

# Общая физика

УДК 539.23

## Лазерная генерация в структурах КРТ с квантовыми ямами

А. В. Войцеховский, Д. И. Горн

*В данной статье представлен анализ имеющихся в настоящее время экспериментальных работ по получению лазерной генерации в структурах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ) с множественными квантовыми ямами (МКЯ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Для рассмотренных структур было проведено моделирование электронного спектра носителей заряда в квантовой яме, рассчитаны энергии оптических переходов и дана интерпретация наблюдаемых в экспериментах пиков спонтанного и стимулированного излучения.*

PACS: 78.55.Et

*Ключевые слова:* КРТ, МЛЭ, множественные квантовые ямы, зонная диаграмма, расчёт спектров, лазерная генерация.

### Введение

В классических полупроводниковых источниках света увеличение значения рабочей длины волны и увеличения температуры приводит к экспоненциальному падению квантовой эффективности за счёт быстрого повышения вклада безызлучательной Оже-рекомбинации по сравнению с излучательными переходами.

За последние два десятилетия проблема создания эффективных лазерных источников излучения среднего и дальнего инфракрасного (ИК) диапазонов, работающих при температурах, близких к комнатным, приобрела несколько основных путей развития [1]. Одним из перспективных направлений в данной научной области является применение в качестве активной области излучателя наноструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе узкозонного твёрдого раствора  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ), относящегося к материальной системе  $A^2B^6$ . Преимущества использования материала КРТ состоят, во-первых, в ряде его фундаментальных свойств по сравнению с соединениями  $A^3B^5$  и, во-вторых, определяются достигнутым в последние годы высоким уровнем разработанности базового метода

выращивания данного материала — метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), позволяющего выращивать гетероструктуры (в том числе и нанометрового масштаба) очень высокого качества.

Применение квантовых ям в излучательных структурах при определённых условиях позволяет существенно снизить скорость Оже-рекомбинации за счёт изменения функции плотности электронных состояний в КЯ и появления запретов на некоторые типы оптических переходов. Например, ещё в [2] было теоретически показано, что применение квантовых ям на основе КРТ может позволить снизить скорость безызлучательной Оже-рекомбинации в несколько десятков раз.

В данной работе нами будут рассмотрены имеющиеся на настоящий момент наработки по вопросу получения стимулированного излучения в ИК-диапазоне в структурах на основе КРТ с квантовыми ямами. Также нами будет проведён анализ представленных в рассмотренных работах экспериментальных данных и будет дана интерпретация наблюдаемого излучения.

### Теоретическая модель

В данной статье, кроме анализа экспериментальных данных по получению фотолюминесценции, нами также представлены оценочные расчёты энергий наблюдаемых пиков излучения в рассмотренных экспериментальных работах. Для оценки энергий оптических переходов использовалась модель самосогласованного потенциала полупроводниковой гетероструктуры, основанная на совместном численном решении уравнений Пуассона

---

Войцеховский Александр Васильевич, зав. кафедрой.  
Горн Дмитрий Игоревич, старший научный сотрудник.  
Томский государственный университет.  
Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.  
Тел. (3822) 41-35-17.  
E-mail: vav43@mail.tsu.ru; gorn\_dim@sibmail.com

Статья поступила в редакцию 8 сентября 2014 г.

© Войцеховский А. В., Горн Д. И., 2014

на и Шрёдингера для структуры с КЯ с учётом непараболичности энергетического спектра в КРТ [3].

Моделирование было проведено с учётом параметров реальных структур, выращенных методом МЛЭ в Институте физики полупроводников СО РАН (г. Новосибирск). Для расчёта профиля электростатического потенциала решалось уравнение Пуассона.

Используя явный вид для выражений  $n$ ,  $p$ , описывающих распределение концентрации носителей заряда в структуре с неоднородным потенциальным профилем, которые были получены нами ранее в [3], а также выражения для двумерных концентраций электронов и дырок в квантовой яме, получаем общий вид уравнения Пуассона для рассматриваемой структуры:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\varphi(z)}{dz^2} = \frac{1,8 \cdot 10^{-8}}{\varepsilon(z)} \times \\ \times [n_0 \exp\left(\frac{(q\varphi(z) + \Delta\chi(z))}{kT}\right) \left(\frac{m_c^*(z)}{m_c^*}\right)^{3/2} - \\ - p_0 \exp\left(-\frac{(q\varphi(z) + \Delta\chi(z) + \Delta E_g(z))}{kT}\right) + \\ + \sum_{m=e,hl,hh} (\pm 1) \Big|_m \sum_{n=1}^2 \frac{m_m^* kT}{\pi \hbar^2} \times \\ \times \ln \left( \exp \left[ \frac{(\pm 1) \Big|_m (F - E_{mn})}{kT} \right] + 1 \right) \Big| \psi_{mn}(z) \Big|^2 - \\ - N_d^{+int}(z) - N_d^{+dop}(z)]. \end{aligned}$$

Положение уровней размерного квантования  $E_{en}$ ,  $E_{hhn}$  и  $E_{hln}$ , а также огибающие волновых функций носителей на соответствующих уровнях  $\psi_{en}$ ,  $\psi_{hhn}$  и  $\psi_{hln}$  определяются из решения стационарного одномерного уравнения Шрёдингера. Величины  $\Delta\chi$  и  $\Delta E_g$  представляют собой разности между значениями электронного сродства и ширины запрещённой зоны в рассматриваемой точке структуры с координатой  $z$  и их значениями в некоторой опорной точке в однородном слое структуры, например, в барьере КЯ вдали от гетерограницы, где электростатический потенциал однороден. В первом знаке суммы индекс  $m$  пробегает значения  $e$  (электроны),  $hl$  (лёгкие дырки) и  $hh$  (тяжёлые дырки). Данным индексом также определяется знак множителей  $(\pm 1)$  — в случае, если рассчитывается концентрация двумерных электронов ( $m = e$ ), то множитель обращается в  $(+1)$ , а если рассчитывается концентрация двумерных дырок ( $m = hl, hh$ ), то множитель меняется на  $(-1)$ .

В структурах, содержащих квантовые ямы, распределение электростатического потенциала в структуре будет определяться также концентрацией носителей заряда в подзонах размерного квантования в КЯ. Для их определения необходимо знать положение уровней размерного квантования и профили огибающих волновых функций носителей на уровнях. Эти величины определяются из одномерного стационарного уравнения Шрёдингера, которое преобразовывалось в приближении прямоугольной асимметричной потенциальной ямы с барьерами конечной высоты [4]. Итоговое уравнение Пуассона решалось в конечных разностях с применением метода квазилинеаризации [5].

### Анализ данных экспериментов

В одной из первых работ в данном направлении [6], выполненной группой сотрудников института Северной Каролины (США), представлены экспериментальные спектры наблюдения спонтанного и стимулированного излучения с максимумом спектральной характеристики с энергией 435 мэВ и 451 мэВ, соответственно. Полученные в работе спектры представлены на рис. 1. В данном эксперименте рассматривалась структура с множественными квантовыми ямами (МКЯ)  $\text{Cd}_{0,37}\text{Hg}_{0,63}\text{Te}$  (16,6 нм) /  $\text{Cd}_{0,85}\text{Hg}_{0,15}\text{Te}$  (6 нм), состоящая из 30 периодов, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Накачка в эксперименте осуществлялась Nd:YAG лазером в непрерывном режиме.

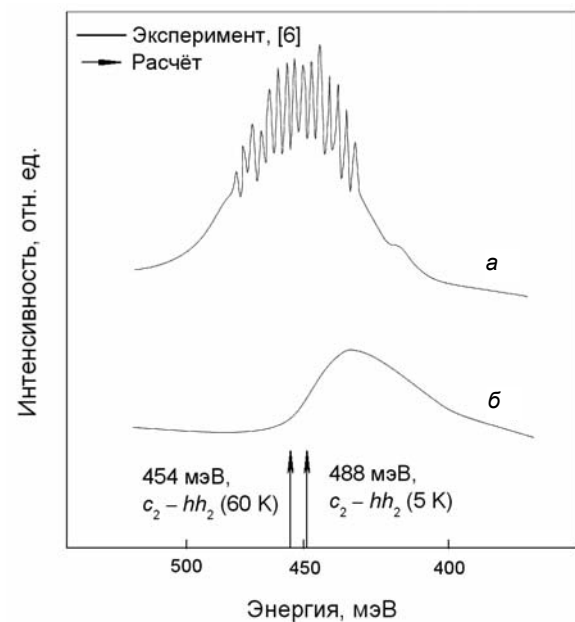


Рис. 1. Спектры спонтанного и стимулированного излучения 30-периодной МКЯ-структуры  $\text{Cd}_{0,37}\text{Hg}_{0,63}\text{Te}$  (16,6 нм) /  $\text{Cd}_{0,85}\text{Hg}_{0,15}\text{Te}$  (6 нм) при температуре ~60 К (а, стимулированное излучение) и 5 К (б, фотолюминесценция). Кривые — экспериментальные данные [6], стрелки — расчёт энергии переходов

Стимулированное излучение наблюдалось при плотности мощности лазера накачки  $3,4 \text{ кВт/см}^2$ . При этом температура образца по данным, приведённым в статье, составляла величину более  $60 \text{ К}$ , что приводило к сдвигу максимума излучения на величину порядка  $15 \text{ мэВ}$  относительно максимума в режиме спонтанного излучения.

Проведённый нами расчёт даёт следующие результаты. Наиболее близким по энергии к наблюдаемым линиям люминесценции является излучательный переход  $c_2 \rightarrow hh_2$  между вторым уровнем размерного квантования электронов и вторым уровнем квантования тяжёлых дырок. Этот переход осуществляется на длине волны  $448 \text{ мэВ}$  при температуре  $5 \text{ К}$  и  $454 \text{ мэВ}$  при температуре  $60 \text{ К}$ . Расчетное значение в хорошей степени согласуется с экспериментом при высокой температуре. Однако изменение температуры при расчёте не даёт сдвига наблюдаемой полосы на указанные авторами  $15 \text{ мэВ}$ . Это, возможно, связано с тем, что температура образца при плотности мощности лазера накачки  $3,4 \text{ кВт/см}^2$  указана неточно. Согласно оценкам, сдвиг центра линии излучения на  $15 \text{ мэВ}$  должен наблюдаться при разогреве образца до температуры порядка  $200 \text{ К}$ .

Авторами [7] рассматривалась структура с МКЯ  $\text{Cd}_{0,33}\text{Hg}_{0,67}\text{Te} / \text{Cd}_{0,55}\text{Hg}_{0,45}\text{Te}$  с толщиной ямы и барьера, соответственно,  $10$  и  $7 \text{ нм}$ . Структура с МКЯ, состоящая из  $5$  периодов, находится в центре волноводного слоя КРТ с составом  $x = 0,33$  мол. дол., образующего резонатор в структуре. Чтобы избежать чрезмерного нагрева образца, возбуждение люминесценции в структуре осуществлялось импульсным Nd:YAG лазером с модулированной добротностью. На рис. 2 представлены спектры излучения данной структуры при температуре  $12 \text{ К}$ . Из рисунка видно, что генерация в структуре начинает возникать на энергии  $525 \text{ мэВ}$  при плотности мощности лазера накачки  $2,2 \text{ кВт/см}^2$ . Это говорит о том, что наблюдаемое излучение является стимулированным. Дальнейшее увеличение мощности накачки приводит к увеличению интенсивности наблюдаемой полосы излучения. Расчёт в данном случае предсказывает переход  $c_2 \rightarrow hl_2$  с энергией  $554 \text{ мэВ}$  между вторыми уровнями размерного квантования электронов и лёгких дырок.

Авторами работы также была проанализирована температурная зависимость спектров излучения в данной структуре. В результате, был получен спектр рассматриваемой гетероструктуры при температуре  $77 \text{ К}$  при плотности мощности накачки  $7,2 \text{ кВт/см}^2$ . В эксперименте наблюдалась одна полоса излучения на энергии  $540 \text{ мэВ}$ . Расчёт при этом показывает, что линия излучения, обусловленная переходом  $c_2 \rightarrow hl_2$ , должна сместиться в

коротковолновую область на длину волны  $560 \text{ мэВ}$ , что и наблюдается в эксперименте. При этом авторы работы не проводят анализ наблюдаемых пиков излучения.

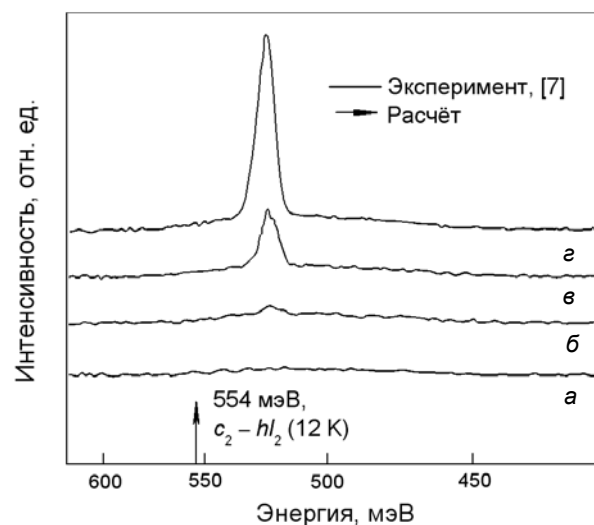


Рис. 2. Спектры стимулированного излучения 5-периодной МКЯ-структуры  $\text{Cd}_{0,33}\text{Hg}_{0,67}\text{Te}$  ( $10 \text{ нм}$ ) /  $\text{Cd}_{0,55}\text{Hg}_{0,45}\text{Te}$  ( $7 \text{ нм}$ ) при температуре  $12 \text{ К}$  при различной плотности мощности накачки. Кривые — экспериментальные данные [7], стрелки — расчёт энергии переходов. Плотность мощности излучения накачки: а —  $1,1 \text{ кВт/см}^2$ , б —  $2,2 \text{ кВт/см}^2$ , в —  $2,9 \text{ кВт/см}^2$ , г —  $4,4 \text{ кВт/см}^2$

В работе [8] описан порог лазерной генерации в структуре с МКЯ (рис. 3, б), состоящей из  $5$  периодов  $\text{Cd}_{0,35}\text{Hg}_{0,65}\text{Te}$  (яма) /  $\text{Cd}_{0,55}\text{Hg}_{0,45}\text{Te}$  (барьер) с толщиной ям и барьеров  $15$  и  $10 \text{ нм}$ , соответственно. Параллельно с ним авторы рассматривали ещё два образца — образец с одиночной потенциальной ямой  $\text{Cd}_{0,37}\text{Hg}_{0,63}\text{Te}$  (яма) /  $\text{Cd}_{0,57}\text{Hg}_{0,43}\text{Te}$  (барьер) толщиной  $100 \text{ нм}$  (рис. 3, а), а также образец с одиночной квантовой ямой  $\text{Cd}_{0,33}\text{Hg}_{0,67}\text{Te}$  (яма) /  $\text{Cd}_{0,50}\text{Hg}_{0,40}\text{Te}$  (барьер) толщиной  $15 \text{ нм}$  (рис. 3, в). В работе было проведено сравнение низкотемпературного ( $10 \text{ К}$ ) спонтанного и стимулированного описанных структур. Накачка осуществлялась Nd:YLF лазером с рабочей длиной волны  $1,047 \text{ мкм}$  в непрерывном или импульсном режимах.

Для всех рассмотренных в работе образцов авторы наблюдали две полосы спонтанного излучения, соответствующие излучению в ямах и барьерах, изображённые на рисунке пунктирными линиями. Излучение от активной области структуры (потенциальные или квантовые ямы) изображено на рисунке в диапазоне  $310\text{—}380 \text{ мэВ}$ , а излучение от барьерных слоёв — в диапазоне  $580\text{—}700 \text{ мэВ}$ .

Для образца КРТ с МКЯ (рис. 3, б) энергия  $E_g$  материала ямы при температуре  $10 \text{ К}$  составляет величину  $312 \text{ мэВ}$ . При этом энергия линии излучения, составляющая величину порядка  $360 \text{ мэВ}$ ,

близка к энергии переходов в яме  $c_1 \rightarrow hl_1$  (363 мэВ) и  $c_1 \rightarrow hh_1$  (343 мэВ), что подтверждает природу наблюдаемого пика, как обусловленного переходами в КЯ. В результате сравнения спектров фотолюминесценции авторы отмечают важность явления переноса носителей из барьеров к ямам для обеспечения инверсной населённости, так как тонкие слои КРТ обладают слабым поглощением. Они объясняют наблюдаемые в эксперименте спектры следующим образом. При низком уровне возбуждения наблюдается спонтанное излучение как из активной области, так и из области барьеров. При возникновении лазерной генерации линии излучения от барьерных областей исчезают. Это связано с тем, что время жизни носителей заряда в активных областях при лазерной генерации значительно падает, усиливая диффузию носителей к ямам и ослабляя излучение в барьерах. Этого не наблюдается в случае одиночной КЯ, в которой стимулированное излучение имеет место из барьерной области. Это связывается авторами со слабым переносом носителей к яме в данной гетероструктуре.

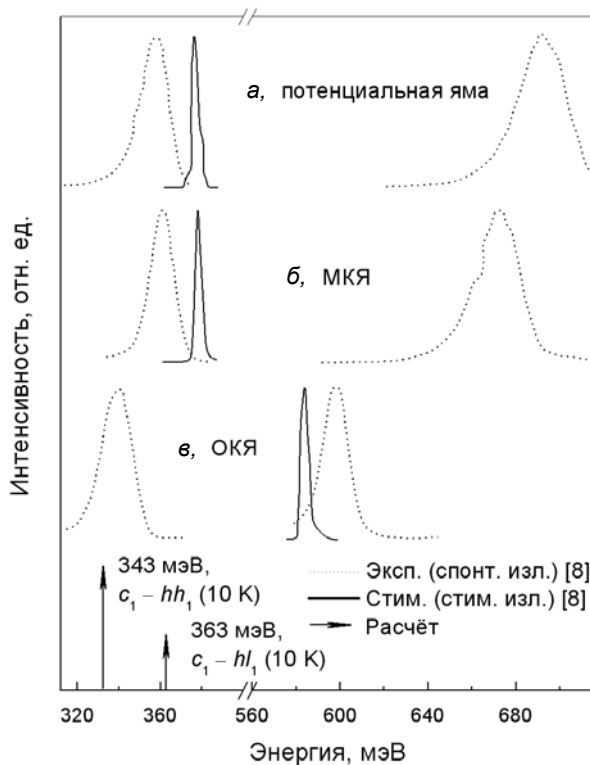


Рис. 3. Спектры спонтанного и стимулированного излучения трёх гетероструктур КРТ при температуре 10 К. Кривые — экспериментальные данные [8], стрелки — расчёт энергии переходов: а — структура с потенциальной ямой  $Cd_{0,37}Hg_{0,63}Te$  (100 нм) /  $Cd_{0,57}Hg_{0,43}Te$ ; б — структура с МКЯ  $Cd_{0,35}Hg_{0,65}Te$  (15 нм) /  $Cd_{0,55}Hg_{0,45}Te$ ; в — структура с ОКЯ  $Cd_{0,33}Hg_{0,67}Te$  (15) /  $Cd_{0,50}Hg_{0,40}Te$

В [2] было теоретически показано, что излучение из квантовых ям должно быть менее чувст-

вительным к изменениям температуры из-за уменьшения чувствительности Оже-процессов, которые являются основным механизмом безызлучательной рекомбинации.

В работе [9] рассматривались структуры с МКЯ, состоящие из 5 периодов  $Cd_{0,44}Hg_{0,56}Te$  (15 нм) /  $Cd_{0,59}Hg_{0,41}Te$  (6,5 нм). Данная структура сравнивалась с гетероструктурой, включающей потенциальную яму с составом КРТ  $x = 0,44$  мол. дол. и окружённой волноводным слоем с составом 0,7 мол. дол. Авторами было показано, что наличие в активной области структуры с МКЯ, а также градиентных слоёв существенно снижает порог лазерной генерации.

В работе [10] была изготовлена структура в виде резонатора Фабри-Перо, образованная построением нанесением диэлектрических зеркал на структуру с активной областью, состоящей из 5 квантовых ям  $Cd_{0,32}Hg_{0,68}Te$  толщиной 14 нм, разделённых барьерами из  $Cd_{0,6}Hg_{0,4}Te$  толщиной 10 нм. Авторам удалось получить лазерную генерацию в подобной структуре при комнатной температуре. Детальную схему слоёв экспериментального образца авторы в работе не приводят. Однако в описании структуры они говорят о наличии двух поглощающих слоёв  $Cd_{0,6}Hg_{0,4}Te$  толщиной 400 нм каждый. По нашему мнению, наблюдаемое излучение обусловлено межзонными излучательными переходами именно в поглощающих слоях материала  $Cd_{0,6}Hg_{0,4}Te$ , из которого также изготовлены и барьерные слои структуры. Данное предположение обусловлено проведёнными оценками, согласно которым ширина запрещённой зоны КРТ с составом  $x = 0,6$  мол. дол. при комнатной температуре равна 712 мэВ. Расчётные значения энергий возможных излучательных переходов в КЯ имеют значительно меньшие величины:  $c_1 \rightarrow hh_1$  (350 мэВ),  $c_1 \rightarrow hl_1$  (375 мэВ),  $c_2 \rightarrow hh_2$  (437 мэВ),  $c_2 \rightarrow hl_2$  (515 мэВ).

В работе [11] также сообщается о наблюдении стимулированного излучения в структуре с 5-периодной МКЯ  $Cd_{0,59}Hg_{0,41}Te$  (14 нм) /  $Cd_{0,75}Hg_{0,25}Te$  (10 нм) при комнатной температуре.

## Заключение

В результате сравнения экспериментальных данных по получению стимулированного излучения, полученных авторами различных работ, с результатами теоретического моделирования излучательных процессов в рассматриваемых гетероструктурах показано, что представленная теоретическая модель, в целом, позволяет с хорошей точностью оценивать энергии наблюдаемых пиков излучения. Возможные расхождения могут быть связаны с тем, что зачастую авторами указы-

ваются не все конструктивные особенности гетероструктур, а также условия наблюдения. Например, в экспериментах часто не производится измерение реальной температуры образца под действием излучения накачки.

Все рассмотренные в данной статье публикации, посвященные получению лазерного излучения в структурах с квантовыми ямами на основе КРТ, относятся к периоду 1989—1999 гг. Насколько известно авторам данной статьи, после этого работ в рассматриваемом направлении, описывающих результаты, отличные от приведенных выше, опубликовано не было. При этом также известно, что в настоящее время не существует промышленно производимых приборов оптоэлектроники, основанных на использовании квантовых ям и сверхрешеток КРТ. Согласно рассмотренной литературе, к настоящему времени удалось получить генерацию ИК-излучения в структурах с квантово-размерными эффектами на основе КРТ только в условиях оптической накачки. Исследования так и не дошли до получения приборно-ориентированной электролюминесценции и создания инжекционных лазеров, использующих все преимущества квантовых ям на основе КРТ. Этот факт также подтверждается обзором, сделанным в [12] в 2001 году. Ослабление интереса к данной научной проблеме в 2000-х годах, вероятно, было сопряжено с технологической сложностью и дороговизной изготовления многослойных наноструктур на основе материала КРТ. В настоящее время эта ситуация существенно выправилась благодаря прорывному развитию метода МЛЭ, и приблизительно

но с 2008 года начали появляться новые работы в данном направлении, посвященные исследованию фотолюминесценции в структурах КРТ с КЯ.

*Работа выполнена в рамках Программы повышения международной конкурентоспособности Национального исследовательского Томского государственного университета.*

#### Литература

1. Зегря Г. Г. // Соросовский образовательный журнал. 2001. Т. 7. № 6. С. 70.
2. Jiang Y. et al. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69 (10). P. 6869.
3. Войцеховский А. В. и др. // Изв. вузов: Физика. 2012. № 8. С. 50.
4. Воробьев Л. Е., Ивченко Е. Л., Фирсов Д. А., Шалыгина В. А. Оптические свойства наноструктур: Учебное пособие. — СПб.: Наука. 2001.
5. Амосов А. А., Дубинский Ю. А., Копчёнова Н. В. Вычислительные методы для инженеров: Учебное пособие — М.: Высш. шк., 1994.
6. Giles N. C. et al. // Applied Physics Letters. 1989. V. 55. P. 2026
7. Mahavadi K. K. et al. // J. Vac. Sci. Technol. 1990. V. 8. P. 1210.
8. Bleuse J. et al. // Semicond. Sci. Technol. 1993. V. 8. P. 5286.
9. Bonnet-Gamard J. et al. // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. P. 6908.
10. Roux C. et al. // Journal of Crystal Growth. 1999. V. 201/202. P. 1036.
11. Roux C. et al. // Applied Physics Letters. 1999. V. 75. P. 1661.
12. Marvin J. Weber // HandBook of Lasers. — CRC Press LLC, 2001.

## Laser generation in the structures with CdHgTe quantum wells

*A. V. Voitsekhovskii and D. I. Gorn*

Tomsk State University  
36 Lenin av. Tomsk, 634050, Russia  
E-mail: gorn\_dim@sibmail.com

*Received September 8, 2014*

*This article presents an analysis of experimental works devoted to laser generation obtaining in structures  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (MCT) comprising multiple quantum wells (MQW) grown by molecular-beam epitaxy (MBE). Modeling of the electronic spectrum of the charge carriers in the quantum well was carried out for the considered structures. Energies of the optical transitions were calculated and the interpretation of the radiation peaks of spontaneous and stimulated emission observed in experiments were given.*

PACS: 78.55.Et

*Keywords:* MCT, MBE, multiple quantum wells, energy-band diagram, spectra modeling, laser radiation.

**References**

1. G. G. Zegrya, *Sorosovskii Obrazovat. Zhurnal* **7** (6), 70 (2001).
2. Y. Jiang, et al., *J. Appl. Phys.* **69**, 6869 (1991).
3. A. V. Voitsekhovskii, et al., *Izv. Vuzov: Fizika*, No. 8, 50 (2012).
4. L. E. Vorob'ev, et al., *Optical Features of Nanostructures* (Nauka, SPb, 2001) [in Russian].
5. A. A. Amosov, et al., *Computational Approaches for Engineers* (Vysh. Shkola, Moscow, 1994) [in Russian].
6. N. C. Giles, et al., *Applied Physics Letters* **55**, 2026 (1989).
7. K. K. Mahavadi, et al., *J. Vac. Sci. Technol.* **8**, 1210. (1990).
8. J. Bleuse, et al., *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 5286 (1993).
9. J. Bonnet-Gamard, et al., *J. Appl. Phys.* **78**, 6908 (1995).
10. C. Roux, et al., *Journal of Crystal Growth*. **201/202**, 1036. (1999)
11. C. Roux, et al., *Applied Physics Letters*. **75**, 1661 (1999).
12. Marvin J. Weber, *HandBook of Lasers*. (CRC Press LLC, 2001).