

В. И. Дубовик, И. С. Манак, В. Н. Ювченко

## МЕТОДЫ УПРАВЛЕНИЯ ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

(Обзор)

Используемые в настоящее время способы управления длиной волны генерации полупроводниковых лазеров можно разделить на следующие группы: перестройка частоты излучения в процессе генерации достигается изменением характеристик активной среды или параметров резонатора (для получения непрерывной перестройки частоты в широких пределах эти воздействия часто применяются одновременно); перестройка частоты лазерного излучения с помощью внешних преобразователей, использующих акустооптические, электрооптические, нелинейные и другие эффекты.

### 1. Механизмы управления длиной волны генерации полупроводниковых лазеров, основанные на изменении характеристик активной среды

**Подбор активных сред.** Известно, что при всех видах излучательной рекомбинации в лазерах на прямозонных полупроводниках энергия перехода  $h\nu$  близка к ширине запрещенной зоны  $E_g$ . Многочисленные полупроводниковые материалы, на которых получено когерентное излучение, имеют большие различия в ширине запрещенной зоны. Поэтому их использование позволяет перекрыть широкую спектральную область. Длины волн генерации для наиболее часто применяемых веществ приведены в табл.1 [1]. Так как твердые растворы типа  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-z}\text{As}_z$ ,  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$  образуют непрерывный ряд, возможно монотонное изменение ширины запрещенной зоны за счет варьирования их состава вдоль активной структуры [2, 3]. Для многих твердых растворов известны экспериментальные зависимости  $E_g$  (эВ) от состава. Например для соединения  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  получено

$$E_g(x) = \begin{cases} 1,424 + 1,247x, & (0 < x < 0,45), \\ 1,424 + 1,247x + 1,147(x - 0,45)^2, & (0,45 < x < 1,0), \end{cases} \quad (1)$$

а для соединения  $\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$  ширина запрещенной зоны равна

$$E_g(x) = 0,360 + 0,891x + 0,101x^2. \quad (2)$$

Таблица 1

Длины волн генерируемого излучения для различных полупроводников

Вещество	$\lambda$ , мкм	Вещество	$\lambda$ , мкм	Вещество	$\lambda$ , мкм
CdSSe	0,50-0,69	GaPAs	0,63-0,90	InAsP	0,90-3,20
GaInAsP	0,6-3,0	GaAs	0,82-0,92	AlGaSb	1,10-1,60
AlGaInP	0,58-0,62	InGaAs	0,85-3,20	GaSb	1,55-1,77
AlGaAs	0,62-0,90	InP	0,89-0,95	PbTe	4,01-6,45

Частота излучения может изменяться и в зависимости от концентрации легирующей примеси в одном и том же материале. Так, при концентрации акцепторов  $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  изменение концентрации доноров с  $10^{17}$  до  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  смещает пик излучения на 0,005 эВ [4], что объясняется эффектом Бурштейна–Мосса. Изменение условий выращивания сложных лазерных кристаллов с квантовыми ямами также приводит к изменениям длины волны генерации [5–9].

Такие свойства полупроводниковых материалов позволяют получать лазеры с желаемой длиной волны генерации. Но в готовом лазерном кристалле невозможно изменить состав или концентрацию примеси. Для изменения его спектра генерации необходимо приложить внешнее воздействие, изменяющее положение энергетических уровней в полупроводнике. Наиболее существенный сдвиг энергетических уровней происходит при изменении температуры, приложении гидростатического давления и магнитного поля.

**Влияние температуры на длину волны генерации.** Пик контура спонтанного излучения имеет практически такую же температурную зависимость, как и ширина запрещенной зоны, т.е. сдвигается в длинноволновую область для источников на основе соединений  $A^3B^5$  и  $A^2B^6$  и в коротковолновую область — для соединений  $A^4B^6$ .

Сдвиг максимума спонтанного излучения для GaAs-диодов при 77 К характеризуется температурным коэффициентом 0,12 нм/К [10], при 300 К — 0,25–0,36 нм/К [11]. Температурные коэффициенты для гетеролазеров на GaAs/AlGaAs при комнатной температуре равны 0,2–0,3 нм/К [12, 13], для структур InGaAsP/InP при  $T = 40–75 \text{ К}$  — 0,4–0,5 нм/К [13].

Однако не во всех случаях сдвиг пика излучения с ростом температуры связан с изменением ширины запрещенной зоны. У лазеров на односторонней гетероструктуре (ОГС) в спектрах наблюдаются два мак-

симула, соответствующие межзонной рекомбинации и переходу зона-акцептор, причем последний максимум смещается на 0,005–0,006 нм/К быстрее и резко затухает с ростом температуры. В лазерах на двухсторонней гетероструктуре (ДГС) иногда наблюдается более быстрый сдвиг максимума в сторону низких энергий, чем температурное изменение запрещенной зоны.

Кроме того, повышение температуры приводит к изменению геометрических размеров активного слоя, коэффициента преломления и его дисперсии. Благодаря этому происходит плавное смещение отдельных мод, выражаемое зависимостью [14]

$$\frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dT} = \frac{\left[ \frac{1}{n} \left\{ \frac{\delta n}{\delta T} \right\}_{\lambda} + \frac{1}{l} \frac{\delta l}{\delta T} \right] 2nl\Delta\lambda}{\lambda^2}, \quad (3)$$

где  $\Delta\lambda$  – расстояние между модами:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2l} \left( n - \lambda \frac{\delta n}{\delta \lambda} \right)^{-1}. \quad (4)$$

Так как обычно относительное изменение  $n$  под влиянием внешнего воздействия намного больше изменения линейных размеров резонатора, то можно считать

$$\frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dT} \approx \frac{2l\Delta\lambda \left( \frac{\delta n}{\delta \lambda} \right)_{\lambda}}{\lambda^2}. \quad (5)$$

Температурный коэффициент смещения отдельной моды для GaAlAs/GaAs-лазеров равен 0,046 нм/К при 77 К [15] и 0,06–0,08 нм/К при 293 К [12, 15, 16]; в лазерах на основе GaInAsP/InP он составляет при комнатной температуре 0,05 нм/К [17]. Температурный сдвиг спектральной полосы лазера приводит к переключению с данной моды на последующие (для одномодового режима), т. к. смещение отдельных мод имеет меньший температурный коэффициент, чем огибающая спектра генерации. В многомодовом режиме коротковолновые моды выходят за пределы спектра спонтанного излучения и затухают, а интенсивность длинноволновых мод растет (для лазеров на  $A^3B^5$ ,  $A^2B^6$ ). Этот процесс приводит к дискретной перестройке частоты.

Обычно перестройка осуществляется изменением температуры теплоотвода или нагревом током накачки [12, 18–30].

На рис. 1 представлены спектры излучения InGaAsP/InP лазера при постоянной температуре и накачке импульсами тока длительностью 1 мкс для разных уровней инжекции, а на следующем рисунке соответственно спектры излучения при  $T = 77$  К и токе накачки 40 мА (рис. 2 а), и при комнатной температуре и токе 880 мА (рис. 2 б) [31]. В последнем случае пороговые токи  $I_{th}$  составили 27,5 и 800 мА соответственно.

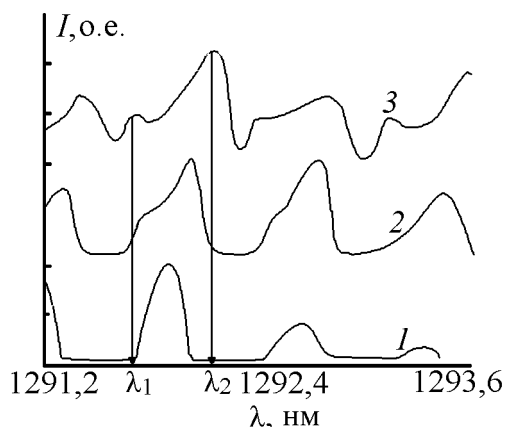


Рис. 1. Спектры излучения InGaAsP/InP лазеров при накачке импульсами тока длительностью 1 мкс: 1 – при токе накачки  $2I_{th}$ , 2 – при токе накачки  $3I_{th}$ , 3 – при токе накачки  $4I_{th}$

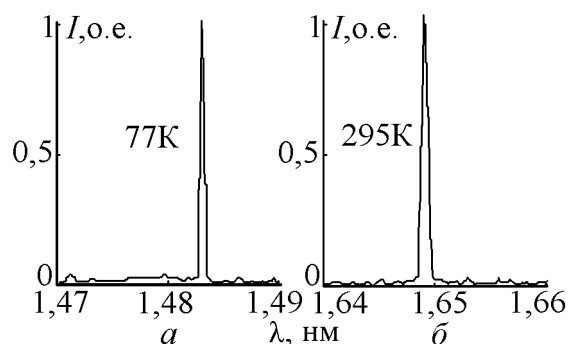


Рис. 2. Спектры излучения лазера InGaAsP/InP при 77 К (а) и при комнатной температуре (б)

Наиболее эффективен температурный способ управления длиной волны для лазеров на халькогенидах свинца, работающих при низких температурах в области 4–9 мкм и более. Для них относительное изменение длины волны может составлять 20–50 % [30–35]. Для лазеров на основе GaAlAs, InGaAsP диапазон перестройки обычно составляет до 10–13 нм [20, 22, 28].

**Перестройка длины волны генерации при приложении давления.** Давление, приложенное к полупроводнику, также изменяет ширину запрещенной зоны. Рост давления вызывает изменение межатомных расстояний и перекрытие волновых функций электронов. Из-за сложной структуры зон в различных кристаллографических направлениях ширина запрещенной зоны (ЗЗ) может как уменьшаться, так и увеличиваться. Возможны смена абсолютного минимума зоны проводимости и другие эффекты, обусловленные особенностями зонной структуры конкретного полупроводника.

Воздействие давления на полупроводник вызывает два эффекта: изменение расположения зон относительно друг друга и искажение формы отдельных зон. Первый эффект сказывается на свойствах, которые связаны с межзонными переходами: положение края полосы собственного поглощения или максимума рекомбинационного излучения, распределение электронов между зонами и примесными уровнями, положение уровня Ферми и т. д. Второй эффект приводит к изменению плотности состояний в зоне, т. е. к изменению эффективной массы носителей тока.

Коэффициенты изменения ширины запрещенной зоны с давлением для различных типов минимумов зоны проводимости составляют от  $12,0 \times 10^{-11}$  эВ/Па для GaAs до  $-10,0 \times 10^{-11}$  эВ/Па для InP. Перестройка длины волны излучения лазера на PbSe при изменении давления от 0 до  $5 \times 10^8$  Па составляла 31%; для лазеров на основе GaAs при изменении давления до  $8,8 \times 10^8$  Па было получено уменьшение длины волны на 5,9% [14]. Кроме того, как и в случае температурной перестройки, возможен плавный сдвиг генерации отдельных мод за счет сильного изменения показателя преломления активной среды, находящейся под давлением. Для PbSe коэффициент, характеризующий изменение энергии излучения мод в зависимости от давления примерно в 4 раза меньше коэффициента изменения ширины ЗЗ. Диапазон плавной перестройки частоты составлял 28 нм при изменении давления на  $3 \times 10^7$  Па и был значительно больше межмодового расстояния [14]. Таким образом, использование гидростатического давления при выбранных уровнях инжекции и геометрических размерах кристалла позволяет получить непрерывный набор частот во всей области приложенных давлений [36].

**Перестройка частоты в магнитном поле.** При низких температурах и сильных магнитных полях в движении носителей заряда в лазерном кристалле оказываются существенными квантовые эффекты. Разрешенные зоны в этом случае квантуются на подзоны Ландау.

Для полупроводников, у которых закон дисперсии носителей  $E(\vec{k})$  является квадратичным и поверхности постоянной энергии представляют собой эллипсоиды вращения, трехмерная разрешенная зона распадается на ряд одномерных зон Ландау, каждая из которых расщепляется на две подзоны, соответствующие противоположным направле-

ниям спина. Энергия носителей в зоне при этом будет выражаться формулой [14]:

$$E = \frac{\hbar^2 K_H^2}{2m_H} + \hbar\omega_c \left(l + \frac{1}{2}\right) + S\rho\beta H, \quad (6)$$

где  $\hbar K_H^2$  – квазиимпульс,  $m_H$  – эффективная масса в направлении магнитного поля;  $l = 0, 1, 2, \dots$  и  $S = \pm 1/2$  – квантовые числа;  $\beta = \frac{\hbar}{2m_c}$  – магнетон Бора;  $\rho$  – фактор спектроскопического расщепления;  $\omega_c = \frac{eH}{m_0c}$  – циклотронная частота,  $m_0$  – масса свободного электрона,  $c$  – скорость света в вакууме. Здесь

$$m_H = m_{\perp} \left( \frac{m_{\parallel}/m_{\perp}}{m_{\parallel}/m_{\perp} \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

$m_{\parallel}$  и  $m_{\perp}$  – продольная и поперечная массы,  $\varphi$  – угол между осью вращения эллипсоида и магнитным полем.

Условие сильного поля означает, что электрон или дырка в кристалле успевают сделать один или несколько оборотов вокруг направления магнитного поля за время релаксации  $\tau$ , т. е.

$$\omega_c \tau = \frac{eH}{m_0c} \tau = \frac{\mu H}{c} > 1, \quad (8)$$

где  $\mu$  – подвижность носителей.

Кроме того, температурное размытие уровней Ландау должно быть небольшим, т. е. циклотронная энергия должна превышать тепловую энергию носителей

$$\hbar\omega_c > kT. \quad (9)$$

Таким образом, критерий сильного магнитного поля легче выполняется при низких температурах для полупроводников с малой эффективной массой и высокой подвижностью носителей (например InAs, InSb, PbSe) [37]. Квантование энергетических уровней в магнитном поле приводит к существенному изменению плотности состояний [14]

$$\rho(E) = \frac{2(m_H)^{1/2} m_c \omega_c}{(2\pi\hbar)^2} \sum_{l,S} \left[ E - \hbar\omega_c \left(l + \frac{1}{2}\right) - S\rho\beta H \right]^{-1/2}. \quad (10)$$

Видно, что плотность состояний, как функция энергии, имеет резко немонотонный характер. Качественно эта зависимость представлена на рис. 3.

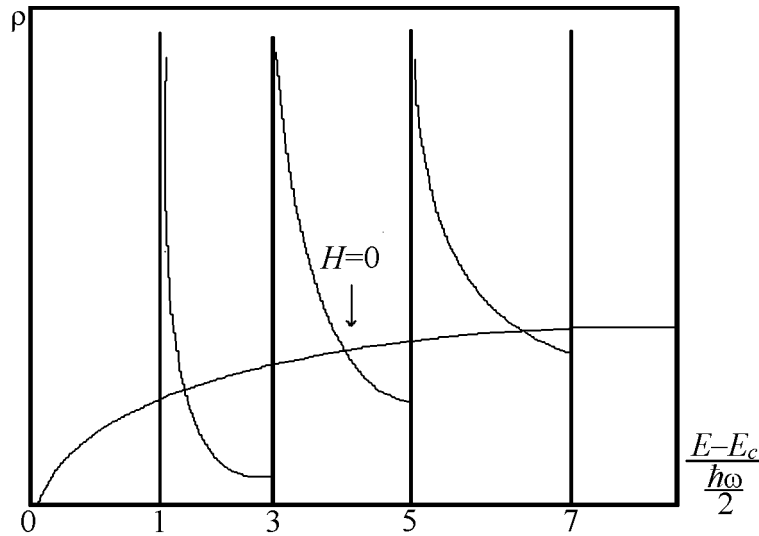


Рис. 3. График зависимости плотности состояний от энергии

При изменении магнитного поля зоны Ландау перемещаются относительно уровня Ферми и плотность состояний вблизи уровня Ферми осциллирует, что приводит к осцилляциям в спектре излучения. Если излучательные переходы происходят между валентной зоной (ВЗ) и зоной проводимости (ЗП), края которых находятся в одной и той же точке  $\vec{k}$ -пространства и вырождены только по спину, то в магнитном поле энергия фотона, соответствующая максимумам в спектре рекомбинационного излучения, имеет вид [14]:

$$\hbar\omega = E_g + \hbar\omega_{cn} \left( l_n + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_{cp} \left( l_p + \frac{1}{2} \right) + S_n \rho_n \beta H + S_p \rho_p \beta H. \quad (11)$$

При этом должны выполняться правила отбора:  $\Delta l = l_n - l_p = 0$ ;  $\Delta S = S_n - S_p = 0, \pm 1$ .

Экспериментально получена квазинепрерывная перестройка длины волны InAs-лазера на 1,9% при изменении напряженности магнитного поля до  $1,4 \times 10^7$  А/м [14]. Для InSb величина перестройки составила 5,3% при изменении магнитного поля в пределах  $(90,1 \div 135) \times 10^7$  А/м. Сдвиг отдельной моды, обусловленный зависимостью показателя преломления от величины магнитного поля, для InSb равнялся  $(6 \div 7,2) \times 10^{-6}$  нм/Å, для PbSe –  $3,9 \times 10^{-6}$  нм/Å [14].

В работе [38] исследовано поведение лазеров на основе InP в сильных магнитных полях (магнитная индукция до 30 Тл). Спектральное смещение при таком поле составляло более 10 мЭВ. Приращение энер-

гии в слабом магнитном поле для дискретного уровня может быть представлено в виде [38]

$$\Delta E = \frac{1}{2} \mu_B^2 B \left( \frac{m_o}{m^*} \right)^2 \frac{1}{E_y}, \quad (\Delta E / E_y > 1), \quad (12)$$

где  $m^*$  – эффективная масса,  $E_y$  – глубина уровня.

Поведение лазеров на ДГС в системе твердых растворов GaAs/AlGaAs с активной областью  $p$ -типа в поле до 25 Тл объясняется на основе полуэмпирической модели для формы плотности состояний в магнитном поле, учитывающей размытие уровней Ландау с длинноволновым ограничением в предположении излучательных переходов на акцепторный уровень [39].

Усиление в активном слое  $p$ -типа как функция энергии электрона  $E$ , магнитного поля  $B$ , квазиуровня Ферми  $E_F$  и времени жизни электронов  $\tau$  дается выражением:

$$g(E, E_F, B, \tau, T) = C \rho(E, B, \tau) f(E, E_F, T) (1 - \exp[(E - E_F)/kT]), \quad (13)$$

здесь  $T$  – температура,  $\rho$  – функция плотности состояний электронов,  $f$  – функция распределения Ферми-Дирака,  $C$  – постоянная при данной температуре, которая записывается в виде

$$C = \frac{c^2 h^3}{8 \pi n^2 E_g^2} B_r p_a, \quad (14)$$

где  $B_r$  – коэффициент излучательной рекомбинации,  $n$  – коэффициент преломления,  $p_a$  – число незанятых акцепторных состояний.

Предполагается, что плотность состояний акцепторов может быть приближено описана  $S$ -функцией; энергия электронов отсчитывается от дна ЗП при  $B = 0$ .

При расчете электронных состояний с учетом возмущений, оказываемых случайным образом расположенными примесными центрами, и при выполнении условия существования основного энергетического состояния  $E_{gr}$  с  $\rho(E) = 0$  для  $E < E_{gr}$  показано, что форма подзоны Ландау и  $E_{gr}$  зависят от магнитного поля.

В предположении сильного магнитного поля, т. е.  $\omega_c \tau \gg 1$ , нижнюю подзону Ландау можно представить в следующем виде:

$$\rho(E, B, E_o, \Delta) = 2 \left( \frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{1/2} \frac{1}{(2\pi l_c)^2} \frac{1}{E_o}^{1/2} \gamma(x_o), \quad (15)$$



где

$$x_o = \frac{E - \frac{1}{2}\hbar\omega_c - \Delta}{E_o} - 2^{1/3},$$

$m_e$  – эффективная масса электрона,  $l_c = \frac{\hbar}{(m_e\omega_c)^{1/2}}$  – классический циклотронный радиус.

Для нижнего уровня Ландау функция формы линии  $\gamma(x)$  дается выражением

$$\begin{aligned} \gamma(x) &= \left( \frac{1}{\lambda(x)} - \frac{1}{(2\lambda^2(x))^2} \right)^{1/2} && \text{при } x \geq x_g = -\frac{3}{4^{1/3}}, \\ \gamma(x) &= 0 && \text{при } x < x_g, \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} \lambda(x) &= \frac{1}{3}x + \left\{ \frac{1}{2} \left[ 1 + 2 \left( \frac{1}{3}x \right)^3 \right] + \frac{1}{2} \left[ 1 + 4 \left( \frac{1}{3}x \right)^3 \right]^{1/2} \right\}^{1/3} + \\ &+ \left\{ \frac{1}{2} \left[ 1 + 2 \left( \frac{1}{3}x \right)^3 \right] - \frac{1}{2} \left[ 1 + 4 \left( \frac{1}{3}x \right)^3 \right]^{1/2} \right\}^{1/3}, \end{aligned} \quad (17)$$

а  $x_g$  зависит от энергии основного состояния  $E_{gr}$  следующим образом:

$$E_{gr} = E_o \left( x_g + 2^{1/3} \right) + \frac{1}{2}\hbar\omega_c + \Delta. \quad (18)$$

Для энергий  $E \geq E_{gr}$  верхние уровни Ландау ( $n \geq 1$ ) имеют лоренцевую форму линии и общая функция плотности состояний в магнитном поле записывается в виде:

$$\begin{aligned} \rho(E, B, E_o, \Delta) &= \\ &= 2 \left( \frac{2m_e}{\hbar} \right)^{1/2} \frac{1}{(2\pi l)^2} \frac{1}{E_o^{1/2}} \left( \gamma(x_o) + \sum_{n=1}^{\infty} L(x_n) \right), && x > x_g, \\ \rho(E, B, E_o, \Delta) &= 0, && x \leq x_g, \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$L(x) = \left( \frac{x + (x^2 + 1)^{1/2}}{2(x^2 + 1)} \right)^{1/2},$$

$$x_n = \frac{E - \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c - \Delta}{E_o},$$

$\Delta$  и  $E_o$  – параметры, которые описывают сдвиг основного энергетического состояния и уширение уровней Ландау благодаря электронному рассеянию. Для  $E_o$  можно использовать следующее выражение

$$\begin{aligned} E_o &= \Gamma \left( \frac{\frac{1}{2}\hbar\omega_c}{\Gamma} \right)^q = \Gamma(\omega_c\tau)^q \quad \text{при } \omega\tau \geq 1, \\ E_o &= \Gamma \quad \text{при } \omega\tau \leq 1. \end{aligned} \quad (20)$$

В слабых полях ширина уровней Ландау  $E_o = \Gamma = \frac{\hbar}{2\tau}$  и не зависит от  $B$ .

В предположении  $q = 1/3$ ,  $\Delta = 0$  данная модель отличается наилучшим соответствием с экспериментально наблюдаемым сдвигом длины волны лазерного излучения.

Однако в этой модели, в которой рассматривались только переходы возбужденных носителей из ЗП на акцепторные состояния ЗЗ, не учитывалось влияние магнитного поля на положение акцепторного уровня. При  $B = 25$  Тл сдвиг этого уровня составляет  $\sim 3$  мэВ и им нельзя пренебрегать по сравнению со сдвигом  $E$  в магнитном поле.

Проведенное рассмотрение справедливо для низких температур. Экспериментальные данные, согласующиеся с теорией, были получены при  $T = 20,3$  и  $46$  К. Однако при более высоких температурах, когда число инжектируемых носителей превышает число акцепторных состояний, имеют место переходы из ЗП в ВЗ.

В таком случае возможно расширить модель, вводя в рассмотрение высокоэнергетическое ограничение функции плотности состояний в ВЗ, которое может быть найдено аналогично низкоэнергетическому ограничению плотности состояний в ЗП, данному в выражении (19).

По сравнению с инжекционными лазерами на ДГС, в лазерах на квантовых ямах можно добиться большей эффективности при перестройке длины волны в магнитном поле благодаря квазидвухмерному характеру движения носителей и ступенчатой форме функции плотности состояний.

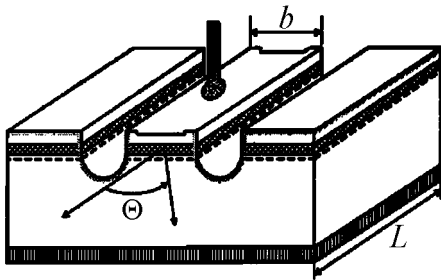


Рис. 4. Конструкция мезаполоскового лазера

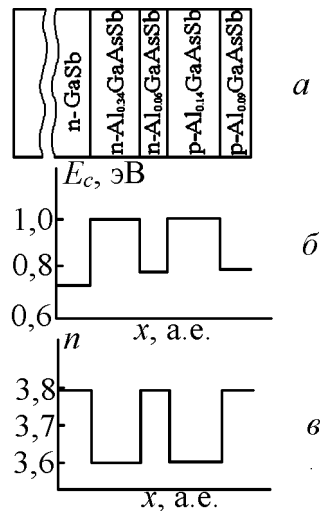


Рис. 5. Схема расположения слоев в лазерной структуре (а), послойное распределение ширины запрещенной зоны  $E_g$  (б), послойное распределение показателя преломления  $n$  (с)

Лазер на AlGaAs с квантовой ямой из GaAs толщиной 7 нм при низких температурах ( $T = 12$  и  $60$  К) генерировал излучение на 3 частотах, самая высокая из которых относилась к переходам с участием свободных носителей, низкие — к электронным переходам с участием легких и тяжелых дырок, причем сдвиг энергии излучения составлял более 10 мэВ при изменении магнитного поля от 0 до 20 Тл [40].

**Перестройка длины волны генерируемого излучения с использованием квантоворазмерных эффектов.** Использование лазеров с квантоворазмерными слоями (КРС) позволяет получать перестройку длины волны излучения в широком диапазоне.

Если толщина активного слоя гетеролазера  $L_z < 200 \text{ \AA}$ , длина волны де Бройля электрона или дырки  $\lambda \sim \frac{h}{p}$  становится сравнимой с  $L_z$  и наблюдаются квантоворазмерные эффекты, т. е. ограничение движения носителей в пределах тонкого активного слоя структуры приводит к сдвигу их энергии в большую сторону, одновременно  $\lambda$  носителей уменьшается так, чтобы удовлетворялись условия их локализации на малой длине [41].

В полупроводниках типа  $A^3B^5$  в настоящее время легко могут быть сформированы слои толщиной существенно меньше  $100 \text{ \AA}$ . Типичны-

ми примерами КРС являются структуры, в которых узкозонный слой полупроводника  $A^3B^5$  заключен между двумя более широкозонными ограничивающими слоями, причем материалом являются такие соединения, как  $AlAs/Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ,  $InP/In_{1-x}Ga_xP_{1-z}As_z$ ,  $In_{1-x}Ga_xP_{1-z}As_z/In_{1-x}Ga_xP_{1-z}As_z$ .

Рассмотрим поведение лазера с КРС из  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ . Инжектируемые током избыточные электроны и дырки, накапливаясь в активном слое  $GaAs$ , локализуются в потенциальных ямах конечной глубины соответственно в ЗП и ВЗ. При этом для  $L_z < 200 \text{ \AA}$  процесс межзонной рекомбинации отличается от аналогичного процесса в объемном кристаллическом слое  $GaAs$ . Энергетический спектр носителей в узкозонном центральном слое можно определить в приближении эффективных масс. Предполагается также, что гамильтониан электрона и дырки можно разделить на составляющие, описывающие движение вдоль нормали к плоскости слоя (вдоль оси  $Z$ ) и в плоскости слоя ( $xy$ ), где движение описывается обычными (нелокализованными) функциями Блоха.

В этом случае для собственных значений энергии носителей имеем [41]

$$E(n, k_x, k_y) = E_n + \frac{\hbar^2}{2m_{n,p}^*} (k_x^2 + k_y^2). \quad (21)$$

Обозначим собственные значения энергии  $E_n$  в потенциальной яме конечной глубины для электронов  $E_1, E_2, E_3, \dots$ , для тяжелых дырок  $E_{hh}$  и для легких дырок  $E_{lh}$  (рис. 6).

Важным следствием квантования носителей является квантоворазмерный эффект, заключающийся в том, что ниже энергии  $E_1$  нет разрешенных состояний для электронов, благодаря чему образуется искусственный край зоны.

Как показано на рис. 7, при больших энергиях для электронов имеется подзона с резким скачком плотности состояний на краю и постоянной плотностью состояний

$$g(E)dE = \frac{m_n^*}{\pi\hbar^2} dE. \quad (22)$$

При энергиях  $E_2$  и  $E_3$  также имеются скачки плотности состояний, соответствующие новым подзонам. Аналогичная картина подзон и рез-

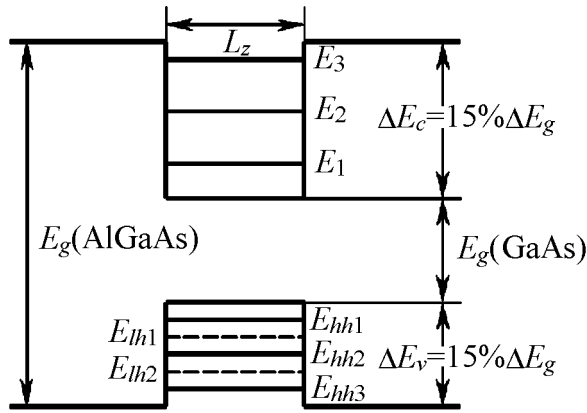


Рис. 6. Энергетическая структура  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$

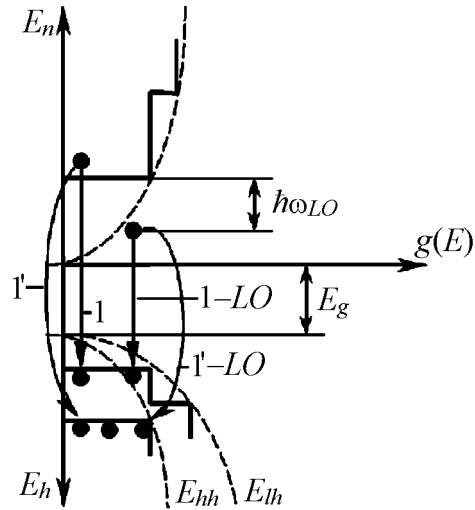


Рис. 7. Функция плотности состояний в КРС (—); в объемном (- - -) образце

ких изменений плотности состояний имеет место и в ВЗ для тяжелых и легких дырок.

Эффективная масса электрона  $m_1^*$  в барьерах из AlAs принимается равной  $0,15m_0$ . В КРС из GaAs  $m_2^*$  – эффективная масса электрона и непараболичность зоны описывается следующим выражением [42]:

$$m_2^* = \left(0,0665 + 0,0436E + 0,236E^2 - 0,147E^3\right) m_0, \quad (23)$$

где  $E$  измеряется в электронвольтах.

Величина разрыва зон в ЗП или высота энергетического барьера  $\Delta E_c$  на границе слоев  $Al_xGa_{1-x}As$  и GaAs

$$\Delta E_c = 0,85 [E_g(x, T) - E_g(0, T)], \quad (24)$$

где  $E_g$  – ширина ЗЗ твердого раствора  $Al_xGa_{1-x}As$ , которая зависит от состава  $x$  и температуры  $T$  и определяется зависимостями [41]:

$$E_g(x, T) = 1,519 + 1,247x - \frac{5,405 \times 10^{-4}T^2}{T + 204}, \quad (x < 0,45);$$

$$E_g(x, T) = 1,519 + 1,247x + 1,147(x - 0,45)^2 - \frac{5,405 \times 10^{-4}T^2}{T + 204}, \quad (x \geq 0,45). \quad (25)$$

Эффективная масса тяжелых дырок принимается равной  $0,75m_0$  в AlAs и  $0,45m_0$  в GaAs; для легких дырок  $0,15m_0$  в AlAs и  $0,087m_0$  в GaAs соответственно.

Следовательно, разрыв в  $\mathbb{Z}$  на границе AlAs и GaAs составит

$$\Delta E_v = 0,15 [E_g(1, T) - E_g(0, T)]. \quad (26)$$

Аналогично определяется и  $\Delta E_v$  для любых составов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

Кроме сдвига энергетических уровней электронов и дырок в сторону больших энергий, тонким слоям присущ и другой важный эффект — ступенчатая функция плотности состояний.

Электроны с низшего уровня ( $n = 1$ ) могут рекомбинировать как с тяжелыми дырками, находящимися на уровне  $n = 1$ , так и с легкими ( $n' = 1'$ ). Аналогично для уровней  $n = 2, 3, \dots$ . При росте инжекционного тока возможен переход от рекомбинации с  $n = 1$  к  $n = 2$ , что вызывает скачкообразное изменение  $\lambda$  генерации с квантовой ямой из InGaAs, составлявшее 30 нм. Такой же переход возможен при изменении напряжения на оптическом модуляторе, представляющем собой часть лазерной структуры. Для лазера с квантовой ямой на GaAs/AlGaAs изменение  $\lambda$  составило 33 нм [44].

Эффект заполнения зон, который будет особенно проявляться в гетероструктурах с одним КРС или с небольшим их числом, может быть использован для создания лазеров с плавной перестройкой длины волны излучения.

Концентрацию неравновесных носителей в гетероструктуре с КРС можно определить следующим образом:

$$\rho_n = \frac{J\tau}{emL_z}, \quad (27)$$

где  $J$  — плотность тока накачки,  $e$  — заряд электрона,  $\tau$  — время жизни носителей,  $m$  число КРС в активной области структуры.

Если предположить, что все избыточные носители из широкозонных эмиттеров собираются в узкозонном слое, то при плотности тока накачки  $\sim 4 \times 10^3$  А/см<sup>2</sup>, величина уровня энергии, до которого носители будут заполнять зоны в КРС из GaAs толщиной 200 Å, будет достигать 300 мэВ. Это обеспечивает чрезвычайно широкие полосы люминесценции, что позволяет перестраивать инжекционный гетеролазер в широком диапазоне, если поместить его во внешний резонатор с отражающей дифракционной решеткой в качестве спектрально-селективного элемента.

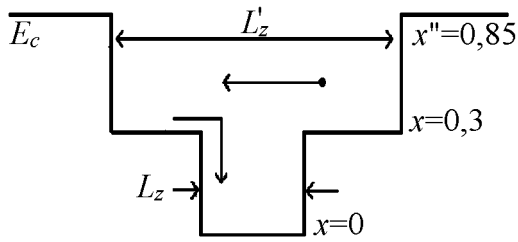


Рис. 8. Структура  $\text{Al}_{x''}\text{Ga}_{1-x''}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ;  
 $L'_z = 1300 \text{ \AA}$ ;  $L_z = 60 - 80 \text{ \AA}$

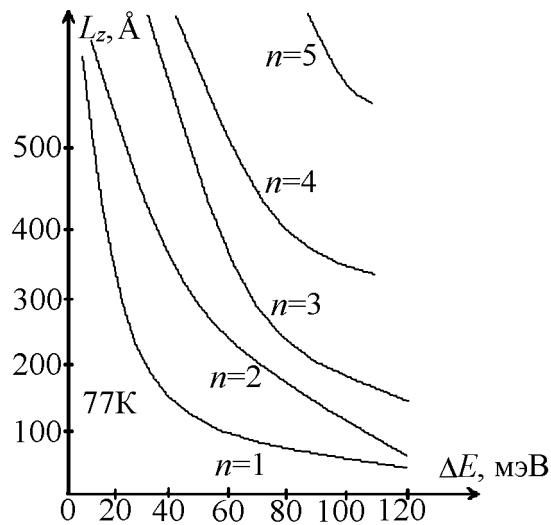


Рис. 9. Зависимость приращения энергии  $\Delta E$  от толщины активного слоя  $L_z$   
 $\text{InP}/\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-z}\text{As}_z/\text{InP}$ ;  $x = 0,13$ ;  
 $z = 0,28$

Однако, если  $L_z < 100 \text{ \AA}$ , захват носителей становится малоэффективным, что препятствует получению генерации в структурах с одним КРС.

Использование слоев малой толщины возможно, если в структуре содержится набор таких слоев или если один такой слой заключен между двумя ограничивающими слоями, так что носители локализованы вблизи КРС [45].

На основе структуры  $\text{Al}_{x''}\text{Ga}_{1-x''}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  могут быть изготовлены лазеры (рис. 8) которые перестраиваются в диапазоне 50 нм [46], что значительно превышает возможный диапазон перестройки лазеров на обычных гетероструктурах  $\Delta \hbar \omega \sim kT$ . Существенным моментом является также возможность осуществления плавной перестройки частоты в указанном диапазоне.

Возрастание энергии излучения, а следовательно и частоты генерации при уменьшении толщины активного слоя для лазеров, изготовленных из InP с квантовой ямой из  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-z}\text{As}_z$  было рассчитано в [47] с использованием правила отбора по волновому вектору  $\Delta n = 0$  (рис. 9).

Использование лазеров с несколькими квантовыми ямами (multi quantum wells - MQW) различной толщины открывает более широкие возможности для перестройки длины волны излучения. Так, для лаза-

ров с квантовыми ямами из GaAs длина волны может варьироваться в пределах 760–860 нм при изменении толщины ям и концентрации Al в ямах и барьерных слоях [48].

Длина резонатора лазера с КРС также влияет на длину волны излучения, причем более сильно, чем для обычных лазеров [49]. Так, для лазеров с квантовыми ямами из GaAs толщиной 70 Å, разделенными слоями Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As и ограниченными слоями Al<sub>0,4</sub>Ga<sub>0,6</sub>As, рассчитана зависимость длины волны генерации от длины резонатора и количества квантовых ям путем определения длины волны как функции порогового усиления.

Пороговое усиление для MQW дается выражением

$$g_{th} = G_{th}/N_z\Gamma_{SQW}, \quad (28)$$

где  $N_z$  — число квантовых ям,  $\Gamma_{SQW}$  — фактор оптического ограничения для одной ямы,

$$G_{th} = \alpha + \frac{1}{L_{eff}}, \quad (29)$$

где  $\alpha$  — коэффициент внутренних потерь,  $L_{eff}$  — эффективная длина резонатора.

$$L_{eff} = \frac{2L}{\ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right)}, \quad (30)$$

где  $R_1, R_2$  — коэффициенты отражения зеркал резонатора. Таким образом, длину волны можно определить как функцию  $R_1, R_2, L, N_z$  и  $\Gamma_{SQW}$ .

Для лазера с двумя квантовыми ямами из GaAs толщиной 80 Å и 100 Å, разделенными барьерным слоем из AlAs толщиной около 10 Å при импульсных условиях генерации (длительность импульса 200 нс и частота 5 кГц) при комнатной температуре получена зависимость длины волны генерации от длины резонатора, показанная на рис. 10 [50]. Резкое уменьшение длины волны генерации при  $L < 200$  мкм объясняется заполнением зон в резонаторах с большими потерями и в результате генераций с  $n = 2$ .

При использовании асимметричной гетероструктуры с двумя квантовыми ямами можно также получить генерацию на двух длинах волн и переключение длины волны при возрастании инжекционного тока, что



показано теоретически и подтверждено экспериментально [51–54]. Зафиксированный в [54] сдвиг длины волна 50 нм является самым большим среди лазеров без внешних резонаторов.

В лазере GaAs/AlGaAs на асимметричной гетероструктуре (рис. 11) квантовые ямы разделены толстым барьерным слоем с большой шириной ЗЗ, благодаря чему скорость переноса носителей между ямами становилась сравнимой со скоростью излучательной рекомбинации. Предположим, что длина волны излучения  $\lambda_1 > \lambda_2$  и яма 2 с более широкой ЗЗ находится со стороны слоя  $p$ -типа. Пусть толщина ямы 2  $d_2$  больше длины свободного пробега дырок. Инжектируемые из слоя  $p$ -типа дырки сначала попадают в яму 2, затем из-за выбранных толщины и высоты барьера скорость их движения в яму 1 становится сравнимой со скоростью излучательной рекомбинации, что отличает данную структуру от MQW-лазеров, в которых барьеры обычно делают низкими и тонкими, чтобы носители инжектировались одинаково во все ямы.

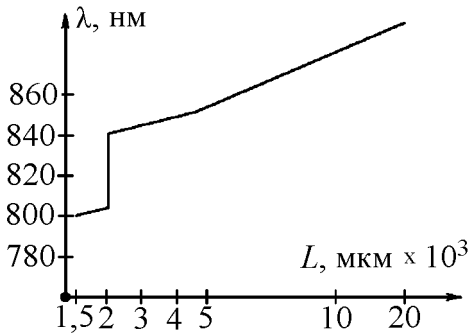


Рис. 10. Зависимость длины волны генерации от длины резонатора

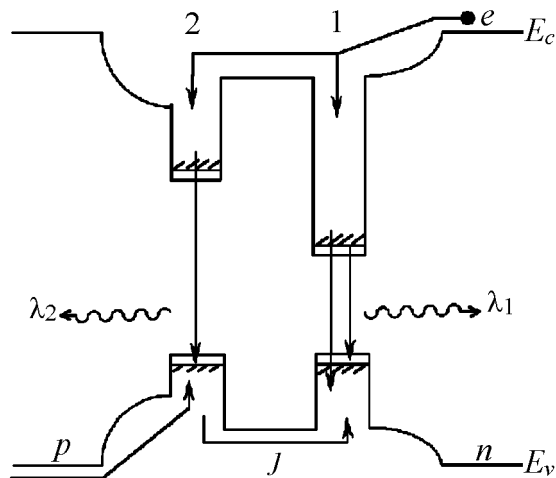


Рис. 11. Энергетическая диаграмма лазера с двумя асимметричными квантовыми ямами.

При использовании низкого и тонкого барьера в данной структуре большинство инжектируемых носителей будут попадать в яму 1 так, что плотность носителей в яме 2 не сможет достичь порогового значения при приемлемых значениях плотности тока  $J$ .

Что касается электронов, то толстый и высокий барьер приводит к тому, что плотности электронов в двух квантовых ямах сильно различаются.

Чтобы создать в яме 2 достаточную плотность электронов, необходимо сделать потенциал на ограничивающем слое  $n$ -типа равным или большим, чем на барьерном слое и также сделать толщину  $d_1$  ямы 1 меньше, чем длина свободного пробега электронов. Тогда значительная часть электронов, инжектируемых из слоя  $n$ -типа, проходят над ямой 1 в яму 2 так, что можно получить удовлетворительную плотность электронов в обеих ямах. Для достижения цели можно также легировать  $n^+$  барьерный слой.

Скоростные уравнения (для объемной концентрации и не учитывая нелинейное усиление) для электронов и фотонов в квантовых ямах запишутся в виде:

$$\begin{aligned}
\frac{dn_1}{dt} &= \frac{\xi J + J_{21}(n_1, n_2)}{ed_1} - G_1^{\lambda_1}(n_1)S^{\lambda_1} - G_1^{\lambda_2}(n_1)S^{\lambda_2} - \frac{n_1}{\tau_{n1}}, \\
\frac{dn_2}{dt} &= \frac{(1 - \xi)J - J_{21}(n_1, n_2)}{ed_2} - G_2^{\lambda_2}(n_2)S^{\lambda_2} - \frac{n_2}{\tau_{n2}}, \\
\frac{dS^{\lambda_1}}{dt} &= G_1^{\lambda_1}(n_1)S^{\lambda_1} - \frac{S^{\lambda_1}}{\tau^{\lambda_1}} + \beta_1^{\lambda_1} \frac{n_1}{\tau_{n1}}, \\
\frac{dS^{\lambda_2}}{dt} &= [G_1^{\lambda_2}(n_1) + G_2^{\lambda_2}(n_2)] S^{\lambda_2} - \frac{S^{\lambda_2}}{\tau^{\lambda_2}} + \beta_1^{\lambda_2} \frac{n_1}{\tau_{n1}} + \beta_2^{\lambda_2} \frac{n_2}{\tau_{n2}},
\end{aligned} \tag{31}$$

где  $J_{21}$  — плотность тока дырок из ямы 2 в яму 1,  $n_1, n_2$  — плотности электронов в яме 1 и яме 2,  $S^{\lambda_1}, S^{\lambda_2}$  — плотности фотонов для мод с  $\lambda_1, \lambda_2$ ,  $\tau_{n1}, \tau_{n2}$  — времена жизни электронов в ямах 1 и 2 соответственно;  $\tau^{\lambda_1}$  и  $\tau^{\lambda_2}$  — времена жизни фотонов с  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ;  $G_1^{\lambda_1}$ ,  $G_1^{\lambda_2}$  и  $G_2^{\lambda_2}$  — коэффициенты усиления для  $\lambda_1$  в яме 1, для  $\lambda_2$  в яме 1 и для  $\lambda_2$  в яме 2;  $\beta_1^{\lambda_1}, \beta_1^{\lambda_2}$  и  $\beta_2^{\lambda_2}$  — соответственно факторы спонтанного излучения.

Величины  $G_2^{\lambda_1}$  и  $\beta_2^{\lambda_1}$  не входят в уравнения, т. к. яма 2 не имеет квантовых состояний, между которыми возможны переходы с  $\lambda_1$ .

В данных уравнениях не учитываются тепловые эффекты, это означает, что скорость переключения длины волны не будет ограничена низкими скоростями тепловых процессов.

Чтобы проанализировать стационарные возможности данной структуры положим  $\frac{d}{dt} = 0$  в уравнениях (31) и пренебрежем членами, описывающими спонтанное излучение. Также положим  $\xi = 0$ . Зависимость  $J_{21}(n_2)$  для простоты положим равной

$$J_{21} \simeq evn_2, \tag{32}$$

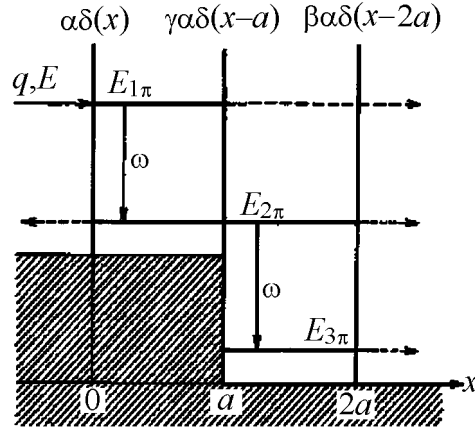


Рис. 12. Схема процесса генерации излучения в симметричной структуре с двумя квантовыми ямами, образованной тремя  $n$ -барьерами и поток электронов с плотностью, пропорциональной  $q^2$ , и энергией, приблизительно равной энергии уровня накачки  $E_1$ , падает на структуру слева. Электроны совершают излучательный переход на уровень  $E_2^{+(-)}$ , затем туннелируют во вторую яму и совершают переход на уровень  $E_3$ , после чего покидают структуру где  $v$  — эффективная скорость движения дырок через барьер.

Теперь можно найти решения уравнений. Ниже порога  $S^{\lambda_1} = S^{\lambda_2} = 0$  и

$$n_1 = v\tau_{n_1}n_2/d_1, \quad (33)$$

$$n_2 = J/e \left( v + \frac{d_2}{\tau_{n_2}} \right). \quad (34)$$

Будем рассматривать случай, когда барьер не слишком высок, так что при возрастании  $J$  первой возникает генерация на  $\lambda_1$ .

Пороговое значение тока определяется выражением

$$J_{th}^{\lambda_1} = e \left( v + \frac{d_2}{\tau_{n_2}} \right) d_1 n_{1th} / v\tau_{n_1}, \quad (35)$$

где пороговая плотность дырок  $n_{1th}$  дается формулой

$$G_1^{\lambda_1}(n_{1th}) = \frac{1}{\tau^{\lambda_1}}. \quad (36)$$

При  $J_{th}^{\lambda_1} \leq J < J_{th}^{\lambda_2}$ ,  $S^{\lambda_2} = 0$  и  $S^{\lambda_1}$  возрастает:

$$S^{\lambda_1} = \frac{v\tau^{\lambda_1} (J - J_{th}^{\lambda_1})}{ed_1 \left( v + \frac{d_2}{\tau_{n_2}} \right)}. \quad (37)$$

Концентрация дырок  $n_1 = n_{1th}$ , в то время как  $n_2$  растет в соответствии с (35) пока не достигнет порогового значения  $n_{2th}$ , задаваемого выражением

$$G_2^{\lambda_2}(n_{2th}) = \frac{1}{\tau^{\lambda_2}} - G_1^{\lambda_2}(n_{1th}), \quad (38)$$

и пороговый ток для генерации на  $\lambda_2$  будет определяться формулой

$$J_{th}^{\lambda_2} = e \left( v + \frac{d_2}{\tau_{n_2}} \right) n_{2th}. \quad (39)$$

Когда  $J_{th}^{\lambda_2} \leq J \leq J_{th}^{\lambda_1}$ ,  $S^{\lambda_2}$  растет с ростом тока:

$$S^{\lambda_2} = \frac{(J - J_{th}^{\lambda_2})}{ed_2 \left( 1/\tau^{\lambda_2} - G_1^{\lambda_2}(n_{1th}) \right)}. \quad (40)$$

С другой стороны

$$S^{\lambda_1} = \frac{v\tau^{\lambda_1} (J_{th}^{\lambda_2} - J_{th}^{\lambda_1})}{ed_1 \left( v + \frac{d_2}{\tau_{n_2}} \right)} - G_1^{\lambda_2}(n_{1th}) \tau^{\lambda_1} S^{\lambda_2}, \quad (41)$$

т. е.  $S^{\lambda_1}$  убывает до исчезновения при  $J = J_{th}^{\lambda_1}$ , где

$$J_{th}^{\lambda_1} = J_{th}^{\lambda_2} + \frac{vd_2 \left( \frac{1}{G_1^{\lambda_2}(n_{1th}) \tau^{\lambda_2} - 1} \right) (J_{th}^{\lambda_2} - J_{th}^{\lambda_1})}{d_1 \left( v + \frac{d_2}{\tau_{n_2}} \right)}. \quad (42)$$

При  $J > J_{th}^{\lambda_1}$  величина  $S^{\lambda_2}$  продолжает возрастать, но уже с меньшей скоростью. Таким образом достигается полное переключение длины волны излучения с  $\lambda_1$  на  $\lambda_2$ .

При использовании сложных лазерных структур, содержащих квантовые ямы, можно добиться непрерывной перестройки длины волны излучения в широком диапазоне [10, 55, 56].

Так, в лазере с квантовой ямой, разделенном на две части, одна из которых работает в режиме насыщения усиления, была реализована

непрерывная перестройка длины волны на 9 нм благодаря значительному изменению эффективного показателя преломления при малом изменении усиления данной секции [57].

В аналогичной структуре, в которой одна область служила поглотителем, была получена непрерывная перестройка длины волны на 6 нм при изменении тока через пассивную область [58].

При использовании двух электрически изолированных активных полосок в одной структуре (каждая полоска имела усиливающую и управляющую части) при соответствующем подборе токов была получена непрерывная перестройка на 14,2 нм [59].

Использование лазера с двумя квантовыми ямами и тремя контактами дает возможность прикладывать электрическое поле к отдельной яме, тем самым изменяя энергию уровней квантования для электронов и дырок, что приводит к сдвигу длины генерации. Для величины напряженности поля 50 кВ/см сдвиг длины волны составил около 26 нм [60]. Для структур с MQW также возможна широкая перестройка при изменении приложенного напряжения [61].

**Использование лазеров с распределенной обратной связью (РОС) и распределенными брэгговскими отражателями (РБО).** В системах, требующих компактных лазерных источников с полностью электронным изменением длины волны и высокой скоростью модуляции нашли широкое применение лазеры с РОС и РБО, типичные примеры конфигураций которых представлены на рис. 13 [62].

Преимущество перестраиваемых РБО-лазеров состоит в их широком диапазоне непрерывной перестройки, однако их изготовление связано с большими трудностями и скорость модуляции ограничена временами жизни носителей в секциях брэгговского отражателя, а также существуют сложности при управлении перестройкой фазы.

РОС-лазеры отличаются большей простотой изготовления и более высокими скоростями модуляции частоты излучения [63].

Как показано в работе [64], 2-х секционные приборы такого типа не могут производить непрерывную перестройку длины волны в широких пределах без изменения выходной мощности.

Для такой перестройки используются 3-х секционные и многосекционные приборы.

Рассмотрим принципы перестройки лазера с РБО с 3-х секцион-

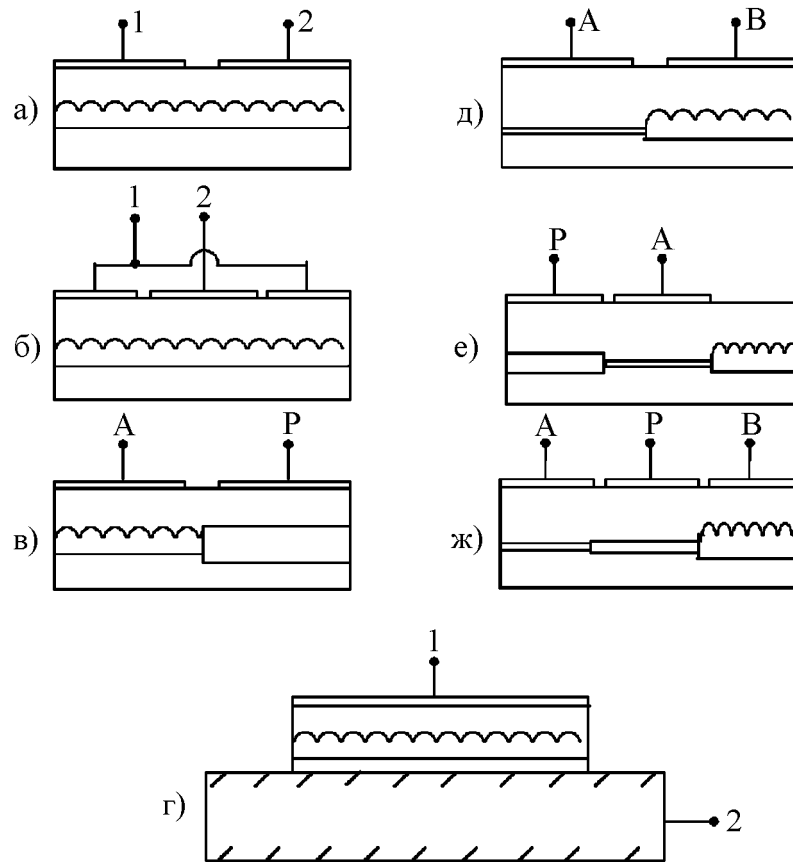


Рис. 13. Конфигурации РОС и РБО-лазеров: а) 2-х секционный РОС; б) 3-х секционный РОС; в) фазово-перестраиваемый 2-х секционный РОС; г) температурно-перестраиваемый РОС; д) 2-х секционный РБО; е) 3-х секционный фазово-перестраиваемый РБО; ж) 3-х секционный РБО

ной геометрией (рис. 13 ж) [65], т. к. длина центральной фазовой секции может быть равной 0 для 2-х секционных РБО.

Брэгговское зеркало можно приближенно представить в виде обычного зеркала с коэффициентом отражения  $R = \text{tg}^2(kL)$ , отстоящего от выхода секции усиления на расстояние

$$L_{B_{\text{эфф}}} = \text{tg}(kL)/2k. \quad (43)$$

Таким образом резонатор будет вести себя как резонатор Фабри-Перо с общей длиной оптического пути

$$\int n(Z)dZ = n_G L_G + n_p L_p + n_B L_B, \quad (44)$$

где  $n_G$ ,  $n_p$ ,  $n_B$  и  $L_G$ ,  $L_p$ ,  $L_B$  — эффективные показатели преломления и длины усилительной, фазовой и брэгговской секций соответственно.

Расстояние между модами резонатора Фабри-Перо:

$$\Delta\lambda_{\text{ФП}} = \frac{\lambda^2}{2(n_{Gg}L_G + n_{pg}L_p + n_{Bg}L_B)}, \quad (45)$$

где индекс  $g$  означает групповой показатель преломления.

Воздействие изменением  $n_b - \Delta n_B$  приводит к сдвигу длины волны в пике брэгговского профиля отражения, даваемому выражением

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n_B}{n_B}. \quad (46)$$

Таким образом максимальная перестройка брэгговского отражающего фильтра определяется величиной

$$\Delta\lambda_{\text{max}} = \lambda(\Delta n_{\text{max}}/n_{Bg}). \quad (47)$$

Экспериментально наблюдался сдвиг показателя преломления  $\Delta n \sim 0,055$ , что приводило к максимальному диапазону перестройки брэгговского фильтра около  $100 \text{ \AA}$ . Большие сдвиги показателя преломления при возрастании тока обычно ограничены сверху квадратично возрастающим температурным сдвигом показателя преломления, который имеет противоположный знак.

Так как  $\frac{1}{\lambda} \int n(Z)dZ$  фиксировано для каждой моды, при перестройке брэгговского фильтра положение мод сдвигается соответственно изменению показателя преломления:

$$\frac{\Delta\lambda_{\text{моды}}}{\lambda} = \int \Delta n(Z)dZ / \int n_g(Z)dZ. \quad (48)$$

То есть, при сдвиге  $n_B$  на  $\Delta n_B$  моды сдвигаются на

$$\frac{\Delta\lambda_{\text{моды}}}{\lambda} = \frac{\Delta n_B L_{B_{\text{эфф}}}}{n_{Gg}L_G + n_{pg}L_p + n_{Bg}L_{B_{\text{эфф}}}}. \quad (49)$$

Во многих случаях  $L_{B_{\text{эфф}}} \ll L_G + L_p$  и положение мод мало изменится. Тогда возрастание тока через брэгговскую секцию уменьшает показатель преломления, сдвигает пик брэгговского отражения к меньшей длине волны и в пике оказываются другие продольные моды. Эта перестройка сопровождается небольшим и непрерывным сдвигом в промежутках между каждыми перескоками генерации с одной моды

на другую. Диапазон дискретной перестройки 2-х секционных РБО-лазеров достигал 11,6 нм [24, 66–70], в том числе непрерывной перестройки – 1,03 нм [71].

Чтобы получить полное непрерывное перекрытие всего диапазона  $\Delta\lambda_{max}$ , необходимо использовать 3-х секционные устройства.

Рассмотрим, как можно получить непрерывную перестройку 3-х секционного лазера с РБО. При изменении тока через фазовую секцию и фиксированном токе через брэгговский фильтр (рис. 13 е) имеем:

$$\frac{\Delta\lambda_{моды}}{\lambda} = \frac{\Delta n_p \lambda_p}{n_{Gg} L_G n_{pg} L_p + n_{Bg} L_{B_{эфф}}}, \quad (50)$$

т. е. моды будут при увеличении тока сдвигаться в коротковолновую сторону до тех пор, пока новая более длинноволновая мода не окажется ближе к пику брэгговского профиля отражения. Длина волны генерации тогда скачком увеличится, и т. д. Если изменение тока производится одновременно со сдвигом положения пика брэгговского профиля отражения, возможна непрерывная перестройка в значительно большем диапазоне, чем одно межмодовое расстояние резонатора Фабри-Перо.

Непрерывный сдвиг требует  $\Delta\lambda_{моды} = \Delta\lambda_B$  или

$$\frac{\Delta n_p}{\Delta n_B} = \frac{\Delta n_B}{n_{Bg}} \left[ 1 + \frac{L_G n_{Gg}}{L_p n_{pg}} \right]. \quad (51)$$

Реальное изменение длины волны в многосекционных РБО-лазерах достигает 22,1 нм [72], хотя типичные значения – до 10 нм [67, 73 – 88].

Другая лазерная структура, с помощью которой достигнут значительный диапазон перестройки длины волны – многосекционные РОС-лазеры. Типичная геометрия их представлена на рис. 13 б.

Перестройка в этих приборах происходит благодаря комбинации эффектов сдвига эффективной брэгговской длины волны дифракционной решетки в одной или нескольких секциях с изменением оптической длины пути из-за изменения показателя преломления.

Рассмотрим механизм перестройки 2-х секционного РОС-лазера, детально проанализированного в работе [63].

Эффективная длина структуры находится из выражения:

$$e^{i\frac{\delta\Phi}{\delta\lambda}(\lambda-\lambda_B)} = e^{-2i\Delta\beta L_{эфф}}, \quad (52)$$



где  $\Phi$  – фаза брэгговского отражателя,  $\Delta\beta = 2\pi n_{\text{эфф}} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B} \right)$  – отклонение постоянной распространения волноводной моды от ее значения при брэгговской длине волны  $\lambda_B$ .

Для 2-х секционного РОС-лазера с секциями 1 и 2 (рис. 13 а) изменение длины волны возможно при изменении условий накачки и соответственно  $\Delta\lambda_{B1}$  и  $\delta\lambda_{B2}$

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_{B1} \left( \frac{L_{\text{эфф}1}}{L_{\text{эфф}1} + L_{\text{эфф}2}} \right) + \Delta\lambda_{B2} \left( \frac{L_{\text{эфф}2}}{L_{\text{эфф}1} + L_{\text{эфф}2}} \right). \quad (53)$$

Тогда одна секция накачивается сильнее, а усиление в другой секции будет падать. Это выражается в отрицательном значении  $\Delta\lambda_B$  для секции, которая получает добавочное усиление, тогда как в другой секции наблюдается положительное изменение  $\lambda_B$ . Согласно (55), перестройка будет происходить, когда эффективные длины двух секций разные и знак перестройки зависит от того, какая секция имеет большую  $L_{\text{эфф}}$ .

Экспериментально такие лазеры имеют диапазон перестройки до 20 нм [67, 89–91], хотя наиболее типичны значения меньше 10 Å [92, 93], что соответствует теории [63]. Диапазон перестройки многосекционных РОС-лазеров будет в общем случае меньше, чем диапазон  $\Delta\lambda_{\text{max}}$ , возможный для РБО [65]. Он достигает 5,2 нм [21, 67, 78, 94–102].

Еще одна конфигурация РОС-лазера, которая в принципе может давать непрерывную по все полосе усиления перестройку, представлена на рис. 13 г [103]. Это температурно перестраиваемый РОС-лазер, главным недостатком которого является малая скорость перестройки. Также было предложено использовать в монолитных перестраиваемых лазерах дифракционную решетку с изменяемым периодом, что позволяет существенно расширить диапазон перестройки. Кроме РОС- и РБО-лазеров в последнее время используются перестраиваемые двухволноводные РОС-лазеры (tunable twin-guide–TTG).

Использование перестраиваемого слоя с большей шириной ЗЗ, расположенного параллельно с активным слоем и управляемого током, позволяет изменять эффективный показатель преломления для моды. Преимущество этой структуры состоит в том, что изменение брэгговской длины волны дифракционной решетки при соблюдении фазового условия генерации осуществляется управляющим током. Диапазон непрерывной перестройки TTG-лазеров составляет 1,5–7,1 нм

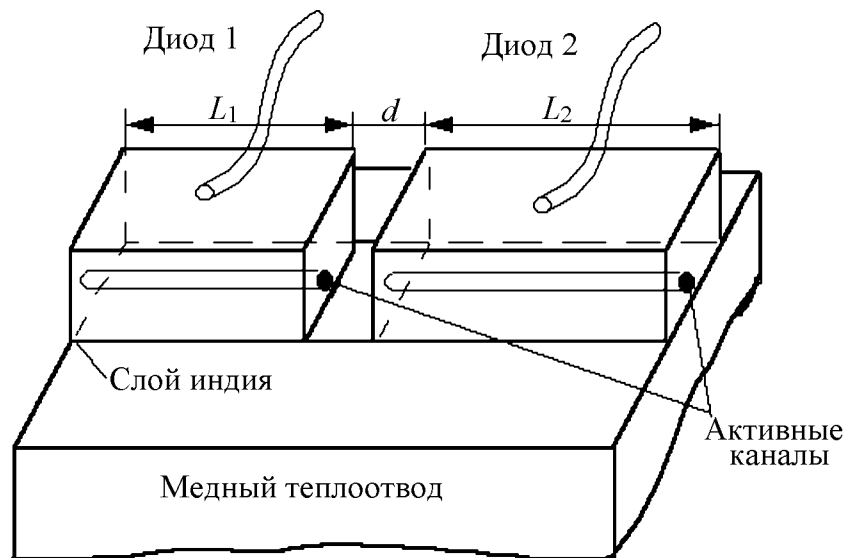


Рис. 14. Конструкция полупроводникового лазера с составным резонатором со связью через сколы (показано не в масштабе) [65, 105–108], дискретной - до 17 нм [67, 109–111].

Также к монолитным перестраиваемым лазерам можно отнести  $C^3$ -лазеры (cleaved-coupled-cavity). Эти лазеры состоят из двух продольно разделенных резонаторов с коротким воздушным зазором между ними (рис. 14). Такая геометрия дает возможность получить перестраиваемую одномодовую генерацию от существующих коммерческих многомодовых источников излучения. Диапазон перестройки  $C^3$ -лазеров достигает 15 нм [112–117].

Для получения более широких диапазонов перестройки — до 23–97 нм [118–122] были предложены более сложные структуры. Одна из них многоканальный отражатель — MBR (multibranch reflector) [123].

В активной части структуры достигается широкополосное усиление, область справа имеет большую ширину ЗЗ. Все волноводы одномодовые, исключая переходную область между одиночным волноводом и MBR. Перестройка длины волны осуществляется благодаря изменению показателя преломления всех секций, кроме одной (обычно самой короткой). При трех и более секциях диапазон плавной перестройки ограничен только достижимым изменением показателя преломления даже при неизменном усилении в полупроводнике. Осуществлена перестройка длины волны на 14 нм с максимальным изменением показателя преломления 0,002.

Если возможно сдвигать пик усиления (например, при изменении

температуры), то даже 2-х секционный MBR-лазер ограничен в перестройке только достижимым изменением показателя преломления и длиной MBR.

## 2. Использование внешних резонаторов для управления длиной волны излучения полупроводниковых лазеров

Перестраиваемые лазеры с внешними резонаторам обычно используются в таких применениях, где необходим большой диапазон изменения длины волны и не очень важны размеры устройства. Обычно во внешних резонаторах используются дифракционные решетки, эталоны Фабри-Перо и другие спектрально-селективные элементы [25, 124–132].

**Резонаторы с дифракционными решетками.** Рассмотрим работу дифракционной решетки в качестве спектрально-селективного элемента. Если дифракционную решетку использовать вместо одного из зеркал резонатора, причем разместить ее так, чтобы нормаль к решетке составляла угол  $\Theta$  с осью резонатора, то будет генерироваться мода, длина волны которой удовлетворяет условию [1]:

$$\lambda = 2b \sin \Theta. \quad (54)$$

Путем изменения угла  $\Theta$  легко осуществить плавную перестройку частоты генерации.

Для лазеров без КРС диапазон дискретной перестройки достигает 80 нм [128, 133–139], непрерывной перестройки при просветлении граней лазерного кристалла – 82 нм [140].

Лазеры с КРС, как было показано выше, имеют чрезвычайно широкие полосы люминесценции, что позволяет получить большой диапазон перестройки. Так, для лазера с одной квантовой ямой толщиной 75 Å  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$ , который генерировал излучение при переходах между квантовыми состояниями с  $n = 1$  и  $n = 2$ , диапазон дискретной перестройки составил 85–105 нм [128, 140, 141]. При условии просветления граней диапазон дискретной перестройки длины волны лазера с квантовой ямой на  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  составил 170 нм [142], в совокупности с перестраиваемым лазером на квантовой яме из GaAs такой лазер способен перекрывать спектральный диапазон от 740 до 1010 нм.

При использовании лазера с квантовой ямой из  $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ , заключенный в более широкую яму из  $\text{GaAs}$  была получена перестройка в диапазоне 130 нм, охватывающей генерацию как в  $\text{InGaAs}$ , так и в  $\text{GaAs}$  [143].

**Другие спектрально-селективные элементы, используемые во внешних резонаторах для перестройки длины волны излучения.** Для получения изменения частоты излучения полупроводниковых лазеров необходимы полностью электронные устройства, т. к. при использовании температурной перестройки и перестройки изменением тока скорость модуляции ограничена скоростью тепловых процессов и временами жизни фотонов и электронов, соответственно. В работе [144] предложена схема лазера с внешним резонатором с использованием структуры с MQW.

Используемая MQW-*pin*-структура из  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ , содержащая 75 квантовых ям толщиной 4.4 нм с барьерами толщиной 6 нм, при приложении напряжения изменяла показатель преломления на 1%, что примерно в 100 раз больше, чем для аналогичного материала без КРС. Это свойство использовалось для изменения оптической длины структуры и перестройки длины волны на 14 нм.

Также на изменении приложенного напряжения основано управление длиной волны излучения полупроводникового лазера, связанного с внешним резонатором из стержня с плавным изменением показателя преломления [145–147]. При изменении напряжения на пьезоэлектрическом элементе и, следовательно, длины структуры длина волны перестраивалась дискретно на 11 нм без варьирования температуры и инжекционного тока. При одновременном изменении температуры и напряжения возможна непрерывная перестройка на 3–4 Å [145].

Для получения перестройки в очень широком диапазоне используется сочетание дифракционной решетки и изменения длины резонатора Фабри-Перо [148–149], а также плоскосферические отражательные элементы [150, 151], петлевые волоконные отражатели [152], сочетание резонатора Фабри-Перо с брюстеровской пластинкой [153].

Использование перестраиваемого эталона Фабри-Перо вместо дифракционной решетки позволяет при таком же диапазоне перестройки увеличить допустимую погрешность установки спектрально-селективного элемента [154].

## Литература

1. *Грибковский В. П.* Полупроводниковые лазеры. Мн.: Университетское, 1988. 304 с.
2. Multiple wavelength tunable surface-emitting laser arrays / J. Chang-Hasnain, J. P. Connie Harbison, Zah Chung-En et.al. // IEEE J. Quant. Electron. 1991. Vol. 27, № 6. P. 1368-1376.
3. Continuously tunable laser emission by  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  graded band gap crystals / J. Bille, B. M. Kramer, P. Reimers et.al. // Phys. stat. sol. 1969. Vol. 36, № 1. P. 71-74.
4. *Кейси Х., Паниш М.* Лазеры на гетероструктурах. Т. 2. М.: Мир, 1981. 364 с.
5. Lasing wavelengths of indexquided AlGaInP semiconductor lasers as functions of off-angle from (100) plane of GaAs substrate / T. Tanaka, S. Minagawa, T. Kouvano, T. Kajimura // Electron Lett. 1989. Vol. 25, № 14. P. 905-907.
6. The influence of the indium incorporation rate on the lasing wavelength of InGaAs lasers graon by molecular beam epitaxy / (Jr.) Mariella, S. Lehew, W. Guthreau // J. Appl.Phys. 1991. Vol. 69, № 11. P. 7435-7439.
7. Verylow-threshold strained  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  - GaAs quantum-well lasers defined by impurity-induced disordering / W. X. Zou, J.L. Merz, R.J. Fu, C. S. Hong // IEEE Photon. Technol. Lett. 1991. Vol. 3, № 5. P. 400-402.
8. Tunable (Al)GaAs lasers using impurity-free partial interdiffusion / S. O'Brien, J. R. Shealy, F. A. Chambers, G. Devane // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 71, № 2. P. 1067-1069.
9. *Манак И.С.* Квантовые полупроводниковые приборы. Ч.1. Мн.: БГУ, 1989. 62 с.
10. O'Brine S., Sheaty J. R., Wicks G. W. Monolithic integration of an (Al)GaAs -laser and an intracavity electroabsorption modulator using selective partial interdiffusion / Appl. Phys.Lett. 1991. Vol. 58, № 13. P. 1363-1365.
11. *Tsang T. W., Logan R. A.* GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  strip buried heterostructure lasers // IEEE J.Quant. Electron. 1979. Vol. 15, № 6. P. 451-469.
12. *Жарников С. Д., Малевич И. А., Манак И. С.* Спектральные характеристики инжекционных лазеров при импульсной модуляции // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1. 1989. № 3. С. 69-71.
13. *Olsen G. H.* InGaAsP laser diodes // Opt.Eng. 1981. Vol. 20, № 3. P. 440-446.
14. *Засавицкий И. И.* Излучение полупроводниковых лазеров в сильных магнитных полях и при высоких гидростатических давлениях // Оптические свойства полупроводников : Труды ФИАН СССР им. П. Н. Лебедева. Т. 25. М.:Наука, 1974. С. 3-73.
15. *Namizake H., Shams K. K., Wang S.* Large-optical cavity GaAs-(GaAl)As injection laser with low-loss distributed Bragg reflectors // Appl.Phys. Lett. 1977. Vol. 31, № 2. P. 122-124.
16. *Andrews J. R.* Single mode operation of a current pulsed GaAlAs laser with dispersive external feedback // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 44, № 1. P. 5-8.

17. *Arai S., Suematsu Y., Itaya Y.* 1.11-1.67  $\mu\text{m}$  (100) GaInAsP/InP injection lasers prepared by liquid phase epitaxy // IEEE J.Quant. Electron. 1980. Vol. 16, № 2. P. 197-205.
18. *Jennings D. E., Hellman J. I.* Active thermal compensator for diode laser stabilization on closed-cycle refrigerators // Rev. Sci.Inst. 1977. Vol. 48, № 12. P. 1716-1717.
19. *Jamada M., Suematsu Y.* A condition of single longitudinal lasers with index-guiding structure // IEEE J.Quant. Electron. 1979. Vol. 15, № 8. P. 743-749.
20. Tunable monolithic colliding pulse mode-locked quantum-well lasers / Wu M. C., Chen Y. K., Tanbun-Ek T., et.al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 1991. Vol. 3, № 10. P. 874-876.
21. Continuously tunable thin active layer and multisection DBR laser with narrow linewidth and high power / F. Mitsuo, S. Kenji, K. Yasuhiro, et.al. // J. Lightwave Technol. 1989. Vol. 7, № 10. P. 1504-1509.
22. *Шмаилов И., Шокурджаев Н.* Стабилизация и перестройка длины волны излучения инжекционных лазеров на основе GaInAsP/InP // Докл. АН Тадж.ССР. 1991. Т. 34, № 2. С. 90-92.
23. Tunable amplification properties of distributed feedback laser diodes / K. Koji, N. Kiyoshi, K. Masafumi // IEEE J.Quant. Electron. 1989. Vol. 25, № 2. P. 163-170.
24. Low-threshold-current CW operation of 1,5 mm GaInAsP/InP bundle-integrated guide distributed-bragg-reflector (BIG-DBR)-laser./ Tohmori Y., Komori K., Arai S., et.al. // Electron Lett. 1985. Vol. 21, № 15. P. 743-745.
25. Semiconductor lasers for spectroscopy / Wittorefe F., Hoogerland M. D., Woerman J. P. // Meas. Sci. and Technol. 1991. Vol. 2, № 4. P. 304-311.
26. Mode-transition characteristics and tunability of an AlGaAs laser. Hori Hirokazu, Endo Koji, Kono Eiji, Sakurai Takeko. J.Appl.Phys. 1989. Vol. 60, № 7. P. 2231-2237.
27. *Klimcak G. M., Camparo J. C.* Photothermal wavelength modulation of a diode laser. J.Opt.Soc.Amer. 1988. Vol. 5, № 2. P. 211-214.
28. Continuous wavelength tuning of two-electrode vertical cavity surface emitting lasers. / Chang-Hasnain C. J., Marbison J. P., Zah C. E., et.al. // Electron.Lett. 1991. Vol. 27, № 11. P. 1002-1003.
29. *Баркан И. Б., Павленко Л. К., Павлов В. Е.* Особенности спектральной перестройки полупроводникового лазера ИЛПН-102 // Перестраиваемые лазеры и их применение. - Новосибирск, 1988. С. 73-88.
30. *Linden Kurt J.* Single mode, short cavity, Pb-salt diode lasers operating in the 5, 10 and 30  $\mu\text{m}$  spectral regions. // IEEE J.Quant. Electron. 1985. Vol. 21, № 4. P. 391-394.
31. Single-mode molecular beam epitaxy grown PbEuSeTe/PbTe buried-heterostructure diode lasers for CO<sub>2</sub> high-resolution spectroscopy / Feit Z., Kostyk D., Woods R. J., et.al. //Appl.Phys.Lett. 1991. Vol. 58, № 4. P. 343-345.

32. Extended wavelength tuning of  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  lasers / Norton P., Chia P., Braggins T., et.al.//Appl.Phys.Lett. 1971. Vol. 18, № 4. P. 158-159.
33. *Hinkley E. D.* Tunable semiconductor lasers. IEEE Int. Convert. Dig., New York, N.Y. 1971. P. 390-391.
34. *Preier H.* Recent advances in lead-chalcogenide diode lasers // Appl. Phys. 1979. Vol. 20, № 2. P. 189-206.
35. *D'Asaro L. A., Ripper Jose E.* function lasers. Phys.Today . 1971. Vol. 24, № 3. P. 42-48.
36. *Засавицкий И. И., Мацонашвили Б. Н., Шотов А. П.* Исследование полупроводниковых лазеров в качестве источников излучения для спектральных измерений. ЖПС. 1977. Т. 15, № 2. P. 349-352.
37. *Зверев Л. П., Исмаилов И., Негашев С. А.* О влиянии сильного магнитного поля на излучение лазера на основе InP // Квантовая электроника. 1976. Т. 3, № 11. P. 2511-2513.
38. *Smetsers R. C. G. M., van Etteger A. F., Enyssen H. J. A.* Optical and transport properties of a double heterojunction GaAs/AlGaAs injection laser from the shift of the wavelength and the threshold current in a strong magnetic field. // Semicond. Sci. and Technol. 1986. Vol. 1, № 2. P. 121-127.
39. Wavelength and threshold current of a quantum well laser in a strong magnetic field. / T. T. J. Berendschot, H. A. J. M. Reinen, H. J. A. Bluyssen, et.al.// Appl.Phys.Lett. 1989. Vol. 54, № 19. P. 1827-1829.
40. *Hillmer H., Grabmaier A., Hansmann S.* Quantum-well heterostructure lasers // IEEE J.Quant. Electron. 1980. Vol. 16, № 2. P. 170-176.
41. *Kolbas R. M., Holonyak N. Jr.* // Am.J.Phys. 1984. Vol. 52, № 5. P. 431-437.
42. *Beernink H. J., Alwan J. J., Coleman J. J.* Wavelength switching in narrow oxide stripe InGaAs-GaAs-AlGaAs strained - layer quantum-well heterostructure lasers// Appl.Phys.Lett. 1991. Vol. 58, № 19. P. 2076-2078.
43. Bias-controlled intersubband wavelength switching in a GaAs/AlGaAs quantum-well laser / K. Berthold, A. F. J. Leve, S. J. Peatron, et.al // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 55, № 14. P. 1382-1387.
44. Непрерывный (300 К) изготовленный методом газотранспортной эпитаксии из металлоограниченных соединений AlGaAs-GaAs гетеролазер с квантовыми размерными эффектами в активных слоях / Р. Д. Дюпьи, П. Д. Дапкус, Н. Н. Голоньяк и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, № 3. С. 132-139.
45. *Голоньяк Н. Н.* Полупроводниковые лазеры с квантовыми размерными слоями (Обзор) // Физика и техника полупроводников. 1985. Т. 19, № 9. С. 1529-1557.
46. *Holonyak W. Jr., Vojak B. A., Shichio H.* Single and multiple thin layer InGaAsP-InP heterostructure light emitters and lasers ( $\lambda \approx 1,1\mu m, 77K$ ) // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49, № 1. P. 69-74.
47. Dependence of emission wavelength on cavity length and fault reflectivities in multiple quantum-well semiconductor lasers / J. Z. Wilcox, S. Ou, J. J. Jang, et.al // Appl.Phys.Lett. 1989. Vol. 54, № 22. P. 2174-2176.

48. Cavity length dependence of the wavelength of strained-layer InGaAs/GaAs lasers / T.R.Chen, Y.H.Zhuand, E.Engn, et.al. // Appl.Phys. Lett. 1990. Vol. 57, № 23. P. 2402-2403.
49. Lasing wavelength of an asymmetric double quantum-well laser diode / Tokida Yasunori, Matsui Teruhito, Fujiwara Kenzo et.al.//Appl.Phys.Lett.. 1987. Vol. 51, № 4. P. 209-211.
50. *Ikeda Sotomitsu, Shimizu Akira, Hara Toshitami.* Asymmetric dual quantum-well laser-wavelength servicing controlled injection current // Appl.Phys.Lett. 1989. Vol. 55, № 12. P. 1155-1157.
51. Widerange wavelength tuning of an asymmetry dual quantum-well laser with inhomogeneous current injection / Ikeda Sotomitsu, Shimizu Akira, Sekiguchi Yoshinobu, et.al. // Appl.Phys.Lett. 1989. Vol. 55, № 20. P. 2057- 2059.
52. *Ikeda Sotomitsu, Shimizu Akira.* Evidence of the wavelength switching caused by a blocked carrier transport in an asymmetric dual quantum-well laser. // Appl.Phys.Lett. 1991. Vol. 59, № 5. P. 504-506.
53. *Shimizu Akira, Ikeda Sotomitsu.* Theory of asymmetric dual quantum-well lasers. // Appl.Phys.Lett. 1991. Vol. 59, № 7. P. 765-767.
54. Tunable stimulated emission of radiation in GaAs doping superlattices/ E. F. Schubert, T. P. Ziel van der, J. E. Cunningham, T. D. Harris // Appl.Phys.Lett. 1989. Vol. 55, № 8. P. 757-759.
55. *Sogawa T., Arakawa J.* Wavelehgth switchihg of picoseciod pulse (<10 ps) in a quantum-well laser and its all-optical logic gating operations // Appl. Phys.Lett. 1991. Vol. 58, № 16. P. 1709-1711.
56. *Kau K. J.* Broad wavelength tunability in gain-levered quantum-well semiconductor lasers // Appl.Phys.Lett. 1990. Vol. 57, N25. P. 2631-3624.
57. Wavelength tuning in low threshold current, partially pumped InGaAs/AlGaAs ridge wavequide lasers / R. L. Williams, D. Moss., M. Dion, et.al. // Appl.Phys.Lett. 1991. Vol. 58, № 27. P. 2796-2798.
58. Single-mode very wide tunability in laterally coupled semiconductor lasers with electically controlled reflectivities / Griffel Giora, Chen Hovard Z., Grave Ilan, Yariv Amnon // Appl.Phys.Lett. 1991. Vol. 58, № 17. P. 1827-1829.
59. *Huang F. V.* Quantum-confined field-effect wavelength tuning in a three- terminal double quantum-well laser // Appl.Phys.Lett. 1990. Vol. 56, № 23. P. 2282-2284.
60. Квантовая электроника / Э. М. Беленов , П. Г. Елисеев , В. И. Ораевский и др. // 1988. Т. 15, № 8. С. 1595-1601.
61. *Kobayashi K., Mito I.* Single frequency and tunable laser diodes // IEEE J.Lightwave Techol. 1988. Vol. 6, № 11. P. 1623-1633.
62. *Kuznetsov Mark.* Theory of wavelength tuning in two-segment distributed feedback lasers // IEEE J.Quant. Electron. 1988. Vol. 24, № 9. P. 1837-1844.
63. *Coldren Larry A., Corzine Scott W.* Continuousty-tunable single-frequency semiconductor lasers. // IEEE J. Quant. Electron. 1987. Vol. 23, № 6. P. 903-908.



64. Koch T. L., Korren U. Semiconductor lasers for coherent optical fiber communications // IEEE J. highwave Technol. 1990. Vol. 8, № 3. P. 274.
65. Sundaesan H., Henning I.D. Measurements on competition between carrier-induced and thermally-induced wavelength tuning in ridge waveguide DBR lasers // Electron.Lett. 1991. Vol. 27, № 21. P. 1897-1899.
66. Lee T. P. Wavelength tunable semiconductor lasers for optical fiber communications // Electron Devices Meet. Washington, D.C.Dec. 3-6, 1989: Techn.Dig. - New York(N.Y.) 1989. P. 843-846.
67. Broberg Bjorn, Nilsson Stefan. Widely Tunable active Bragg reflector integrated lasers in InGaAsP-InP //Appl.Phys.Lett. 1988. Vol. 52, № 16. P. 1285-1287.
68. Wavelength tuning of GaInAsP/InP integrated laser with butt-joined built-in distributed Bragg reflector / Tohmori J., Suematsu Y., Tsushima H., Arai S. // Electron Lett. 1983. Vol. 19, № 3. P. 656-657.
69. Continuous tunability in three-terminal couple-cavity lasers / S. W. Corzine, L. A. Coldren, C. A. Burrus, T. L. Koch // Appl.Phys.Lett. 1986. Vol. 48, № 18. P. 1190-1192.
70. Mutata Shigeru, Mito Ikkuo, Kobayashi Konroh. Spectral characteristics for a 1,5  $\mu\text{m}$  DBR laser with frequency-tuning region // IEEE J. Quant. Electron. 1987. Vol. 23, № 6. P. 835-838.
71. A three-electrode distributed Bragg reflector laser with 22 nm wavelength tuning range / M. Oberd, T. Klinga, P. Ojala, S. Nilsson // IEEE Photon.Technol.Lett. 1991. Vol. 3, № 4. P. 299-301.
72. 1.55  $\mu\text{m}$  wavelength tunable FHB-DBR laser / K. Kotaki, M. Matsuda, M. Yano et.al. //Electron Lett. 1987. Vol. 23, № 2. P. 325-327.
73. Murata S., Mito I., Kobayashi K. Over 720 GHz(5,8 nm) frequency tuning by a 1,5  $\mu\text{m}$  DBR laser with phase and Bragg wavelength control sections // Electron. Lett. 1987. Vol. 23, № 4. P. 403-405.
74. Pan X., Oleson H., Tromborg B. A teoretical model of multielectrode DBR lasers // IEEE J.Quant. Electron. 1988. Vol. 24, № 12. P. 2423-2432.
75. Continuosly tunable 1,5  $\mu\text{m}$  multiple-quantum-well GaInAs/GaIn-AsP distributed-Bragg-reflector lasers / T. L. Koch, U. Korren, R. P. Gnall, et.al.// Electron. Lett. 1988. Vol. 24, № 2. P. 1431-1432.
76. Murata S., Mito I., Kobayashi K. Tuning ranges for 1,5  $\mu\text{m}$  wavelength tunable DBR lasers // Electron. Lett. 1988. Vol. 24, № 10. P. 577-578.
77. Monolithic 1,5  $\mu\text{m}$  hybrid DFB/DBR lasers with 5 nm tuning range / L. D. Westbrook, A. W. Nelson, P. Z. Fiddymont, Y. B. Collins, et.al. // Electron. Lett. 1984. Vol. 20, № 5. P. 957-959.
78. Wavelength stabilizator of 1,5  $\mu\text{m}$  GaInAsP/InP bundle-integrated-guide distributed-Bragg-reflector (DIG-DBR) lasers integrated with wavelength tuning region / Y. Tohmori, H. Ohashi, T. Kato, et.al //Electron.Lett. 1986. Vol. 22, № 3. P. 138-140.

79. *Lau Kam Y.* Narrow linewidth, continuously tunable semiconductor lasers based on quantum-well gain layer // *Appl.Phys.Lett.* 1991. Vol. 59, № 18. P. 2216-2218.
80. Fast wavelength-switching of laser transmitters and amplifiers / Kobrinski Hiam, P. Vecchi Mario, S. Goodman Matthew , et.al. // *IEEE J.Selec. Areas Commun.* 1990. Vol. 8, № 6. P. 1190-1202.
81. *Sakano Shinji, Oka Akihiko, Chinone Naoko* Wavelength-tunable three-electrode DBR laser with a thin-active layer in tuning region // *IEEE Photon.Technol.Lett.* 1991. Vol. 3, № 10. P. 866-868.
82. Wavelength tuning analysis and spectral characteristics of three- section DBR lasers / A. Tsigopoulos, T. Sohicopoulos, J. Orfanos, S. Pantelis // *IEEE J.Quant. Electron.* 1992. Vol. 28, № 2. P. 416-426.
83. *Kotaki Yuju, Inshikawa Hiroshi.* Spectral characteristics of a three- section wavelength-tunable DBR laser // *IEEE J.Quant. Electron.* 1989. Vol. 25, № 6. P. 1340-1345.
84. *Ishida O., Toba H., Tohmori Y.* Pure frequency modulation of a multielectrode distributed - Bragg-reflector (DBR) laser // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1989. Vol. 1, № 7. P. 156-158.
85. Continuously tunable single-frequency laser diode using utilising transverse tuning scheme / M.-C. Amann, S. Illek, C. Schanen, et.al. // *Electron. Lett.* 1989. Vol. 25, № 13. P. 837-839.
86. Wide continuous wavelength tuning of a narrow linewidth DBR laser / M. Oberg, S. Nilsson, J. Wallin, et.al. // *IEEE Photon.Technol.Lett.* 1992. Vol. 4, № 3. P. 230-232.
87. Monolithically integrated thermoelectrically tunable distributed Bragg reflector laser. / T. Cella, N. K. Dutta, A. B. Piccirilli, R. L. Brown // *Electron.Lett.* 1987. Vol. 23, № 19. P. 1031-1031.
88. Two-electrode distributed feedback injection laser for single-mode stabilization and electro-optical switching / K.-Y. Liou, C. A. Buttus, U. Koren, T. L. Koch // *Appl.Phys.Lett.* 1987. Vol. 51, № 9. P. 634-636.
89. Broad wavelength tuning under single-mode oscillation with a multi-electrode distributed feedback laser. / Y. Yoshikuni, K. Oc, G. Motosugi, I. Matsuoka // *Electron.Lett.* 1986. Vol. 22, № 22. P. 1153-1154.
90. Wavelength tunable single-mode metal clad ridge-waveguide lasers for 1,55  $\mu\text{m}$  wavelength region / M.-C. Amann, G. Baumann, B. Borchet, et.al. // *AEU.* 1989. Vol. 43, № 6. P. 390-393.
91. *Murata S., Mito I., Kobayashi K.* Frequency modulation and spectral characteristics for a 1,5  $\mu\text{m}$  phase-tunable DFB laser // *Electron.Lett.* 1987. Vol. 23, № 1. P. 12-14.
92. Electronically tunable distributed feedback lasers / N. K. Dutta, A. B. Piccirilli, T. Cella, R. L. Brown // *Appl.Phys.Lett.* 1986. Vol. 48, № 7. P. 1501-1503.
93. *Yoshikumi Y., Motosugi G.* Multielectrode distributed feedback laser for pure frequency modulation and chirping suppressed amplitude modulation // *IEEE J.Lightwave Technol.* 1987. Vol. 5, № 3. P. 516-522.

94. Linewidth and FM characteristics of a distributed feedback laser monolithically integrated with a tunable external cavity / T. P. Lee, S. G. Menocal, S. Sakano et.al. //Electron.Lett. 1987. Vol. 23, № 4. P. 153-154.
95. *Wolf T., Westermeier H., Amann M. C.* Continuously tunable motel-clad ridge-wavelength distributed feedback laser diode //Electron. Lett. 1990. Vol. 26, № 22. P. 1845-1846.
96. *Horida Masayoshi, Utaka Katsuyuki, Matsushima Yuchi.* Novel wavelength-tunable active-filter-type laser diodes // IEEE J.Quant. Electron. 1991. Vol. 27, № 6. P. 1625-1629.
97. *Numai Takahiro.* 1,5  $\mu\text{m}$  wavelength tunable phase-shift-controlled distributed feedback laser // J.Lightwave Technol. 1992. Vol. 10, № 2. P. 199-205.
98. Tunable optical wavelength conversion using an optically triggerable multielectrode distributed feedback laser diode / Kawaguchi Hitosti, Magari Katsuaki, Yasaka Hiroshi, et.al. //IEEE J.Quant. Electron. 1988. Vol. 24, № 11. P. 2153-2159.
99. *Olezen Henning, Pan Xing, Tromborg Bjarne.* Theoretical analysis of tuning properties for a phase-tunable DFB laser // IEEE J.Quant. Electron. 1988. Vol. 24, № 12. P. 2367-2375.
100. Tunable optical-wavelength conversion using a multielectrode distributed-feedback laser diode with a saturable absorber. / H. Kawaguchi, H. Yasaka, K. Magari, et.al. // Electron.Lett. 1987. Vol. 23, № 20. P. 1088-1090.
101. Wavelength tuning and switching of a coupled distributed feedback and Fabry-Perot cavity laser / M. C. Wu, M. M. Boenke, M. Werner, et.al. //J.Appl. Phys. 1988. Vol. 63, № 2. P. 294.
102. High-power single-longitudinal-mode operation of 1,3  $\mu\text{m}$  DFB-DC-DHB LD / M. Kitamira, J. Seki, M. Yamaguchi, et.al. // Electron.Lett. 1983. Vol. 19, № 2. P. 840-841.
103. *Schrans T., Mittelstein M., Yariv A.* Tunable active chirped-corrugation waveguide filters //Appl.Phys.Lett. 1989. Vol. 55, № 3. P. 212-214.
104. Wavelength tuning characteristics of tunable twin-guide lasers with improved current-injection structures / E. Yamamoto, M. Hamada, K. Suda, et.al. // Appl.Phys.Lett. 1992. Vol. 60, № 7. P. 805-806.
105. Fabrication and lasing characteristics of  $\lambda = 1,56 \mu\text{m}$  tunable twin-guide (TTG) DFB lasers / C. F. J. Schanen, S. Illek, H. Lang, et.al. // IEE Proc.J. 1990. Vol. 137, № 1. P. 69-73.
106. 1,5  $\mu\text{m}$  Side-hilled BH InGaAsP/InP laser with waveguide for wavelength tuning / Abe Yuje, Ohtruka Ken-iche, Sugimoto Hirochi, et.al. // Optoelectron. Devices and Technol. 1989. Vol. 4, № 1. P. 97-104.
107. Over 7 nm (875 GHz) continuous wavelength by tunable twin-guide (TTG) laser diode / S. Illek, W. Thulke, C. Schanen, et.al. //Electron.Lett. 1990. Vol. 26, № 1. P. 46-47.
108. 1,5  $\mu\text{m}$  range tunable twin-guide laser fabricated by all MOUPE / Yamamoto Eiji, Hamada Madoka, Nakajima Shin-ichi, et.al. // Jap.J.Appl.Phys. Pt.2. 1990. Vol. 29, № 11. P. 2063-2066.

109. Tuning range and threshold current of the tunable twin-guide (TTG) laser / M.-C. Amann, S. Illeck, C. Schanen, W. Thulke // IEEE Photon. Technol. Lett. 1989. Vol. 1, № 9. P. 253-254.
110. *Wolf T., Kappeler F.* Fast polarization and wavelength switching in quasi-index guided GaInAsP twis-stripe lasers by direct current modulation // IEE Proc.J. 1990. Vol. 137, № 1. P. 49-54.
111. *Tsang W. T., Olsson N. A., Logan R. A.* High-speed direct single-frequency modulation with lange turing rate and frequency excursion in cleared- coupled-cavity semiconductor lasers // Appl.Phys.Lett. 1983. Vol. 42,N4. P. 650-652.
112. 1,5  $\mu\text{m}$  monolithic shallow-groove coupled-cavity vapor phase transported buried heterostructure lasers / T. L. Koch, L. A. Coldren, T. J. Bridges, et.al. // Electron.Lett. 1984. Vol. 20, № 2. P. 1001-1002.
113. Etched-groove coupled-cavity vapor-phase-transported window lasers at 1,55  $\mu\text{m}$  / L. A. Coldren, T. L. Koch, T. J. Bridges, et.al. // Appl.Phys. Lett. 1985. Vol. 46, № 1. P. 5-7.
114. Waive-oxide coupled-cavity  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs quantum-well heterostructure laser diodes / W. Zein, F. A. Kish, N. Holonyak, et.al // Appl. Phys.Lett. 1991. Vol. 59, № 22. P. 2838-2840.
115. *Sheem Sang K.* Laser diode with an auxiliary chaneel waveguide // Appl.Phys. Lett. 1989. Vol. 54, № 19. P. 1896-1898.
116. *White I. H., Watts J. J. S., Garrett B.* Experimental observation of spectral tuning in twin-segment double quantum-well (DQW) AlGaAs diode lasers // Electron.Lett. 1989. Vol. 25, № 15. P. 953-954.
117. Novel fast and broud-band tunable monolithic light source / M. Schilling, W. Idler, E. Kuhn, et.al. // IEEE J.Quant. Electron. 1991. Vol. 27, № 6. P. 1616-1624.
118. Multifunctional photonic switching operation of 1500 nm Y-coupled cavity laser (YCCL) with 28 nm tuning capability / M. Schilling, W. Idler, D. Baums, et.al. // IEEE Photon.Technol.Lett. 1991. Vol. 3, № 12. P. 1054-1057.
119. *Illek S., Jhulke W., Amann M.-C.* Codirectionally coupled twin-guide laser diode for broadband electronic wavelength tuning //Electron. Lett. 1991. Vol. 27, № 24. P. 2207-2209.
120. Y laser with 38 nm tuning rage / W. Idler, M. Schilleng, D. Baums, et.al.// Electron.Lett. 1991. Vol. 27, № 24. P. 2268-2269.
121. Error-free operation of wavelength conversion laser for photonic crossconnect made at 125 Mbit / H. Rokigauva, N. Fujimoto, T. Nahagami, U. Nobuhara // Electrjon.Lett. 1991. Vol. 27, № 5. P. 393-394.
122. *Miller S.* Multibranch frequency-selective reflectors and application to tunable single-mode semiconductor lasers //J.Lightwave Technol. 1989. Vol. 7, N4. P. 666-673.
123. Narrow-linewidth, electrooptically tunable InGaAsP-Ti:LiNbO<sub>3</sub> extended cavity laser / F. Heismann, R. C. Alferness, L. L. Buhl, et.al. // Appl.Phys.Lett. 1987. Vol. 51, № 3. P. 164-166.

124. 1,5  $\mu\text{m}$  wavelength GaInAsP C lasers: single-frequency operation and wide-band frequency tuning / W. T. Tsang, N. A. Olsson, R. A. Linke, R.A. Logan //Electron.Lett. 1983. Vol. 19, № 3. P. 415-416.
125. Елисеев П. Г., Манько М. А. Инжекционный ПКГ с направленным составным резонатором // Краткий сборник по физике. 1970. № 4. С. 47-52.
126. Мощный перестраиваемый излучатель на основе инжекционного квантоворазмерного лазера InGaAs/GaAs / Д. З. Гарбузов, С. Н. Жигулин, В. Г. Агафонов и др. //ПТЭ. 1990. № 5. С. 196-198.
127. Optimised Fabry-Perot (AlGa)As quantum-well lasers tunable over 105 nm /D.Mehuys, M.Mittelstein, A.Yariv, et.al. // Electron Lett. 1989. Vol. 25, № 2. P. 143-145.
128. Bingkun Z., Zianglin W., Nahyi Z. Improvement of side mode suppression ratio of a single-mode SCC semiconductor laser. //Electron.Lett. 1985. Vol. 21, N19. P. 877-878.
129. Giance B., Burrus C. A., Stulz W. Fast frequency-tunable external cavity laser. //Electron Lett. 1987. Vol. 23, № 3. P. 98-100.
130. Tunable multiwavelength semiconductor laser with single filer output / M. C. Farries, A. C. Carter, G. G. Jones, I. Bennion // Electron Lett. 1991. Vol. 27, N17. P. 1498-1499.
131. White Ian H. A multichannel grating cavity laser for wavelength division multiplig applications // J.Lightwave Technol. 1991. Vol. 9, № 7. P. 893-899.
132. Инжекционные гетеролазеры на основе GaInPAs/InP // В. В. Безотосный, А. П. Богатов, Л. М. Долгинов и др. // Труды ФИАН. 1983. Т. 141. С. 18-45.
133. Исследования непрерывного инжекционного лазера с внешним дисперсионным резонатором / А.П.Богатов, П.Г.Елисеев, О.Г.Охотников и др. // Труды ФИАН. 1983. Т.141. С.62-88.
134. Wyatt R., Delvin W. J. 10-kHz linewidth 1,5  $\mu\text{m}$  InGaAsP external cavity laser with 55-nm tuning range // Electron.Lett. 1983. Vol. 19, № 12. P. 110-112.
135. Tunable fiber-extended-cavity laser / M. S. Raybon, K. L. Hall, D. M. Tennant, et.al. // Electron.Lett. 1987. Vol. 23, № 2. P. 313-314.
136. De Labachellerie M., Cerez P. An 850 nm semiconductor laser tunable over a 300  $\text{\AA}$  range. //Opt.Commun. 1985. Vol. 55, № 3. P. 174-178.
137. High-power tunable operation of AlGaAs/GaAs quantum-well lasers in an external grating cavity / P. Gavrilavie, V. B. Smirnitiskii, J. Bisberg, M. O'Neill // Appl.Phys. Lett. 1991. Vol. 58, № 11. P. 1140-1142.
138. Zorabedian P. Characteristics of a grating-external-cavity semiconductor laser containing intracavity prism beam expanders // J.Lightwave Technol. - 1992. Vol. 10, № 3. P. 330-335.
139. Faure F., Le Guen D. 82 nm of continuous tunability for an external cavity semiconductor laser // Electron Lett. 1991. Vol. 27, № 2. P. 183-184.

140. Broadband tunability of gain-flattened quantum-well semiconductor lasers with an external grating / M. Mittelstein, D. Mehuys, A. Yariv, et.al. // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 54, № 12. P. 1092-1094.
141. Broadband tuning (170 nm) of InGaAs quantum-well lasers / L. E. Eng, D. G. Mehuys, M. Mittelstein, A. Yariv // Electron.Lett. 1990. Vol. 26, № 20. P. 1675-1677.
142. Broadband longwavelength operation ( $9700 \text{ \AA} \geq \lambda \geq 8700 \text{ \AA}$ ) of  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{-As-GaAs-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  quantum-well heterostructure lasers in an external grating cavity / D. C. Hall, J. S. Major, N. Hdohyak, et.al // Appl.Phys.Lett. 1989. Vol. 55, № 8. P. 752-754.
143. Multiple quantum-well tuned SaAs/AlGaAs laser / B. Cai, A. J. Seeds, A. Rivers, J. S. Robert // Electron.Lett. 1989. Vol. 25, № 2. P. 145-146.
144. Tunable stabilized single-frequency GRINROD external coupled cavity semiconductor lasers / Z. Fianping, Y. Peida, X. Yi, T. Shangpvng // J. Lightwave Technol. 1990. Vol. 8, № 10. P. 1612-1620.
145. Alignment-insensitive technique for wideband tuning of an unmodified semiconductor laser / B. E. Bernacki, P. R. Hemmer, S. P. Smith, S. Ezekiel // Opt.Lett. 1988. Vol. 13, № 9. P. 725-727.
146. *Sorin W. V., Newton S. A.* Single-frequency output from a broad-land- tunable external fiber-cavity laser // Opt.Lett. 1988. Vol. 13, № 9. P. 731-733.
147. Single-mode characteristics of short coupled-cavity semiconductor lasers / W. Fianglin, Z. Hanyi, W. Qun, Z. Bingkum // IEEE J.Quant. Electron. 1987. Vol. 23, № 6. P. 1005-1009.
148. Токовые перестроечные характеристики InGaAsP/InP-гетеролазеров с внешним дисперсионным резонатором / Б. И. Беловолов, Д. З. Гарбузов, Е. М. Дианов, и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, № 23. С. 2116-2120.
149. Одночастотный GaAs/AlGaAs инжекционный лазер с интегральным коротким внешним резонатором / А. С. Красильщиков, А. В. Маругин, В. Б. Цареградский и др. // Журнал прикладной спектроскопии. 1991. Т. 64, № 2. С. 316-319.
150. *Охотников О. Г., Парамонов В. М.* Особенности генерации и спектральная перестройка в п/п лазерах с внешними сферическими зеркалами // Тр. ин-та общ. физ. АН СССР. 1990. Т. 23. С. 172-181.
151. Цельноволоконный дисперсионный отражатель для селекции мод п/п лазера / А. Г. Булушев, Ю. В. Гуров, Е. М. Дианов и др. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15, № 5. С. 1083-1085.
152. *Fuhrmann W., Demtroder W.* A continuously tunable GaAs diode laser with an external resonator // Appl.Phys.B. 1989. Vol. 49, № 1. P. 29-32.
153. *Zorabedian P., Trutna W. R.* Interference-filter-tuned, alignment- stabilized semiconductor external-cavity laser // Opt.Lett. 1988. Vol. 13, № 10. P. 826-828.