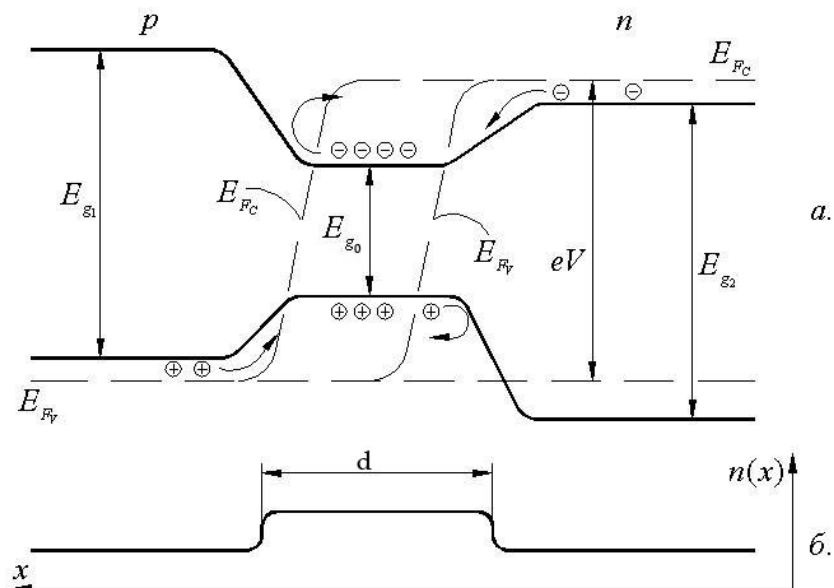

А. Л. Дмитриев

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 «Лазерная техника и лазерные технологии», «Интегральная и волоконная оптика», а также для обучающихся по специальности «Опτικο-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,

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

($n = 1, 2, \dots$), 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 независимой от времени составляющей Ψ - функции вид

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

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

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

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,

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

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

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

(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 соответствует области значений k

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

вторая – неравенствами

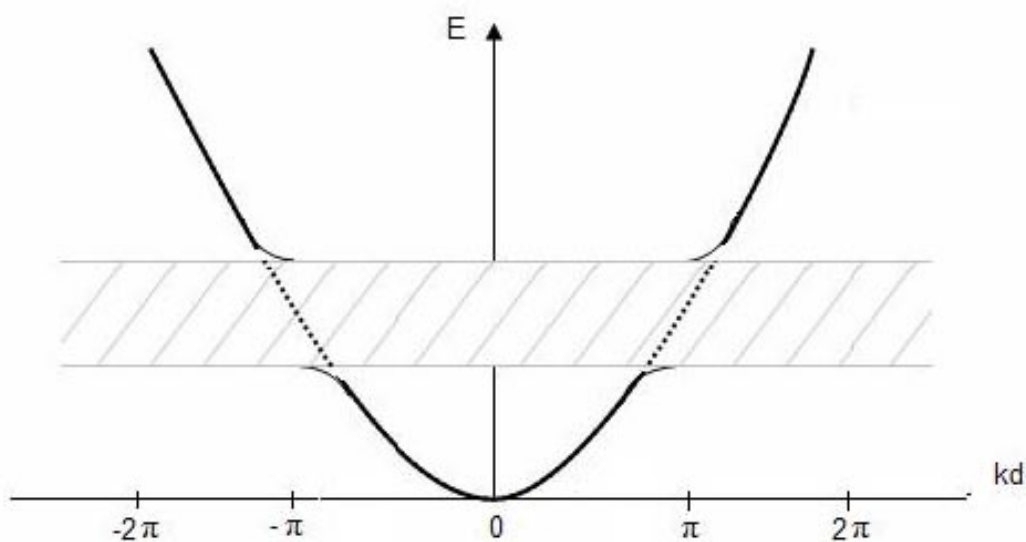
$$-\frac{2\pi}{d} \leq k \leq -\frac{\pi}{d}, \quad (7.a)$$

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

и так далее. На границах зон Бриллюэна выполняется условие

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

где n - целое число. При этом значении k_n волновая функция электрона в данной модели не существует, следовательно, движение электронов с импульсом $p_n = \pm n\pi\hbar/d$ 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).



. 1.

E

k .

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.

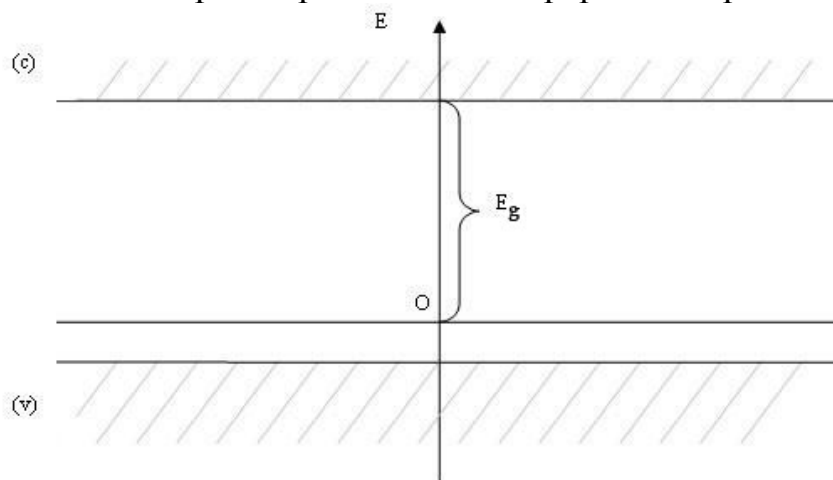


Рис. 2. Энергетическая диаграмма полупроводника. (c) – зона проводимости, (v) – валентная зона, E_g – ширина запрещенной зоны, E – энергия.

Особенностью полупроводниковых кристаллов является сравнительно небольшие, порядка единиц электрон-вольт, значения ширины запрещенной зоны E_g , что и определяет их промежуточное положение между проводниками ($E_g \rightarrow 0$) и изоляторами ($E_g \rightarrow \infty$). 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).

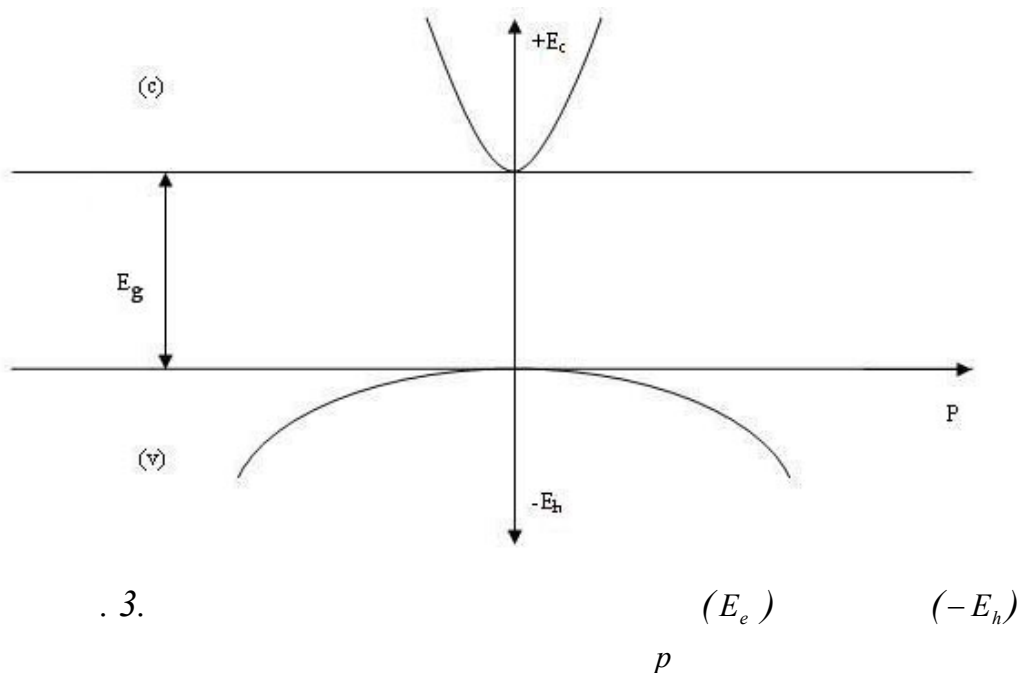
Электроны (e) в зоне проводимости и образовавшиеся в валентной зоне дырки (h) являются носителями электрического тока и совместно определяют величину тока проводимости кристалла (напомним, что знак тока связан со знаком заряда носителя и направления тока дырок и электронов

одинаковы). При этом движении 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 $p = \hbar k$ этих частиц,

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

см. рис. 3.



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

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\left(\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right)} , \quad (10)$$

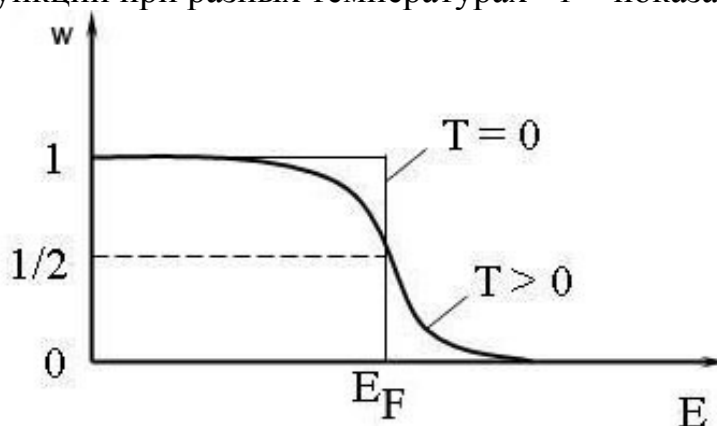
где E - энергия квазичастицы. Эффективная масса электронов в валентной зоне отрицательна, в зоне проводимости – положительна. Эффективная масса характеризует ускорение квазичастицы относительно кристаллической решетки во внешнем электрическом или магнитном поле. Величина m^* электрона в кристалле может существенно отличаться от величины m_0 инертной массы покоя электрона и зависит от направления движения носителя заряда. Например, для глубоких узких зон $m^* \ll m_0$, 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,

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

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



. 4.

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 $(E - E_F) \gg kT$ распределение Ферми-Дирака принимает вид классической функции Максвелла-Больцмана

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

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

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

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

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

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

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

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

Концентрация N_h дырок в полупроводнике равна

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

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

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

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

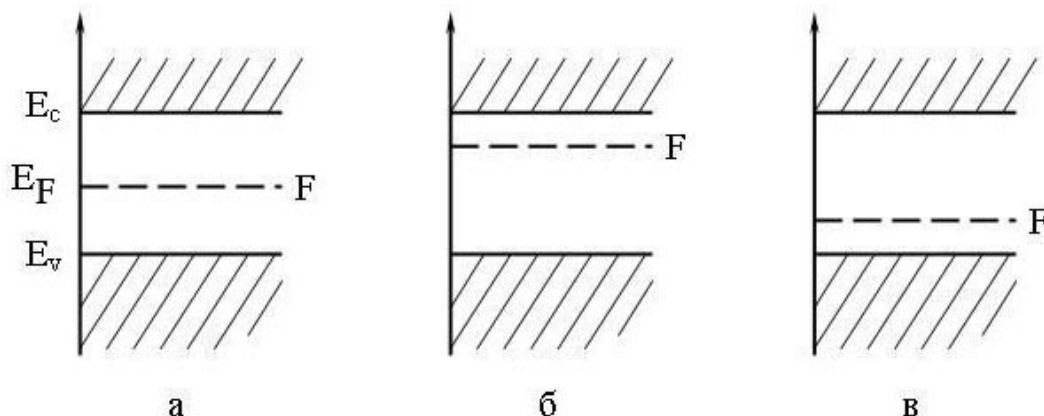
В собственных (чистых) полупроводниках при $T \neq 0$ число электронов в зоне проводимости равно числу дырок в валентной зоне, $N_e = N_h$, при этом выполняется

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

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

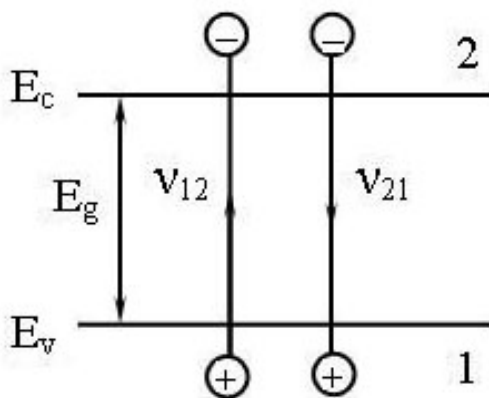
При легировании полупроводника донорами (элементами более высокой валентности, например, добавлением примеси атомов As (V-я группа) в кристалл Si (IV-я группа) в полученном несовременном полупроводнике уровень Ферми расположен ближе к зоне проводимости – рис. 5.б, что соответствует увеличению концентрации электронов проводимости; такой примесный полупроводник обладает проводимостью n-типа (электронной). Если полупроводник содержит акцепторные примеси атомов с пониженной валентностью (например, примесь В (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, $N_e N_h = const$.



5. $T = 0$; $n = p$ $T \neq 0$; $n > p$ $T \neq 0$; $n < p$

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.



6. $(1 \rightarrow 2)$ $(2 \rightarrow 1)$

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.

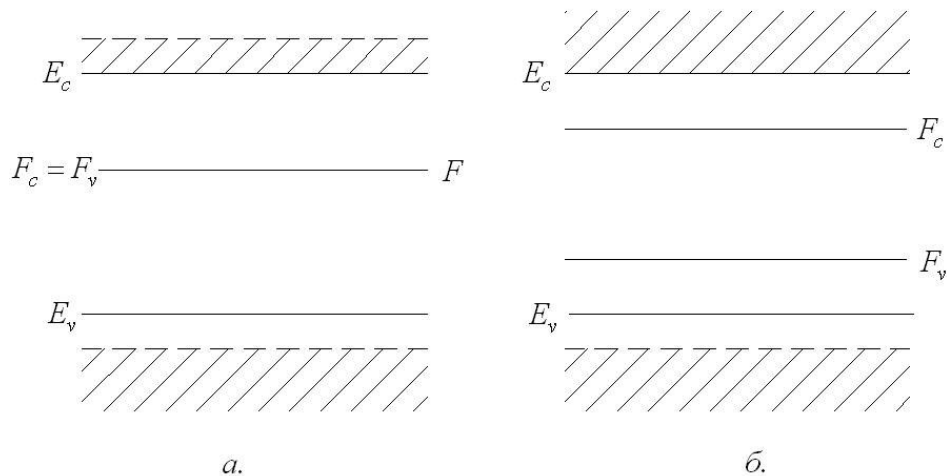


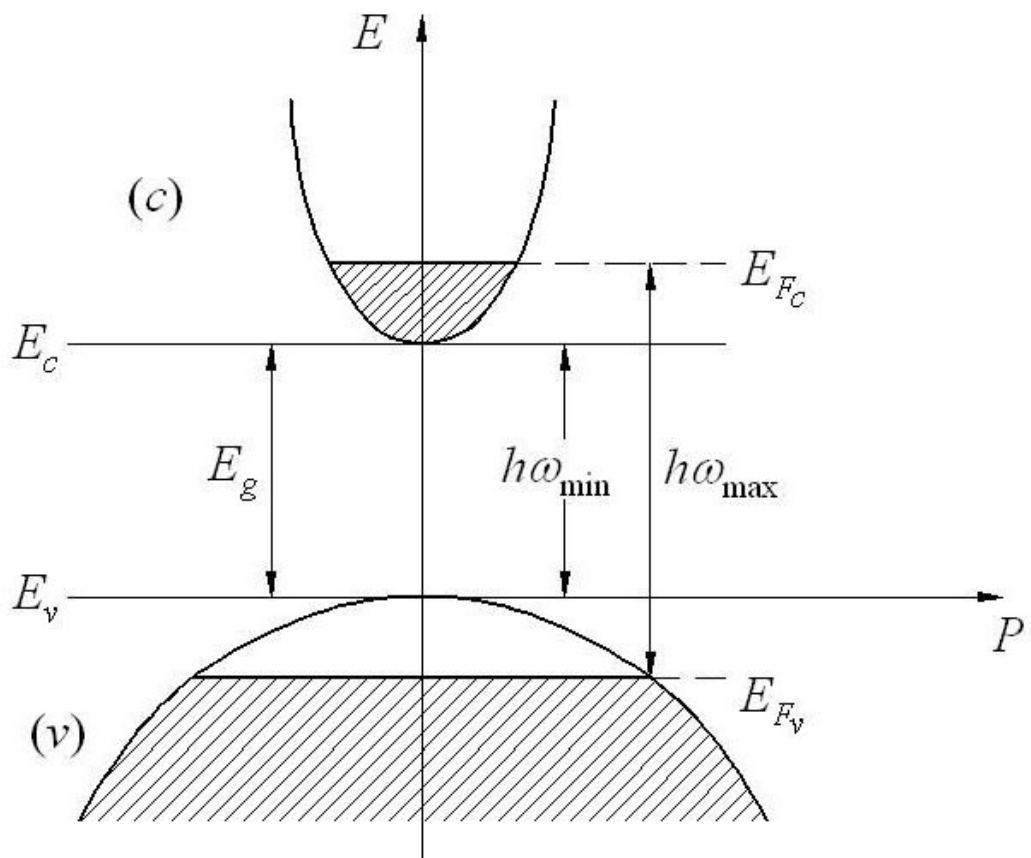
рис. 7. — F ; — F_c, F_v

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

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

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

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.



8.
 $T = 0.$

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

$$E_g \leq \eta\omega \leq E_{F_c} - E_{F_v} \quad (21)$$

(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,

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

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

$$E_{F_c} - E_{F_v} \geq \eta\omega \quad (23)$$

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 $\eta\omega \leq E_g$, и при выполнении 23

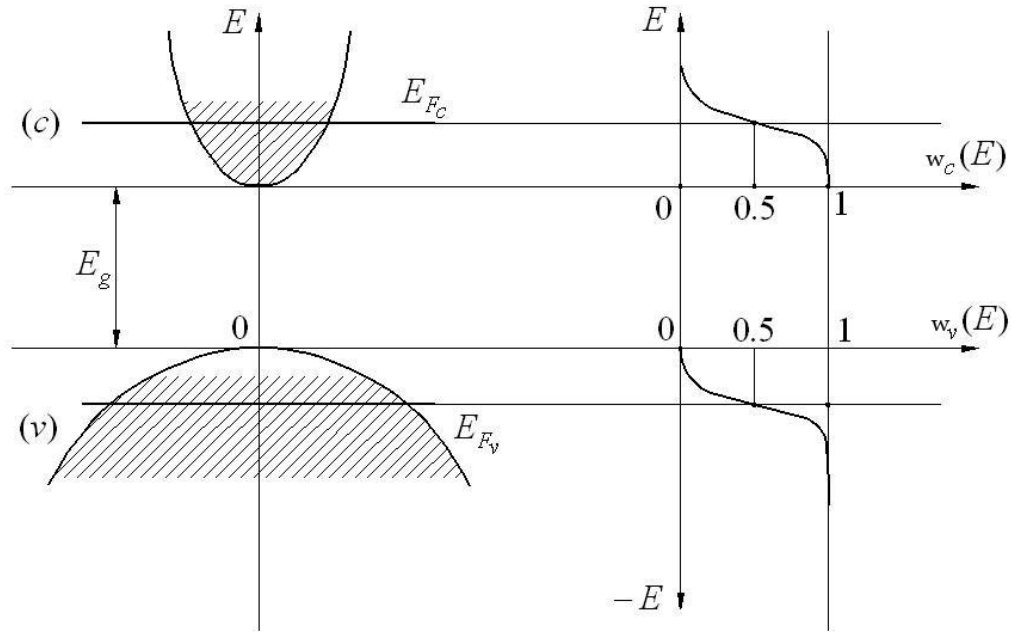
$$\alpha_0(\omega) = K_{sp} \sqrt{\eta\omega - E_g} \quad (24)$$

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

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

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 $T \neq 0$, показана на рис.9.

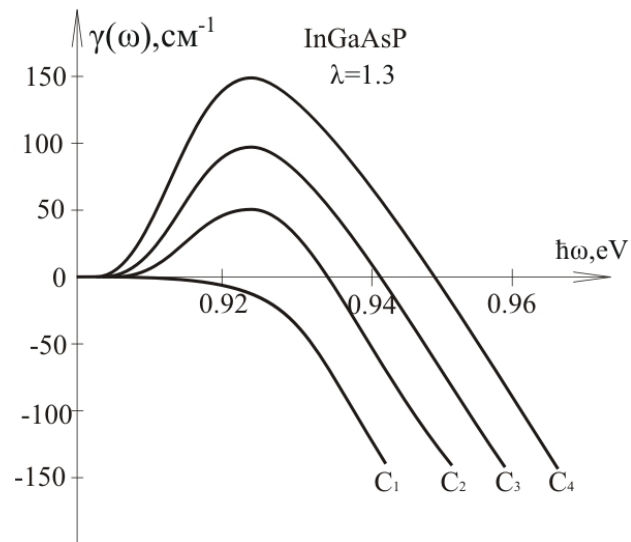


. 9.

$T \neq 0$.

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 (колебательного) 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.



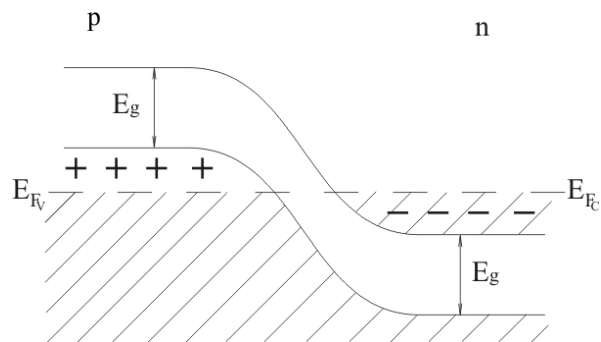
10. $\gamma(\omega)$ (cm^{-1})

InGaAsP ;

$\lambda_0 = 1.3$, $C_1 = 1 \cdot 10^{18} [\text{cm}^{-3}]$, $C_2 = 1.2 \cdot 10^{18}$, $C_3 = 1.6 \cdot 10^{18}$, $C_4 = 1.8 \cdot 10^{18}$.

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.

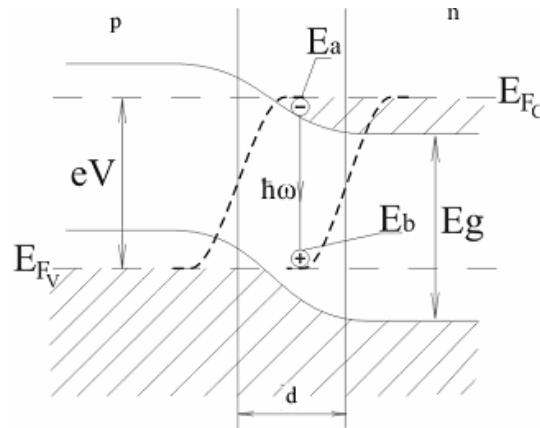


. 11.

E_F p-n –

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 $d \approx 0.1$, «активного» слоя условие Бернара-Дюррафура (21) выполняется и рекомбинация электронно-дырочных пар происходит уже с отдачей энергии вовне в виде



. 12. $p-n$ –

($p \rightarrow n$)

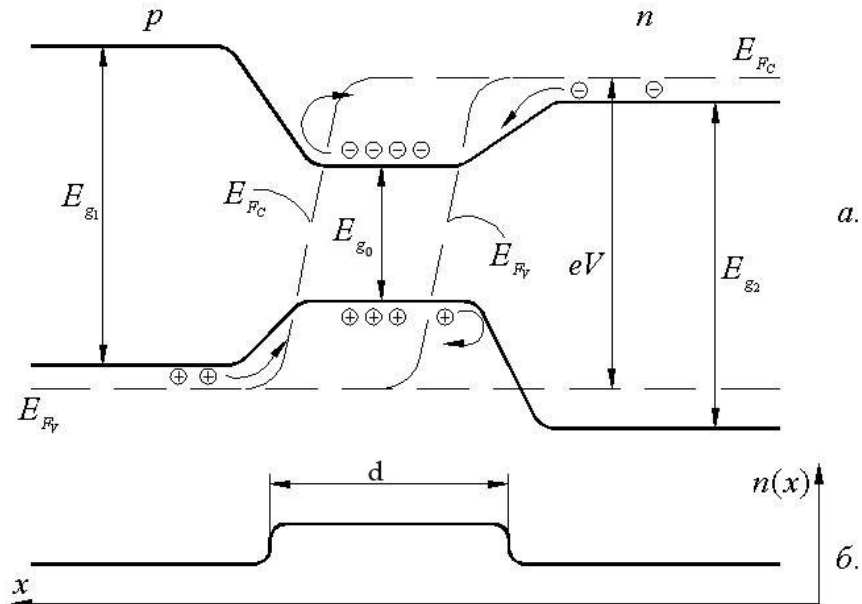
световых квантов. Если E_A – положительная энергия электрона в зоне проводимости в зоне проводимости и E_B – отрицательная энергия дырки в валентной зоне, энергия излученного кванта равна

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

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 удастся 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 р-п – слоя в объемные слои р- 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.



. 13. .

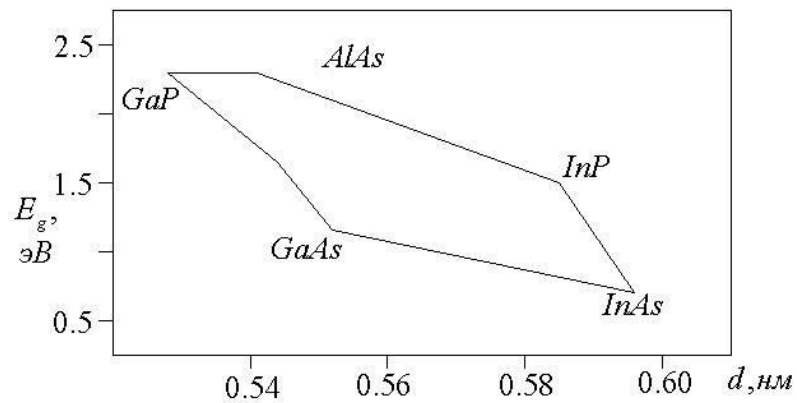
(. .) . .

$d \pi 1$.

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

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

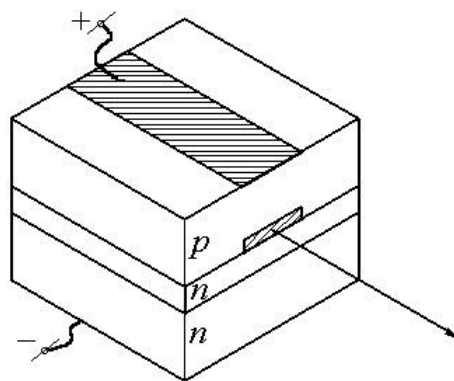
технологии последовательного эпитаксиального выращивания одного слоя полупроводника на другом. При изготовлении сравнительно толстых (десятки атомных слоев) гетерослоев необходимым требованием является их изопериодичность – равенство постоянных кристаллических решеток контактирующих слоев полупроводников. 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.



. 14.

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 x 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.

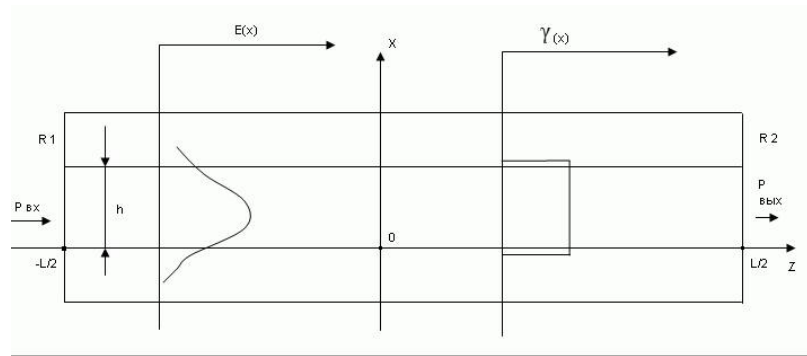


Puc.15.

. 15.

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).



. 16.

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

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

где комплексная постоянная распространения β равна

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

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

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

и α_m - коэффициент потерь излучения. Коэффициент Γ ($0 \leq \Gamma \leq 1$) 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»,

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

($i = 1, 2$), 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

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

где целое $N = 1, 2, \dots$. Отношение выходной P и подводимой P мощностей излучения называется коэффициентом усиления G активного резонатора Фабри-Перо. При выполнении условия резонанса 31 величина усиления, как можно показать, равна

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

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

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

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

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

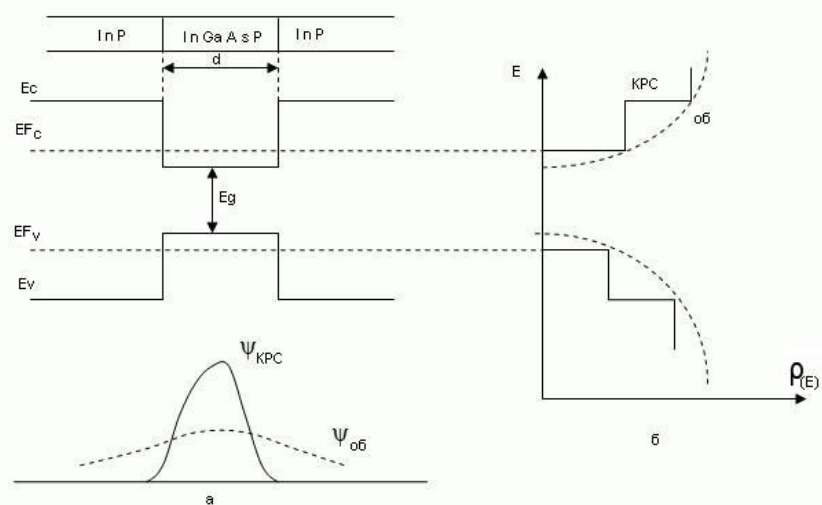
при этом величина $G \rightarrow \infty$ и такой режим соответствует условиям возникновения собственных колебаний в активном резонаторе, то есть условиям лазерной генерации. Вследствие различных нелинейных эффектов (например, насыщения усиления, изменения концентрации ЭДП и др.) коэффициент усиления 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 р-п – 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.



. 17. .

).

() (

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,

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

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

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

и его энергия E_z также квантуется,

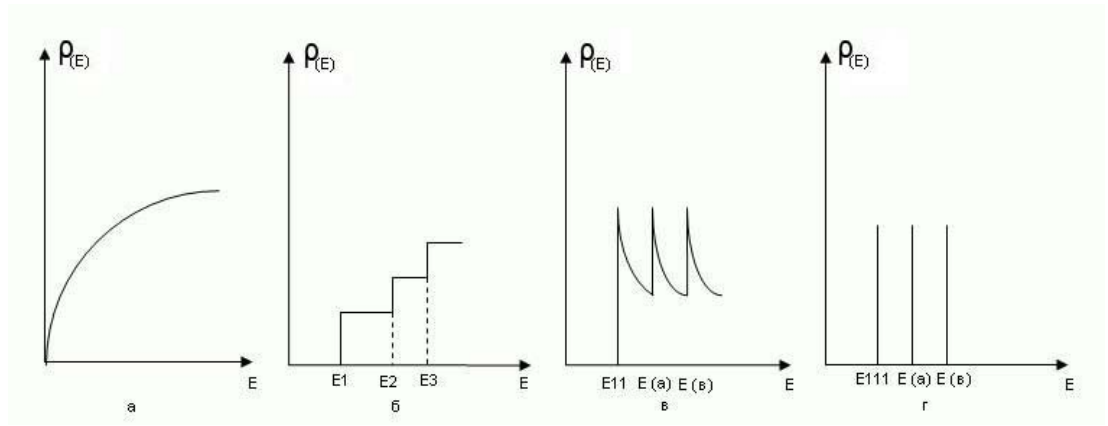
$$E_z = \frac{\pi^2 \eta^2 n^2}{2md^2} \quad . \quad (37)$$

Полная энергия носителей в квантоворазмерной пленке равна

$$E = E_z + E_{x,y} \quad (38)$$

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.



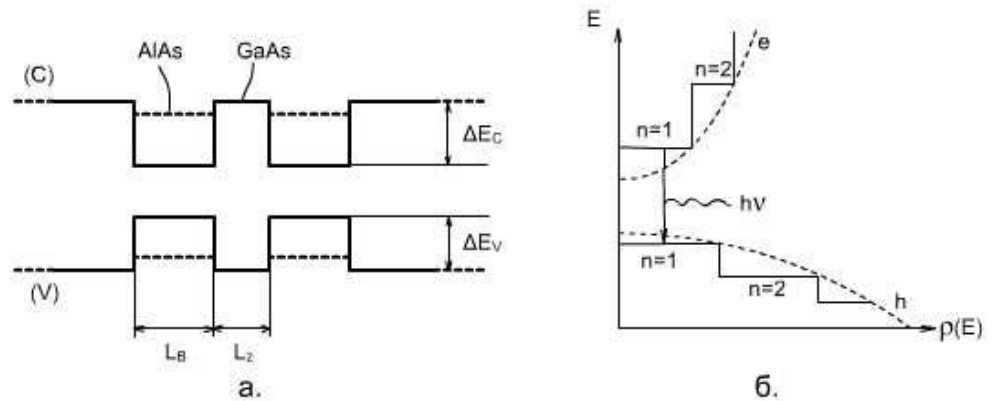
. 18.

$$\rho(E) = \sum_n \delta(E - E_n) \quad (1)$$

$$\rho(E) = \sum_n \delta(E - E_n) \quad (2)$$

$$\rho(E) = \sum_n \delta(E - E_n) \quad (3)$$

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



. 19. .

$$\rho(E), L_B \approx 30 - 40, L_z \approx 20$$

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.

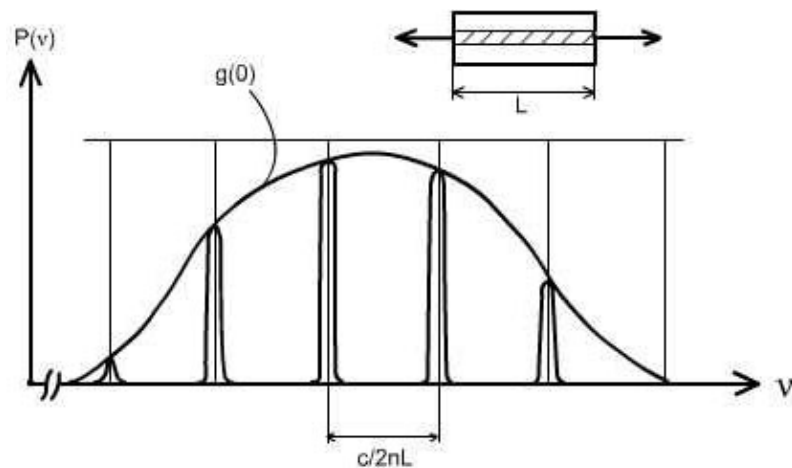
6. Оптические резонаторы и волноводные решетки Брэгга

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

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

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.



. 20.

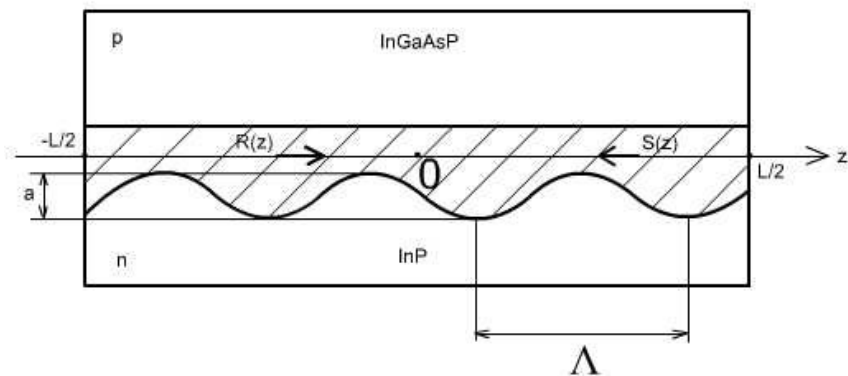
. $g(\nu)$ –

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 обуславливающих 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.



21.

E_{g0}

E_{gn}, E_{gp} Λ n p a

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 ,

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

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 λ и периодом решетки Λ соотношениями

$$\beta_0 = \frac{2\pi n_0}{\lambda} = \frac{\pi}{\Lambda} \quad (41)$$

(очевидно, $\lambda = 2n_0\Lambda$).