

Модуляционная оптическая спектроскопия экситонов в структурах с множественными квантовыми ямами GaAs, разделенными туннельно-непрозрачными барьерами

© В.В. Чалдышев[†], А.С. Школьник, В.П. Евтихийев, Т. Holden*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Brooklyn College of the City University of New York, Brooklyn,
11210, USA

(Получена 28 декабря 2006 г. Принята к печати 23 апреля 2007 г.)

Методом оптического бесконтактного электроотражения при различных температурах исследованы экситонные состояния в структуре с периодической системой из 36 квантовых ям GaAs, разделенных туннельно-непрозрачными барьерами AlGaAs толщиной 104 нм. В этой структуре 32 квантовые ямы имели ширину 15 нм, а еще 4 квантовые ямы, а именно 5, 14, 23 и 32-я, были шириной 20 нм. Периодичность структуры соответствовала брэгговскому условию интерференции на частоте экситонов в квантовых ямах при угле падения света $\sim 43^\circ$. Путем количественного анализа формы линии бесконтактного электроотражения определены параметры основных и возбужденных состояний экситонов в обоих типах квантовых ям. Установлено, что для системы из 4 ям шириной 20 нм, расположенных на расстоянии 830 нм друг от друга, энергия размерного квантования в основном состоянии равна 8.4 ± 0.1 мэВ, а параметр уширения экситонного пика составляет 1.8 ± 0.1 мэВ при 17 К и возрастает до 2.0 ± 0.1 мэВ при 80 К. Для системы из 32 ям шириной 15 нм энергия размерного квантования в основном состоянии равна 14.9 ± 0.1 мэВ, а параметр уширения экситонного пика составляет 2.2 ± 0.1 и 2.6 ± 0.1 мэВ при 17 и 80 К соответственно. Рассмотрены возможные причины радиационного и нерадиационного уширения экситонных состояний в этих системах.

PACS: 71.35.Cc, 73.21.Fg, 78.67.De

Системы квантовых ям, разделенных туннельно-непрозрачными барьерами, представляют интерес с точки зрения исследования явлений электромагнитного взаимодействия между экситонными возбуждениями в них, которые при определенных условиях приводят к резонансному изменению оптических свойств таких структур [1]. Теоретические [2–9] и экспериментальные [10–18] исследования показали, что одним из ключевых и технологически сложных параметров реализации этого эффекта является уширение экситонных состояний в ансамбле квантовых ям. На величину этого параметра оказывают влияние множество различных физических процессов, к числу которых относятся процессы излучательного и безызлучательного распада экситонов в квантовых ямах, рассеяние экситонов на примесях, фонах, шероховатостях интерфейсов, флуктуациях химического состава и т.п. Количественный экспериментальный анализ этого параметра является, однако, непростой задачей, поскольку оптические спектры структур с периодической системой квантовых ям определяются фазово-чувствительной комбинацией различных по физической природе вкладов, что существенно усложняет структуру спектров [18] и приводит, например, к появлению в спектрах отражения особых частот [9].

Весьма эффективным способом разделения различных вкладов в подобные оптические спектры является модуляционная спектроскопия [18]. Этот метод основан на измерении изменяющейся компоненты оптического

сигнала под воздействием внешнего переменного поля [19,20]. Поскольку экситонные состояния, в отличие от базового показателя преломления материала, весьма чувствительны к слабым электрическим полям, спектры электроотражения позволяют эффективно выделять экситонную компоненту оптических спектров [18–20]. Достоинство модуляционного метода состоит еще и в том, что форма экспериментально регистрируемых модуляционных спектров может быть описана количественно в приближении гауссовой или лорентцевой формы линии, тем самым позволяя определить параметры экситонных состояний.

В данной работе проведены оптические исследования структуры из 36 квантовых ям GaAs, разделенных туннельно-непрозрачными барьерами AlGaAs, и проведен количественный анализ спектров бесконтактного электроотражения (БЭО) в области основного и первых возбужденных состояний экситонов в двух экситонных подсистемах, одна из которых состояла из 32 квантовых ям шириной 15 нм (QW), а вторая — из 4 квантовых ям шириной 20 нм (DQW).

Периодические структуры квантовых ям были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией (100). Период структуры составлял $d = 119$ нм. 5, 14, 23 и 32-я квантовые ямы (DQW) были шириной 20 нм, остальные (QW) — шириной 15 нм. Барьеры AlGaAs были выполнены в виде короткопериодных сверхрешеток AlAs/GaAs с толщинами слоев AlAs и GaAs, равными 3 и 7 монослоями соответственно. Более подробно состав, толщины, после-

[†] E-mail: chald.gvg@mail.ioffe.ru

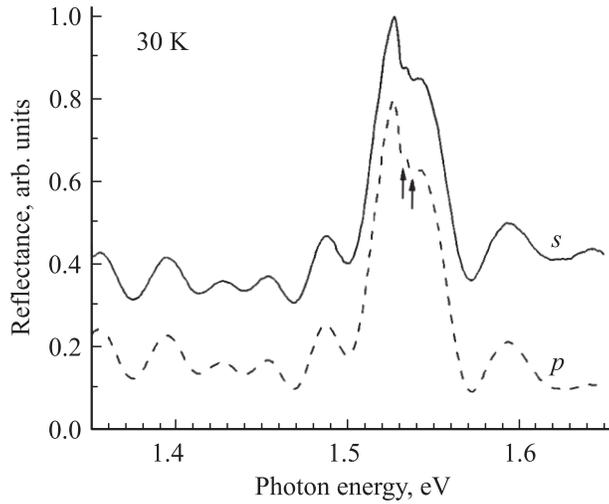


Рис. 1. Спектры оптического отражения от периодической структуры с 36 квантовыми ямами GaAs при 30 К, угле падения света 43° с s -поляризацией (сплошная кривая) и p -поляризацией (штриховая кривая). Для удобства спектры для p -поляризации смещены вниз на 0.2. Спектральные особенности, связанные с экситонными состояниями в ямах шириной 20 и 15 нм, отмечены стрелками.

довательность слоев и технология получения структур описаны в работе [18].

Исследования спектров оптического отражения и модуляционного бесконтактного электроотражения проводились при температурах 15–300 К, в диапазоне длин волн 0.75–0.92 мкм, при s - и p -поляризациях и различных углах падения света. Для электромодуляции к образцу через воздушный промежуток прикладывалось переменное напряжение 400 В. Источником света служила вольфрамовая лампа накаливания. В качестве фотодетектора использовался кремниевый фотодиод.

На рис. 1 представлены спектры отражения от структуры при 30 К для s -, p -поляризаций и угле падения света $\theta_i = 43^\circ$. Для удобства спектр отражения p -поляризованного света смещен по оси ординат вниз. При выбранном угле падения спектры отражения при обеих поляризациях света показывают качественно схожую выраженную интерференционную картину с основным максимумом при энергии фотонов $E_{ph} \approx 1.54$ эВ. Эта энергия удовлетворяет брэгговскому условию

$$E_{ph} = \frac{ch}{2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}} \quad (1)$$

для структуры с периодом $d = 119$ нм и средним показателем преломления $n = 3.45$ (c — скорость света в вакууме, h — постоянная Планка). Такая величина показателя преломления соответствует твердому раствору AlGaAs с содержанием алюминия $\sim 30\%$ [21].

Вследствие интерференции величина коэффициента отражения R в исследованном диапазоне энергий фотонов варьируется в некотором интервале вокруг расчетного значения 0.42 для отражения s -поляризованного

света от толстого слоя диэлектрика с показателем преломления $n = 3.45$, которое может быть получено по формуле Френеля

$$R = \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)}, \quad (2)$$

где θ_i, θ_t — углы падающего и прошедшего пучков света по отношению к нормали к поверхности структуры.

Стрелками в спектрах отражения на рис. 1 отмечены особенности, связанные с экситонными состояниями в квантовых ямах [17,18]. При угле падения света 43° эти особенности располагаются вблизи максимума брэгговского отражения, что позволяет одновременно реализовать условия брэгговского и экситон-поляритонного резонансов. При этом положение брэгговского резонанса в отражении можно изменять за счет изменения угла падения света согласно формуле (1), а положение экситон-поляритонных резонансов можно варьировать путем изменения температуры образца за счет температурного изменения ширины запрещенной зоны [17,18].

На рис. 2–4 приведены спектры бесконтактного электроотражения структуры при температурах 17, 50 и 80 К. Видно, что применение модуляционной методики позволяет выявить детальную структуру экситон-поляритонных резонансов в спектрах отражения. Спектр БЭО содержит вклады от экситонных состояний в объемном GaAs и в квантовых ямах QW и DQW.

Относительное изменение отражения $\Delta R/R$ при приложении электрического поля может быть записано как [20]

$$\Delta R/R = a(\varepsilon_r, \varepsilon_i)\Delta\varepsilon_r + b(\varepsilon_r, \varepsilon_i)\Delta\varepsilon_i, \quad (3)$$

где $\Delta\varepsilon_r, \Delta\varepsilon_i$ — изменения реальной (ε_r) и мнимой (ε_i) частей комплексной диэлектрической проницаемости,

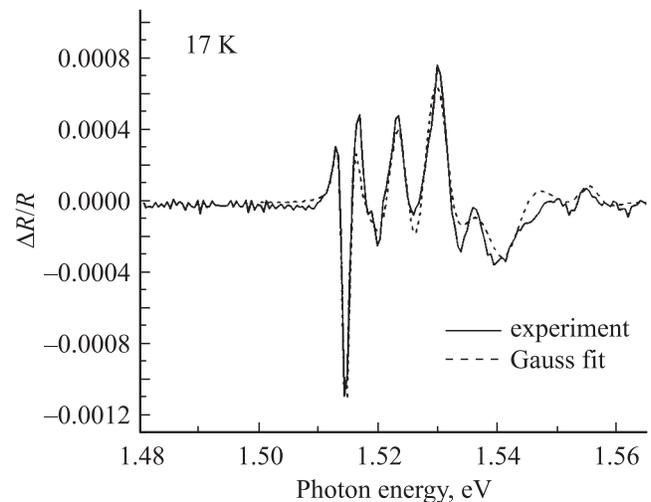


Рис. 2. Спектры бесконтактного электроотражения от периодической структуры с 36 квантовыми ямами GaAs при 17 К и угле падения света 43° . Сплошная кривая — эксперимент; штриховая кривая — результаты расчета в модели гауссовой формы экситонных линий.

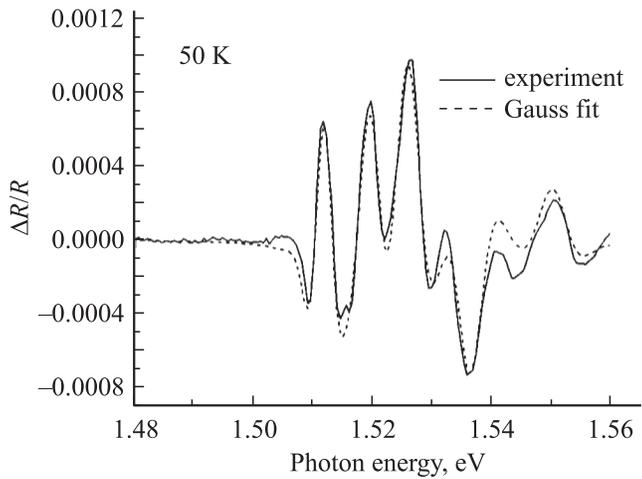


Рис. 3. Спектры бесконтактного электроотражения от периодической структуры с 36 квантовыми ямами GaAs при 50 K и угле падения света 43° . Сплошная кривая — эксперимент; штриховая кривая — результаты расчета в модели гауссовой формы экситонных линий.

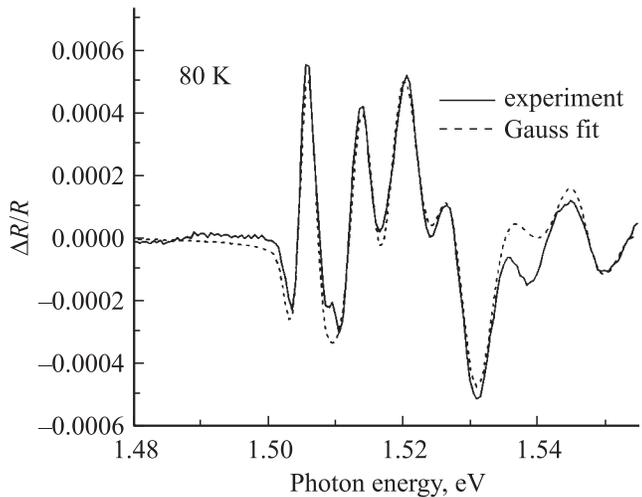


Рис. 4. Спектры бесконтактного электроотражения от периодической структуры с 36 квантовыми ямами GaAs при 80 K и угле падения света 43° . Сплошная кривая — эксперимент; штриховая кривая — результаты расчета в модели гауссовой формы экситонных линий.

связанные соотношением Крамерса–Кронига; $a(\varepsilon_r, \varepsilon_i)$, $b(\varepsilon_r, \varepsilon_i)$ — коэффициенты. Изменения диэлектрической функции, обусловленные влиянием внешнего переменного электрического поля F на состояния экситонов, можно описать как [19]

$$\Delta\varepsilon = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial F} + \frac{\partial\varepsilon}{\partial\Gamma} \frac{\partial\Gamma}{\partial F} + \frac{\partial\varepsilon}{\partial I} \frac{\partial I}{\partial F} \right) F, \quad (4)$$

где E — энергия экситона, Γ — параметр уширения, I — сила осциллятора.

Для практического анализа спектров БЭО с помощью выражений (3) и (4) необходимо сделать предположение

о форме диэлектрической функции экситонов. Обычно в качестве такой формы выбирают лорентциан или гауссиан. Различия между этими формами проявляются главным образом на крыльях соответствующих особенностей спектров $\Delta R/R$. Для анализа экспериментальных спектров, представленных на рис. 2–4, мы использовали обе формы, однако лучшее согласие было получено с помощью гауссианов. Результаты модельных подгоночных расчетов спектров БЭО представлены на рис. 2–4 штриховыми кривыми. Параметры экситонных переходов для различных температур, полученные в результате подгонки, приведены в табл. 1.

Как видно из табл. 1, в достаточно узком диапазоне энергий 1.50–1.55 эВ в спектрах БЭО разрешается пять экситонных переходов. Переход, обладающий наиболее низкой энергией (X -GaAs), обусловлен свободными экситонами в толстом буферном слое GaAs, на котором выращена структура с квантовыми ямами. Смещения остальных линий относительно X -GaAs, как видно из табл. 1, не зависят от температуры в пределах точности измерений, составляющей ± 0.1 мэВ для линий 2 и 3, ± 1 мэВ для линий 4 и 5. Для выяснения физической природы этих линий были проведены расчеты энергий экситонных переходов в квантовых ямах различной ширины. Параметры материала для расчета энергий размерного квантования в ямах были взяты из работы [21]. Одномерное уравнение Шредингера решалось вариационным методом с учетом анизотропии и различия эффективных масс и с учетом различий диэлектрических проницаемостей в яме и барьерах. Энергии связи экситонов в квантовых ямах были взяты из работы [22]. Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Сравнение расчетов и данных эксперимента позволяет заключить, что линии 2 и 3 обусловлены экситонами с тяжелыми дырками $hh1-e1$ в квантовых ямах DQW и QW шириной 20 и 15 нм соответственно. Определенный вклад в линию 3 также должны давать экситоны с легкими дырками $lh1-e1$ в ямах DQW шириной 20 нм. Такие экситоны обладают существенно меньшей силой осциллятора. Как видно из табл. 1, интенсивность линии 4, соответствующей $lh1-e1$ в ямах QW шириной 15 нм, приблизительно вдвое ниже интенсивности линии 3. Еще более низкую интенсивность имеют линии экситонных переходов в возбужденных состояниях. В анализируемый диапазон энергий 1.50–1.56 эВ попадает только одно возбужденное экситонное состояние $hh2-e2$ в DQW (линия 5 в табл. 1). В целом сравнение данных табл. 1 и 2 свидетельствует об удовлетворительном согласии расчетов с экспериментом. Различия теоретических и экспериментальных энергий экситонов составляют ~ 1 мэВ для основных состояний и 4 мэВ для возбужденного состояния $hh2-e2$. Это расхождение можно частично устранить путем небольшого увеличения ширины квантовых ям в расчетах, а также путем учета особенностей структуры барьеров и ряда других факторов.

Особый интерес представляет параметр уширения экситонных переходов Γ , который может быть связан как

Таблица 1. Параметры экситонных переходов, полученные из анализа экспериментальных спектров электроотражения при различных температурах

Линия	T, K	Интенсивность	$E, эВ$	$\Gamma, мЭВ$	Фаза, град	Сдвиг, мЭВ	Интерпретация
1	17	$-1.17 \cdot 10^{-3}$	1.5143	0.76	90.0	—	X-GaAs
2		$5.20 \cdot 10^{-4}$	1.5228	1.8	80.7	8.5	hh1-e1 DQW
3		$6.87 \cdot 10^{-4}$	1.5293	2.2	93.4	15.0	hh1-e1 QW lh1-e1 DQW
4		$2.70 \cdot 10^{-4}$	1.5405	3.0	90.0	26.2	lh1-e1 QW
5		$7.91 \cdot 10^{-5}$	1.5555	2.0	108.4	41.2	hh2-e2 DQW
1	50	$6.80 \cdot 10^{-4}$	1.5109	1.5	53.2	—	X-GaAs
2		$9.56 \cdot 10^{-4}$	1.5192	2.2	80.7	8.3	hh1-e1 DQW
3		$1.13 \cdot 10^{-3}$	1.5257	2.4	93.4	14.8	hh1-e1 QW lh1-e1 DQW
4		$-6.28 \cdot 10^{-4}$	1.5366	2.2	90.8	25.7	lh1-e1 QW
5		$2.65 \cdot 10^{-4}$	1.5511	2.7	109.4	40.2	hh2-e2 DQW
1	80	$5.15 \cdot 10^{-4}$	1.5051	1.5	53.8	—	X-GaAs
2		$5.63 \cdot 10^{-4}$	1.5134	2.0	72.0	8.3	hh1-e1 DQW
3		$6.21 \cdot 10^{-4}$	1.5199	2.6	87.9	14.8	hh1-e1 QW lh1-e1 DQW
4		$-3.63 \cdot 10^{-4}$	1.5290	3.0	21.7	23.9	lh1-e1 QW
5		$1.38 \cdot 10^{-4}$	1.5471	3.0	160.5	42.0	hh2-e2 DQW

Примечание. Все линии аппроксимировались гауссианами. * — приведен относительно линии 1.

с излучательными, так и с безизлучательными процессами. Для системы QW из 32 ям шириной 15 нм параметр уширения экситонного пика составляет 2.2 ± 0.1 мЭВ при 17 К и 2.6 ± 0.1 мЭВ при 80 К. Эти значения, вообще говоря, сопоставимы с расчетным значением 1.5 мЭВ для радиационного затухания в такой системе [9]. Однако параметр уширения остается весьма большим и в системе DQW из 4 ям, где радиационное затухание должно быть мало. Как видно из табл. 1, $\Gamma = 1.8 \pm 0.1$ мЭВ при 17 К и возрастает до 2.0 ± 0.1 мЭВ при 80 К. Столь большое значение Γ свидетельствует о его нерадиационной природе. Возможной причиной неоднородного уширения является рассеяние экситонов на остаточных примесях, дефектах и неоднородностях интерфейсов GaAs/AlAs.

Сравнение экспериментально измеренных спектров оптического отражения от структур с множественными квантовыми ямами GaAs, разделенными туннельно-

непрозрачными барьерами (рис. 1), с теоретически рассчитанными для схожих структур [9] показывает весьма значительное расхождение. Природа этого расхождения, по-видимому, кроется в величине нерадиационного уширения экситон-поляритонных состояний. В исследованных нами структурах величина нерадиационного уширения существенно превосходит значения параметра радиационного уширения, в результате чего электромагнитное взаимодействие между экситон-поляритонными состояниями в квантовых ямах оказывается недостаточным для формирования сверхизлучательной моды [1].

Итак, проведенные при различных температурах исследования оптического бесконтактного электроотражения от структуры с периодической системой из 36 квантовых ям GaAs, разделенных туннельно-непрозрачными барьерами AlGaAs, позволили идентифицировать физическую природу различных линий и определить параметры экситонных переходов в условиях совмещенных брэгговского и экситон-поляритонного резонансов. Установлено, что для системы из 4 ям шириной 20 нм, расположенных на расстоянии 830 нм друг от друга, энергия размерного квантования в основном состоянии равна 8.4 ± 0.1 мЭВ, а параметр уширения экситонного пика составляет 1.8 ± 0.1 мЭВ при 17 К и возрастает до 2.0 ± 0.1 мЭВ при 80 К. Для системы из 32 ям шириной 15 нм энергия размерного квантования в основном состоянии равна 14.9 ± 0.1 мЭВ, а параметр уширения экситонного пика составляет 2.2 ± 0.1 и 2.6 ± 0.1 мЭВ при 17 и 80 К соответственно. Измеренное уширение,

Таблица 2. Расчетные значения сдвига экситонных линий в квантовых ямах различной ширины относительно линии свободного экситона в GaAs

Ширина квантовой ямы, нм	Энергетический сдвиг, мЭВ			
	hh1-e1	hh2-e2	lh1-e1	lh2-e2
15	16.02	74.62	23.22	105.82
17	12.72	60.42	18.59	86.22
20	9.22	45.54	13.62	65.52
22	7.66	38.52	11.46	55.62

по-видимому, является в основном нерадиационным и связано с рассеянием квазидвумерных экситонов в квантовых ямах.

Работа поддержана программами РАН и Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 05-02-17778.

Список литературы

- [1] Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда. ФТТ, **36**, 2118 (1994).
- [2] В.А. Кособукин, М.М. Моисеева. ФТТ, **37**, 3694 (1995).
- [3] Е.Л. Ивченко, В.П. Кочерешко, А.В. Платонов, Д.Р. Яковлев, А. Ваг, В. Осаа, Г. Ландвер. ФТТ, **39**, 2072 (1997).
- [4] E.L. Ivchenko, M. Willander. Phys. Status Solidi B, **215**, 199 (1999).
- [5] L.I. Deych, A.A. Lisyansky. Phys. Rev. B, **62**, 4242 (2000).
- [6] T. Ikawa, K. Cho. Phys. Rev. B, **66**, 85 338 (2002).
- [7] L. Pilozzi, A. D'Andrea, K. Cho. Phys. Rev. B, **69**, 205 311 (2004).
- [8] E.L. Ivchenko, M.M. Voronov, M.V. Erementchouk, L.I. Deych, A.A. Lisyansky. Phys. Rev. B, **70**, 195 106 (2004).
- [9] М.М. Воронов, Е.Л. Ивченко, А.Н. Поддубный, В.В. Чалдышев. ФТТ, **48** (9), 1814 (2006).
- [10] V.P. Kochereshko, G.R. Pozina, E.L. Ivchenko, D.R. Yakovlev, A. Waag, W. Ossau, G. Landwehr, R. Hellmann, E.O. Gobel. Superlat. Microstruct., **15**, 471 (1994).
- [11] Y. Merle d'Aubigne, A. Wasiela, H. Mariette, T. Dietl. Phys. Rev. B, **54**, 14 003 (1996).
- [12] J. Sadowski, H. Mariette, A. Wasiela, R. Andre, Y. Merle d'Aubigne, T. Dietl. Phys. Rev. B, **56**, 1664 (1997).
- [13] M. Hubner, J. Kuhl, T. Stroucken, A. Knorr, S.W. Koch, R. Hey, K. Ploog. Phys. Rev. Lett., **76**, 4199 (1996).
- [14] C. Ell, J. Prineas, T.R. Nelson, Jr., S. Park, H.M. Gibbs, G. Khitrova, S.W. Koch. Phys. Rev. Lett., **80**, 4795 (1998).
- [15] G.R. Hayes, J.L. Shaehli, U. Oesterle, B. Deveaud, R.T. Phillips, C. Ciuti. Phys. Rev. Lett., **83**, 2837 (1999).
- [16] J.P. Prineas, C. Ell, E.S. Lee, G. Khitrova, H.M. Gibbs, S.W. Koch. Phys. Rev. B, **61**, 13 863 (2000).
- [17] V.P. Evtikhiev, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin, A.S. Shkolnik, E.L. Ivchenko, V.V. Chaldyshev, L.I. Deych, A.A. Lisyansky, D.R. Yakovlev, M. Bayer. In: *13th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, 2005).
- [18] В.В. Чалдышев, А.С. Школьник, В.П. Евтихий, Т. Holden. ФТП, **40** (12), 1466 (2006).
- [19] F.H. Pollak. In: *Properties of III-V Quantum Wells and Superlattices: EMI Data Reviews Series*, ed. by P. Bhattacharya (INSPEC, London, 1996) p. 232.
- [20] М. Кардона. *Модуляционная спектроскопия* (М., Мир, 1972).
- [21] S. Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).
- [22] B. Gerlach, J. Wusthoff, M.O. Dzero, M.A. Smondyrev. Phys. Rev., B, **58**, 10 568 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

Modulation optical spectroscopy of excitons in structures with multiple GaAs quantum wells separated by non-tunneling barriers

V.V. Chaldyshev, A.S. Shkolnik, V.P. Evtikhiev, T. Holden*

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Brooklyn College of the City University of New York,
Brooklyn, 11210, USA

Abstract Optical contactless electroreflection at different temperatures has been used to study excitonic states in a structure with a periodic system of 36 GaAs quantum wells separated by non-tunneling 104-nm-thick AlGaAs barriers. Within the structure there were 32 quantum wells with width of 15 nm and the other 4 quantum wells, namely fifth, fourteenth, twenty-third, and thirty-second, were 20 nm wide. The structure periodicity corresponded to the Bragg interference condition at the quantum well exciton frequency under the light incidence angle of about 43° . Parameters of the ground and excited states of excitons in both kinds of quantum wells were determined by quantitative analysis of the optical contactless electroreflection line shapes. For the system of four 20-nm-wide wells placed with the distance of 830 nm from each other, the quantum confinement energy of the ground state was found to be 8.4 ± 0.1 meV; the broadening parameter of the excitonic peak was 1.8 ± 0.1 meV at 17 K and increases to 2.0 ± 0.1 meV at 80 K. For the system of 32 wells with 15 nm width, the quantum confinement energy of the ground state was found to be 14.9 ± 0.1 meV; the broadening parameter of the excitonic peak was 2.2 ± 0.1 and 2.6 ± 0.1 meV at 17 and 80 K, correspondingly. Possible reasons for radiative and non-radiative broadening are considered for the excitonic states in these systems.