

# Исследование разрыва зон на гетеропереходе напряженных короткопериодных сверхрешеток GaAs/GaAsP методом спектроскопии фотоотражения

© Л.П. Авакянц<sup>¶</sup>, П.Ю. Боков, Т.П. Колмакова\*, А.В. Червяков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет)

119992 Москва, Россия

\* ОАО „Оptron“,

105318 Москва, Россия

(Получена 22 апреля 2004 г. Принята к печати 28 апреля 2004 г.)

Из спектров фотоотражения напряженной короткопериодной сверхрешетки GaAs/GaAs<sub>0,6</sub>P<sub>0,4</sub> определены энергии межзонных переходов с участием подзон размерного квантования. По наблюдаемому сдвигу энергии фундаментального перехода GaAs<sub>0,6</sub>P<sub>0,4</sub> проведен расчет механических деформаций, обусловленных рассогласованием кристаллических решеток слоев GaAs и GaAs<sub>0,6</sub>P<sub>0,4</sub>. В рамках модели Кронига–Пенни проведено моделирование положения минизон сверхрешетки в зависимости от величины скачка потенциала на гетерогранице. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными показало, что исследованная сверхрешетка относится к контрвариантному типу со слабо локализованными электронами и легкими дырками, при этом величина скачка потенциала на гетерогранице в зоне проводимости составила  $\Delta E_c/\Delta E_g = 0.15$ .

## 1. Введение

Совершенствование технологий изготовления полупроводниковых гетероструктур сделало возможным выращивание пленок толщиной в несколько нанометров без образования дислокаций несоответствия. Это позволяет выращивать бездефектные гетероструктуры на основе полупроводников с различными постоянными кристаллической решетки при условии, что толщина слоев не превышает некоторой критической величины, определяемой рассогласованием решеток [1]. Полупроводниковые слои в такого рода гетероструктурах подвержены деформациям сжатия и растяжения, что приводит к дополнительной модификации зонной структуры слоев [2,3]. Оптические свойства сверхрешеток (СР) с напряженными слоями отличаются от свойств так называемых согласованных сверхрешеток. На положение энергетических уровней в напряженных СР оказывают влияние не только ширина квантовых ям и толщина барьеров, но и деформации, возникающие в слоях вследствие различия постоянных кристаллических решеток материалов. С одной стороны, изменение состава слоев ямы или барьера приводит к изменению ширины запрещенной зоны, с другой — приводит к изменению постоянной решетки и, следовательно, к изменениям в валентной зоне и зоне проводимости. Характер таких изменений зависит от знака деформаций.

Одним из примеров напряженных гетероструктур (НГС) являются структуры на основе гетеропары GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>. В случае НГС на основе GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> слои GaAs подвержены деформациям сжатия, а слои GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> — деформациям растяжения [4]. Недавние исследования показали [4,5], что лазеры инфракрасного и красного диапазонов излучения на

базе НГС GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> имеют лучшие характеристики, чем аналогичные приборы, изготовленные на основе ненапряженных гетероструктур GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, в частности, у лазеров на основе НГС меньше пороговые токи и больше квантовый выход.

Следует отметить, что для напряженных СР остается открытым вопрос о величине скачка потенциала на гетерогранице. Согласно теоретическим представлениям [6], зона проводимости в соединениях типа A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> образована ионами III группы, поэтому в СР GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>, где изменяется состав ионов V группы, основной скачок потенциала должен приходиться на валентную зону (так называемое правило общего аниона). Тем не менее в большинстве работ (например, [7]) считается, что на зону проводимости приходится до 60% разницы энергий фундаментальных переходов GaAs и GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> (как и в случае гетеропары GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As).

Кроме того, часто пользуются приближением, согласно которому все механические напряжения сосредоточены только в одном слое, например слое, который образует барьер НГС [4,5,8]. В указанных работах авторы на основе экспериментальных данных получили зависимость величины расщепления валентной зоны в барьере гетероструктуры GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> в зависимости от концентрации фосфора. Однако данное приближение является допустимым, если толщины слоев, формирующих барьер гетероструктуры, намного меньше ширины квантовой ямы.

В работе [9] рассчитана энергетическая диаграмма СР GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> в предположении, что скачок потенциала в зоне проводимости много меньше скачка потенциала в валентной зоне. Авторы считают, что дно зоны проводимости слоев ямы GaAs и барьера GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> в гетероструктуре отстоят от уровня вакуума на величину электронного сродства, что, вообще говоря, справедливо

<sup>¶</sup> E-mail: avakants@genphys.phys.msu.ru

только для собственных полупроводников при температуре  $T = 0$  К, и приходят к выводу, что рассматриваемая СР относится к ковариантному (II) типу.

В настоящей работе методом спектроскопии фотоотражения (ФО) исследуются энергии межзонных переходов в СР на основе GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>. Проводится расчет энергии межзонных переходов в СР в рамках модели периодического потенциала Кронига–Пенни с учетом различия эффективных масс в яме и барьере и механических деформаций. В отличие от [4,5,8] при расчете учитывается, что вследствие деформаций модифицируется зонная структура как ямы GaAs, так и барьера GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>. На основании полученных данных спектроскопии фотоотражения проведен расчет величины скачка потенциала на гетерогранице GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> с учетом деформаций в слоях СР и правила общего аниона.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Исследуемый образец был выращен методом жидкофазной эпитаксии на подложке GaAs с ориентацией (100) и представлял собой 20 чередующихся слоев GaAs и GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> одинаковой толщины (7 нм). Концентрация фосфора в барьере составляла  $\sim 40\%$ .

Спектры ФО регистрировались на установке, блок-схема которой приведена на рис. 1. Излучение спектральной лампы 1 (мощность 30 Вт) раскладывалось в спектр первым монохроматором 2 прибора МДР-6 и направлялось на образец 3. Одновременно на образец направлялось излучение He–Ne-лазера 4 (мощность 1 мВт), которое модулировалось механическим прерывателем 5. Частота модуляции составляла 370 Гц. Отраженное излучение направлялось на второй монохроматор 2 прибора МДР-6, для чего в последнем была смонтирована дополнительная входная щель. С вы-

ходной щели второго монохроматора свет поступал на кремниевый фотодиод 6 типа ФДК-263, сигнал от которого усиливался предварительным малошумящим фотоусилителем. Далее сигнал поступал на синхронный детектор 7 селективного нановольтметра Unipan-232В. На вход опорного напряжения синхронного детектора поступал сигнал с фотодиода 8, на который направлялось промодулированное излучение лазера 4. Таким образом, величина напряжения на выходе синхронного детектора была пропорциональна изменению коэффициента отражения  $R$  образца 3 на частоте модуляции. Изменение положения решеток монохроматора 2 и измерение сигнала ФО осуществлялось микропроцессорным модулем сопряжения, программно управляемого с помощью персонального компьютера 9.

Спектральная ширина аппаратной функции монохроматора составляла 1 мэВ. Регистрация спектров фотоотражения осуществлялась при комнатной температуре.

## 3. Результаты и обсуждение

### 3.1. Положение спектральных линий

Спектр ФО сверхрешетки GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> приведен на рис. 2. В спектре наблюдаются линия в области 1.41 эВ, обусловленная наличием подложки GaAs, линия в области 1.78 эВ, связанная с краем поглощения GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>, и серия линий в области энергий от 1.53 до 1.78 эВ, обусловленных переходами между мини-зонами СР зоны проводимости и валентной зоны.

Положение спектральных линий определялось путем аппроксимации экспериментальных данных суммой выражений Аспнеса [10,11] для так называемого низкополюсового случая

$$\frac{\Delta R}{R}(E) = \text{Re} \left[ A e^{i\varphi} (E - E_i + \Gamma)^{-m} \right], \quad (1)$$

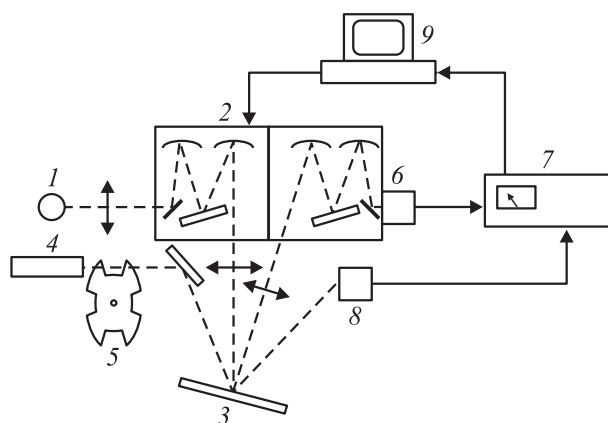
где  $A$ ,  $\varphi$  — амплитудный и фазовый параметры,  $E$  — энергия зондирующего излучения,  $E_i$  — положение спектральной особенности,  $\Gamma$  — феноменологический параметр уширения,  $m$  — параметр, определяемый видом критической точки и порядком производной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(E)$  по энергии. Мы использовали  $m = 2$  [12].

В результате аппроксимации спектра суммой выражений Аспнеса мы определили положение спектральных линий: 1.411, 1.551, 1.587, 1.699 и 1.772 эВ. Первая и последняя линии связаны с фундаментальными переходами в подложке GaAs и в барьере GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>.

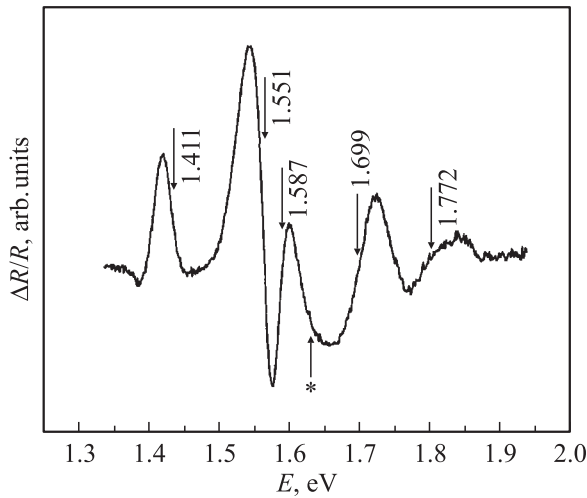
Сравним полученное значение ширины запрещенной зоны барьера с литературными данными. Энергия фундаментального перехода ненапряженного слоя GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> определяется с помощью предложенного в [13] выражения

$$E_g(\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x) = 1.42 + 1.12x + 0.21x^2 \quad (2)$$

и составляет для  $x = 0.4$   $E_g = 1.902$  эВ, в то время как определенное нами значение энергии фундаментального



**Рис. 1.** Блок-схема экспериментальной установки для регистрации спектров ФО. 1 — спектральная лампа, 2 — двойной монохроматор МДР-6, 3 — образец, 4 — He–Ne-лазер, 5 — прерыватель, 6 — фотоприемник с малошумящим усилителем, 7 — селективный нановольтметр Unipan-232В, 8 — фотоприемник опорного сигнала, 9 — компьютер с микропроцессорным модулем сопряжения.



**Рис. 2.** Спектр ФО сверхрешетки GaAs/GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub>. Стрелками обозначены наблюдаемые энергии переходов в СР.

перехода (1.772 эВ) существенно меньше. Указанное различие можно связать с наличием деформаций, обусловленных несоответствием периодов кристаллических решеток ямы GaAs и барьера GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>.

### 3.2. Деформационно-индуцированные изменения зонной структуры

Как известно [14], наличие механических деформаций приводит к изменению зонной структуры СР. Для СР GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>, выращенных вдоль направления [100], слои ямы GaAs подвержены деформациям объемного и одноосного сжатия. Объемное сжатие приводит к увеличению ширины запрещенной зоны в основном за счет сдвига зоны проводимости. Одноосное сжатие снимает вырождение валентной зоны в Г-точке, в результате чего между подзонами тяжелых и легких дырок появляется энергетическая щель.

Деформационно-индуцированные сдвиги зоны проводимости  $\delta E_c$  и подзон тяжелых  $\delta E_{vh}$  и легких  $\delta E_{vl}$  дырок валентной зоны в центре зоны Бриллюэна определяются из соотношений [7]:

$$\delta E_c = 2a_c \varepsilon (C_{11} - C_{12}) / C_{11}, \quad (3)$$

$$\delta E_{vh} = E_H + E_S, \quad (4)$$

$$\delta E_{vl} = E_H + \frac{1}{2} \Delta_0 - \frac{1}{2} E_S - \frac{1}{2} (\Delta_0^2 + 2\Delta E_S + 9E_S^2), \quad (5)$$

где

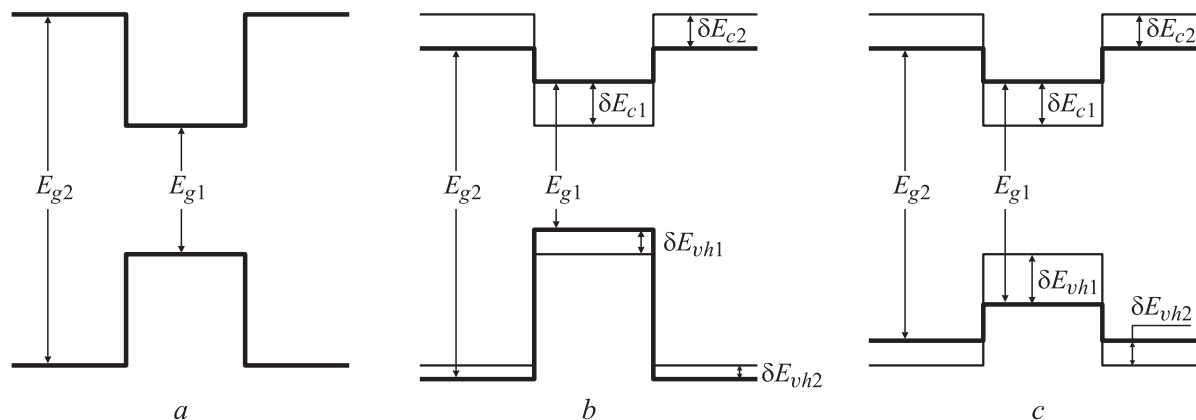
$$\varepsilon = (a_2 - a_1) / a_1, \quad (6)$$

$$E_H = 2a_v \varepsilon (C_{11} - C_{12}) / C_{11}, \quad (7)$$

$$E_S = b \varepsilon (C_{11} + 2C_{12}) / C_{11}. \quad (8)$$

Здесь  $\varepsilon$  — деформация слоя,  $a_c$  и  $a_v$  — гидростатические деформационные потенциалы для зоны проводимости и валентной зоны соответственно,  $b$  — потенциал одноосных деформаций,  $C_{11}$ ,  $C_{12}$  — упругие постоянные,  $a_1$ ,  $a_2$  — постоянные кристаллической решетки слоев ямы и барьера,  $\Delta_0$  — спин-орбитальное расщепление подзоны валентной зоны. В результате деформаций в СР GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> дно зоны проводимости GaAs смещается на величину  $\delta E_{c1}$ , увеличивая ширину запрещенной зоны в яме, а дно зоны проводимости GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> смещается на величину  $\delta E_{c2}$  в обратном направлении. Суммарные изменения положения зон проводимости GaAs и GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> приводят к уменьшению глубины квантовой ямы для электронов.

На рис. 3 приведены зонные диаграммы квантовых ям, образованных согласованной (a) и несогласованной гетеропарой (b, c), для которой область квантовой ямы подвержена деформациям сжатия, а барьера — деформациям растяжения. Приведенные на рисунке обозначения:  $\delta E_{c1}$ ,  $\delta E_{vh1}$ ,  $\delta E_{vl1}$  и  $\delta E_{c2}$ ,  $\delta E_{vh2}$ ,  $\delta E_{vl2}$  — сдвиги зон ямы и барьера в результате деформаций, рассчитанные в рамках модели (3)–(5), причем индексы 1 и 2 обозначают слои ямы GaAs и барьера GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> соответственно.



**Рис. 3.** Зонная диаграмма квантовой ямы для случая согласованной (a) и несогласованной гетеропар с учетом расщепления валентной зоны на подзоны тяжелых (b) и легких (c) дырок. В несогласованной гетеропаре постоянная кристаллической решетки слоя ямы больше постоянной кристаллической решетки барьера.

Одноосные напряжения приводят к снятию вырождения и возникновению энергетического зазора между подзонами тяжелых и легких дырок в центре зоны Бриллюэна валентной зоны. Так, потолок подзоны тяжелых дырок валентной зоны в слое ямы GaAs незначительно смещается в сторону уменьшения ширины запрещенной зоны, а соответствующая зона в GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> смещается в противоположном направлении (рис. 3). С подзоной легких дырок наблюдается обратная ситуация. Таким образом, суммарные изменения подзон валентных зон GaAs и GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> приводят к увеличению глубины квантовой ямы для тяжелых и уменьшению для легких дырок. В итоге деформационно-индуцированные изменения в зонной структуре приводят к тому, что энергии переходов „дно зоны проводимости–потолок подзоны тяжелых дырок валентной зоны“ и „дно зоны проводимости–потолок подзоны легких дырок валентной зоны“ в области ямы увеличиваются, а в области барьера уменьшаются по сравнению с недеформированными структурами. Таким образом, вблизи фундаментального края поглощения в напряженных полупроводниковых слоях будут наблюдаться две энергетические щели, связанные с переходами из зоны проводимости в подзоны тяжелых  $E_g^{\text{str}}(c - vh)$  и легких  $E_g^{\text{str}}(c - vl)$  дырок валентной зоны. Энергии этих переходов определяются из выражений:

$$E_g^{\text{str}}(c - vh) = E_g^{\text{unstr}} + \delta E_c + \delta E_{vh}, \quad (9)$$

$$E_g^{\text{str}}(c - vl) = E_g^{\text{unstr}} + \delta E_c + \delta E_{vl}, \quad (10)$$

где  $E_g^{\text{unstr}}$  — ширина запрещенной зоны для ненапряженного материала.

Таким образом, уменьшение ширины запрещенной зоны GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> обусловлено механическими деформациями в слоях СР. В работах [7,15] приведены константы, необходимые для расчета зонной структуры в модели (3)–(5). Для заявленной изготовителем концентрации фосфора (40%) деформационно-индуцированные ширины запрещенных зон составляют 1.524 и 1.785 эВ для краевых переходов между зоной проводимости и подзоной тяжелых дырок валентной зоны GaAs и GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub> соответственно; 1.603 и 1.683 эВ для аналогичных переходов с участием подзоны легких дырок валентной зоны. По положению спектральной линии (рис. 2), связанной с фундаментальным переходом в барьере, мы определили концентрацию фосфора  $x$ . Она составила  $(39 \pm 3)\%$ , что находится в хорошем согласии с данными изготовителя образцов.

### 3.3. Эффекты размерного квантования

Серия линий в спектре ФО в области энергий 1.53–1.78 эВ (рис. 2) связана с переходами между подзонами размерного квантования зоны проводимости и валентной зоны СР GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>. Так как наблюдаемые спектральные особенности достаточно узкие (при аппроксимации спектра методом наименьших

квадратов феноменологический параметр уширения в выражении (1) не превышает 20 мэВ), мы считали, что они обусловлены переходами между минизонами зоны проводимости и подзоны тяжелых дырок валентной зоны [6].

Проведем расчет энергий межзонных переходов в СР. Для бесконечного периодического прямоугольного потенциала СР поведение частицы описывается в рамках модели Кронига–Пенни [6,16]. Положение и ширина минизон определяются из трансцендентного уравнения метода огибающей волновой функции:

$$\frac{k_2^2 - k_1^2}{k_2^2 k_1^2} \text{sh}(k_2 d_2) \sin(k_1 d_1) + \text{ch}(k_2 d_2) \cos(k_1 d_1) = \cos(k_z d_z), \quad (11)$$

где

$$k_1 = \frac{1}{h} \sqrt{2m_1^* E}, \quad (12)$$

$$k_2 = \frac{1}{h} \sqrt{2m_2^* (U - E)}. \quad (13)$$

Здесь  $m_1^*$ ,  $m_2^*$  — эффективные массы носителей в яме и барьере СР,  $U$  — глубина потенциальной ямы, определяемая величиной скачка потенциала на гетерогранице,  $d_1$ ,  $d_2$  — ширина ямы и барьера,  $E$  — энергия частицы. Волновой вектор  $k_z$  определяется в пределах первой минизоны Бриллюэна:

$$-\pi/d_z \leq k_z \leq \pi/d_z. \quad (14)$$

Таким образом, область разрешенных в СР энергий определяется из соотношения

$$1 \leq \frac{k_2^2 - k_1^2}{k_2^2 k_1^2} \text{sh}(k_2 d_2) \sin(k_1 d_1) + \text{ch}(k_2 d_2) \cos(k_1 d_1) \leq 1. \quad (15)$$

Эффективная масса носителей в барьере GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> зависит от состава тройного соединения [7] следующим образом:

$$\begin{aligned} m_e/m_0 &= 0.067 + 0.103x, \\ m_{hh}/m_0 &= 0.62 + 0.17x, \\ m_{lh}/m_0 &= 0.074 + 0.066x. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь  $m$  — масса свободного электрона;  $m_e$ ,  $m_{hh}$ ,  $m_{lh}$  — эффективные массы электронов в зоне проводимости, тяжелых и легких дырок в валентной зоне соответственно;  $x$  — доля фосфора в тройном соединении.

Непараболичность закона дисперсии в зоне проводимости GaAs учитывалась при расчетах введением предложенной в [17] зависимости эффективной массы электронов от энергии:

$$\frac{m_e(E)}{m_0} = 0.0665 + 0.0436 E + 0.0236 E^2 - 0.147 E^3, \quad (17)$$

где  $m_e(E)$  — эффективная масса носителей в зоне проводимости,  $E$  — энергия, эВ. Данное соотношение

использовалось в выражениях (12), (13), (16) при расчете уровней энергии в квантовой яме зоны проводимости.

Для определения границ минизон по соотношению (15) была написана программа в пакете математического моделирования *MathCad*. Обнаружено, что для исследуемого образца с размерами ямы и барьера 7 нм ширина минизон не превышает 5 мэВ, что обеспечивает наблюдение в спектре ФО (рис. 2) резких особенностей.

Энергии межзонных переходов  $E_{i,j}^{c-vh}$ ,  $E_{i,j}^{c-vl}$  в напряженной СР определяются из соотношений:

$$E_{i,j}^{c-vh} = E_g^{str}(c - vh) + E_i^c + E_j^{vh}, \quad (18)$$

$$E_{i,j}^{c-vl} = E_g^{str}(c - vl) + E_i^c + E_j^{vl}, \quad (19)$$

где  $E_i^c$  — положение  $i$  минизоны в зоне проводимости,  $E_j^{vh}$  — положение  $j$  минизоны подзоны тяжелых дырок и  $E_j^{vl}$  — положение  $j$  минизоны подзоны легких дырок валентной зоны.

Положение минизон в СР, наряду с ее геометрическими параметрами, определяется глубиной квантовых ям для электронов и дырок  $U$ . До сих пор нет общепринятого метода определения величины скачка потенциала на гетерогранице. С одной стороны, зоны проводимости СР должны отстоять от уровня вакуума на величину, равную электронному средству, что жестко фиксирует глубину квантовых ям валентной зоны и зоны проводимости, однако это справедливо лишь в случае собственных полупроводников при температуре  $T = 0$  К. С другой стороны, есть мнемоническое правило общего аниона. Известно, что зона проводимости соединений  $A^{III}B^V$  образована ионами III группы (в нашем случае Ga). Поэтому в гетероструктурах типа GaAs/GaAs<sub>1-x</sub>Z<sub>x</sub>, где в тройном соединении ионы As заменяются на ионы вещества Z, формирующие валентную зону, наибольшие изменения потенциала коснутся валентной зоны. В то же время в гетероструктурах зоны выстраиваются относительно уровня Ферми таким образом, чтобы он был единым для всех слоев. На положение уровня Ферми сильное влияние оказывает наличие носителей заряда [18].

Для определения скачка потенциала на гетерогранице в GaAs/GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub> было проведено моделирование зонной структуры СР с разным распределением скачка потенциала между подзоной тяжелых дырок валентной зоны и зоной проводимости. В процессе моделирования на величину скачка потенциала в зоне проводимости приходилось от 10 до 90% величины разности энергий фундаментальных переходов GaAs и GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub> с шагом 5%, и наоборот для валентной зоны.

В итоге была построена диаграмма (рис. 4), на которой по оси абсцисс отложена доля разрыва зон, приходящаяся на зону проводимости, по оси ординат в области < 0 отложена энергия минизон валентной зоны, а в области > 0 — энергия минизон зоны проводимости. Таким образом, для определения энергии межзонного перехода с помощью диаграммы следует определить

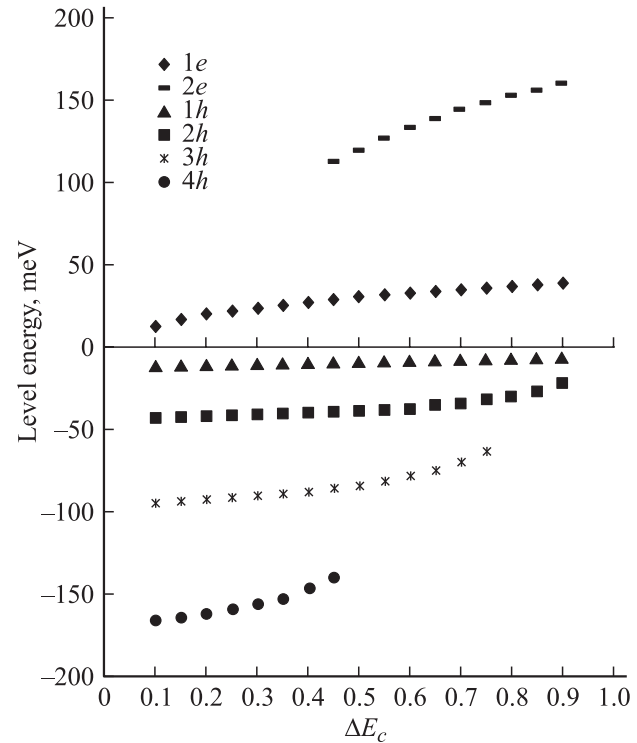


Рис. 4. Зависимость положения минизон в СР GaAs/GaAsP от величины скачка потенциала в зоне проводимости. В положительной полуплоскости отложены минизоны зоны проводимости, в отрицательной — подзоны тяжелых дырок валентной зоны. 1e, 2e, 1h, 2h, 3h, 4h — энергии минизон для электронов (e) и дырок (h).

энергетическую щель между минизонами валентной зоны и зоны проводимости для конкретного разрыва зон на гетерогранице и к полученной величине прибавить значение деформационно-индуцированной ширины запрещенной зоны GaAs (9). При этом наилучшее согласие экспериментальных и теоретических данных происходит в случае, когда на зону проводимости приходится 15% от разницы энергий фундаментальных переходов ямы и барьера. В указанном случае глубина ямы зоны проводимости составляет 39 мэВ, подзон тяжелых и легких дырок валентной 222 и 41 мэВ соответственно. Из сказанного выше следует, что исследованная СР относится к контрвариантному (I) типу [6] со слабо локализованными электронами и легкими дырками.

В соответствии с определенным скачком потенциала мы предлагаем следующую идентификацию наблюдаемых в спектре ФО линий: 1.551 эВ — переход 1e–1h, 1.587 эВ — 1e–2h и 1.699 эВ — 1e–4h. При этом различие теоретических и экспериментальных данных не превышает погрешности определения положения спектральных линий. Потолок единственной минизоны подзоны легких дырок отстоит от соответствующего потолка валентной зоны на 16 мэВ и энергия единственного возможного межзонного перехода (на рис. 2 это место обозначено звездочкой) 1e–1l составляет 1.636 эВ.

## 4. Заключение

Методом спектроскопии ФО исследованы энергии межзонных переходов в СР на основе гетеропары GaAs/GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub> при комнатной температуре.

В рамках модели Кронига–Пенни для периодического потенциала с учетом деформационно-индуцированных изменений зонной структуры слоев ямы GaAs и барьера GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub> проведено моделирование структуры мини-зон СР с целью определения величины скачка потенциала на гетерогранице. Обнаружено, что наилучшее согласие экспериментальных и теоретических данных наблюдается для случая, когда на зону проводимости приходится 15% разницы энергий фундаментальных переходов GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub> и GaAs ( $\Delta E_c/\Delta E_g = 0.15$ ), что не противоречит правилу общего аниона. Проведена идентификация линий, наблюдаемых в спектре ФО с учетом полученной величины скачка потенциала на гетерогранице в зоне проводимости. Показано, что линии соответствуют межзонным переходам с участием минизон сверхрешетки.

## Список литературы

- [1] G.C. Osbourn. IEEE J. Quant. Electron., **QE-22**, 1677 (1986).
- [2] E.P. O'Reilly. Semicond. Sci. Technol., **4**, 137 (1989).
- [3] C. Mailhot, D.L. Smith. Phys. Rev. B, **35**, 1242 (1987).
- [4] F. Agahi, A. Baliga, K.M. Lau, N.G. Anderson. Appl. Phys. Lett., **68**, 3778 (1996).
- [5] F. Agahi, K.M. Lau, E.S. Koteles, A. Baliga, N.G. Anderson. IEEE J. Quant. Electron., **QE-30**, 459 (1994).
- [6] C. Weisbuch, B. Winter. *Quantum Semiconductor Structures, Fundamental and Applications* (Academic Press, 1991).
- [7] X. Zhang, K. Onabe, Y. Nitta, B. Zhang, S. Fukatsu, Y. Shraki, R. Ito. Jap. J. Appl. Phys., **30**, L1631 (1991).
- [8] N.G. Anderson, F. Agahi, A. Baliga, K.M. Lau. J. Electron. Mater., **24**, 713 (1995).
- [9] О.С. Горя, А.С. Кеяну, И.В. Кравецкий, Л.Л. Кулюк, О.М. Татаринская. ЖПС, **62**, 160 (1995).
- [10] D.E. Aspnes. Surf. Sci., **37**, 418 (1973).
- [11] P.J. Hughes, B.L. Weiss, T.J.S. Hosea. Semicond. Sci. Technol., **10**, 1339 (1995).
- [12] Ю. Кавалюскас, Г. Кривайте, Л.В. Шаронова, А. Шилейка, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **27**, 1086 (1993).
- [13] L. Malikova, F.H. Pollak, O. Gorea, A. Korotcov. J. Electron. Mater., **29**, 1346 (2000).
- [14] E.L. Ivchenko, G. Pikus. *Superlattices and other heterostructures. Symmetry and optical phenomena*. Series Solid State Science, **110**, (Springer 1995).
- [15] S.-G. Shen, X.-Q. Fan. J. Phys.: Condens. Matter., **8**, 4369 (1996).
- [16] А.П. Силин. УФН, **127**, 485 (1985).
- [17] H. Kawai, J. Kaneko, N.J. Watanabe. J. Appl. Phys., **58**, 1263 (1985).
- [18] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).

Редактор Л.В. Беляков

## Investigations of bands discontinuity at the heterointerface of strained short-period GaAs/GaAsP superlattices by means of photoreflectance

L.P. Avakyan, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov, T.P. Kolmakova\*

M.V. Lomonosov Moscow State University  
(Faculty of Physics),  
119992 Moscow, Russia

\* Joint Stock Company „Optron“,  
105318 Moscow, Russia

**Abstract** The energies of the interband transitions of a short period GaAs/GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub> superlattice have been studied. The mechanical deformations in the superlattice depend on the difference between the crystal lattice constants (GaAs and GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub>), which has been calculated from the shift of GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub> band gap. The simulation of minibands energies was made within the Kronig–Penny model when taking into account the bands discontinuity. The comparison of experimental and modelling data has shown that our superlattice is of the II-type with weakly localized electrons and light holes. The potential step at the heterointerface for the conductance band is  $\Delta E_c/\Delta E_g = 0.15$ .