

6. Тарабасов Н.Д. Напряженное состояние машиностроительных деталей и их расчеты// «Расчеты на прочность», вып. 3, 1958, с. 194-200.
7. Прусов И.А. Термоупругие анизотропные пластинки. Минск, 1978.
8. Мухелишвили Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. Кручение и изгиб. М., 1966.
9. Шереметьев М.П. Пластинки с подкрепленным краем. - Львов. 1960.

## ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР ZnSe/ZnMgSSe/GaAs С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

*Е. В. Луценко, А. А. Гладыщук*  
*Брестский политехнический институт*  
*И. П. Марко, А. Л. Гурский, Г. П. Яблонский*  
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси*  
*M. Heuken*  
*AIXTRON AG, Aachen, Germany*  
*H. Kalisch, K. Heime*  
*Institut für Halbleitertechnik, RWTH Aachen, Germany*

Гетероструктуры на основе широкозонных полупроводников типа  $A^3B^6$  перспективны для создания на их основе инжекционных лазеров и светодиодов на сине-зеленую область спектра, а также излучателей с электронной и оптической накачкой для лазерного цветного телевидения. Такие лазеры и излучатели будут использованы в видеодисплеях, пьезоэлектрических и акусто-оптических модуляторах, оптических системах памяти с высокой плотностью записи информации.

После создания первых инжекционных лазеров в сине-зеленой области спектра в 1991 г. [1, 2] началось интенсивное развитие работ по оптическим свойствам слоев и структур на основе ZnSe и ZnMgSSe. Во многих работах, в том числе в работах авторов [4-6], было показано, что пороги генерации в эпитаксиальных слоях в несколько раз меньше, чем в объемных кристаллах. В гетероструктурах с квантовыми ямами вследствие эффектов пространственного оптического и электрического ограничения оказалось возможным уменьшить пороги генерации еще почти на порядок величины.

В данной работе изучаются фотолюминесценция (ФЛ) и генерация при оптическом возбуждении в гетероструктурах с одной и многи-ми квантовыми ямами с раздельным ограничением (SCH-SQW, SCH-MQW) в интервале температур 77 - 650 К. Гетероструктуры на основе ZnSe и ZnMgSSe выращены методом осаждения металлоорганических соединений из паровой фазы MOVPE (metal-organic vapour-phase epitaxy) на подложку из GaAs при температуре роста 330°C. Генерация и ФЛ возбуждались излучением лазера на молекулярном азоте ( $P=20$  кВт,  $\lambda=337.1$  нм,  $t=10$  нс,  $F=10^3$  Гц,  $I=1 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>).

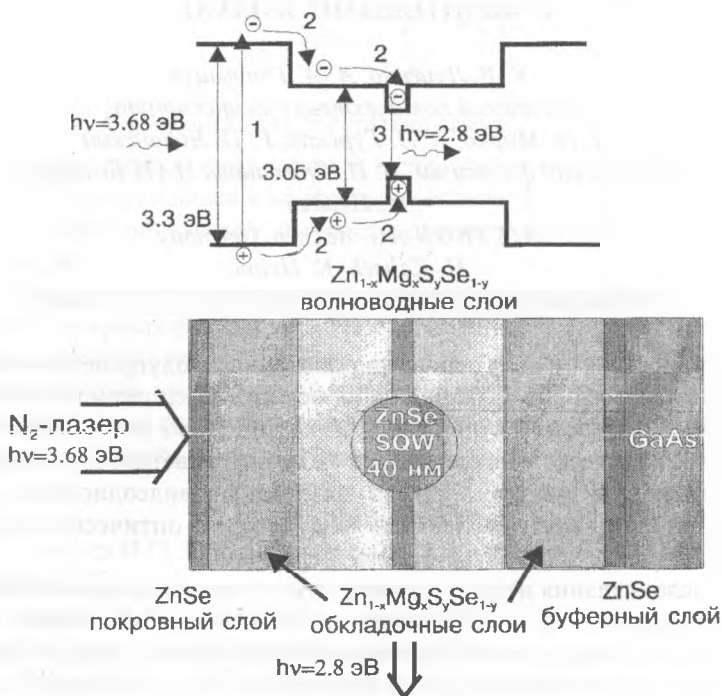


Рис. 1

Резонаторы длиной 200-400 мкм получены скалыванием пластин по плоскостям спайности (110). На рис. 1 показано расположение слоев и

схема энергетических зон структуры SCH-SQW. Возбужденные носители заряда во внешнем широкозонном слое ZnMgSSe (процесс 1) диффундируют и скатываются (2) в более узкозонный слой (с меньшей концентрацией Mg и S), а затем попадают и накапливаются в квантовой яме ZnSe, где они рекомбинируют с излучением квантов света (3).

С ростом интенсивности накачки в спектрах излучения с торца резонатора наблюдается появление более узкой полосы стимулированного излучения (рис. 2) на фоне широкой полосы ФЛ. После достижения порога генерации спектр сужается до 0.5 - 2 нм. Стимулированное излучение и генерация являются строго поляризованными. Вблизи порога генерации

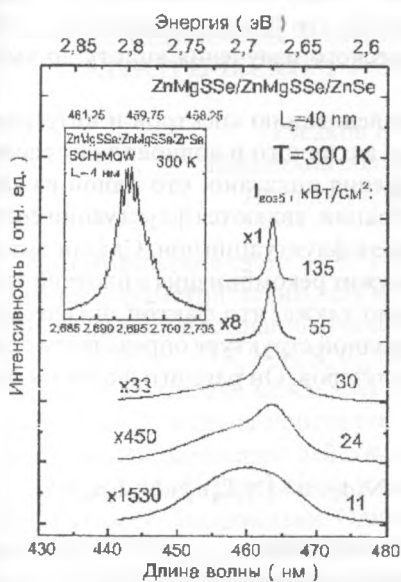


Рис. 2

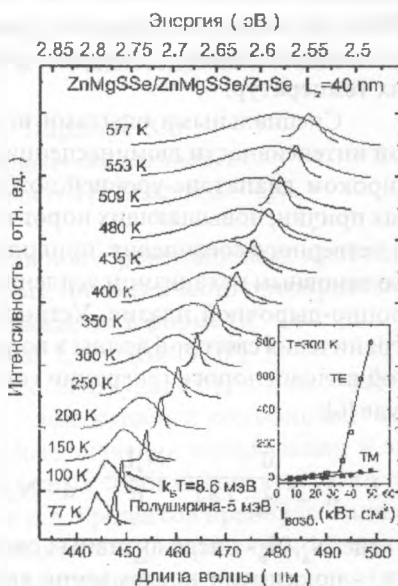


Рис. 3

наблюдается хорошо разрешенная модовая структура, которая показана на вставке к рис. 2 для температуры  $T=300$  К. Модовая структура лазерного излучения проявляется в интервале температур от 77 до 400 К. Наиболее низкий порог генерации был получен на SCH с семью квантовыми ямами шириной 4 нм:  $I_{\text{пор}}=6$  кВт/см<sup>2</sup> при температуре жидкого азота и  $I_{\text{пор}}=20$  кВт/см<sup>2</sup> при комнатной температуре. Низкие пороги генерации

позволили впервые получить лазерное излучение на таких структурах вплоть до температуры  $T=612$  К, которая даже превышает температуру роста.

На рис. 3 показаны спектры люминесценции и генерации SCH с одной ямой шириной 40 нм в широком диапазоне температур от 77 до 577 К. Энергия в импульсе такого лазера при комнатной температуре составила 5 нДж. Расходимость излучения в плоскости образца была  $(q/2)_{\parallel}=14^{\circ}$  и в перпендикулярной плоскости -  $(q/2)_{\perp}=26^{\circ}$ . На вставке к рис. 3 показана зависимость полной интенсивности излучения от накачки для двух поляризации при температуре 300 К. Видно, что вблизи порога мощность излучения в TE моде резко возрастает, в то время как мощность излучения TM моды изменяется незначительно. Все эти факты свидетельствуют о достижении режима генерации оптического излучения вплоть до высоких температур.

Специальными опытами по исследованию спектров и интегральной интенсивности люминесценции из активного и волноводных слоев в широком диапазоне уровней возбуждения показано, что одной из важных причин, повышающих порог генерации, являются флуктуации состава четверного соединения, приводящие к флуктуации зон. Сделан вывод, что основным механизмом усиления служит рекомбинация в плотной электронно-дырочной плазме. Установлено также, что фактор оптического ограничения световой волны в волноводной структуре определяет в большой степени пороги генерации гетеролазеров. Он рассчитывался по формуле [6]:

$$\Gamma = \frac{\bar{d}^2}{\bar{d}^2 + \frac{2}{n^2 - n_1^2} \cdot \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2} \cdot \frac{N_a L_z}{\bar{d}}, \quad \bar{d} = N_a L_z + N_b d_b, \quad \bar{n} = (N_a L_z n_0 + N_b d_b n_b) / \bar{d},$$

где  $N_a, N_b$  - число активных слоев и барьеров,  $L_z, d_b$  - их ширины,  $n_0, n_b$  и  $n_1$  - показатели преломления активного, барьерного и волноводно-го слоя соответственно. Наиболее высокое значение величины  $\Gamma=0.182$  получено для SCH-SQW с шириной ямы 40 нм. При  $\Gamma < 0.06$  генерация не возбуждалась.

### Литература

1. H. Jeon, J. Ding, W. Patterson, A. Nurmikko, W. Xie, D. Grillo, M. Kobayashi, and R. L. Gunshor, Appl. Phys. Lett., **59**, 3619 (1991).
2. M.A. Haase, J. Qiu, J. M. DePuydt, H. Cheng, Appl. Phys. Lett. **59**, 1272 (1991).

3. A. L. Gurskii, V. V. Gruzinskii, A. N. Gavrilenko, I. I. Kulak, A. I. Mitkovets, G. P. Yablonskii, M. Scholl, M. Heuken. *J. Appl. Phys.* 77, 5394 (1995).

4. H. Kalish, H. Hamadeh, J. Muller, G. P. Yablonskii, A. L. Gurskii, J. Woitok, J. Xu, and M. Heuken. *J. Electron Materials*, 26, 1256 (1997).

5. G. P. Yablonskii, A. L. Gurskii, E. V. Lutsenko, I. P. Marko, H. Hamadeh, J. Soellner, W. Taudt, M. Heuken. *Phys. status solidi (a)*, 159, 543 (1997).

6. V. K. Kononenko and I. S. Zakcharova. Preprint IC/91/63 (International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy (1991)).

## ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В СУЛЬФИДЕ КАДМИЯ

Русаков К.И., Паращук В.В.

*Брестский политехнический институт,  
Институт физики НАН Беларуси*

Взаимодействие света и СВЧ-волн в полупроводниковых кристаллах является параметрическим, для которого интенсивность преобразования в приближении постоянного поля выражается в форме [1]:

$$S_3 \sim S_1 S_2 d_{3\phi}^2 [\sin(\Delta k L/2) / (\Delta k L/2)]^2,$$

где  $S_j$  - плотности мощности взаимодействующих волн,  $\Delta k$  - фазовая расстройка,  $L$  - длина кристалла,  $d_{3\phi}$  - эффективный коэффициент нелинейности, связывающий действительные значения поляризации и электрического поля. Выражение в квадратных скобках соответствует условию фазового синхронизма. Однако к.п.д. процессов преобразования частоты существенно зависит от коэффициента  $d_{3\phi}$ , определяемого симметрией кристалла, поляризациями и направлениями распространения взаимодействующих волн. Анализ результатов расчета коэффициента нелинейности по данным различных авторов показывает, что в отсутствие электрического поля  $d_{3\phi}$  изотропен в плоскости {0001} кристаллов CdS. Сильное внешнее поле, вектор которого расположен в данной плоскости, меняет симметрию решетки кристалла, и он становится псевдотригональным. При этом эффективный коэффициент нелинейности  $d_{3\phi}$  для различных видов взаимодействия волн оказывается пропорциональным  $\cos 3\phi$  или  $\sin 3\phi$ , откуда следует зависимость  $S_3 \sim \cos^6 \phi$  или  $\sim \sin^6 \phi$ , озна-