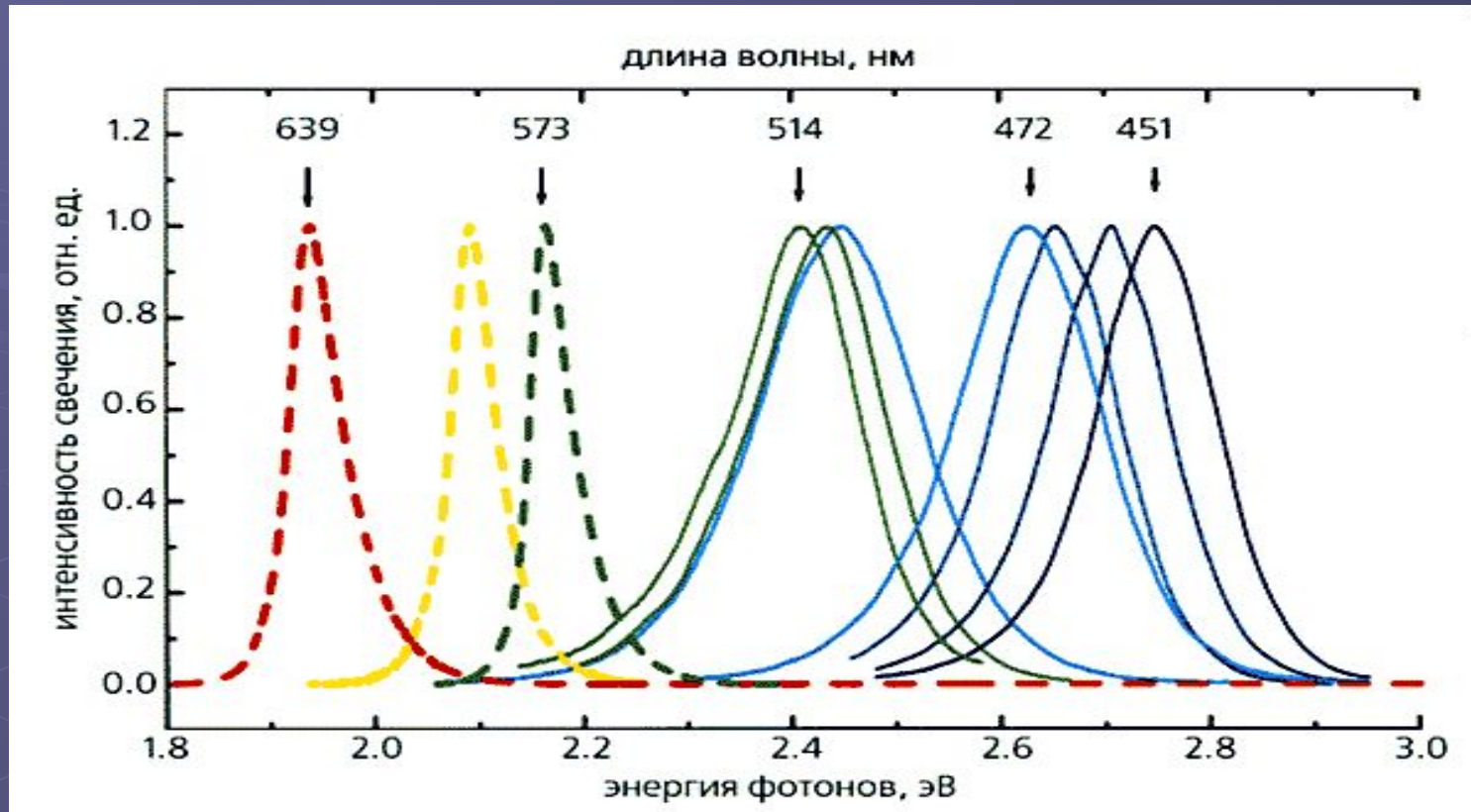
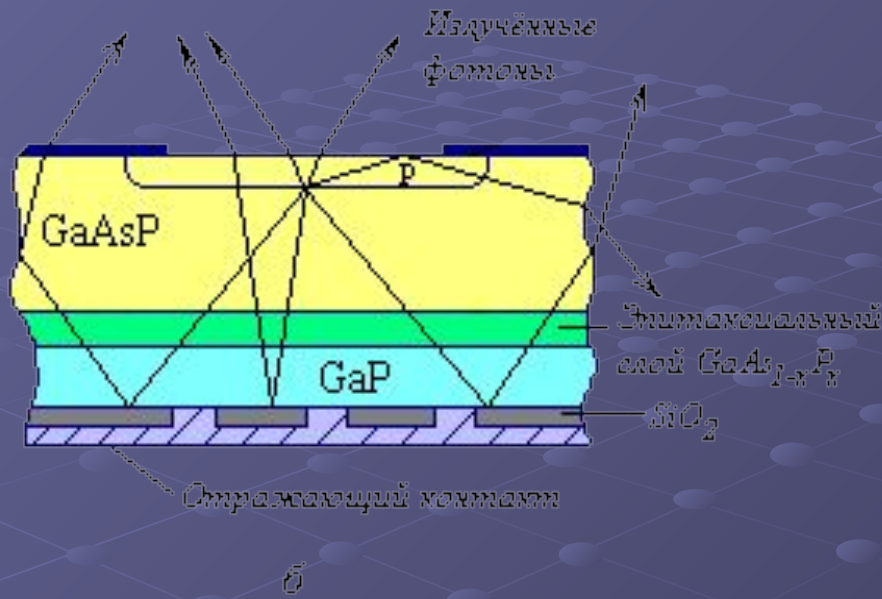


Рис. Спектры светодиодов на основе различных гетероструктур

В результате множества исследований за последние десятилетия были разработаны светодиоды, спектры которых покрывают всю область видимого спектра, а их светоотдача для всех основных цветов превысила светоотдачу ламп накаливания.

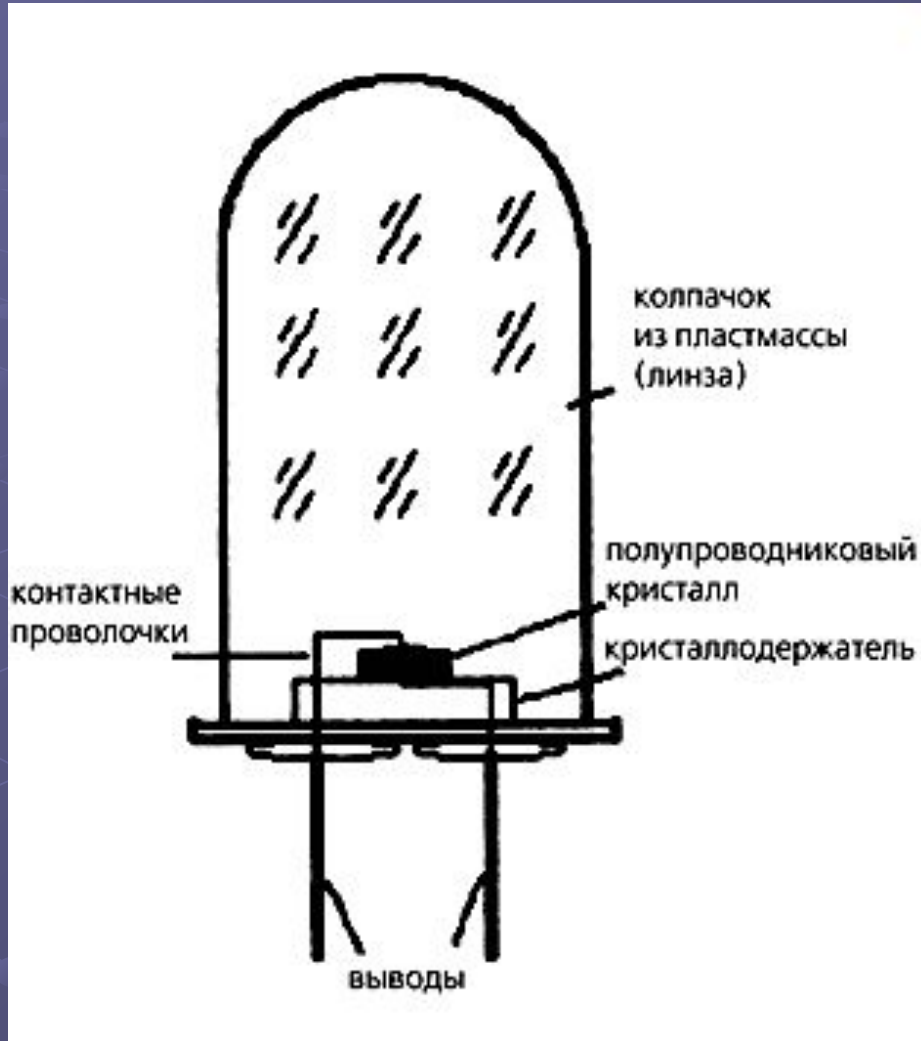
Конструкция светодиода



Среди светодиодных структур основной является структура с плоской геометрией. Обычно прямозонные светодиоды (красное излучение) формируются на подложках GaAs (а), тогда как непрямозонные (оранжевое, желтое и зеленое излучения) - на подложках GaP (б). При использовании подложки GaAs на неё наращивается переходный слой $\text{GaAs}_{(1-x)}\text{P}_x$ переменного состава с x , изменяющимся в пределах 0-0.4, а затем слой $\text{GaAs}_{(1-x)}\text{P}_x$ с постоянным составом.

Переходная область ограничивает образование безызлучательных центров, обусловленных различием решёток. Фотоны, генерируемые в области перехода, испускаются во всех направлениях, однако наблюдателя достигает лишь та их часть, которая проходит через поверхность. Уменьшение количества излучаемых светодиодом фотонов обусловлено поглощением в материале светодиода, потерями за счёт отражения и потерями за счёт полного внутреннего отражения. Потери, связанные с поглощением, весьма существенны в светодиодах на подложках GaAs, а на подложках GaP (б) поглощение составляет ~25%, и эффективность излучения может быть существенно увеличена.

Конструкция светодиодов



Для увеличения направленности излучения применяют оптические полусферы в качестве линз. Конструкция полусфер обеспечивает фокусировку излучения в нужном телесном угле. Показатель преломления пластмассы выбирается так, чтобы увеличить коэффициент вывода излучения η_0

Светодиод с множественными квантовыми ямами

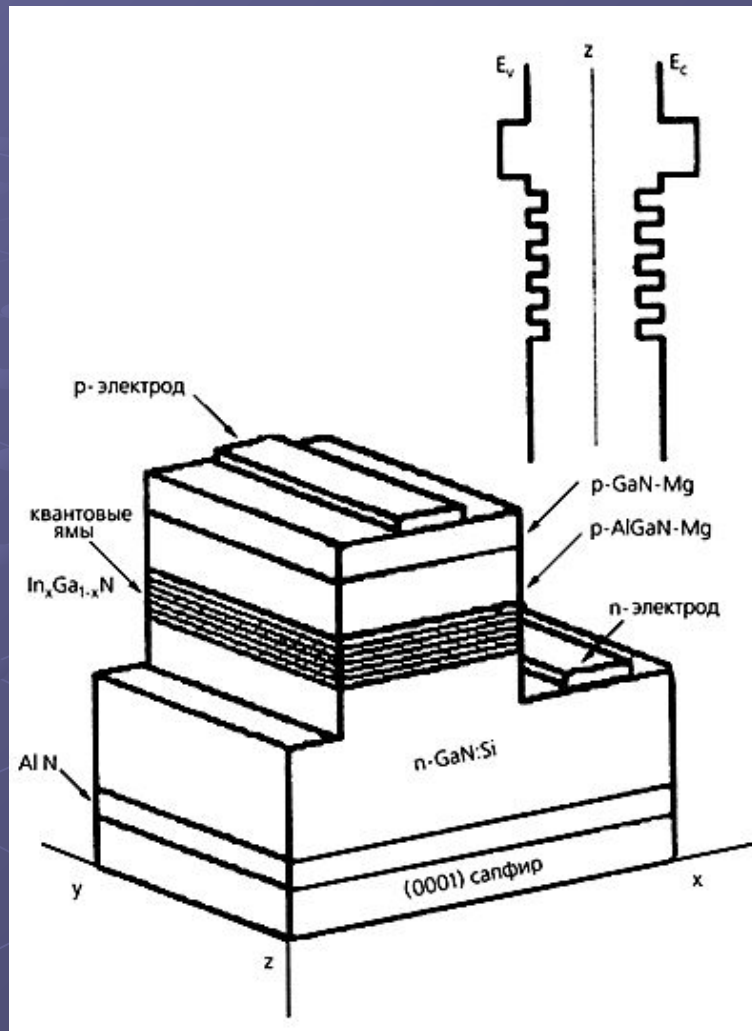


Рис.Схема светодиода на основе гетероструктур типа InGaN/AlGaN/GaN с множественными квантовыми ямами.

Следующим этапом развития светодиодов стал переход к многослойным гетероструктурам с нелегированным активным слоем толщиной до 2-3 нм. В таком сверхтонком слое сказываются эффекты размерного квантования - зависимости энергетического спектра электронов и дырок от толщины слоя. Таким образом, открылась возможность регулировать цвет излучения, изменяя не состав п/пров-ка, а толщину потенциальной ямы, называемой в этих условиях квантовой.

Применение светодиодов



Лазеры

Основным источником энергии, обеспечивающим процесс обработки, является оптический квантовый генератор - источник мощного когерентного излучения со всеми его замечательными свойствами. В мире существует огромное множество лазеров, работающих на разных активных средах, использующих различные способы накачки (инвертирования) этих сред, отличающихся размерами, данными выходной мощности или энергии и характеристиками самого излучения. В лазерах используются различные режимы генерации: РСГ, РМД, люминесценция и т.д. В настоящее время основными лазерами, которые хорошо разработаны и нашли широкое применение, являются следующие типы лазеров: 1) твердотельные (на кристаллах и стеклах); 2) газовые; 3) лазеры на красителях; 4) химические; 5) полупроводниковые; 6) лазеры на центрах окраски; 7) лазеры на свободных электронах; 8) рентгеновские. На рис.2.1 приведены диапазоны длин волн, перекрываемые существующими лазерами.

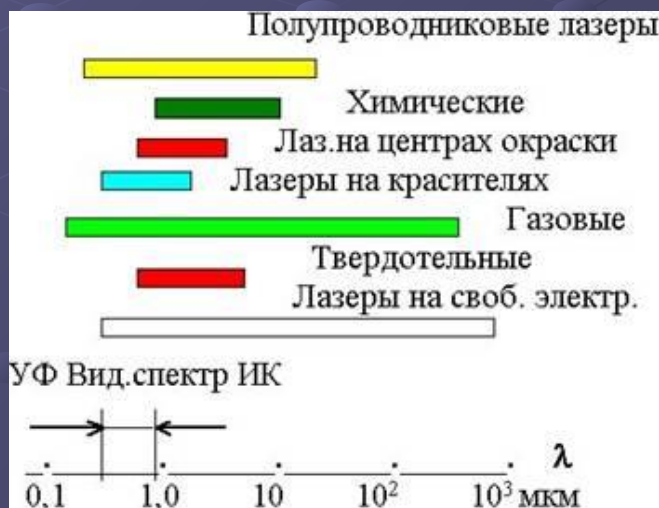


Рис. 2.1. Диапазоны длин волн генерации, перекрываемые действующими лазерами (кроме рентгеновских)

Лазеры

Однако следует заметить, что существующие лазеры не покрывают указанные диапазоны непрерывно, кроме лазеров на красителях и центрах окраски. Помимо длины волны имеются и другие параметры лазеров, которые меняются в широких пределах. Так, выходная мощность может меняться от милливаттных уровней до нескольких мегаватт в мощных непрерывных лазерах и до 100 ТВт в импульсных лазерах. Аналогично можно получать длительности лазерных импульсов от миллисекунд до фемтосекунд в лазерах с синхронизацией мод. Габариты также могут изменяться в широких пределах (от нескольких микрон до десятков метров). Такое разнообразие является удивительной особенностью лазерной отрасли и приводит к большому разнообразию их современных применений.



Физика полупроводниковых лазеров

Полупроводниковые лазеры, подобно другим лазерам (таким, как рубиновый лазер или же лазер на смеси He - Ne), испускают излучение, когерентное в пространстве и во времени. Это означает, что излучение лазера высоко монохроматично (имеет узкую полосу спектра) и создает строго направленный луч света. Вместе с тем по ряду важных характеристик полупроводниковые лазеры существенно отличаются от лазеров других типов.

1. В обычных лазерах квантовые переходы происходят между дискретными энергетическими уровнями, тогда как в полупроводниковых лазерах переходы обусловлены зонной структурой материала.
2. Полупроводниковые лазеры имеют очень малые размеры ($\sim 0,1$ мм в длину), и так как активная область в них очень узкая (~ 1 мкм и меньше), расхождение лазерного луча значительно больше, чем у обычного лазера.
3. Пространственные и спектральные характеристики излучения полупроводникового лазера сильно зависят от свойств материала, из которого сделан переход (таких свойств, как структура запрещенной зоны и коэффициент преломления).
4. В лазере с p-n переходом лазерное излучение возникает непосредственно под действием тока, протекающего через прямосмещенный диод. В результате система очень эффективна, поскольку позволяет легко осуществлять модуляцию излучения за счет модуляции тока. Так как полупроводниковые лазеры характеризуются очень малыми временами стимулированного излучения, модуляция может проводиться на высоких частотах.

Физика полупроводниковых лазеров

В качестве материалов, используемых в полупроводниковых лазерах применяются полупроводники с прямой запрещенной зоной. Это обусловлено тем, что излучательные переходы в прямозонных полупроводниках представляют собой процесс первого порядка и вероятность переходов высока. В полупроводниках с непрямой зоной излучательная рекомбинация выступает как процесс второго порядка, так что вероятность излучательных переходов существенно ниже. Кроме того, в непрямозонных полупроводниках при увеличении степени возбуждения потери, связанные с поглощением излучения на инжектированных свободных носителях, возрастают быстрее, чем усиление.

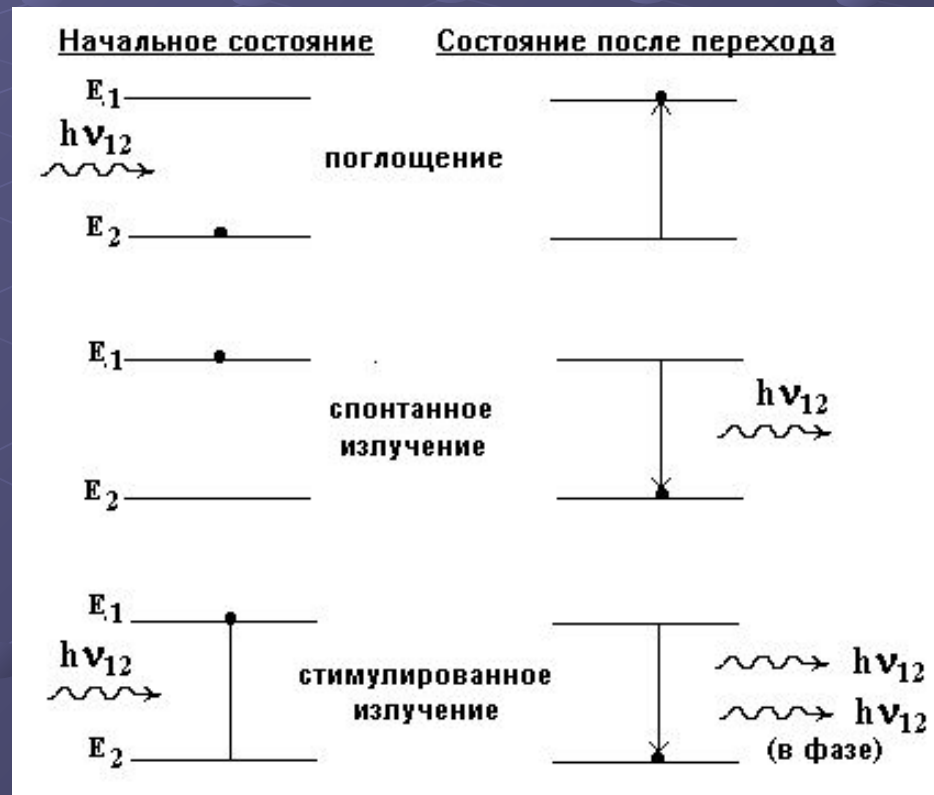
Диапазон длин волн лазерного излучения охватывает область спектра от ультрафиолетовой до инфракрасной.



Физика полупроводниковых лазеров

Стимулированное излучение.

Работа лазера связана с тремя основными процессами, обусловленными переходом носителей: поглощение, спонтанной эмиссии и стимулированным излучением. Рассмотрим два энергетических уровня E_1 и E_2 , один из которых E_2 характеризует основное, а другой E_1 - возбужденное состояние. (рис. 2)

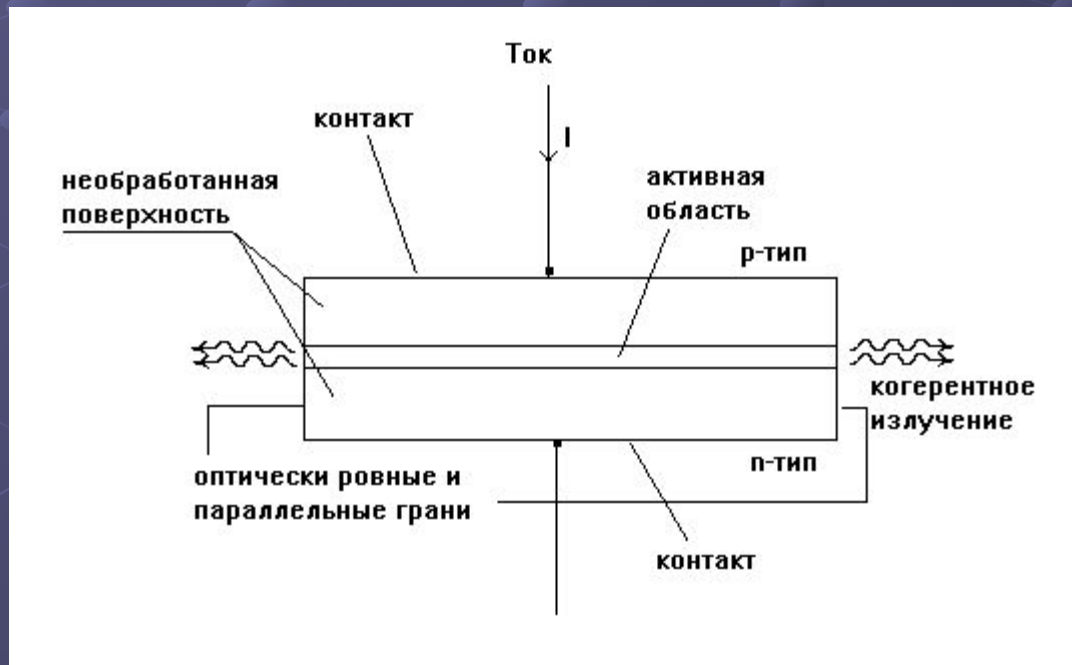


Физика полупроводниковых лазеров

Любой переход между этими состояниями сопровождается испусканием или поглощением фотона с частотой ν_{12} , определяемой из соотношения $h\nu_{12}=E_1-E_2$. При обычных температурах большинство атомов находится в основном состоянии. Эта ситуация нарушается в результате воздействия на систему фотона с энергией, равной $h\nu_{12}$. Атом в состоянии E_2 поглощает фотон и переходит в возбужденное состояние E_1 . Это и составляет процесс поглощения излучения. Возбужденное состояние является нестабильным и через короткий промежуток времени без какого-либо внешнего воздействия атом переходит в основное состояние, испуская фотон с энергией $h\nu_{12}$ (спонтанная эмиссия). Время жизни, связанное со спонтанной эмиссией (т.е. среднее время возбужденного состояния), может изменяться в широком диапазоне, обычно в пределах $1E-09 - 1E-03$ с, в зависимости от параметров полупроводника, таких, как структура зон (прямая или не прямая) и плотность рекомбинационных центров. Столкновение фотона, обладающего энергией $h\nu_{12}$, с атомом, находящемся в возбужденном состоянии, стимулирует мгновенный переход атома в основное состояние с испусканием фотона с энергией $h\nu_{12}$ и фазой, соответствующей фазе падающего излучения (стимулированное излучение).

Физика полупроводниковых лазеров

На рис. показана базовая структура лазера с р-п переходом. Две боковые грани структуры скалываются или полируются перпендикулярно плоскости перехода. Две другие грани делаются шероховатыми для того, чтобы исключить излучение в направлениях, не совпадающих с главным. Такая структура называется резонатором Фабри-Перо. Смещение лазерного диода в прямом направлении вызывает протекание тока. Вначале, при низких значениях тока, возникает спонтанное излучение, распространяющееся во всех направлениях. При увеличении смещения ток достигает порогового значения, при котором создаются условия для стимулированного излучения, и р-п переход испускает монохроматичный строго направленный луч света.

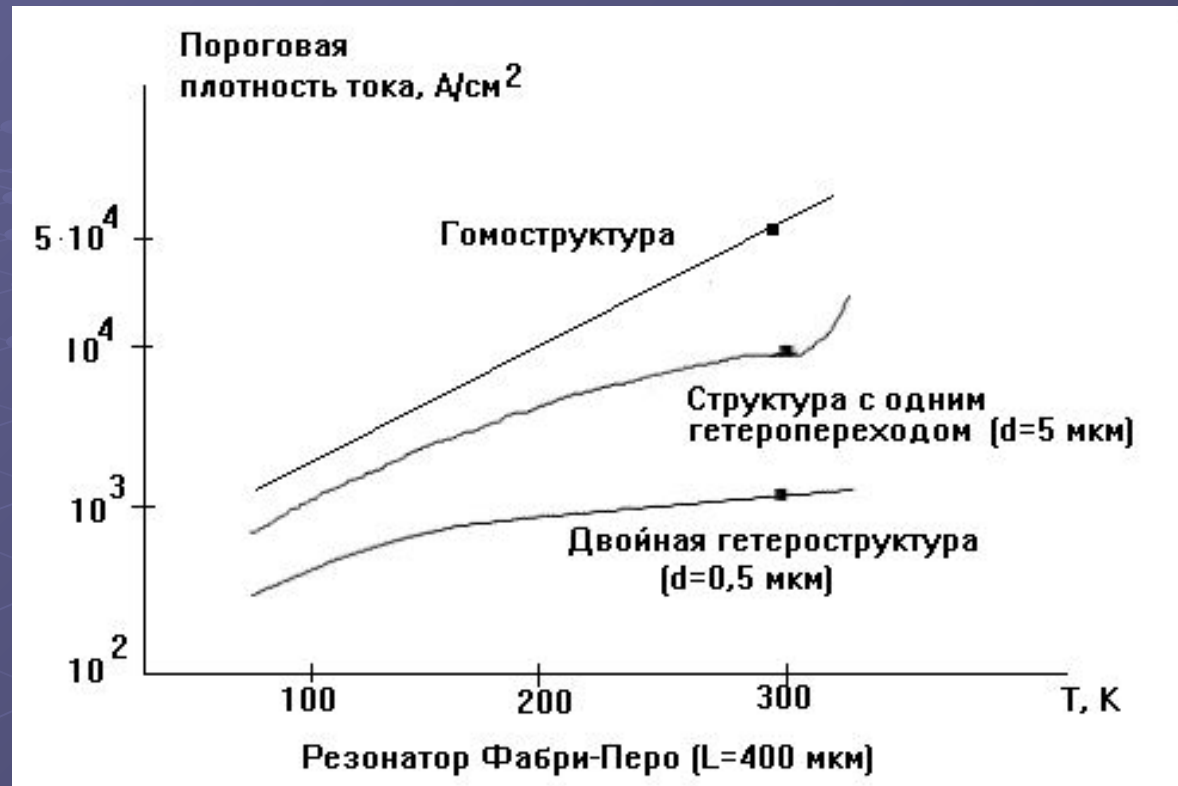


Физика полупроводниковых лазеров

Для гомоструктур (например для p-n переходов на основе GaAs) пороговая плотность тока быстро увеличивается с ростом температуры. При комнатной температуре типичное значение J_{th} составляет $5 \cdot 10^4$ А/см². Такая большая плотность тока создает серьезные трудности для реализации режима непрерывной генерации при 300К.

С целью уменьшения пороговой плотности тока были реализованы лазеры на гетероструктурах (с одним гетеропереходом - nGaAs-pGaAs-Al(x)Ga(1-x)As; с двумя гетеропереходами - Al(x)Ga(1-x)As-GaAs-Al(x)Ga(1-x)As). В структуре с двумя гетеропереходами носители сосредоточены внутри активной области d, ограниченной с обеих сторон потенциальными барьерами; излучение также ограничено этой областью вследствие скачкообразного уменьшения показателя преломления за ее пределы. Эти ограничения способствуют усилению стимулированного излучения и соответственно уменьшению пороговой плотности тока.

Физика полупроводниковых лазеров

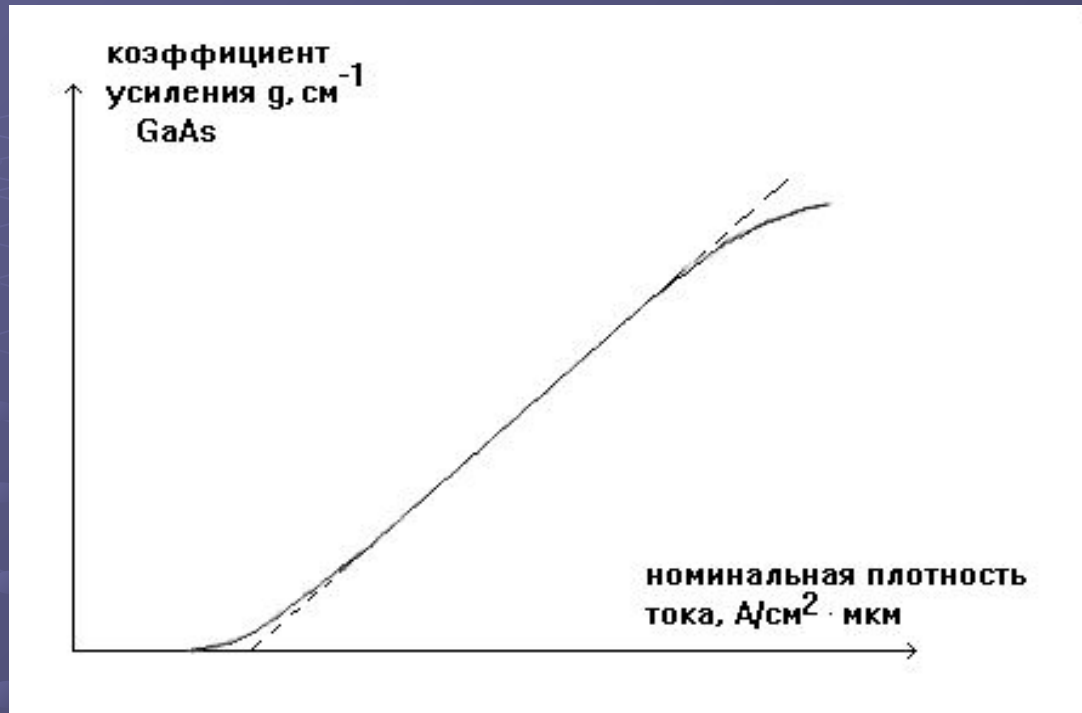


На рис. приведена зависимость J_{th} от рабочей температуры для трех лазерных структур. Поскольку J_{th} в ДГ-лазерах при 300К может достигать значений порядка 10^3 A/cm^2 и менее, оказывается возможным реализовать режим непрерывной генерации при комнатной температуре. Благодаря этому лазеры нашли широкое применение в науке и промышленности, в частности в ВОЛС.

Физика полупроводниковых лазеров

В условиях теплового равновесия в основном состоянии находится больше атомов, чем в возбужденном. Если возникает обратная ситуация, то говорят об инверсной населенности. При взаимодействии фотонов, обладающих энергией $h\nu_{12}$, с простой системой, в которой уровень E_2 инверсно заселен по отношению к уровню E_1 , стимулированная эмиссия будет преобладать над поглощением, и в результате систему будет покидать больше фотонов с энергией $h\nu_{12}$, чем входит в нее. Такое явление называется квантовым усилением. Неравенство $E_g > h\nu$ является необходимым для того, чтобы стимулированное излучение преобладало над поглощением.

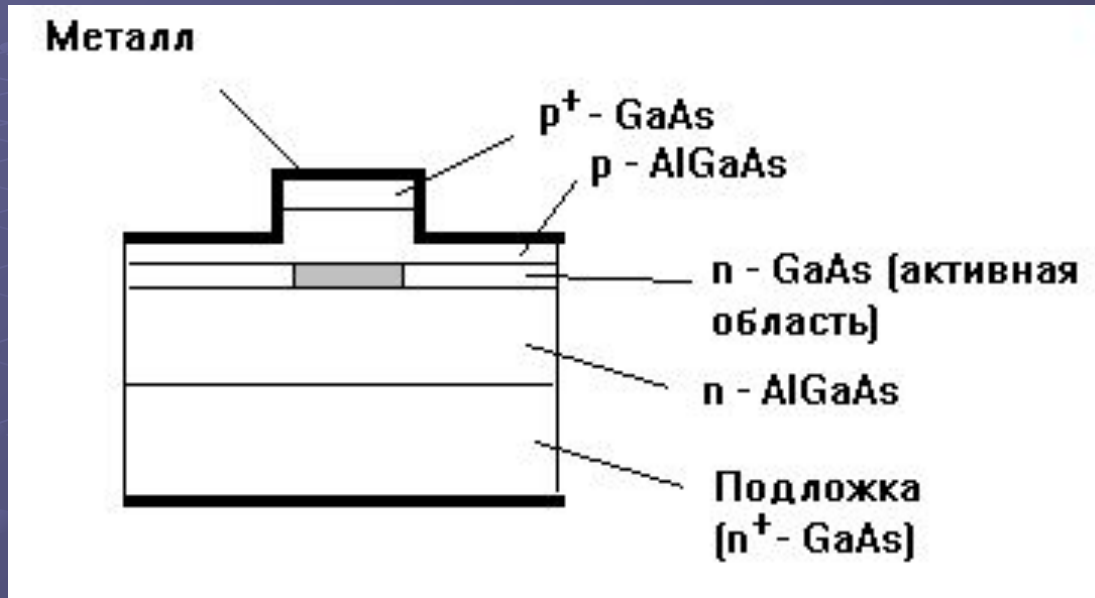
Физика полупроводниковых лазеров



По мере увеличения тока усиление растёт до тех пор, пока не достигается порог лазерной генерации, т.е. не создаются условия, при которых световая волна проходит через резонатор без затухания.

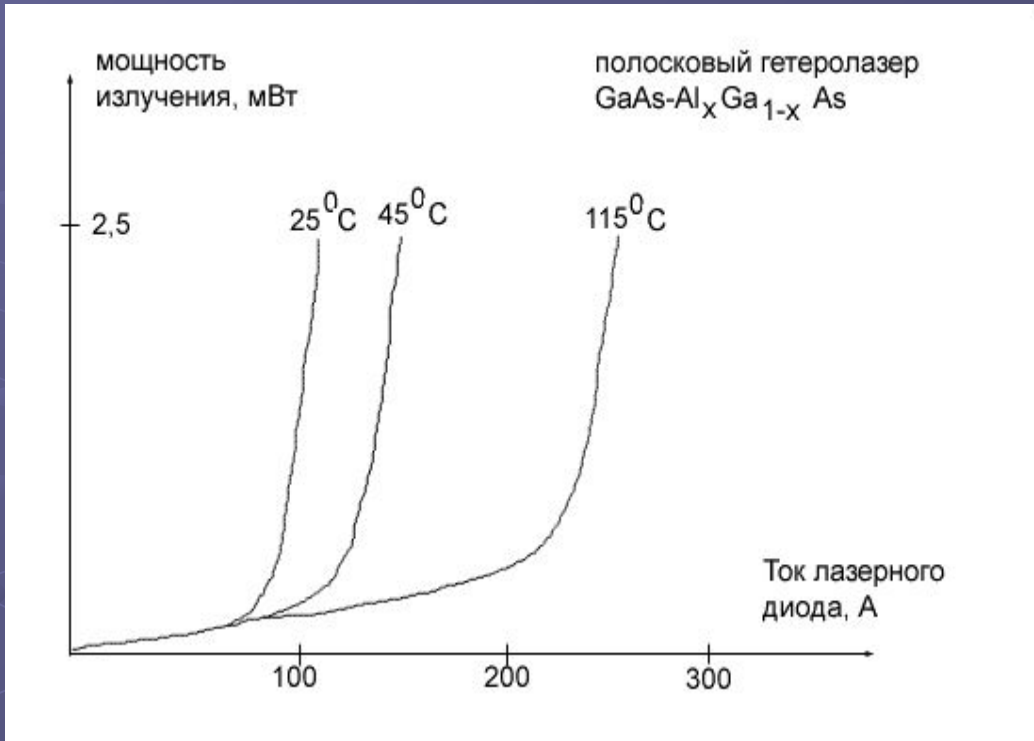
Низкая пороговая плотность тока в гетеролазерах обеспечивается двумя факторами: 1) ограничением носителей энергетическими барьерами между активной областью и слоем полупроводника с более широкой запрещённой зоной и 2) оптическим ограничением за счёт резкого уменьшения показателя преломления за пределами активной области.

Физика полупроводниковых лазеров



На рис. показан полосковый лазер. Мезополосковая структура лазера создается путем травления. После нанесения металлических контактов осуществляется завершающая операция скалывания граней, в результате которой формируется резонатор Фабри-Перо. Боковое ограничение тока достигается за счет высокого контактного сопротивления между металлом и слаболегированным p -AlGaAs. Этот лазер имеет низкую пороговую плотность тока, линейную ВАХ.

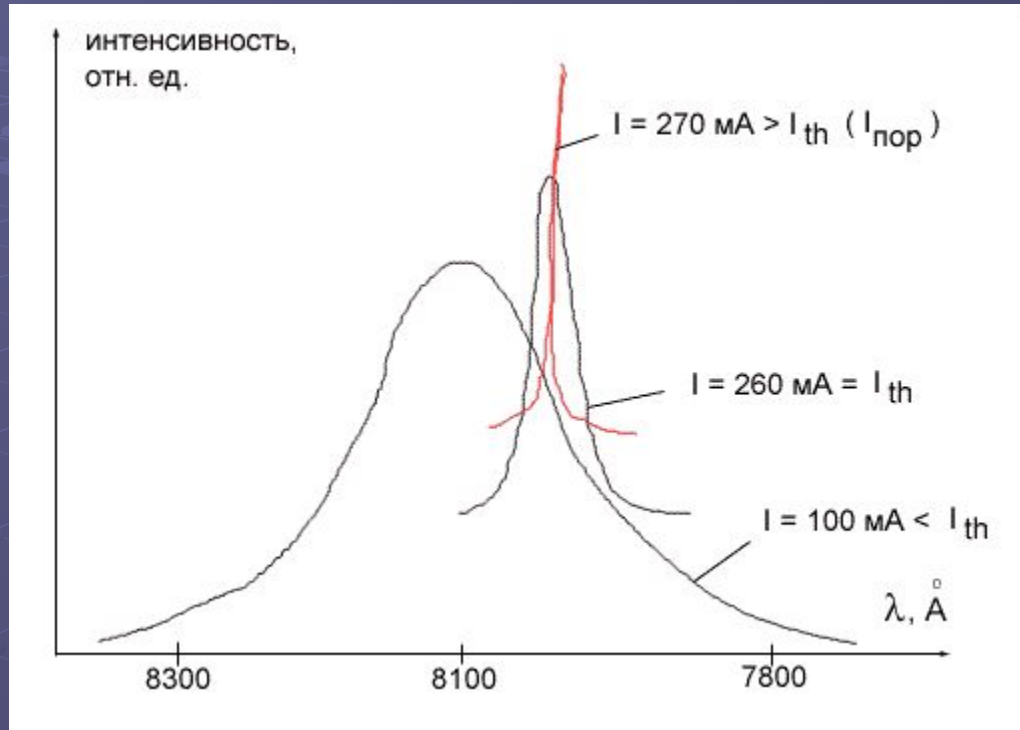
Физика полупроводниковых лазеров



В настоящее время созданы полупроводниковые лазеры на основе структур со сверхрешеткой. Такие приборы называются гетеролазерами с квантовыми ямами. Преимущество лазеров с квантовыми ямами состоит в высокой квантовой эффективности, низком пороговом токе (1 мА и менее) и слабой чувствительности к изменениям температуры.

На рис. приведена типичная зависимость мощности ДГ-лазера при возрастании тока от низких значений, характерных для спонтанной эмиссии, до значений, превышающих порог лазерной генерации. На начальном участке, соответствующем спонтанной эмиссии, интенсивность излучения медленно растет с увеличением тока, протекающего через диод, а после возбуждения лазерной генерации резко возрастает.

Физика полупроводниковых лазеров



Режим спонтанной эмиссии, наблюдающейся при низких токах, характеризуется широким спектром излучения (полуширина спектра обычно составляет 100 - 500 Å). При возрастании тока до значений, близких к пороговому, спектр излучения становится уже. На рис. приведены спектры для различных значений тока, иллюстрирующие эффект сужения полосы излучения при переходе к режиму лазерной генерации.

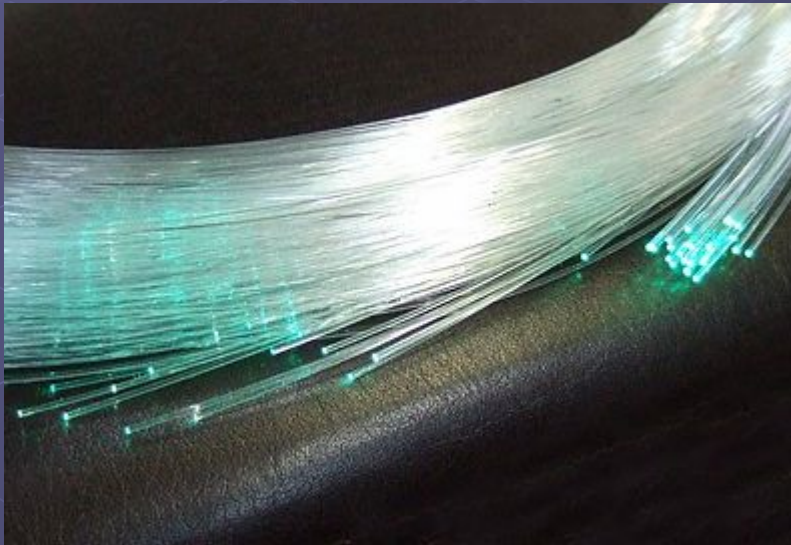
Деградация лазеров

Деградация инжекционных лазеров обусловлена целым рядом механизмов. Выделяют три основных типа деградации:

- 1) Катастрофическое разрушение - происходит под действием больших мощностей излучения, приводящих к непрерывному повреждению зеркал лазера вследствие образования на их поверхности ямок и канавок.
- 2) Образование дефектов темных линий - представляют собой сетку дислокаций, которые могут формироваться в процессе работы лазера и внедряться внутрь резонатора. Появившись, она может сильно разрастись в течение нескольких часов и вызвать увеличение плотности порогового тока.
- 3) Постепенная деградация.

Применение полупроводниковых лазеров

Длину волны излучения полупроводникового лазера можно регулировать путем изменения тока диода или температуры теплоотвода, а также с помощью магнитного поля или давления. Такие достоинства полупроводниковых лазеров, как возможность перестройки длины волны узкой линии излучения, высокая стабильность, низкая потребляемая мощность, простота конструкции, открывают широкие перспективы их применения в промышленности и фундаментальных исследованиях, таких как молекулярные и атомные спектрометры, газовые спектрометры высокого разрешения и контроль загрязненности атмосферы. Также полупроводниковые лазеры применяются в качестве источников излучения для волоконно-оптических линий связи (ВОЛС).

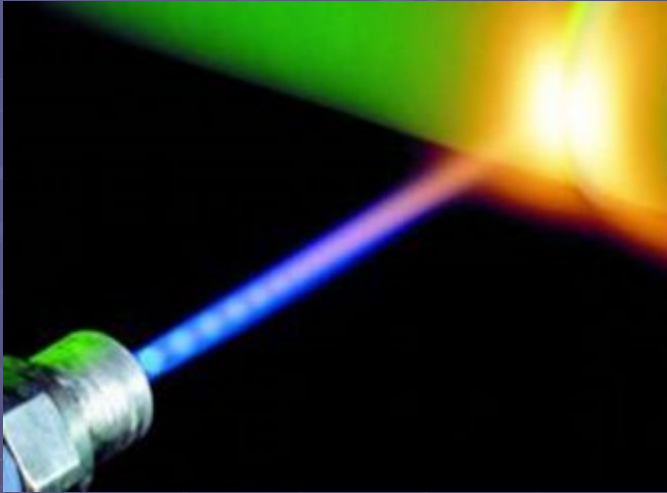


Применение полупроводниковых лазеров

Полупроводниковые лазеры находят применение в различных областях оптоэлектроники и систем записи и считывания информации. Впервые в широких масштабах эти лазеры начали использоваться в качестве считывающей головки в компакт-дисковых системах. Теперь область применения включает в себя оптические диски для постоянных и одноразовых запоминающих устройств. Лазеры на сплавах GaInP или AlGaInP имеют излучение в видимой области оптического спектра, что позволило считывать более плотно записанную информацию.



Самый маленький полупроводниковый лазер в мире



Ученые смогли сконструировать лазер, фокусирующий излучение в пятно, во много раз меньшее, чем длина волны испускаемого им света.

Такой маленький источник света (5 нанометров) позволяет обойти явление дифракции, а потому может быть применен в оптических микроскопах нового поколения, с помощью которых станет возможным изучать такие маленькие объекты, как отдельные биологические молекулы. Кроме того, подобный источник лазерного излучения может стать основным компонентом вычислительных машин и устройств телекоммуникации.

Авторы разработки - команда ученых под руководством профессора Сяна Чжана (Xiang Zhang) из Калифорнийского университета в Беркли.



Спасибо за
внимание!