

See discussions, stats, and author profiles for this publication at: <https://www.researchgate.net/publication/344202355>

Wavelength of a SCH laser based on AlGaAs/GaAs heterostructure with quantum well active region (in Russian)

Article · March 2011

CITATIONS

0

READS

3

4 authors, including:



Sergey I. Matyukhin
Orel State University

48 PUBLICATIONS 90 CITATIONS

[SEE PROFILE](#)



Zbigniew Koziol
National Center for Nuclear Research

53 PUBLICATIONS 267 CITATIONS

[SEE PROFILE](#)

Some of the authors of this publication are also working on these related projects:



Molecular Dynamics simulations of radiation scattering and radiation induced damage, channelling and other phenomena in materials that are used mostly in nuclear power industry [View project](#)



aestimo - open-source quantum well simulation software [View project](#)

С.И. МАТЮХИН, доктор физико-математических наук, декан
естественнонаучного факультета
ФГОУ ВПО «Госунiversитет – УНПК», г. Орел
Тел. (4862) 41-98-81; E-mail: sim1@mail.ru

З.Ж. КОЗИЛ, ведущий инженер-физик лаборатории приборно-
технологического моделирования в микро- и наноэлектронике ФГОУ
ВПО «Госунiversитет – УНПК», г. Орел
Тел. (4862) 41-98-89; E-mail: softquake@gmail.com

Г.Р. МАГОМЕДОВ, студент 4-го курса Учебно-научно-
исследовательского института информационных технологий ФГОУ
ВПО «Госунiversитет – УНПК», г. Орел
Тел. (4862) 41-98-89; E-mail: maggadr@gmail.com

Д.О. МАЛЫЙ, студент 4-го курса Учебно-научно-исследовательского
института информационных технологий
ФГОУ ВПО «Госунiversитет – УНПК», г. Орел
Тел. (4862) 41-98-89; E-mail: bloodymc@mail.ru

С.Н. РОМАШИН, кандидат физико-математических наук, доцент
кафедры «Физика» ФГОУ ВПО «Госунiversитет – УНПК», г. Орел
Тел. (4862) 41-98-89; E-mail: rosen@ostu.ru

ДЛИНА ВОЛНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДГС РО ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ AlGaAs С КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ

Представлена математическая модель, позволяющая аналитическими методами рассчитать длину волны излучения полупроводникового AlGaAs-лазера с двойной гетероструктурой, отдельным ограничением (ДГС РО) и квантоворазмерной активной областью. Исследовано влияние мольной концентрации алюминия в активной и волноводной областях этого лазера на энергетический спектр носителей заряда и спектральные характеристики лазерного излучения. Показано, что длина волны этого излучения практически не зависит от концентрации алюминия в области волновода и определяется в основном его концентрацией в активной области и шириной активной области.

Ключевые слова: математическая модель, полупроводниковый лазер, двойная гетероструктура, отдельное ограничение, квантоворазмерная активная область, спектральные характеристики.

1. Введение

В настоящее время полупроводниковые лазеры находят применение в устройствах чтения и записи компакт-дисков (CD, DVD), телекоммуникации, в системах прецизионного измерения перемещений и спектроскопии высокого разрешения, для накачки твердотельных лазеров, а также в областях, связанных с обработкой материалов (резка, микросварка), и в медицине (лазерная хирургия, дерматология). При этом начиная с 1990 г. практически все промышленные образцы полупроводниковых лазеров, по

сути, являются инжекционными лазерами с двойной гетероструктурой и отдельным ограничением (ДГС РО) [1, 2].

В ДГС РО лазерах с квантоворазмерной активной областью электронное возбуждение локализовано в наиболее узкой части – квантовой яме (КЯ), ширина которой может достигать нескольких десятков ангстрем, а оптическим волноводом служит область шириной порядка 1 мкм, ограниченная с двух сторон двумя наиболее широкозонными слоями. Такое отдельное ограничение электронного и оптического возбуждения позволяет существенно снизить пороговую плотность тока лазерной генерации и увеличить мощность полупроводниковых лазеров, работающих в непрерывном режиме при комнатной температуре.

Благодаря относительной простоте и отработанности технологии изготовления наибольшее распространение получили ДГС РО лазеры на основе GaAs, в которых в качестве широкозонных полупроводников используются твердые растворы $Al_xGa_{1-x}As$. Достижение пороговой плотности тока таких лазеров менее 1 кА/см² при комнатной температуре открыло широчайшие перспективы их практического применения и послужило поворотным моментом в их производстве. Однако дальнейшее продвижение в этом направлении существенно осложняется проблемами, связанными с оптимизацией конструкции лазерных диодов, в частности с выбором ширины КЯ, волноводной области и значений мольной концентрации x алюминия в этих областях для лазеров, работающих на заданной длине волны λ .

В настоящей работе представлена математическая модель, позволяющая вычислить эту длину волны и аналитическими методами исследовать влияние мольной концентрации алюминия в КЯ и волноводной области на энергетический спектр

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{m(y)} \frac{\partial}{\partial y} \right) + V(y) - E + \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m(y)} \right) \psi(y) = 0, \quad (1)$$

в котором $k_t = \sqrt{2m(y)E} / \hbar$, \hbar – постоянная Планка, $m(y)$ – эффективная масса, а E – энергия носителей, отсчитываемая от дна потенциальной ямы. Ось y здесь и в дальнейшем предполагается перпендикулярной КЯ.

Собственные функции оператора, стоящего в

носителей заряда в КЯ и на спектральные характеристики ДГС РО лазера на основе твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$.

2. Энергетический спектр носителей заряда в КЯ ДГС РО лазера на основе AlGaAs

Излучение полупроводниковых ДГС РО лазеров с квантоворазмерной активной областью формируется в результате межзонных переходов электронов в КЯ [3, 4], схематически изображенных на рисунке 1. Вследствие этого для определения спектральных характеристик лазерного излучения важно знать энергетический спектр носителей заряда в КЯ.

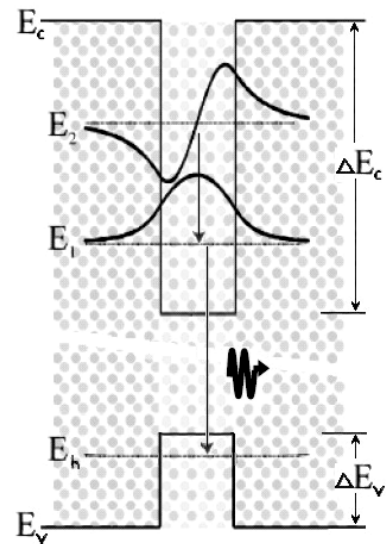


Рисунок 1 – Схема межзонных переходов в КЯ ДГС РО лазеров

Благодаря специфическому строению гетеропереходов этот спектр, а также волновые функции $\psi(y)$, описывающие состояние носителей в КЯ, могут быть найдены в приближении прямоугольной потенциальной ямы $V(y)$, исходя из стационарного уравнения Шрёдингера [3, 4]:

левой части этого уравнения, могут быть представлены в виде [3, 4]:

$$\psi_1(y) = C_1 \begin{cases} \cos\left(\frac{\kappa L}{2}\right) e^{-\gamma(|y|-L/2)}, & |y| > L/2, \\ \cos(\kappa y), & |y| \leq L/2; \end{cases} \quad (2)$$

$$\psi_2(y) = C_2 \begin{cases} \pm \sin\left(\frac{\kappa L}{2}\right) e^{-\gamma(|y|-L/2)}, & |y| > L/2, \\ \sin(\kappa y), & |y| \leq L/2, \end{cases} \quad (3)$$

а подстановка этих функций в уравнение (1) приводит к следующим уравнениям для собственных значений E этого оператора:

$$\gamma - \frac{m_b}{m_w} \kappa \operatorname{tg}\left(\kappa \frac{L}{2}\right) = 0, \quad (4)$$

$$\gamma - \frac{m_b}{m_w} \kappa \operatorname{ctg}\left(\kappa \frac{L}{2}\right) = 0. \quad (5)$$

В выражениях (2) – (5) C_1 и C_2 – это нормировочные постоянные,

$$\kappa = \frac{\sqrt{2m_b E}}{\hbar}, \quad (6)$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{2m_w(V_0 - E)}}{\hbar}, \quad (7)$$

m_b и m_w – эффективные массы носителей соответственно вне и внутри ямы, V_0 – глубина, а L – ширина ямы.

Волновые функции носителей, рассчитанные путем численного решения уравнений (4) – (5), имеют вид, представленный на рисунках 1 и 2. При этом основные трудности, возникающие при расчетах этих функций, а также энергетического спектра носителей в КЯ, связаны с определением эффективной массы носителей и глубины потенциальной ямы V_0 в конкретных материалах.

Глубина потенциальной ямы для электронов проводимости может быть определена по изменению ΔE_c положения дна зоны проводимости при переходе через КЯ (рисунок 1): $V_0^{(e)} = \Delta E_c$. Глубина ямы для дырок определяется аналогичным образом – по изменению ΔE_v положения потолка валентной зоны (рисунок 1): $V_0^{(h)} = \Delta E_v$. Для ДГС РО лазеров на основе твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [5]

$$\Delta E_c \approx 0.65 \Delta E_g, \quad (8)$$

$$\Delta E_v \approx 0.35 \Delta E_g, \quad (9)$$

где ΔE_g – изменение ширины запрещенной зоны полупроводника при переходе через границу ямы.

Ширина запрещенной зоны $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ является функцией мольной концентрации x алюминия в

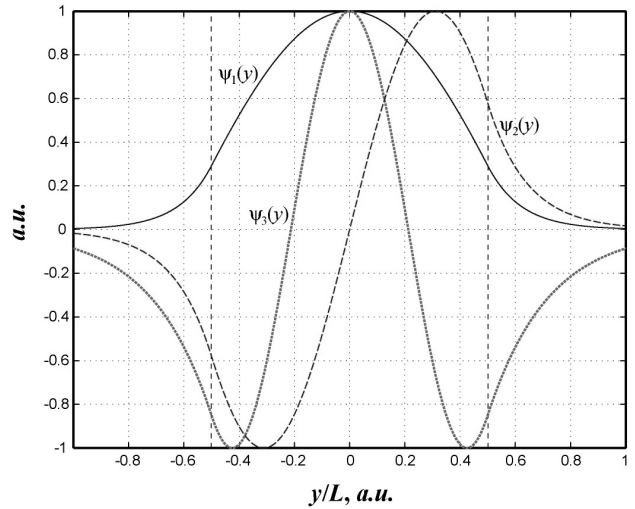


Рисунок 2 – Волновые функции носителей заряда в КЯ ДГС РО лазера

растворе, температуры T полупроводника и может быть представлена в виде [6, 7]:

$$E_g(x, T) = E_{g0}(x) + \frac{\alpha(x)T_0^2}{\beta(x) + T_0} - \frac{\alpha(x)T^2}{\beta(x) + T}, \quad (10)$$

где $E_{g0}(x)$, $\alpha(x)$ и $\beta(x)$ – некоторые функции концентрации, определенные при температуре T_0 . При $T_0 = 300$ К хорошим приближением для этих функций являются выражения [6–8]:

$$\alpha(x) = 5.405 \cdot 10^{-4} - 1.405 \cdot 10^{-4} x, \quad (11)$$

$$\beta(x) = 204(1 - x), \quad (12)$$

$$E_{g0}(x) = \begin{cases} 1.422 + 1.283x, & x \leq 0.45, \\ 2 + 0.121(x - 0.45) + 0.143(x - 0.45)^2, & x > 0.45, \end{cases} \quad (13)$$

причём $E_{g0}(x)$ имеет смысл ширины запрещенной зоны $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (в эВ) при температуре $T_0 = 300$ К. Отметим, что в [5] для этой функции используется несколько иное выражение:

$$E_{g0}(x) = \begin{cases} 1.424 + 1.247x, & x \leq 0.45, \\ 1.9 + 0.125x + 0.143x^2, & x > 0.45, \end{cases} \quad (14)$$

однако разница между формулами (14) и (13) не превышает 0,01%.

В отношении эффективных масс электронов (m_e), легких (m_l) и тяжелых (m_h) дырок (в единицах массы покоя электрона) можно считать [6], что в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ они изменяются линейно вместе с абсолютной температурой T (в К) и мольной концентрацией x алюминия в растворе:

$$m_e(x, T) = (0.067 + 0.057x) \frac{T}{300}, \quad (15)$$

$$m_i(x, T) = (0.074 + 0.186x) \frac{T}{300}, \quad (16)$$

$$m_h(x, T) = (0.481 + 0.139x) \frac{T}{300}. \quad (17)$$

Совместно с выражениями (15) – (17) формулы (4) – (13) полностью определяют энергетический спектр носителей заряда в КЯ.

Результаты расчетов, проведенных по этим

формулам для ДГС РО лазеров с шириной КЯ, равной 9, 12 и 15 нм, и различным содержанием x алюминия в активной области и в области волновода, представлены в таблицах 1–3 и на рисунках 3–5. Температура T лазерного диода при расчетах предполагалась равной 300 К.

Так как глубина потенциальной ямы для электронов и дырок определяется разностью Δx мольных концентраций алюминия в активной области (x_w) и в области волновода (x_b) (таблица 1), результаты расчетов представлены в зависимости от этой разности $\Delta x = x_b - x_w$.

Таблица 1 – Глубина потенциальной ямы для электронов (DE_c) и дырок (DE_v) в активной области ДГС РО лазера на основе $Al_xGa_{1-x}As$ в зависимости от скачка Δx мольной концентрации алюминия на границах ямы ($x_b < 0.45$)

Δx , отн.ед.	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40
ΔE_c , эВ	0.042	0.083	0.125	0.167	0.209	0.25	0.292	0.334
ΔE_v , эВ	0.022	0.045	0.067	0.090	0.112	0.135	0.157	0.180

Таблица 2 – Значения энергии электронов в КЯ ДГС РО лазера на основе $Al_xGa_{1-x}As$ в зависимости от скачка Δx мольной концентрации алюминия на границах ямы ($x_b < 0.45$)

Δx , отн.ед.	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40
$L = 9$ нм								
E_1 , эВ	0.017	0.023	0.027	0.030	0.032	0.034	0.037	0.039
E_2 , эВ	–	0.077	0.097	0.111	0.123	0.133	0.143	0.152
E_3 , эВ	–	–	–	–	–	–	0.287	0.315
$L = 12$ нм								
E_1 , эВ	0.012	0.016	0.018	0.019	0.021	0.022	0.024	0.025
E_2 , эВ	0.039	0.058	0.068	0.076	0.082	0.088	0.093	0.099
E_3 , эВ	–	–	–	0.155	0.174	0.190	0.204	0.217
$L = 15$ нм								
E_1 , эВ	0.009	0.011	0.013	0.014	0.015	0.016	0.016	0.017
E_2 , эВ	0.033	0.043	0.050	0.054	0.058	0.062	0.065	0.069
E_3 , эВ	–	0.083	0.105	0.117	0.128	0.137	0.145	0.153
E_4 , эВ	–	–	–	–	0.207	0.230	0.249	0.266

Таблица 3 – Значения энергии тяжелых (E_h) и легких (E_l) дырок в КЯ ДГС РО лазера на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в зависимости от скачка Δx мольной концентрации алюминия на границах ямы ($x_b < 0.45$)

Δx , отн. ед.	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40
$L = 9 \text{ нм}$								
E_{h1} , эВ	0.004	0.005	0.006	0.006	0.007	0.007	0.007	0.007
E_{h2} , эВ	0.016	0.021	0.023	0.025	0.026	0.027	0.028	0.029
E_{h3} , эВ	–	0.042	0.049	0.054	0.057	0.060	0.062	0.064
E_{h4} , эВ	–	–	–	–	0.088	0.096	0.102	0.107
E_{h5} , эВ	–	–	–	–	–	–	–	0.156
E_{l1} , эВ	0.010	0.013	0.016	0.018	0.020	0.023	0.025	0.027
E_{l2} , эВ	–	0.044	0.058	0.069	0.079	0.089	0.099	0.110
$L = 12 \text{ нм}$								
E_{h1} , эВ	0.003	0.003	0.004	0.004	0.004	0.004	0.004	0.004
E_{h2} , эВ	0.011	0.013	0.014	0.015	0.016	0.016	0.017	0.017
E_{h3} , эВ	0.022	0.029	0.032	0.034	0.035	0.037	0.038	0.039
E_{h4} , эВ	–	–	0.055	0.059	0.062	0.065	0.067	0.069
E_{h5} , эВ	–	–	–	0.087	0.094	0.099	0.103	0.106
E_{h6} , эВ	–	–	–	–	–	–	0.134	0.143
E_{l1} , эВ	0.007	0.009	0.011	0.012	0.014	0.015	0.017	0.018
E_{l2} , эВ	0.022	0.034	0.042	0.048	0.054	0.060	0.067	0.074
E_{l3} , эВ	–	–	–	–	0.110	0.127	0.144	0.162
$L = 15 \text{ нм}$								
E_{h1} , эВ	0.002	0.002	0.002	0.003	0.003	0.003	0.003	0.003
E_{h2} , эВ	0.008	0.009	0.010	0.010	0.011	0.011	0.011	0.012
E_{h3} , эВ	0.017	0.020	0.022	0.023	0.024	0.025	0.025	0.026
E_{h4} , эВ	–	0.035	0.039	0.041	0.042	0.044	0.045	0.046
E_{h5} , эВ	–	–	0.058	0.063	0.066	0.068	0.070	0.072
E_{h6} , эВ	–	–	–	0.086	0.092	0.097	0.100	0.103
E_{h7} , эВ	–	–	–	–	–	0.127	0.134	0.138
E_{l1} , эВ	0.005	0.007	0.008	0.009	0.010	0.011	0.012	0.013
E_{l2} , эВ	0.019	0.026	0.031	0.035	0.039	0.043	0.048	0.053
E_{l3} , эВ	–	–	0.063	0.075	0.085	0.095	0.106	0.119

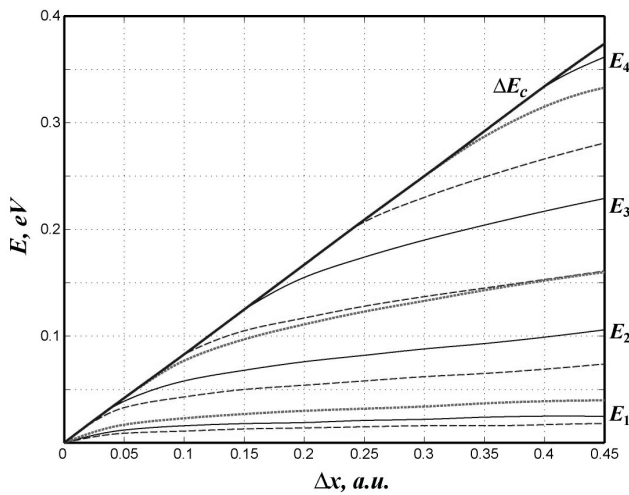


Рисунок 3 – Глубина потенциальной ямы (сплошная жирная кривая) и положение уровней энергии электронов в КЯ ДГС РО лазера на основе $Al_xGa_{1-x}As$. Сплошные кривые – $L = 12$ нм, пунктир – $L = 9$ нм, штриховые кривые – $L = 15$ нм

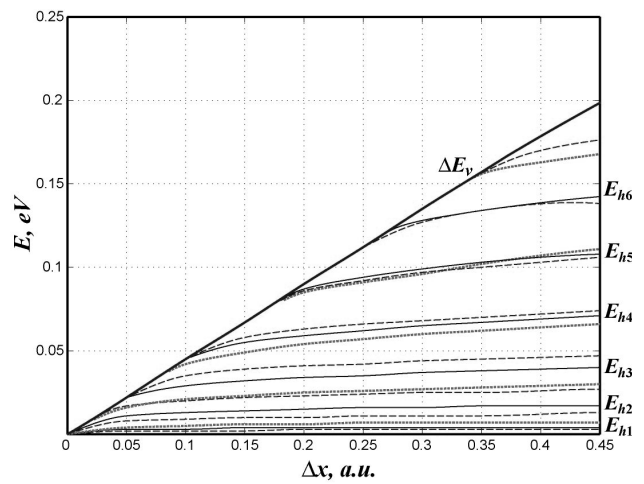


Рисунок 4 – Глубина потенциальной ямы (сплошная жирная кривая) и положение уровней энергии тяжелых дырок в КЯ ДГС РО лазера на основе $Al_xGa_{1-x}As$. Сплошные кривые – $L = 12$ нм, пунктир – $L = 9$ нм, штриховые кривые – $L = 15$ нм

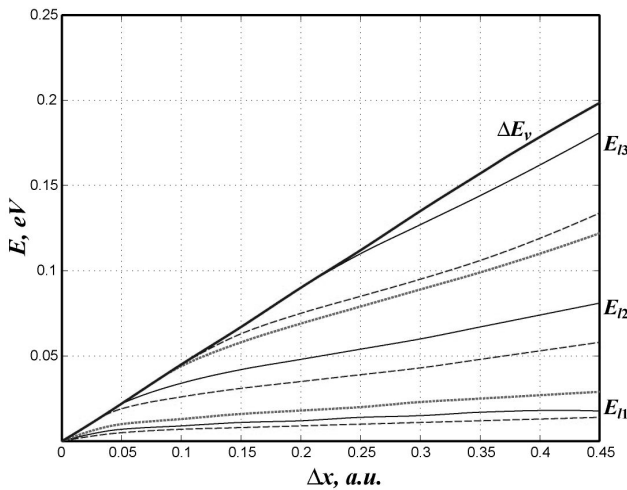


Рисунок 5 – Глубина потенциальной ямы (сплошная жирная кривая) и положение уровней энергии легких дырок в КЯ ДГС РО лазера на основе $Al_xGa_{1-x}As$. Сплошные кривые – $L = 12$ нм, пунктир – $L = 9$ нм, штриховые кривые – $L = 15$ нм

Как показывают полученные результаты, вследствие конечности глубины ямы уровни энергии электронов и дырок в КЯ ДГС РО лазера располагаются ниже соответствующих уровней, рассчитанных для прямоугольной потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками. При этом зависимость положения этих уровней от ширины ямы становится более сложной, чем простая обратноквадратичная зависимость $\sim L^{-2}$, справедливая для бесконечно глубокой ямы. Однако, как и в случае бесконечной ямы, приблизительно сохраняется квадратичная

зависимость энергии уровней от их номера n : $E_n \approx E_1 n^2$, $E_{ln} \approx E_{l1} n^2$, $E_{hn} \approx E_{h1} n^2$. Причём, как и следовало ожидать, это правило работает тем лучше, чем более глубокой становится яма (см. таблицы 1–3).

3. Длина волны излучения ДГС РО лазера на основе AlGaAs

Спектральные характеристики лазерного излучения определяются разностью энергий между уровнями квантования электронов и дырок в КЯ (таблицы 2 и 3), а также характеристиками резонатора, который используется для усиления излучения. Как правило, при работе лазерных диодов усилению подвергается излучение с максимальной длиной волны λ , которая может быть рассчитана по формуле

$$\lambda = \frac{hc}{E_g^{(w)} + \delta E_g^{(w)} + E_1 + E_{h1}}, \quad (18)$$

где c – скорость света в вакууме, $E_g^{(w)}$ – ширина запрещенной зоны полупроводника (10) в КЯ: $E_g^{(w)} = E_g(x_w, T)$.

Величина $\delta E_g^{(w)}$ в (18) представляет собой изменение ширины запрещенной зоны AlGaAs, обусловленное легированием полупроводника и увеличением концентрации носителей заряда при высоко-

ких уровнях инжекции [9]. Если ток лазерного диода не превышает порогового тока лазерной генерации, это изменение близко к нулю. Однако в случае превышения порога генерации при типичных концентрациях носителей порядка 10^{18} см^{-3} значение $\delta E_g^{(w)}$ в AlGaAs составляет величину порядка $10 \div 30 \text{ meV}$ [9] и должно быть учтено при расчётах длины волны лазерного излучения.

Результаты таких расчётов, произведённых по формулам (4)–(18) для ДГС РО лазеров с шириной КЯ, равной 9, 12 и 15 нм, представлены в таблице 4 и на рисунке 6. При расчётах считалось, что $\delta E_g^{(w)} = 16.8 \text{ meV}$, $T = 300 \text{ К}$. Маркерами на рисунке отмечены длины волн излучения мощных полупроводниковых лазеров [10, 11], выпускаемых в ФГУП НИИ «Полус» им. М.Ф. Стельмаха (г. Москва).

Как показывает этот рисунок, результаты проведенных расчётов удовлетворительно согласуются с существующими экспериментальными данными [10, 11] и данными компьютерного модели-

рования [12]. При этом следует отметить, что энергии состояний электронов и дырок E_1 и E_{h1} , которые входят в выражение (18), очень медленно меняются при изменении разности концентраций алюминия Δx в активной и волноводной областях лазерного диода (см. таблицы 2 и 3 и рисунки 3 и 4; графики зависимостей E_1 и E_{h1} от Δx практически параллельны оси абсцисс).

Таким образом, длина волны излучения ДГС РО лазера на основе AlGaAs практически не зависит от концентрации алюминия в области волновода и определяется в основном его концентрацией x_w в активной области (КЯ), а также шириной L этой области.

Зависимости $\lambda(L)$, рассчитанные по формулам (4)–(18) для лазеров с концентрацией алюминия в активной области, равной 0.02, 0.08 и 0.15, представлены в таблице 5 и на рисунке 7. $\delta E_g^{(w)} = 16.8 \text{ meV}$, $T = 300 \text{ К}$. С ростом температуры T длина волны λ увеличивается.

Таблица 4 – Длина волны λ одномодового ДГС РО лазера на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в зависимости от мольной концентрации x_w алюминия в активной области

x_w , отн. ед.	0.00	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35
$L = 9 \text{ нм}$								
λ , нм	854.20	819.28	787.15	757.52	730.17	704.93	681.76	660.96
$L = 12 \text{ нм}$								
λ , нм	864.16	827.93	794.63	763.93	735.59	709.38	685.19	663.12
$L = 15 \text{ нм}$								
λ , нм	869.62	832.68	798.75	767.5	738.63	711.92	687.21	664.49

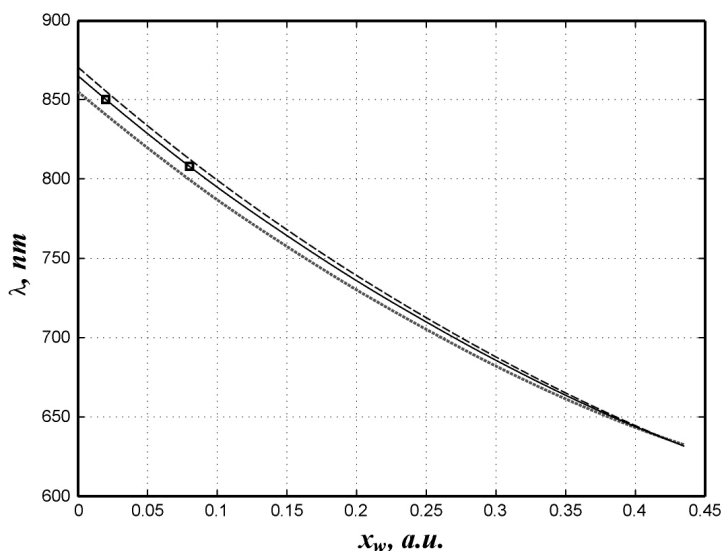


Рисунок 6 – Длина волны одномодового ДГС РО лазера на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в зависимости от мольной концентрации x_w алюминия в КЯ ($T = 300 \text{ К}$). Сплошная кривая – $L = 12 \text{ нм}$, пунктир – $L = 9 \text{ нм}$, штриховая кривая – $L = 15 \text{ нм}$. Маркерами отмечены длины волн лазеров, выпускаемых ФГУП НИИ «Полус».

Таблица 5 – Длина волны λ одномодового ДГС РО лазера на основе $Al_xGa_{1-x}As$ в зависимости от ширины L активной области

L , нм	3	6	9	12	15	18	21	24
$x_w = 0.02$								
λ , нм	775.96	822.41	840.85	849.76	854.70	857.72	859.69	861.05
$x_w = 0.08$								
λ , нм	748.96	785.75	800.79	808.16	812.28	814.8	816.46	817.60
$x_w = 0.15$								
λ , нм	721.32	747.51	758.89	764.62	767.88	769.90	771.24	772.17

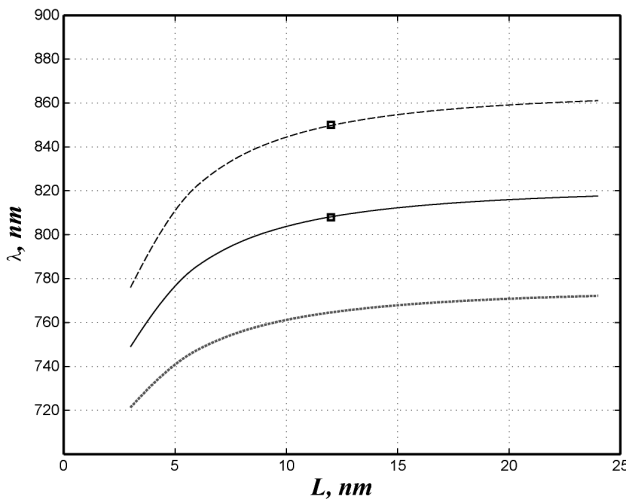


Рисунок 7 – Длина волны одномодового ДГС РО лазера на основе $Al_xGa_{1-x}As$ в зависимости от ширины L активной области ($T = 300$ К). Сплошная кривая – $x_w = 0.08$, штриховая кривая – $x_w = 0.02$, пунктир – $x_w = 0.15$. Маркерами отмечены длины волн лазеров, выпускаемых ФГУП НИИ «Полюс»

Из рисунка 7 видно, что, начиная с L порядка $20 \div 25$ нм, кривые $\lambda(L)$ выходят на насыщение, и длина волны λ практически не меняется с ростом ширины активной области L . Это связано с тем, что в достаточно широких КЯ уровни квантования электронов и дырок E_1 и E_{n1} располагаются так близко ко дну ямы, что их смещение, обусловленное увеличением L , практически не изменяет знаменателя формулы (18). Уровней квантования в яме в этом случае становится много ($n \gg 1$), энергетический спектр носителей заряда становится квазинепрерывным, а длина волны лазерного излучения стремится к предельному значению

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g^{(w)} + \delta E_g^{(w)}} \quad (19)$$

и определяется исключительно концентрацией алюминия в активной области.

Оценить ширину активной области L_c , при которой это происходит, можно из выражения

$$L_c = \frac{\pi \hbar}{\sqrt{2m_e(x_w, T) \delta E_g^{(w)}}}, \quad (20)$$

полученного нами, исходя из приближения бесконечно глубокой потенциальной ямы.

4. Заключение

Как показывают полученные результаты, характер поведения носителей заряда в активной области ДГС РО лазеров на основе $AlGaAs$ является квантовым при ширине активной области $L < L_c$, где L_c – некоторая характерная ширина этой области (20), зависящая от концентрации алюминия, температуры и уровня инжекции неравновесных носителей заряда в условиях лазерной генерации. Таким образом, при $L < L_c$ активная область таких лазеров является квантоворазмерной и с точки зрения носителей заряда представляет собой квантовую яму (КЯ), глубина которой зависит от разности Δx мольных концентраций алюминия в активной и волноводной областях лазерного диода.

При заданной ширине L КЯ глубина ямы, а с ней и число квантовых состояний электронов и дырок в активной области ДГС РО лазера растет вместе с разностью Δx концентрации алюминия (рисунки 3–5). При этом, как и в случае бесконечно глубокой ямы, приблизительно сохраняется квадратичная зависимость энергии этих состояний от их номера (таблицы 2 и 3). Однако зависимость этой энергии от ширины ямы становится более сложной, чем в яме с бесконечно высокими стенками.

Конкретные значения энергии состояний электронов и дырок в квантоворазмерной активной области ДГС РО лазеров на основе AlGaAs могут быть рассчитаны аналитически на основе математической модели (4) – (17). При этом длина волны лазерного излучения (18) определяется наименьшими значениями этой энергии E_1 и E_{h1} , а также шириной запрещенной зоны AlGaAs (10) в КЯ.

Как показывают произведённые нами расчеты, энергии E_1 и E_{h1} и слабо меняются при изменении разности концентраций алюминия Δx в активной и волноводной областях лазерных диодов (см. таблицы 2 и 3 и рисунки 3 и 4). Вследствие этого длина волны лазерного излучения (18) практиче-

ски не зависит от концентрации алюминия в области волновода и определяется главным образом его концентрацией в активной области лазерных диодов. С ростом этой концентрации длина волны излучения лазеров уменьшается (рисунок 6).

Полученные результаты являются важными с точки зрения практического производства ДГС РО лазеров на основе твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$ и могут быть использованы для оптимизации конструкции этих лазеров с целью повышения эффективности преобразования электрической энергии в энергию когерентного лазерного излучения.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (ГК № П2514).

Библиографический список

1. Alferov Zh.I. The Double Heterostructure Concept and Its Applications in Physics, Electronics, and Technology [Текст] / Zh.I. Alferov // Rev. Mod. Phys. – 2001. – V. 73. – No 3. – P. 767–782.
2. Елисеев П.Г. Полупроводниковые лазеры – от гомопереходов до квантовых точек [Текст] / П.Г. Елисеев // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32. – С. 1085–1098.
3. Coldren L.A., Corzine S.W. Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits [Текст] / L.A. Coldren, S.W. Corzine. – Wiley Series, 1995.
4. Chow W.W., Koch S.W. Semiconductor-Laser Fundamentals. Physics of the Gain Materials [Текст] / W.W. Chow, S.W. Koch. – Springer-Verlag, 1999.
5. Electro-Optics Handbook [Текст] / R.W. Waynant, M.N. Ediger, Ed's. – N.Y.: McGraw-Hill Inc., 2000. – P. 6.7.
6. Sentaurus TCAD User Guide [Электронный ресурс]. – Synopsys, 2005. Режим доступа: <http://www.synopsys.com/Tools/TCAD/Pages/default.aspx> – 6к, свободный. – Загл. с экрана.
7. Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. Band Parameters for III–V Compound Semiconductors and Their Alloys [Текст] / I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan // J. Appl. Phys. – 2001. – V. 89. – No. 11. – P. 5815–5875.
8. Singh J. Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures [Текст] / J. Singh. – Cambridge University Press, 2003.
9. Bennett B.R., Soref R.A., Del Alamo J.A. Carrier-Induced Change in Refractive Index of InP, GaAs, and InGaAsP [Текст] / B.R. Bennett, R.A. Soref, J.A. Del Alamo // IEEE J. Quantum Electronics. – 1990. – V. 26. – No 1. – P. 113–122.
10. Андреев А.Ю., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Налет Т.А., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Сабитов Д.Р., Симаков В.А., Слипченко С.О., Хомылев М.А., Тарасов И.С. Мощные лазеры ($\lambda = 808 - 850$ нм) на основе асимметричной гетероструктуры раздельного ограничения [Текст] / А.Ю. Андреев, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, Т.А. Налет, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, Д.Р. Сабитов, В.А. Симаков, С.О. Слипченко, М.А. Хомылев, И.С. Тарасов // ФТП. – 2006. – Т. 40. – Вып. 5. – С. 628–632.
11. Андреев А.Ю., Зорина С.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Мурашева А.В., Налет Т.А., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Сабитов Д.Р., Симаков В.А., Слипченко С.О., Телегин К.Ю., Шамахов В.В., Тарасов И.С. Мощные лазеры ($\lambda = 808$ нм) на основе гетероструктур раздельного ограничения AlGaAs/GaAs [Текст] / А.Ю. Андреев, С.А. Зорина, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, А.В. Мурашева, Т.А. Налет, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, Д.Р. Сабитов, В.А. Симаков, С.О. Слипченко, К.Ю. Телегин, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов // ФТП. – 2009. – Т. 43. – Вып. 4. – С. 543–547.
12. Матюхин С.И., Козил З.Ж., Ромашин С.Н. Спектральные характеристики полупроводниковых AlGaAs лазеров с двойной гетероструктурой и раздельным ограничением [Текст] / С.И. Матюхин, З.Ж. Козил, С.Н. Ромашин // Фундаментальные и прикладные проблемы техники и технологии. – 2010. – № 6 (284). – С. 20–27.

S.I. MATYUKHIN, Z. KOZIOL, G.R. MAGOMEDOV, D.O. MALYI, S.N. ROMASHYN

WAVELENGTH OF A SCH LASER BASED ON ALGAAS/GAAS HETEROSTRUCTURE
WITH QUANTUM WELL ACTIVE REGION

The mathematical model for analytical calculations of the radiation wavelength of a AlGaAs semiconductor laser with separate confinement heterostructure (SCH) and quantum well active region is presented. Influence of the aluminium mole concentration in active and waveguide regions on the energy spectrum of carriers and spectral characteristics of the laser radiation is investigated. It's shown, that the radiation wavelength is not depended practically on the aluminium concentration in the waveguide but it's defined by the aluminium concentration in the active region and the active region width.

Key words: mathematical model; semiconductor laser; double heterostructure; separate confinement; single quantum well; spectral characteristics.

