

**Исследование эффекта Штарка на экситонах в квантовой яме
InGaAs/GaAs методом фотоэлектрической спектроскопии в системе
полупроводник/электролит**

И.А.Карпович¹, А.П.Горшков, Н.В.Байдусь

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
проспект Гагарина 23, Нижний Новгород 603950, Россия*

Методом спектроскопии поверхностной фотоэдс в системе полупроводник/электролит исследован эффект Штарка на экситонах в квантовой яме InGaAs/GaAs (quantum-confined Stark effect) в поперечном электрическом поле поверхностного барьера. Результаты согласуются с полученными ранее данными исследований влияния электрического поля на край оптического поглощения многоямных структур и сверхрешеток, встроенных в рпн-диоды. Выявлены некоторые условия получения экситонных линий на фотоэлектрических спектрах гетероструктур, выращенных методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений. Показана возможность создания оптических модуляторов лазерного излучения на одноямных гетероструктурах с использованием явления многократного внутреннего отражения.

1. Введение

Эффект Штарка на линиях экситонного поглощения квантовых ям (КЯ) Al(In)GaAs/GaAs (quantum-confined Stark effect [1]) исследовался в [1–4]. Он представляет практический интерес в связи с созданием быстродействующих оптических затворов и модуляторов для области спектра 0,85 – 1,1 мкм. Обычно исследования этого эффекта проводятся методом измерения оптического поглощения многоямной структуры или сверхрешетки с числом КЯ порядка 100, чтобы обеспечить достаточную величину оптического поглощения на КЯ и глубину его модуляции. Для изменения напряженности поля в КЯ структура встраивается в рпн-диод или используется как резистор.

В связи с тем, что изготовление таких структур с высоко однородными по ширине и химическому составу КЯ представляет определенную сложность, при отработке технологии и определении оптимальных параметров этих структур для заданной длины волны излучения целесообразно проводить предварительные исследования эффекта Штарка на одноямных структурах. Исследование таких структур представляет и самостоятельный интерес, так как открывает некоторые новые возможности постановки эксперимента и создания оптических модуляторов. Поскольку прямые измерения коэффициента поглощения одной КЯ из-за малой его величины (~1%) чрезвычайно затруднены, в качестве меры поглощения можно использовать фотоэлектрическую чувствительность (ФЭЧ) структуры в области поглощения КЯ, которая при определенных условиях пропорциональна коэффициенту поглощения. В [1] установлено, что спектр ФЭЧ рпн-диода на многоямной структуре практически повторяет спектр ее оптического поглощения. В данной работе пока-

¹ Тел.: +7-8312-65-69-67; E-mail: karpovich@phys.unn.ru

зано, что исследования квантово-размерного эффекта Штарка методами фотоэлектрической спектроскопии могут быть проведены на гетероструктурах с одной КЯ, и для изменения напряженности поля в окрестности КЯ удобно использовать систему полупроводник/электролит. Показана также возможность создания модуляторов лазерного излучения на одноямных структурах при использовании явления многократного внутреннего отражения.

2. Методика эксперимента

В отличие от исследовавшихся ранее многоямных структур, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, в данной работе исследовались гетероструктуры с одной КЯ (ГКЯ) GaAs/InGaAs, полученные методом газовой эпитаксии при атмосферном давлении с использованием металлоорганических соединений Ga и In и арсина (метод ГФЭ МОС). На поверхности полуизолирующего GaAs (100) с разориентацией на 3^0 в направлении $[110]$ при температуре 600°C выращивали легированный оловом буферный слой n-GaAs ($n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) толщиной $0,7 \text{ мкм}$, затем выращивался слой КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \sim 0,2$) шириной 8 нм . Были получены три типа структур: а) структуры с поверхностной КЯ (ПКЯ), в которых слой КЯ не зарастивался покровным слоем; б) структуры с тонким покровным слоем (25 нм), в которых КЯ располагалась в области пространственного заряда (ОПЗ) поверхностного барьера, т.е. находилась в сильном электрическом поле, почти таком же, как в ПКЯ; в) структуры с относительно толстым покровным слоем ($0,5 \text{ мкм}$), в которых КЯ располагалась в квазинейтральной области (КНО) структуры, т.е. в отсутствие поля.

Методика исследования спектров ФЭЧ в системе полупроводник/электролит описана в [5]. На поверхности образца собиралась миниатюрная электролитическая ячейка площадью $\sim 20 \text{ мм}^2$ с объемом электролита $\sim 50 \text{ мм}^3$. Электродом сравнения служила погруженная в электролит Pt проволока. В качестве электролита обычно использовался 1M раствор KCl в смеси с глицерином в соотношении 1:1. Конструкция ячейки позволяла освещать ГКЯ как через электролит, так и через подложку.

Поверхностная фотоэдс на контакте полупроводник/электролит (ФПЭ) измерялась в малосигнальном режиме при модулированном монохроматическом освещении с частотой $\sim 200 \text{ Гц}$ с синхронным детектированием сигнала. При построении спектра ФПЭ, то есть спектра ФЭЧ, сигнал ФПЭ $V_{ph}(h\nu)$ делился на интенсивность падающего монохроматического излучения $L(h\nu)$.

При исследовании влияния поперечного электрического поля на спектры фоточувствительности ГКЯ служила анодом электролитической ячейки, а Pt электрод – катодом. При анодной поляризации ГКЯ высота и ширина приповерхностного барьера в GaAs на границе с электролитом увеличивается с приложенным смещением и, следовательно, возрастает напряженность поля на заданном расстоянии от поверхности. Как будет видно дальше, при достаточно большом приложенном напряжении и в КЯ, первоначально расположенной в КНО, удастся создать достаточно сильное поле. Ранее было показано [5], что при анодной поляризации полупроводника вольтамперная характеристика ячейки аналогична характеристике обратносмещенного диода Шоттки (с насыщением обратного тока) и плотность тока соответствует высоте барьера в GaAs на границе с электролитом $\phi_0 \approx 0,6 \text{ эВ}$, которую

можно ожидать при обычном закреплении уровня Ферми на поверхности GaAs. Это значение ϕ_0 и измеренные значения концентрации носителей n_0 использовались при расчете напряженности поля в КЯ при разном удалении ее от поверхности. При этом предполагалось, что все приложенное анодное смещение падает на барьере в ГКЯ, и использовалась стандартная модель барьера Шоттки.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

3.1. Общая характеристика спектров фоточувствительности

Спектры ФЭ трех типов структур, снятые без приложения внешнего напряжения, приведены на рис. 1. На всех спектрах полоса ФЭЧ при $h\nu > 1,2$ эВ связана с КЯ.

Для структур с ПКЯ и с КЯ в ОПЗ (кривые 1, 2) значения ФЭЧ в глубине полосы практически совпадают, однако интенсивность фотолуминесценции (ФЛ) ПКЯ при 77 К была на два порядка меньше, чем у КЯ, зарощенной тонким покровным слоем. Меньшая чувствительность к дефектам ФЭЧ по сравнению с ФЛ связана с тем, что для КЯ, находящейся в достаточно сильном электрическом поле, выполняется соотношение $\tau_e \ll \tau_r$, где τ_e – время жизни электронов и дырок в КЯ, определяемое процессом эмиссии, а τ_r – время жизни, определяемое процессом рекомбинации на дефектах.

ФЭЧ, связанная с КЯ в КНО (кривая 3), примерно в 5 раз меньше ФЭЧ от ПКЯ и КЯ в ОПЗ, что обусловлено, в основном, уменьшением вероятности эмиссии электронов и дырок из КЯ в КНО, которая имеет чисто термический механизм, тогда как для ПКЯ и КЯ в ОПЗ доминирует туннельный механизм [6]. Для последних квантовая эффективность эмиссии неравновесных электронно-дырочных пар из КЯ и вероятность разделения их барьером, т.е. фотоэлектрическая квантовая эффективность поглощенного излучения $\gamma_{ph}(QW)$ практически равна 1. Если бы и в области собственного поглощения GaAs при $h\nu > 1,43$ эВ $\gamma_{ph}(GaAs) \approx 1$, то отношение значений ФЭЧ в области поглощения КЯ и GaAs, т.е. величина $S^{QW} = S_{ph}(QW)/S_{ph}(GaAs)$, которую назовем нормированной ФЭЧ, непосредственно

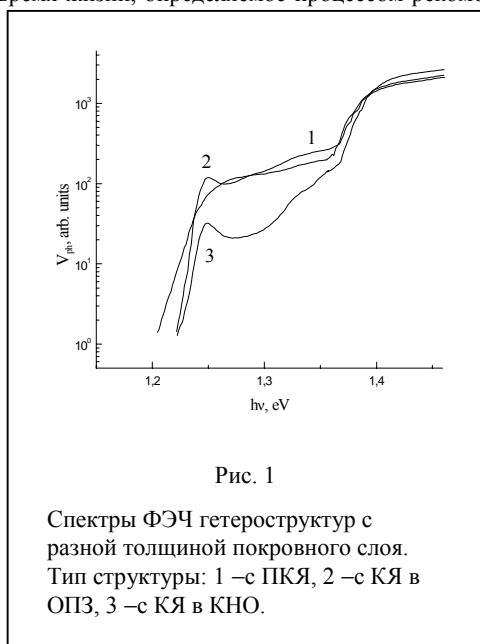


Рис. 1

Спектры ФЭЧ гетероструктур с разной толщиной покровного слоя. Тип структуры: 1 –с ПКЯ, 2 –с КЯ в ОПЗ, 3 –с КЯ в КНО.

равнялась бы коэффициенту поглощения КЯ $\beta^{QW} = S^{QW} \approx 0,01$ [6]. Однако для кривых 1 и 2 имеем $S^{QW} \approx 0,05$. Это означает, что для контакта полупроводник/электролит $\gamma_{ph}(GaAs) \approx 0,25$. Близкое значение $\gamma_{ph}(GaAs)$ было получено при прямых определениях квантовой эффективности методом измерения фототока короткого замыкания барьера при освещении его излучением с калиброванной интенсивностью ($h\nu = 1,5$ эВ). Относительно низкое значение квантовой эффективности определяется высокой скоростью поверхностной и объемной рекомбинации, а также, возможно, проявлением так называемого эффекта накопления разделенных зарядов при модулированном освещении [6].

На спектрах квантовых ям, расположенных в ОПЗ и в КНО (кривые 2, 3), отчетливо проявляется пик экситонного поглощения на крае полосы ФЭЧ. На спектре ПКЯ он настолько уширен, что выявляется только при построении спектра в линейном масштабе. Более сильное уширение экситонного пика ФЭЧ в ПКЯ в принципе может определяться несколькими причинами: действием электрического поля поверхностного барьера (см. ниже), большей неоднородностью ширины ПКЯ (в частности, из-за неоднородности ее частичного окисления на воздухе) и малым временем жизни экситонов в ПКЯ из-за высокой скорости поверхностной рекомбинации. Основную роль играет последний фактор, поскольку значение поля в ПКЯ почти не отличается от поля в КЯ с тонким покровным слоем, а близкие значения ширины пиков ФЛ этих ям: 25 и 21 мэВ соответственно при 77 К (10 мэВ для КЯ в КНО) свидетельствуют о примерно одинаковой степени их структурной однородности.

3.2. Влияние электрического поля на фотоэлектрические спектры

Рис.2–4 показывают влияние поперечного электрического поля на спектры ФПЭ трех типов структур. Расчетные значения напряженности электрического поля в КЯ при обратном смещении на барьере, которое менялось в диапазоне 0–9В, указаны в подписи к рисункам.

Для структуры с КЯ в КНО (рис.2) увеличение напряженности поля от нуля до ≈ 25 кВ/см приводит сначала к увеличению и неожиданному некоторому сужению экситонного пика ФЭЧ (кривые 1,2). При больших полях происходит его смещение в область меньших энергий, уменьшение по величине и уширение. При максимальной напряженности поля 90 кВ/см красное смещение пи-

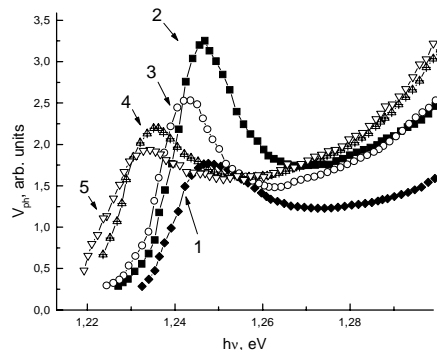
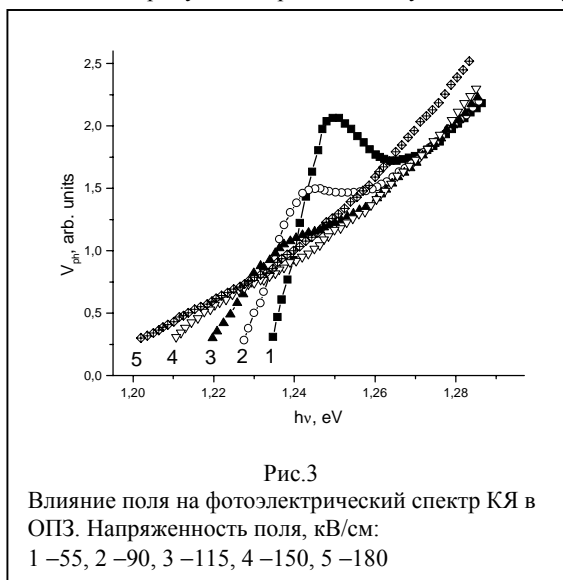


Рис. 2
Влияние поля на фотоэлектрический спектр КЯ в КНО. Напряженность поля, кВ/см: 1 – 0, 2 – 25, 3 – 55, 4 – 75, 5 – 90

ка (собственно эффект Штарка) составило ≈ 14 мэВ. Заметим, что увеличение экситонного пика ФЭЧ при небольших полях только частично может быть связано с увеличением коэффициента поглощения, наблюдавшегося на многоямных структурах [1]. Основной причиной роста является увеличение высоты и ширины поверхностного барьера, приводящее к появлению и росту электрического поля в КЯ и, следовательно, к увеличению вероятности эмиссии электронно-дырочных пар из КЯ. Для КЯ в КНО эта вероятность, как следует из анализа рис.1, в исходном состоянии определенно меньше 1. В настоящее время без дополнительных исследований трудно сказать что-либо определенное о причине сужения экситонного пика в слабых полях примерно от 16 до 12 мэВ. Заметим, что для спектров ФЭЧ с несимметричными экситонными пиками за ширину пика принималась удвоенная полуширина низкоэнергетической половины экситонного пика.

В структуре с КЯ в ОПЗ (рис.3) уже в отсутствие внешнего смещения КЯ находится в электрическом поле поверхностного барьера ≈ 55 кВ/см, примерно таком же, которое достигается для КЯ в КНО при напряжении смещения 5 В. Действительно, кривая 1 на рис.3 очень близка к кривой 3 на рис.2. Хотя они получены на разных структурах, этот факт можно рассматривать как подтверждение правильности расчетов поля в этих структурах.

На этой структуре в том же диапазоне смещений удастся повысить напряженность поля в КЯ более чем в 2 раза (до 180 кВ/см), что позволило наблюдать дальнейшее красное смещение, уширение и полное гашение экситонного пика ФЭЧ (кривые 1 – 5), связанное с ионизацией экситонов в достаточно сильных полях. Как показано в [1], критическая напряженность поля, при которой происходит ионизация двумерных экситонов в КЯ в поперечном электрическом поле (экситонный пик исчезает), почти на порядок превышает эту величину в продольном поле. Это обусловлено ограничением смещения связанных зарядов в поперечном поле стенками потенциальной ямы (quantum-confined Stark effect [1]). Квантово-размерный эффект Штарка на линиях экситонного поглощения КЯ отличается от обычного эффекта Штарка в атомных спектрах другой природой красного смещения линии (он связан



не с расщеплением вырожденных уровней, а с изменением формы потенциальной ямы в электрическом поле) и наличием значительного уширения линии. Последний эффект связан с небольшой величиной ограничивающего барьера КЯ ($<0,2$ эВ), что приводит к резкому уменьшению времени жизни экситонов в КЯ в относительно слабых полях в результате увеличения вероятности туннельной и/или термоактивированной туннельной эмиссии.

В структуре с ПКЯ (рис.4) по указанным выше причинам экситонными эффектами можно практически пренебречь. Форма края спектра ФЭЧ КЯ определяется межзонным поглощением КЯ и основное влияние электрического поля состоит в этом случае в уширении края ФЭЧ (поглощения), то есть в увеличении коэффициента поглощения при $h\nu < E_1$ – энергии основного перехода в КЯ. Для трехмерных кристаллов это явление известно как эффект Франца-Келдыша.

Описанные закономерности влияния поперечного электрического поля на край

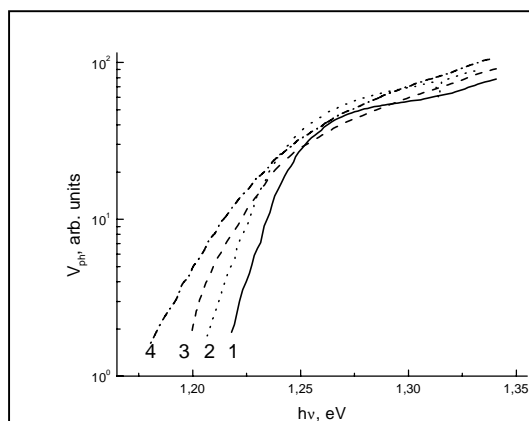


Рис. 4

Влияние поля на фотоэлектрический спектр ПКЯ. Напряженность поля, кВ/см: 1 –60, 2 –95, 3 –160, 4 –190

ФЭЧ КЯ не только качественно, но и количественно (величина смещения экситонного пика ≈ 15 мэВ в полях до 10^5 В/см, значение критического поля $\approx 10^5$ В/см, при котором исчезает экситонная линия) хорошо согласуются с данными по влиянию поля на край экситонного спектра поглощения в многоямных структурах и сверхрешетках, встроенных в рpn-диод [1–4]. Это открывает широкие возможности применения простой фотоэлектрической методики исследования квантово-

размерного эффекта Штарка в одноямных структурах к другим гетероструктурам. Система полупроводник/электролит, в отличие от рpn-диодов и диодов Шоттки, интересна еще в том отношении, что позволяет осуществлять различные воздействия на поверхность (окисление, травление, пассивацию поверхности и др.) и изучать *in situ* влияние этих воздействий на структуру края поглощения. Ранее была показана применимость и эффективность этой методики при исследовании влияния поля на край ФЭЧ самоорганизованных квантовых точек InAs/GaAs [5].

При $\gamma_{ph}(QW) \approx 1$ и $\beta^{QW} \ll 1$ (эти условия хорошо выполняются для одиночных КЯ, находящихся в достаточно сильном поле) форма спектра ФЭЧ КЯ $S_{ph}(h\nu)$ должна повторять спектральную зависимость коэффициента поглощения КЯ

$\beta^{QW}(h\nu)$. Абсолютное значение β^{QW} может быть определено по значению нормированной ФЭЧ из выражения:

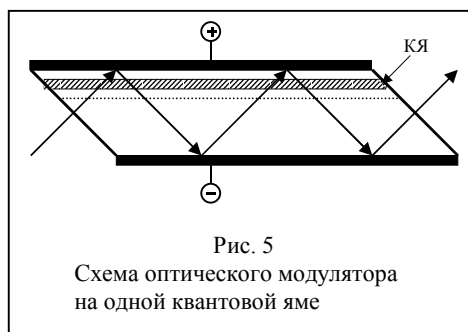
$$\beta^{QW}(h\nu) = S_{ph}(h\nu)\gamma_{ph}(GaAs). \quad (1)$$

При анализе влияния поля на спектры ФЭЧ необходимо учитывать, что в разных полях абсолютные значения ФЭЧ неоднозначно характеризуют различие в коэффициентах поглощения из-за возможной зависимости от поля величин $\gamma_{ph}(GaAs)$ и $\gamma_{ph}(QW)$, что затрудняет определение глубины модуляции $\beta^{QW}(h\nu)$ из спектров ФЭЧ. Очевидно, однако, что одиночная КЯ должна иметь более высокую структурную и химическую однородность по сравнению с многоямной структурой из таких КЯ, и поэтому глубина полевой модуляции коэффициента поглощения у нее не может быть меньше, чем в последней.

3.3. Оптический модулятор на одной квантовой яме

Квантово-размерный эффект Штарка в одиночной КЯ представляет не только научный, но и практический интерес, так как возможно создание оптического модулятора лазерного излучения на структуре с одной КЯ (или небольшим числом КЯ) при многократном прохождении излучения через нее. Схема такого модулятора показана на рис.5.

Он представляет собой структуру на подложке n-GaAs, подобную исследованной в данной работе структуре с КЯ в КНО, в виде пластинки со скошенными под углом 45 градусов боковыми гранями. Через одну из этих граней вводится лазерный луч, который после многократных отражений от плоскопараллельных верхней и нижней граней и прохождений через КЯ выходит через другую грань. На верхнюю грань с эпитаксиальной ГКЯ наносится выпрямляющий контакт (например, Al) диода Шоттки, на нижнюю грань – омический контакт. Оба контакта одновременно являются глухими отражающими зеркалами. При длине пластины 1см и толщине 0,5 мм можно получить около 20 прохождений луча через КЯ. Для доведения числа прохождений до 50, как в многоямных модуляторах, можно или соответственно увеличить длину модулятора, или, что более целесообразно по ряду причин, использовать ГКЯ с двумя-тремя близко расположенными КЯ.



4. Заключение

Результаты данной работы показывают, что исследование квантово-размерного эффекта Штарка в одиночных квантовых ямах методом фотоэлектрической спектроскопии в системе полупроводник/электролит является перспективным новым

методом изучения этого эффекта. Этот метод может быть особенно полезен при изучении гетеронаноструктур, которые при существующем уровне технологии не могут быть получены в виде многоямных структур или сверхрешеток.

Работа выполнена при поддержке Отделения Науки НАТО (программа “Наука для Мира”, грант SfP-973799 Semiconductors), Минобразования РФ (грант Е00-3.4-326) и совместной программы Минобразования РФ и CRDF (BRHE Program, REC-001).

Литература

- [1] Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.S., Gossard A.C., Wiegmann W., Wood T.H., Burrus C.A. Electric field dependence of optical absorption near band gap of quantum-well structures //Phys. Rev. B. 1985. V.32, №2. P.1043–1060.
- [2] Sakaki H., Kurata H., Yamanishi M. Novel quantum-well optical bistability device with excellent on/off ratio and high speed capability //Electronic letters. 1988. V.24, №1. P.1–2.
- [3] Niki S., Kellner A.L., C.Lin S., Cheng A., Williams A.R., Chang W.S.C., Wieder H.H. Electroabsorption effects in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ strained-layer superlattices //Appl. Phys. Lett. 1990. V.56, №5. P.475–477.
- [4] Woodward T.K., Sizer T. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ multiple quantum well optical modulators for 1.02 – 1.07 μm wavelength range //Appl. Phys. Lett. 1990. V.57, №6. P.548 – 550.
- [5] Карпович И.А., Горшков А.П., Левичев С.Б., Морозов С.В., Звонков Б.Н., Филатов Д.О. Фотоэлектрическая спектроскопия гетероструктур с квантовыми точками $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ в системе полупроводник/электролит //ФТП. 2001. Т.35, №5. С.564-570.
- [6] Карпович И.А., Филатов Д.О. Диагностика гетероструктур с квантовыми ямами методом спектроскопии конденсаторной фотоэдс //ФТП. 2001. Т.30, №10. С.1745–1755.

Investigation of the Stark effect on excitons in InGaAs/GaAs quantum well by the photoelectric spectroscopy technique in a semiconductor/electrolyte system^{*)}

I.A.Karpovich¹⁾, A.P.Gorshkov, and N.V.Baidus

Nizhni Novgorod State University, Gagarin Avenue 23, Nizhni Novgorod 603950, Russia

The quantum-confined Stark effect on excitons in a single InGaAs/GaAs quantum well in the electric field of the surface barrier have been investigated using surface photovoltage spectroscopy technique in a semiconductor/electrolyte system. Results are in agreement with the data on the effect of the electric field on the optical absorption edge of the multiple quantum wells and superlattices built in a p-i-n diode reported in the literature. The conditions for observation of the excitonic transitions in the photoelectric spectra of the heterostructures grown by Metal-Organic Vapor-Phase Epitaxy were found out. Possibility of creating an optical modulator for laser radiation on a single well heterostructure using multiple internal reflections was demonstrated.

This work was supported by NATO (Project SfP-973799 Semiconductors), by Russian Ministry of Education (E00-3.4-326), and by Joint Russian-American BRHE Program sponsored in part by CRDF and by Russian Ministry of Education, Award # REC-001.

^{*)} Proc. NATO Project SfP-973799 Semiconductors 2nd Workshop. Nizhni Novgorod, 2002

¹⁾ Phone +7-8312-65-69-67; E-mail: karpovich@phys.unn.ru