

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГА ГЕНЕРАЦИИ И ВНУТРЕННИЕ ПАРАМЕТРЫ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ НА ZnCdSe

В. С. Полищук¹, В. К. Кононенко²

¹Белорусский государственный университет, Минск
²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

Гетероструктуры на широкозонных полупроводниках могут служить основой для создания лазерных диодов и светодиодов синезеленого спектрального диапазона (490-530 нм) [1, 2]. Лазеры на синюю область спектра изготавливаются на нитридах металлов III группы [3]. В зеленой же области излучения лучшими характеристиками обладают лазерные диоды на широкозонных халькогенидах [4]. Дальнейшее улучшение параметров и работоспособности инжекционных лазеров на соединениях A^{III}B^{VI} требует, прежде всего, снижения электрического сопротивления контактов к р-слоям. Важной задачей остается подбор новых материалов для волноводных областей гетероструктуры, а также поиск эффективных способов отвода тепла из активной области.

В данной работе проанализированы спектральные, пороговые и температурные характеристики гетеролазеров в системе ZnCdSe-ZnSSe. Как показано, в зависимости от коэффициента потерь может быть подобрано оптимальное число квантовых ям в активной области и определена предельная рабочая температура гетеролазера.

Активная область гетероструктур, излучающих на длине волны 505 нм, содержит квантовые ямы Zn_xCd_{1-x}Se, барьерные слои ZnS_ySe_{1-y} и обкладочные слои Zn_zMg_{1-z}S_uSe_{1-u}, где $x = 0.8$, $y = 0.06$, $z = 0.91$ и $u = 0.11$. При ширине квантовых ям $d = 6.5$ нм имеем, соответственно, следующие уровни размерного квантования для электронов и тяжелых и легких дырок: $E_{c1} = 32.2$ мэВ, $E_{c2} = 124.2$ мэВ, $E_{c3} = 245.4$ мэВ, $E_{vh1} = 8.6$ мэВ, $E_{vh2} = 31.9$ мэВ, $E_{vl1} = 19.3$ мэВ. Оптические переходы начинаются с энергий $h\nu_{ni}$, где номер подзон $n = 1, 2$, индекс $i = h, l$ соответствует тяжелым и легким дыркам.

Расчеты спектров испускания проводились в приближении эффективной массы ($m_c = 0.16m_e$, $m_{vh} = 0.54m_e$, $m_{vl} = 0.14m_e$). Максимум спонтанного испускания при накачке вблизи порога генерации соответствует энергии переходов электрон-легкая дырка ($n = 1$). При этом усиление ТЕ-моды больше, чем ТМ-моды, и основные переходы - это переходы электрон-тяжелая дырка ($n = 1$). Максимальный коэффициент усиления k (ТЕ-мода) при стационарной генерации удовлетворяет условию $\Gamma k = \kappa_n$. Из оптимизации параметра оптического ограничения Γ в зависимости от толщины барьерных слоев d_b следует, что значение Γ максимально при

$d_b = 0.075$ мкм ($\Gamma = 0.0199$) [5]. Оптимальное число квантовых ям достигает $N = 3-5$.

Анализ зависимости плотности порогового тока генерации $j_{п}$ от температуры T и коэффициента потерь $k_{п}$ (рис. 1 и 2) показывает, что при низких рабочих температурах ($T < 150$ К) предпочтительнее лазерные диоды с одной квантовой ямой. Для температур 250-400 К более оптимальны гетероструктуры с тремя квантовыми ямами.

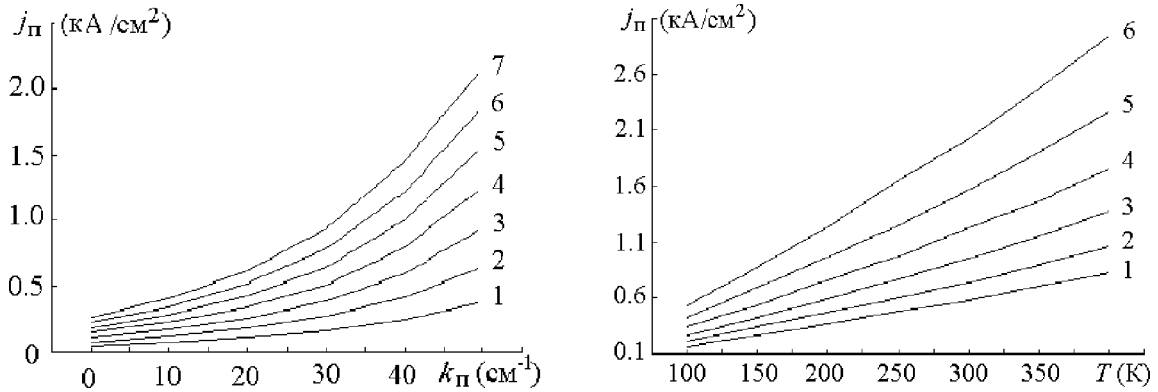


Рис. 1. Зависимость $j_{п}(k_{п})$ при $T = 100$ (1), Рис. 2. Зависимость $j_{п}(T)$ при $k_{п} = 0$ (1), 20
150 (2), 200 (3), 250 (4), 300 (5), 350 (6) и (2) ,40 (3), 60 (4), 80 (5) и 100 $см^{-1}$ (6),
400 К (7), $N = 1$ $N = 3$

Нагрев активной области АТ и предельные рабочие характеристики лазера можно оценить, определяя рассеиваемую в диоде тепловую мощность и зная теплофизические параметры слоев гетероструктуры [6]. Для рассматриваемых гетероструктур имеем $AT = s/n (R_0/n + hv_{ц'}/e)R_T$, где удельное электрическое сопротивление $R_0 = 10 \cdot \Omega \cdot см^2$, площадь контакта $s = 2.5 \cdot 10^{12}$ см², инжекционная эффективность 1, ν - частота генерации. Тепловое сопротивление гетеролазера составляет $R_T = 100$ К/Вт, если диод расположен на хладопроводе подложкой вниз и $R_T = 40$ К/Вт, если - подложкой вверх [4].

Из расчетов следует, что плотность порогового тока $j_{п}$ зависит от температуры T практически линейно: $j_{п} = A(T + AT)$, где нагрев $AT = B/n (j_{п} + C)$. Коэффициенты A , B и C зависят от параметров материала, электрических и оптических характеристик лазерного диода. Таким образом, необходимое условие стационарной генерации имеет вид $aB(2l/\Gamma + 4\nu s) < 1$, т. е. должно выполняться $ABC < 1$ и $4A^2BT < 1$.

Из зависимости температуры срыва стационарной генерации T^{\wedge} от коэффициента потерь $k_{п}$ (рис. 3 и 4) видно, что генерация при комнатной температуре возможна для лазерного диода с одной квантовой ямой, когда потери резонатора меньше 25 и 40 $см^{-1}$ и конфигурации подложкой

вниз и подложкой вверх соответственно. При этом коэффициент усиления в пороге $\kappa = \kappa_{\text{п}}/\Gamma$ не превышает 1250 и 2000 см^{-1} . Для лазера с тремя квантовыми ямами и конфигурации подложкой вниз стационарная генерация при комнатной температуре невозможна (при минимальном $\kappa_{\text{п}} = 0$ предельная температура $T_{\text{ср}}$ ниже 300 К и составляет порядка 200 К). Для лазерного диода, расположенного на хладопроводе подложкой вверх, $\kappa_{\text{п}}$ должно быть меньше 30 см^{-1} и коэффициент усиления в пороге не превышает величины порядка 500 см^{-1} .

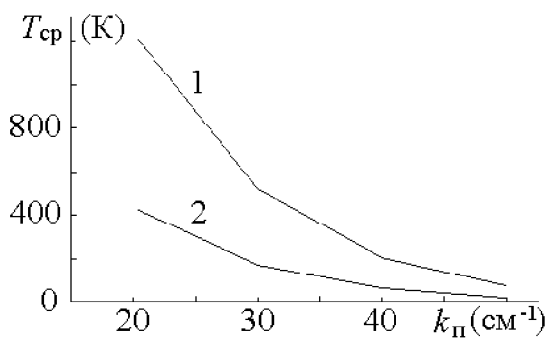
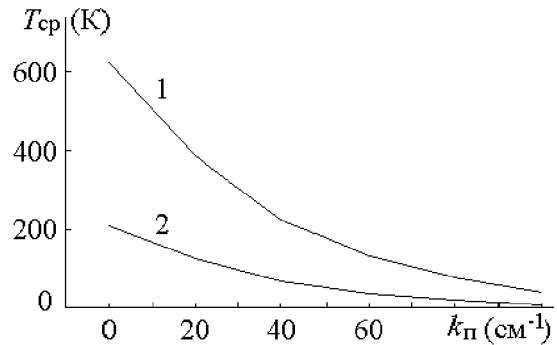


Рис. 3. Зависимость $T_{\text{ср}}(\kappa_{\text{п}})$ при $N = 1$ и кон- Рис. 4. Зависимость $T_{\text{ср}}(\kappa_{\text{п}})$ при $N = 3$ и кон-
 фигурации подложкой вверх (1) и вниз (2) фигурации подложкой вверх (1) и вниз (2)



Как видно из рис. 1, зависимость j от $\kappa_{\text{п}}$ может быть аппроксимирована экспоненциальной функцией $j = j_0 \exp(b\kappa_{\text{п}})$, где $j_0 = j^{\wedge}$ и $b = 1/pj_0$. Плотность нулевого тока (тока инверсии) $j_0 \sim AT$, а произведение $Pj_{0\text{л}}$ практически не зависит от T . При $N = 1$ находим $A \ll 0.647 \text{ А/см} \cdot \text{К}$ и $b \ll 0.041 \text{ см}$. При $N = 3$ значение A возрастает, но параметр b падает почти в три раза: $A \ll 1.94 \text{ А/см} \cdot \text{К}$ и $b \ll 0.0124 \text{ см}$.

Таким образом, наиболее оптимальными рабочими параметрами обладают лазерные гетероструктуры с тремя квантовыми ямами в активной области. Для конфигурации расположения лазерного диода на хладопроводе подложкой вверх коэффициент потерь $\kappa_{\text{п}}$ для достижения стационарной генерации при комнатной температуре должен составлять менее 30 см^{-1} .

1. Haase M. A., Qiu J., Depuydt J. M., et al. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59, №.11 . P. 1272-1274.
2. Mensz P M. // J. Crystal Growth. 1994. V. 138, №. 1-4. P. 697-702.
3. Nakwaski W. // Opto-Electron. Rev. 1998. V. 6, №. 2. P. 93-110.
4. Drenten R. R., Haberm K. W., Gaines J. M. // J. Appl. Phys. 1994. V. 76, №. 7. P. 3988-3993.
5. Полищук В. С., Кононенко В. К. // Лазерная и оптоэлектронная техника. Сб. науч. ст. Вып. 7. Мн.: БГУ, 2002. С. 46-52.
6. Кононенко В. К., Пак Г. Т. // Письма ЖТФ. 1982. Т. 8, № 12. С. 750-754.