

Уровни размерного квантования валентной зоны и коэффициент оптического усиления в напряженных структурах $p\text{-AlGaAs}/\text{GaAsP}/n\text{-AlGaAs}$ при одноосном сжатии

Е. В. Богданов^{1,a}, Н. Б. Брандт^{1,a}, Н. Я. Минина^{1,b}, С. С. Широков^{2,c}

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,
¹ кафедра физики низких температур и сверхпроводимости; ² кафедра физики полупроводников.
 Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^a bev@mig.phys.msu.ru, ^b min@mig.phys.msu.ru, ^c stas.shirokov@gmail.com

Статья поступила 09.06.2011, подписана в печать 27.07.2011

Проведен численный расчет зонной структуры, уровней размерного квантования и волновых функций в зоне проводимости и в валентной зоне напряженных гетероструктур $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}/p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($y = 0.84$) при одноосном сжатии вдоль [110]. Расчет свидетельствует о сублинейном возрастании эффективной оптической щели в квантовой яме $\text{GaAs}_{0.84}\text{P}_{0.16}$, сильном смешивании состояний легких и тяжелых дырок и слиянии соответствующих основных состояний в квантовой яме валентной зоны при давлении 4.5–5 кбар. Расчет матричных элементов оператора электрон-фотонного взаимодействия для системы возможных межзонных переходов позволяет определить коэффициент оптического усиления для ТЕ- и ТМ-мод, возрастание которого в 2–4 раза при одноосном сжатии согласуется с опубликованными ранее экспериментальными данными о росте интенсивности электролюминесценции.

Ключевые слова: электролюминесценция, одноосная деформация, лазерный диод, гетероструктуры, квантовые ямы.

УДК: 538.958. PACS: 62.50.-p, 73.40.Kp, 78.60.Fi, 78.67.De.

Введение

В недавно опубликованных работах [1, 2] были представлены новые экспериментальные данные о влиянии одноосного сжатия на спектры электролюминесценции (ЭЛ) лазерных диодов на базе напряженных гетероструктур $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}/n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Было установлено, что с ростом давления P спектры демонстрируют сдвиг в коротковолновую область, достигающий 25 мэВ при $P = 4$ кбар, а также значительный рост интенсивности излучения в 2–3 раза. Смещение спектров ЭЛ при сжатии является вполне ожидаемым эффектом и связано, согласно оценочным расчетам, с ростом энергетической щели. Подобный эффект наблюдался также при всестороннем сжатии диодов на основе $\text{InGaP}/\text{AlInGaP}$ [3] и также связывался авторами с ростом при гидростатическом сжатии величины запрещенной зоны. Существенно более интересным явлением представляется наблюдаемое в работах [1, 2] сильное возрастание спектральной интенсивности излучения диодов (рис. 1), однако вопрос о причинах роста интенсивности ЭЛ, строго говоря, решен не был. Рассмотрение его возможных причин, основанное на оценках вклада в процесс безызлучательных оже-переходов возникающего при сжатии образцов пьезоэлектрического поля или роста инжекционного тока вследствие понижения высоты барьеров, не привело к удовлетворительному объяснению явления даже на качественном уровне. С другой стороны, известно, что напряжения, возникающие в гетероструктурах в процессе роста, существенно изменяют положение уровней размерного квантования в квантовой яме (КЯ), влияя на оптические свойства. В первую очередь это относится к двум верхним состояниям легких ЛНД

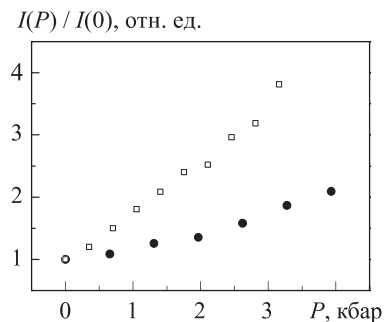


Рис. 1. Барическая зависимость интенсивности ЭЛ для двух различных образцов по данным работ [1, 2]

и тяжелых ЛНД дырок, степень смешивания и вырождение которых влияет на коэффициент поглощения света [4], оптические переходы и динамику экситонов [5], поляризационные моды и пороговый ток [6, 7] в напряженных лазерных диодах.

В работе [2] было высказано предположение, что наиболее вероятной причиной роста интенсивности ЭЛ при сжатии является сближение состояний легких и тяжелых дырок (уровни h_1 и h_2 в КЯ валентной зоны) и их смешивание, приводящее к росту комбинированной плотности состояний. Для решения этой проблемы на количественном уровне в настоящей работе проведен численный расчет энергетического спектра и волновых функций двумерных дырок, а также коэффициентов оптического усиления ТМ и ТЕ-мод в структурах $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}/n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при одноосном сжатии.

Численный расчет. Методика и результаты

Профиль валентной зоны и зоны проводимости, уровни размерного квантования и волновые функции электронов и дырок в исследуемой гетероструктуре рассчитаны численным методом при внешнем одноосном сжатии вдоль направления [110]. Для самосогласованного с уравнением Пуассона решения уравнения Шрёдингера в представлении Латтинжера–Кона с учетом деформационных членов и электростатического потенциала [8] был использован конечно-разностный метод. Численный расчет проводился с помощью программы «Heterostructure Design Studio 2.1» в окрестности Г точки в рамках развитой в работе [9] модели, которая использует гамильтониан Латтинжера–Кона 6 × 6 и описывает зону проводимости, зоны легких и тяжелых дырок и не учитывает спиново-отщепленную валентную зону.

На рис. 2 приведена последовательность слоев для рассчитываемой гетероструктуры $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}/n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($y = 0.84$), которая была разработана для коммерческих инжекционных лазеров и растилась на подложках из легированного кремнием (001) GaAs методом металло-

органической парофазной эпитаксии. Квантовая яма шириной 14 нм из $\text{GaAs}_{0.84}\text{P}_{0.16}$ заключена с обеих сторон между барьерными слоями в основном из $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ толщиной более 1 мкм и различным уровнем легирования p - и n -типа, которое начиная с $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ вблизи КЯ достигает $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в периферических областях структуры. Такая структура представляет собою диод на основе p - n перехода в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с встроенной КЯ $\text{GaAs}_{0.84}\text{P}_{0.16}$.

Деформационные эффекты в гетероструктурах можно разделить на внутренние и внешние. Внутренние напряжения возникают из-за несоответствия параметров решетки подложки и слоев гетероструктуры. Они возникают и фиксируются в процессе роста структуры. Ненулевые компоненты тензора деформаций, связанные с несоответствием постоянных решеток в материалах $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ со структурой цинковой обманки, в гетероструктуре, выращенной в направлении [001], составляют

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_0 - a}{a}, \quad \varepsilon_{zz} = \frac{2C_{12}}{C_{11}}\varepsilon_{xx}, \quad (1)$$

где a_0 и a — постоянные решетки подложки и наносимого слоя, C_{11} и C_{12} — константы жесткости [10], а оси координат x, y, z задаются кристаллографическими осями [100], [010], [001] соответственно. Вследствие большой толщины барьера (~1000 нм) в рассчитываемой структуре лазерного диода (рис. 2) исходное (при нулевом давлении) биаксиальное растяжение задается несоответствием постоянных решеток материалов квантовой ямы $\text{GaAs}_{0.84}\text{P}_{0.16}$ и барьера $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$, а не подложки $n\text{-GaAs}$.

Ненулевые компоненты тензора деформаций для внешнего одноосного сжатия в направлении [110] равны [9]:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{S_{11} + S_{12}}{2}P, \quad \varepsilon_{zz} = S_{12}P, \quad \varepsilon_{xy} = \frac{S_{44}}{2}P, \quad (2)$$

где S_{11}, S_{12}, S_{44} — упругие модули. Общее напряженное состояние описывается суммой соответствующих компонент (1) и (2).

Используемая программа предусматривает проведение расчетов для разных значений температуры T . При этом постоянная решетки, следуя [10]:

$$a(T) = a(300) + a_T(T - 300),$$

где $a(300)$ — значение постоянной решетки при $T = 300 \text{ К}$, a_T — линейный коэффициент температурного расширения. Величина энергетической щели в соответствии с эмпирическим выражением [10]:

$$\varepsilon_g(T) = \varepsilon_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta},$$

где α и β — подгоночные параметры, $\varepsilon_g(0)$ — величина щели при $T = 0$.

Необходимые для расчета параметры материала слоев, такие, как постоянные решетки, упругие константы, деформационные потенциалы, значения энергетических щелей при нулевом давлении, диэлектрические проницаемости и параметры Латтинжера, были взяты из литературы [10]. Более подробное описание подхода

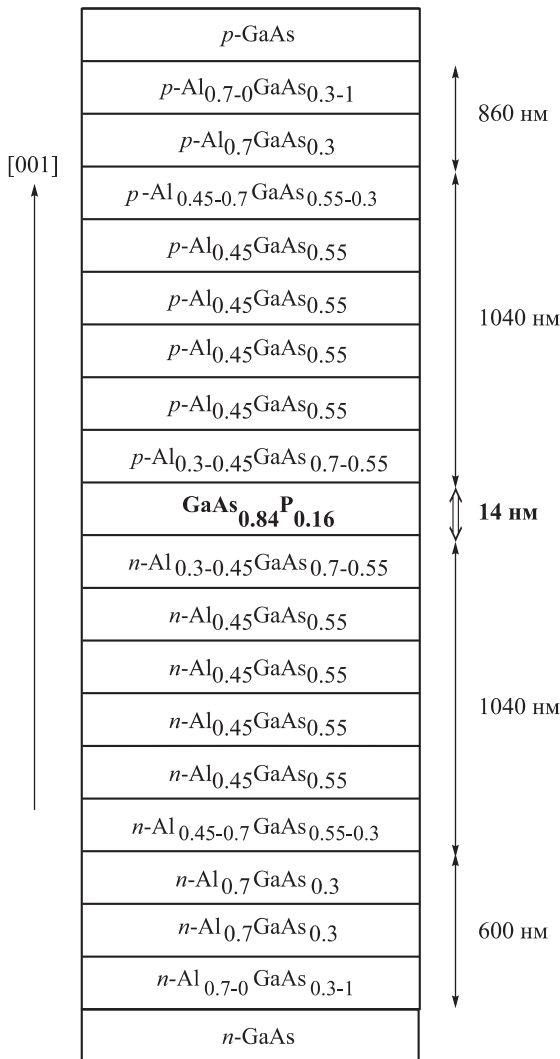


Рис. 2. Последовательность слоев в структуре $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}/n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($y = 0.84$)

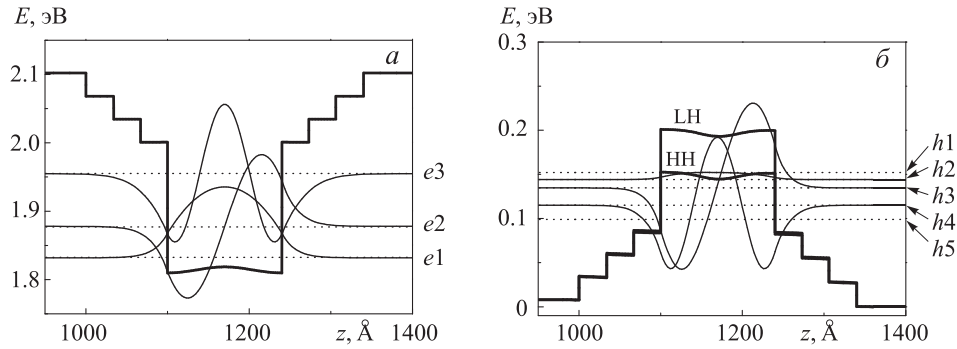


Рис. 3. Зонная диаграмма структуры вблизи КЯ при $P=0$ для зоны проводимости (а) и валентной зоны (б). Пунктирные линии — положение электронных и дырочных уровней размерного квантования; тонкие сплошные линии — огибающие волновых функций для уровней размерного квантования электронов и тяжелых дырок

и порядка расчета можно найти в описании программы «Heterostructure Design Studio 2.1».

Расчет проводился в два этапа. На первом этапе по результатам расчета волновых функций выяснялась реальная область локализации, которая ограничивалась КЯ и прилегающими к ней ближайшими слоями (огибающая волновых функций затухала в 100 раз на расстоянии ~ 18 нм от границы КЯ). На следующем этапе расчет проводился по сетке, покрывающей квантовую яму и ближайшие слои n - и p -типа по 110 нм каждый.

На рис. 3 приведены рассчитанные профили зоны проводимости и валентной зоны с уровнями размерного квантования электронов и дырок в КЯ для точки Γ . В качестве примера на рис. 3 приведены огибающие волновых функций, соответствующие электронным уровням $e1$, $e2$, $e3$ и состояниям тяжелых дырок на уровнях $h2$, $h3$, $h4$. Огибающие волновых функций, представленные на рис. 3, локализованы, как упоминалось выше, в основном внутри КЯ. Согласно расчету, в биаксиально растянутой КЯ вырождение состояний легких (ЛН) и тяжелых (НН) дырок в точке Γ снято, причем основным состоянием (уровень $h1$) являются легкие дырки ЛН1, тогда как второй уровень $h2$ соответствует состоянию тяжелых дырок НН1. Оптическая щель E_{opt} — энергия испускаемых фотонов — соответствует энергии переходов с нижнего электронного уровня $e1$ на верхний дырочный уровень $h1$. Рассчитанное изменение величины оптической щели с давлением приведено на рис. 4, а и хорошо описывает экспериментальные данные о смещении спектров ЭЛ, полученные в работах [1, 2].

Смещение при сжатии вдоль направления [110] пяти дырочных уровней размерного квантования, отсчитываемых от электронного уровня $e1$, приведено на рис. 4, б. Существенно, что при одноосном сжатии уровни $h1$ и $h2$ движутся навстречу друг другу и при давлении $P \approx 4.5$ кбар наблюдается их слияние и имеет место точка пересечения (или скорее квазипересечения). Так как переходы с электронного уровня $e1$ на верхний дырочный $h1$ доминируют в ЭЛ, то смена характера движения верхнего дырочного уровня с давлением при $P \geq 4$ кбар объясняет экспериментально наблюдаемую нелинейность сдвига максимума ЭЛ при сжатии. Фактически наблюдается изменение барического коэффициента с $dE_{opt}/dP = 7.2$ мэВ/кбар в области малых

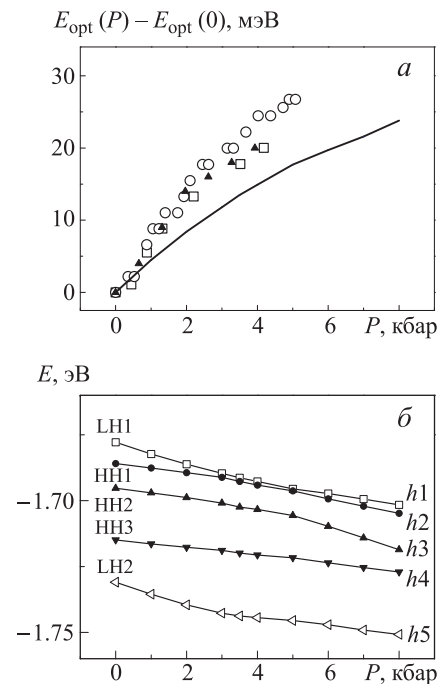


Рис. 4. Рассчитанные барическая зависимость изменения оптической щели (точки — экспериментальные данные работ [1, 2]) (а) и смещения пяти уровней размерного квантования дырок (б) при сжатии вдоль направления [110]

давлений до $dE_{opt}/dP = 3.1-3.7$ мэВ/кбар, связанное с изменением характера движения уровня $h1$ при $P > 4.5$ кбар.

При одноосном сжатии симметрия падает, и это приводит к перемешиванию базисных функций с полным угловым моментом $J = 3/2$ и его проекциями $m_j = \pm 1/2$ и $m_j = \pm 3/2$, описываемыми соответственно легкие и тяжелые дырки в недеформированном кристалле. Вследствие этого определить связь уровня с легкими или тяжелыми дырками становится проблемой. Однако интерфейс используемой программы предусматривает вывод огибающих волновых функций $\phi_j(z)$ по базисным функциям для каждого из уровней в КЯ (рис. 3). В результате, следуя подходу работы [11] и проинтегрировав квадрат модуля огибающей в значимой области ее существования, можно установить вклад

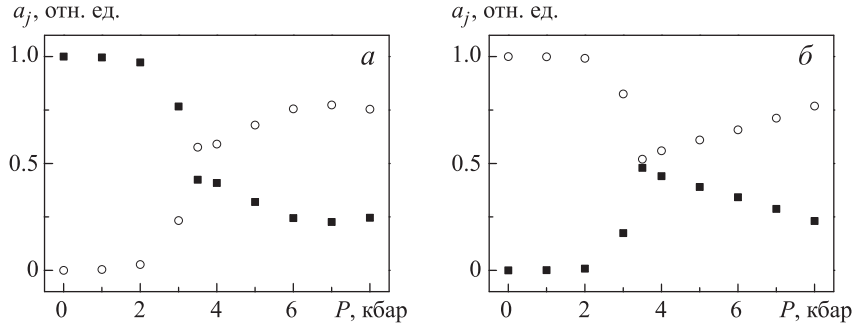


Рис. 5. Изменение вклада базисных функций с проекциями полного момента $m_j = \pm 1/2$ (квадраты) и $m_j = \pm 3/2$ (кружки) в состояния на уровнях $h1$ (а) и $h2$ (б) при сжатии вдоль $[110]$

в волновую функцию от каждой из базисных функций $a_j = \int |\phi_j(z)|^2 dz$ и связать природу уровня с легкими или тяжелыми дырками. Результаты такого анализа для уровней $h1$ и $h2$ приведены на рис. 5.

Из результатов расчета, представленных на рис. 5, видно, что при $P = 0$ верхний уровень $h1$ целиком относится к состоянию легких дырок ЛН1, а второй уровень $h2$ — к состоянию тяжелых дырок НН1, тогда как в напряженном состоянии относительный вклад этих состояний на уровнях существенно меняется. Рис. 4 демонстрирует развитие процесса смешивания состояний тяжелых и легких дырок при одноосном сжатии исследуемой структуры. После слияния при $P \approx 4$ кбар вклад тяжелых дырок является доминирующим на обоих уровнях $h1$ и $h2$.

После расчета спектра и волновых функций программа «Heterostructure Design Studio 2.1» позволяла ввести схему возможных оптических переходов между системой уровней и рассчитать значения матричных элементов оператора электрон фотонного взаимодействия для этих переходов между двумя различными состояниями i и j [11, 12]:

$$H'_{ji} = -\frac{e}{m_0} \mathbf{A} \cdot \langle j | \hat{p} | i \rangle = \frac{eA_0}{m_0} \mathbf{e} p_{ji}, \quad (3)$$

где $\mathbf{A} = A_0 \mathbf{e}$ — векторный потенциал электромагнитной волны, \mathbf{e} — единичный вектор поляризации излучения, \hat{p} — оператор импульса, e — заряд и m_0 — масса электрона. Затем для фотонов с энергией $E_{ph} = \hbar\omega$ определяется коэффициент оптического усиления g , т. е. фактически отрицательный коэффициент поглоще-

ния, по известной методике [12]:

$$g(\hbar\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{n_r m_0^2 \omega c} \sum_{v,c} |\mathbf{e} p_{vc}|^2 (f_c - f_v) \delta(E_c - E_v - \hbar\omega). \quad (4)$$

Здесь суммирование ведется по всем состояниям в зоне проводимости и в валентной зоне с энергиями E_c и E_v соответственно, n_r — коэффициент преломления, c — скорость света, f_c и f_v — фермиевские функции распределения электронов и дырок, квазиуровни Ферми для которых определяются концентрацией носителей.

Концентрация неравновесных носителей в КЯ $n = p = 10^{12}$ см⁻² оценивалась по средней величине использованного в [1, 2] тока ~ 10 мА в предположении отсутствия безызлучательной рекомбинации и токов утечки. Время жизни неравновесных носителей предполагалось равным характерному для структур на основе GaAs значению ~ 3 нс [13].

Рассчитанные спектры коэффициента оптического усиления приведены на рис. 6. Как видно, в довольно широком спектральном диапазоне он заметно возрастает при сжатии до давлений 4–5 кбар для обеих поляризационных мод. Для ТЕ-моды при более высоких давлениях рост сменяется падением. Рассуждая качественно, рост коэффициента оптического усиления можно связать прежде всего с тем, что под нагрузкой из-за уменьшения разницы энергий между основными состояниями легких и тяжелых дырок ($h1$ и $h2$ на рис. 4, б) должен возрастать вклад от имеющих большую плотность состояний тяжелых дырок. Кроме того, при деформации симметрия падает, и это приводит, как

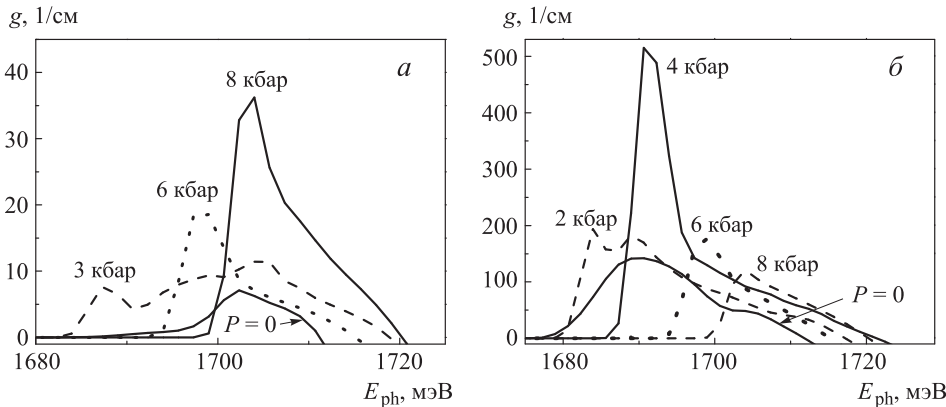


Рис. 6. Рассчитанные для ряда давлений спектры коэффициента оптического усиления ТМ-моды (а) и ТЕ-моды (б)

видно из рис. 5, к перемешиванию волновых функций, описывающих тяжелые и легкие дырки, что отразится на значении матричного элемента (3). Так сказать, смягчаются правила отбора. В то же время энергетические щели между состояниями электронов и дырок под давлением растут, и, согласно (4), актуальными становятся более высокие частоты, что в конечном счете приводит к уменьшению коэффициента усиления и, возможно, определяет поведение ТЕ-моды при давлениях выше 5 кбар.

Относительное возрастание с давлением рассчитанного коэффициента оптического усиления для ТЕ и ТМ поляризационных мод в 2 и 4 раза соответственно (рис. 6) демонстрирует хорошее качественное согласие с экспериментально наблюдаемым в [1, 2] ростом интенсивности ЭЛ при одноосном сжатии до 3–4 кбар (рис. 1). Поэтому можно считать, что именно перестройка спектра легких и тяжелых дырок при сжатии, приводящая к смешиванию волновых функций, в результате которого возникает «смягчение» правил отбора для оптических переходов и рост комбинированной плотности состояний [5], отвечает за обнаруженную интенсификацию ЭЛ в гетероструктурах $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}/n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($y = 0.84$). Величина смешивания тем сильнее, чем меньше энергетический зазор между уровнями $h1$ и $h2$. Для исследуемой гетероструктуры, как следует из рис. 4, б и рис. 5, оно велико в очень широком интервале давлений.

Говоря о точности проведенных численных расчетов, следует отметить, что они были выполнены с приведенными в литературе значениями параметров без применения каких-либо методов подгонки. В результате рассчитанная для случая $P = 0$ энергия испускаемых фотонов 1.678 мэВ согласуется с экспериментально наблюдаемой величиной 1.646 мэВ с точностью выше 2%, а сдвиг E_{opt} с давлением хорошо описывает экспериментальные данные на рис. 4, а.

Заключение

Исследованные ранее [1, 2] спектры электролюминесценции в структурах $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}/p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($y = 0.84$) демонстрировали нелинейное смещение максимума ЭЛ под давлением в коротковолновую область спектра и более чем двукратный рост интенсивности. Анализ, проведенный в рамках числен-

ного расчета зонной структуры, уровней размерного квантования, волновых функций, матричных элементов оператора электрон-фотонного взаимодействия и коэффициента оптического усиления при одноосном сжатии показывает, что нелинейный рост оптической щели определяется характером движения уровней размерного квантования в КЯ валентной зоны, а усиление интенсивности — сильным смешиванием состояний легких и тяжелых дырок в широком интервале давлений. Относительное возрастание рассчитанного коэффициента оптического усиления при сжатии хорошо согласуется с экспериментальными данными о росте интенсивности ЭЛ.

Авторы выражают признательность профессору С.Д. Бенеславскому за полезные обсуждения и К.И. Колоколову за помощь в освоении программы «Heterostructure Design Studio 2.1», применявшейся для численных расчетов.

Список литературы

1. Berman I.V., Bogdanov E.V., Kissel H. et al. // Phys. Stat. Sol. (b). 2009. **246**, N 3. P. 522.
2. Богданов Е.В., Брандт Н.Б., Минина Н.Я. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 5. С. 65.
3. Trzeciakowski W., Bercha A., Dybala F. et al. // Phys. Stat. Sol. (b). 2007. **244**, N 1. P. 179.
4. Kothiyal G.P., Hong S., Debbar N. et al. // Appl. Phys. Lett. 1987. **51**, N 14. P. 1091.
5. Perez E., Vina L., Koteles E.S. et al. // Semicond. Sci. Technol. 2000. **15**, N 2. P. 189.
6. van der Poel C.J., Ambrosius H.P.M.M., Linders R.M.W. et al. // Appl. Phys. Lett. 1993. **63**, N 17. P. 2312.
7. Agahi F., Baliga A., Lau K.M., Anderson N.G. // Sol. Stat. Electron. 1997. **41**, N 2. P. 647.
8. Bir G.L., Pikus G.E. Symmetry and strain-induced effects in semiconductors. N. Y., 1974.
9. Kolokolov K.I., Savin A.M., Beneslavski S.D. et al. // Phys. Rev. B. 1999. **59**, N 11. P. 7537.
10. Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. // J. Appl. Phys. 2001. **89**, N 11. P. 5815.
11. Warburton R.J., Gauer C., Wixforth A. et al. // Phys. Rev. B. 1998. **53**, N 12. P. 7903.
12. Kolokolov K.I., Beneslavski S.D., Minina N.Ya., Savin A.M. // Phys. Rev. B. 2001. **63**, N19. P. 195308.
13. Schubert F.E. Light-emitting diodes. N. Y., 2006.

Valence band quantum levels and optical gain in strained $p\text{-AlGaAs}/\text{GaAsP}/n\text{-AlGaAs}$ structures under uniaxial compression

E. V. Bogdanov^{1,a}, N. B. Brandt^{1,a}, N. Ya. Minina^{1,b}, S. S. Shirokov^{2,c}

¹Department of Low Temperature and Superconductivity Physics; ²Department of Semiconductor Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^a bev@mig.phys.msu.ru, ^b min@mig.phys.msu.ru, ^c stas.shirokov@gmail.com.

Numerical calculations of the band structure, quantum size levels and wave functions in conduction and valence bands of strained heterostructures $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}/n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($y = 0.84$) under uniaxial compression along [110] have been performed. Calculation results indicate a sublinear increase of the effective optical gap in the quantum well $\text{GaAs}_{0.84}\text{P}_{0.16}$, strong mixing of heavy and light hole states and coalescence of the corresponding ground states in the valence band quantum well under compression around 4.5–5 kbar.

Calculation of matrix elements in electron-photon interaction operator for all possible interband transitions permits to determine the optical gain for TE- and TM-modes. Two–three times increase of the calculated gain under uniaxial compression is in agreement with the experimental data on electroluminescence intensity increase that have been published recently.

Keywords: electroluminescence; uniaxial stress; laser diodes, heterostructures, quantum wells.

PACS: 62.50.-p, 73.40.Kp, 78.60.Fi, 78.67.De.

Received 9 June 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2011).

Сведения об авторах

1. Богданов Евгений Владимирович — докт. физ.-мат. наук, доцент, доцент; тел.: (495) 939-39-41, e-mail: bev@mig.phys.msu.ru.
2. Брандт Николай Борисович — докт. физ.-мат. наук, профессор, профессор; тел.: (495) 939-05-78, e-mail: bev@mig.phys.msu.ru.
3. Минина Наталья Яковлевна — докт. физ.-мат. наук, профессор, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-13-60, e-mail: min@mig.phys.msu.ru.
4. Широков Станислав Сергеевич — аспирант; тел.: (495) 939-29-94, e-mail: stas.shirokov@gmail.com.