

# Идентификация многокомпонентной природы $E_0$ -спектров фотоотражения на среднелегированных подложках GaAs

© Р. Кузьменко, А. Ганжа, Й. Шрайбер\*, С. Хильдебрандт\*

Воронежский государственный университет,  
394000 Воронеж, Россия

\*Fachbereich Physik, Exp. Physik V, Martin–Luther–Universität Halle–Wittenberg,  
Friedemann–Bach–Platz 6, 06108 Halle, BRD

(Поступила в Редакцию 15 января 1997 г.)

Рассматриваются методы идентификации многокомпонентного характера спектров фотоотражения (ФО), измеряемых в области  $E_0$ -перехода на среднелегированных подложках GaAs при комнатной температуре. Показано, что присутствие в  $E_0$ -спектре ФО экситонной компоненты может быть установлено как теоретико-математическим анализом измеряемого спектра ФО, так и фазовым анализом, а также проведением серии измерений с различными значениями плотности лазерного возбуждения.

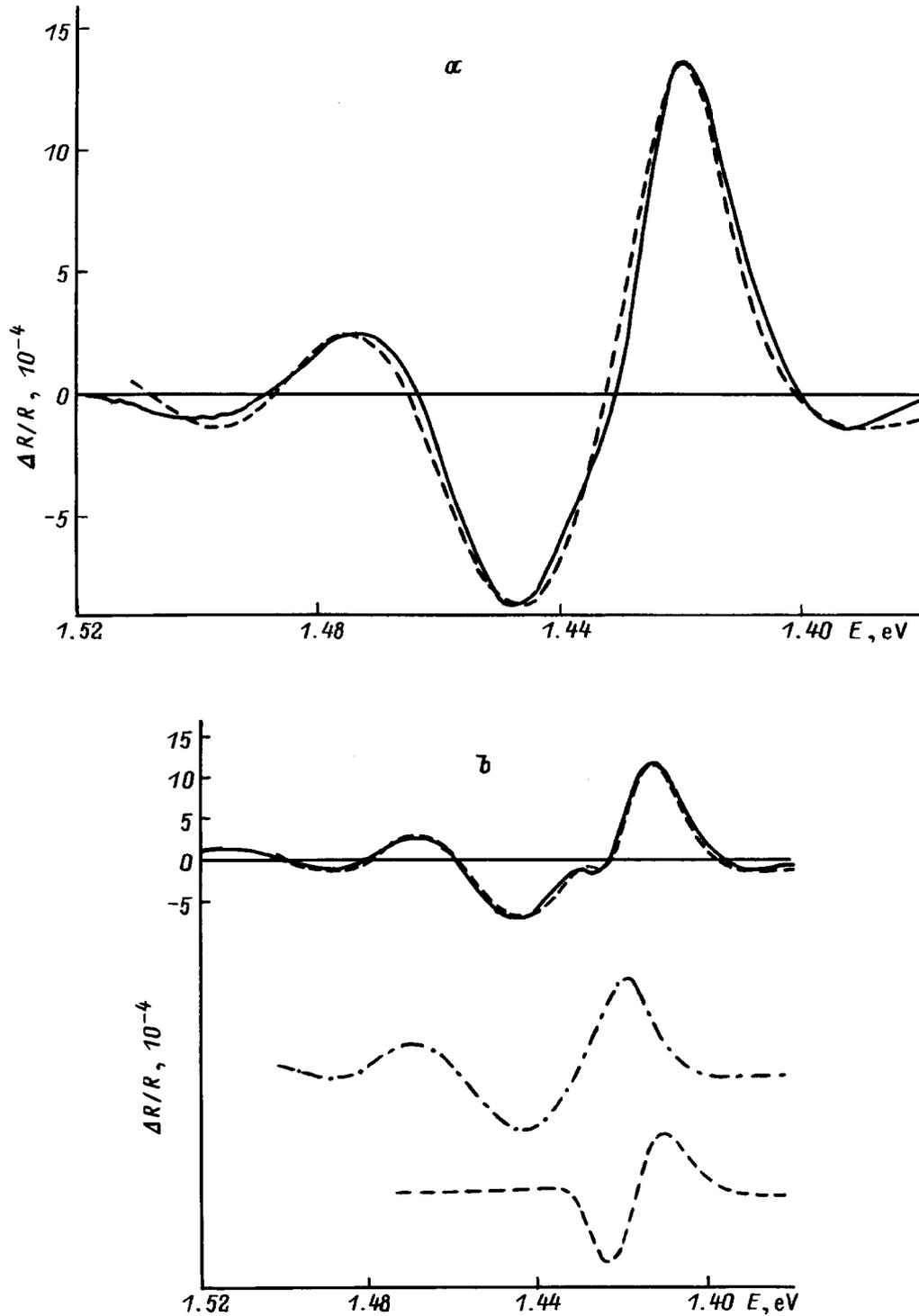
Основным модуляционным механизмом, ответственным за появление сигнала фотоотражения (ФО) на среднелегированных подложках GaAs ( $n, p \sim 1 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), является периодическая модуляция поверхностного электрического поля, вызванная генерацией неравновесных носителей заряда при периодическом освещении поверхности полупроводника лазерным светом с энергией фотонов, большей ширины запрещенной зоны полупроводника [1]. Модуляция электрического поля приводит на основе эффекта Франца–Келдыша в области прямых переходов зона–зона к возникновению среднеполевых или низкополевых структур ФО [1,2]. В области средних уровней легирования на подложках GaAs измеряются, как правило, среднеполевые  $E_0$ -структуры [3–5]. Типичная среднеполевая  $E_0$ -структура ФО (рис. 1, *a*) состоит из главного пика, лежащего в области энергии рассматриваемого перехода, а также осциллирующий Франца–Келдыша, затухающих в области высоких энергий [3,4].

Однако в области  $E_0$ -перехода возможно также наблюдение дополнительных структур ФО, лежащих энергетически ниже энергии перехода  $E_0$ . Для объяснения возникновения дополнительных низкоэнергетических компонент ФО в литературе рассматриваются модуляционные процессы в области экситонных переходов [1,6–8] или оптических переходов с участием примесных состояний [9–12] (причем за их появление могут быть ответственными как периодическая модуляция поверхностного электрического поля [1,11,13–15], так и периодическое изменение стационарной плотности носителей заряда в приповерхностной области полупроводника [11,12,14]). Многокомпонентные  $E_0$ -спектры ФО на среднелегированных, естественно окисированных подложках GaAs при комнатной температуре неоднократно наблюдались [7,8,16,17]. Однако в большинстве случаев присутствие в среднеполевом или низкополевом  $E_0$ -спектре ФО дополнительных низкоэнергетических структур устанавливалось визуально за счет искажения формы среднеполевых или низкополевых

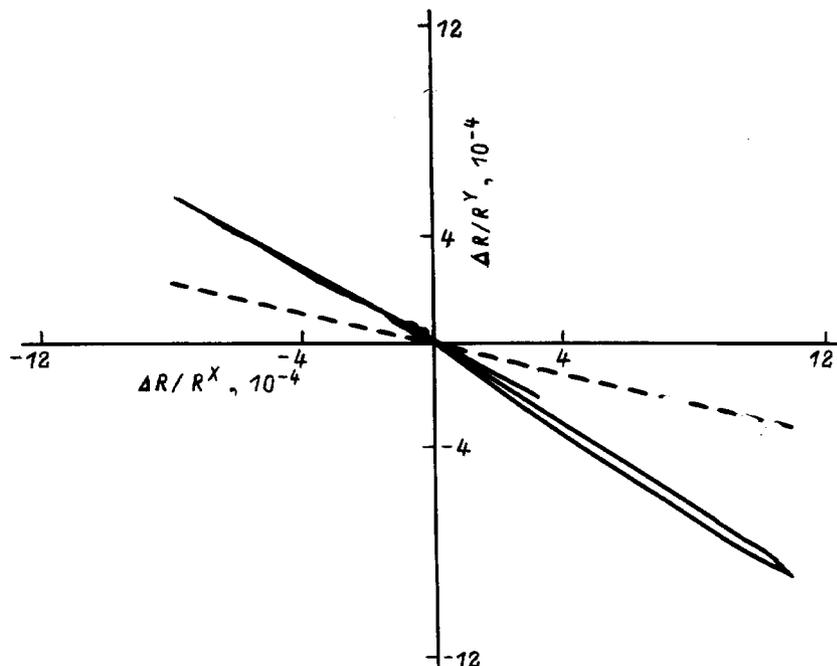
спектральных линий, ожидающихся из симуляционных моделей [11,17,18]. На рис. 1 представлены два экспериментальных  $E_0$ -спектра ФО, типичных для среднелегированных образцов GaAs (ср. со спектрами, приведенными в [3,17]). Измерения проводились с помощью HeNe-лазера ( $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ) на воздухе на экспериментальной установке, устройство и способ функционирования которой сходны с описанными в литературе [1].

Экспериментальный спектр на рис. 1, *a* обнаруживает плавный ход конвенциональной среднеполевой  $E_0$ -компоненты [3,4]. Для идентификации его однокомпонентной природы нами была проведена его подгонка в рамках расширенной многослойной модели (МСМ) [4,19], описывающей возникновение сигнала ФО на основе эффекта Франца–Келдыша при учете неоднородности электрического поля в области пространственного заряда. Параметрами симуляции в МСМ являются энергия перехода  $E_0$ , напряженность поверхностного электрического поля  $F$ , глубина области пространственного заряда  $d_F$ , энергия уширения  $\Gamma$  и уровень модуляции поверхностного электрического поля  $\xi$  ( $0 < \xi < 1$ ). Как видно из этого рисунка, ход экспериментального спектра ФО может быть хорошо воспроизведен симуляционной спектральной линией во всей энергетической области.

Экспериментальный спектр ФО на рис. 1, *b* проявляет явную нерегулярность в области высокоэнергетического плеча главного пика (появляется так называемая плечевая структура). Однокомпонентная подгонка спектра в рамках МСМ приводит к сильным расхождениям в области главного пика, что указывает на наложение на среднеполевую  $E_0$ -компоненту дополнительной компоненты ФО и, таким образом, на многокомпонентный характер экспериментального  $E_0$ -спектра. Двухкомпонентный характер спектра был подтвержден его теоретико-математической подгонкой с помощью одной среднеполевой структуры, просимулированной в рамках МСМ, и одной низкополевой структуры, рассчитанной в рамках низкополевой формулы Аспнеса [2] с параметром  $n = 2$ , описывающим экситонные эффекты [20] (рис. 1, *b*).



**Рис. 1.** Типичные  $E_0$ -спектры ФО, измеренные на различных среднелегированных ( $n = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) естественно оксидированных подложках GaAs с ориентацией поверхности (100) при частоте модуляции  $f = 333 \text{ Hz}$ . Плотность лазерного возбуждения составляла  $1 \text{ W/cm}^2$ . *a* — однокомпонентный спектр ФО (сплошная линия) и его подгонка (штриховая линия) через одну среднеполевую компоненту просимулированную в рамках расширенной многослойной модели (параметры подгонки:  $E_0 = 1.425 \text{ eV}$ ,  $F = 5 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ ,  $\Gamma = 8 \text{ meV}$ ,  $d_F = 300 \text{ nm}$ ,  $\xi = 0.82$ ); *b* — двухкомпонентный спектр ФО (верхний спектр) и его подгонка (штриховая линия) через одну среднеполевую компоненту (средний спектр), просимулированную в рамках расширенной многослойной модели, и экситонную компоненту (нижний спектр), просимулированную через низкополевую формулу Аспнеса с параметром  $n = 2$  (параметры подгонки: среднеполевая  $E_0$ -компонента:  $E_0 = 1.422 \text{ eV}$ ,  $F = 3.65 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ ,  $\Gamma = 7.5 \text{ meV}$ ,  $d_F = 350 \text{ nm}$ ,  $\xi = 1$ , экситонная компонента:  $E_{\text{exc}} = 1.417 \text{ eV}$ ,  $\Gamma_{\text{exc}} = 11 \text{ meV}$ ,  $\varphi_{\text{exc}} = -78^\circ$ .)



**Рис. 2.** Фазовые диаграммы для экспериментальных спектров ФО, изображенных на рис. 1, измеренные при частоте  $f = 2000$  Hz. Штриховая линия — фазовая диаграмма для однокомпонентного спектра, сплошная — типичная фазовая диаграмма, характерная для двухкомпонентных структур.

Правильность проведенной интерпретации спектров может быть подтверждена с помощью фазового анализа спектров ФО [6,8,15,21–23]. Использование фазового анализа для установления многокомпонентного характера спектров ФО и выделения формы линий спектрально наложенных компонент получило широкое распространение в связи с применением двухканальных фазочувствительных усилителей (ФЧУ), позволяющих измерять как компоненту спектра ФО, синхронную с референтным сигналом (т.е. компоненту  $X$  спектра ФО или так называемый быстрый сигнал ФО), так и компоненту спектра ФО, смещенную по отношению к референтному сигналу на  $90^\circ$  (т.е. компоненту  $Y$  или так называемый медленный сигнал ФО). Изучение временной зависимости сигнала ФО  $\Delta R(t, E = \text{const})$  в пределах одного периода модуляции показало [22], что рост и спад сигнала ФО происходят с некоторым временным запаздыванием по отношению к сигналу возбуждения, причем рост и спад сигнала ФО могут быть хорошо описаны в рамках экспоненциальных зависимостей  $\exp(-\tau/t)$  с примерно одинаковыми временными константами для роста и спада  $\tau_{\text{in}} = \tau_{\text{d}} = \tau_i$  [22]. Значения характеристических временных постоянных, определенных из экспериментов [21–24], лежат для разных компонент ФО в зависимости от частоты модуляции и плотности лазерного возбуждения в пределах  $\tau_i = 1 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3}$  s.

Наличие временной задержки  $\tau_i$  для компоненты  $i$  приводит к ее фазовой задержке  $\delta_i$  [21], которая в случае одинаковых временных констант для роста и спада может

быть определена как

$$\delta_i = \arctg(2\pi f\tau_i), \quad (1)$$

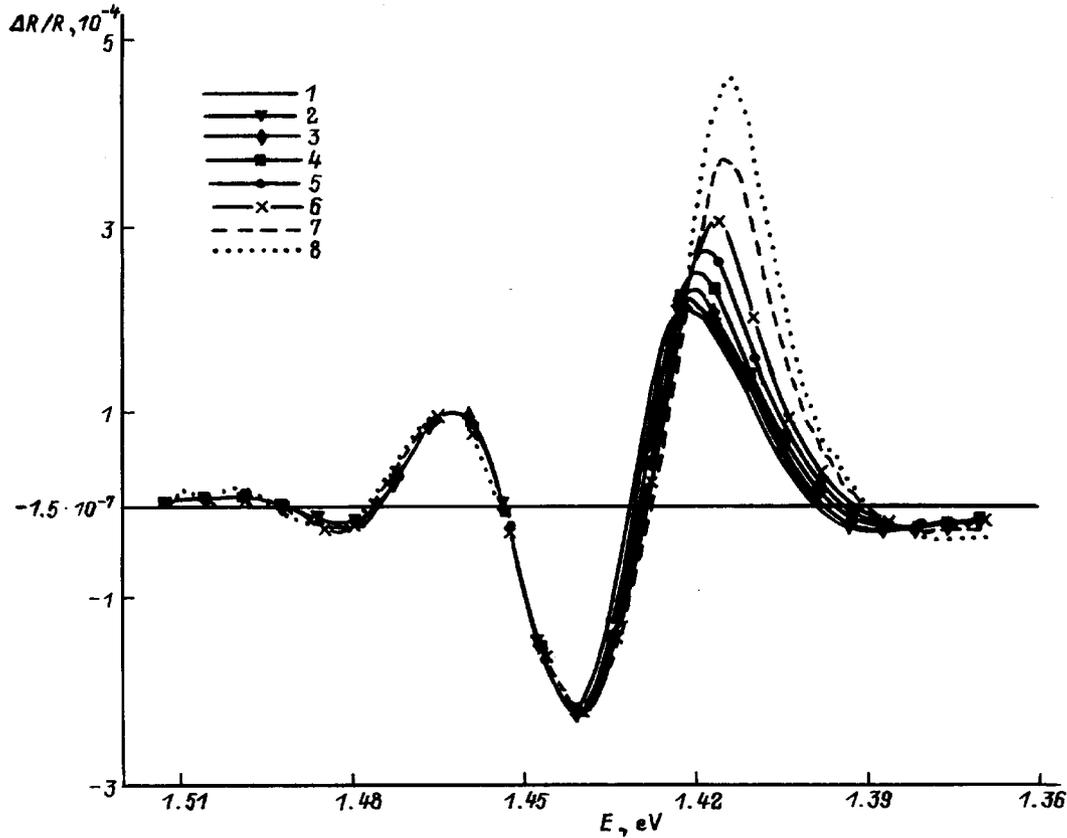
где  $f$  — частота модуляции [8,23]. Наличие фазовой задержки  $\delta_i$  означает, что максимальная амплитуда компоненты  $i$  ФО на ФЧУ будет измерена в компоненте  $X$  в том случае, если референтный внутренний сигнал ФЧУ  $\theta$  не фазосинхронен с модулирующим сигналом, а сдвинут по отношению к нему на угол  $\theta = \delta_i$ . Поскольку различные компоненты ФО обуславливаются различными модуляционными процессами или возникают в разных областях полупроводника, в случае измерения многокомпонентного спектра каждая из составляющих его спектральных компонент обладает, как правило, своей определенной фазовой задержкой  $\delta_i$  [6,15,21,23,24]. Это ведет к измерению вклада каждой из спектральных компонент многокомпонентного спектра как в  $X$ , так и в  $Y$  в соответствии с выражениями

$$\frac{\Delta R}{R}(E)_i^X = \frac{\Delta R}{R}(E)_i \cos(\delta_i + \theta),$$

$$\frac{\Delta R}{R}(E)_i^Y = \frac{\Delta R}{R}(E)_i \sin(\delta_i + \theta),$$

где член  $\Delta R/R(E)_i$  представляет собой амплитуду  $i$ -го вклада сигнала ФО при энергии  $E$ .

Однокомпонентность или многокомпонентность спектров ФО могут быть установлены при фазовом анализе либо путем сравнения спектральной формы сигнала ФО, измеряемого в  $X$  и  $Y$  [6,24], либо путем построения



**Рис. 3.** Серия измерений  $E_0$ -спектров ФО на субстрате GaAs с концентрацией носителей заряда  $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  при различных плотностях лазерного возбуждения  $L$ . Изменение формы спектральной линии в области главного пика указывает на многокомпонентный характер  $E_0$ -спектра.  $L$  ( $\text{W/cm}^2$ ): 1 — 10, 2 — 9, 3 — 7.5, 4 — 6, 5 — 5, 6 — 3, 7 — 1, 8 — 0.5.

фазовой диаграммы [8,23]. Если для построения фазовой диаграммы в качестве абсциссы и ординаты взять величину сигнала ФО, измеряемого в  $X$  и  $Y$ , то в качестве фазовой линии однокомпонентного спектра будет получена прямая линия, проходящая через начало координат и образующая в случае  $\theta = 0$  с осью  $X$  угол

$$\delta = \text{arctg} \left( \frac{\Delta R}{R}(E)_i^Y}{\Delta R}{R}(E)_i^X} \right). \quad (2)$$

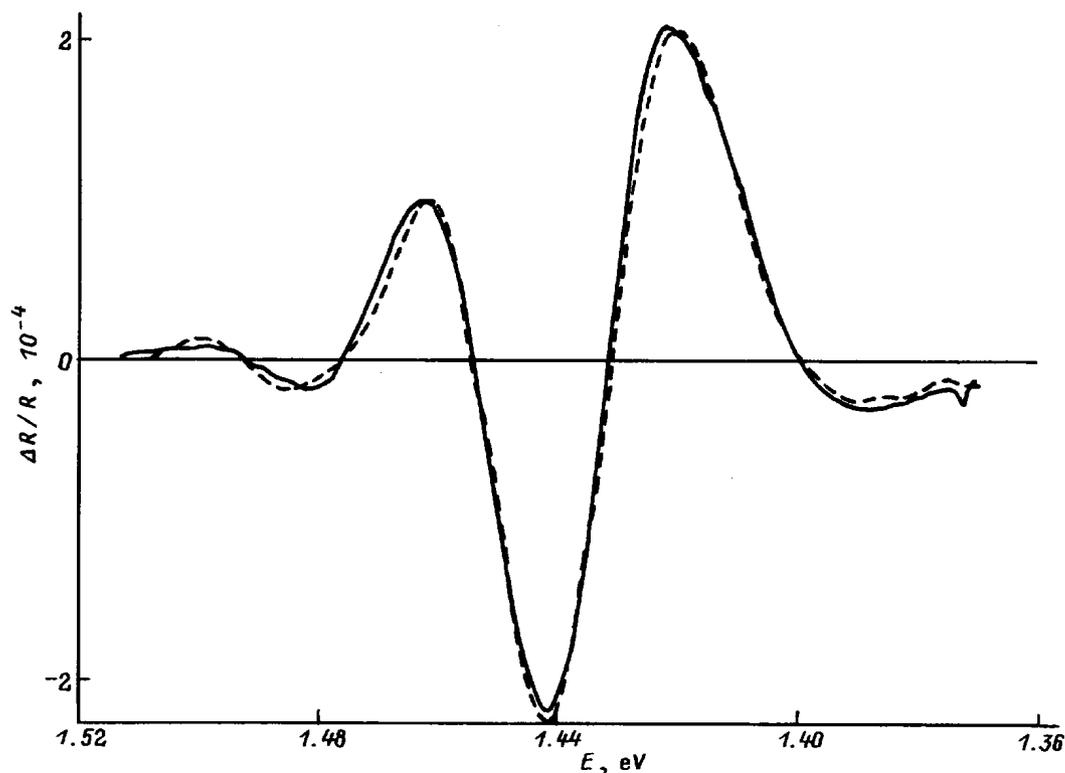
Построение фазовой диаграммы для структуры ФО, представленной на рис. 1,  $a$ , дает для нее прямую линию, что подтверждает ее однокомпонентный характер (см. штриховую линию на рис. 2). В случае двух- или многокомпонентных структур с различными фазовыми задержками составляющих компонент в качестве результирующей фазовой линии ожидается не прямая линия, а более сложная, петлевая или розеточная структура [8,23]. Именно такая петлевая линия и наблюдается в случае двухкомпонентной структуры ФО, показанной на рис. 1,  $b$  (см. сплошную линию на рис. 2).

В случае сложных фазовых линий фазовые углы отдельных компонент могут быть непосредственно считаны из фазовой диаграммы только в том случае, когда имеются энергетические области спектра, формируемые

только одной компонентой. Если такая область найдена, то построение фазовой диаграммы в этой области вновь должно дать для исследуемой компоненты прямую линию. Если же для компоненты ФО такая область не может быть найдена, то ее фаза может быть определена либо путем последовательного изменения фазы референтного сигнала ФЧУ  $\theta$  до достижения ситуации, когда исследуемая компонента исчезает в  $X$  или  $Y$  при выполнении условия  $\cos(\delta_i + \theta) = 0$  или  $\sin(\delta_i + \theta) = 0$  (при этом другие компоненты в  $X$  или в  $Y$  продолжают измеряться, что приводит в случае двухкомпонентных структур к измерению второй компоненты в  $X$  или в  $Y$  в чистом виде), либо путем полной теоретико-математической подгонки компонент  $X$  и  $Y$  спектра ФО и расчета угла исследуемой компоненты по формуле (2) путем использования рассчитанных амплитуд компонент в  $X$  и  $Y$  [23].

Построение и анализ фазовых диаграмм более подробно обсуждаются в [8,23].

Проведенный анализ фазовой диаграммы для двухкомпонентной структуры, изображенной на рис. 1,  $b$ , дает для экситонной компоненты меньшую характеристическую временную постоянную  $\tau_{\text{exc}}$ , чем для среднеполовой компоненты  $\tau_{\text{mf}}$  ( $\tau_{\text{exc}} = 2.4 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ ,  $\tau_{\text{mf}} = 4.1 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ ),



**Рис. 4.** Подгонка спектра ФО (штриховая линия) рис. 3, измеренного при плотности лазерного возбуждения  $L = 10 \text{ W/cm}^2$ , через одну среднеполевую компоненту, просимулированную в рамках расширенной многослойной модели. Параметры подгонки:  $E_0 = 1.419 \text{ eV}$ ,  $F = 3.56 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ ,  $\Gamma = 4 \text{ meV}$ ,  $d_F = 400 \text{ nm}$ ,  $\xi = 0.57$ .

что может быть объяснено сложным характером модуляционных процессов, ответственных за возникновение экситонной компоненты ФО, т.е. мы предполагаем, что за возникновение экситонной компоненты ФО в данном случае ответственна не только периодическая модуляция поверхностного электрического поля [1,15], представляющая собой относительно медленный процесс, определяемый временем перезарядки поверхностных состояний [6,21], но и быстрые процессы экранирования экситонов при генерации больших плотностей неравновесных носителей заряда, ведущие к понижению их результирующей характеристической временной постоянной. Меньшие (по сравнению с  $E_0$ -сигналом) временные постоянные для экситонной компоненты были установлены также в [6].

В случае когда среднеполевая  $E_0$ -структура, возникающая в рамках эффекта Франца–Келдыша, относительно широка, дополнительные относительно узкие спектральные компоненты в области главного пика не могут быть визуально выделены, и наблюдаемый ход суммарного спектра может в некоторых случаях казаться стандартным ходом однокомпонентного среднеполевого спектра ФО. При отсутствии данных фазового анализа подгонка такого двухкомпонентного спектра с помощью одной среднеполевой компоненты ведет к получению неправильной информации об энергии перехода. Одна-

ко, поскольку из проведенного выше фазового анализа для экситонной компоненты были получены данные, указывающие на то, что на возникновение экситонной компоненты оказывают влияние также процессы экранирования, идентификация присутствия спектрально наложенной экситонной компоненты может быть достигнута путем проведения серии измерений спектров ФО с различными плотностями лазерного возбуждения (ПЛВ)  $L$ , определяющими стационарные плотности генерируемых неравновесных носителей заряда.

Один из примеров, в случае когда спектрально наложенная экситонная компонента была идентифицирована путем изменения ПЛВ, представлен на рис. 3, где изображена серия измерений  $E_0$ -спектров ФО, пронормированная на высоту второй осцилляции Франца–Келдыша. Плотность лазерного возбуждения изменялась при измерениях в области  $10\text{--}0.5 \text{ W/cm}^2$ . Частота модуляции составляла  $333 \text{ Hz}$ .

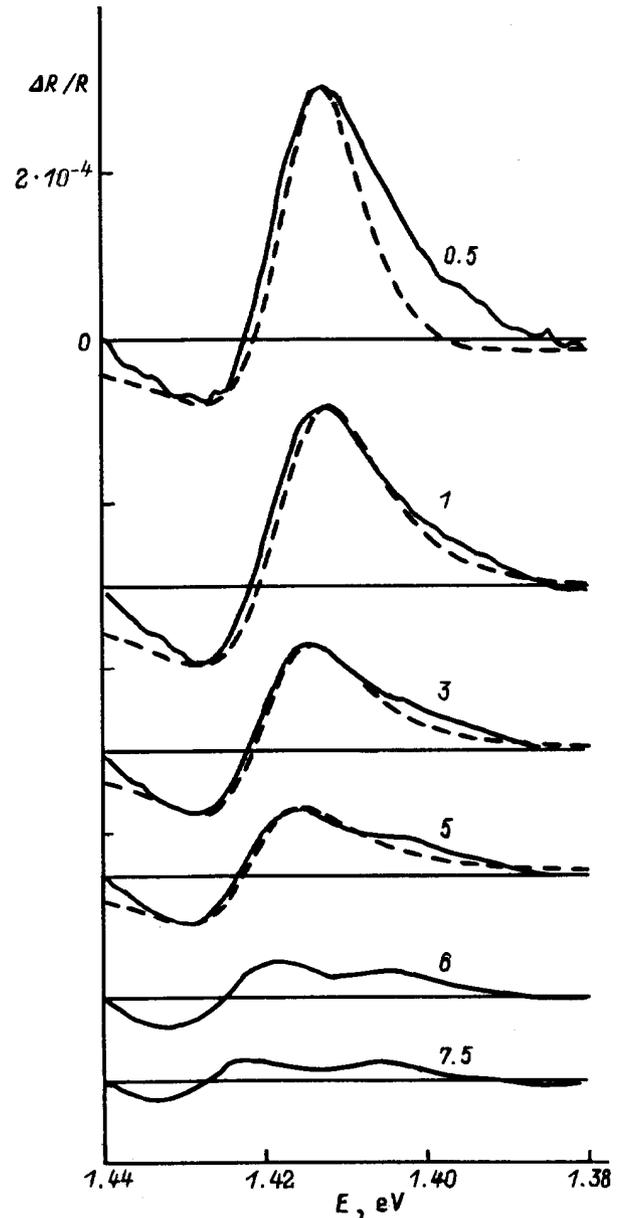
Несмотря на кажущуюся однокомпонентность измеренных  $E_0$ -структур, поведение спектральной линии при изменении ПЛВ не может быть воспроизведено в рамках МСМ. Предположим, что при уменьшении ПЛВ уменьшается степень модуляции поверхностного электрического поля. В этом случае уменьшение ПЛВ должно вести к уменьшению относительной амплитуды главного пика спектра по сравнению с амплитудой вы-

сокоэнергетических осцилляций Франца–Келдыша и к более слабому затуханию последних [4]. Однако при эксперименте наблюдается противоположная тенденция: после нормировки главный пик спектра ФО растет с уменьшением ПЛВ, а затухание осцилляций Франца–Келдыша остается неизменным. Последнее наблюдение однозначно доказывает, что степень модуляции поверхностного электрического поля при изменении ПЛВ остается постоянной (измерения проводились в области значений уровня модуляции поверхностного поля, близких к насыщению, достигаемому для данного образца при  $\xi = 0.57$ , см. рис. 4). Таким образом, необходимо сделать заключение о многокомпонентном характере измеряемой спектральной структуры. При этом дополнительная компонента должна лежать в области главного пика, а ее относительная амплитуда должна расти с уменьшением ПЛВ.

Из рис. 3 также видно, что при увеличении ПЛВ достигается насыщение амплитуды спектра в области главного пика. Это указывает на то, что вклад дополнительной низкоэнергетической структуры в общий спектр при больших ПЛВ либо достигает насыщения, либо становится пренебрежимо малым. Исходя из последнего предположения была предпринята попытка просимулировать спектр ФО, измеренный при наибольшей ПЛВ, в рамках МСМ как однокомпонентный среднеполевой спектр. Результат такой симуляции (рис. 4) подтверждает, что спектральная структура, измеренная при наибольшей ПЛВ, действительно представляет собой однокомпонентную среднеполевую структуру, возникающую в рамках эффекта Франца–Келдыша на переходе  $E_0$ . Построение экспериментальной фазовой диаграммы также дает в этом случае прямую линию.

В качестве следующего шага просимулированная среднеполевая структура была вычтена из всех экспериментальных спектров. Остаточные структуры, а также их подгонки по низкополевой формуле Аспнеса показаны на рис. 5. Из этого рисунка видно, что после вычитания остается одна низкополевая структура, амплитуда которой растет с уменьшением ПЛВ. Выделенная структура могла быть хорошо подогнана для плотностей возбуждения  $L < 5 \text{ W/cm}^2$  с помощью низкополевой формулы Аспнеса. Подгонки показывают, что 1) энергия перехода низкополевой структуры лежит на 4–5 meV ниже энергии запрещенной зоны; 2) эта структура подгоняется наилучшим образом с помощью параметра  $n = 2$ , применяемого для описания экситонных эффектов; 3) выделенная спектральная линия "вращается" при изменении ПЛВ лазера (см. изменение рассчитанного угла низкополевой линии); 4) энергия уширения низкополевой структуры уменьшается с понижением ПЛВ.

Все полученные выше результаты позволяют идентифицировать дополнительную низкополевую структуру как экситонную структуру, хотя модуляционный механизм, ответственный за ее появление, и остается не до конца понятным. Рост амплитуды экситонной компоненты при спаде ПЛВ может быть объяснен тем, что при



**Рис. 5.** Выделенные низкополевые структуры (сплошные линии) и их подгонки (штриховые линии) через низкополевую формулу Аспнеса с параметром  $n = 2$ . Параметры подгонки:  $L = 5 \text{ W/cm}^2$ :  $E_{\text{exc}} = 1.415 \text{ eV}$ ,  $\Gamma_{\text{exc}} = 12.9 \text{ meV}$ ,  $\varphi_{\text{exc}} = -102^\circ$ ;  $L = 3 \text{ W/cm}^2$ :  $E_{\text{exc}} = 1.415 \text{ eV}$ ,  $\Gamma_{\text{exc}} = 12.1 \text{ meV}$ ,  $\varphi_{\text{exc}} = -115^\circ$ ;  $L = 1 \text{ W/cm}^2$ :  $E_{\text{exc}} = 1.414 \text{ eV}$ ,  $\Gamma_{\text{exc}} = 11.8 \text{ meV}$ ,  $\varphi_{\text{exc}} = -129^\circ$ ;  $L = 0.5 \text{ W/cm}^2$ :  $E_{\text{exc}} = 1.414 \text{ eV}$ ,  $\Gamma_{\text{exc}} = 11.5 \text{ meV}$ ,  $\varphi_{\text{exc}} = -153^\circ$ . Числа у кривых — значения  $L$  (в  $\text{W/cm}^2$ ).

уменьшении ПЛВ ослабевают эффекты экранирования экситонов, обусловленные генерацией больших плотностей неравновесных носителей заряда, в результате чего энергия уширения для экситонной компоненты уменьшается, а ее относительная амплитуда растет.

В пользу проведенной интерпретации дополнительной спектральной компоненты свидетельствуют также литературные данные. Определяемое повышением лазер-

ной интенсивности понижение амплитуды экситонного сигнала в спектрах отражения, сопровождавшееся уширением экситонной линии, наблюдалось в [25]. Вращение фазового угла экситонной структуры при измерениях отражения было установлено в [26].

Проведенное в работе рассмотрение показывает, что идентификация многокомпонентной природы спектров ФО может быть проведена как путем спектрального анализа на основе изменения формы линий  $E_0$ -компонент, ожидаемых из теоретических моделей, так и с помощью анализа экспериментальной структуры в рамках фазового анализа, базирующегося на различных фазовых задержках компонент ФО разной природы. В случаях когда теоретическо-математический анализ и анализ соответствующей экспериментальной фазовой диаграммы не могут дать однозначного ответа на вопрос, является ли исследуемая структура однокомпонентной или многокомпонентной, установление многокомпонентного характера спектра, а также идентификация природы его компонент могут быть достигнуты путем проведения серии измерений при изменении какого-либо параметра измерения, оказывающего различное влияние на модуляционные процессы различной природы. В случае экситонной компоненты, за возникновение которой ответственна не только периодическая модуляция поверхностного электрического поля, но и процессы экранирования экситонов при генерации больших плотностей неравновесных носителей заряда, в качестве такого параметра измерения используется плотность лазерного возбуждения.

## Список литературы

- [1] N. Bottka, D.K. Gaskill, R.S. Sillmon, R. Henry, R. Glosser. *J. Electr. Mater.* **17**, 2, 161 (1987).
- [2] D.E. Aspnes. *Surf. Sci.* **37**, 418 (1973).
- [3] C.R. Lu, J.R. Anderson, D.R. Stone, W.T. Beard, R.A. Wilson, T.F. Kuech, S.L. Wright. *Phys. Rev.* **B43**, 14, 11 791 (1991).
- [4] R. Kusmenko. *Photoreflexionsspektren an Oberflächen und Grenzflächen von n-GaAs*. Dissertation, Halle (1993).
- [5] Kh. Bouamama, H. Neumann. *Cryst. Res. Technol.* **27**, 4, 491 (1992).
- [6] H. Röppischer, N. Stein, U. Behn, A.B. Novikov. *J. Appl. Phys.* **76**, 7, 4340 (1994).
- [7] S. Hildebrandt, J. Schreiber, W. Kircher, R. Kusmenko. *Appl. Surf. Sci.* **63**, 153 (1993).
- [8] S. Hildebrandt, M. Murtagh, R. Kusmenko, W. Kircher, J. Schreiber. *Phys. Stat. Sol. (a)* **152**, 1, 147 (1995).
- [9] S.K. Brierley, D.S. Lehr. *J. Appl. Phys.* **67**, 8, 3878 (1990).
- [10] A.N. Pikhtin, V.M. Airaksinen, H. Lipsanen, T. Tuomi. *J. Appl. Phys.* **65**, 6, 2556 (1989).
- [11] M. Sydor, J. Angelo, J.J. Wilson, W.C. Mitchel, M.Y. Yen. *Phys. Rev.* **B40**, 12, 8473 (1989).
- [12] O.J. Glembocki, N. Bottka, J.E. Furneaux. *J. Appl. Phys.* **57**, 432 (1985).
- [13] F. Evangelisti, A. Frova, J.U. Fischbach. *Phys. Rev. Lett.* **29**, 15, 1001 (1972).
- [14] W.A. Albers. *Phys. Rev. Lett.* **23**, 8, 410 (1969).

- [15] A.B. Novikov, H. Röppischer, N. Stein, B.V. Novikov. *J. Appl. Phys.* **78**, 6, 4011 (1995).
- [16] J.P. Estrera, W.M. Duncan, R. Glosser. *Phys. Rev.* **B49**, 11, 7281 (1994).
- [17] H. Shen, F.H. Pollak, J.M. Woodall. *J. Vac. Sci. Technol.* **B8**, 3, 413 (1990).
- [18] R.N. Bhattacharya, H. Shen, P. Parayanthal, F.H. Pollak, T. Coutts, H. Aharoni. *Phys. Rev.* **B37**, 8, 4044 (1988).
- [19] R.A. Batchelor, A. Hamnett, R. Peat, L.M. Peter. *J. Appl. Phys.* **70**, 1, 266 (1991).
- [20] R. Wolf, W. Kühn, R. Enderlein, H. Lange. *Phys. Stat. Sol. (a)* **42**, 629 (1977).
- [21] E.G. Seebauer. *J. Appl. Phys.* **66**, 10, 4963 (1989).
- [22] H. Shen, M. Dutta, R. Lux, W. Buchwald, L. Fotiadis, R.N. Sacks. *Appl. Phys. Lett.* **59**, 3, 321 (1991).
- [23] J. Schreiber, W. Kircher, S. Hildebrandt, A. Gansha, R. Kusmenko. In: *Highlights of lightspectroscopy on semiconductors. HOLSOS-95. Roma, Italy (11–12 September 1995)*. World Scientific (1996). P. 29.
- [24] H.K. Lipsanen, V.M. Airaksinen. *Appl. Phys. Lett.* **63**, 21, 2863 (1993).
- [25] A. Kuroiwa, H. Saito, S. Shionoya. *Phys. Stat. Sol. (b)* **96**, 483 (1979).
- [26] Б.В. Новиков, Г. Роппишер, В.Г. Талалаев. *ФТТ* **21**, 3, 817 (1979).