

# Фотоэмиссия поляризованных электронов из InAlGaAs—GaAs-сверхрешеток с минимальными разрывами зоны проводимости

© Л.Г. Герчиков<sup>¶</sup>, Ю.А. Мамаев, А.В. Субашиев, Ю.П. Яшин, Д.А. Васильев, В.В. Кузьмичев, А.Е. Жуков\*, Е.С. Семенова\*, А.П. Васильев\*, В.М. Устинов\*

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

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

(Получена 21 февраля 2006 г. Принята к печати 3 марта 2006 г.)

Изучена фотоэмиссия поляризованных электронов из гетероструктур на основе InAlGaAs—GaAs-сверхрешеток с минимальными разрывами края зоны проводимости. Сравнение зависимости степени поляризации фотоэмиссии от энергии возбуждения с расчетными спектрами позволило определить вклад в потери поляризации на отдельных этапах фотоэмиссии. Максимальные значения поляризации  $P = 91\%$  при квантовом выходе  $0.14\%$  близки к лучшим результатам, полученным для фотокатодов на основе напряженных полупроводниковых сверхрешеток.

PACS: 68.65.Cd, 72.25.Fe, 72.25.Rb, 72.25.Dc, 78.67.Pt, 79.60.Jv

## 1. Введение

Поляризованные электроны являются необходимым элементом для исследований в различных областях современной физики — от физики элементарных частиц до физики твердого тела. Фотоэммитеры на основе GaAs известны как эффективные источники поляризованных электронов [1]. В них используется благоприятное сочетание двух физических явлений: возникновение на поверхности GaAs отрицательного электронного сродства (при активировании поверхности нанесением Cs(O)) и явление оптической ориентации фотоэлектронов в GaAs при межзонном поглощении циркулярно поляризованного света. Поляризация оказывается существенно увеличенной в структурах, где зона  $\Gamma_8$  расщеплена на двукратно вырожденные подзоны  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_7$  тяжелых ( $hh$ ) и легких ( $lh$ ) дырок. Электроны, возбуждаемые циркулярно поляризованным светом в подзоне тяжелых дырок с проекцией углового момента  $m = \pm 3/2$ , заселяют в зоне проводимости только состояния с определенной проекцией спина, например с  $m = +1/2$  при поглощении левополяризованного света. Таким образом, на краю поглощения спиновая ориентация электронов может достигать  $P = 100\%$ . С удалением от края валентной зоны к состояниям  $hh$ -подзоны начинают примешиваться состояния подзоны легких дырок с проекцией момента  $m = \pm 1/2$ . В результате вклада оптических переходов в электронные состояния с противоположной проекцией спина средняя поляризация фотоэлектронов падает. В реальном полупроводнике край валентной зоны оказывается размытым, и перемешивание легких и тяжелых дырок происходит даже на краю поглощения, и наблюдаемая поляризация  $P < 100\%$ . Перемешивание

состояний легких и тяжелых дырок можно уменьшить, увеличивая энергию расщепления  $hh$ - и  $lh$ -подзон.

Для расщепления валентной зоны используется деформация, возникающая при выращивании тонкого полупроводникового слоя на подложке с меньшей постоянной решетки, например слоя InGaAs на буфере GaAs или слоя GaAs на буфере GaAsP. Применение напряженных слоев позволило в начале 90-х гг. получить фотоэмиссию с  $P \approx 80\%$  [2–4]. В напряженных сверхрешетках (СР) расщепление  $\Delta E_{hh-lh}$  подзон легких и тяжелых дырок возникает как вследствие деформации гетерослоев, так и за счет эффекта размерного квантования [5], причем деформационное расщепление и расщепление, обусловленное размерным квантованием, не складываются аддитивно. Результирующее расщепление зависит сложным образом от состава и толщин слоев СР. Состав слоев определяет их деформацию и величины разрывов краев зон на гетерограницах, а толщины слоев влияют на энергию размерного квантования и проницаемость барьеров СР. Таким образом, выбор оптимальной структуры СР, обеспечивающей большую величину расщепления  $\Delta E_{hh-lh}$  при отсутствии релаксации напряжений и в сочетании с хорошими транспортными свойствами СР, представляет непростую задачу, требующую для ее решения надежных методов расчетов энергетического спектра СР на основе тройных и четверных полупроводниковых соединений  $A^{III}B^V$ . Кроме того, максимальная поляризация фотоэлектронов кардинальным образом зависит от структурного качества СР, что предъявляет повышенные требования к технологии их выращивания.

Изучение свойств короткопериодных напряженных СР и развитие технологии их выращивания, достигнутые в последнее десятилетие, позволили создать на их основе фотокатоды с рекордными значениями поляризации

<sup>¶</sup> E-mail: leonid@priv.hop.stu.neva.ru

Состав		Толщина	Легирование
As-защитный слой			
GaAs	квантовая яма	6 нм	$7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} (\text{Be})$
$\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$	сверхрешетка	30–40 нм	$4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} (\text{Be})$
GaAs		11–15 нм	
$\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$	буфер	0.3–1.4 мкм	$6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} (\text{Be})$
GaAs (100)-подложка, <i>p</i> -тип			

Рис. 1. Структура фотокатода.

фотоэмиссии  $P \approx 90\%$ . Были разработаны фотокатоды на основе GaAs/GaAsP [6] и InGaAs/GaAlAs [7] CP с напряженными квантовыми ямами, CP с напряженными барьерами на основе GaAs/AlInGaAs и так называемые компенсированные CP на основе AlInGaAs/GaAsP с противоположной деформацией в ямах и барьерах [8–10]. Вместе с достигнутым прогрессом по сравнению с напряженными слоями проведенные исследования выявили и принципиальные трудности в создании CP с рекордными характеристиками. Величина расщепления валентной зоны в CP  $\Delta E_{hh-lh}$  не может превышать разрывов краев валентной зоны. Поэтому для создания значительного расщепления  $\Delta E_{hh-lh} \approx 100 \text{ мЭВ}$  необходимо использовать CP с большими скачками краев зон на гетерограницах. Обычно возникающие при этом высокие, в сотни мЭВ, барьеры в зоне проводимости затрудняют транспорт фотоэлектронов к поверхности фотокатода. Низкая подвижность электронов вдоль оси CP снижает величину квантового выхода и поляризации. А это связано с частичной потерей спиновой ориентации электронами во время их транспорта к поверхности за счет процессов спиновой релаксации. В дополнение к увеличению транспортного времени и соответственно спиновых потерь высокие барьеры в зоне проводимости увеличивают скорость спиновой релаксации вследствие большой энергии размерного квантования электронов за счет механизма Дьяконова–Переля [1].

Барьеры в зоне проводимости удастся минимизировать в CP на основе GaAs/AlInGaAs [11]. Путем подбора состава четырехкомпонентного соединения AlInGaAs оказывается возможным создать CP с практически минимальными разрывами зоны проводимости. При этом структура валентной зоны позволяет получить значения расщепления  $\Delta E_{hh-lh}$  до 70 мЭВ. В результате на фотокатодах на основе CP с минимальными разрывами зоны проводимости была достигнута рекордная величина по-

ляризации электронной эмиссии  $P = 91\%$  [12]. В данной работе представлены результаты исследования серии фотэммиттеров на основе CP с минимальными разрывами зоны проводимости. Анализируются спектры квантового выхода и поляризации фотоэмиссии катодов с различными составами и толщинами слоев CP. Изменение параметров CP позволило менять положение поляризационного максимума в диапазоне энергий фотонов от 1.44 до 1.52 эВ. Во всех образцах наблюдалась высокая поляризация электронной эмиссии  $84\% < P < 91\%$  при квантовом выходе  $0.05\% < Y < 0.5\%$ .

## 2. Структура и технология изготовления фотокатодов

Типичная структура фотокатодов изображена на рис. 1. На подложке GaAs выращивался буферный слой  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ , легированный Be до концентрации  $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Толщина варьировалась для различных образцов от 0.3 до 1.4 мкм. Затем на буферном слое выращивалось 11–19 периодов CP  $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$  для выделения эффектов, связанных с транспортом и релаксацией деформации. Уровень легирования CP на порядок меньше, чем в буфере, и составлял  $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Над CP выращивался 6 нм слой GaAs с высоким уровнем легирования  $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  для создания в приповерхностной GaAs-яме области объемного заряда (ООЗ), необходимого для получения отрицательного электронного средства. И наконец, готовый образец покрывался тонким слоем мышьяка для защиты от атмосферного воздуха.

Состав и толщины слоев CP в изученных образцах указаны в таблице. Их выбор определялся из соображений получения максимального для данной концентрации In расщепления  $\Delta E_{hh-lh}$  при минимальных разрывах

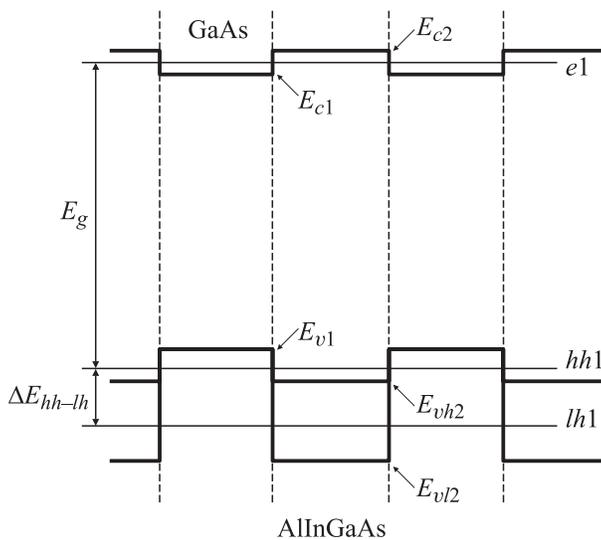
Образец	x	y	Толщины		$U_c$	$U_{hh}$	$U_{lh}$	$E_g$	$\Delta E_{hh-lh}$	$\hbar\omega_{\max}$	$P_{\max}$	$Y(\hbar\omega_{\max})$	$\gamma$	$\delta$	B
			a, яма	b, барьер											
			Å	Å											
5-777	20	23	15	36	-3	79	157	1.471	60	1.485	91	0.14	17	25	0.028
6-296	20	18	15	40	-43	52	128	1.426	59	1.432	86	0.05	30	25	0.014
6-330	25	27	11	40	-8	90	180	1.482	77	1.494	88	0.57	30	30	0.089
6-405	26	31	11.3	30	19	111	202	1.51	76	1.521	89	0.5	30	25	0.11
6-444	26	37	11.3	30	73	145	236	1.569	79	1.6	84	0.65	30	35	0.13

края зоны проводимости и отсутствии деформационной релаксации. Типичный профиль краев зон проводимости  $E_c$ , легких  $E_{vl}$  и тяжелых  $E_{vh}$  дырок приведен на рис. 2. Величина постоянной решетки в плоскости слоев CP определяется GaAs-подложкой и буферным слоем. Поэтому слой GaS в CP (слой 1 на рис. 2) является ненапряженным, в то время как слой  $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$  (слой 2 на рис. 2) сжат в плоскости слоя и вытянут вдоль оси CP. В результате такой деформации валентная зона  $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$  расщепляется, причем край подзоны тяжелых дырок оказывается выше края легких дырок:  $E_{vh2} > E_{vl2}$ . Величина расщепления краев зон  $E_{vh2} - E_{vl2}$  зависит от концентрации In. Диапазон концентраций In в наших образцах составляет  $0.2 < x < 0.26$ . В этом интервале величина расщепления краев меняется практически линейно с  $y$  в пределах от 76 до 92 мэВ. С другой стороны, при таких концентрациях In еще нет опасности появления дислокаций и структурных дефектов в слоях  $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$  с толщиной  $b < 4$  нм, поскольку критическая толщина образования дислока-

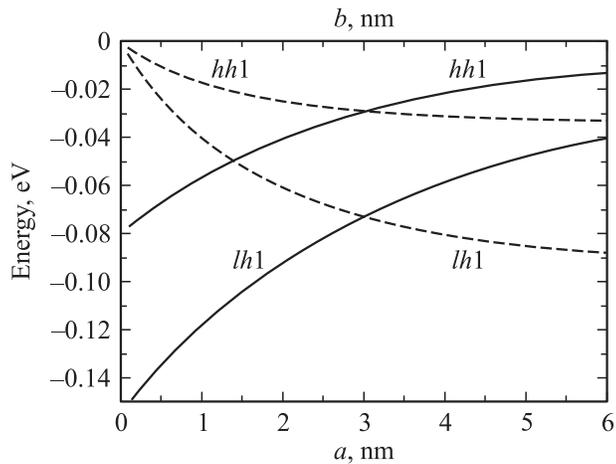
ций при таких деформациях в слоях  $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$  превышает 10 нм.

Введение In понижает край зоны проводимости по сравнению с GaAs, в то время как Al ее повышает. Поэтому для каждой концентрации индия  $x$  можно подобрать такую концентрацию алюминия  $y$ , что край зоны проводимости не будет испытывать скачков на гетерогранице GaAs/ $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$ . Согласно проведенным расчетам с использованием параметров полупроводниковых материалов из [13], для достижения нулевых разрывов края зоны проводимости в указанном диапазоне концентраций In необходимо соблюдать соотношение  $y \approx x + 0.03$ . При этом ширина запрещенной зоны слоя  $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$  оказывается большей, чем в слое GaAs. Таким образом, ненапряженные слои GaAs представляют собой ямы, а напряженные слои  $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$  — барьеры для движения дырок (см. рис. 2). Вследствие расщепления валентной зоны  $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$  высота барьеров, и, следовательно, глубина GaAs ям, оказывается для тяжелых дырок меньшей, чем для легких. Это уменьшает энергию размерного квантования тяжелых дырок и увеличивает энергию размерного квантования легких дырок. В результате деформация  $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$  барьера увеличивает расстояние между верхними уровнями размерного квантования легких ( $lh1$ ) и тяжелых ( $hh1$ ) дырок, т.е. энергию расщепления  $\Delta E_{hh-lh}$ . На рис. 2 положения краев зон  $hh1$  и  $lh1$  показаны горизонтальными линиями.

Энергии размерного квантования, и соответственно энергия расщепления  $\Delta E_{hh-lh}$ , зависят от толщин барьеров. Мы провели расчеты энергетического спектра CP методом плавных огибающих в четырехзонной модели Кейна, включающей зону проводимости, валентную и спин-орбитально отщепленные зоны [14]. На рис. 3 показаны зависимости положения краев дырочных мини-зон  $E_{hh1}$  и  $E_{lh1}$  от толщин GaAs-ямы,  $a$ , и  $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$ -барьера,  $b$ , для значений концентраций  $x = 0.2$  и  $y = 0.23$ . Видно, что величина  $\Delta E_{hh-lh} = E_{hh1} - E_{lh1}$  растет с увеличением  $b$  и уменьшением  $a$ , стремясь к предельному значению деформационного расщепления в барьере. Выбор толщин  $a$  и  $b$  есть результат компромисса между желанием достичь максимального значения  $\Delta E_{hh-lh}$  и вырастить CP без дислокаций и структурных дефектов. В таблице приведены выбранные значения толщин  $a$  и  $b$  для исследу-



**Рис. 2.** Профиль краев зоны проводимости  $E_c$  и валентной зоны  $E_v$  CP. В слое 2 (AlInGaAs) валентная зона расщеплена на подзону тяжелых  $vh2$  и легких  $vl2$  дырок. Тонкие горизонтальные линии обозначают положение нижней электронной мини-зоны  $e1$  и верхних мини-зон тяжелых  $hh1$  и легких  $lh1$  дырок.



**Рис. 3.** Зависимости положения краев мини-зон легких ( $E_{lh1}$ ) и тяжелых ( $E_{hh1}$ ) дырок от толщин GaAs-ямы  $a$  (сплошные линии) и  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.57}\text{As}$ -барьера  $b$  (штриховые линии).

емых образцов вместе с концентрациями  $x$ ,  $y$ , высотами барьеров для электронов,  $U_c = E_{c2} - E_{c1}$ , тяжелых,  $U_{hh} = E_{vh2} - E_{vh1}$ , и легких,  $U_{lh} = E_{vl2} - E_{vl1}$ , дырок, величинами  $\Delta E_{hh-lh}$  и запрещенной зоны сверхрешетки  $E_g$ . Отрицательные значения  $U_c$  означают, что слой GaAs служит для электронов барьером, а  $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$  ямой. Ширина запрещенной зоны сверхрешетки определяется как разность положения краев нижней электронной мини-зоны  $e1$  и верхней мини-зоны тяжелых дырок  $hh1$ ,  $E_g = E_{e1} - E_{hh1}$ .

Все образцы выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии в установке RIBER 32P. Скорости роста предварительно калибровались путем анализа спектра фотолюминесценции тестового образца, выращиваемого перед исследуемой серией структур. Тестовый образец содержал следующие основные области: квантовая яма  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (типично 10–12 нм,  $x \approx 0.15$ ), набор квантовых ям  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$  (типично 10 нм/10 нм,  $x \approx 0.1$ ,  $y \approx 0.20-0.35$ ) и слой  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  (типично 0.25 нм,  $y \approx 0.20-0.35$ ). Спектр фотолюминесценции тестового образца содержит отдельные пики, положение которых зависит от состава каждой из перечисленных областей. Анализ спектров люминесценции проводился и для ряда СР для контроля соответствия их структуры заданным параметрам путем сравнения измеренных спектров с расчетными. Для этого выращивались структуры, подобные фотокатодам (рис. 1), за исключением финального слоя GaAs, который заменялся слоем широкозонного  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ , препятствующим уходу фотоэлектронов из области СР.

### 3. Эксперимент

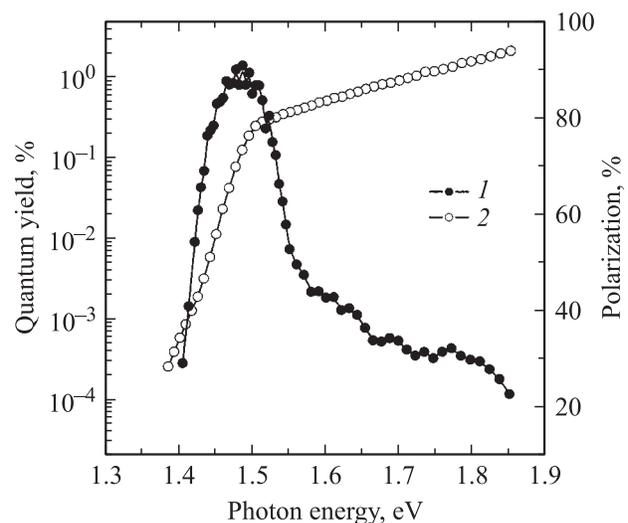
Для экспериментального исследования фотоэмиссии поляризованных электронов использовался автоматизированный комплекс, созданный на основе промыш-

ленной установки УСУ-4 [15]. Конструктивно комплекс включает в себя двухкамерную вакуумную установку с четырехступенчатой системой откачки, источник циркулярно поляризованного света, детектор поляризации эмитируемых электронов и блок компьютерного управления. Исследуемый образец через шлюзовую систему помещался в камеру обработки, где происходит подготовка его поверхности. Для термической очистки поверхности образец помещают перед нагревателем в виде вольфрамовой спирали и в течение 1 ч выдерживают при температуре 500–600°C для удаления защитной пленки As и различных загрязнений с поверхности. Затем образец переводят в положение активировки, где для понижения работы выхода и создания ОЭС на его атомно-чистую поверхность напыляют субмонослои цезия и кислорода.

В качестве источника циркулярно поляризованного света использовалась ксеноновая лампа ДКСШ-200, с монохроматором и системой формирования циркулярно поляризованного света, с длиной волны, программно-перестраиваемой в пределах 360–1200 нм, с минимальным шагом 0.03 нм. Пучок поляризованных электронов через систему электронной оптики направляется на вход детектора Мотта, с помощью которого измеряется степень поляризации пучка. В установке используется детектор Мотта с рабочим напряжением 30 кВ.

Спектры поляризации и квантового выхода во всех исследованных образцах подобны. Во всех образцах наблюдается высокая поляризация электронной эмиссии:  $84\% < P < 91\%$ , при квантовом выходе  $0.05\% < Y < 0.5\%$ . Для иллюстрации мы приводим на рис. 4 спектры  $P$  и  $Y$  в зависимости от энергии фотонов возбуждающего света для образца 5-777.

Эффективность фотоэмиссии существенным образом зависит от температуры прогрева поверхности перед активацией. При увеличении температуры прогрева на-



**Рис. 4.** Зависимость степени поляризации (1) и квантового выхода (2) от энергии возбуждающего света для образца 5-777.

блюдается увеличение квантового выхода до некоторого оптимального значения и затем монотонное его уменьшение. Это может быть связано как с возникновением структурных изменений в образце в процессе прогрева при более высоких температурах (более 600°C), так и с изменением структуры возникающего активирующего слоя. Степень поляризации в максимуме меняется с температурой прогрева в пределах 5%.

#### 4. Анализ результатов

Для анализа полученных результатов были рассчитаны коэффициенты поглощения света  $\alpha_{\uparrow}(\hbar\omega)$ ,  $\alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$  в сверхрешетках при оптических переходах в электронные состояния с разной проекцией спина на направление оси CP. Расчет проводился методом плавных огибающих в рамках многозонной модели Кейна, включающей зоны проводимости, подзоны легких и тяжелых дырок, а также отщепленную спин-орбитальную подзону. При этом учитывались межподзонные переходы в валентной зоне в форме лоренцевского уширения и хвосты плотности дырочных состояний в запрещенной зоне [16]. Полученные зависимости коэффициентов поглощения от частоты света позволяют определить начальную поляризацию электронов в зоне проводимости как функцию энергии фотона:

$$P_0(\hbar\omega) = (\alpha_{\uparrow}(\hbar\omega) - \alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)) / (\alpha_{\uparrow}(\hbar\omega) + \alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)). \quad (1)$$

Найденный коэффициент поглощения  $\alpha(\hbar\omega) = \alpha_{\uparrow}(\hbar\omega) + \alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$  позволяет также вычислить зависимость квантового выхода от энергии фотона [17]:

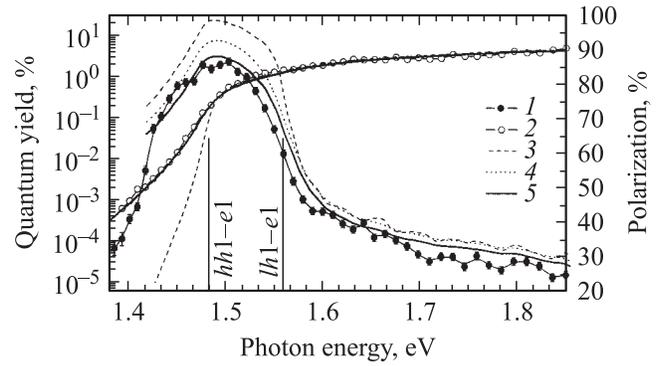
$$Y(\hbar\omega) = (1 - R)B\alpha(\hbar\omega)d, \quad (2)$$

где  $R$  — коэффициент отражения света от поверхности фотокатода,  $B$  — вероятность выхода электрона в вакуум из приповерхностной ООЗ,  $d$  — толщина CP. Здесь мы учли, что  $ad \ll 1$ .

Поляризация фотоэмиссии  $P$  оказывается меньше начальной поляризации фотоэлектронов  $P_0$  вследствие процессов спиновой релаксации при движении электронов к поверхности фотокатода и выхода в вакуум [17]:

$$P(\hbar\omega) = P_0(\hbar\omega)B_s\tau_s / (\tau_s + \tau_t). \quad (3)$$

Множитель  $B_s$  обозначает вероятность для электрона, попавшего в ООЗ, сохранить спин при выходе в вакуум,  $\tau_s$  и  $\tau_t$  — время спиновой релаксации и время транспорта электронов из CP в ООЗ. В соответствии с результатами [18] потери спиновой ориентации при эмиссии из ООЗ составляют 5%, т.е.  $B_s = 0.95$ . Множитель  $\tau_s / (\tau_s + \tau_t)$  описывает потери поляризации при транспорте электронов из CP в ООЗ. В силу высокой подвижности электронов в CP с минимальными разрывами зоны проводимости транспортное время полностью определяется скоростью  $S$  поверхностной рекомбинации



**Рис. 5.** Спектр степени поляризации и квантового выхода для образца 6-330. Экспериментальные результаты: 1 — степень поляризации, 2 — квантовый выход; расчет: 3 —  $\gamma = \delta = 10$  мэВ, 4 —  $\gamma = \delta = 30$  мэВ, 5 —  $\gamma = \delta = 30$  мэВ с учетом фактора  $B$ .

на границе ООЗ:  $\tau_t = d/S$ . Скорость поверхностной рекомбинации определяется произведением  $S = \langle v_n \rangle P_{\text{BVR}}$  средней скорости электронов в направлении ООЗ  $\langle v_n \rangle$  и вероятности  $P_{\text{BVR}}$  их захвата в ООЗ и выхода в вакуум. В соответствии с оценками работы [19]  $P_{\text{BVR}} = 0.25$  и  $S = 1.2 \cdot 10^7$  см/с. Соответственно время экстракции электронов из CP в ООЗ для рассматриваемых структур не превышает  $\tau_t < 8 \cdot 10^{-13}$  с. В силу того, что разрывы зоны проводимости незначительны, мы использовали для оценки времени спиновой релаксации данные для объемного GaAs [1]. При комнатной температуре и уровне легирования  $4 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  время спиновой релаксации равно  $\tau_s = 7 \cdot 10^{-11}$  с, причем основной вклад в спиновую релаксацию вносит механизм деполяризации Дьяконова–Переля. Таким образом, потери поляризации при транспорте в рассматриваемых структурах составляют около 1%.

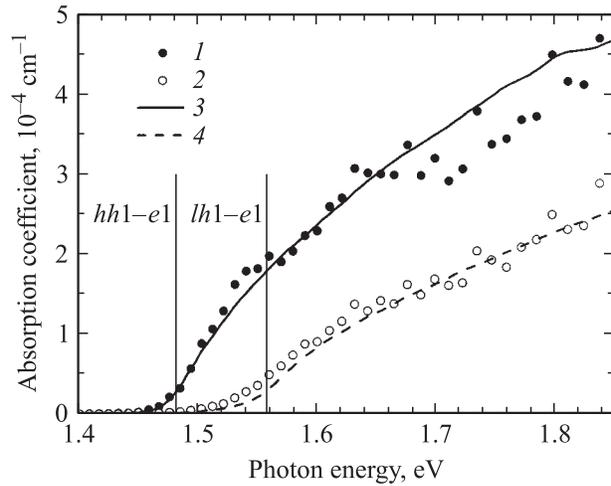
На рис. 5 проведено сравнение экспериментальных спектров квантового выхода  $Y(\hbar\omega)$  и поляризации  $P(\hbar\omega)$  для образца 6-330 с результатами расчетов. Вертикальные линии отмечают положение краев поглощения для переходов из мини-зон тяжелых и легких дырок в зону проводимости,  $hh1-e1$  и  $lh1-e1$  соответственно. С их помощью легко понять поведение спектров  $Y(\hbar\omega)$  и  $P(\hbar\omega)$ . Максимальная поляризация возникает на краю поглощения из мини-зоны тяжелых дырок, где влияние переходов из мини-зоны легких дырок  $lh1-e1$  минимально. На рис. 5 видно, что положение края поглощения  $hh1-e1$  совпадает с положением максимума  $P(\hbar\omega)$ , а также с положением пороговой особенности в зависимости  $Y(\hbar\omega)$ . С увеличением энергии фотона поляризация фотоэлектронов падает за счет оптических переходов из состояния легких дырок. Область наиболее резкого спада поляризации совпадает с порогом переходов  $lh1-e1$ . Вследствие уширения дырочных уровней эти переходы вносят свой вклад в фотопоглощение и при меньших энергиях, ограничивая тем самым максимальное значение начальной поляри-

зации  $P_0(\hbar\omega)$ . На рис. 5 штриховая и пунктирные линии показывают зависимость  $P_0(\hbar\omega)$ , рассчитанную для двух различных значений уширения дырочного спектра  $\gamma = 10$  и  $30$  мэВ. Видно, что увеличение  $\gamma$  уменьшает значение начальной поляризации электронов  $P_0$  в точке максимума на 10%. Другим параметром, существенным для поведения спектра поглощения вблизи края  $\hbar\omega = E_g$ , является длина хвостов дырочных состояний в запрещенной зоне  $\delta$ , т.е. величина размытия края поглощения. Этот параметр в большей степени влияет на зависимость  $Y(\hbar\omega)$  ниже порога поглощения (см. рис. 5).

Отметим, что в области правее края поглощения  $lh1-e1$  параметры  $\gamma$  и  $\delta$  практически не влияют на зависимость  $P_0(\hbar\omega)$  и  $Y(\hbar\omega)$ . Учет потерь поляризации электронов при транспорте и эмиссии в вакуум, согласно (3), приводит рассчитанную зависимость  $P(\hbar\omega)$  (сплошная линия на рис. 5) в соответствие с экспериментальными данными. В зависимости  $Y(\hbar\omega)$  (2) мы подбираем значение вероятности эмиссии  $B$  для лучшего согласия с экспериментальным спектром, считая, что коэффициент отражения  $R = 0.3$  и слабо зависит от энергии фотона в данном интервале частот. Для данного образца 6-330 параметр  $B$  оказался равен 0.089.

Параметр размытия края поглощения  $\delta = 30$  мэВ находится из сравнения поведения  $Y(\hbar\omega)$  с убыванием наблюдаемого квантового выхода ниже порога поглощения. И наконец, значение уширения дырочного спектра для данного образца  $\gamma = 30$  мэВ мы находим из сравнения  $P(\hbar\omega)$  с экспериментальными данными в области максимума. Найденное значение  $\gamma$  соответствует ширине пика фотолюминесценции СР, измеренной при температуре  $T = 77$  К. Сравнительно большие значения  $\gamma$  и  $\delta$  обусловлены флуктуациями состава гетерослоев. Для данного образца это приводит к 9% потери начальной поляризации фотоэлектронов, что почти в 2 раза превосходит 5% потери поляризации при эмиссии из ООЗ.

Характерной энергией размерного квантования электронов для СР с небольшими барьерами можно считать  $\hbar^2\pi^2/2m_e d^2$ , где  $m_e$  — эффективная масса электрона. Для рассматриваемых СР эта энергия оказывается порядка 200 мэВ, что намного превышает высоты барьеров для всех образцов. Поэтому размерное квантование в зоне проводимости практически отсутствует. Для того чтобы это проконтролировать, мы построили на рис. 6 зависимости коэффициентов поглощения света  $\alpha_{\uparrow}(\hbar\omega)$ ,  $\alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$  от энергии фотона. Экспериментальные значения были получены из данных  $Y$  и  $P$  с помощью соотношений (1)–(3), все параметры в которых были определены выше. В силу отсутствия размерного квантования плотность состояний в зоне проводимости зависит от энергии электрона так же, как и в объемном материале  $\propto (E - E_c)^{1/2}$ . Соответственно коэффициенты поглощения  $\alpha_{\uparrow}(\hbar\omega)$ ,  $\alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$  имеют корневую зависимость от энергии фотона, что подтверждается рис. 6. На этом рисунке также хорошо



**Рис. 6.** Зависимости коэффициентов поглощения света  $\alpha_{\uparrow}(\hbar\omega)$ : 1 — эксперимент, 3 — расчет;  $\alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$ : 2 — эксперимент, 4 — расчет от энергии фотонов возбуждающего света для образца 6-330.

видно размытие корневой пороговой особенности в зависимостях  $\alpha_{\uparrow}(\hbar\omega)$ ,  $\alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$  вызванной уширением спектра СР и размытием края валентной зоны. В дополнение к указанным причинам некоторый вклад в хвост зависимости  $\alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$  вносят и переходы  $hh1-e1$  из состояний мини-зоны тяжелых дырок с ненулевой энергией движения в плоскости гетерослоев [5]. Движение дырок вдоль гетерограницы приводит к перемещению состояний легких и тяжелых дырок и, как следствие, снимает запрет на переходы из минизоны  $hh1$  в электронные состояния с противоположной ориентацией спина. Рис. 6 наглядно демонстрирует, как хвост зависимости  $\alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$  приводит к потере начальной поляризации фотоэлектронов на пороге поглощения  $\hbar\omega = E_g$ .

В таблице приведена сводка данных для всех образцов: значения максимальной поляризации  $P_{\max}$  и квантового выхода  $Y(\hbar\omega_{\max})$  в этой точке, а также параметров  $\gamma$ ,  $\delta$  и  $B$ . Отметим увеличение вероятности эмиссии  $B$  с ростом  $E_g$  СР. Этот факт хорошо согласуется с представлением о росте прозрачности поверхностного барьера на границе полупроводник–вакуум с увеличением энергии электрона. С ростом  $E_g$  в область СР увеличивается энергия фотоэлектронов, попадающих в ООЗ из зоны проводимости СР. Также можно отметить, что наибольшие значения поляризации  $P_{\max} = 89-91\%$  наблюдались в образцах с минимальными значениями высоты барьеров в зоне проводимости  $U_c < 20$  мэВ, в то время как в образцах с большими барьерами 6-296 и 6-444 наблюдалась меньшая поляризация фотоэмиссии  $P_{\max} = 86$  и  $84\%$  соответственно. Это подтверждает перспективность использования СР с минимальными разрывами в зоне проводимости для создания эффективных источников поляризованных электронов.

## 5. Заключение

Были разработаны, изготовлены и исследованы фотокатоды на основе InAlGaAs–GaAs-сверхрешеток с напряженными барьерами валентной зоны и с минимальными разрывами края зоны проводимости. Полученные рекордные значения поляризации фотоэмиссии  $P_{\max} = 91\%$  позволяют говорить о перспективности использования этих гетероструктур для создания эффективных источников поляризованных электронов. Расчет спектров фотоэмиссии с учетом размытия края валентной зоны и уширения дырочного спектра, а также спиновой релаксации при эмиссии электронов в вакуум хорошо согласуется с результатами измерений. Проведенный анализ показывает, что достижение максимальной поляризации ограничивается как неизбежными потерями поляризации при эмиссии электронов в вакуум, так и несовершенством СР, а именно — флуктуационным размытием краев валентной зоны.

Работа поддержана грантом Н.П.2.1.1.2215 Министерства образования и науки РФ и грантом РФФИ 04-02-16038. А.Е. Жуков благодарит за поддержку Фонд содействия отечественной науки.

## Список литературы

- [1] Б.П. Захарченя, Ф. Мейер. *Оптическая ориентация* (Л., Наука, 1989).
- [2] T. Maruyama, E.L. Garwin, R. Prepost, G.H. Zapalac, J.S. Smith, J.D. Walker. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2376 (1991).
- [3] T. Nakanishi, H. Aoyagi, H. Horinaka, Y. Kamiya, T. Kato, S. Nakamura, T. Saka, M. Tsubata. *Phys. Lett. A*, **158**, 345 (1991).
- [4] T. Maruyama, E.L. Garwin, R. Prepost, G.H. Zapalac. *Phys. Rev. B*, **46**, 4261 (1992).
- [5] A.V. Subashiev, L.G. Gerchikov, A.I. Ipatov. *J. Appl. Phys.*, **96**, 1511 (2004).
- [6] T. Saka, T. Kato, T. Nakanishi, S. Okumi, K. Togawa, H. Horinaka, T. Matsuyama, T. Baba. *Surf. Sci.*, **454-456**, 1042 (2000).
- [7] Yu. Mamaev, A. Subashiev, Yu. Yashin, E. Reichert, P. Drescher, N. Faleev, P. Kop'ev, V. Ustinov, A. Zhukov. *Phys. Low-Dim. Structur.*, **10/11**, 1 (1995).
- [8] T. Maruyama, D.-A. Luh, A. Brachmann, J.E. Clendenin, E.L. Garwin, S. Harvey, J. Jiang, R.E. Kirby, C.Y. Prescott, R. Prepost, A.M. Moy. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 2640 (2004).
- [9] A.V. Subashiev, L.G. Gerchikov, Yu. A. Mamaev, Yu.P. Yashin, J.S. Roberts, D.-A. Luh, T. Maruyama, J.E. Clendenin. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 171 911 (2005).
- [10] Yu. A. Mamaev. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A536**, 289 (2004).
- [11] A.V. Subashiev, Yu. A. Mamaev, Yu.P. Yashin, A.N. Ambrazhe, J.E. Clendenin, T. Maruyama, G.A. Mulhollan, A.Yu. Egorov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov. *Proc. 24th Int. Conf. on Physics of Semiconductors*, Jerusalem, Israel, August 1998 (World Scientific, 1999) IV-D-25.
- [12] Yu. A. Mamaev, A.V. Subashiev, Yu.P. Yashin, T. Maruyama, D.-A. Luh, J.E. Clendenin, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov. *SPIN 2004 Proc.* (World Scientific, 2005) p. 913.

- [13] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [14] A.V. Subashiev, L.G. Gerchikov. *SPIN 2004 Proc.* (World Scientific, 2005) p. 908.
- [15] Ю.П. Яшин, А.Н. Амбражей, Ю.А. Мамаев. ПТЭ, № 2, 105 (2000).
- [16] A.V. Subashiev, L.G. Gerchikov, A.I. Ipatov. *J. Appl. Phys.*, **96**, 1511 (2004).
- [17] B.D. Oskotskij, A.V. Subashiev, Yu. A. Mamaev. *Phys. Low-Dim. Structur.*, **1/2**, 77 (1997).
- [18] Yu. A. Mamaev, A.V. Subashiev, Yu.P. Yashin, H.-J. Drouhin, G. Lampel. *Sol. St. Commun.*, **114** (7), 401 (2000).
- [19] K. Aulenbacher, R. Bolenz, V. Tioukine, M. Weis. *SPIN 2004 Proc.* (World Scientific, 2005) p. 922.

Редактор Л.В. Беляков

## Polarized electron emission from InAlGaAs–GaAs superlattices with minimal conduction band offsets

L.G. Gerchikov, Yu.A. Mamaev, A.V. Subashiev, Yu.P. Yashin, D.A. Vasilyev, V.V. Kuzmichev, A.E. Zhukov\*, E.S. Semenova\*, A.P. Vasiljev\*, V.M. Ustinov\*

St. Petersburg State Polytechnical University,  
195251 St. Petersburg, Russia  
\* Ioffe Physicotechnical Institute  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Electron emission from heterostructures based on InAlGaAs–GaAs superlattices with minimal conduction band offsets is considered. Analysis of photoemission polarization spectrum allows us to determine polarization losses on different stages of the photoemission. The maximal polarization  $P = 91\%$  and the quantum yield  $Y = 0.14\%$  are close to the best results for photoemitters based on the strained semiconductor superlattices.