

# Исследования электронных переходов в связанных квантовых ямах со встроенным электрическим полем методом спектроскопии фотоотражения

© Г.Б. Галиев, В.Э. Каминский<sup>¶</sup>, В.Г. Мокеров,  
Л.П. Авакянц\*, П.Ю. Боков\*, А.В. Червяков\*, В.А. Кульбачинский\*

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
103907 Москва, Россия

\* Московский государственный университет,  
119899 Москва, Россия

(Получена 15 апреля 2002 г. Принята к печати 15 апреля 2002 г.)

В гетероструктурах со связанными квантовыми ямами и встроенным электрическим полем измерены спектры фотоотражения при комнатной температуре. Определены энергии оптических переходов. Изучены их зависимости от ширины ямы и толщины барьера. Проведено сравнение экспериментальных результатов с теоретически рассчитанными энергиями электронно-дырочных переходов. Для узких ям получено хорошее согласие. В широких ямах одному оптическому переходу соответствует несколько близко расположенных электронно-дырочных переходов.

## 1. Введение

Гетероструктуры с квантовыми ямами AlGaAs/GaAs/AlGaAs в настоящее время широко используются для создания фотодетекторов, оптических модуляторов, мощных транзисторов и других приборов. В оптоэлектронных приборах для получения необходимых характеристик часто используются связанные квантовые ямы, которые представляют собой две квантовые ямы GaAs, разделенные барьером AlAs [1,2]. Как известно, для прямоугольных квантовых ям выполняются правила отбора по четности, и интегралы перекрытия между электронными и дырочными волновыми функциями равны единице или нулю. Однако в большинстве случаев квантовые ямы находятся во встроенном и(или) внешнем электрическом поле. В этом случае нет правил отбора по четности и интегралы перекрытия могут принимать любые значения в интервале от нуля до единицы. Это в свою очередь меняет условия излучения или поглощения света в таких структурах.

Кроме квантования энергетического спектра электронов в гетероструктурах типа AlGaAs/GaAs/AlGaAs квантуется спектр фононов. Это, согласно расчетам [3], должно уменьшить электрон-фононное рассеяние и тем самым привести к повышению подвижности электронов. При определенных размерах квантовых ям введение тонкого барьера AlAs должно значительно уменьшить скорость внутриволнового рассеяния и может привести к дополнительному повышению подвижности [4]. Результатом этого может быть улучшение характеристик транзисторов. Все это указывает на актуальность исследования квантовых ям с тонкими барьерами.

Для исследования электронных состояний в гетероструктурах широко используются методы фотолюминесценции [5–8], спектроскопии поглощения [2,9], а также методы модуляционной спектроскопии [10,11]. Из последних наибольшее распространение получили методы

фото- и электроотражения, основанные на регистрации изменения коэффициента отражения  $R$  исследуемого образца под воздействием электрического поля. В случае фотоотражения модуляция  $R$  осуществляется изменением электрического поля полупроводника при генерации электронно-дырочных пар лазерным излучением.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований гетероструктур со связанными квантовыми ямами методом спектроскопии фотоотражения. Из экспериментальных спектров фотоотражения, полученных при комнатной температуре, определены энергии оптических переходов и проведено их сравнение с теоретически рассчитанными энергиями электронно-дырочных переходов.

## 2. Приготовление образцов и измерение спектров фотоотражения

Образцы для исследований выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs(100), разориентированных в направлении [110] на  $2^\circ$ . Сначала выращивался буферный слой GaAs толщиной 0.5 мкм. Далее выращивались барьер Al<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.78</sub>As, квантовая яма GaAs, барьер AlAs, квантовая яма GaAs, барьер Al<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.78</sub>As. В конце процесса выращивался защитный *cap*-слой GaAs толщиной 8 нм. Температура роста слоев GaAs и AlAs равнялась 600°C, а слоев AlGaAs — 640°C. Отношение потоков мышьяка и галлия в зоне роста было равно 30. Толщина барьеров AlGaAs во всех структурах была одинаковой и равнялась 30 нм. Ширина обеих квантовых ям в каждой структуре была одинаковой. Толщина барьера AlAs и суммарная толщина квантовых ям для исследованных структур приведены в таблице. Для сравнения результатов часть структур выращена без

<sup>¶</sup> E-mail: kamin@mail.cplire.ru

барьерного слоя AlAs. В процессе роста гетероструктуры специально не легировались. Непреднамеренное фоновое легирование, по нашим оценкам, было донорного типа с концентрацией  $\approx 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ .

Параметры образцов, экспериментально измеренные и рассчитанные энергии оптических переходов для квантовых ям

№ образца	W нм	L <sub>b</sub> нм	E <sub>g</sub> эВ	E		M <sup>2</sup>	Тип перехода
				эксперимент	расчет		
45M	26	0	1.42	1.421	1.415	0.172	1e-1lh
					1.416	0.136	1e-2hh
					1.428	0.268	1e-3hh
				1.437	1.431	0.317	2e-1hh
					1.439	0.332	1e-4hh
					1.441	0.531	1e-2lh
					1.444	0.541	2e-1lh
					1.446	0.266	2e-2hh
				1.45	1.45	0.155	1e-5hh
					1.464	0.278	3e-1hh
					1.468	0.254	1e-3lh
					1.477	0.125	3e-1lh
					1.491	0.149	3e-3hh
				1.514	1.498	0.245	2e-3lh
					1.504	0.239	3e-2lh
					1.522	0.135	4e-2hh
				1.561	1.533	0.12	2e-4lh
					1.574	0.175	4e-3lh
					1.608	1.609	0.022
				1.65	0.128	4e-5lh	
46M	26	1.8	1.414	1.414			
				1.437	1.443	0.595	1e-3hh
					1.443	0.505	2e-1hh
					1.46	0.113	1e-2lh
					1.462	0.609	2e-1lh
				1.492			
					1.522	0.197	3e-3hh
					1.54	0.213	3e-4hh
					1.541	0.127	4e-1hh
					1.58	0.127	4e-1hh
				1.605	1.606	0.178	4e-3lh
					1.638	0.101	4e-4lh
				50M	26	0.9	1.413
	1.440	0.435	2e-1hh				
1.442	1.456	0.449	1e-2lh				
	1.457	0.664	2e-1lh				
1.507	1.512	0.032	1e-4lh				
	1.53	0.133	3e-2lh				
	1.531	0.222	3e-3hh				
	1.532	0.111	4e-2hh				
	1.593	0.196	4e-3lh				
1.611							

Продолжение таблицы

№ образца	W нм	L <sub>b</sub> нм	E <sub>g</sub> эВ	E		M <sup>2</sup>	Тип перехода				
				эксперимент	расчет						
56M	26	0.5	1.413	1.413							
				1.431	1.438	0.467	2e-1hh				
					1.452	0.595	1e-2lh				
				1.457	1.454	0.685	2e-1lh				
					1.455	0.164	1e-3hh				
					1.455	0.12	2e-2hh				
					1.475	0.15	1e-3lh				
					1.523	0.186	2e-2lh				
					1.526	0.298	3e-3hh				
					1.528	0.128	4e-2hh				
					1.579	0.179	3e-4lh				
					1.586	0.198	4e-3lh				
					1.599						
				58M	35	0	1.413		1.408	0.102	1e-4hh
									1.41	0.2	1e-2lh
	1.411	0.22	2e-1lh								
	1.413	0.128	2e-2hh								
	1.418	0.176	1e-5hh								
	1.422	0.227	3e-1hh								
	1.426	0.267	2e-3hh								
	1.432	0.414	1e-3lh								
1.425	1.435	0.448	3e-1lh								
	1.437	0.196	2e-4hh								
	1.437	0.25	3e-3hh								
	1.438	0.391	2e-2lh								
	1.448	0.287	4e-1hh								
	1.451	1.454	0.278					1e-4kh			
	1.462	0.178	4e-1lh								
	1.471	0.129	3e-5hh								
	1.476	0.104	4e-3hh								
	1.479	1.482	0.184					2e-4lh			
	1.484	0.221	3e-3lh								
	1.488	0.197	4e-2lh								
	1.514	1.509	0.146	2e-5lh							
		1.533	0.14	3e-5lh							
	1.551	1.543	0.105	5e-3lh							
	1.59										
	1.625										
59M	35	1.8	1.413	1.413							
				1.429	1.438	0.191	1e-4hh				
					1.438	0.627	1e-3lh				
				1.463	1.473	0.165	2e-1hh				
				1.525	1.529	0.313	2e-2lh				
				1.546							
					1.563	0.209	3e-4hh				
					1.629	1.616	0.101	3e-5lh			
					1.621	0.018	3e-5hh				

Продолжение таблицы

№ образца	W нм	$L_b$ нм	$E_g$ эВ	E		$M^2$	Тип перехода
				эксперимент	расчет		
61M	6.5	0	1.413	1.413			
				1.479	1.48	0.307	1e-1hh
					1.507	0.35	1e-1lh
62M	13	0.5	1.413	1.413			
				1.465	1.469	0.173	1e-1hh
				1.486	1.488	0.316	1e-2hh
					1.498	0.386	1e-1lh
					1.528	0.534	1e-1lh
					1.531	0.154	2e-1lh
Поверхностный слой GaAs	8	0	1.42	—	1.473	0.41	1e-1hh
					1.495	0.447	1e-1lh
					1.567	0.241	1e-2lh

Спектры фотоотражения регистрировались на автоматизированной установке, описанной ранее [12]. В качестве модулирующего излучения использовалась линия 632.8 нм He-Ne-лазера (мощность 1 мВт). Частота модуляции составляла 370 Гц. Ширина аппаратной функции спектрометра не превышала 1 мэВ.

Спектры фотоотражения приведены на рис. 1–3. Для определения положения линий в спектре каждая из них аппроксимировалась формулой, соответствующей

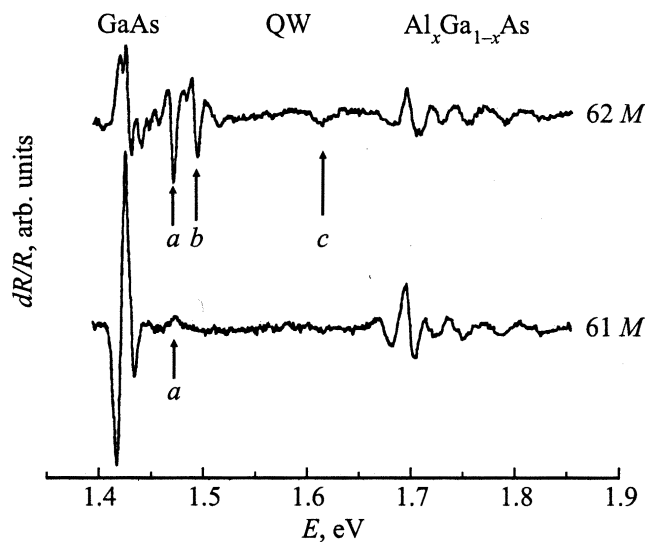


Рис. 1. Спектры фотоотражения образцов с узкими квантовыми ямами.  $a$ – $c$  — особенности, связанные с эффектами размерного квантования в яме.

низкополевой модели Аспнеса [13]

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

где  $A$ ,  $\varphi$  — амплитудный и фазовый параметры,  $E$  — энергия зондирующего излучения,  $E_i$  — положение спектральной особенности,  $\Gamma$  — параметр уширения,  $m$  — величина, определяемая видом критической точки. Мы использовали значение  $m = 2$  [13]. Определенные таким образом энергии оптических переходов приведены в таблице. В таблице также приведены экспериментально определенные значения ширины запрещенной зоны GaAs в буферном слое.

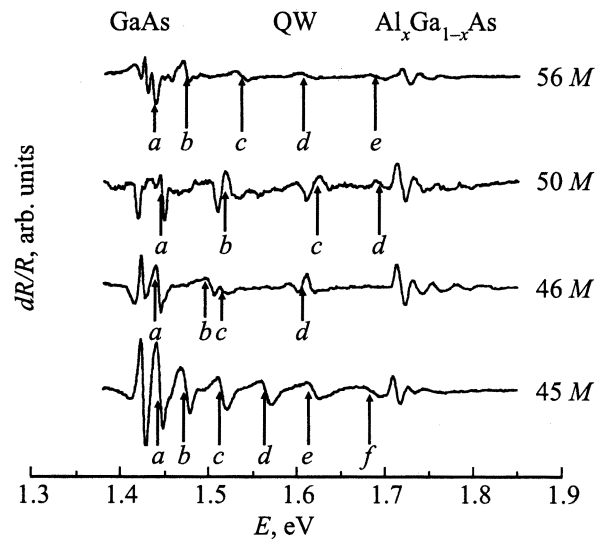


Рис. 2. Спектры фотоотражения образцов с квантовой ямой шириной 26 нм.  $a$ – $f$  — особенности, связанные с эффектами размерного квантования в яме.

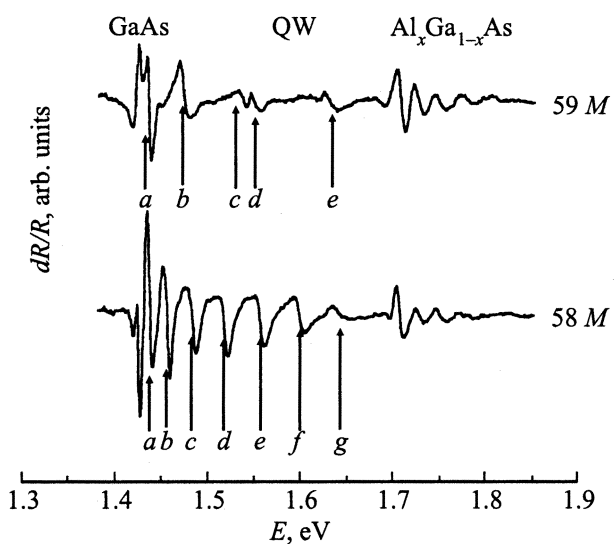


Рис. 3. Спектры фотоотражения образцов с квантовой ямой шириной 35 нм.  $a$ – $g$  — особенности, связанные с эффектами размерного квантования в яме.

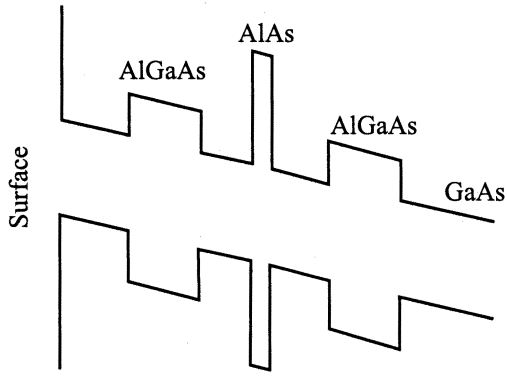


Рис. 4. Зонная диаграмма исследованных гетероструктур со встроенным полем.

### 3. Расчет энергий квантовых переходов и обсуждение экспериментальных результатов

Так как структуры специально не легировались, поверхностный потенциал создает в них большую область пространственного заряда. Для указанной концентрации доноров ее толщина составляет  $\sim 2$  мкм. Поэтому исследованные структуры находятся в однородном встроенном поле  $E_s$ . Если высоту барьера на поверхности принять равной 0.7 В, то напряженность поля составляет  $\approx 4 \cdot 10^3$  В/см. Зонная диаграмма гетероструктуры для этого случая приведена на рис. 4.

Для расчета энергий переходов в приближении огибающих волновых функций в квантовой яме численно решалось уравнение Шредингера

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} - qE_s x\right) \psi_n(x) = E_n \psi_n(x), \quad (2)$$

где  $E_n$  — собственные значения энергий,  $m$  — эффективная масса носителя тока для электронов ( $e$ ), легких ( $lh$ ) и тяжелых ( $hh$ ) дырок. Так как барьеры AlGaAs толстые и туннельно слабо прозрачные, при решении уравнения Шредингера они заменялись на полубесконечные. Для обеспечения стационарных решений уравнения Шредингера встроенное поле  $E_s$  в барьерах принималось равным нулю. Для расчетов было принято, что разрыв дна зоны проводимости на гетеропереходе  $\Delta E_c = 0.62 \Delta E_g$ . Для  $x = 0.22$ , согласно [14], имеем  $\Delta E_c = 0.19$  эВ. Результаты расчетов энергий электронно-дырочных переходов приведены в таблице.

В таблице также приведены значения квадратов интегралов перекрытия огибающих волновых функций

$$M_{ij} = \int \psi_{ie} \psi_{jh} dx.$$

Отметим здесь, что амплитуда  $A$  в (1) прямо пропорциональна  $M_{ij}^2$ . Для широких ям (26 и 35 нм) в таблице приведены энергии только тех переходов, для кото-

рых  $M_{ij}^2 > 0.1$ . В таблице также приведены результаты расчета для квантовой ямы на поверхности *срп*-слоя. Однако реальный размер этой ямы отличен от толщины атомарного слоя (в большую сторону) и определяется самосогласованным потенциалом на поверхности. Поэтому для этой ямы результаты имеют скорее ориентировочные значения. Как видно, рассчитанные энергии оптических переходов близки к экспериментально наблюдаемым. Поэтому можно предположить, что они сливаются с оптическими переходами квантовой ямы.

Как следует из зонной диаграммы, экспериментальный спектр представляет собой суммарный спектр фотоотражения от объемного GaAs, защитного *срп*-слоя, квантовой ямы и треугольной ямы для дырок около барьера AlGaAs со стороны объемного GaAs. Как видно из таблицы, для узких ям имеется хорошее согласие между рассчитанными и экспериментально наблюдаемыми энергиями переходов. Отсутствие в экспериментальных спектрах сигнала от переходов с высокими энергиями (1.507–1.531 эВ), как можно предположить, связано со слабостью сигнала и трудностью его выделения над уровнем шумов.

В случае широких ям ситуация несколько иная. Во-первых, в ямах без барьеров AlAs часть электронно-дырочных переходов сливается с переходами зона-зона буферного слоя GaAs. Во-вторых, как видно из результатов расчетов (см. таблицу), во всех ямах есть группы электронно-дырочных переходов, для которых разница энергий соседних переходов значительно меньше тепловой энергии  $kT = 26$  мэВ при температуре измерения спектров. В то же время для равновесных условий параметр уширения  $\Gamma \approx kT$ . Причем для каждого из переходов величина  $\Gamma$ , вообще говоря, разная. Кроме того, при фотоотражении условия не являются равновесными. Для нелегированного GaAs равновесные концентрации электронов и дырок очень малы ( $\approx 10^7$  см $^{-3}$ ). В этих условиях освещение приводит к значительному увеличению концентраций электронов и дырок и к сильному отклонению их функций распределения от равновесного вида. Кроме того, в буферном слое GaAs неравновесные электроны и дырки дрейфуют во встроенном поле. Совместное действие этих факторов (в разной степени) приводит к дополнительному увеличению  $\Gamma$  и меняет условия поглощения и отражения для каждого из переходов по сравнению с равновесными условиями. Если разность энергий соседних электронно-дырочных переходов  $\Delta E > \Gamma$ , то число спектральных особенностей в спектре фотоотражения совпадает с числом разрешенных оптических переходов, для которых  $M^2$  не очень мал. Такая ситуация в нашем случае реализуется в ямах шириной 6.5 и 13 нм. В широких ямах (26 и 35 нм)  $\Delta E < \Gamma$ . В этом случае число линий в спектрах фотоотражения всегда меньше числа электронно-дырочных переходов и зависит от амплитудно-фазовых соотношений (1). Очевидно, что в случае близко расположенных переходов  $\Delta E < \Gamma$  в спектрах фотоотражения будет наблюдаться одна линия,

положение которой совпадает со средним значением энергий оптических переходов. Такая ситуация, очевидно, реализуется для экспериментально наблюдаемых переходов 1.437 эВ (образец 45M), 1.442 эВ (50M), 1.425 и 1.473 эВ (58M).

В случае  $\Delta E \sim \Gamma$  число линий в спектре будет соответствовать числу разрешенных переходов. Такая ситуация, как можно предположить, реализуется для рассчитанных электронно-дырочных переходов 1.46 и 1.482 эВ (46M), 1.593 эВ (50M), 1.579 и 1.586 эВ (56M). Необходимо отметить, что при определенных соотношениях параметров амплитуда сигнала фотоотражения может быть меньше уровня шумов. В этом случае определение энергии оптического перехода становится невозможным. Это, как можно предположить, имеет место для рассчитанных переходов 1.53–1.532 эВ (50M) и 1.54, 1.541 эВ (46M).

В экспериментальных спектрах образцов 45M, 46M, 50M и 62M наблюдается переход с энергией 1.6–1.611 эВ. Это соответствует энергии  $E_g + \Delta E_c$ . Поэтому он, скорее всего, связан с переходом между электронами непрерывного спектра энергий и первым уровнем энергии ( $1hh$ ) тяжелых дырок в квантовой яме.

Как видно из рис. 1 и 2 и таблицы, вид спектров и энергии переходов сильно меняются при увеличении ширины ямы ( $W$ ) от 6.5 до 26 нм. При дальнейшем увеличении ширины ямы энергии переходов изменяются слабо. Для широких ям введение барьера AlAs и вариации его толщины ( $L_b$ ) также слабо изменяют энергии переходов. Для широких ям введение барьера приводит к сильному уменьшению амплитуды изменения  $\Delta R/R$  (рис. 2 и 3). По-видимому, эти особенности являются следствием наличия в структуре встроенного поля. В широких ямах оно формирует треугольные ямы для дырок и электронов. В таких ямах положение второй границы определяется самосогласованным потенциалом. Поэтому спектр энергий слабо изменяется при введении встроенного барьера в области, где потенциальная энергия превышает энергию уровня. В то же время эти факторы сильно изменяют величины интегралов перекрытия электронных и дырочных волновых функций. В узких ямах влияние встроенного поля слабое и энергии переходов определяются в основном шириной ямы. Отсюда непосредственно следует, что использование широких квантовых ям для управления с помощью поверхностного поля спектрами отражения (или поглощения) в приборах типа оптических модуляторов или фотоприемников является не эффективным.

#### 4. Заключение

Таким образом, в работе методом спектроскопии фотоотражения исследованы эпитаксиальные структуры AlGaAs/GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами различной

ширины. Показано, что для узких ям введение тонкого барьера AlAs в центре является эффективным методом получения необходимых энергий оптических переходов посредством изменения его толщины. Проведенный расчет показывает, что в этом случае имеется взаимно однозначное соответствие между энергиями оптических переходов и положением линии в спектре фотоотражения. Для широких ям эффект введения барьера оказывается значительно слабее. В этом случае оптический переход в спектре фотоотражения является результатом сложения нескольких близко лежащих электронно-дырочных переходов, а его положение по энергии зависит как от параметров ямы, так и от величины уширения спектральной линии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства промышленности, науки и технологий РФ по программе FTNS.

#### Список литературы

- [1] W. Trzeciakowski, B.D. McCombe. Appl. Phys. Lett., **55**, 891 (1989).
- [2] A. Lorke, U. Merkt, F. Malcher, G. Weimann, W. Schlapp. Phys. Rev. B, **42**, 1321 (1990).
- [3] J. Pozela, V. Jucene, K. Pozela. Semicond. Sci. Technol., **10**, 1076 (1995).
- [4] Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене. ФТП, **34**, 1053 (2000).
- [5] A. Chiari, M. Colocci, F. Fermi, Y. Li, R. Guerzoli, A. Winatieri, W. Zhang. Phys. St. Sol. (b), **147**, 421 (1988).
- [6] S.K. Brierley. J. Appl. Phys., **74**, 2760 (1993).
- [7] А.В. Гук, В.Э. Каминский, В.Г. Мокеров, Ю.В. Федоров, Ю.В. Хабаров. ФТП, **31**, 1367 (1997).
- [8] Yu.V. Gulyaev, V.G. Mokerov, V.E. Kaminskii, A.V. Guk, Yu.V. Fedorov, Yu.V. Khabarov. Photon. Electron., **4**, 1 (1997).
- [9] Y. Hirayama, W.-Y. Choi, L.H. Peng, C.G. Fonstad. J. Appl. Phys., **74**, 570 (1993).
- [10] H. Qiang, F.H. Pollak, Y.-S. Huang, Y.-S. Huang, W.S. Chi, R. Droopad, D.L. Mathine, G.N. Maracas. SPIE Proc., **2139**, 11 (1994).
- [11] P.J. Hughes, B.L. Weiss, T.J.S. Hosea. J. Appl. Phys., **77**, 6472 (1995).
- [12] Л.П. Авакянц, В.С. Горелик, А.В. Червяков, А.Б. Коршунов, Э.М. Темпер. Кр. сообщ. по физике ФИАН, вып. 2, 17 (1999).
- [13] D.E. Aspnes. Surf. Sci., **37**, 418 (1973).
- [14] L. Pavesi, M. Gizzi. J. Appl. Phys., **75**, 4779 (1994).

Редактор Л.В. Беляков

## Photoreflexion study of electron transition energies in bound quantum wells with build-in electrical field

*G.B. Galiev, V.E. Kaminski, V.G. Mokerov,  
L.P. Avakyanz \*, P.Yu. Bokov\*, A.V. Chervyakov\*,  
V.A. Kulbachinskii \**

Institute of Radio Engineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
103907, Moscow, Russia

\* Moscow State University,  
119899 Moscow, Russia

**Abstract** In heterostructures with bound quantum wells and a build-in electrical field photoreflexion spectra have been measured at room temperature. Optical transition energies are determined. Their dependences on a quantum well width and barrier thickness are studied. Experimental results are compared with theoretically calculated electron-hole transition energies. For narrow quantum wells good agreement is obtained. For wide wells several electron-hole transition energies correspond to one optical transition.