

Порог и КПД генерации в лазерной электронно-лучевой трубке, работающей при комнатной температуре

В.И.Козловский, Ю.М.Попов

Рассмотрены основные факторы, определяющие порог и КПД генерации в лазерной электронно-лучевой трубке при комнатной температуре. Обсуждаются последние достижения, полученные при использовании лазерных экранов из монокристаллов соединений A_2B_6 . Показано, что многослойные гетероструктуры позволяют снизить порог генерации в несколько раз.

Ключевые слова: лазерная электронно-лучевая трубка, гетероструктуры, полупроводниковый лазер.

1. Введение

Лазерная электронно-лучевая трубка (ЛЭЛТ) была одним из самых многообещающих изобретений в области полупроводниковых лазеров с накачкой электронным пучком [1]. Однако прошло уже 30 лет с момента первой публикации об экспериментальной реализации ЛЭЛТ [2, 3], но до сих пор это изобретение не нашло широкого практического применения из-за отсутствия лазерных экранов (ЛЭ), эффективно работающих при комнатной и более высоких температурах. В данной статье кратко обсуждаются последние результаты, полученные в этой области, и предлагается ряд путей улучшения характеристик ЛЭ (порога генерации, КПД и мощности излучения).

2. Порог генерации в ЛЭЛТ с монокристаллическим активным элементом

При однородном возбуждении электронным пучком с диаметром d_e , плотностью тока j_e и глубиной проникновения z_0 , зависящей от энергии электронов E_e , объемная концентрация неравновесных носителей тока n до порога генерации оценивается по формуле

$$n = \frac{j_e E_e k_1 \tau}{e z_0 \varepsilon_{eh}}, \quad (1)$$

где k_1 – коэффициент, характеризующий долю энергии падающего электронного пучка, которая поглощается внутри полупроводникового кристалла; τ – время жизни неравновесных носителей в возбужденной области; e – заряд электрона; $\varepsilon_{eh} \approx 3E_g$ – энергия, необходимая для генерации одной электронно-дырочной пары; E_g – ширина запрещенной зоны. Интенсивность спонтанного излучения может быть найдена из следующего выражения [4]:

$$\frac{n}{\tau} \approx \frac{\mu_0^{1.5} \varepsilon_0^{0.5} N}{\pi \hbar^4} \int_{E_g}^{\infty} \langle R_{ch}^2 \rangle E^3 \rho_{cv}(E) f_c(E) f_v(E) dE, \quad (2)$$

где μ_0 – магнитная восприимчивость вакуума; ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума; N – показатель преломления; f_c и f_v – функции распределения Ферми для электронов и дырок в зоне проводимости и валентной зоне соответственно. Плотность состояний ρ_{cv} и квадрат дипольного момента $\langle R_{ch}^2 \rangle$ выражаются формулами

$$\rho_{cv}(E) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} \left(\frac{2m_e m_h}{m_e + m_h} \right)^{3/2} (E - E_g)^{1/2}, \quad (3)$$

$$\langle R_{ch}^2 \rangle = \frac{\hbar^2 e^2}{6m_e E^2} \left(\frac{m_0}{m_e} - 1 \right) \frac{E_g(E_g + \Delta)}{E_g + 2\Delta/3}, \quad (4)$$

где m_e и m_h – эффективные массы электрона и дырки в зоне проводимости и валентной зоне соответственно; m_0 – масса электрона; Δ – энергия спин-орбитального расщепления. При выводе формулы (2) предполагалось, что излучательная рекомбинация определяется прямыми переходами между зоной проводимости и валентной зоной, а при выводе формулы (4) – что активная область лазера выполнена из изотропного кристалла с решеткой типа сфалерита.

При использовании формулы (1), связывающей плотность тока электронного пучка с концентрацией неравновесных носителей, наибольшие трудности представляет определение времени жизни τ . Расчет по формулам (2)–(4) для ZnSe с параметрами $m_e = 0.17m_0$, $m_h = 0.6m_0$, $\Delta = 0.43$ эВ, $E_g = 2.65$ эВ, $N = 2.85$ [5] и $T = 300$ К дает изменение τ от 0.6 до 0.4 нс при увеличении n от 5×10^{18} до 10^{19} см $^{-3}$. Аналогичный расчет для CdS при $m_e = 0.205m_0$, $m_h = 1.35m_0$, $\Delta = 0.065$ эВ, $E_g = 2.39$ эВ, $N = 2.8$ и $T = 300$ К дает изменение τ от 2.9 до 1.6 нс при увеличении n от 5×10^{18} до 10^{19} см $^{-3}$. Методика определения времени жизни носителей на пороге генерации непосредственно в ЛЭЛТ была представлена в [6]. В результате измерений, проведенных по этой методике, получено $\tau = 3$ нс для ЛЭ из соединений CdSSe при комнатной температуре.

Для объяснения характеристик лазеров на широкозонных соединениях A_2B_6 было предложено несколько

моделей возникновения оптического усиления [4, 7–11]. Условно такие модели можно разделить на две группы. Модели первой группы основываются на том, что усиление связано с рекомбинацией экситонов. Это либо рекомбинация свободного экситона с отдачей импульса фонону, электрону или другому экситону [8], либо рекомбинация из локализованного состояния экситона [7, 10]. В моделях второй группы рассматриваются переходы в электронно-дырочной плазме [4, 10, 11]. Экситонные механизмы оптического усиления работают в основном при низких температурах и дают относительно низкие коэффициенты усиления. Изменение коэффициента усиления связано с переходом экситонного газа в электронно-дырочную плазму по мере увеличения интенсивности возбуждения (переход Мотта [12]). По оценке, пороговая концентрация неравновесных носителей в ЛЭЛТ, активный элемент которой работает при комнатной температуре, значительно превышает концентрацию при переходе Мотта, поэтому генерация связывается с переходами в вырожденной электронно-дырочной плазме [11].

Наиболее простая модель, описывающая усиление в электронно-дырочной плазме, основывается на том, что межчастичное взаимодействие в плотной плазме слабо влияет на коэффициент усиления, который может быть рассчитан с учетом межзонных переходов в зонной модели полупроводника. Однако это взаимодействие приводит к сужению ширины запрещенной зоны [11]. Коэффициент усиления в этом случае может быть записан в виде [4]

$$g(\omega) = \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)^{1/2} \left(\frac{\omega}{N}\right) \int_{E_g}^{\infty} \langle R_{ch}^2 \rangle \rho_{cv}(E) [f_c(E) + f_v(E) - 1] \times \frac{\hbar/\tau_{in}}{(E - \hbar\omega)^2 + (\hbar/\tau_{in})^2} dE, \quad (5)$$

где τ_{in} – время внутризонной релаксации. Последний множитель в подинтегральном выражении, определяющий форму линии, в простейшем случае прямозонных переходов может быть заменен δ -функцией [13]. Обычно введение этого множителя необходимо, чтобы объяснить отсутствие резкого края поглощения или усиления в реальных кристаллах. Наличие длинноволнового края в спектрах поглощения и усиления в кристаллах A_2B_6 связывается с сильным электронно-фононным взаимодействием [14, 15]. Однако влиянием этого взаимодействия на максимум линии усиления, по-видимому, можно пренебречь.

Дальнейший анализ формулы (5) показывает, что при комнатной температуре в диапазоне изменения g от нуля до 1000 см^{-1} зависимость g_{\max} от концентрации неравновесных носителей n можно аппроксимировать с погрешностью примерно 5% линейной зависимостью

$$g_{\max}(n) = A(n - n_0), \quad (6)$$

где n_0 – концентрация инверсии; A – дифференциальный коэффициент усиления или сечение индуцированного перехода. Для $Zn_{0,8}Cd_{0,2}Se$ коэффициент $A = 2.5 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ и слабо зависит от внутризонной релаксации [4]. Однако τ_{in} существенно влияет на n_0 : при уменьшении τ_{in} до 10^{-14} с концентрация n_0 увеличивается примерно вдвое. Температурная зависимость n_0 имеет вид

$$n_0(T) = n_0(T_1)(T/T_1)^{3/2}. \quad (7)$$

Наклон этой зависимости при $T = 300 \text{ К}$ соответствует наклону при характеристической температуре $T_0 = 200 \text{ К}$, если для аппроксимации выражения (7) воспользоваться формулой, аналогичной формуле

$$j_{th}(T) = j_{th}(T_1) \exp[(T - T_1)/T_0], \quad (8)$$

часто применяемой для оценки температурной зависимости плотности порогового тока инжекционного лазера. В лазере пороговая концентрация всегда выше концентрации инверсии, поэтому следовало бы ожидать, что в ЛЭЛТ будет иметь место температурная зависимость порога генерации с характеристической температурой $T_0 > 200 \text{ К}$, если потери резонатора не зависят от температуры. На рис.1,а представлена типичная температурная зависимость порогового тока для ЛЭ, изготовленного из CdS, для которой $T_0 = 140 \text{ К}$. Однако аналогичная зависимость для плотности тока (рис.1,б), рассчитанная с учетом изменения диаметра электронного пятна при изменении тока, выглядит более пологой и дает $T_0 = 200 \text{ К}$, что близко к оценке, полученной из формул (7), (8).

Для оценки изменения ширины запрещенной зоны с увеличением n далее будем использовать эмпирическую формулу

$$\Delta E_g = -A_1 n^{1/3}, \quad (9)$$

где A_1 – некоторая константа. Основываясь на данных [16], для ZnSe при $T = 300 \text{ К}$ находим $A_1 = (4 - 4.5) \times 10^{-8} \text{ эВ}\cdot\text{см}$. При $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ширина запрещенной зоны сужается на 90 мэВ.

В приближении геометрической оптики пороговое условие возникновения генерации на частоте одной из продольных мод резонатора ω при однородной накачке записывается в виде

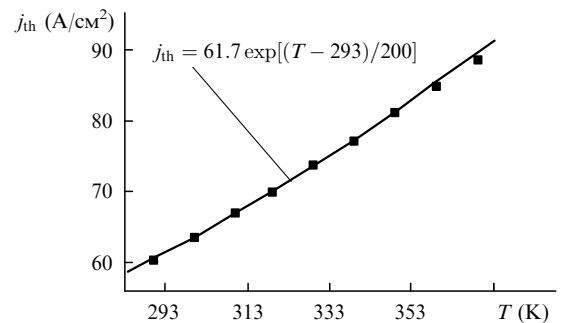
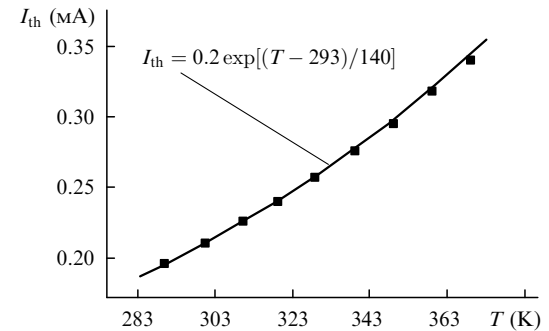


Рис.1. Температурная зависимость порогового тока I_{th} (а) и пороговой плотности тока j_{th} , рассчитанной по пороговому току с учетом зависимости диаметра электронного пятна от тока (б).

$$g(\omega)z_0 = \alpha_a(\omega)z_0 + \alpha_p(\omega)(L_c - z_0) + 0.5|\ln(R_1 R_2)|, \quad (10)$$

где α_a , α_p – коэффициенты потерь соответственно в активной (возбужденной) и пассивной областях полупроводниковой пластины; L_c – длина резонатора, соответствующая толщине полупроводниковой пластины; R_1 , R_2 – коэффициенты отражения зеркальных покрытий, нанесенных на поверхности пластины. Здесь предполагается, что потери резонатора могут быть спектрально зависимы, и равенство (10) выполняется лишь для одной моды резонатора. Неоднородность возбуждения активного элемента в ЛЭЛТ вдоль оси резонатора (ось z) можно учесть при замене уравнения (10) интегральным уравнением типа

$$\int_0^{L_c} [g(\omega, z) - \alpha(\omega, z)]dz = 0.5|\ln(R_1 R_2)|, \quad (11)$$

где α – суммарный коэффициент потерь. Поперечную же неоднородность возбуждения можно учесть при решении волнового уравнения с неоднородной комплексной диэлектрической проницаемостью полупроводника [17]. В этом случае выражение (10) при неоднородном распределении неравновесных носителей в направлении, перпендикулярном оптической оси резонатора, преобразуется к виду

$$g_{\max}z_0 = A[\alpha L_c + 0.5|\ln(R_1 R_2)|], \quad (12)$$

где A – параметр конфигурационных потерь [18]. Конфигурационные потери зависят от эффективного числа Френеля $4\lambda L_c / (Nd_c^2)$ (где d_c – диаметр электронного пятна) и остальных потерь. К сожалению, задача сильно усложняется, если одновременно учитывать поперечную и продольную неоднородности. Качественно в приближении геометрической оптики это было сделано в [19], где анализировалась диаграмма направленности излучения ЛЭЛТ в различных режимах ее работы.

Проведем теперь оценку порога генерации при $T = 300$ К. Согласно [20] для ЛЭ, изготовленного из пластины CdS толщиной $L_c = 15$ мкм, при эффективном отражении зеркал $R_1 R_2 = 0.9$ потери внутри резонатора при комнатной температуре $\alpha = 25$ см⁻¹. При диаметре электронного пятна $d_c = 15$ мкм конфигурационные потери $A = 1.5$ [17]. Для случая возбуждения электронами с энергией $E_e = 50$ кэВ ($z_0 = 5$ мкм), используя формулу (12), находим коэффициент усиления $g = 300$ см⁻¹. Подставляя его в формулу (6) и предполагая, что сечение A для CdS примерно такое же, как и для ZnCdSe, а $n_0 = 6 \times 10^{18}$ см⁻³ [11], для пороговой концентрации неравновесных носителей получаем оценку $n_{th} = 7.2 \times 10^{18}$ см⁻³. Это значение лишь на 20 % больше n_0 .

Далее, подставляя найденное n_{th} в формулу (1) и полагая, что для CdS параметры $k_1 = 0.75$, $E_c = 50$ кэВ, $z_0 = 5$ мкм, $\tau = 2$ нс и $E_g = 2.5$ эВ, получаем следующую оценку пороговой плотности тока электронного пучка: $j_{th} = 58$ А/см². При $d_c = 25$ мкм это значение соответствует пороговому току $I_{th} = 0.28$ мА. Приведенные оценки очень близки к экспериментальным. Поскольку ЛЭЛТ в основном применяется в проекционных системах, требующих высокого контраста и большого числа градаций освещенности, она должна работать с достаточно большим превышением порога генерации. Отсюда вытекает первая трудность коммерческого освоения ЛЭЛТ, связанная

с необходимостью специальной разработки электронно-лучевой трубки с плотностью тока пучка несколько сотен А/см². Это особенно трудно реализовать при малых диаметрах электронного пучка и низких ускоряющих напряжениях. Основной проблемой при низких энергиях E_e является сохранение постоянным d_c при изменении полного тока. В противном случае при кажущемся выском превышении порога по току (например, $I = 2$ мА и $I_{th} = 0.28$ мА) реальное превышение порога по плотности тока будет значительно меньшим [21].

В [22] было обнаружено, что при низкой температуре (80 К) порог генерации по полному току увеличивается примерно линейно с увеличением диаметра электронного пучка от 10 мкм до, по меньшей мере, 60 мкм. Это означает, что пороговая плотность тока j_{th} уменьшается как $\sim d_c^{-1}$. Аналогичных данных для комнатной температуры нет. Однако в работе [23] для экрана из CdS приводится порог генерации $j_{th} = 20$ А/см² при $d_c = 70 - 100$ мкм, что примерно в три раза меньше, чем оценки, полученные для малых d_c . Эти данные пока не нашли должного объяснения. Действительно, при больших диаметрах, $d_c > d_1 \approx 100$ мкм, пороговая плотность тока должна расти из-за сброса неравновесных носителей усиленным спонтанным шумом [18]. При малых диаметрах, $d_c < d_2 \approx 20$ мкм (конечно, d_2 зависит от длины резонатора), должен наблюдаться рост пороговой плотности тока из-за увеличения конфигурационных потерь. Однако в области $d_c = 20 - 100$ мкм наблюдаемое изменение j_{th} трудно объяснить только конфигурационными потерями, поскольку порог мало чувствителен к изменению потерь в лазере.

В формуле (1) при изменении диаметра электронного пучка кроме пороговой концентрации может изменяться только параметр τ . С увеличением d_c время жизни неравновесных носителей должно увеличиваться по сравнению с временем жизни носителей, определяемым спонтанным излучением, поскольку квант спонтанного излучения может вновь поглотиться в возбужденной области с рождением неравновесной электронно-дырочной пары. Подобный эффект был обнаружен в гетероструктурах A_3B_5 [24], его влияние на порог генерации обсуждалось в [25].

Однако даже если увеличение d_c и приводит к уменьшению пороговой плотности тока, достижение высокого разрешения ЛЭЛТ потребует увеличения размеров ЛЭ и трубки в целом, а также усложнения проекционной оптики. Как будет показано ниже, существенного снижения порога генерации для эффективной работы ЛЭЛТ следует ожидать при использовании в качестве активного элемента многослойных гетероструктур.

3. Порог генерации в ЛЭЛТ с активным элементом на основе многослойной гетероструктуры

В разд.2 отмечалось, что порог генерации прежде всего определяется концентрацией инверсии возбужденных носителей, достижение которой при комнатной температуре в большей части возбуждаемой области пространственно-однородных полупроводников возможно лишь при высоких плотностях тока электронного пучка. Однако опыт, полученный при исследовании инжекционных лазеров, показывает, что при использовании гетероструктур основная часть возбужденных носителей может

быть сосредоточена в ограниченных областях [26]. В применении к лазерам с электронной накачкой идея ограничения сводится к созданию такой структуры, которая обеспечивала бы сбор неравновесных носителей в объеме, меньшем первоначально возбужденного объема полупроводника электронным пучком [27]. Эта структура должна быть пространственно-неоднородной: она должна содержать определенное число энергетических ям, в которые могут диффундировать неравновесные носители. В этом случае концентрация носителей в ямах возрастает во столько раз, во сколько объем, занимаемый ямами, меньше первоначально возбужденного объема.

Конфигурации ям могут быть различными: слоистая структура, структуры, содержащие нитевидные энергетические ямы или ямы с малыми размерами во всех трех направлениях. Расстояние между ямами должно быть меньше удвоенной длины диффузии, чтобы обеспечить достаточно эффективный сбор носителей. Было установлено, что для слоистой структуры ZnCdSe/ZnSe длина диффузии ~ 0.2 мкм [28]. Такое значение на порядок меньше характерных размеров области возбуждения полупроводника электронным пучком в ЛЭЛТ, поэтому активная область лазера должна содержать как минимум десять энергетических ям, причем их ориентация относительно оптической оси резонатора может быть произвольной. С технологической точки зрения наиболее простой является многослойная структура с ориентацией слоев перпендикулярно оптической оси резонатора. Чтобы обеспечить желательное десятикратное уменьшение порога генерации, толщина слоев, образующих энергетические ямы, должна быть в десять раз меньше удвоенной длины диффузии, т. е. меньше 40 нм.

В случае однородной активной среды усиление за один проход резонатора на пороге генерации равно (см. (6)) $A(n_{th} - n_0)z_0$. Если активная среда состоит из m энергетических ям, то усиление за проход резонатора равно $A[n_{th}^w z_0 / (mL_w) - n_0]mL_w$, где L_w – ширина одной ямы; n_{th} и n_{th}^w – пороговые концентрации неравновесных носителей, усредненные по области возбуждения и связанные с пороговой плотностью тока электронного пучка формулой (1). При одинаковых потерях резонатора получаем, что порог генерации в лазере с активной областью, содержащей m энергетических ям, меньше порога генерации лазера с однородной активной областью в $n_{th}/n_{th}^w = [(n_{th} - n_0)/n_{th} + n_0 mL_w / (n_{th} z_0)]^{-1}$ раз. Для рассмотренного выше случая, когда $n_{th} = 7.2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_0 = 6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $m = 10$, $L_w = 40$ нм и $z_0 = 5$ мкм, получаем снижение порога в 4.3 раза. Если еще уменьшить потери в резонаторе, то можно на порядок снизить и порог генерации.

Качество структуры зависит в первую очередь от наличия в ней структурных дефектов. Чтобы избежать образования дислокаций несоответствия при росте слоя на подложке из другого вещества, необходимо достаточно хорошее согласование периодов решетки активного слоя и подложки. Для структуры с одним слоем толщиной $a = 40$ нм точность согласования периодов решетки $\Delta a/a$ должна быть не хуже 0.006 [29]. Для структуры с десятью ямами упругие напряжения от каждой ямы будут накапливаться, поэтому условие согласования окажется почти на порядок более жестким. Поскольку рассогласование периодов решетки для бинарных соединений A_2B_6 , образующих твердые растворы, находится в пределах 0.05 – 0.07, рост необходимой структуры с ямами с $L_w = 40$ нм является сложной технологической задачей. Выбор

веществ, с помощью которых может быть решена эта задача, довольно ограничен. Сложность также заключается в том, что для эпитаксиального роста подобных структур необходимы качественные подложки, согласованные по периоду кристаллической решетки. Такие структуры могли бы быть изготовлены из слоев ZnSSe и ZnMgSSe на подложке GaAs (синий лазер) или слоев ZnCdSe и ZnMgCdSe на подложке InP (зеленый), а также на основе A_3B_5 -соединений: InGaP и AlGaInP на подложке GaAs (красный). В настоящее время ведутся работы по использованию и ряда прозрачных подложек A_2B_6 : ZnSe, ZnSSe, ZnTe, CdS и ZnCdS [30 – 34].

С точки зрения технологии изготовления задача упрощается, если использовать более «тонкие» энергетические ямы [35]. Так, например, при $L_w = 5$ нм допустимое рассогласование $\Delta a/a \leq 0.03$. В этом случае можно использовать тройные соединения, например яму из ZnCdSe в обкладках ZnSSe на подложке ZnSe. При таком L_w проявляется квантоворазмерный эффект и речь идет о применении квантоворазмерных структур. Из-за ограниченного размера статьи мы не будем здесь останавливаться на анализе работы лазера на основе квантоворазмерных структур.

Упомянутое выше снижение порога генерации путем уменьшения потерь резонатора требует использования зеркальных покрытий с большим коэффициентом отражения. Известно, что предельный коэффициент отражения многослойного интерференционного покрытия в значительной степени зависит от микрошероховатости поверхности, на которую оно наносится. Одной из таких поверхностей является поверхность выращенной структуры. Другой поверхностью может быть обратная поверхность структуры после удаления ростовой подложки. Существуют и другие способы изготовления резонатора. Микрошероховатость поверхности характеризуется двумя параметрами: среднеквадратичным отклонением χ высот микрорельефа относительно среднего значения и характерным поперечным размером ξ , определяющим среднее расстояние между этими высотами вдоль поверхности. В наиболее неблагоприятном случае, когда $\lambda/N < \xi < d_e$, коэффициент отражения зеркала может быть записан в виде [17, 36]

$$R = R_0 \exp \left[- (4\pi\chi N/\lambda)^2 \right], \quad (13)$$

где R_0 – коэффициент отражения зеркала, нанесенного на идеально ровную поверхность; λ – длина волны излучения в вакуум; N – показатель преломления среды, из которой излучение падает на поверхность. При использовании зеркал, которые имеют потери ~ 0.03 , потери на рассеяние $(4\pi\chi N/\lambda)^2$ не должны быть больше 0.01. Отсюда получаем требование на качество поверхности: $\chi < 1$ нм. Такое требование может быть выполнено относительно легко для наиболее технологически освоенных соединений A_3B_5 даже в случае довольно толстых (5 – 10 мкм) гетероструктур. Однако для многослойных гетероструктур на основе соединений A_2B_6 эта проблема еще не решена.

Остановимся теперь на влиянии рассогласования спектра усиления с модовым составом резонатора. Для однородной активной области спектральное расстояние между продольными модами резонатора вычисляется по формуле

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2N^*L_c}, \quad (14)$$

где $N^* = N - \lambda \partial N / \partial \lambda$ – эффективный показатель преломления, усредненный по длине резонатора. Из-за дисперсии показателя преломления значение N^* может существенно превышать N . Производная $\partial N / \partial \lambda$ увеличивается по модулю при приближении к краю запрещенной зоны. В общем случае N зависит также от интенсивности возбуждения полупроводника. Для CdS при малых $L_c = 2.2$ мкм и комнатной температуре получено $N^* \approx 6.4$ [37], что более чем в два раза превышает $N \approx 2.8$.

В случае структуры со многими энергетическими ямами λ определяется шириной запрещенной зоны ямы и находится в области слабой дисперсии показателя преломления барьерных слоев N_b^* , которые составляют основной объем резонатора [38]. Поэтому в таких структурах модовый состав разрежен по спектру более чем в два раза по сравнению с модовым составом однородной активной области. Если спектральное расстояние между модами становится больше ширины линии усиления или даже сравнимо с ней, то это может привести к дополнительному увеличению порога генерации или к существенной пространственной неоднородности излучения ЛЭ [37]. Постоянство частоты моды в пределах поверхности ЛЭ с погрешностью до 10% требует высокой однородности толщины активной структуры. При $\lambda = 0.5$ мкм, $N^* = 3$ и $L_c = 0.73$ нм необходимо, чтобы $\Delta L_c / L_c = 1.5 \times 10^{-3}$. На большой площади ЛЭ достичь этого практически невозможно. Поэтому для получения необходимой однородности характеристик ЛЭ, изготовленных из структуры со многими энергетическими ямами, нужно увеличивать L_c как минимум до 10 мкм. Это является дополнительной трудностью при использовании технологии изготовления ЛЭ из многослойных структур.

4. Мощность излучения и КПД ЛЭЛТ

Основной характеристикой ЛЭЛТ является эффективность преобразования энергии электронного пучка в энергию генерируемого излучения. Мощность генерации можно представить в виде

$$P = \eta P_{in} \left(1 - \frac{j_{th}}{j_{in}} \right), \quad (15)$$

где P_{in} и j_{in} – мощность и плотность тока электронного пучка; $\eta = \eta_0 k_1 k_3 f_{hv}$; $\eta_0 \approx 0.35$ – теоретическое предельное значение эффективности преобразования накачки [13]; $k_1 \approx 0.75$ – коэффициент, учитывающий, что часть энергии электронного пучка не поглощается в ЛЭ, а уносится отраженными электронами и электронами вторичной эмиссии [39]; k_3 – коэффициент, учитывающий неоднородность возбуждения, обусловленную распределением плотности тока в электронном пятне; f_{hv} – функция выхода генерируемого излучения. Поскольку увеличить параметр k_1 также трудно, как и η_0 , то в качестве предельного КПД лазера можно взять их произведение, равное 0.27. Обычно при использовании формулы (15) предполагается, что пороговая плотность тока электронного пучка j_{th} , коэффициент k_3 и функция выхода f_{hv} не зависят от j_{in} . Однако для лазеров с накачкой электронным пучком это далеко не так. Указанные параметры зависят от j_{in} , что определяется прежде всего сильным разогревом активной области лазера в процессе возбуждения.

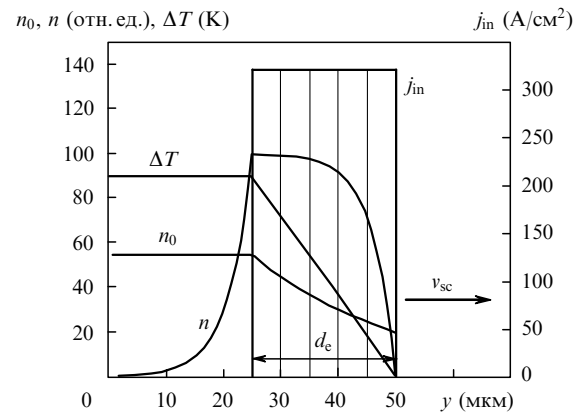


Рис.2. Схема распределения плотности тока j_{in} , приращения температуры ΔT , концентрации неравновесных носителей без учета вынужденного излучения n и концентрации n_0 , соответствующей условию инверсии активной области; v_{sc} – скорость сканирования.

Особенностью сканирующего режима ЛЭЛТ является существенная неоднородность температуры вдоль направления сканирования даже в случае однородного возбуждения в электронном пятне. На рис.2 схематично представлено пространственное распределение плотности тока, концентрации неравновесных носителей и температуры в возбужденной области в отсутствие генерации. При этом температурный профиль изменяется с изменением j_{in} . Очевидно, что для каждого температурного профиля можно рассчитать свой порог генерации. Данный порог нельзя измерить, поскольку температурный профиль образуется при другой интенсивности накачки. Однако именно это расчетное значение пороговой плотности необходимо подставлять в формулу (15) для определения мощности излучения. То же самое относится и к дифференциальной эффективности лазера.

Расчет пороговой плотности тока может быть проведен по следующей схеме. Возбужденная область разбивается на мелкие части со своей температурой и концентрацией неравновесных носителей, соответствующими распределению плотности тока электронного пучка и скорости сканирования. Для каждой из этих частей рассчитывается спектр коэффициента усиления. Усиление каждого участка суммируется со своим весом в соответствии с предполагаемым распределением поля электромагнитной волны в резонаторе, и таким образом определяется суммарный коэффициент усиления при заданной интенсивности возбуждения. Затем находится стационарное решение волнового уравнения при полученном профиле усиления, заданных потерях на зеркалах и неоднородностях коэффициентов поглощения и преломления, вызванных данной интенсивностью накачки.

Экспериментальное исследование этих процессов затруднено из-за малости объема и большой неоднородности возбуждения. Исследование спектра генерации в зависимости от скорости сканирования при низкой (80 К) температуре ЛЭ обнаруживает его уширение в длинноволновую область, хотя и заметно меньшее того, которое ожидалось получить в предположении, что уширение определяется только нагревом [22, 40].

Наличие температурного градиента увеличивает пороговую плотность тока, а следовательно, максимальную концентрацию неравновесных носителей в возбужденном объеме. Увеличение n приводит к длинноволно-

вому сдвигу линии усиления в соответствии с изменением ширины запрещенной зоны по формуле (9). Порог концентрации неравновесных носителей для CdS при $T = 80$ К оценивается величиной $n_0 = 8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а плотность тока, использованная в эксперименте [22], позволяет создать концентрацию $n_{\text{max}} \gtrsim 1.2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Подставляя эти значения вместо n в формулу (9), находим, что сдвиг длинноволнового края огибающей спектра генерации может составлять 20 нм, если при малой скорости сканирования пороговая концентрация носителей возрастает до $1.2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Примерно такой сдвиг наблюдался в эксперименте. Большая ширина спектра генерации в этом случае связана с неоднородностью возбуждения и градиентом температуры.

Расчет температурного режима работы ЛЭЛТ при охлаждении ЛЭ водой и оценка влияния нагрева на характеристики излучения были проведены в [41]. Рассматривался наиболее важный для практических применений случай непрерывного сканирования ЛЭ (размером 3×4 см) электронным пучком диаметром 25 мкм. Толщина хладопроводящей подложки составляла 6 мм. Полный ток равнялся 2 мА, а энергия электронов – 50 кэВ. Было показано, что кроме адиабатического нагрева возбужденной области при облучении электронным пучком следует учитывать фоновый нагрев, который определяется режимом сканирования и системой охлаждения в целом. Использование черезстрочного режима сканирования позволяет избежать нагрева пикселя ЛЭ предыдущими нагретыми строками до прихода в него электронного пучка и, тем самым, значительно снизить фоновый нагрев.

При оптимальном режиме сканирования (черезстрочное сканирование со скоростью $v_{\text{sc}} = 4.2 \times 10^5 \text{ см/с}$) максимальный адиабатический нагрев составил 90 К, а фоновый – 6 К для ЛЭ из CdS на сапфире (без учета нагрева сапфира относительно воды). Нагрев подложки зависит от скорости и тепловых характеристик охлаждающей жидкости и геометрии охлаждения. Оценки показывают, что этот нагрев может быть меньше 10 К. Влияние адиабатического и фонового нагревов на характеристики ЛЭЛТ различно. Адиабатический нагрев относится только к возбужденной области и не успевает за время генерации распространиться на пассивную область резонатора. Фоновый нагрев относится ко всему объему полупроводника, и поэтому он сильнее сказывается на потерях резонатора.

Функцию выхода f_{hv} можно представить в виде

$$f_{\text{hv}} = \frac{|\ln R_2|}{|\ln(R_1 R_2)| + 2\alpha L_c}. \quad (16)$$

Потери внутри резонатора $2\alpha L_c$ могут быть оценены с учетом различия коэффициентов поглощения активной и пассивной областей (см (10)), а также потерь, связанных с рассеянием излучения в зеркалах. Потери в активной области резонатора в основном связаны с поглощением излучения свободными носителями. Для нелегированного GaAs коэффициент этого поглощения $\alpha_{\text{fc}} = Kl$, где $K = 10^{-17} \text{ см}^2$ [42]. При $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ имеем довольно большой коэффициент $\alpha_{\text{fc}} = 100 \text{ см}^{-1}$. Если поглощение сопровождается рассеянием на оптических фонах [43], то $\alpha_{\text{fc}} \sim \lambda^{2.5}$ и для CdS можно ожидать, что $\alpha_{\text{fc}} = 30 \text{ см}^{-1}$. При оценке потерь этого типа следует также учесть, что в случае электронного возбуждения число оптических фо-

нонов в возбужденной области может быть выше их равновесного числа при заданной температуре кристалла. Таким образом, с увеличением нагрева активной области потери в ней будут расти быстрее, чем пороговая концентрация неравновесных носителей.

Потери в пассивной области резонатора определяются краем поглощения невозбужденного кристалла. Конечно, пассивная область может частично просветляться, но тогда возрастает поглощение на свободных носителях. Коэффициент поглощения невозбужденного кристалла при комнатной температуре хорошо описывается эмпирическим выражением Урбаха:

$$\alpha_p = \alpha_0 \exp\left(-\vartheta \frac{E_U - \hbar\omega}{kT}\right), \quad (17)$$

где $\alpha_0 = 1.5 \times 10^9 \text{ см}^{-1}$, $\vartheta = 2.43$, $E_U = 2.572$ эВ для CdS и $T = 300$ К [44]. Если в формулу (17) подставить энергию кванта излучения ($\lambda = 522 - 523$ нм) ЛЭ из CdS при комнатной температуре, то получим $\alpha_p \approx 10 \text{ см}^{-1}$. Несколько большие значения α_p в этой спектральной области были найдены в [45]. Оценка внутренних потерь, сделанная при анализе зависимости мощности генерации от коэффициента отражения зеркал резонатора, дает $25 - 30 \text{ см}^{-1}$ [20].

Теперь рассмотрим, как потери в пассивной области будут изменяться с увеличением температуры кристалла. На рис.3 представлена зависимость спектра генерации ЛЭ из CdS от температуры T термостата в режиме сканирования вдоль строки со скоростью $4 \times 10^5 \text{ см/с}$ и частотой 50 Гц (импульсное сканирование) при токе 0.8 мА и энергии электронов 50 кэВ. В этих условиях можно пренебречь фоновым нагревом и свести к минимуму адиабатический нагрев активной области. Температурный сдвиг максимума огибающей спектра можно аппроксимировать выражением $\hbar\omega = (2.522 - 5.125 \times 10^{-4} T)$ эВ, где T взято в кельвинах. Подставляя это выражение в формулу (17) и дифференцируя ее, находим, что потери должны расти с температурой примерно в пять раз быстрее самой температуры.

Приведенный выше анализ указывает на то, что потери внутри резонатора должны увеличиваться с ростом температуры кристалла. Это неизбежно приведет к уменьшению функции выхода лазера и дифференциальной эффективности в целом. На рис.4 представлена характерная зависимость дифференциальной эффективности лазера от температуры термостата, полученная в

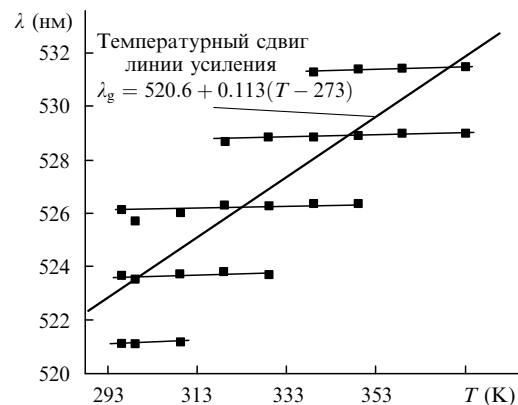


Рис.3. Зависимости положения мод (точки) и максимума огибающей спектра генерации (прямая) от температуры термостата для ЛЭ из CdS.

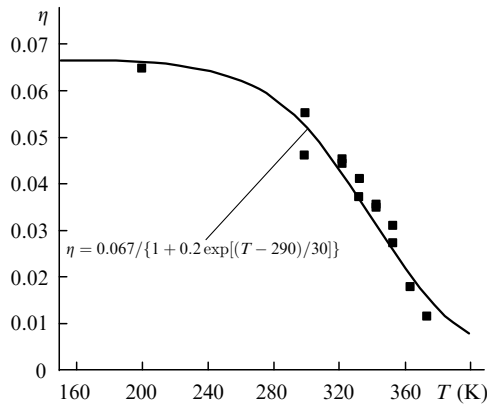


Рис.4. Зависимость дифференциальной эффективности от температуры для ЛЭ из CdS.

импульсно-сканирующем режиме возбуждения для ЛЭ из CdS. Видно, что при температурах выше комнатной наблюдается существенное падение эффективности. Экспериментальные точки хорошо описываются эмпирической кривой $\eta = 0.067 / \{1 + 0.2 \exp[(T - 290)/30]\}$ [41]. Сравнивая эту кривую с формулой (16) для функции выхода, находим, что потери внутри резонатора растут экспоненциально с ростом T при малой характеристической температуре 30 К.

Полного понимания того, почему максимальная эффективность лазера составляет не более 7%, что значительно меньше предельного значения 27%, пока также нет. Предельная эффективность (26.5%) была реализована экспериментально при гелиевых температурах на пластинчатом кристалле CdS в случае поперечной накачки электронным пучком [46]. При этом порог генерации был чрезвычайно мал: $j_{th} = 0.02$ А/см². Достаточно высокая дифференциальная эффективность (20%) была достигнута при комнатной температуре в случае продольной накачки CdS широкими электронными пучками с высокой энергией электронов (200–300 кэВ) [47]. При продольной накачке варизонных структур AlGaAs сфокусированным электронным пучком с энергией $E_e = 75$ кэВ была реализована эффективность 14% [48]. Однако те же структуры при $E_e = 50$ кэВ дали КПД только 8.8%.

Из анализа известных результатов следует, что необходимым условием получения высокого КПД является достаточно низкий порог генерации и лучшие результаты достигаются при однородной накачке. Теория показывает, что на пороге генерации поперечное распределение электромагнитного поля значительно уже, чем распределение плотности тока в электронном пятне [17]. Выше порога генерации поперечные размеры электромагнитного поля увеличиваются, например за счет возбуждения мод с более высоким поперечным индексом. Однако часть неравновесных носителей на периферии электронного пятна не вносит вклада в генерацию. Учет фактора неоднородности, по-видимому, может отчасти объяснить относительно низкую эффективность генерации при комнатной температуре.

Другой технической особенностью накачки острогофокусированным пучком является практически неустрашимое изменение диаметра электронного пучка с увеличением тока. Связано это с кулоновским расталкиванием одноименных зарядов на стадии формирования пучка в электронной пушке. Причем чем меньше ускоряющее на-

пряжение, тем сильнее этот эффект. На рис.5 приведены зависимости порога генерации по току и мощности излучения от энергии электронов для трех различных ЛЭ, излучающих в различных спектральных диапазонах. Существенный рост порогового тока и падение мощности при малых E_e определяются в основном увеличением диаметра электронного пучка.

Рассмотрим теперь, как адиабатический нагрев сказывается на ватт-амперной характеристике. Предположим, что диаметр d_e не зависит от тока, поэтому в формулах (8) и (15) можно заменить j_{th} на I_{th} . Тогда подставим в формулу (15) вместо j_{th} ток $I_{th} = I_{th}(T_1)(1 + \beta I/T_0)$. Здесь мы взяли первый член разложения экспоненты в формуле (8) и заменили $T - T_1$ на βI . Формулу (15) в этом случае можно преобразовать следующим образом:

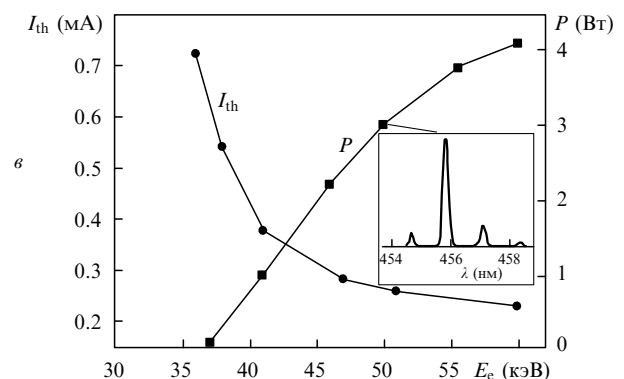
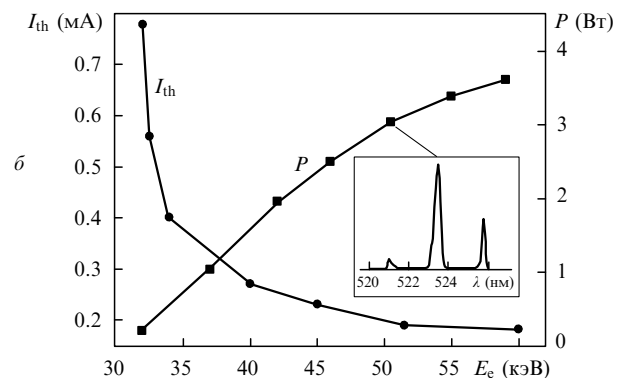
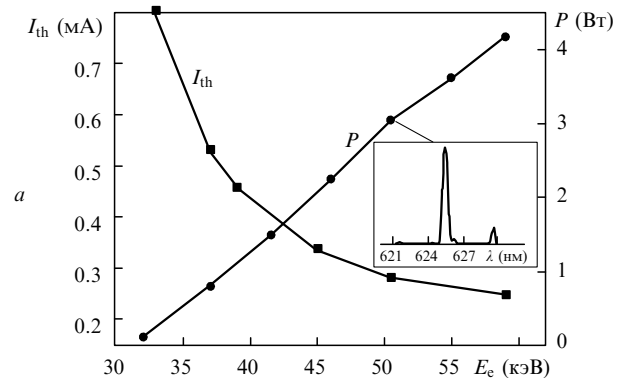


Рис.5. Зависимости порогового тока и мощности генерации при токе $I = 1.6$ мА и комнатной температуре от энергии электронов для трех различных ЛЭ, излучающих в красной (а), зеленой (б) и синей (в) областях спектра. На вставках приведены спектры генерации при $E_e = 50$ кэВ.

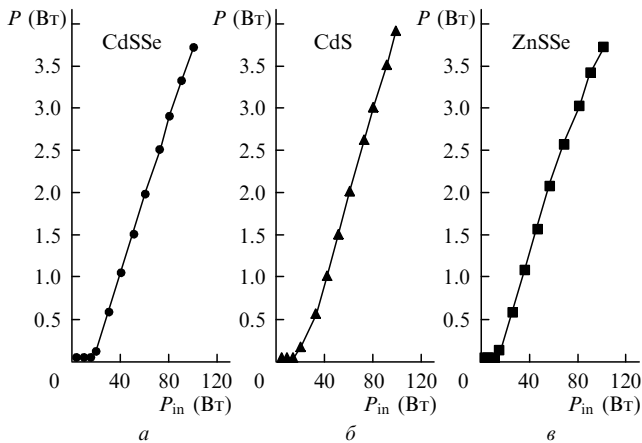


Рис.6. Зависимости мощности генерации трех различных ЛЭ, излучающих в красной (а), зеленой (б) и синей (в) областях спектра, от входной мощности электронного пучка при $E_0 = 50$ кэВ и комнатной температуре.

$$P = \eta P_{in} \left(1 - \frac{I_{th}(T_1)\beta}{T_0} \right) \left[1 - \frac{I_{th}(T_1)}{I} \left(1 - \frac{I_{th}(T_1)\beta}{T_0} \right)^{-1} \right]. \quad (18)$$

Видно, что если адиабатический нагрев не оказывает существенного влияния на параметр η , то ватт-амперная характеристика является линейной, но ее наклон уменьшается в $1 - I_{th}(T_1)\beta/T_0$ раз, а пороговая плотность тока во столько же раз увеличивается. Для рассмотренного выше случая ($I = 2$ мА, средний нагрев $\Delta T = 45$ К) $\beta = 22.5$ К/мА. При $T_0 = 140$ К и $I_{th} = 0.2$ мА получаем, что относительное изменение угла наклона ватт-амперной характеристики равно 0.97. Если же в зависимость $\eta(T(j_{th}))$ подставить приращение температуры в результате адиабатического нагрева, то ватт-амперная характеристика будет заведомо нелинейной. На рис.6 показаны зависимости выходной мощности генерации от мощности электронного пучка для трех ЛЭ, излучающих в различных спектральных диапазонах. Эти характеристики были сняты при импульсном сканировании в условиях, близких к расчетным (максимальное приращение температуры составляет 90 К). ЛЭ, излучающий в синей области спектра, изготовлен из монокристаллов ZnSSe, полученных недавно из паровой фазы [49]. Из рис.6 видно, что мощностные характеристики практически линейны. Это означает, что потери в активной области не являются определяющими. Можно сделать еще один вывод: адиабатический нагрев не является физическим ограничением для получения высокой мощности излучения при правильном выборе скорости сканирования, а фоновый нагрев может существенно уменьшить мощность и КПД лазера, о чем свидетельствует рис.4.

Температурный режим работы ЛЭ практически не зависит от материала активной области. То же относится и к эффектам, связанным с изменением диаметра электронного пучка. Однако достижение высокой функции выхода для ЛЭ, изготовленного из квантоворазмерной структуры, является более трудной задачей, поскольку в этом случае должен использоваться более добротный резонатор. Относительно высокая мощность генерации (2.2 Вт) пока достигнута лишь на структуре со 150 квантовыми ямами [50]. Недавно был создан лазер на структуре ZnCdSe/ZnSe с 15 квантовыми ямами, выращенной на подложке ZnSe. Однако мощность его излучения составила лишь 0.3 Вт [51].

5. Заключение

Несмотря на то что уже немало сделано для практического использования ЛЭЛТ, остается довольно много проблем, которые еще предстоит решить. Существенное улучшение характеристик ЛЭЛТ при комнатной температуре, достигнутое в последнее время благодаря совершенствованию технологии изготовления ЛЭ из монокристаллов, позволяет надеяться, что именно этот путь приведет к реализации первого промышленного прибора – телевизионного проектора с высокой четкостью и потоком излучения 3000–5000 лм. Использование более перспективной эпитаксиальной технологии возможно только после решения ряда существенных физических и технологических проблем, для чего требуются значительные финансовые вложения.

Исследования ЛЭЛТ в течение многих лет выполнялись под руководством Николая Геннадиевича Басова. Авторы посвящают данную работу его памяти.

В настоящее время работа поддерживается комплексной программой Президиума РАН «Низкоразмерные квантовые структуры», федеральной программой «Физика твердотельных наноструктур», РФФИ (грант № 01-02-16409), программой «Ведущие научные школы» (грант № 00-15-96624) и компанией Principia LightWorks Inc., СА.

1. Басов Н.Г., Богданкевич О.В., Насибов А.С. А.с. СССР № 270100. *Бюл. изобрет.*, № 16 (1970).
2. Parkard I.R., Tait W.C., Dierssen G.H. *Appl. Phys. Lett.*, **19**, 338 (1971).
3. Басов Н.Г., Богданкевич О.В., Насибов А.С., Печенов А.Н., Козловский В.И., Шапкин П.В., Каменев В.М., Почерняев В.М., Папуша П.В. *ДАН СССР*, **205**, 72 (1972).
4. Honda T., Sakaguchi T., Koyama F., Iga K., Inoue K., Munekata H., Kukimoto H. *J. Crystal Growth*, **159**, 595 (1996).
5. *Физика соединений A_2B_6* . Под ред. А.Н.Георгибани, М.К.Шеймана (М.: Наука, 1986).
6. Козловский В.И., Насибов А.С., Резников П.В. *ФТП*, **13**, 1348 (1979).
7. Tait W.C., Packard J.R., Dierssen G.H., Campbell D.A. *J. Appl. Phys.*, **38**, 3035 (1967).
8. Benoit C. a la Guillaume, Debever J.M., Salvan F. *Phys. Rev.*, **177**, 567 (1969).
9. Лысенко В.Г., Ревенко В.И., Тратас Т.Г., Тимофеев В.Б. *ЖЭТФ*, **68**, 335 (1975).
10. Ding J., Jeon H., Ishihara T., Hagerott M., Nurmiikko A.V. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1707 (1992).
11. Козловский В.И., Насибов А.С., Печенов А.Н., Попов Ю.М. *Квантовая электроника*, **6**, 189 (1979).
12. Mott N.F. *Phil. Mag.*, **6**, 287 (1961).
13. Попов Ю.М. *Труды ФИАН*, **37**, 3 (1965).
14. Козловский В.И., Набиев Р.Ф., Насибов А.С., Полуэктов И.А., Попов Ю.М. *Квантовая электроника*, **9**, 806 (1982).
15. Набиев Р.Ф., Попов Ю.М. *Труды ФИАН*, **202**, 7 (1991).
16. Haug H., Koch S.W. *Phys. Rev. A*, **39**, 1887 (1989).
17. Уласюк В.Н. *Квантоскопы* (М.: Радио и связь, 1988).
18. Богданкевич О.В., Дарзбек С.А., Елисеев П.Г. *Полупроводниковые лазеры* (М.: Наука, 1976).
19. Козловский В.И., Резников П.В. *Труды ФИАН*, **202**, 34 (1991).
20. Козловский В.И., Насибов А.С., Резников П.В. *Квантовая электроника*, **8**, 2493 (1981).
21. Kozlovsky V.I., Nasibov A.S., Popov Yu.M., Reznikov P.V., Skarytsky Ya.K. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2407**, 313 (1995).
22. Козловский В.И. *Исследование полупроводниковых лазеров, возбуждаемых электронным пучком*. Канд. дис. (М., ФИАН, 1979).
23. Colak S., Khurgin J., Seemungal W., Hebling A. *J. Appl. Phys.*, **62**, 2633 (1987).
24. Халфин В.Б., Гарбузов Д.З., Давидюк Н.Ю. *ФТП*, **10**, 1490 (1976).
25. Грибковский В.П. *Полупроводниковые лазеры* (Минск: изд-во

- Университета, 1988).
26. Елисеев П.Г. *Введение в физику инжекционных лазеров* (М.: Наука, 1983).
 27. Богданкевич О.В., Брюнеткин Б.А., Дарзнец С.А., Зверев М.М., Ушахин В.А. *Квантовая электроника*, **5**, 2035 (1978).
 28. Kozlovsky V.I., Sadofyev Yu.G. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **18**, 1538 (2000).
 29. Parbrook P.J., Henderson V., O'Donnell K.P., Wright P.J., Cockayne B. *J. Crystal Growth*, **117**, 492 (1992).
 30. Козловский В.И., Трубенко П.А., Дианов Е.М., Коростелин Ю.В., Скасырский Я.К., Шапкин П.В. *Квантовая электроника*, **25**, 305 (1998).
 31. Козловский В.И., Насибов А.С., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Резников П.В. *Квантовая электроника*, **4**, 2246 (1977).
 32. Kozlovsky V.I., Krysa A.B., Korostelin Yu.V., Sadofyev Yu.G. *J. Crystal Growth*, **214/215**, 35 (2000).
 33. Kozlovsky V.I., Martovitsky V.P., Skasyrsky Ya.K., Sadofyev Yu.G., Turyansky A.G. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **229**, 63 (2002).
 34. Kozlovsky V.I., Martovitsky V.P., Sannikov D.A., Kuznetsov P.I., Yakushcheva G.G., Jitov V.A. *J. Crystal Growth* (2002) (to be published).
 35. Козловский В.И., Лаврушин Б.М. Патент РФ № 2056665. *Бюл. изобрет.*, № 8 (1996); EP 0696094 B1. *Bul.* 1999/41; US Patent 5687185.
 36. Troubenko P.A., Kozlovsky V.I., Yao T., Korostelin Y.V., Roddatis V.V. *J. Crystal Growth*, **227/228**, 699 (2001).
 37. Козловский В.И., Насибов А.С., Решетов В.И. *Квантовая электроника*, **5**, 2624 (1978).
 38. Kozlovsky V.I., Trubenko P.A., Skasyrsky Y.K. *Laser Phys.*, **8**, 1068 (1998).
 39. Богданкевич О.В., Донской Е.Н., Коваленко В.А., Паниткин Ю.Г., Тарасов М.Д. *Квантовая электроника*, **10**, 2236 (1983).
 40. Козловский В.И., Насибов А.С., Печенов А.Н., Резников П.В., Скасырский Я.К. *Квантовая электроника*, **5**, 487 (1978).
 41. Козловский В.И., Кумыков Х.Х., Малышев И.В., Попов Ю.М. *Квантовая электроника*, **32**, 297 (2002).
 42. Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетероструктурах* (М.: Мир, 1981).
 43. Панков Ж. *Оптические процессы в полупроводниках* (М.: Мир, 1973).
 44. Гнатенко Ю.П., Курик М.В. *ФТТ*, **12**, 1143 (1970).
 45. Ахекян А.М., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Резников П.В., Тихонов В.Г., Шапкин П.В. *Труды ФИАН*, **202**, 128 (1991).
 46. Hurwitz С.Е. *Appl. Phys. Lett.*, **9**, 420 (1966).
 47. Daneu V., DeGloria D.P., Sanchez A., Tong F., Osgood R.M. Jr. *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 546 (1986).
 48. Губарев А.А., Лаврушин Б.М., Набиев Р.Ф., Насибов А.С., Сыпченко М.Н., Попов Ю.М. *Труды ФИАН*, **202**, 158 (1991).
 49. Korostelin Yu.V., Kozlovsky V.I. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **229**, 5 (2002).
 50. Kozlovsky V.I., Shcherbakov E.A., Dianov E.M., Krysa A.B., Nasibov A.S., Trubenko P.A. *J. Crystal Growth*, **159**, 609 (1996).
 51. Kozlovsky V.I., Korostelin Yu.V., Popov Yu.M., Skasyrsky Ya.K., Sadofyev Yu.G. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **229**, 1033 (2002).