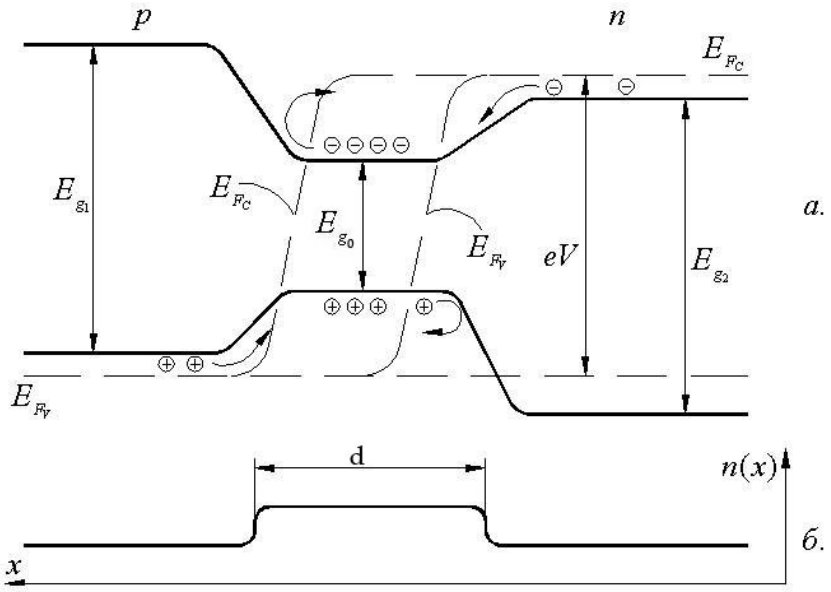
А. Л. Дмитриев

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА ДЛЯ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Учебное пособие



Санкт-Петербург
2006

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное агентство по образованию
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

А. Л. Дмитриев

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА ДЛЯ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Учебное пособие

Санкт-Петербург

2006

УДК 621. 382

А. Л. Дмитриев. Полупроводниковые источники света для систем передачи и обработки информации / Учебное пособие.
- СПб: СПбГУИТМО, 2006. - 48 с.

В учебном пособии изложены основные представления физической оптики полупроводников, усиление света в полупроводниковых гетеро- и квантово-размерных структурах, принципы действия полупроводниковых светодиодов, суперлюминесцентных диодов, лазеров. Рассмотрены устройство полупроводниковых лазеров на основе волноводных решеток Брэгга, временные, ватт-амперные, спектральные, угловые характеристики полупроводниковых излучателей, применяемых в современных системах передачи и обработки информации.

Учебное пособие предназначено для студентов старших курсов Инженерно-физического факультета СПбГУИТМО, специализирующихся по дисциплинам «Лазерные техника и лазерные технологии», «Интегральная и волоконная оптика», а также для обучающихся по специальности «Оптико-электронные приборы и системы».

Одобрено Решением ученого Совета ИФФ СПбГУИТМО
(протокол № 10 от 13. 06. 2006 г.)

Рисунки к учебному пособию выполнены студентами групп № 4201 и 4202 ИФФ под общей редакцией студента V курса М. Александрова.

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2006

© А. Л. Дмитриев, 2006

1. Основы оптики полупроводников

Процессы излучения и поглощения света в полупроводниках описываются на основе зонной модели твердых тел, и явлений образования и излучательной рекомбинации электронно-дырочных пар. Твердое тело представляется в виде кристалла – трехмерного ансамбля периодически, с периодом d расположенных атомов, связанных между собой силами межатомного взаимодействия – кулоновскими, ковалентными, водородными и др.

В электрическом поле кристалла потенциальная энергия $U(r)$ электронов периодична,

$$U(r) = U(r \pm nd) \quad , \tag{1}$$

$(n = 1,2,...)$, следствием чего является квантование энергии и импульса электронов, движущихся в объеме кристалла. Согласно квантовомеханическим представлениям, физические характеристики микрочастиц полностью описываются волновой Ψ- функцией, представляющей собой амплитуду плотности вероятности состояния частицы. Значения энергии E, импульса p и плотности вероятности $|\Psi|^2$ местонахождения частиц (электронов, дырок) следуют из решения волнового уравнения Шредингера, принимающего для независящей от времени составляющей Ψ - функции вид

$$-\frac{\eta^2}{2m_0}\nabla^2\Psi + U\Psi = E\Psi \quad , \tag{2}$$

где $\eta = h/2\pi$ - постоянная Планка, m_0 - масса электрона или дырки. Общее выражение для волновой (то есть описывающей бегущую волну) функции содержит множитель $\exp(-iEt/\eta)$, указывающий на ее периодический во времени характер. Решение уравнения (2) для комплексной волновой функции $\Psi(r)$ представляется как

$$\Psi(r) = u_p(r)\exp(ipr/\eta) \quad , \tag{3}$$

где импульс p частицы связан с ее энергией E известным соотношением классической механики $p^2 = 2m_0E$, и амплитуда $u_p(r)$ волновой функции (функция Блоха-Фуке) имеет тот же период, что и функция (1) потенциальной энергии электрона,

$$u_p(r) = u_p(r \pm nd) \quad . \tag{4}$$

Волновой функции вида (3) соответствует плоская Ψ - волна с волновым вектором k величиной

$$k = \frac{p}{\eta} \quad . \tag{5}$$

(соотношение Де-Бройля).

Нетривиальные решения уравнения Шредингера (2) возможны лишь внутри «разрешенных» значений величин векторов k, называемых «зонами Бриллюэна». Например, в одномерном приближении (модель Кронига-Пени) первая зона Бриллюэна соответствуют области значений k

$$-\frac{\pi}{d}\ \pi\ k\ \pi\ \frac{\pi}{d}\ , \qquad (6)$$

вторая – неравенствами

$$-\frac{2\pi}{d}\ \pi\ k\ \pi\ -\frac{\pi}{d}\ , \qquad (7.а)$$

$$\frac{\pi}{d}\ \pi\ k\ \pi\ \frac{2\pi}{d}, \qquad (7.б)$$

и так далее. На границах зон Бриллюэна выполняется условие

$$k_n = \pm\frac{n\pi}{d}\ , \qquad (8)$$

где n - целое число. При этом значении k_n волновая функция электрона в данной модели не существует, следовательно, движение электронов с импульсом $p_n = \pm n\pi\eta / d$ вдоль «бесконечной» цепочки атомов невозможно (аналогичная картина возникает при брэгговском нормальном отражении света на толстой объемной дифракционной решетке с периодом $d = n\lambda / 2$, где λ - длина волны света). В результате зависимость «разрешенной» энергии E электронов в кристалле от их импульса p и величины волнового вектора k носит разрывный характер (рис. 1).

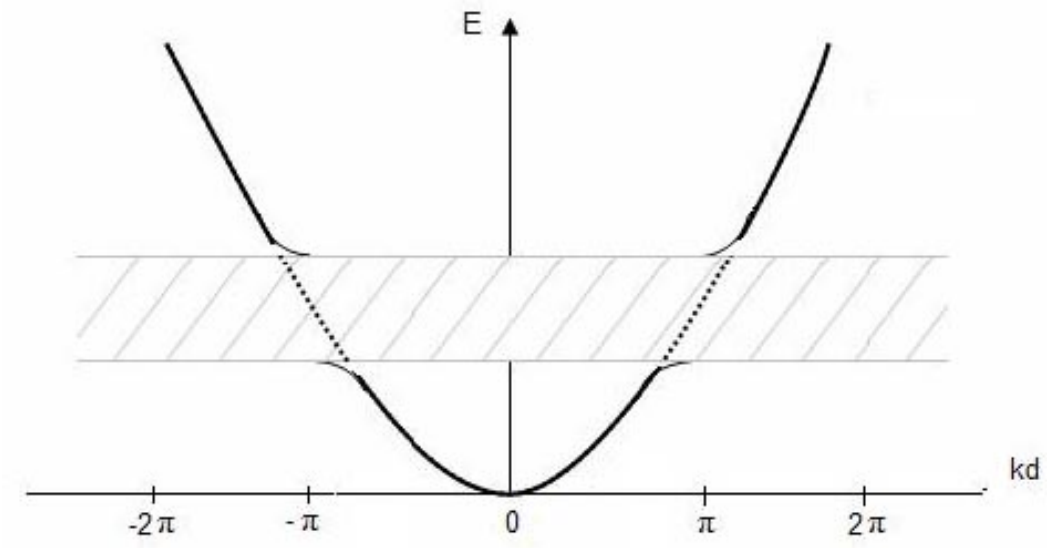


Рис. 1. Зависимость энергии E электрона от волнового числа k. Штрихами обозначена запрещенная зона значений энергии.

В объемных кристаллах зоны Бриллюэна образуют трехмерные поверхности в пространстве волновых векторов (k_x, k_y, k_z), а зоны разрешенных значений энергий электронов принимают вид полос, в пределах которых возможные значения энергии практически непрерывны – рис. 2.

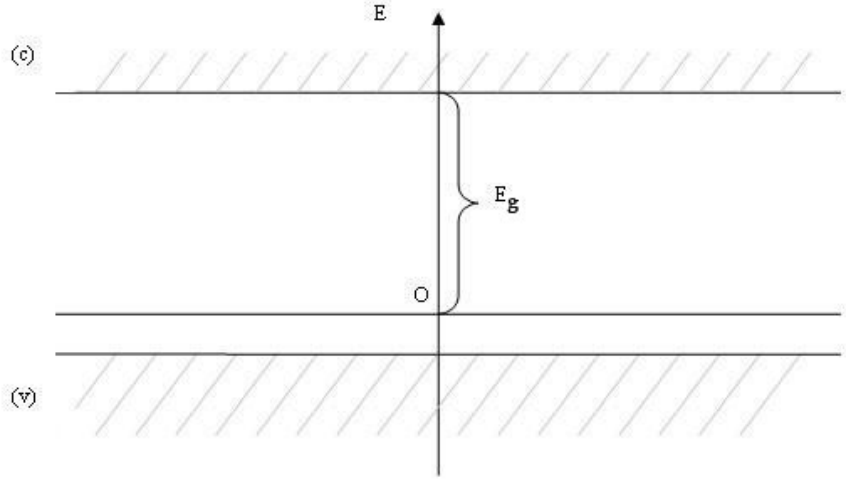


Рис. 2. Запрещенная (E_g), проводимости (c) и валентная (v) зоны значений энергии E электронов в полупроводниковом кристалле. Заштрихованы области возможных значений энергии электронов при ненулевой абсолютной температуре кристалла

Особенностью полупроводниковых кристаллов является сравнительно небольшие, порядка единиц электрон-вольт, значения ширины запрещенной зоны E_g, что и определяет их промежуточное положение между проводниками ($E_g \to 0$) и изоляторами ($E_g \to \infty$). Электроны, находящиеся в валентной (v) зоне, связаны с атомами кристаллической решетки и внутри этой зоны могут иметь практически непрерывные значения энергии. Если под действием внешних факторов (поглощение света, электронный удар, температурное воздействие) приращение энергии электрона в валентной зоне превысит величину энергии запрещенной зоны E_g, являющейся аналогом потенциала ионизации свободного атома, связь электрона с атомом кристаллической решетки разрывается. При этом электрон становится «свободным», то есть может перемещаться в объеме кристалла, а в месте разрыва связи возникает нескомпенсированный положительный заряд – «дырка». Энергия свободного электрона в зоне проводимости (c) также принимает практически непрерывный ряд значений. Образовавшиеся в валентной зоне дырки мигрируют (перемещаются) к потолку валентной зоны, условно соответствующей уровню их нулевой энергии. Электронейтральную систему зарядов «электрон-дырка» называют электронно-дырочной парой (ЭДП).

Электроны (e) в зоне проводимости и образовавшиеся в валентной зоне дырки (h) являются носителями электрического тока и совместно определяют величину тока проводимости кристалла (напомним, что знак тока связан со знаком заряда носителя и направления тока дырок и электронов

одинаковы). При этом движению дырок фактически отвечает движение электронов ковалентной связи, последовательно заполняющих соседние места разрыва связей.

В зонной теории твердых тел вводятся представления о положительной энергии E_e электронов в зоне проводимости и условно отрицательной энергии E_h дырок в валентной зоне с параболическими (квадратичными) зависимостями энергии от импульса $p = \eta k$ этих частиц,

$$E_{e.h} = p^2 / 2m^*, \qquad (9)$$

см. рис. 3.

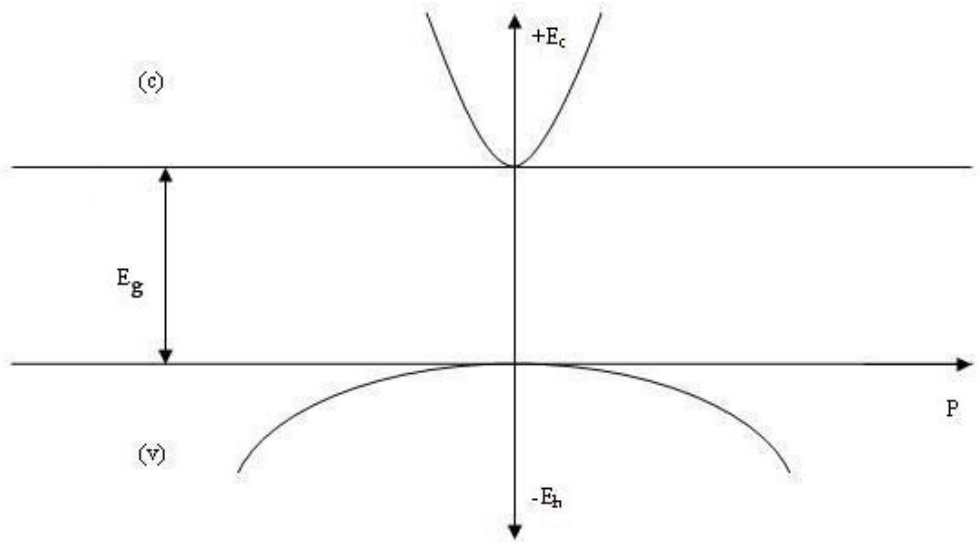


Рис. 3. Зависимость энергии электронов (E_e) и дырок ($-E_h$) от их импульса p

Отсчет значений энергии E_e электронов производится от дна зоны проводимости, а энергии E_h дырок – от потолка валентной зоны. Наклон парабол на рис. 3 может быть разным, вследствие различия эффективных масс m^* электронов и дырок, определяемых соотношением

$$m^* = \frac{\eta^2}{\left(\dfrac{\partial^2 E}{\partial k^2}\right)}, \qquad (10)$$

где E - энергия квазичастицы. Эффективная масса электронов в валентной зоне отрицательна, в зоне проводимости – положительна. Эффективная масса характеризует ускорение квазичастицы относительно кристаллической решетки во внешнем электрическом или магнитном поле. Величина m^* электрона в кристалле может существенно отличаться от величины m_0 инертной массы покоя электрона и зависит от направления движения носителя заряда. Например, для глубоких узких зон m^* фф m_0, что означает: внутренние электроны атомов решетки практически локализованы около своих ядер и малоподвижны во внешнем поле.

2. Элементы квантовой статистики

Квантовомеханическое описание огромного, порядка 10^{18}-10^{22} см$^{-3}$ числа электронов и дырок в кристаллах может быть выполнено лишь с привлечением математического аппарата теории вероятностей и статистики, основанного на вероятностной интерпретации волновой Ψ - функции. Электроны и дырки в твердом теле как частицы с полуцелым спином характеризуются антисимметричными $\Psi(r_1, r_2) = -\Psi(r_2, r_1)$ волновыми функциями и подчиняются принципу Паули, согласно которому в квантовой системе нахождение двух тождественных частиц с одинаковыми квантовыми состояниями исключается. Для таких частиц (фермионов) вероятность $w(E)$ при абсолютной температуре T твердого тела находиться в состоянии с энергией E описывается функцией распределения Ферми-Дирака,

$$w(E) = \frac{1}{\exp(\frac{E - E_F}{k_B T}) + 1} \quad , \qquad (11)$$

где $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}\, Дж \cdot K^{-1}$ - постоянная Больцмана и E_F - энергия Ферми. Вид этой функции при разных температурах T показан на рис. 4.

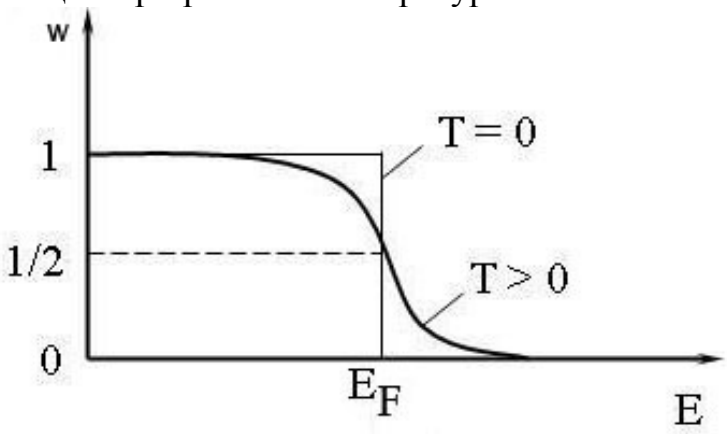


Рис. 4. Распределение Ферми-Дирака

Электронный или дырочный «газ», статистика которого описывается распределением Ферми-Дирака (11), называют вырожденным. Энергия Ферми, по определению, соответствует квантовому состоянию с вероятностью заполнения 0.5. При $(E - E_F)$ ϕϕ kT распределение Ферми-Дирака принимает вид классической функции Максвелла-Больцмана

$$w(E) \approx \exp(-\frac{E - E_F}{k_B T}) \quad , \qquad (12)$$

описывающего поведение квазичастиц вдали от границ запрещенной зоны. В этом случае электронно-дырочный «газ» называют невырожденным.

Энергетическая плотность состояний $\rho_c(E)$, равная числу возможных квантовых состояний частиц в единице объема в интервале энергий $(E, E + dE)$,определяется выражением

$$\rho_c(E) = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m^*}{\eta^2}\right)^{3/2}\sqrt{E - E_c}\ , \qquad (13)$$

где E_c - минимальная энергия частицы в рассматриваемой зоне. Формула 13 следует из соотношения энергии и импульса частиц при условии квантования разрешенных значений импульса в кристалле конечного объема. Концентрация N_e электронов в зоне проводимости полупроводника рассчитывается по формуле

$$N_e = \int_{E_c}^{\infty} \rho_c(E) w(E) dE\ . \qquad (14)$$

Вероятность $w_p(E)$ того, что данные состояния с энергией E не заняты электроном, то есть плотность состояний дырок, равна

$$w_p(E) = 1 - w_e(E) = \frac{1}{\exp(\frac{E_F - E}{k_B T} + 1}\ . \qquad (15)$$

Концентрация N_h дырок в полупроводнике равна

$$N_h = \int_{-\infty}^{E_V} \rho_V(E)(1 - w_e(E)) dE\ , \qquad (16)$$

где плотность состояний дырок $\rho_V(E)$ равна

$$\rho_V(E) = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_h}{\eta}\right)^{3/2}(E_V - E)^{1/2}\ . \qquad (17)$$

Здесь E_V - минимальная энергия дырок, соответствующая «потолку» валентной зоны, и m_h - эффективная масса дырок.

В собственных (чистых) полупроводниках при $T \phi 0$ число электронов в зоне проводимости равно числу дырок в валентной зоне, $N_e = N_h$, при этом выполняется

$$N_e = N_h \propto \exp(-\frac{E_g}{2k_B T})\ . \qquad (18)$$

При $T = 0$ уровень Ферми в чистом полупроводнике расположен посередине запрещенной зоны (рис. 5.а), а при $T \phi 0$ незначительно смещается выше (рис. 5.б).

При легировании полупроводника донорами (элементами более высокой валентности, например, добавлением примеси атомов As (V-я группа) в кристалл Si (IV-я группа) в полученном несобственном полупроводнике уровень Ферми расположен ближе к зоне проводимости – рис. 5.б, что соответствует увеличению концентрации электронов проводимости; такой примесный полупроводник обладает проводимостью n-типа (электронной). Если полупроводник содержит акцепторные примеси атомов с пониженной валентностью (например, примесь B (III) в кристалле Si (IV)), уровень Ферми расположен вблизи валентной зоны – рис. 5.в. и результирующая проводимость такого

примесного полупроводника обусловлена движением положительных дырок (проводимость р-типа). В несобственных полупроводниках произведение концентраций электронов и дырок постоянно, $N_e N_h = const$.

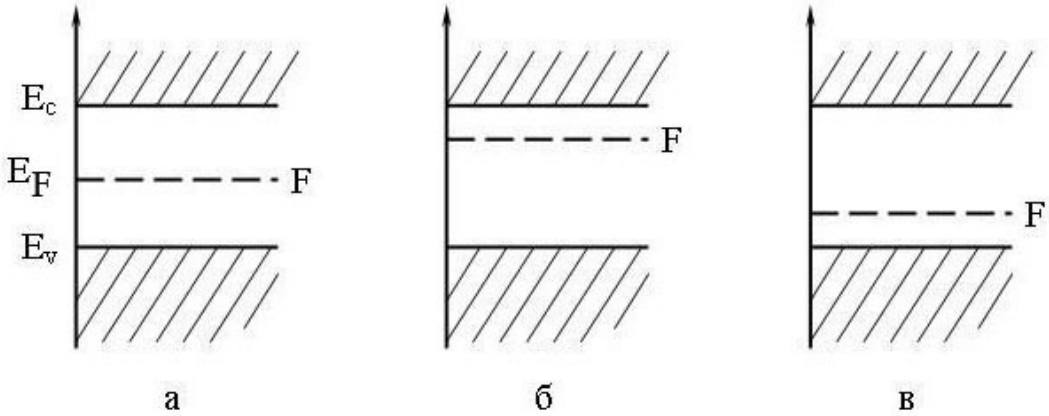


Рис. 5. Расположение уровня Ферми F с энергией E_F. а – в чистом (собственном) полупроводнике при $T = 0$; б – в n - полупроводнике при $T \phi 0$; в. – в р – полупроводнике при $T \phi 0$. Заштрихованы области электронных состояний.

При ненулевых температурах в полупроводниках часть электронов покидает валентную зону и переходит в зону проводимости, при этом образуются пары «электрон-дырка» - ЭДП. Обратным по отношению к таким переходам является процесс рекомбинации (аннигиляции) электронно-дырочных пар, при котором валентные электроны возвращаются в валентную зону. В состоянии термодинамического равновесия числа актов возбуждения (ν_{12}) и рекомбинации (ν_{21}) ЭДП в единицу времени равны, $\nu_{12} = \nu_{21}$, следовательно, равны и средние времена жизни участвующих в этих процессах носителей зарядов – электронов и дырок (рис. 6). Концентрация электронов и дырок в зонах при этом постоянна.

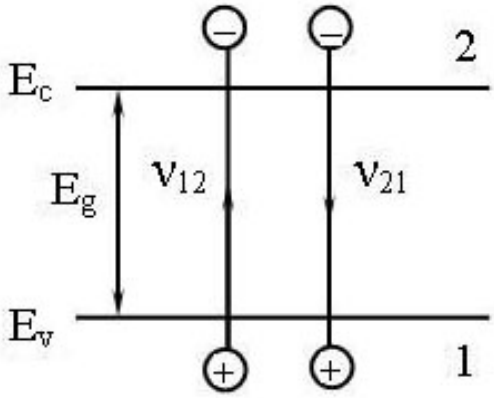


Рис. 6. Тепловая генерация (1 – 2) и рекомбинация (2 – 1) электронно-дырочных пар.

При освещении полупроводника излучением с энергией квантов $h\omega$, большей ширины запрещенной зоны (E_g) возникают дополнительные пере-

ходы (1 – 2) и (2 – 1) уже нетепловой природы, в результате чего частоты ν_{12}, ν_{21} прямых и обратных переходов «электрон-дырка» изменяются. Такое состояние полупроводника называют термодинамически неравновесным, и для него характерно появление в зонах дополнительных неравновесных носителей зарядов, вызывающее изменения концентраций свободных и связанных носителей. Времена жизни τ_n и τ_p избыточных электронов и дырок в кристалле могут сильно отличаться от времен жизни равновесных носителей зарядов, и в примесных полупроводниках соотношение концентраций $N_e N_h = const$ электронов и дырок не выполняется.

Действие полупроводниковых источников света основано на излучательной рекомбинации искусственно создаваемых в полупроводниках электронно-дырочных пар. Наряду с излучательными, возможны и процессы безызлучательной рекомбинации ЭДП, при которых энергия электронно-дырочной пары переходит в энергию тепловых колебаний атомов кристаллической решетки. Другим примером безызлучательной рекомбинации ЭДП является ударная Оже-рекомбинация, при которой энергия и квазиимпульс, освобождаемые при рекомбинации ЭДП, передаются электронам (в n - полупроводниках) либо дыркам (в p – полупроводниках).

В термодинамически неравновесном состоянии не существует единого уровня Ферми для всей системы, и для описания такой системы формально вводятся представления о квазиуровнях Ферми F_c, F_v, положение которых различно для электронов и дырок – рис. 7.

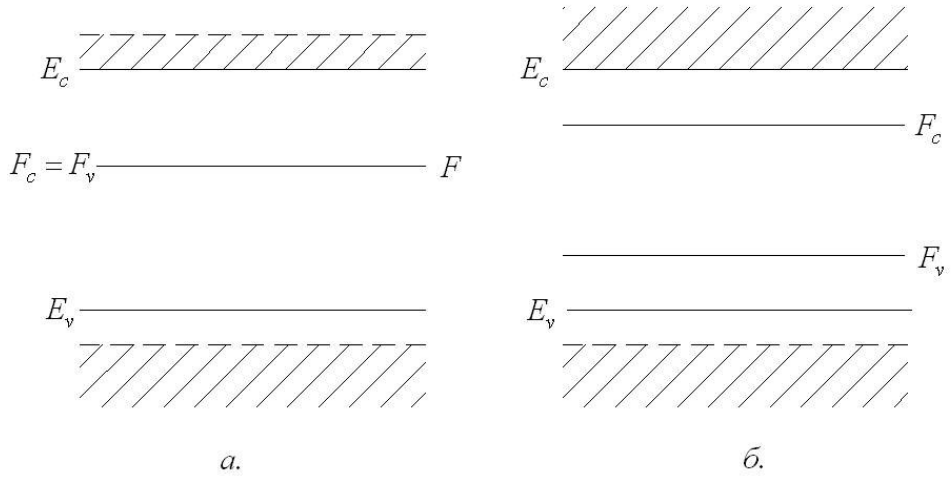


Рис. 7. а. – общий уровень Ферми F в равновесном состоянии полупроводника; б. – раздельные квазиуровни Ферми F_c, F_v в неравновесном состоянии.

Соответственно, вероятности заполнения электронами зоны проводимости и дырками – валентной зоны описываются своими распределениями Ферми-Дирака $w_c(E)$ и $w_v(E)$ для электронов (c) и дырок (v),

$$w_c(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_{F_c}}{k_B T}\right) + 1} \quad , \qquad (19)$$

$$w_v(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_{F_v}}{k_B T}\right) + 1} \quad . \qquad (20)$$

Неравновесное состояние в полупроводнике может быть создано вследствие подвода к кристаллу энергии извне, например, наложением внешнего электрического поля. При этом заполнение электронами энергетических зон примет вид на рис.8, где показано заполнение зон при T = 0, при котором значение энергий Ферми E_{F_c} и E_{F_v} отвечает максимальным значениям энергии электронов и дырок.

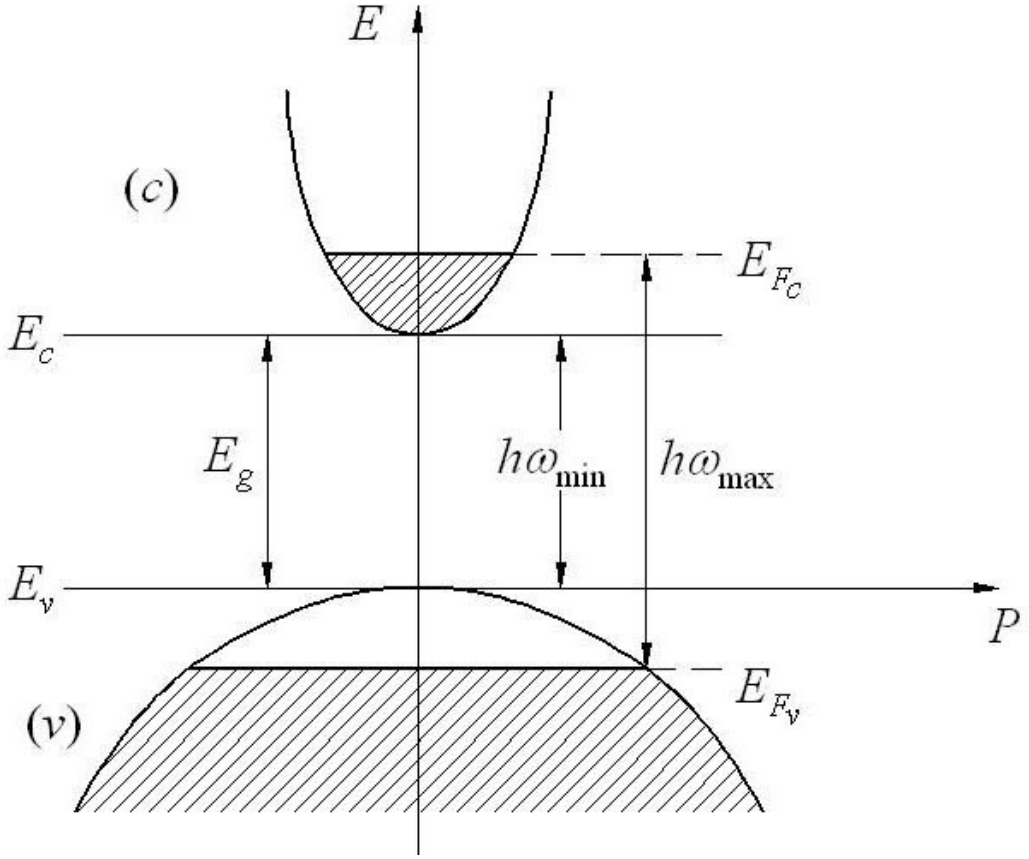


Рис. 8. Зависимость энергия-импульс в неравновесном полупроводнике при $T = 0$. Заштрихованы области, заполненные электронами.

При поглощении света энергия $\eta\omega$ поглощенного кванта, согласно закону сохранения, переходит в энергию образовавшейся электронно-дырочной пары, что соответствует разрыву одной валентной связи атома в кристалле и образованию свободного электрона. Излучательная рекомбинация ЭДП в та-

ком полупроводнике сопровождается образованием световых квантов, энергия $\eta\omega$ которых находится в пределах

$$E_g \le \eta\omega \le E_{F_c} - E_{F_v} \qquad (21)$$

(условие Бернара – Дюррафура).

Оптический коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$ полупроводника (коэффициент Бугера-Ламберта-Бэра) зависит от разности числа актов поглощения и излучения квантов и связан с вероятностями (19, 20) заполнения состояний электронов в зоне проводимости и в валентной зоне,

$$\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega)[w_v(\eta\omega) - w_c(\eta\omega)] \quad . \qquad (22)$$

В термодинамически неравновесной квантовой системе выражение в квадратных скобках 22 отрицательно, то есть $w_c(\eta\omega)$ ϕ $w_v(\eta\omega)$, что после подстановки явных выражений 19,20 эквивалентно выполнению условия Бернара-Дюррафура 21 уже при ненулевых температурах среды,

$$E_{F_c} - E_{F_v} \ \phi \ \eta\omega \quad . \qquad (23)$$

При выполнении неравенств 21, 23 полупроводник является оптически усиливающей средой с энергетическим коэффициентом усиления $\gamma(\omega) = -\alpha(\omega)$. Коэффициент $\alpha_0(\omega)$ в 22 равен нулю при $\eta\omega$ π E_g, и при выполнении 23

$$\alpha_0(\omega) = K_{sp}\sqrt{\eta\omega - E_g} \quad , \qquad (24)$$

где K_{sp} - коэффициент спонтанной эмиссии, зависящий от свойств материала полупроводника. Величина скорости спонтанной эмиссии K_{sp} равна

$$K_{sp} = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi\eta^2\tau_r}\exp\left(\frac{E_{F_c} - E_{F_v} - E_g}{k_B T}\right) \quad , \qquad (25)$$

где m_r - приведенная эффективная масса электрона ($m_r^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$, где m_c, m_v эффективные массы электронов в зоне проводимости и в валентной зоне), τ_r - излучательное время жизни в полупроводнике (время жизни возбужденного состояния), равное обратной величине коэффициента Эйнштейна A_{21}, описывающего скорость спонтанной эмиссии, $A_{21} = 1/\tau_r$. Чем больше величина запрещенной зоны E_g, тем меньше величина τ_r и тем труднее создание усиления (инверсии населенности состояний) в полупроводнике. Диаграмма, иллюстрирующая заполнение эффективных состоя-

ний в неравновесном полупроводнике при $T \phi 0$, показана на рис.9.

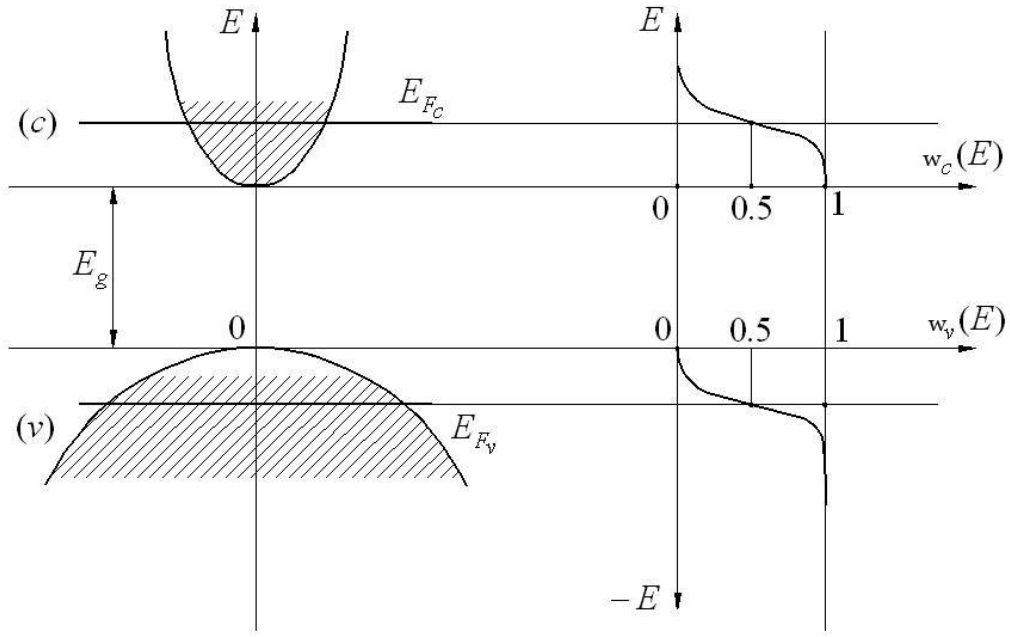


Рис. 9. Энергия и плотность состояний электронов в неравновесном полупроводнике при $T \phi 0$.

В валентной зоне незаштрихованная область соответствует области отрицательной энергии дырок с плотностью состояний $[1 - w_v(E)]$. Увеличение отрицательной энергии дырок физически соответствует увеличению положительной энергии свободных электронов в зоне проводимости.

Физически усиление света в полупроводниках происходит вследствие вынужденной рекомбинации электронно-дырочных пар, обусловленной действием внешнего (усиливаемого) излучения, частота которого близка к частоте резонансного перехода $\eta\omega \geq E_g$. Процессам усиления света препятствуют спонтанная (самопроизвольная) рекомбинация электронов и дырок, а также безызлучательная рекомбинация, при которой энергия ЭДП переходит в энергию теплового (колебательнго) движения решетки кристалла (в энергию тепловых фононов). В результате величина коэффициента усиления $\gamma(\omega)$ существенно зависит от концентрации C ЭДП в неравновесном полупроводнике. Пример расчетной зависимости коэффициента усиления от концентрации электронно-дырочных пар показан на рис. 10.

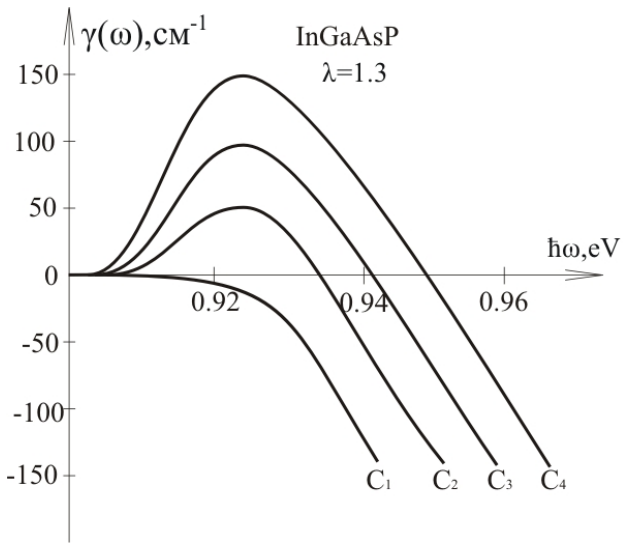


Рис. 10. Зависимость усиления $\gamma(\omega)$ *от частоты света (энергии квантов) и концентрации ЭДП в полупроводнике InGaAsP ; длина волны усиления* $\lambda_0 = 1.3 мкм$, $C_1 = 1 \cdot 10^{18} [см^{-3}], C_2 = 1.2 \cdot 10^{18}, C_3 = 1.6 \cdot 10^{18}, C_4 = 1.8 \cdot 10^{18}$.

3. Усиление света в p-n переходе и в гетероструктурах

Граница полупроводников с p – и n – проводимостями (p-n – переход) является идеальной средой для создания неравновесного распределения электронов и дырок и, следовательно, для обеспечения условия усиления света. В области контакта полупроводников p - и n – типов с приблизительно равными ширинами запрещенных зон часть электронов и дырок диффундирует (проникает) во встречных направлениях и концентрация подвижных носителей вблизи p-n – перехода уменьшается – образуется «обедненная зона» размерами в несколько десятых-сотых долей мкм. Образовавшееся в результате встречной диффузии электронов и дырок внутреннее поле напряженностью E удерживает носители от дальнейшего дрейфа. В отсутствии внешнего электрического поля положение уровней Ферми электронов и дырок одинаково – рис. 11.

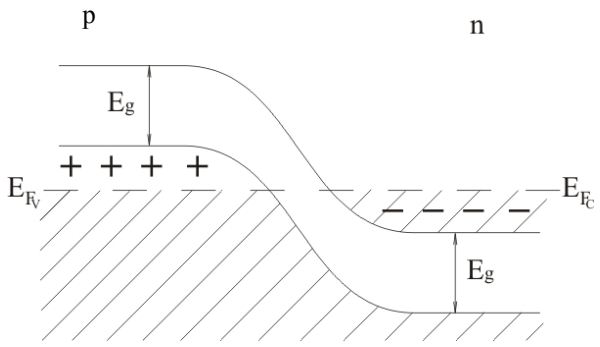


Рис. 11. Границы зон и положение уровня Ферми E_F в p-n – переходе в отсутствии внешнего электрического поля. Заштрихована область электронных состояний.

В этом случае электроны и дырки рекомбинируют без потери энергии. При наложении внешнего электрического поля в прямом (p→n) направлении p-n перехода с разностью потенциалов $V \approx E_g / e$ (e - заряд электрона) изгибы зон уменьшаются, а уровни Ферми электронов и дырок смещаются, как показано на рис. 12.

Вследствие деформации границ зон, величина внутреннего поля E в области контакта p и n полупроводников приблизительно сохраняется. В результате, в пределах тонкого, шириной $d \pi 0.1 мкм$, «активного» слоя условие Бернара-Дюррафура (21) выполняется и рекомбинация электронно-дырочных пар происходит уже с отдачей энергии вовне в виде

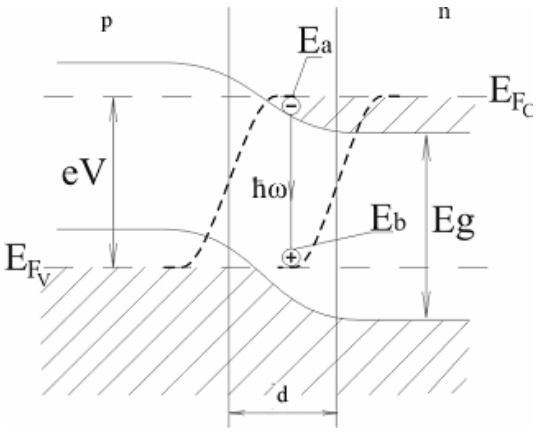


Рис. 12. p-n – переход во внешнем электрическом поле в прямом ($p \to n$) направлении.

световых квантов. Если E_A - положительная энергия электрона в зоне проводимости в зоне проводимости и E_B - отрицательная энергия дырки в валентной зоне, энергия излученного кванта равна

$$\eta\omega = E_A - E_B \ . \qquad (26)$$

Излучательная рекомбинация ЭДП в активном слое на границе p- и n-полупроводников может носить самопроизвольный (спонтанный) либо вынужденный характер. Вынужденная рекомбинация ЭДП происходит при действии на полупроводниковый кристалл электромагнитного излучения с частотой, близкой к частоте перехода 26. Процесс излучения вынужденных световых квантов отличается высокой направленностью и монохроматичностью излучения, и используется в лазерных полупроводниковых диодах (ЛД). Спонтанная рекомбинация ЭДП сопровождается гораздо большим разбросом направлений распространения и частот (энергий) генерируемых фотонов, этот процесс лежит в основе действия полупроводниковых светоизлучающих диодов (СИД). Промежуточное, по отношению к ЛД и СИД, положение занимают суперлюминесцентные диоды (СЛД), в которых последовательно происходят два физических процесса: генерация первичных световых квантов в результате спонтанной рекомбинации ЭДП и увеличение их количества (иначе – усиление излучения в активном слое) вследствие вынужденной рекомбинации ЭДП под действием внешнего – первичного – излучения.

В СИД, ЛД и СЛД, благодаря свойствам p-n – перехода в тонком активном пограничном слое удается создать высокую концентрацию неосновных носителей – ЭДП и обеспечить их преимущественно излучательную рекомбинацию. Процессам излучательной рекомбинации ЭДП препятствуют безызлучательная рекомбинация ЭДП, при которой

энергия ЭДП переходит в энергию упругих (тепловых) колебаний кристаллической решетки, а также диффузия (переход) неосновных носителей (электронов и дырок) из активного пограничного p-n – слоя в объемные слои p- и n- полупроводников. Создать потенциальные барьеры (то есть внутренние электрические поля), препятствующие диффузии электронов и дырок из активного слоя, можно, располагая этот слой между слоями полупроводников с повышенной величиной ширины запрещенной зоны. Пример такой двойной полупроводниковой гетероструктуры показан на рис. 13.

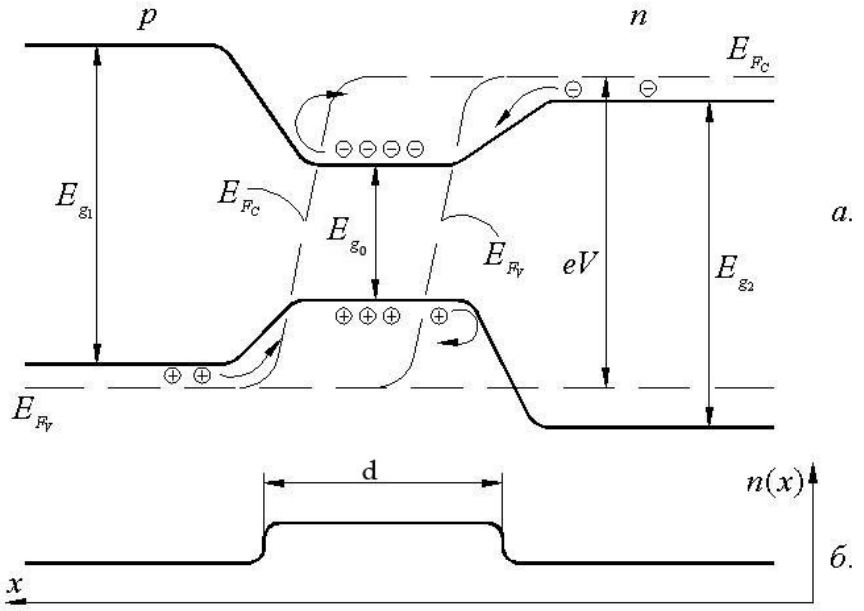


Рис. 13. а. Положение границ энергетических зон и квзиуровней Ферми в полупроводниковой двойной гетероструктуре при действии внешнего электрического поля (прямое смещение). б. Распределение показателя преломления в поперечном направлении двойной гетероструктуры; толщина активного слоя $d \pi 1$*мкм*.

Активный слой с узкой шириной E_{g0} запрещенной зоны расположен между слоями полупроводников с большими по величине ширинами запрещенных зон, E_{g1}, E_{g2} ϕ E_{g0}. При этом высокая, необходимая для усиления света, концентрация ЭДП в этом слое достигается при управляющих напряжениях V, значительно меньших, чем в простом p-n – переходе. Другим важным свойством двойной гетероструктуры является то, что слаболегированный активный слой имеет показатель преломления больший, чем показатели преломления прилегающих p- и n- слоев. Следовательно, активный слой является тонкопленочным волноводом, концентрирующим потоки световых квантов, рождающихся в результате рекомбинации ЭДП.

Полупроводниковые гетероструктуры с заданными геометрией и ширинами запрещенных зон слоев полупроводников изготавливаются по

технологии последовательного эпитаксиального выращивания одного слоя полупроводника на другом. При изготовлении сравнительно толстых (десятки атомных слоев) гетерослоев необходимым требованием является их изопериодичность – равенство постоянных кристаллических решеток контактирующих слоев полупроводников. Наоборот, при неравенстве периодов решеток величиной свыше 0.1 % на границах слоев возникают упругие деформации, ухудшающие оптические и электронные свойства таких структур. Пример зависимости ширины запрещенной зоны от постоянной решетки для различных концентраций и составов твердых растворов соединений $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ показан на рис. 14.

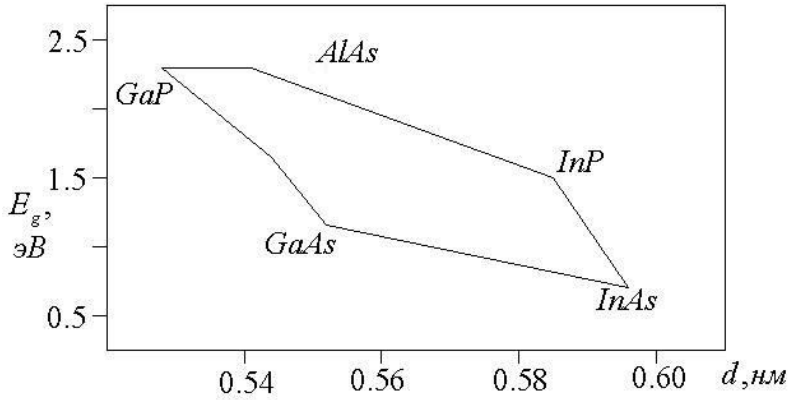


Рис. 14. Диаграмма зависимости ширины запрещенной зоны от постоянной решетки.

Подбором концентраций компонент твердых растворов (в основном, элементов III, IV, V и VI –й групп таблицы Менделеева) и изменяя положение и толщины слоев, можно конструировать полупроводниковые структуры, способные генерировать и усиливать излучение в диапазоне длин волн от 0.4 до 30 мкм. Активная область этих структур обычно выполняется в виде канального волновода с эффективными размерами поперечного сечения около 0.1 х 5.0 мкм и длиной 300 – 500 мкм (рис. 15).

Современные технологии жидкофазной эпитаксии позволяют создавать сложные «заращенные» мезаполосковые структуры, в которых обеспечивается высокое ограничение электрического тока и оптического излучения в поперечных направлениях, способствующие улучшению электрических режимов накачки и характеристик выходного излучения.

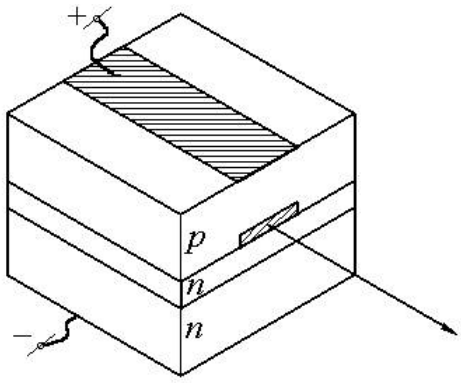


Рис.15.

Рис. 15. Схема простого гетероструктурного полупроводникового лазера с полосковой геометрией.

4. Усиление света в волноводном интерферометре Фабри-Перо

Активный слой полупроводникового лазера можно представить в виде волновода толщиной h, длиной L с коэффициентом оптического усиления $\gamma(x)$, в котором распространяется световая волна (волноводная мода) с распределением амплитуды $E(x)$(рис. 16).

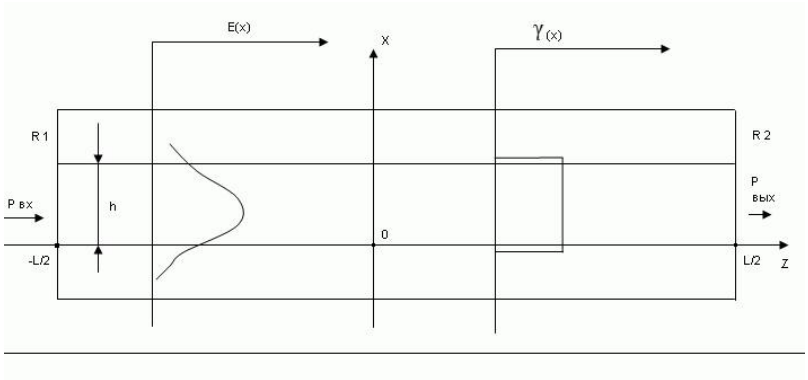


Рис. 16. Упрощенная модель активного волноводного слоя.

Амплитуда $E(x,z,t)$, световой волны, распространяющейся в положительном направлении оси z, описывается выражением

$$E(x,z,t) = E(x)\cdot\exp\left[-j(\omega t - \beta z)\right] \quad , \qquad (27)$$

где комплексная постоянная распространения β равна

$$\beta = \left(\frac{2\pi n_m}{\lambda} - \frac{a\Gamma\gamma}{2}\right) + j\left(\frac{\Gamma\gamma - \alpha_m}{2}\right) \quad ; \qquad (28)$$

здесь n_m - эффективный волноводный показатель преломления моды, a - параметр ширины линии ($a = \delta n' / \delta n''$, где $\delta n'$, $\delta n''$ - вещественная и мнимая части приращения показателя преломления усиливающей среды, обусловленные приращением δC концентрации носителей), Γ - модовый коэффициент оптического ограничения, равный

$$\Gamma = \frac{\int_0^h |E(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(x)|^2 dx} \quad , \qquad (29)$$

и α_m - коэффициент потерь излучения. Коэффициент Γ $(0 \le \Gamma \le 1)$ показывает, какая доля мощности моды в поперечном сечении волновода испытывает усиление, при этом в 29 предполагается постоянство коэффициента усиления $\gamma(x) = \gamma = const$ в пределах толщины h волновода. Согласно 28, величина усиления γ и коэффициент ограничения Γ влияют не только на амплитуду, но и на фазу усиливаемой волны.

Границы активного волновода $(z = -L/2, L/2)$ можно рассматривать как зеркала резонатора Фабри-Перо с коэффициентами отражения R_1 и R_2; при этом полагаем, что плоскости границ перпендикулярны оси z волновода, а величины R_1 и R_2 являются френелевскими коэффициентами отражений границы раздела «воздух-полупроводник»,

$$R_i = \frac{(n_i - 1)^2}{(n_i + 1)^2} \quad , \qquad (30)$$

$(i = 1,2)$, либо могут принимать другие значения при использовании отражательных интерференционных покрытий на границах волновода.

При вводе излучения в резонатор его максимальное пропускание достигается, если выполнено условие резонанса мод

$$\left(\frac{2\pi n_m}{\lambda} - \frac{a\Gamma\gamma}{2}\right)L = N\pi \quad , \qquad (31)$$

где целое N = 1, 2, … . Отношение выходной $P_{вых}$ и подводимой $P_{вх}$ мощностей излучения называется коэффициентом усиления G активного резонатора Фабри-Перо. При выполнении условия резонанса 31 величина усиления, как можно показать, равна

$$G = \frac{P_{вых}}{P_{вх}} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)\exp[(\Gamma\gamma - \alpha_m)L]}{(1 - \sqrt{R_1 R_2}\exp[(\Gamma\gamma - \alpha_m)L])^2} \quad . \qquad (32)$$

Если коэффициенты отражения выходного и входного торцов активного волновода равны нулю, $R_1 = R_2 = 0$, то такой волновод можно рассматривать как однопроходный усилитель бегущей волны с коэффициентом усиления G_0, равным

$$G_0 = \exp[(\Gamma\gamma - \alpha_m)L] \quad . \qquad (33)$$

Этот режим усиления используется в суперлюминесцентных диодах. Другой предельный случай усиления достигается при равенстве нулю знаменателя в 32, когда

$$\sqrt{R_1 R_2} = \exp[(\Gamma\gamma - \alpha_m)L] \quad ; \qquad (34)$$

при этом величина $G \to \infty$ и такой режим соответствует условиям возникновения собственных колебаний в активном резонаторе, то есть условиям лазерной генерации. Вследствие различных нелинейных эффектов (например, насыщения усиления, изменения концентрации ЭДП и др.) коэффициент усиления γ при увеличении мощности оптического излучения в активном резонаторе уменьшается, поэтому реальная величина коэффициента усиления G всегда ограничена.

5. Квантоворазмерные структуры

Применение гетероструктур в разработках полупроводниковых излучателей позволило на 1 – 2 порядка уменьшить токи управления этими источниками (десятки мА) по сравнению с токами величиной в сотни мА, необходимыми при использовании простых p-n – переходов. Следующим шагом в создании мощных излучателей с минимальными, в несколько единиц мА, токами управления явилось применение в них квантоворазмерных полупроводниковых структур.

Квантоворазмерные структуры (КРС) – это одиночные либо множественные ультратонкие полупроводниковые слои, нити либо компактные группы атомов с типичными размерами, близкими к величине длины волны Де Бройля $\lambda = h / p$ свободных носителей заряда в таких полупроводниках (обычно единицы – десятки нм). В КРС свободные носители заряда локализованы в одном, двух либо в трех координатных направлениях в области с размерами порядка дебройлевской длины волны носителей. В результате, вследствие волновых свойств частиц, в КРС происходят существенные изменения энергетического спектра всей электронной системы. Движение заряженных частиц вдоль координаты с ограничением размеров сопровождается дополнительным квантованием разрешенных значений энергии и импульса таких частиц, и энергетический спектр таких частиц становится дискретным.

Пример простой квантоворазмерной структуры («квантовой ямы», двумерной КРС) в виде тонкой ($d \approx$ 15 нм) пленки полупроводника (InGaAsP) показан на рис. 17.

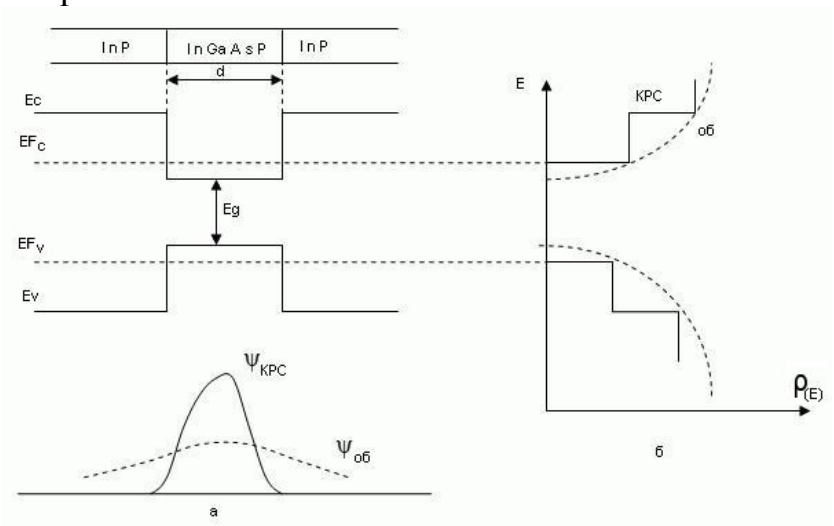


Рис. 17. а. Одномерная КРС. Б. Функции плотности состояний электронов и дырок в объеме полупроводника (штриховая линия) и в КРС (сплошная линия).

Движение электронов и дырок в плоскости (x, y) пленки характеризуется, как и в объемном кристалле, непрерывной зависимостью функции плотности состояний $\rho(E)$ от энергии $E_{x,y}$ частиц, при этом энергия частиц квадратично связана со значениями импульсов p_x, p_y частиц,

$$E_{x,y} = (p_x^2 + p_y^2)/2m \quad , \tag{35}$$

где m - эффективная масса частицы. Напротив, движение заряженных частиц поперек ультратонкой пленки пространственно-ограничено, волновая функция электрона имеет периодический характер,

$$\Psi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin \frac{\pi n z}{d} \quad , \tag{36}$$

и его энергия E_z также квантуется,

$$E_z = \frac{\pi^2 \eta^2 n^2}{2md^2} \quad . \tag{37}$$

Полная энергия носителей в квантоворазмерной пленке равна

$$E = E_z + E_{x,y} \tag{38}$$

и имеет смешанный дискретно-непрерывный характер (рис. 17. б).

Периодические КРС в виде нитей («квантовых нитей», одномерных КРС) и объемных элементов («квантовых точек», нуль-мерных КРС) характеризуются выраженной дискретной зависимостью функции плотности состояний $\rho(E)$ и энергии – рис. 18. В результате в КРС создаются возможности достижения весьма высоких по сравнению с объемными кристаллами концентраций носителей с заданными значениями энергии. Энергозатраты для достижения больших концентраций электронно-дырочных пар в КРС оказываются меньшими, чем в обычных гетероструктурах.

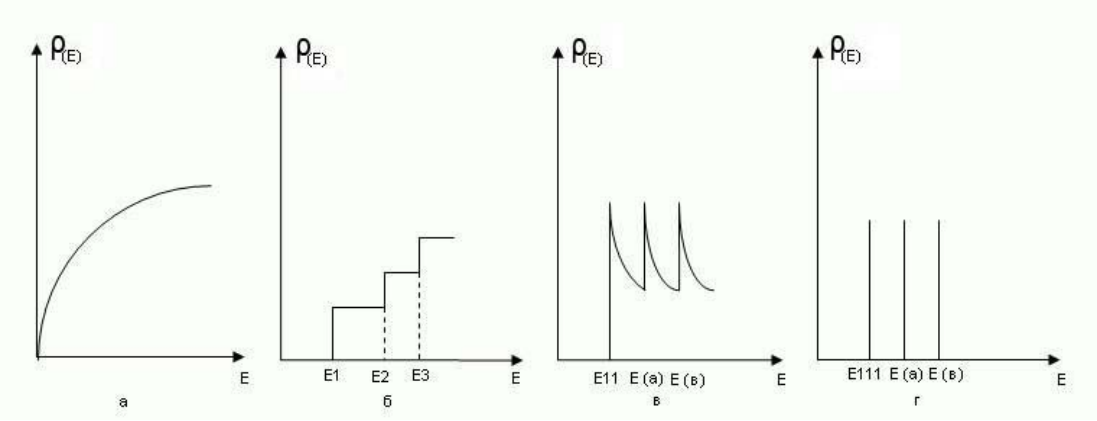


Рис. 18. Зависимость плотности энергетических состояний от энергии в объемном полупроводнике (а), в квантовой яме (б), в квантовых нитях (в) и в квантовых точках (г).

Многослойные квантоворазмерные структуры («сверхрешетки») выполнены в виде нескольких (обычно до 30) ультратонких слоев полупроводников с различными толщиной и шириной запрещенных зон (рис. 19. а).

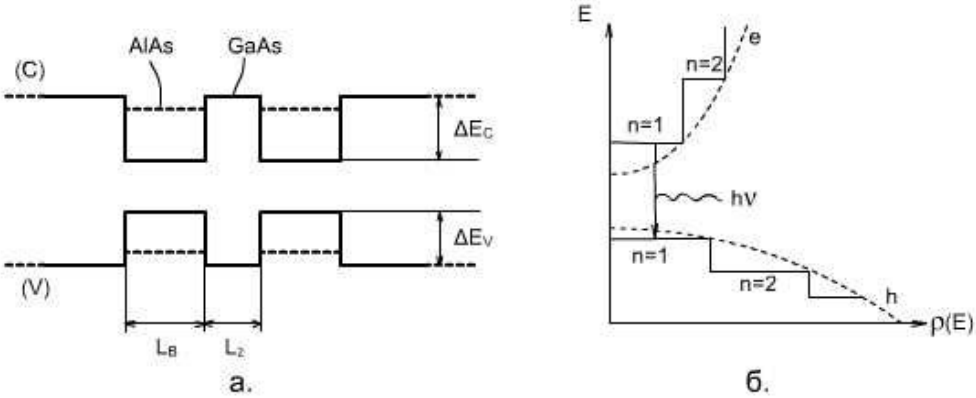


Рис. 19. а. Одномерная сверхрешетка, $L_B \approx 30-40нм, L_z \approx 20нм$. *б. Зависимость плотности состояний* $\rho(E)$ *от энергии электронов и дырок сверхрешетки.*

Функция плотности состояний электронов в сверхрешетке, благодаря дополнительной периодической модуляции потенциала, принимает дискретный характер и ее видом можно управлять в зависимости от назначения КРС.

Технология изготовления КРС относится к наиболее передовым и сложным современным нанотехнологиям. Например, методами молекулярно-пучковой эпитаксии можно изготавливать пленки толщиной до одного атомного слоя. Сегодня возможно создание «нуль-мерных» сверхрешеток («квантовых точек»), выполненных в виде групп всего 20 – 50 атомов («островков»), при этом самопроизвольное формирование таких «островков» происходит на границе раздела слоев полупроводников с

существенно разными постоянными решеток; обычное условие изопериодичности этих полупроводниковых структур здесь намеренно не выполняется.

Полупроводниковые лазеры на основе КРС характеризуются небольшими (единицы мА) значениями порогового тока, анизотропией коэффициента усиления активной среды, улучшенными поляризационными характеристиками выходного излучения и высокой температурной стабильностью спектра излучения.

Квантоворазмерные полупроводниковые структуры применяются также в разработках высокочувствительных фотоприемников с низким уровнем собственных шумов.

6. Оптические резонаторы и волноводные решетки Брэгга

В полупроводниковых лазерах генерация индуцированного излучения происходит вследствие взаимодействия активной (усиливающей свет) среды с излучением. Высокая эффективность взаимодействия излучения со средой достигается, благодаря использованию в лазерах оптических резонаторов. Спектральные характеристики излучения лазера существенно определяются свойствами таких резонаторов. Собственные частоты ν_N продольных мод резонатора Фабри-Перо, образованного двумя плоскими зеркалами, расположенными на расстоянии L, равны

$$\nu_N = N\frac{c}{2nL} \quad , \qquad (39)$$

где c - скорость света в вакууме, n - показатель преломления активной среды, N - целое число.

В режиме свободной генерации спектр $P(\nu)$ излучения полупроводникового лазера носит линейчатый характер – рис. 20.

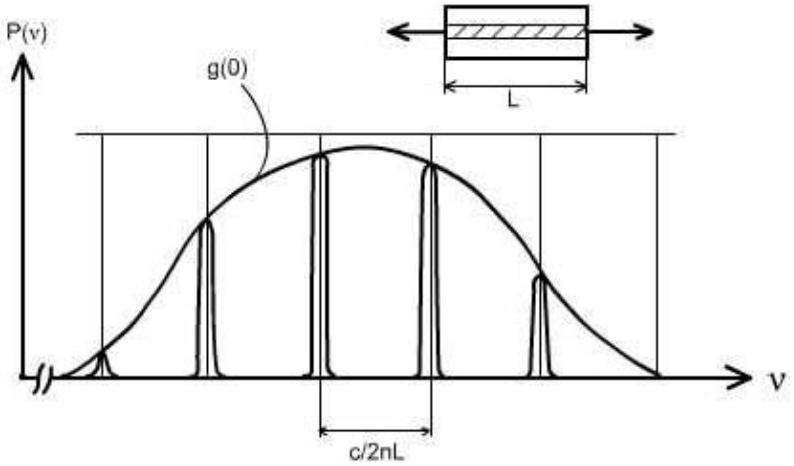


Рис. 20. Частотный спектр генерации лазера. $g(\nu)$ – зависимость коэффициента усиления активной среды от частоты.

Использование резонаторов Фабри-Перо в полупроводниковых лазерах технически хотя и удобно (френелевские отражатели резонатора получают простым скалыванием образца искусственного кристалла вдоль атомных плоскостей, перпендикулярных оси резонатора), но не вполне эффективно совместимо с волноводной структурой активной области резонатора. Другим недостатком малоразмерных (обычно менее 500 мкм) резонаторов Фабри-Перо является наличие в них поперечных собственных мод,

искажающих спектр генерации лазера и обусловливающих флуктуации мощности (шумы) излучения.

Применение в полупроводниковых лазерах волноводных решеток Брэгга, непосредственно связанных с активной средой, позволило улучшить спектральные характеристики излучателей и, в частности, обеспечить динамически одночастотный (высокоскоростной) режим работы лазера.

Волноводная решетка Брэгга представляет собой оптический волновод, образованный плоской и гофрированной (рельефной) поверхностями раздела сред – рис. 21.

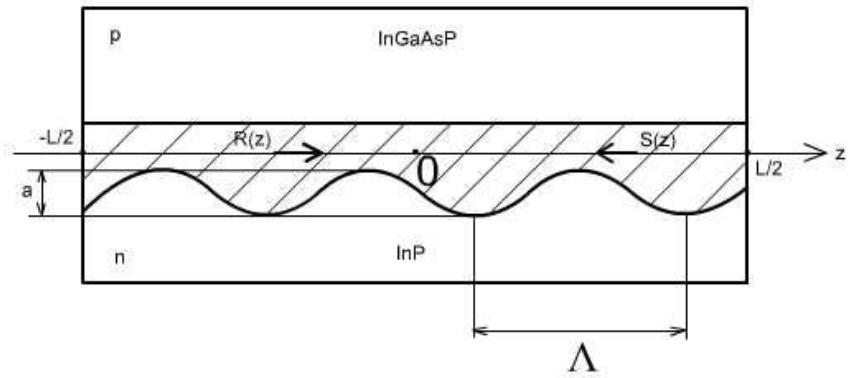


Рис. 21. Схема простого брэгговского волновода с синусоидальным гофром. Волноводный слой из полупроводника с шириной запрещенной зоны E_{g0} находится между слоями n- и p - полупроводников с ширинами запрещенных зон E_{gn}, E_{gp}. Λ – период гофра, a - удвоенная амплитуда гофра.

Условия распространения волноводных мод в брэгговском волноводе (БВ) весьма чувствительны к изменению длины волны излучения. Для описания волноводных свойств БВ вводится эквивалентный показатель преломления волновода $n(z)$, периодически зависящий от координаты z,

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cdot \cos(2\beta_0 z + \Omega) \quad , \qquad (40)$$

где n_0 - среднее значение показателя преломления, Δn - амплитуда модуляции показателя преломления, Ω - фаза волновода, β_0 - постоянная распространения моды, связанная с длиной волны Брэгга $\lambda_Б$ и периодом решетки Λ соотношениями

$$\beta_0 = \frac{2\pi n_0}{\lambda_Б} = \frac{\pi}{\Lambda} \qquad (41)$$

(очевидно, $\lambda_Б = 2n_0\Lambda$).

Периодическая зависимость $n(z)$ обусловливает связь световых волн R и S, распространяющихся в БВ навстречу друг другу, при этом из волнового уравнения Гельмгольца, описывающего электромагнитное поле ($R+S$) в БВ, следуют уравнения связанных волн для амплитуд поля $R(z)$ и $S(z)$:

$$-\frac{\partial R}{\partial z}+(\alpha-j\delta\beta)R=j\kappa e^{-j\Omega}S \quad , \tag{42}$$

$$\frac{\partial S}{\partial z}+(\alpha-j\delta\beta)S=j\kappa e^{j\Omega}R \quad . \tag{43}$$

В 42 и 43 степень связи мод определяется величиной коэффициента связи κ, равного

$$\kappa=\frac{\pi\Delta n}{\lambda_Б} \quad ; \tag{44}$$

величина κ определяется амплитудой a гофра и стремится к нулю при $a\to 0$.

Примеры зависимости $\kappa(a)$ для гофров разного профиля показаны на рис. 22.

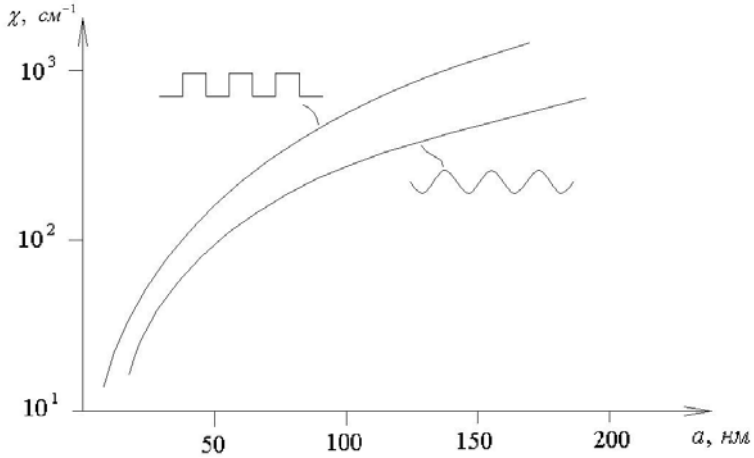


Рис. 22. Зависимость коэффициента связи мод от вида профиля и глубины гофра

В уравнениях 42, 43 α - коэффициент усиления излучения в волноводе, $\delta\beta$ - волновая расстройка, равная

$$\delta\beta=\beta-\beta_0 \quad . \tag{45}$$

Решения системы уравнений связанных волн 42,43 существенно зависят от величины волновой расстройки $\delta\beta$. При вводе в БВ излучения с длиной волны, равной длине волны Брэгга $\lambda_Б$ ($\delta\beta = 0$), распределение мощности прямой и встречной волн в объеме БВ имеет вид, показанный на рис. 23.

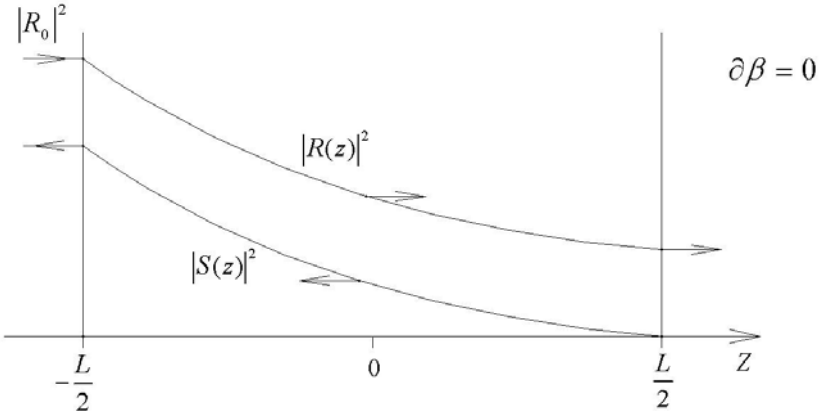


Рис. 23. Распределение мощности излучения прямой $R(z)$ и отраженной $S(z)$ волн в БВ при $\delta\beta = 0$.

В этом случае БВ, в сущности, является отражателем («волноводным зеркалом») для излучения с длиной волны $\lambda = \lambda_Б$.

Другой практически важный случай соответствует «резонансной» длине волны ($\lambda = 2\pi / \beta$), при специальном условии

$$\delta\beta = \sqrt{(\pi / \lambda)^2 + \kappa^2} \quad . \qquad (46)$$

Для прямой резонансной волны $R(z)$ брэгговский волновод практически прозрачен, что иллюстрирует рис. 24.

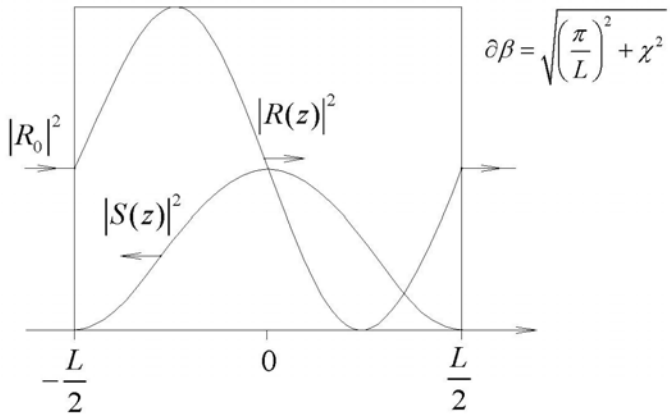


Рис. 24. Распределение мощностей прямой $R(z)$ и обратной $S(z)$ волн в БВ для резонансной длины волны.

В этом случае энергия оптических волн локализуется (запасается) в волноводе, и сам БВ, в сущности, становится оптическим резонатором.

Если оптическая среда БВ является усиливающей (α ϕ 0), такой БВ генерирует излучение на двух немного отличающихся (например, $\delta\beta L = \pm 3$) длинах волн, так как волновая расстройка 46 имеет два знака ($\pm$). Полупроводниковые лазеры на основе таких БВ называют «лазеры с распределенной обратной связью», РОС – лазеры (DFB – Lasers). Одночастотный режим генерации РОС-лазера на длине волны Брэгга $\lambda_Б = 2n_0\Lambda$ реализуется при использовании составного брэгговского волновода с четвертьволновыми фазовыми сдвигами гофрированных структур, для которых $\Omega = \pm\pi / 2$, - см. рис. 25.

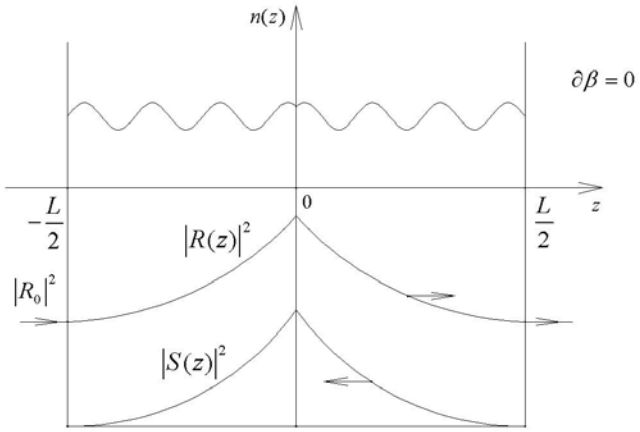


Рис. 25. Брэгговский волновод с четвертьволновым фазовым сдвигом

Здесь показано распределение мощности прямой $R(z)$ и обратной $S(z)$ волн при волновой расстройке $\delta\beta = 0$. Усиливающий (α ϕ 0) брэгговский волновод с четвертьволновым сдвигом гофрированных структур имеет всего одну резонансную частоту и отличается высокой концентрацией мощности излучения в центральной области волноводной структуры. Этим достигаются высокие спектральные и ватт-амперные характеристики динамически одночастотных РОС-лазеров этого типа. Пример конструкции такого лазера показан на рис. 26.

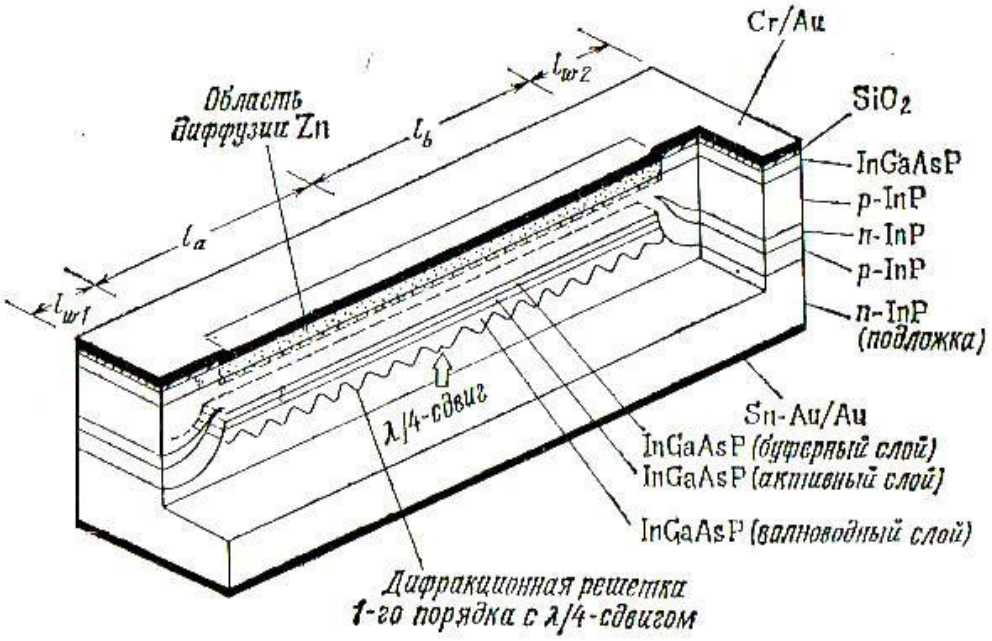


Рис. 26. Устройство РОС-лазера с четвертьволновым сдвигом

Если активная среда полупроводникового лазера расположена вне волноводных решеток Брэгга и брэгговские волноводы выполняют роль отражателей волноводного резонатора Фабри-Перо (см. рис. 23), такие лазеры называют «лазеры с распределенными брэгговскими отражателями» - РБЗ-лазеры (DFR-Lasers), их схема приведена на рис. 27. РБЗ-лазеры генерируют излучение на длине волны Брэгга и по своим выходным характеристикам близки к характеристикам РОС-лазеров с четвертьволновым сдвигом.

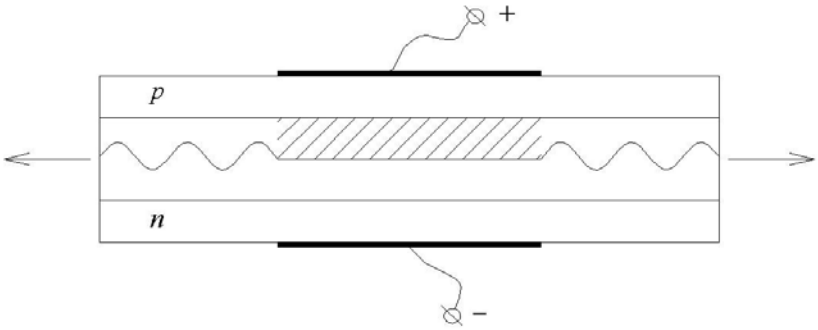


Рис. 27. Устройство РБЗ-лазера. Активная (усиливающая свет) область волновода заштрихована.

7. Временные характеристики полупроводниковых излучателей

Для передачи информации по оптическому каналу связи необходимо по определенному закону (коду) изменять параметры распространяющейся световой волны – ее амплитуду, частоту, фазу, поляризацию, направление либо когерентные характеристики. Наиболее известным видом модуляции является модуляция мощности (амплитуды) оптического излучателя, легко осуществляемая в полупроводниковых источниках света посредством изменения их тока накачки - внутренняя модуляция излучения. Различают статический, при постоянном токе накачки, и динамический, при импульсной накачке, режимы работы полупроводниковых излучателей.

В светоизлучающих диодах (СИД) зависимость мощности $P(f)$ излучения от частоты f модуляции тока накачки представляется монотонной функцией

$$P(f) = \frac{P(0)}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau)^2}} \quad , \qquad (47)$$

где $P(0)$ - мощность излучения при постоянном токе накачки ($f = 0$) и τ - время жизни неосновных носителей (электронов и дырок) в области излучательной рекомбинации ЭДП. Пример функции $P(f)/P(0)$, характеризующей глубину амплитудной модуляции выходного оптического сигнала, показан на рис. 28.

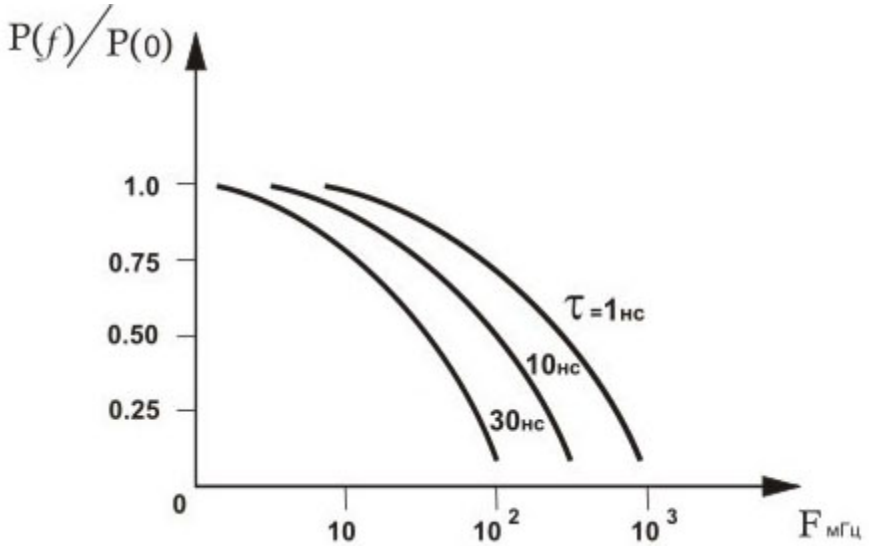


Рис. 28. Зависимость глубины модуляции излучения от частоты тока накачки в светодиодах.

Время τ зависит от типа структуры и состава легирования полупроводников, и обычно находится в пределах 1 – 30 нс. Предельная частота f_c модуляции СИД равна

$$f_c \approx 1/2\pi\tau \quad , \tag{48}$$

однако ее реальное значение меньше и существенно зависит от электрического импеданса диода: емкости C_j активного слоя, монтажной емкости C_m, монтажной индуктивности L_m и монтажного сопротивления r_m электрических цепей питания светоизлучающего диода. Соответствующие частоты отсечки,

$$f_{c1} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_m C_m}} \tag{49}$$

и

$$f_{c2} = \frac{1}{2\pi C_j r_m} \quad , \tag{50}$$

для высокочастотных СИД (и ЛД) обычно составляют несколько единиц ГГц (типичные значения $C_j \approx$ 10-50 пФ, $r_m \approx$ 1 - 5 Ом, $L_m \approx 10^{-9}$ Гн).

В лазерных диодах зависимость мощности излучения от частоты тока накачки уже не является монотонной и на высоких (свыше $f \approx 1$ ГГц) частотах наблюдается квазирезонансный пик интенсивности излучения – рис. 29.

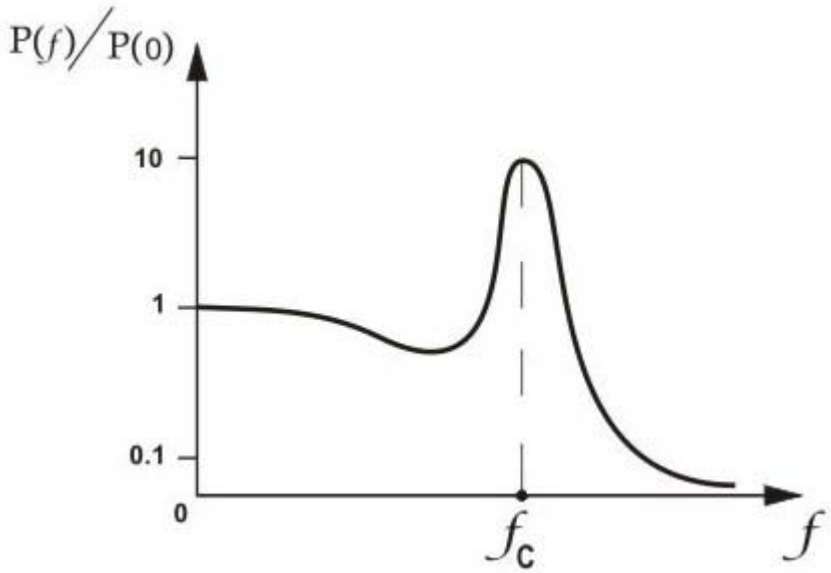


Рис. 29. Частотная характеристика (глубина модуляции) излучения лазерного диода.

Квазирезонансный эффект происходит вследствие совпадения частоты тока накачки ЛД с частотой собственных релаксационных колебаний концентрации носителей, взаимодействующих с излучением в активной области ЛД. Наиболее сильно квазирезонансный эффект выражен при минимальных, порядка 0.1 – 0.5, отношениях ширины полоскового волновода ЛД к длине диффузии инжектируемых в активный слой носителей. Характеристическая квазирезонансная частота f_c равна

$$f_c = \frac{1}{2\pi\sqrt{\tau_p \tau_s (1-u)}} \sqrt{\frac{I}{I_{пор}} - 1} \quad , \qquad (51)$$

где τ_p - время жизни фотона (около 1 пс), τ_s - время жизни носителей (примерно 2 – 3 нс), u - нормированная концентрация носителей, при которой возникает лазерное усиление ($u \approx 0.6$), $I_{пор}$ - пороговый ток накачки ЛД. Типичное значение $f_c \approx$ 1.5 – 2.0 ГГц.

Квазирезонансный эффект ограничивает верхнюю частоту модуляции лазерных диодов с простой канальной (полосковой) геометрией активной среды, сопровождается большими амплитудными шумами и значительным, в несколько раз, уширением спектра выходного излучения.

Временная зависимость импульса $I(t)$ тока накачки и мощности $P(t)$ генерируемого ЛД оптического сигнала показаны на рис. 30.

Период релаксационных колебаний оптической мощности равен $1/f_c$; задержка t_0 оптического импульса относительно импульса тока накачки ЛД зависит от концентрации носителей в активной области и пороговой плотности тока, и обычно составляет единицы нс.

Динамическое уширение спектра лазерного излучателя достигает десятков нм при ширине спектра около 0.1 нм в статическом режиме накачки ЛД. Создание динамически одночастотных лазеров с высокими, например более 3.0 ГГц, частотами модуляции возможно, благодаря применению частотно-селективных брэгговских волноводов, являющихся основой РОС- и РБЗ-лазеров, а также при использовании квантоворазмерных полупроводниковых структур. Сегодня практически достигнут диапазон частот внутренней модуляции ЛД, превышающий 10 ГГц.

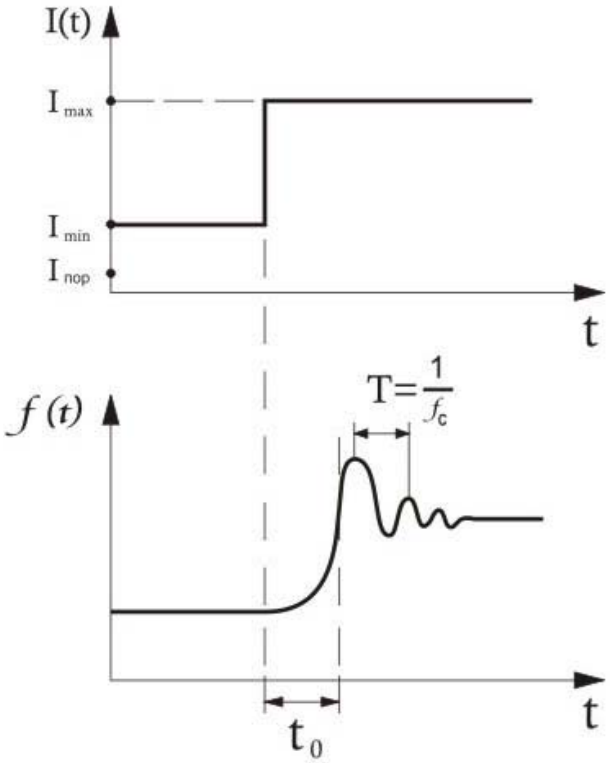


Рис. 30. Импульсная модуляция излучения лазерного диода. Релаксационные колебания выходной мощности ЛД происходят на характеристической квазирезонансной частоте.

8. Одночастотные полупроводниковые лазеры

Ширина спектра излучения полупроводниковых лазеров является одной из важнейших характеристик, определяющих области их практического применения. Так, дисперсионное уширение оптического импульса при его распространении в линии передачи информации прямо пропорционально ширине спектра источника света.

В системах когерентной связи и в интерферометрических оптических измерителях физических полей и перемещений часто необходимо использовать узкополосные излучатели с шириной спектра $\Delta\nu$ менее 1 МГц. Такие источники обладают большой, до единиц км, длиной когерентности $L_c \approx c/\Delta\nu$.

Ширина $\Delta\nu$ спектра отдельной моды полупроводникового лазера на основе резонатора Фабри-Перо описывается формулой Шавлова-Таунса

$$\Delta\nu = \frac{h\nu_0}{8\pi P_0}\left(\frac{c}{nL}\right)^2\left(\alpha_m L + \ln\frac{1}{R}\right)\left(\ln\frac{1}{R}\right)n_s(1+\alpha^2) \quad , \qquad (52)$$

где ν_0 - средняя частота моды, P_0 - мощность излучения лазера, L - длина резонатора, R - коэффициент отражения зеркал резонатора, α_m - коэффициент потерь излучения в объеме активной среды, n_s - скорость спонтанной рекомбинации ЭДП, α - отношение вещественной Δn_{Re} и мнимой Δn_{Im} частей показателя преломления активной среды (типичное значение α в пределах 5 – 7). Формула 52 хорошо описывает зависимость ширины спектра от мощности P_0 лазера – рис. 31.

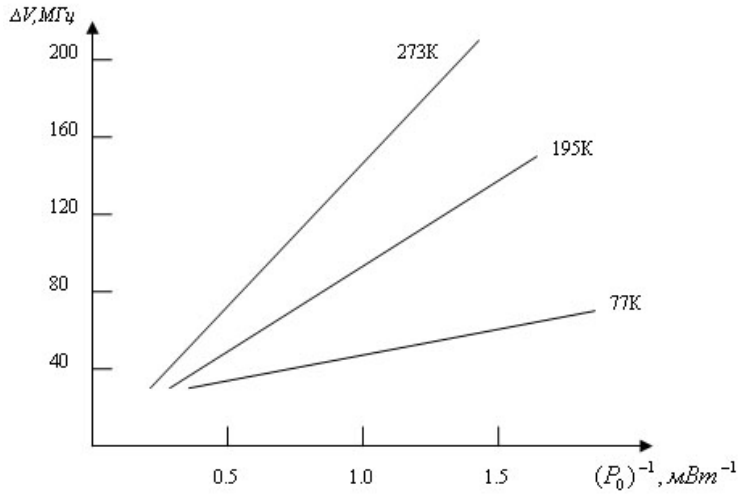


Рис. 31. Экспериментальная зависимость ширины спектра генерации полупроводникового лазера на основе AlGaAs от мощности излучения.

В длинных резонаторах, при $\alpha L \phi\phi \ln(1/R)$, ширина спектра обратна первой степени длины L резонатора Фабри-Перо, $\Delta\nu \propto L^{-1}$. В коротких резонаторах, при $\alpha L \pi\pi \ln(1/R)$, выполняется квадратичная зависимость $\Delta\nu \propto L^{-2}$. На практике часто $\alpha L \approx \ln(1/R)$, то есть зависимость ширины спектра от длины L резонатора носит промежуточный характер.

Сужению линии генерации полупроводниковых лазеров с электронной накачкой препятствуют температурные флуктуации показателя преломления активной среды, обусловленные спонтанной рекомбинацией, флуктуациями плотности ЭДП, фликер-шумом и др. В результате даже в одночастотных РОС- и РБО-лазерах не удается получить ширину линии генерации менее 5 МГц – рис. 32.

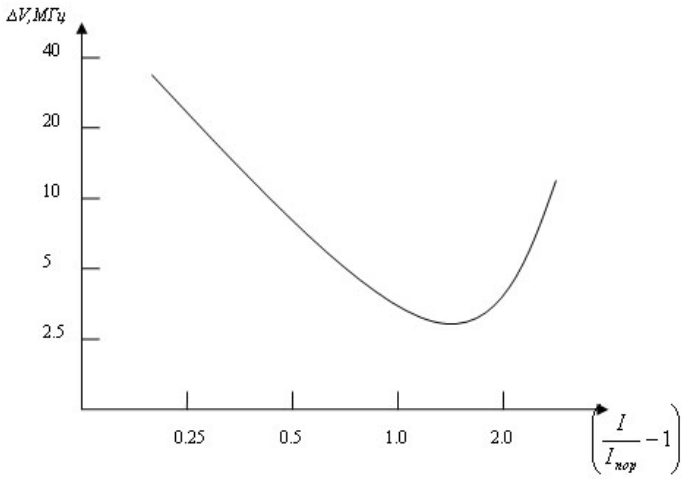


Рис. 32. Экспериментальная зависимость ширины спектра излучения РОС-лазера от тока накачки.

Создание полупроводниковых лазеров с шириной спектра излучения диапазона единиц – десятков кГц возможно при использовании в конструкции лазера пассивных резонаторов, принципиальная схема которых показана на рис. 33.

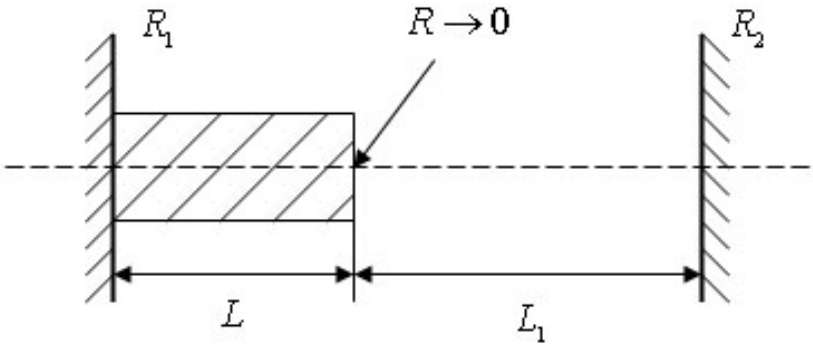


Рис. 33. Полупроводниковый лазер с пассивным резонатором Фабри-Перо. Активная (усиливающая) область заштрихована.

Назначение пассивного резонатора – увеличить время Δt жизни фотона в составном резонаторе длиной $L + L_1$, что согласно соотношению неопределенностей Гейзенберга,

$$\Delta t \cdot \Delta W \approx h \quad , \tag{53}$$

уменьшает разброс ΔW значений энергии фотонов в такой системе.

Ширина $\Delta \nu_L$ спектра лазера с пассивным резонатором равна

$$\Delta \nu_L = \Delta \nu \left[1 + \left(\frac{L_1 v_g}{L v_{g1}} \right) \right]^{-2} \quad , \tag{54}$$

где $\Delta \nu$ ширина спектра в отсутствии пассивной части (согласно формуле Шавлова-Таунса), v_g - групповая скорость света в активной области длиной L , v_{g1} - групповая скорость света в пассивной части резонатора длиной L_1. Обычно выполняется $L_1 v_g$ фф $L v_{g1}$, откуда

$$\Delta \nu_L = \Delta \nu \left(\frac{L v_{g1}}{L_1 v_g} \right)^2 \quad . \tag{55}$$

Применение пассивных резонаторов позволяет существенно уменьшить ширину линии генерации полупроводникового лазера. Например, при L = 300 мкм, L_1 = 15 см, $v_{g1} / v_g \approx 4$, $\Delta \nu$ = 15 МГц ширина линии генерации сужается до величины $\Delta \nu_L$ = 6 кГц.

Конструктивно пассивную часть резонатора лазера удобно выполнить в виде отрезка оптоволокна с отражательной волоконной решеткой Брэгга (ВРБ) – рис. 34.

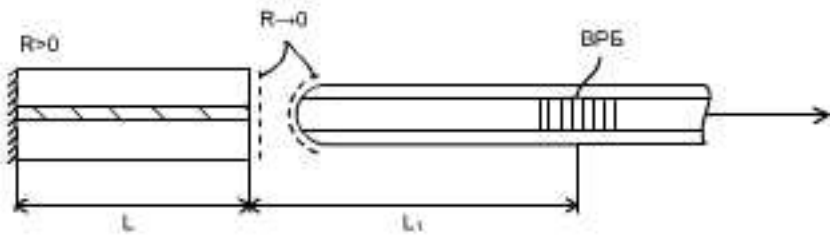


Рис. 34. Одночастотный полупроводниковый лазер с волоконной решеткой Брэгга.

Граница активной области и сферическая поверхность торца оптоволокна имеют просветляющие интерференционные покрытия, а вывод излучения из резонатора производится непосредственно в оптоволокно. Лазерные модули с пассивными резонаторами, использующими ВРБ, являются источниками высокохроматичного ИК-излучения с шириной спектра менее 300 кГц, что соответствует длине когерентности излучения около 1 км.

9. Ватт-амперные, спектральные, угловые и поляризационные характеристики полупроводниковых излучателей

В оптических системах передачи, обработки и отображения информации обычно используются полупроводниковые источники света трех типов – светоизлучающие диоды (СИД), суперлюминесцентные диоды (СЛД) и лазерные диоды (ЛД). В основе действия СИД лежит спонтанная излучательная рекомбинация электронно-дырочных пар (ЭДП) в полупроводниковых структурах, в основе действия ЛД – вынужденная рекомбинация ЭДП, в СЛД действуют оба указанных механизма, при этом первичное спонтанное излучение усиливается в активной области вследствие вынужденной рекомбинации ЭДП. Как конструктивные так и выходные характеристики современных полупроводниковых излучателей отличаются большим разнообразием, и процесс технического усовершенствования этих устройств продолжается непрерывно.

Диапазон рабочих длин волн наиболее распространенных современных полупроводниковых излучателей находится в пределах от 0.4 мкм (гетероструктуры GaN/InGaN) до примерно 30 мкм (соединения PbSnTe, PbSnSe). В столь же широких пределах лежат типичные значения мощности таких излучателей – от десятков мкВт у СИД до единиц-десятков Вт у СЛД и ЛД в непрерывном режиме генерации. Отметим, что в волноводных, например волоконно-оптических, системах связи влияние оптической нелинейности становится заметным при уровнях мощности излучения около 10 мВт, поэтому дальнейшее увеличение мощности сигналов в таких системах не всегда целесообразно; особую область составляют нелинейно-оптические (солитонные и др.) режимы передачи.

На рис. 35 показаны типичные ватт-амперные характеристики (ВАХ) полупроводниковых излучателей.

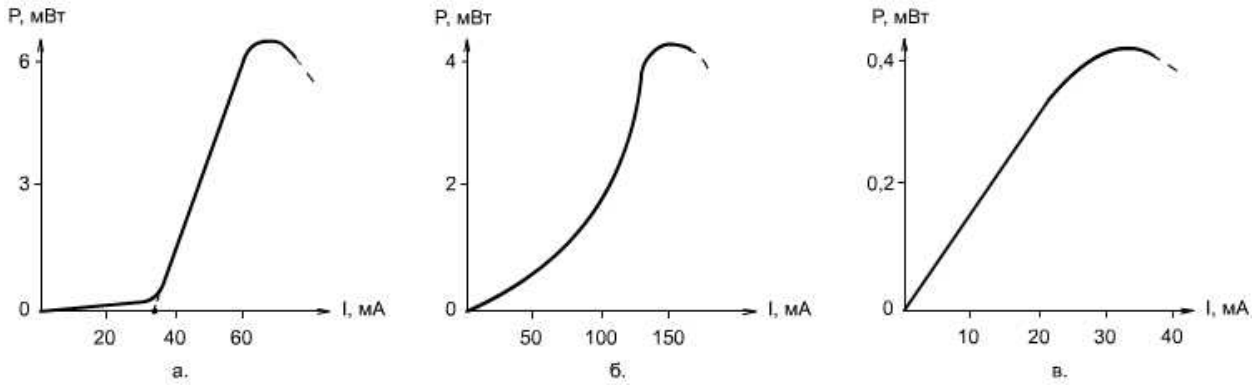


Рис. 35. Ватт-амперные характеристики ЛД (а), СЛД (б) и СИД (в).

Для ЛД на основе полупроводниковых квантоворазмерных структур пороговый ток обычно лежит в пределах 8 – 15 мА, у мощных ЛД составляет десятки мА. Для СЛД характерна выраженная нелинейная ВАХ, а у СИД при умеренных токах накачки – линейная.

Типичные спектральные характеристики полупроводниковых излучателей приведены на рис. 36.

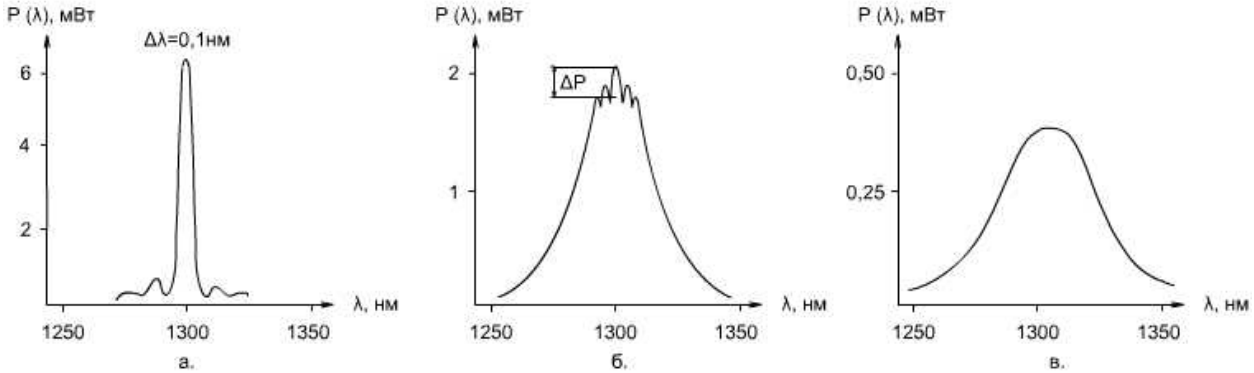


Рис. 36. Спектры генерации ЛД (а), СЛД (б) и СИД (в).

РОС с четвертьволновым сдвигом- и РБО-лазеры генерируют одну спектральную линию с уровнем боковых частот не более 15-20 дБ. Лазеры на основе обычного резонатора Фабри-Перо генерируют до 5 – 7 линий, соответствующих продольным модам резонатора с разносом несущих около 0.5 нм. Викселы (VCSEL), благодаря малой (доли мкм) длине квантоворазмерной активной области и вследствие использования в них селективных брэгговских отражателей, генерируют на одной продольной моде. Широкополосные излучатели – СИД и СЛД – характеризуются приблизительно гауссовской спектральной зависимостью мощности излучения с полушириной спектра около 5 – 20 нм. Отличительной особенностью СЛД является спектральный «риппл» - наличие максимумов излучения на спектральной зависимости мощности, связанных с модами резонатора и с неполным подавлением лазерного режима генерации в СЛД. Идеальный СЛД является однопроходным лазерным усилителем, тем не менее, полное подавление отражений на краях активной области затруднительно и даже у высококачественных СЛД относительный уровень $\Delta P / P$ спектрального «риппла» составляет 0.5 – 1.0 %.

Угловые характеристики СИД, СЛД и ЛД существенно связаны с геометрией активной области этих излучателей. В простом полосковом ЛД (рис. 37) выходное излучение характеризуется двумя углами дифракции $\theta_{11} \approx \lambda / \omega$ и $\theta_{\perp} \approx \lambda / d$, где d - толщина активного слоя и ω - ширина активной области канального волновода; типичные значения $\theta_{11} \approx$ 15-20 угл. град., $\theta_{\perp} \approx$ - 30-50 угл. град.

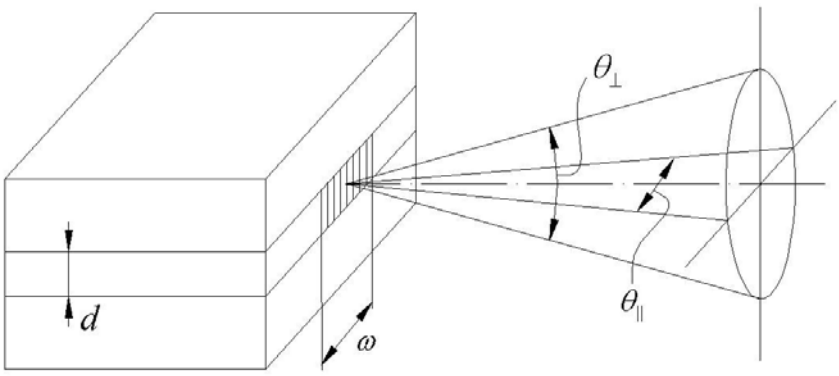


Рис. 37. Угловая расходимость излучения лазерного диода.

Угловые характеристики выходного излучения светоизлучающих диодов прямо зависят от особенностей их конструкции (размеров и формы активной области, наличия фокусирующих микролинз, отражателей и др.), типичные значения углов расходимости излучения СИД в пределах 30 – 60 угл. град.

В суперлюминесцентных диодах при увеличении тока накачки влияние вынужденной рекомбинации ЭДП возрастает, что обусловливает зависимость угловой расходимости излучения СЛД от тока накачки, рис. 38.

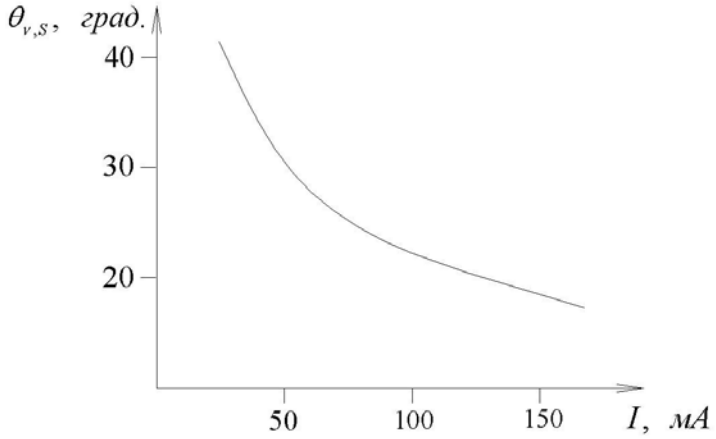


Рис. 38. Влияние тока накачки СЛД на расходимость выходного излучения. Величина угла θ измерена на уровне 0.5 максимальной мощности излучения.

Типы и степень поляризации излучения полупроводниковых источников света также во многом определяются особенностями их конструкции, оптической анизотропией и геометрией активной области. Лазерные диоды обычно генерируют частично-линейно-поляризованное излучение с преимущественной ориентацией вектора электрического поля, параллельной рабочему p-n – переходу (TE-мода); степень поляризации излучения ЛД достигает 80 – 90 %. Вследствие оптической анизотропии активной среды в ЛД возможна генерация и эллиптически-поляризованного света.

Спонтанное излучение, генерируемое в активной области СИД и СЛД, обычно неполяризовано и частичная поляризация выходного излучения этих источников может быть обусловлена геометрией границ активной области и

поляризационными характеристиками фокусирующих элементов, применяемых в конструкциях этих излучателей. Степень поляризации излучения суперлюминесцентных диодов сравнительно высока (достигает 60 %), зависит от конструктивных особенностей СЛД и от величины тока накачки – рис. 39.

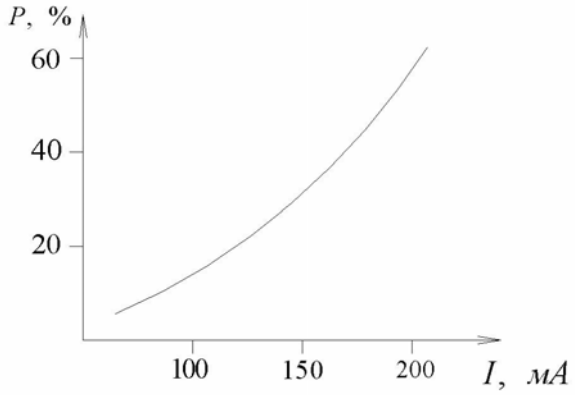


Рис. 39. Пример зависимости степени поляризации излучения СЛД от тока накачки.

Увеличение степени поляризации выходного излучения СЛД при больших токах накачки, как и в примере с угловой расходимостью излучения, связано с возрастанием влияния процессов генерации излучения вследствие вынужденной рекомбинации электронно-дырочных пар в активной области СЛД.

Литература

1. Ч. Киттель Введение в физику твердого тела, изд. «Наука», М., 1963 г.
2. Дж. Займан Принципы теории твердого тела, изд. «Мир», М., 1966 г.
3. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников Физика полупроводников, изд. «Наука», 1990 г.
4. Л. Солимар, Д. Уолш Лекции по электрическим свойствам материалов, изд. «Мир», М., 1991 г.
5. Физика полупроводниковых лазеров, под ред. Х. Такумы, изд. «Мир», М., 1989 г.
6. П. Г. Елисеев Введение в физику инжекционных лазеров, изд. «Наука», М., 1983 г.
7. Х. Кейси, М. Паниш Лазеры на гетероструктурах, Т. 1, 2, изд. «Мир», М., 1981 г.
8. М. Херман Полупроводниковые сверхрешетки, изд. «Мир», М., 1989 г.
9. А. Я. Шик, Л. Г. Бакуева, С. Ф. Мусихин, С. А. Рыков Физика низкоразмерных систем, изд. «Наука», СПб-г, 2001 г.
10. Э. Розеншер, Б. Винтер Оптоэлектроника, изд. «Техносфера», М., 2004 г.
11. Волноводная оптоэлектроника, под ред. Т. Тамира, изд. «Мир», М., 1991 г.
12. Дж. Гауэр Оптические системы связи, изд. «Радио и связь», М., 1989 г.

Содержание

1. Основы оптики полупроводников……..3
2. Элементы квантовой статистики……7
3. Усиление света в p-n – переходе и в гетероструктурах……..15
4. Усиление света в волноводном интерферометре Фабри-Перо…...20
5. Квантоворазмерные структуры……..23
6. Оптические резонаторы и волноводные решетки Брэгга……27
7. Временные характеристики полупроводниковых излучателей…..33
8. Одночастотные полупроводниковые лазеры……37
9. Ватт-амперные, спектральные, угловые и поляризационные характеристики полупроводниковых излучателей…….41

Кафедра Твердотельной оптоэлектроники (ТТОЭ) организована в 1988 году, в период активного развития оптоэлектроники как компонентной базы высокоскоростных систем передачи и обработки информации, и ее выделения в самостоятельную область науки, техники и производства.

Специалисты кафедры обладают большим опытом научной, преподавательской и производственной деятельности, кафедра располагает оснащенными учебными и научными лабораториями.

Выпускники кафедры ТТОЭ получают специальную подготовку по прикладной и физической оптике, физике полупроводников, полупроводниковой оптической технике, оптическим методам передачи и обработки информации, оптико-физическим измерениям, лазерной технике, волоконной и интегральной оптике, компьютерным технике и технологиям, оптико-электронным средствам массовой информации, экологии, иностранному языку, основам менеджмента и другим.

Александр Леонидович ДМИТРИЕВ

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА ДЛЯ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Учебное пособие

В авторской редакции
Дизайн обложки Е. Б. Липкович
Зав. Редакционно-издательским отделом Н. Ф. Гусарова
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99
Подписано к печати 2006
Отпечатано на ризографе Тираж 100 экз. Заказ № 960

Редакционно-издательский отдел
Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

ИТМО
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ