

## ЛЕКЦИЯ 13

## Оптические свойства материалов 2. Характеристики лазеров

## Характеристики лазерного излучения:

- Диапазон длин волн  $\lambda = 10 \text{ нм} \dots 1 \text{ мм}$
- Наименьшая длительность импульса  $10^{-15} \text{ с}$
- Мощность лазеров непрерывного действия  $10^6 \text{ Вт}$ , импульсных лазеров  $10^{13} \text{ Вт}$
- Максимальная интенсивность импульсных лазеров  $10^{20} \text{ Вт/см}^2$

## Основные свойства лазерного излучения:

- **Монохроматичность.** Практически вся мощность лазерного излучения сосредоточена на одной длине волны, в отличие от широкополосного светодиода (рис. 1). На практике многие технические причины мешают реализовать столь узкую спектральную линию. Путем тщательной стабилизации всех параметров лазерной установки удастся достичь относительной ширины спектральной линии  $\Delta\nu/\nu$  порядка  $10^{-14} - 10^{-15}$ , что примерно на 3-4 порядка хуже теоретического предела. Но и реально достигнутая монохроматичность лазеров делает их незаменимыми во многих научных и технологических областях, в частности в спектроскопии.

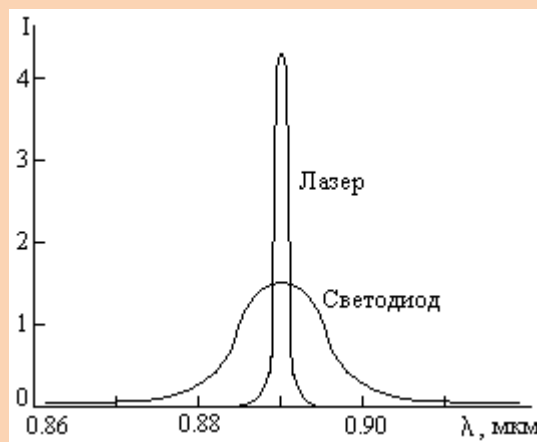


Рисунок 1 – Относительные интенсивности излучения лазера и СИД

- **Когерентность.** Это значит, что все фотоны  $E(x, t) = E_m \left( 2\pi\nu t - \frac{2\pi\nu x}{c} + \varphi_0 \right)$ , распространяющиеся в пространстве  $x$  с частотой  $\nu$  в каждый момент времени  $t$  имеют постоянную разность фаз  $\Delta\varphi$ . Теоретически время когерентности лазерного излучения  $\tau \approx 1/\Delta\nu \approx 2 \times 10^3 \text{ с}$ , а длина когерентности  $st \approx 6 \times 10^{11} \text{ м}$ , что больше диаметра земной орбиты!
- **Поляризованность.** Вектор электрического поля колеблется в одной плоскости (рис. 2).

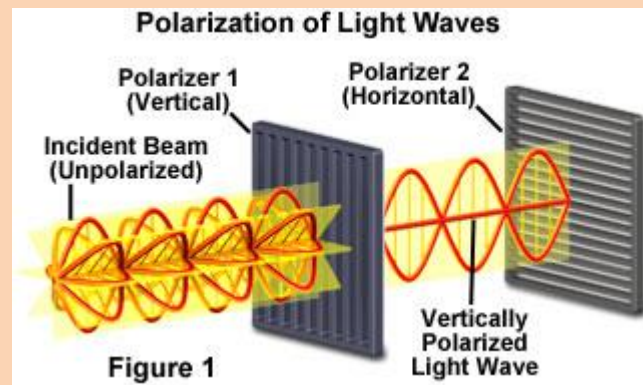


Рисунок 2 – Получение поляризованного луча света, прошедшего через кристалл-поляризатор

- **Малая расходимость пучка  $\Omega$**

Величина угла расходимости определяется направленность излучения лазера (рис. 3). За угол расходимости принимается телесный угол, в котором распространяется наибольшая доля излучения. Если пучок имеет форму конуса, то телесный угол  $\Omega$  можно выразить через соответствующий плоский угол  $\theta$  с помощью формулы:

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \cos \frac{\theta}{2}\right)$$

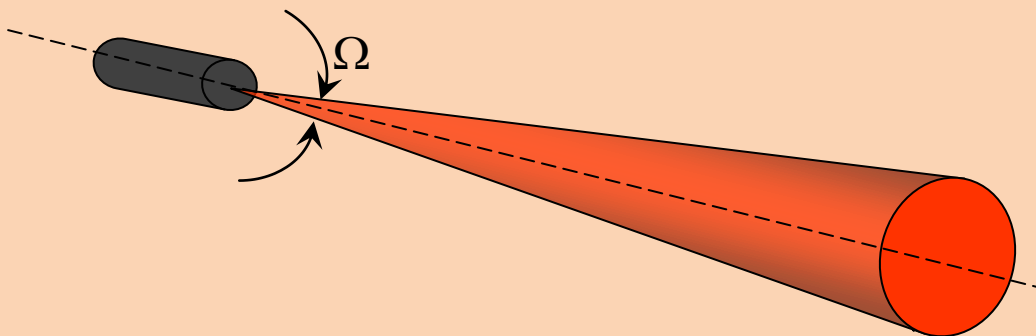


Рисунок 3 – Иллюстрация к понятию расходимости лазерного луча

Если  $\theta < 60^\circ$ , связь между телесным и плоским углами с достаточной степенью точности выражается формулой:

$$\Omega = \frac{\pi}{4} \theta^2$$

где  $\theta$  выражен в радианах. Угол расходимости лазерного излучения определяется дифракцией его излучения на выходном отверстии резонатора. Предельно достижимый минимальный угол расходимости  $\theta_{np}$  (угловая ширина дифракционного максимума на уровне половинной интенсивности излучения) для резонатора с плоскими зеркалами определяется выражением:

$$2\theta_{np} = \frac{\lambda}{D}$$

где  $D$  – диаметр выходного отверстия,  $\lambda$  – длина волны излучения. Этот теоретический предел на практике по ряду причин не достигнут.

**Основные компоненты лазеров:**

- Активная среда
- Резонатор
- Система накачки

Зеркала лазера не только обеспечивают существование положительной обратной связи, но и работают как резонатор, поддерживая одни генерируемые лазером моды, соответствующие стоячим волнам данного резонатора и подавляя другие. Если на **оптической длине  $L$**  резонатора укладывается целое число полуволен

$$L = n \frac{\lambda}{2}$$

то такие волны, проходя по резонатору, не меняют своей фазы и вследствие интерференции усиливают друг друга. Все остальные волны с близко расположенными частотами гасят друг друга. Спектр собственных частот оптического резонатора определяется отношением

$$\nu_n = \frac{c}{2L} n$$

Здесь  $c$  – скорость света в вакууме.

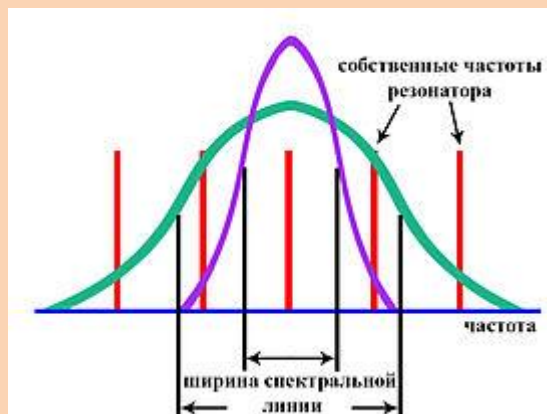


Рисунок 4 – В ширину спектральной линии, изображенной на рисунке зеленым цветом, укладывается три собственных частоты резонатора. В этом случае генерируемое лазером излучение будет трехмодовым. Для фиолетовой линии излучение будет чисто монохроматическим

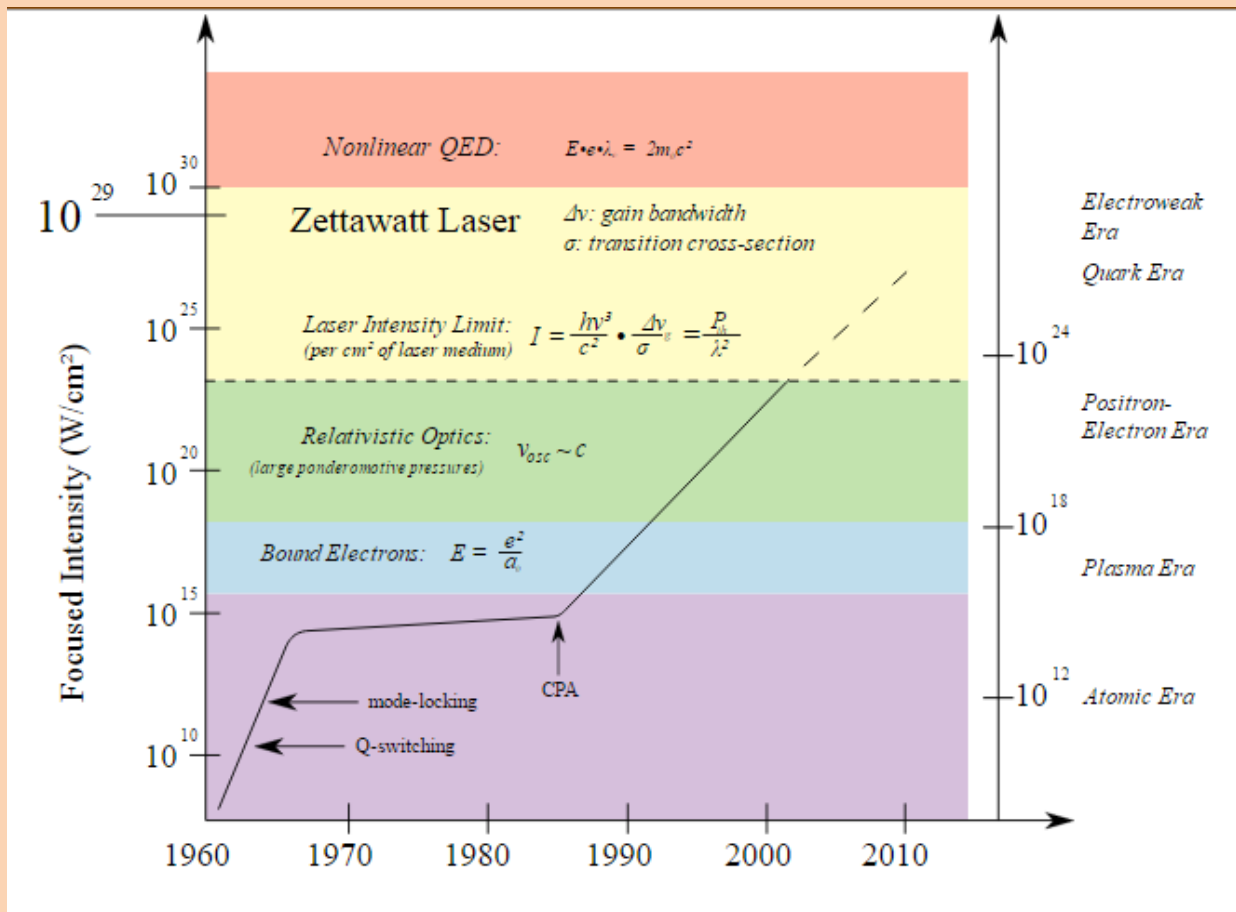


Рисунок 5 – график, показывающий историю максимальной интенсивности лазерного излучения за последние 40 лет

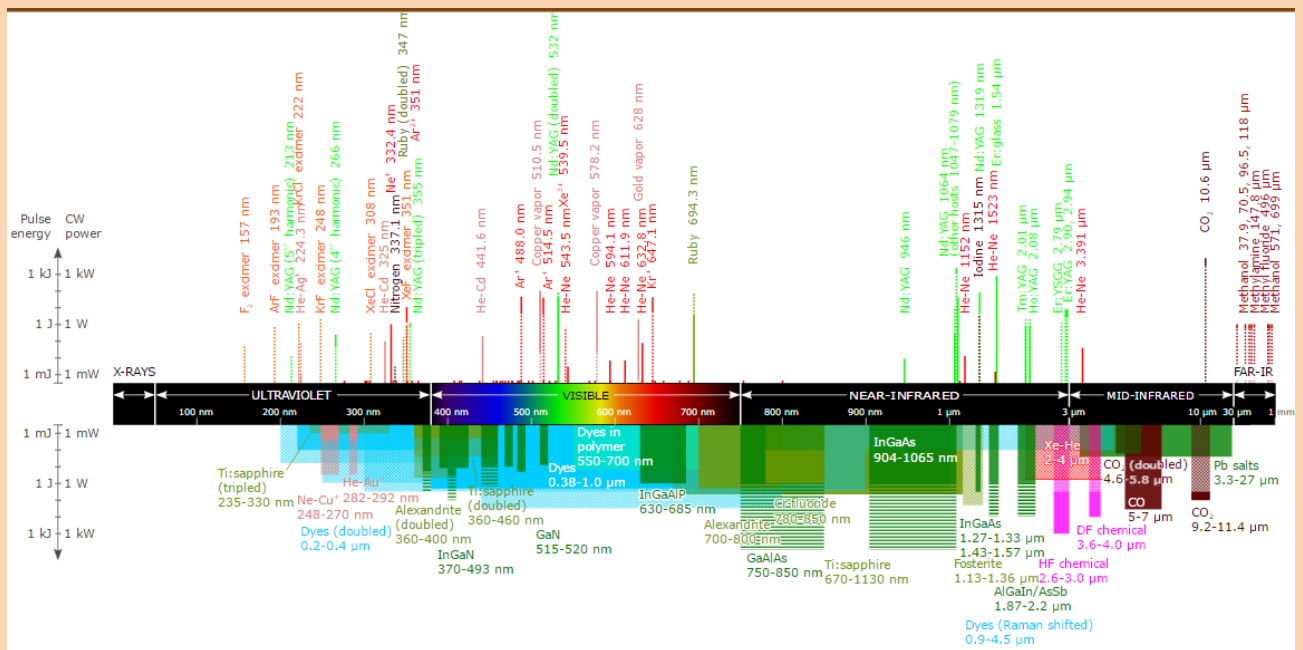


Рисунок 6 – Длины волн излучения и материалы коммерчески доступных лазеров

## Рубиновый лазер – трехуровневая система

Является первой реализацией лазерной системы. В качестве активной среды используется кристаллический стержень из синтетического рубина, основу которого составляет кристалл  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ , легированный трехвалентными ионами хрома. При вытягивании кристалла к расплаву  $\text{Al}_2\text{O}_3$  добавляют 0,05 вес. %  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , в результате чего примерно  $10^{19}$  ионов  $\text{Al}^{3+}$  замещаются ионами  $\text{Cr}^{3+}$ , что придает кристаллу характерную красноватую окраску. Лазерные переходы происходят в электронных оболочках ионов хрома. Из-за влияния электрического поля кристаллической решетки корунда внешний энергетический уровень хрома  $E_2$  расщеплен (эффект Штарка).

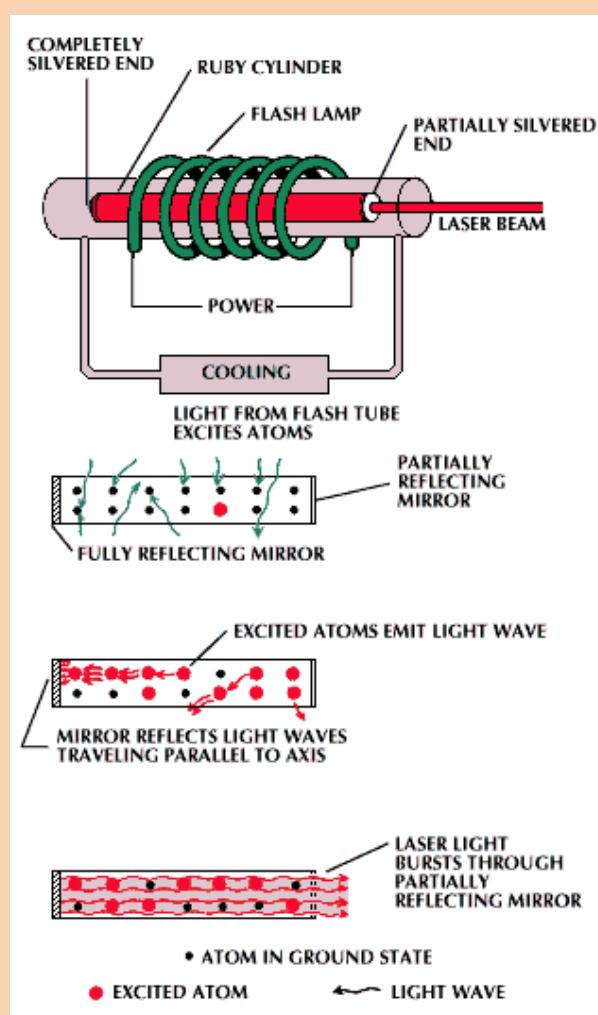


Рисунок 7 – Конструктивное исполнение, процессы накачки, усиления и стимулированного лампой-вспышкой излучения в рубиновом лазере

Ионы хрома поглощают свет с длиной волны примерно 545 нм. В результате поглощения электроны переходят из основного состояния с энергией  $E_1$  на возбужденный уровень  $E_3$ . Время жизни носителей на этом уровне весьма краткое  $10^{-8}$  с. Затем электроны спускаются на нижележащий метастабильный уровень  $E_2$  путем безызлучательного перехода, отдавая

избыточную энергию атомам решетки кристалла рубина. Время жизни на уровне  $E_2$  гораздо больше – порядка  $10^{-3}$  с и позволяет достигнуть инверсии населенностей относительно основного состояния. Именно отсюда происходит лазерный переход  $E_2 \rightarrow E_1$  с излучением на длине волны 694 нм.

Максимальная энергия в импульсе рубинового кристалла определяется на основе концентрации Cr (примерно  $N=1,6 \times 10^{19}$  см $^{-3}$ ) и энергии фотонов ( $hf=1,8$  эВ =  $2,86 \times 10^{-19}$  Вт×с). При сверхсильной накачке основное состояние полностью опустошается тогда имеем плотность запасенной энергии на уровне  $E_2 = Nh\nu = 4,6$  Дж/см $^3$ .

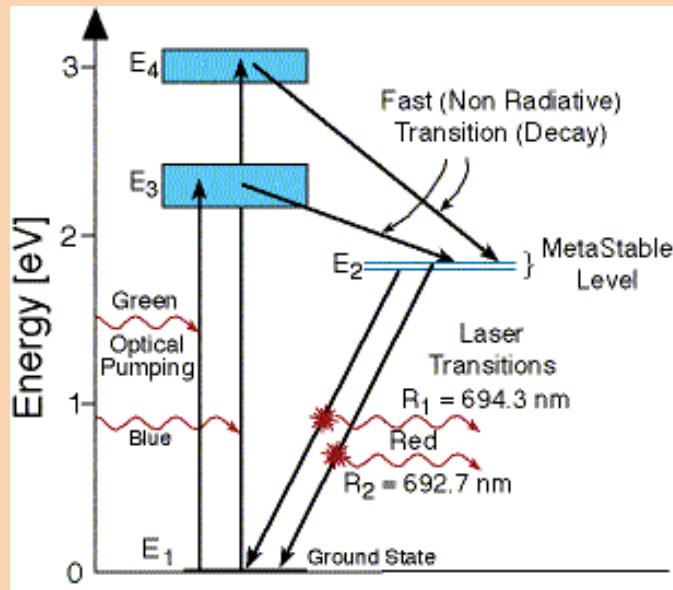


Рисунок 8 – Энергетическая диаграмма рубинового лазера

**Недостатком трехуровневой системы** является то, что 50% атомов должно быть возбуждено, прежде чем будет достигнута перенаселенность и произойдет усиление света. Это требует высокой энергии накачки для достижения порога лазерного излучения. Благоприятно сказывается долгое время жизни 3 мс на верхнем лазерном уровне, позволяющее сохранить умеренную мощность накачки. Необходимая высокая скорость накачки в практических условиях может быть получена только в импульсном режиме.

#### Четырехуровневая система на примере Nd:YAG лазера

При изготовлении активной среды примерно 1% ионов  $Y^{3+}$  замещается  $Nd^{3+}$  до концентрации неодима  $N=1,4 \times 10^{20}$  см $^{-3}$ . Радиусы обоих редкоземельных элементов различаются примерно на 3 %, так что при больших уровнях легирования могут возникать искажения кристаллической решетки граната. Лазер на алюмо-иттриевом гранате ( $Y_3Al_5O_{12}:Nd$ ) отличается более низким порогом генерации, т.е. требуется меньшая мощность накачки. Четырехуровневая система позволяет лазеру работать в непрерывном режиме.

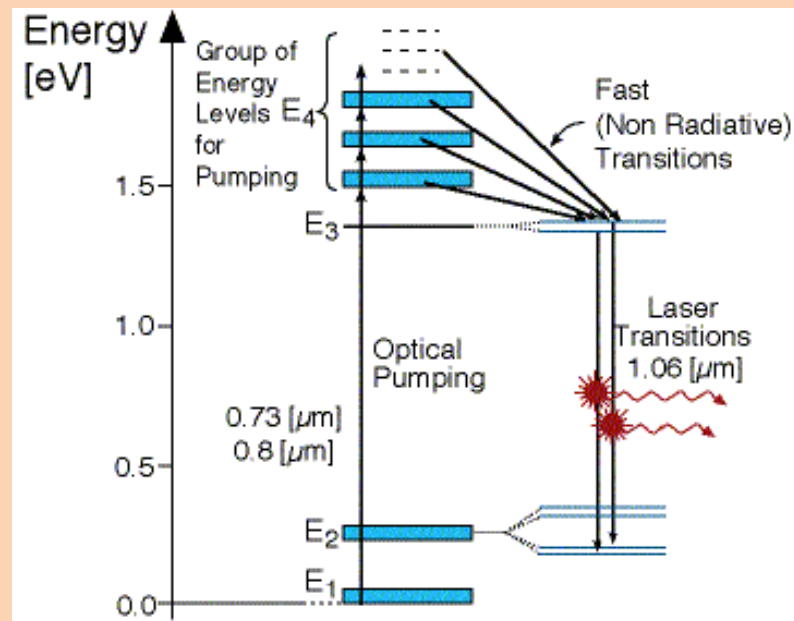


Рисунок 9 – Энергетическая диаграмма Nd:YAG лазера

Предлагаемые лазерные стержни из алюмоиттриевого граната имеют длину до 150 мм и диаметр 10 мм. В коммерческом варианте лазера с длиной стержня 75 мм и диаметром 6 мм получают выходную мощность около 300 Вт при КПД до 4,5 %. Порог лазерного излучения достигается примерно при 2 кВт мощности дуговой Кг-лампы.

В результате оптической накачки ионы неодима переходят в возбужденное состояние  $E_4$ , откуда следует безызлучательный переход их электронов на уровень  $E_3$ . Время жизни здесь составляет 230 мкс. Но этого вполне достаточно для создания инверсии населенностей. Затем атомы переходят в состояние  $E_2$  с лазерным излучением на длине волны 1064 нм.

### Полупроводниковые лазеры

Основным методом создания неравновесных носителей заряда (ННЗ) в оптоэлектронных устройствах является инжекция ННЗ через прямосмещенный  $p$ - $n$  переход.

ВАХ  $p$ - $n$  перехода описывается следующим соотношением:

$$I = \left( \frac{ep_n D_p}{l_p} + \frac{en_p D_n}{l_n} \right) \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right)$$

При прямом смещении присутствуют обе токовые компоненты – электронная и дырочная. Для большинства оптоэлектронных устройств необходимо, чтобы в инжекционном токе присутствовала только одна компонента – электронная или дырочная. Доминирующей будет та, концентрация основных носителей в котором выше, т.е. в несимметричных переходах  $p^+$ - $n$  или  $n^+$ - $p$  инжекция будет преимущественно дырок или электронов, соответственно. Т. обр., для реализации односторонней проводимости в переходе необходимо иметь эмиттер этого перехода легированным, как правило, до вырождения, а базу – слабелегированной, по крайней мере на 3-4 порядка меньше, чем эмиттер.

В гетеропереходах ширина запрещенной зоны компонент отличается в 1,5-2 раза. Вследствие этого значение собственной концентрации  $n_i$  будет

отличаться на много порядков. Например, для  $n\text{Ge}-p\text{GaAs}$   $E_g$  соответственно 0,77 и 1,43 эВ, а значения  $n_i$   $1,6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $2 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ . Для гетеропереходов доля инжекционного тока в полном токе гетероперехода будет:

$$\frac{j_p}{j_{p-n}} = 1 - \frac{n_{iЭ}^2 N_{ДБ}}{n_{iВ}^2 N_{АЭ}}$$

При прямом смещении в  $p^+$  и  $n^+$  областях происходит инжекция неравновесных носителей и в этих областях на расстояниях порядка диффузионной длины  $l_p$  и  $l_n$  будет происходить рекомбинация ННЗ. При малых плотностях тока (низкий уровень инжекции) высока вероятность спонтанного излучения и спектральная линия достаточно широкая. При высоких уровнях тока (высокий уровень инжекции) вероятность стимулированного излучения возрастает по отношению к вероятности как спонтанного излучения, так и поглощения и на спектральной характеристике появляется узкая линия когерентного излучения. Значение тока, при котором появляется линия когерентного излучения, наз. пороговым током. На рис. показана базовая структура лазера с  $p-n$  переходом. Две боковые грани кристалла скальваются и полируются перпендикулярно плоскости перехода и строго параллельно друг другу – это оптический резонатор и одновременно активная среда. Две другие грани делают 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  $p-n$  переход испускает монохроматический луч света, направленный в плоскости перехода.

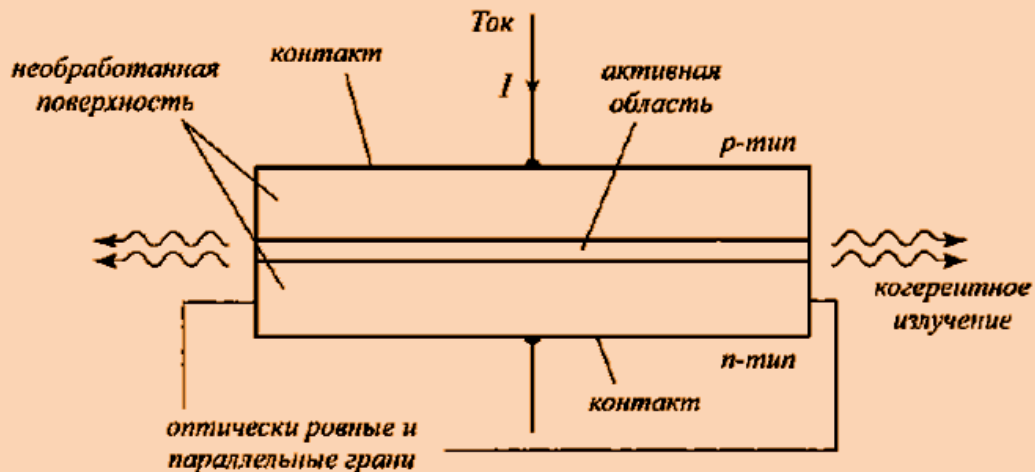


Рисунок 10 – Структура полупроводникового лазера на гомопереходе

### Лазеры на гетеропереходах

С целью уменьшения пороговой плотности тока были реализованы лазеры на гетероструктурах (с одним гетеропереходом –  $n\text{GaAs}-p\text{Ge}$ ,  $p\text{GaAs}-n\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и с двумя гетеропереходами:  $n\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-p\text{GaAs}-p^+\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ).



Использование гетеропереходов позволяет реализовать одностороннюю инжекцию при слаболегированном эмиттере лазерного диода и существенно уменьшить пороговый ток.

Схематично одна из типичных конструкций такого лазера с двойным гетеропереходом изображена на рис. 11. 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. В области гетероперехода возникает волноводный эффект и излучение лазера происходит в плоскости, параллельной гетеропереходу. Активная область представляет собой слой  $n$ -GaAs толщиной всего 0,1-0,3 мкм. В такой структуре удалось снизить пороговую плотность тока почти на два порядка ( $\sim 10^3$  А/см<sup>2</sup>) по сравнению с устройством на гомопереходе. Такой лазер получил возможность работать в непрерывном режиме при комнатной температуре. Уменьшение пороговой плотности тока происходит из-за того, что оптические и энергетические характеристики слоев, участвующих в переходах, таковы, что все инжектированные электроны и оставшиеся дырки эффективно удерживаются только в активной области. Лазерный пучок сосредоточен также только в активной области, где и происходит его основное усиление и распространение. При этом лазерное излучение не испытывает поглощения в областях, соседних с активной. На рис. 11, а показано чередование слоев в лазерной двойной  $n$ - $p$ - $p^+$ -гетероструктуре. На зонной диаграмме 11, б показаны энергетические уровни такой структуры в отсутствие смещения. На рис. 11, в лазерный диод находится в активном режиме генерации излучения. Рис. 11, г – приборная реализация лазерного диода  $p\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ - $p\text{GaAs}$  и  $n\text{GaAs}$ - $n\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ , активная область – слой из  $n$ -GaAs.

### Несколько характерных параметров лазеров

**Энергия импульса  $W$**  (Дж), длительность импульса  $\tau$ , временной межимпульсный интервал  $T$ .

**Максимальная пиковая мощность  $P_{max}$ :**

$$P_{max} = \frac{W}{\tau} = IS$$

где  $S$  – площадь сечения лазерного пучка.

Для средней мощности  $P = \frac{W}{T} = Wf_p$

где  $f_p$  – частота повторения импульсов.

**Интенсивность лазерного излучения  $I$**  (Вт/м<sup>2</sup>) связана с напряженностью электрического поля  $E$  (В/м) в пучке соотношением:

$$I = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}} E^2$$

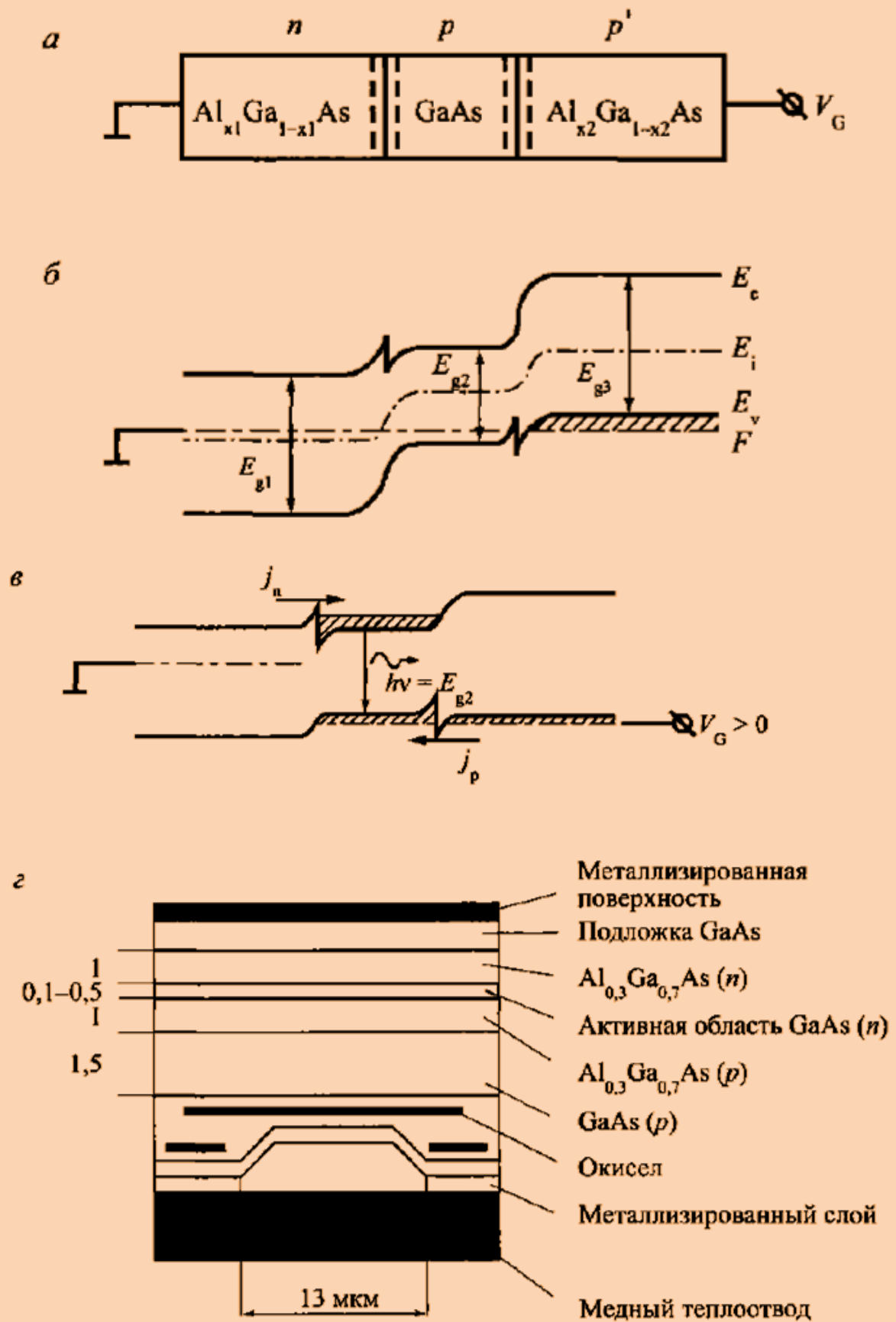


Рисунок 11 – Зонная диаграмма (а,б,в) и структура (г) полупроводникового лазера на двойном гетеропереходе

Яркость излучения  $V$  (Вт/м<sup>2</sup>):

$$V = \frac{P_{max}}{\lambda^2}$$

где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения, м.

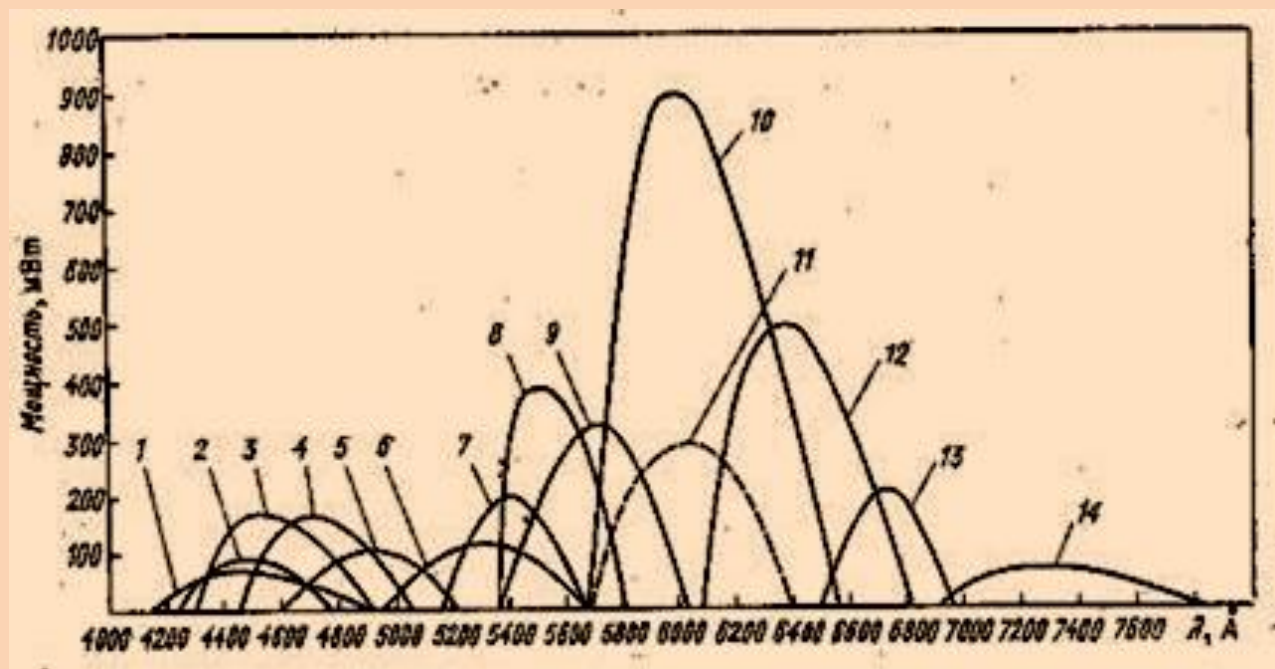


Рисунок 12 – Выходная мощность некоторых распространенных лазерных красителей: 1 —карбостирил 165 (1,5 Вт, УФ); 2—кумарин 120 (1,5 Вт, УФ); 3— кумарин 2 (1,8 Вт, УФ); 4 — 7-диэтиламино-4-метилкумарин (1,35 Вт, УФ); 5 — кумарин 102 (1,5Вт, УФ); 6 — кумарин 7 (1,2 Вт, 4765 Å); 7—кумарин 6 (2,3 Вт, 4880 Å); 8 — Na-флуоресцеин (4 Вт суммарного излучения); 9— родамин 110 (4 Вт суммарного излучения); 10— родамин 6G (4 Вт суммарного излучения); 11— родамин 6G (2 Вт суммарного излучения); 12— родамин В (4 Вт суммарного излучения); 13—перхлорат крезила фиолетового (5 Вт суммарного излучения); 14—перхлорат нильского голубого (0,75 Вт, 6471 Å). В скобках у наименования красителя указаны типичная мощность накачки излучением Ar<sup>+</sup>-лазера, необходимая для получения приведенных кривых перестройки и область спектра излучения

Литература:

- 1 Игнатов А. Н. Оптоэлектронные приборы и устройства. Учебное пособие. – М.: Эко-Трендз. – 2006. – 272 с.
- 2 Айхлер Ю., Айхлер Г. И. Лазеры: исполнение, управление, применение. М.: Техносфера. – 2008. – 440 с.
- 3 Звелто О. Принципы лазеров. – 2008. – 720 с.
- 4 Шуберт Ф. Е. Светодиоды. – М.: Физматлит. -2008. – 496 с.
- 5 Semiconductor lasers. Fundamentals and applications. – Edited by Alexei Baranov and Eric Tournie. – Woodhead Publishing Ltd. – 2013. – 662 p.

- 6 Васильев А. М., Ландсман А. П. Полупроводниковые фотопреобразователи. - М.- 1971, 248 с.
- 7 Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы: теория и эксперимент. - 1987. - 280 с.
- 8 Колтун М. М. Оптика и метрология солнечных элементов. - 1985. - 280 с.
- 9 Колтун М. М. Солнечные элементы. - 1987. - 190 с.
- 10 Гуртов В.А. Твердотельная электроника. – М.: Техносфера. – 2005. – 408 с.
- 11 Шалимова К. В. Физика полупроводников. – М.: Энергоатомиздат. – 1985. – 392 с.
- 12 Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. – СПб: Лань. – 2002. – 480 с.
- 13 Зи С. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир. – 1984. – 912 с.
- 14 Шарупич Л. С., Тугов Н. М. Оптоэлектроника. – М.: Энергоатомиздат. – 1984. – 256 с.
- 15 Носов Ю. Р. Оптоэлектроника. – М.: Радио и связь. – 1989. – 360 с.
- 16 Чопра К., Дас С. Тонкопленочные солнечные элементы. – М.: Мир. – 1986. – 435 с.
- 17 Мартынов В. Н., Кольцов Г. И. Полупроводниковая оптоэлектроника. – М.: МИСИС. – 1999. – 400 с.