

## Деформационно-индуцированные спектры фотоотражения в области перехода $E_0$ на гетероструктурах GaAs/Si и InP/Si

© Р.В. Кузьменко, А.В. Ганжа, О.В. Бочурова, Э.П. Домашевская, Й. Шрайбер\*, С. Хильдебрандт\*, Ш. Мо\*\*, Э. Пайнер\*\*

Воронежский государственный университет,  
394693 Воронеж, Россия

\*Fachbereich Physik der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg,  
D-06108 Halle-Saale, Deutschland

\*\*Institut für Halbleitertechnik der Technischen Universität Braunschweig,  
D-38106 Braunschweig, Deutschland

E-mail: phssdl@main.vsu.ru

(Поступила в окончательном виде 26 сентября 1998 г.)

Исследуется структура спектров фотоотражения (ФО) в области перехода  $E_0$  от тонких ( $d = 1 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$ ) пленок  $n$ -GaAs и  $n$ -InP ( $n = 10^{16} \text{cm}^{-3} - 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ), эпитаксиально выращенных на подложке Si (001). Количественный анализ спектров, проведенный в рамках многокомпонентной подгонки, показывает, что для обеих систем доминирующий вклад в среднеполювую электромультипликативную компоненту соответствует электронному оптическому переходу из подзоны  $\{3/2; \pm 1/2\}$ . При этом наблюдаемые в спектрах ФО от системы GaAs/Si "структуры расщепления" в области главного пика спектра объясняются не эффектом расщепления валентной зоны под воздействием механического напряжения, а спектральным наложением среднеполювой компоненты из подзоны  $\{3/2; \pm 1/2\}$  с низкоэнергетической экситонной компонентой. Аналитически установленная энергия перехода  $E_0^{\{3/2; \pm 1/2\}}$  используется для расчета биаксиальных напряжений в эпитаксиальных пленках.

Гетероэпитаксиальное выращивание полупроводниковых пленок соединений  $A^{III}B^V$  на кремниевой подложке привлекает в последнее время значительное внимание благодаря возможности монолитной интеграции оптоэлектронных элементов в интегральные схемы и устройства на основе Si [1,2]. Одной из основных проблем гетероэпитаксиальной технологии выращивания является минимизация остаточного механического напряжения в эпитаксиальном слое.

Механические напряжения в эпитаксиальных слоях систем GaAs/Si и InP/Si могут возникнуть из-за: а) различия в величине постоянных решеток пленки и подложки ( $a_{\text{Si}} = 0.5431 \text{ nm}$ ,  $a_{\text{GaAs}} = 0.5653 \text{ nm}$ ,  $a_{\text{InP}} = 0.5869 \text{ nm}$  [3]) и б) различия в коэффициентах теплового расширения материалов ( $\alpha_{\text{Si}} = 2.60 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ,  $\alpha_{\text{GaAs}} = 5.90 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ,  $\alpha_{\text{InP}} = 4.75 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [3]). Для систем GaAs/Si и InP/Si напряжение в эпитаксиальных слоях, связанное с несовпадением решеток, должно быть напряжением сжатия. Однако при температуре выращивания оно полностью снимается путем генерации дислокаций в области границы раздела [4,5]. Разница в коэффициентах расширения ведет при охлаждении образцов от температуры роста до комнатной температуры к возникновению механического напряжения расширения в эпитаксиальных слоях [4]. Однако в [4,6] сообщалось, что величины механических напряжений, экспериментально определенные при комнатной температуре, существенно ниже теоретически вычисленных. В работах предполагается, что в области температур, превышающих некую критическую температуру  $T_c$ , напряжение растяжения в пленках также снимается путем генерации

дислокаций. И только при достижении температуры  $T_c$  этот процесс прекращается.

Проблема высокоточного определения механических напряжений в тонких эпитаксиальных слоях в широком интервале температур до сих пор не может считаться окончательно решенной. Одним из наиболее высокоточных методов исследований механических напряжений в полупроводниках в широком интервале температур может быть оптическая мультипликативная спектроскопия фотоотражения, применение которой базируется на определении изменения энергии электронных оптических переходов под действием механических напряжений [7]. Ее дальнейшими преимуществами являются высокое спектральное разрешение ( $\sim 1 \text{ meV}$ ) в широком интервале температур, возможность исследования тонких слоев с толщинами  $d \geq 100 \text{ nm}$ , высокое поверхностное разрешение ( $\sim 20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ ) и возможность сканирования по глубине пленки. Несмотря на эти преимущества, об использовании спектроскопии ФО для определения остаточных напряжений в гетероструктурах  $A^{III}B^V/\text{Si}$  сообщалось только в немногих работах [8-12].

В представленной работе рассматриваются результаты фотоотражательных измерений, проведенных при комнатной температуре на образцах InP/Si и GaAs/Si с толщинами эпитаксиальных слоев от 1 до  $5 \mu\text{m}$ . Для анализа экспериментальных спектров в работе используется модель, учитывающая изменение энергии электронных оптических переходов из валентных подзон  $\{3/2; \pm 1/2\}$  и  $\{3/2; \pm 3/2\}$ , а также наличие низкоэнергетических спектральных структур [12]. Полученные результаты показывают преобладающую роль спектрального вклада

да из подзоны  $\{3/2; \pm 1/2\}$ , тогда как более слабая  $\{3/2; \pm 3/2\}$ -компонента вносит только незначительный вклад в результирующий  $E_0$ -спектр ФО. Таким образом, для определения остаточных механических напряжений из измеренных спектров ФО должен быть использован энергетический сдвиг  $E_0 - E_0^{\{3/2; \pm 1/2\}}$  по отношению к энергии перехода  $E_0$  в объемном материале. Полученные значения напряжений  $\sigma_{||}$  сравниваются с литературными данными для GaAs/Si и InP/Si [4,6,9,12,13].

## 1. Экспериментальная установка и исследованные образцы

Измерения спектров ФО проводились в энергетической области 1.35–1.65 eV с помощью HeNe-лазера ( $\lambda = 632.8$  nm) на воздухе на экспериментальной установке, устройство и способ функционирования которой сходны с описанными в литературе [14]. Величина пятна пробирующего света на образце, определяющая площадь анализируемой поверхности, варьировалась в пределах от  $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$  до  $1000 \mu\text{m} \times 1000 \mu\text{m}$ . Увеличение размеров пятна не приводило к изменению формы спектра, что свидетельствует о высокой однородности образцов. Частота модуляции при измерениях варьировалась в пределах от 100 до 1000 Hz. Плотность лазерного возбуждения была при измерениях  $\sim 1$  W/cm<sup>2</sup>, что обеспечивало уровень модуляции поверхностного электрического поля  $\xi > 0.2$  [15]. Дополнительные возможности для анализа формы спектральной линии открывались благодаря использованию двухканального фазочувствительного усилителя с предустановливаемой фазой, позволяющего изменять как компоненту спектра ФО, синхронную с референтным сигналом (так называемый быстрый сигнал ФО), так и компоненту спектра, смещенную по отношению к референтному сигналу на 90° (так называемый медленный сигнал ФО) [16].

Исследования проводились на образцах GaAs/Si и InP/Si, выращенных посредством металлоорганической эпитаксии из паров (metalorganic vapour phase epitaxie) [2,5]. Образцы состоят из толстой кремниевой подложки с ориентацией поверхности (001), тонкого буферного слоя  $A^{III}B^V$  (20 nm для GaAs и 80 nm для InP), и толстого (1–5  $\mu\text{m}$ ) основного эпитаксиального слоя GaAs или InP. Буферные слои выращивались 20 минут при температуре подложки 400°C, а главные слои — 120 минут при температуре подложки 700°C для GaAs и 640°C для InP. Материал, использовавшийся для роста пленок, был нелегирован, однако, диффузия атомов Si из подложки приводит к уровню легирования пленки в области значений  $n = 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  [17].

Кроме этого, измерения ФО были проведены на референтных гомоэпитаксиальных образцах  $n$ -GaAs/ $n^+$ -GaAs и  $n$ -InP/ $n^+$ -InP с концентрациями носителей заряда  $n = 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n^+ \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  и толщинами эпитаксиальных слоев  $d = 2 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$ .

## 2. Теоретические основы моделирования $E_0$ -спектров ФО

Основным модуляционным механизмом, ответственным за появление сигнала ФО, является периодическое изменение поверхностного электрического поля, вызванное генерацией неравновесных носителей заряда при периодическом освещении поверхности полупроводника лазерным светом с энергией фотонов, большей ширины запрещенной зоны. Модуляция электрического поля приводит на основе эффекта Франца–Келдыша в области прямых переходов к возникновению электромультиплексных спектральных компонент. Экспериментально они наблюдаются только в области прямых электронных оптических переходов.

Поскольку полупроводники GaAs и InP имеют вырождение валентной зоны в точке  $\Gamma(0, 0, 0)$ , то их электромультиплексный спектр в области перехода  $E_0$  представляет собой суперпозицию двух спектральных компонент с идентичными энергиями перехода

$$\frac{\Delta R}{R} = a_{\{3/2; \pm 3/2\}} \times \left( \frac{\Delta R}{R} \right)_{E_0^{\{3/2; \pm 3/2\}}}^{\{3/2; \pm 3/2\}} + a_{\{3/2; \pm 1/2\}} \times \left( \frac{\Delta R}{R} \right)_{E_0^{\{3/2; \pm 1/2\}}}^{\{3/2; \pm 1/2\}}, \quad (1)$$

где  $E_0 = E_0^{\{3/2; \pm 3/2\}} = E_0^{\{3/2; \pm 1/2\}}$  — энергия переходов из подзон, а коэффициенты  $a_{\{3/2; \pm 3/2\}}$ ,  $a_{\{3/2; \pm 1/2\}}$  — амплитудные факторы или коэффициенты соответствующих компонент. Амплитудные факторы зависят от матричного элемента перехода и эффективной массы носителей заряда в подзонах [18].

Электромультиплексные компоненты могут иметь среднеполевую или низкополевую форму спектральной линии. Среднеполевая электромультиплексная структура в области перехода  $E_0$  характеризуется главным пиком, лежащим энергетически в области электронного перехода, и высокоэнергетическими затухающими осциллирующими Франца–Келдыша, чей период зависит от напряженности поверхностного электрического поля и однозначно определяется величиной электрооптической энергии и уровнем модуляции поверхностного электрического поля [19]. В низкополевом случае форма спектральной линии интерпретируется как третья производная немодулированного спектра отражения и представляет собой так называемую резонансную структуру с двумя экстремумами различного знака [20]. Наблюдение среднеполевых или низкополевых спектров определяется отношением электрооптической энергии

$$\hbar\Omega = \left( \frac{e^2 F^2 \hbar^2}{8\mu_{||}} \right)^{1/3}, \quad (2)$$

где  $e$  — элементарный заряд,  $F$  — поверхностное электрическое поле,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\mu_{||}$  — приве-

денная эффективная электронно-дырочная масса по направлению электрического поля к феноменологическому параметру (или энергии уширения  $\Gamma$ ), обусловленному конечным временем жизни носителей заряда и являющемуся среди прочего показателем качества кристаллической структуры образца. Феноменологически в области средних уровней легирования подложек  $n$ -GaAs и  $n$ -InP ( $n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) электрооптическая энергия, как правило, превышает по величине энергию расширения, имеющую для таких образцов величину порядка 5–10 meV, что ведет к измерению среднеполевой компонент [15,19].

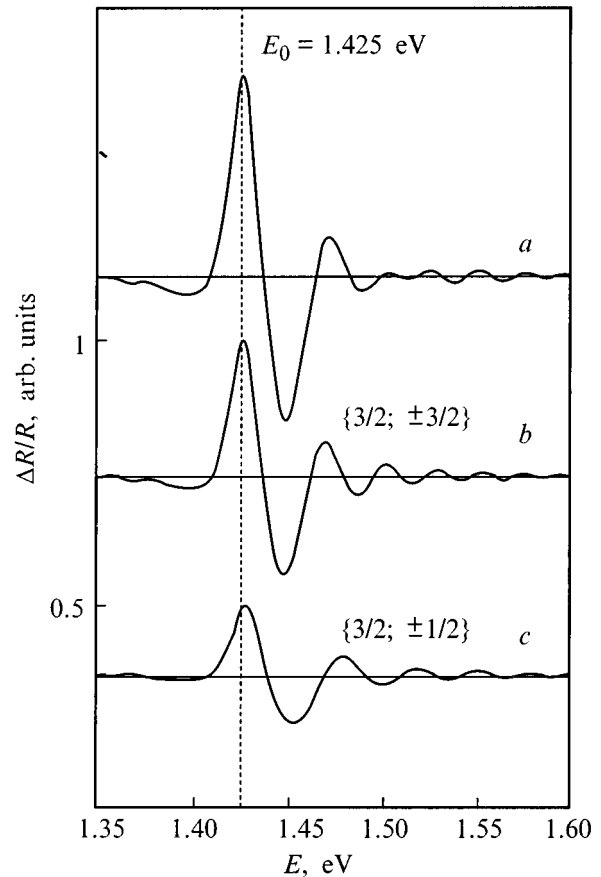
Электромодуляционная среднеполевая компонента может быть представлена в рамках расширенной многослойной модели (МСМ) [12,21,22], описывающей возникновение электромодуляционного сигнала на основе эффекта Франца-Келдыша при учете неоднородности электрического поля в области пространственного заряда. При этом параметрами моделирования выступают: энергия электронного оптического перехода  $E_t$ , напряженность поверхностного электрического поля  $F$ , глубина области пространственного заряда  $d_F$ , энергия уширения  $\Gamma$  и уровень модуляции поверхностного электрического поля  $\xi$  ( $0 < \xi < 1$ ). При моделировании электромодуляционного спектра полупроводников в области вырожденных переходов каждая из спектральных компонент модулируется в рамках МСМ, после чего результирующая спектральная линия строится в соответствии с формулой (1) при учете значений амплитудных факторов. Для объемных образцов GaAs и InP амплитудные факторы для подзоны  $\{3/2; \pm 3/2\}$  превышают соответствующие значения для подзоны  $\{3/2; \pm 1/2\}$  ( $a_{\{3/2; \pm 3/2\}}/a_{\{3/2; \pm 1/2\}} \approx 2$  для GaAs и  $a_{\{3/2; \pm 3/2\}}/a_{\{3/2; \pm 1/2\}} \approx 3$  для InP, экспериментальные данные из [21,23,24]). При этом также необходимо учесть, что из-за различия в значениях эффективных масс дырок в подзонах величины приведенных эффективных масс  $\mu^{e-h\{3/2; \pm 3/2\}}$  и  $\mu^{e-h\{3/2; \pm 1/2\}}$  и, следовательно, величины электрооптических энергий для подзон несколько различаются, что в свою очередь ведет к различию в периодах осцилляций Франца-Келдыша для среднеполевых компонент из подзон. Один из модельных спектров для GaAs, рассчитанный в рамках МСМ, представлен на рис. 1.

При биаксиальной деформации в направлениях [100] и [010] симметрия решетки цинковой обманки понижается до тетрагональной [25,26]. Деформация решетки снимает вырождение валентной зоны в точке  $\Gamma(0, 0, 0)$ . При этом энергии электронных оптических переходов могут быть рассчитаны по следующим формулам:

$$E_0^{\{3/2; \pm 3/2\}} = E_0 + \left[ \frac{2a}{C_{11} + 2C_{12}} - \frac{b}{C_{11} - C_{12}} \right] \sigma_{||}, \quad (3)$$

$$E_0^{\{3/2; \pm 1/2\}} = E_0 + \left[ \frac{2a}{C_{11} + 2C_{12}} + \frac{b}{C_{11} - C_{12}} \right] \sigma_{||}, \quad (4)$$

где  $\sigma_{||} > 0$  для напряжения растяжения и  $\sigma_{||} < 0$  для напряжения сжатия,  $a$  — гидростатический деформационный потенциал,  $b$  — деформационный потенциал

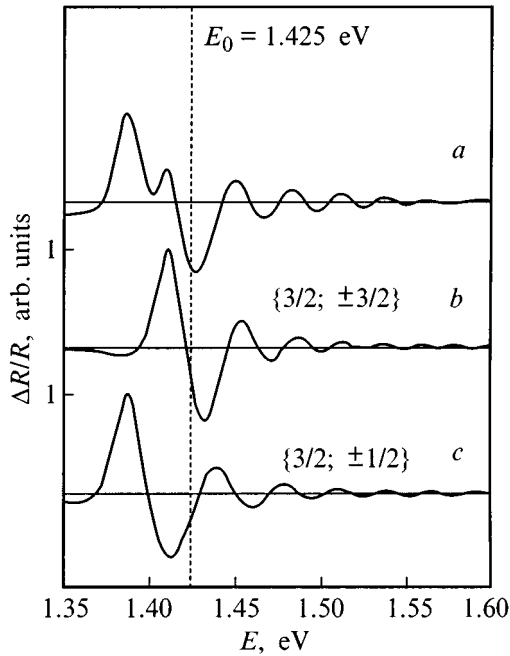


**Рис. 1.** Модельный среднеполевой спектр ФО для GaAs (a) и компоненты из подзон (b, c). Для расчета в рамках МСМ были использованы следующие параметры:  $E_0 = 1.425 \text{ eV}$ ,  $F = 3 \times 10^6 \text{ V/m}$ ,  $d_F = 300 \text{ nm}$ ,  $\Gamma = 7 \text{ meV}$ ,  $\xi = 1$ ,  $a_{\{3/2; \pm 3/2\}}/a_{\{3/2; \pm 1/2\}} = 2$ .

сдвига, а  $C_{11}$ ,  $C_{12}$  — коэффициенты упругости. Напряжение растяжения сдвигает энергии обоих переходов в сторону низких энергий по отношению к переходу  $E_0$  в ненапряженном материале. При этом энергетический сдвиг для перехода из подзоны  $\{3/2; \pm 1/2\}$  сильнее, чем для перехода из подзоны  $\{3/2; \pm 3/2\}$ . Для расчетов в данной работе были использованы следующие значения параметров:  $C_{11} = 1.18 \times 10^{11} \text{ Pa}$  (GaAs),  $C_{11} = 1.02 \times 10^{11} \text{ Pa}$  (InP),  $C_{12} = 0.54 \times 10^{11} \text{ Pa}$  (GaAs),  $C_{12} = 0.58 \times 10^{11} \text{ Pa}$  (InP),  $a = -9.8 \text{ eV}$  (GaAs),  $a = -8.0 \text{ eV}$  (InP),  $b = -2.0 \text{ eV}$  (GaAs),  $b = -1.55 \text{ eV}$  (InP),  $E_0 = 1.425 \text{ eV}$  (GaAs),  $E_0 = 1.343 \text{ eV}$  (InP) [3,27].

Дальнейшее влияние механических напряжений на электромодуляционный спектр GaAs и InP должно проявиться в изменении соотношения амплитудных факторов из-за изменения эффективных масс в подзонах [7,25].

Различные значения энергий переходов  $E_0^{\{3/2; \pm 3/2\}}$  и  $E_0^{\{3/2; \pm 1/2\}}$  приводят к энергетическому смещению электромодуляционных компонент из подзон валентной зоны относительно друг друга. При сравнимых амплитудных



**Рис. 2.** Модельный среднеполевой спектр (а) ФО для биаксиального напряженного GaAs и составляющие спектр компоненты из подзон (b, c). Для расчета были использованы следующие параметры:  $\sigma_{||} = 3.9 \times 10^8$  Pa,  $E_0^{\{3/2; \pm 3/2\}} = 1.409$  eV,  $E_0^{\{3/2; \pm 1/2\}} = 1.385$  eV,  $F = 3 \times 10^6$  V/m,  $d_F = 300$  nm,  $\Gamma = 7$  meV,  $\xi = 1$ ,  $a_{\{3/2; \pm 3/2\}}/a_{\{3/2; \pm 1/2\}} = 1$ . "Структура расщепления" в области главного пика указывает на расщепление валентной зоны в точке  $\Gamma$ .

факторах компонент и небольшом энергетическом расщеплении ( $\sim 10$  meV) в области главного пика электро-модуляционного спектра ожидается появление пиковых структур или так называемых "структур расщепления", указывающих на наличие близко лежащих электронных переходов (рис. 2). При этом положение пиков в первом приближении может интерпретироваться как энергетическое положение соответствующих переходов [8,12].

Хотя представленная выше модель и достаточна для описания электро-модуляционных спектров, экспериментальные  $E_0$ -спектры фотоотражения, снятые при комнатной температуре на образцах полупроводниковых соединений GaAs и InP, содержат, как правило, не только электро-модуляционную  $E_0$ -компоненту, но и спектрально наложенную низкоэнергетическую компоненту, приписываемую экситонным переходам и хорошо описываемую формулой Аспнеса с параметром  $n = 2$  [15,16,19,23]. Необходимость включения в модель низкоэнергетических компонент ФО обосновывается как результатами проведенного авторами анализа спектральных структур на GaAs и InP [15,19], так и результатами спектрального анализа, полученными в других работах [14,22,23,24,28].

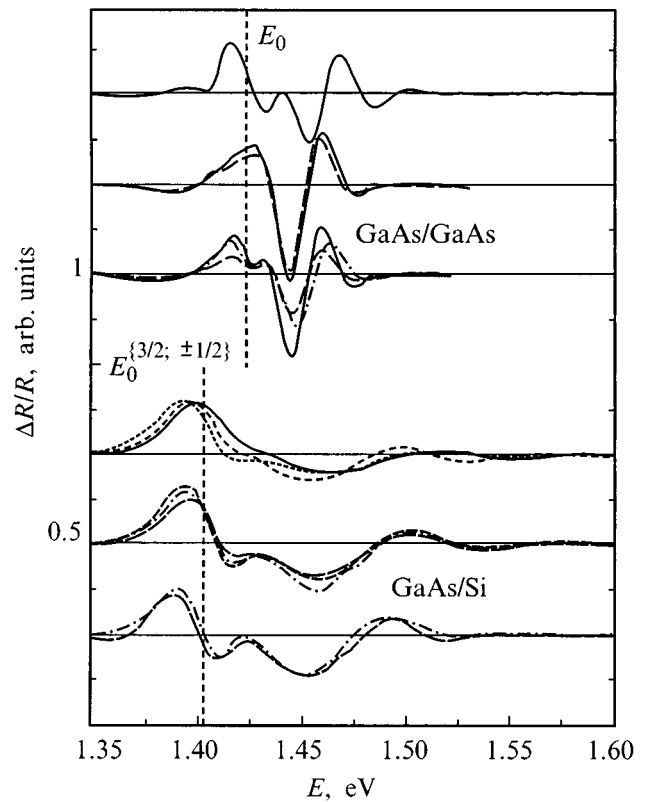
Таким образом, реалистическая физико-математическая модель для анализа экспериментальных спектров ФО от полупроводников GaAs и InP должна содержать

в себе математический аппарат для моделирования электро-модуляционной и экситонной компонент [15,16,23]. В случае моделирования спектров от деформированных эпитаксиальных слоев GaAs и InP должны быть использованы две электро-модуляционные  $E_0$ -компоненты и две экситонные компоненты с различными энергиями переходов  $E_0^{\{3/2; \pm 3/2\}} \neq E_0^{\{3/2; \pm 1/2\}}$ ,  $E_{exc}^{\{3/2; \pm 3/2\}} \neq E_{exc}^{\{3/2; \pm 1/2\}}$  и различными амплитудными факторами, соответствующие оптическим переходам из двух подзон.

### 3. Фотоотражательные измерения: результаты и обсуждение

На рис. 3 представлены  $E_0$ -спектры ФО, полученные от гомоэпитаксиальных образцов GaAs/GaAs и гетероэпитаксиальных образцов GaAs/Si.

Спектры ФО от гомоэпитаксиальных образцов в области главного пика обладают различными формами линии, возникающими в результате наложения низкополевой и среднеполевой компонент. Однако все спектры имеют примерно одинаковые положения главного пика вблизи энергии перехода для объемного ненапряженного материала  $E_0 = 1.425$  eV [3] (анализ спектральных форм на GaAs был подробно проведен в [15,16,23]).



**Рис. 3.** Сравнение типичных экспериментальных  $E_0$ -спектров ФО от гомоэпитаксиальных образцов GaAs/GaAs (вверху) и гетероэпитаксиальных образцов GaAs/Si (внизу). Ясно проявляется общность спектров от обеих структур.

Некоторые параметры среднеполевых спектров ФО и рассчитанные остаточные механические напряжения

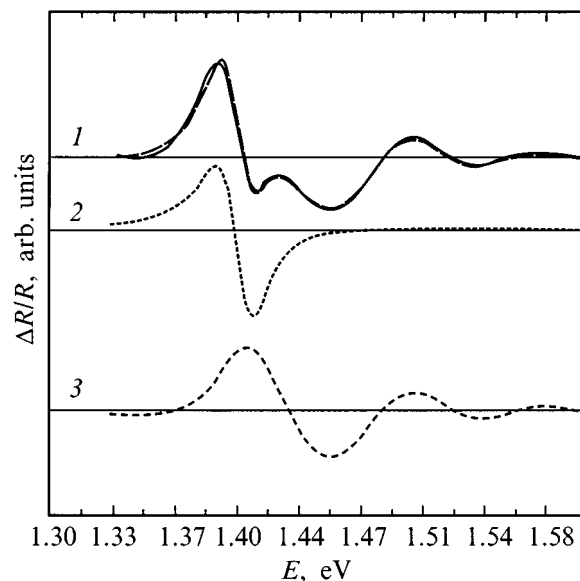
Образец	Среднеполевая электромультипликационная компонента			Остаточное напряжение $\sigma_{  }, 10^8 \text{ Pa}$	Экситонная компонента	
	$E_0^{unstrain}$ или $E_0^{\{3/2;\pm 1/2\}}, \text{ eV}$	Энергия уши- рения $\Gamma, \text{ meV}$	Смещение $E_0 - E_0^{\{3/2;\pm 1/2\}}, \text{ meV}$		Энергия пере- хода $E_{exc}, \text{ eV}$	$\Gamma, \text{ meV}$
GaAs/GaAs	$1.425 \pm 0.002$	0.1	—	—	$1.420 \pm 0.002$	$11.4 \pm 1.1$
GaAs/Si	$1.403 \pm 0.003$	$16.9 \pm 7.8$	$22 \pm 2$	$1.88 \pm 0.16$	$1.400 \pm 0.003$	$17.7 \pm 2.5$
InP/InP	$1.343 \pm 0.002$	2.5	—	—	—	—
InP/Si	$1.335 \pm 0.003$	$8.2 \pm 2.3$	$8 \pm 3$	$0.74 \pm 0.27$	—	—

На гетероструктурных образцах также измеряются среднеполевые спектры ФО (рис. 3). Энергетически эти спектры сдвинуты по отношению к спектрам, снятым на гомоэпитаксиальных образцах, в область низких энергий, что указывает на уменьшение энергий переходов всех их спектральных компонент. Низкоэнергетическое смещение спектров формально соответствует наличию остаточной деформации растяжения в пленках. Оценка концентрации носителей заряда в слое из величины периода осцилляций Франца-Келдыша, проведенная при предположении, что уровень Ферми на поверхности GaAs лежит вблизи середины запрещенной зоны, приводит к значению  $n \approx 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . В области высокоэнергетического плеча главного пика спектров наблюдаются спектральные особенности — пиковые структуры или перегибы. В [8] возникновение подобных спектров ФО было объяснено наложением двух среднеполевых компонент из подзон  $\{3/2; \pm 1/2\}$  и  $\{3/2; \pm 3/2\}$ , причем сам главный пик был приписан переходу из подзоны  $\{3/2; \pm 1/2\}$ , а "плечевые" пики — переходу из подзоны  $\{3/2; \pm 3/2\}$  (так называемая "структура расщепления"). Далее однако будет показано, что эта интерпретация должна быть пересмотрена, поскольку уже чисто формальное сравнение спектральных структур на гомоэпитаксиальных и гетероэпитаксиальных образцах показывает, что "плечевые" структуры наблюдаются также в спектрах ФО от гомоэпитаксиальных пленок GaAs (рис. 3).

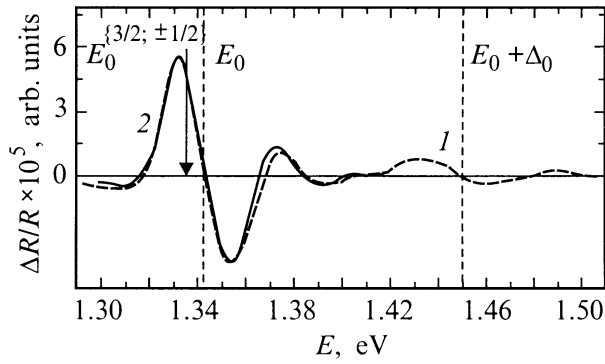
Для выявления их деформационно-индуцированного характера экспериментальные спектры ФО были проанализированы в рамках описанной выше многокомпонентной модели. Для подгонки использовались две среднеполевые и две экситонные компоненты с варьируемыми значениями энергий переходов и амплитудных факторов. Результаты подгонок (см. рис. 4 и таблицу) показывают, что экспериментальные спектры могут быть промоделированы одной экситонной и одной среднеполевой компонентой, причем их суперпозиция дает блестящую подгонку экспериментальной формы во всей спектральной области. Таким образом, с рамках проведенного анализа возникновение высокоэнергетического плеча или "структур расщепления" в экспериментальных спектрах объясняется не наложением двух среднеполевых компонент, как это предполагалось в [8], а наложением одной среднеполевой и одной экситон-

ной компоненты. При этом спектральные компоненты в соответствии и их энергетическим положением и с учетом результатов предыдущих работ [8,12] должны быть приписаны переходам из подзоны  $\{3/2; \pm 1/2\}$ , хотя отсутствие в спектре заметных спектральных вкладов из подзоны  $\{3/2; \pm 3/2\}$  вызывает некоторое удивление, поскольку, хотя по модельным представлениям и ожидается уменьшение значения амплитудного фактора для подзоны  $\{3/2; \pm 3/2\}$ , он по порядку величины все же должен остаться сравнимым с амплитудным фактором для подзоны  $\{3/2; \pm 1/2\}$  [7,25].

Как указывалось выше, представленная в работе интерпретация деформационно-индуцированных спектров ФО на системе GaAs/Si противоречит использовавшемуся в [8] предположению о формировании спектра путем наложения двух среднеполевых электромультипликационных компонент. Однако все предпринятые авторами попытки подгонки с использованием двух среднеполевых компонент не привели к успеху. Более того, формальное



**Рис. 4.** Подгонка типичного спектра ФО от GaAs/Si. 1 — экспериментальный спектр ФО (сплошная линия) и его подгонка (штриховая линия), 2, 3 — выделенные при анализе спектральные компоненты; 2 — экситонная компонента:  $E_{exc} = 1.403 \text{ eV}$ ,  $\Gamma = 18 \text{ meV}$ ; 3 — среднеполевая компонента:  $E_0^{\{3/2;\pm 1/2\}} = 1.406 \text{ eV}$ ,  $F = 9.25 \times 10^6 \text{ V/m}$ ,  $\Gamma = 14 \text{ meV}$ .



**Рис. 5.** Подгонка типичного спектра ФО от InP/Si: 1 — экспериментальный спектр ФО; 2 — выделенная при анализе среднеполевая компонента:  $E_0^{\{3/2;\pm 1/2\}} = 1.335$  eV,  $F = 2.9 \times 10^6$  V/m,  $\Gamma = 8$  meV.

использование энергетического положения ”плечевого” пика в качестве энергии перехода  $E_0^{\{3/2;\pm 3/2\}}$  и последующий расчет остаточного напряжения при использовании этого значения ведет к завышенным значениям остаточных напряжений, какие и были получены в [8].

Исходя из результатов проведенного количественного анализа экспериментальных спектров, величины остаточных напряжений в эпитаксиальных слоях могут быть определены только путем использования установленного изменения энергии перехода  $E_0$  для подзоны  $\{3/2;\pm 1/2\}$ :  $E_0 - E_0^{\{3/2;\pm 1/2\}}$ . В качестве среднего значения энергии перехода  $E_0$  объемного GaAs было использовано значение  $E_0 = 1.425$  eV [3]. Проведенный количественный анализ спектров от гетероэпитаксиальных образцов GaAs/Si показывает, что значения энергии перехода  $E_0^{\{3/2;\pm 1/2\}}$  на исследованных образцах независимо от толщины слоя GaAs группируются около величины  $E_0^{\{3/2;\pm 1/2\}} = 1.403$  eV. Использование разности между вышеназванными значениями для вычисления механического напряжения с помощью формулы (4) приводит к величине  $\sigma_{||} = (1.88 \pm 0.16) \times 10^8$  Pa. Эта величина хорошо согласуется со значениями остаточных механических напряжений, найденных в [4,6,13] с помощью иных методов исследований.

На гетероструктурах InP/Si исследовавшихся в данной работе, также измерялись среднеполевые спектры ФО. Типичный экспериментальный спектр представлен на рис. 5. Как видно из рисунка, главный пик спектра лежит вблизи энергии 1.335 eV и не обнаруживает каких-либо спектральных особенностей. Поскольку переход  $E_0 + \Delta_0$  лежит для InP энергетически близко к переходу  $E_0$ , в высокоэнергетической области  $E_0$ -спектра наблюдается его наложение с  $E_0 + \Delta_0$ -спектром ФО. При сравнении  $E_0$ -спектров от InP/Si со спектрами ФО от гомоэпитаксиальных образцов InP/InP также может быть отмечена их общность, хотя первые и смещены в низкоэнергетическую область.

Анализ экспериментальных спектров ФО от образцов InP/Si был проведен по аналогии со спектрами от системы GaAs/Si. Типичный результат подобного анализа также представлен на рис. 5. Как видно из рисунка, удовлетворительная подгонка  $E_0$ -спектра может быть достигнута путем использования только одной среднеполевой компоненты, которая в соответствии с рассчитанным энергетическим положением перехода и сравнением с нашими предыдущими результатами [12] должна быть приписана переходу из подзоны  $\{3/2;\pm 1/2\}$ . Присутствие в спектре какой-либо заметной низкоэнергетической экситонной компоненты обнаружить не удалось.

Из подгонки спектров были получены значения энергии переходов  $E_0^{\{3/2;\pm 1/2\}}$ , которые могут быть использованы для оценки величины остаточных напряжений в слоях InP (см. табл.). Как показывает количественный анализ, значения энергии перехода  $E_0^{\{3/2;\pm 1/2\}}$  на исследованных образцах также, как и на образцах GaAs/Si независимо от толщины эпитаксиального слоя группируются около значения  $E_0^{\{3/2;\pm 1/2\}} = 1.335$  eV. Референтное значение энергии перехода  $E_0 = 1.343$  eV на ненапряженном гомоэпитаксиальном образце InP/InP было получено из количественного анализа спектров и хорошо согласуется с литературными данными [24].

Остаточное напряжение растяжения в слое было определено из величины  $E_0 - E_0^{\{3/2;\pm 1/2\}}$  и составляет  $\sigma_{||} = (0.74 \pm 0.27)10^8$  Pa. Это значение соответствует сравнительно невысоким остаточным напряжениям слоев, ожидаемым в InP/Si [4,12].

В [12] сдвиг энергии перехода  $E_0 + \Delta_0$  был также использован для оценки остаточных механических напряжений в слое InP. При этом были получены значения того же порядка величины.

В работе исследовалась структура деформационно-индуцированных  $E_0$ -спектров ФО, полученных от полупроводниковых систем GaAs/Si и InP/Si. Анализ спектров был проведен в рамках теоретико-математической модели, учитывающей их многокомпонентный характер.

Хотя результаты анализа спектральных структур, наблюдавшихся на системе GaAs/Si, и подтверждают ожидаемую реакцию спектра, заключающуюся в его низкоэнергетическом сдвиге, использованная в [8] и ожидаемая из модельных расчетов интерпретация ”структур расщепления” в области главного пика спектра путем наложения двух среднеполевых электромультипликативных компонент из валентных подзон при проведенном нами анализе не была подтверждена. Несмотря на относительно большое остаточное напряжение в эпитаксиальном слое GaAs и как его следствие значительную величину расщепления в точке  $\Gamma$  из-за резкого уменьшения амплитудного фактора спектральный вклад из подзоны  $\{3/2;\pm 3/2\}$  в спектрах не был обнаружен, а высокоэнергетический плечевой пик объясняется наложением среднеполевой электромультипликативной компоненты из подзоны  $\{3/2;\pm 1/2\}$  с низкоэнергетической экситонной компонентой из той же подзоны. Таким образом,

воздействие биаксиального напряжения растяжения на  $E_0$ -спектры ФО от GaAs приводит к резкому доминированию в спектре компонент из подзоны  $\{3/2; \pm 1/2\}$ , а само напряжение может быть определено из деформационно-индуцированного сдвига  $E_0 - E_0^{\{3/2; \pm 1/2\}}$ .

$E_0$ -спектры ФО, измеренные на системе InP/Si, были проанализированы при помощи аналогичной процедуры. При этом также было обнаружено сильное доминирование в спектрах электромогуляционной среднеполевой компоненты из подзоны  $\{3/2; \pm 1/2\}$ . Заметная низкоэнергетическая экситонная компонента в спектрах не наблюдается. Для определения остаточного напряжения из спектров ФО должен быть использован деформационно-индуцированный сдвиг энергии перехода из подзоны  $\{3/2; \pm 1/2\}$ .

В заключение следует отметить, что многокомпонентная теоретико-математическая подгонка спектров, разработанная в [15,16,19] для исследования экспериментальных спектральных структур показала себя достаточно надежной процедурой не только для анализа спектров от ненапряженных материалов, но и в более сложном случае — от биаксиально напряженных эпитаксиальных слоев GaAs и InP.

## Список литературы

- [1] D.J. Olego, M. Tamura, Y. Okuno, T. Kawano, A. Hashimoto. *J. Appl. Phys.* **71**, 4329 (1992).
- [2] A. Lubnow, G.-P. Tang, H.-H. Wehmann, E. Peiner, A. Schlachetzki. *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, 3628 (1994).
- [3] Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology / Ed. by K.-H. Hellwege, O. Madellung. Landolt-Boernstein, Springer-Verlag, Heidelberg (1984).
- [4] M. Sugo, N. Uchida, A. Yamamoto, T. Nishoka, M. Yamaguchi. *J. Appl. Phys.* **65**, 591 (1992).
- [5] H.-H. Wehmann, G.-P. Tang, A. Schlachetzki. *Solid State Phenomena* **32-33**, 445 (1993).
- [6] G. Landa, R. Carles, C. Fontaine, E. Bedel, A. Munoz-Yague. *J. Appl. Phys.* **66**, 196 (1989).
- [7] F.H. Pollak. *Materials research society 1995 Fall Meeting*, Boston (1995).
- [8] T. Kanata, H. Suzawa, M. Matsunaga, T. Takakura, Y. Hamakawa, H. Kato, T. Nishino. *Phys. Rev.* **B41**, 2936 (1990).
- [9] N. Bottka, D.K. Gaskill, R.J.M. Griffiths, R.R. Bradley, T.B. Joyce, C. Ito, D. McIntyre. *J. Cryst. Growth* **93**, 481 (1988).
- [10] A. Dimoulas, P. Tzanetakis, A. Georgakilas, O.J. Glembocki, A. Christou. *J. Appl. Phys.* **67**, 4389 (1990).
- [11] M. Dutta, H. Shen, S.M. Vernon, T.M. Dixon. *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1775 (1990).
- [12] S. Mo, E. Peiner, A. Bartels, G.-P. Tang, A. Schlachetzki, R. Kusmenko, S. Hildebrandt, J. Schreiber. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1* **35**, 4238 (1996).
- [13] Y. Chen, A. Freundlich, H. Kamada, G. Neu. *J. Appl. Phys.* **54**, 45 (1983).
- [14] N. Bottka, D.K. Gaskill, R.S. Sillmon, R. Henry, R. Glosser, *J. Electron. Mater.* **17**, 161 (1988).

- [15] P. Кузьменко, А. Ганжа, Й. Шрайбер, С. Хильдебрандт. *ФТТ* **39** 12, 2123 (1997).
- [16] S. Hildebrandt, M. Murtagh, R. Kusmenko, W. Kircher, G.M. Crean, J. Schreiber, *Phys. Stat. Sol. (a)* **152** 1, 147 (1995).
- [17] A. Bartels, E. Peiner, R. Klockenbrink, A. Schlachetzki. *J. Appl. Phys.* **78**, 224 (1995).
- [18] H. Shen, M. Dutta. *J. Appl. Phys.* **78**, 2151 (1995).
- [19] R. Kusmenko. *Dissertation*, Martin-Luther-Universitaet, Halle, BRD, 1993.
- [20] D.E. Aspnes. *Surf. Sci.* **37**, 418 (1973).
- [21] R.A. Batchelor, A.C. Brown, A. Hamnett. *Phys. Rev.* **B41**, 1401 (1990).
- [22] P.L. Jackson, E.G. Seebauer. *J. Appl. Phys.* **69**, 943 (1991).
- [23] J.P. Estrera, W.M. Duncan, R. Glosser. *Phys. Rev.* **B49**, 1781 (1994).
- [24] R.N. Bhattacharya, H. Shen, P. Parayanthal, F.H. Pollak, T. Coutts, H. Aharoni. *Phys. Rev.* **B37**, 4044 (1988).
- [25] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*. Наука, М. (1972). 584 с.
- [26] C.P. Kuo, S.K. Vong, R.M. Cohen, G.B. Stringellow. *J. Appl. Phys.* **57**, 5428 (1985).
- [27] H. Asai, K. Oe. *J. Appl. Phys.* **54**, 45 (1983).
- [28] H. Shen, F.H. Pollak, J.M. Woodall. *J. Vac. Sci. Technol.* **B8**, 413 (1990).