

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА Cs/GaAs(100) И ФОРМИРОВАНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ Cs-КЛАСТЕРОВ

Г. В. Бенеманская, Д. В. Дайнека*

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

Г. Э. Франк-Каменецкая

*Санкт-Петербургский государственный технологический институт
198013, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 30 июня 2000 г.

Методом пороговой фотоэмиссионной спектроскопии исследованы электронные свойства ультратонкой границы раздела Cs/GaAs(100), обогащенной галлием. Перестройка спектра поверхностной фотоэмиссии как функция Cs-покрытия, а также зависимость спектра от температуры позволяют выделить две фазы адсорбции с сильной (Cs–Ga) и слабой (Cs–Cs) связями. В первой фазе адсорбции при покрытии примерно 0.3 монослоя обнаружены две поверхностные зоны, обусловленные локальным взаимодействием атомов цезия с димерами галлия. Определено, что переход от первой фазы адсорбции ко второй происходит при Cs-покрытии примерно 0.7 монослоя, соответствующем насыщению всех оборванных связей галлия на поверхности GaAs(100), обогащенной галлием. Во второй фазе адсорбции при покрытии больше 0.7 монослоя в спектрах обнаружен ряд дополнительных фотоэмиссионных особенностей, появление которых связывается с формированием метастабильных Cs-образований. Фотоэмиссионные пики при 1.9 и 2.17 эВ могут быть связаны с возбуждением квазидвумерных и/или квазитрехмерных Cs-кластеров, а пики при 2.05, 2.4 и 2.78 эВ — с возбуждением соответственно интерфейсного плазмона, поверхностного и объемного Cs-плазмонов.

PACS: 73.20.-r, 79.60.Dp

1. ВВЕДЕНИЕ

Повышенное внимание к исследованиям границ раздела между металлом и GaAs связано как с фундаментальными проблемами физики интерфейсных явлений, так и с многочисленными техническими применениями данных систем. Особое значение имеет поверхность GaAs(100), так как большинство полупроводниковых приборов на основе GaAs создается именно на этой грани с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии [1]. На поверхности GaAs(100) можно наблюдать большое количество реконструкций, которые различаются по стехиометрическому составу. Так, прогрев при температурах ниже 450 °C приводит к формированию поверхностей, обогащенных мышьяком, а прогрев при более высоких температурах — к формирова-

нию поверхностей, обогащенных галлием. Аморфизация поверхности, связанная с образованием капель свободного галлия, происходит при температуре примерно 650 °C [2–4]. Поверхности GaAs(100), обогащенные как мышьяком, так и галлием, являются димерно-реконструированными. Димеризация приводит к значительному уменьшению числа оборванных связей галлия или мышьяка. Для поверхности GaAs(100), которая получается при температуре отжига около 560 °C, характерна структура $(4 \times 2)/c(8 \times 2)$ с димерами галлия в верхнем слое [5, 6]. Согласно принятой модели с одним отсутствующим Ga-димером [6], концентрация атомов галлия в верхнем слое поверхности GaAs(100) $(4 \times 2)/c(8 \times 2)$ составляет примерно 3/4 монослоя, и в элементарной ячейке можно выделить группу из трех Ga-димеров. В отличие от достаточно полных данных о структуре поверхности GaAs, сведе-

*E-mail: benem@optun.ioffe.rssi.ru

ния о ее электронных свойствах и особенно о поверхностных состояниях весьма ограничены. Несмотря на интенсивные теоретические и экспериментальные исследования, природа поверхностных состояний GaAs до сих пор является предметом дискуссий. Исследование электронных свойств поверхности включает, с одной стороны, обнаружение локализованных поверхностных и интерфейсных электронных состояний и выяснение их природы, а с другой стороны, поиск корреляции структурных и электронных свойств. Адсорбция металлов в этом случае является атомарным зондом для изучения различных взаимодействий на поверхности.

При адсорбции димерная структура поверхности, как правило, сохраняется, и адатомы, взаимодействуя с оборванными связями подложки, могут занимать различные позиции, так называемые адсорбционные места. Так, для процесса адсорбции цезия на димерно-реконструированной поверхности Si(100)2×1 установлено, что адатомы последовательно занимают адсорбционные места над димерами и между рядами димеров [7]. В этом случае наблюдаются два типа локальных взаимодействий адатомов с оборванными связями кремния, что приводит к образованию характерных поверхностных зон [8, 9]. В отличие от многочисленных исследований электронной структуры границ раздела между металлом и Si(100)2×1, подобные исследования для границ раздела на подложках GaAs(100) только начинаются [10–13].

Исследования систем (Cs, K, Na)/GaAs(100) методом спектроскопии фотоотражения [14], а также систем (Cs, K)/GaAs(110) методом спектроскопии характеристических потерь электронов [15] показали, что в процессе образования границ раздела не только происходят локальные взаимодействия адатомов с оборванными связями, но и возможно формирование квазидвумерных и квазитрехмерных кластеров адсорбированных атомов. Установлено, что кластеры щелочных металлов, формирующиеся при низкой температуре на поверхности GaAs(100), метастабильны и легко разрушаются при незначительном увеличении температуры.

Известно, что атомы щелочных металлов адсорбируются послойно и обладают высокой подвижностью на поверхности. При комнатной температуре можно напылить не более одного монослоя (monolayer, ML) цезия на поверхности металлов и полупроводников, поскольку после достижения одного монослоя теплота адсорбции мала [16]. Это означает, что атомы цезия из второго слоя обладают малым временем жизни на поверхности. Ав-

торы работы [17] показали, что при напылении цезия на поверхность W(110) время жизни атомов во втором слое при комнатной температуре не превышает 2000 с. Тот факт, что атомы имеют конечное время жизни на поверхности, объясняет различие процессов адсорбции при пошаговом режиме напыления, когда измерения проводятся после напыления определенного количества щелочного металла, и при динамическом режиме напыления, когда измерения проводятся непосредственно в процессе напыления. В частности, авторы работы [17] обнаружили, что структура насыщающего Cs-покрытия на поверхности W(110) различается при пошаговом и динамическом режимах напыления. Следует отметить, что в большинстве известных нам работ вопросу стабильности адсорбционных систем, состоящих из щелочного металла и полупроводника, не уделяется должного внимания.

В данной работе впервые проведены детальные фотоэмиссионные исследования для границы раздела Cs/GaAs(100), обогащенной галлием в диапазоне субмонослойных покрытий от 0.2 до 0.9 ML. Благодаря использованию различных режимов напыления исследованы также метастабильные Cs-покрытия большие, чем монослой. Проведено изучение стабильности адсорбционной системы при различных покрытиях и при различных температурах. Изучены изменение ионизационной энергии и эволюция спектров поверхностной фотоэмиссии как функции Cs-покрытия. Полученные данные свидетельствуют о наличии двух фаз адсорбции цезия. В начальной фазе адсорбции обнаружены локальные поверхностные Cs-зоны, формирование которых завершается при достижении насыщающего Cs-покрытия. Установлено, что во второй фазе адсорбции происходит существенная перестройка спектра поверхностной фотоэмиссии. При этом наблюдается появление фотоэмиссионных пиков, которые могут быть связаны с возбуждением метастабильных Cs-кластеров, интерфейсного и поверхностного плазмонов. Установлено, что во всем исследованном диапазоне покрытий граница раздела Cs/GaAs(100) имеет полупроводниковый характер.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума $P \approx 5 \cdot 10^{-11}$ Торр при комнатной температуре. Чистая поверхность GaAs(100) (*n*-тип, $0.9 \cdot 10^{18}$ см⁻³) получена после термическо-

го (при температуре около 580°C) удаления тонкого защитного слоя окисла, который предварительно был сформирован в ростовой камере. Как указывалось, данный температурный режим приводит к образованию обогащенной галлием димерно-реконструированной поверхности, как правило, $(4 \times 2)/c(8 \times 2)$. Высокое качество поверхности данного образца и наличие рядов димеров было показано нами методом атомно-силовой микроскопии [10].

Атомарно-чистый цезий наносился на поверхность образца из стандартного источника. С помощью оригинальной методики [9, 10] была определена интенсивность потока цезия от источника. Это позволило с точностью до 10% определить дозу D цезия, напыленную на поверхность GaAs. При пошаговом режиме после напыления источник цезия выключался, образец выдерживался в темноте около 600 с, и затем регистрировались фотоэмиссионные спектры. Измерялись фотоэмиссионные токи в диапазоне 10^{-13} – 10^{-8} А. При динамическом режиме запись спектра осуществлялась непосредственно в процессе напыления цезия.

Электронные свойства исследовались методом пороговой фотоэмиссионной спектроскопии с использованием s - и p -поляризованного возбуждения [18, 19]. Метод основан на разделении объемной и поверхностной фотоэмиссий, а также на эффекте припорогового усиления фотоэмиссии с поверхностных состояний.

В случае s -поляризации происходит возбуждение только объемных состояний подложки, при этом фотоэмиссионный порог $h\nu_s$ соответствует положению вершины валентной зоны, т. е. $h\nu_s = \phi$, где ϕ — ионизационная энергия. Следует рассматривать два случая. В первом случае при эмиссии из слаболегированных образцов ширина области изгиба зон намного превышает глубину выхода фотоэлектронов и порог $h\nu_s$ является ионизационной энергией. Во втором случае для сильнолегированных образцов ширина области изгиба зон сравнима с глубиной выхода фотоэлектронов. Тогда при фотоэмиссии из полупроводника p -типа фотоэмиссионный порог для электронов, возбуждаемых на некотором расстоянии от поверхности, может отличаться от порога для электронов, возбужденных непосредственно у поверхности, что может привести к неточностям при определении величины ϕ . В нашем случае для полупроводника n -типа порог $h\nu_s$ всегда является ионизационной энергией.

В случае p -поляризации происходит возбуждение поверхностных зон за счет взаимодействия с нормальной компонентой электрического вектора

света. Если поверхностные состояния расположены в запрещенной зоне полупроводника, то фотоэмиссионные пороги могут различаться, $h\nu_s > h\nu_p$. При этом порог $h\nu_p$ определяется либо положением уровня Ферми E_F , либо длинноволновым краем поверхностной зоны.

Метод пороговой фотоэмиссионной спектроскопии обладает высокими поверхностной чувствительностью и оптическим разрешением ($\Delta E \leq 0.02$ эВ). К достоинствам этого метода следует также отнести его принципиально неразрушающий характер. Метод позволяет получать детальную информацию о структуре поверхностных зон из спектров поверхностной фотоэмиссии $I_p(h\nu)/I_s(h\nu)$, где I_p и I_s — фотоэмиссионные токи при возбуждении соответственно s - и p -поляризованным светом; в частности, при отсутствии коллективных возбуждений величина I_p/I_s пропорциональна плотности поверхностных состояний [19].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Первая фаза адсорбции цезия

На рис. 1 вверху показано изменение ионизационной энергии ϕ при адсорбции цезия на поверхности GaAs(100), обогащенной галлием. Видно, что при дозе $D_{\text{Cs}} \approx 6.1 \cdot 10^{14}$ атом/см² ионизационная энергия достигает минимума, $\phi_{\text{min}} = 1.45 \pm 0.02$ эВ. Для оценки степени покрытия θ_{min} , соответствующей ϕ_{min} , кроме дозы необходимо знать коэффициент прилипания цезия к данной поверхности. Результаты оже-спектроскопии показывают, что при комнатной температуре коэффициент прилипания цезия равен единице при $\theta < 0.5$ ML и уменьшается в два–три раза при $\theta > 0.5$ ML [20]. Отметим, что один монослой ($6.3 \cdot 10^{14}$ атом/см²) соответствует покрытию, при котором концентрация адсорбированных атомов равна концентрации атомов на нереконструированной поверхности GaAs(100) 1×1 . Шкала покрытий приведена в верхней части рис. 1. Недостаточно полные данные о коэффициенте прилипания определяют погрешность, которая составляет ± 0.05 ML для $\theta \leq 0.7$ ML и ± 0.1 ML для $\theta > 0.7$ ML. Учитывая определенную нами дозу и данные о коэффициенте прилипания, можно оценить $\theta_{\text{min}} \approx 0.7$ ML. Покрытие $\theta_{\text{min}} \approx 0.7$ ML является насыщающим покрытием θ_{sat} , так как соответствует концентрации оборванных связей галлия на поверхности GaAs(100), обогащенной галлием [3, 5]. Данные, представленные на рис. 1, получены с ис-

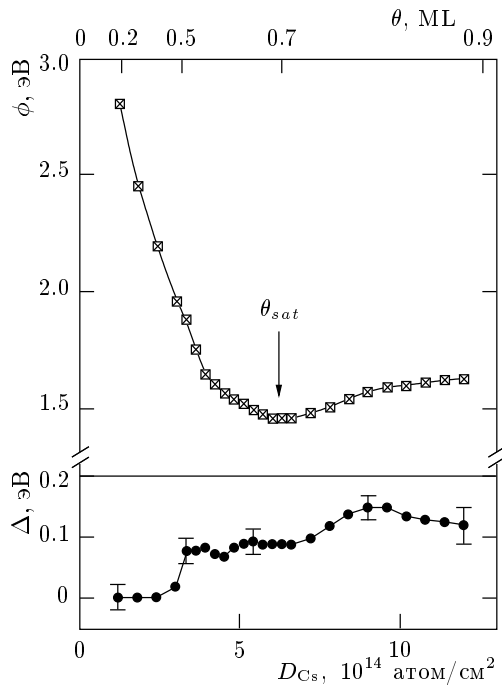


Рис. 1. Изменения ионизационной энергии (вверху) и разности фотоэмиссионных порогов $\Delta = h\nu_s - h\nu_p$ (внизу) при адсорбции цезия на поверхности GaAs(100). Пошаговый режим напыления

пользованием пошагового режима напыления. По нашим оценкам, максимальное покрытие, которое можно получить в этом режиме, составляет примерно 0.9 ML.

На рис. 1 внизу представлена зависимость разности фотоэмиссионных порогов $\Delta = h\nu_s - h\nu_p$ от покрытия цезием. Фотоэмиссионные пороги практически совпадают при покрытиях $\theta < 0.5$ ML, что указывает на отсутствие поверхностных состояний в запрещенной зоне. Известно, что чистые поверхности GaAs(100) обладают высокой плотностью поверхностных состояний, природа которых связана с дефектами на поверхности [21, 22]. Таким образом, адсорбция цезия приводит к уменьшению электронной плотности поверхностных состояний в запрещенной зоне при покрытиях около 0.2 ML. При $\theta > 0.5$ ML проявляется различие в фотоэмиссионных порогах, что означает появление поверхностных состояний в запрещенной зоне. При $\theta \geq 0.7$ ML величина $\Delta \approx 0.1$ эВ.

На рис. 2 для различных покрытий $\theta < \theta_{sat}$ представлена определенная из спектров поверхностной фотоэмиссии $I_p(h\nu)/I_s(h\nu)$ [19] плотность ρ поверхностных состояний, индуцированных адсорбцией цезия на поверхности GaAs(100). Обнаружены две ин-

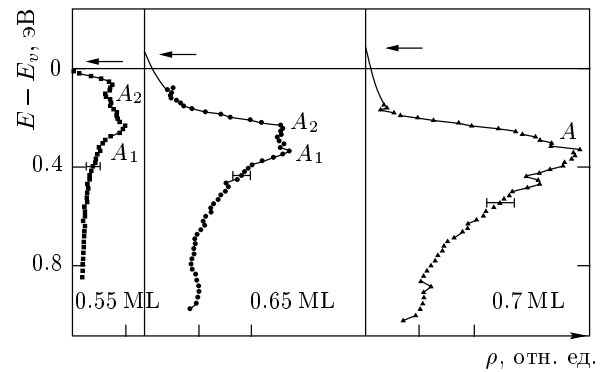


Рис. 2. Спектр плотности поверхностных состояний, индуцированных адсорбцией цезия при различных покрытиях. Энергия отсчитывается от вершины валентной зоны E_v , стрелками показаны пороги $h\nu_p$ для p-поляризованного света, соответствующие положению края поверхностной зоны

дуцированные цезием зоны, формирование которых начинается при $\theta \approx 0.5$ ML. При $\theta \approx 0.55$ ML в спектрах хорошо различимы две зоны, A_1 и A_2 , с разницей в энергиях связи примерно 0.17 эВ. С ростом Cs-покрытия интенсивность зон возрастает, при этом разница в энергии связи уменьшается (примерно до 0.1 эВ для $\theta \approx 0.65$ ML) и зоны сдвигаются в сторону больших энергий связи, демонстрируя характерное поведение для зон, индуцированных адсорбцией [8, 9].

При $\theta_{sat} \approx 0.7$ ML зоны A_1 и A_2 в спектре не разрешаются, образуя одну зону A , расположенную на 0.35 эВ ниже вершины валентной зоны. Следует отметить, что для интерфейса Cs/Si(100) 2×1 при насыщающем покрытии $\theta_{sat} = 1$ ML обе индуцированные зоны хорошо разрешены, что свидетельствует о сохранении различий в адсорбционных местах на Si-димерах. В случае поверхности GaAs(100), обогащенной галлием, можно предположить, что при насыщающем покрытии, когда все оборванные связи атомов галлия заполнены, исчезают различия между адсорбционными местами, связанными с Ga-димерами. Разница в поведении индуцированных зон на поверхностях GaAs и Si при насыщающем покрытии, по-видимому, объясняется различием в характере локальных взаимодействий оборванных связей кремния и галлия с адсорбированными атомами цезия. Можно предположить, что в случае связи Cs-Si перенос заряда к подложке больше, чем в случае связи Cs-Ga. Поэтому взаимодействие между атомами цезия слабее на поверхности Si, чем на поверхности GaAs. Возможно, что уже

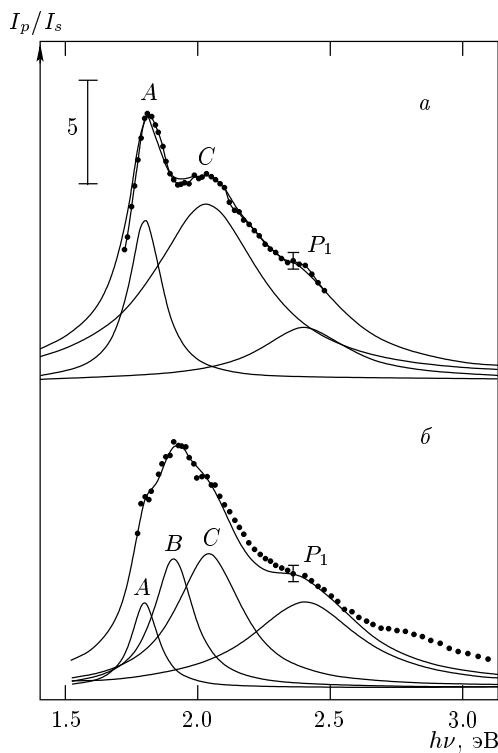


Рис. 3. Спектры поверхностной фотоэмиссии I_p/I_s для Cs-покрытий $\theta > \theta_{sat}$: а — $\theta \approx 0.8$ ML; б — $\theta \approx 0.9$ ML. Пошаговый режим напыления

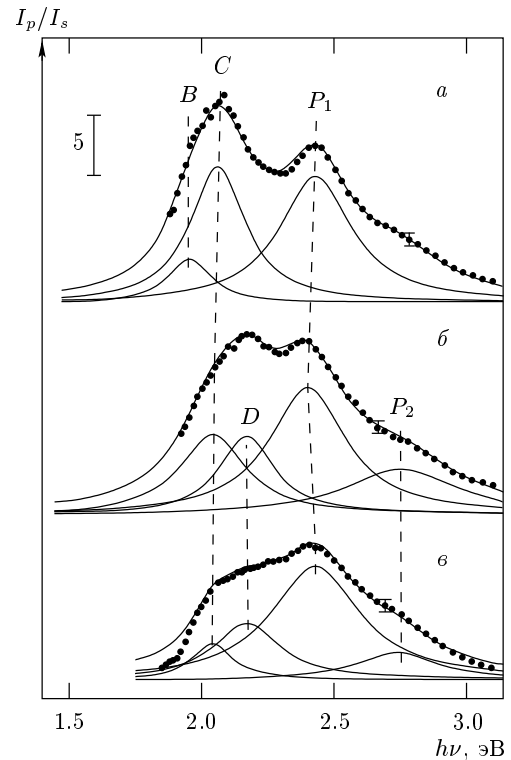


Рис. 4. Спектры поверхностной фотоэмиссии I_p/I_s для различных доз Cs: а — $1.6 \cdot 10^{15}$ атом/см²; б — $2.3 \cdot 10^{15}$ атом/см²; в — $2.6 \cdot 10^{15}$ атом/см². Динамический режим напыления

при насыщающем покрытии создаются условия для взаимодействия двух адатомов цезия, связанных на Ga-димере.

3.2. Вторая фаза адсорбции цезия

Рисунок 3 иллюстрирует развитие фотоэмиссионных спектров, полученных с использованием пошагового режима напыления при покрытиях $0.7 \text{ ML} < \theta \leq 0.9 \text{ ML}$. Видно, что форма спектров кардинально изменяется по сравнению со спектрами для $\theta \leq 0.7 \text{ ML}$. В дополнение к максимуму А обнаружено появление трех фотоэмиссионных пиков, В, С и P_1 , с энергиями соответственно примерно 1.9, 2.05 и 2.4 эВ. На рис. 4 показаны спектры, полученные с использованием динамического режима, который позволяет получать покрытия $\theta > 0.9 \text{ ML}$. Обнаружены еще более значительные изменения интенсивностей фотоэмиссионных пиков, а также появление двух новых особенностей, D и P_2 , с энергиями соответственно примерно 2.17 и 2.78 эВ.

Стабильность адсорбционной системы Cs/GaAs(100) при различных Cs-покрытиях исследовалась по модификации спектров поверхностной

фотоэмиссии после выдержки образца в течение примерно одного часа после напыления, а также после кратковременного прогрева образца. Обнаружено, что для $\theta \leq 0.7 \text{ ML}$ как кратковременный прогрев при температуре, меньшей 400°C , так и выдержка образца в темноте около часа не приводят к изменениям в спектре. Результаты экспериментов по термодесорбции [23] показывают, что для данных температур и покрытий десорбция цезия отсутствует. Для десорбции цезия и, соответственно, исчезновения индуцированных цезием поверхностных состояний A_1 и A_2 требуются температуры выше 500°C . При насыщающем покрытии $\theta_{sat} \approx 0.7 \text{ ML}$ адсорбционная система также стабильна. Даже многочасовая выдержка образца в темноте после напыления не приводит к изменениям фотоэмиссионных спектров.

При $\theta > 0.7 \text{ ML}$ адсорбционная система становится нестабильной. Как интенсивность, так и форма спектров претерпевают существенные изменения после выдержки образца. Кратковременный (60 с) и слабый (при 100°C) прогрев образца приводит

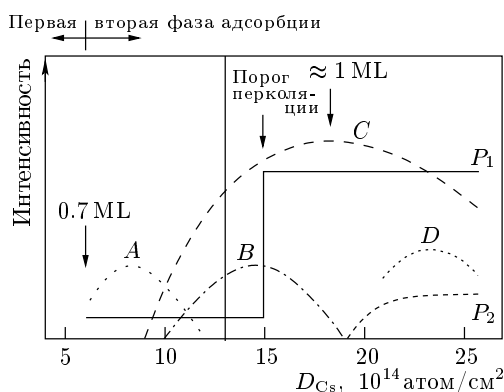


Рис. 5. Схема изменения интенсивности фотоэмиссионных пиков во второй фазе адсорбции. Справа от тонкой вертикальной линии находится область динамического режима напыления

к спектру, соответствующему насыщающему покрытию. Можно заключить, что при покрытиях $\theta > \theta_{sat}$ атомы цезия адсорбируются в слабосвязанное состояние. Таким образом, после достижения насыщающего покрытия, т. е. когда концентрация атомов цезия практически совпадает с концентрацией атомов галлия в верхнем слое, характер адсорбции на поверхности GaAs(100), обогащенной галлием, изменяется.

Во второй фазе адсорбции доминирующим процессом, определяющим форму фотоэмиссионных спектров, становится формирование метастабильных цезиевых образований, для выяснения природы которых мы детально проанализировали поведение фотоэмиссионных пиков в спектрах, полученных при $\theta > 0.7$ ML. Все фотоэмиссионные пики в момент возникновения имеют значительную полуширину (0.3–0.5 эВ), чем отличаются от пиков, появляющихся на первой фазе адсорбции. На рис. 5 приведены данные об изменении интенсивности пиков в зависимости от дозы цезия, полученные с использованием двух режимов напыления. По характеру возникновения и изменения интенсивности все пики можно разделить на три группы.

1) Максимумы *A* и *B* имеют одинаковый характер изменения интенсивности. Оба возникают в пошаговом режиме напыления, причем пик *B* появляется в спектре приблизительно при тех покрытиях, при которых исчезает пик *A*.

2) Максимумы *C* и *P*₁ возникают в пошаговом режиме напыления, однако имеют незначительную интенсивность при покрытиях $\theta = 0.8$ – 0.9 ML. Их интенсивность существенно вырастает с увеличением дозы цезия в динамическом режиме. Осо-

бенно это характерно для максимума *P*₁, интенсивность которого возрастает скачкообразно при $D_{Cs} \approx 1.5 \cdot 10^{15}$ атом/см².

3) Максимумы *D* и *P*₂ появляются в спектре только при напылении в динамическом режиме.

Как отмечено выше, пик *A* возникает при $\theta_{sat} \approx 0.7$ ML, когда две индуцированные Cs-зоны, *A*₁ и *A*₂, в спектре перестают быть разрешимыми. Пик *A* достигает максимальной интенсивности при $D_{Cs} \approx 8 \cdot 10^{14}$ атом/см², что соответствует $\theta \approx 0.8$ ML, и практически исчезает при $D_{Cs} \approx 1.2 \cdot 10^{15}$ атом/см². Можно предположить, что природа пика *A* связана с возникновением при насыщающем покрытии взаимодействия двух адатомов цезия, локализованных на Ga-димере. Мы предполагаем, что при этом образуется пара адатомов цезия, т. е. минимальный Cs-кластер. Следует подчеркнуть, что связь подобного образования с Ga-димером является достаточно сильной, и адсорбционная система стабильна. Возможность существования таких минимальных кластеров — локальных поверхностных кластеров — была экспериментально показана для атомов серебра в работе [24].

Пик *B* появляется в спектрах поверхностной фотоэмиссии примерно при тех же покрытиях, при которых исчезает пик *A*. Простые геометрические соображения позволяют сделать некоторые предположения о последующем развитии Cs-кластеров. Для модели реконструкции $(4 \times 2)/c(8 \times 2)$ с одним отсутствующим Ga-димером [3, 5] можно считать, что при насыщающем покрытии в каждой элементарной ячейке на поверхности образуется квазидвумерный кластер из шести (2×3) атомов цезия. При этом взаимодействие Cs–Cs становится доминирующим и связь с Ga-димерами существенно ослабляется. Мы полагаем, что пик *B* связан с локальными плазменными возбуждениями в подобных кластерах. Можно ожидать, что фотоэмиссионные особенности, обусловленные возбуждениями в этих кластерах, появятся при покрытии $6/8$ ML. Затем, при увеличении покрытия до одного монослоя взаимодействие между кластерами должно привести к образованию «сплошной» пленки цезия на поверхности, т. е. к «уничтожению» шестиатомных кластеров и связанных с ними фотоэмиссионных особенностей. В основных чертах пик *B* ведет себя (см. рис. 5) согласно описанной модели. Количественные различия можно объяснить неточностями в определении покрытия, особенно в динамическом режиме, и присутствием дефектов на поверхности. Шестиатомные Cs-кластеры метастабильны, поскольку даже сла-

бый прогрев приводит к их разрушению (исчезновению пика B). При этом происходит обратный переход к трем слабо взаимодействующим друг с другом парам атомов цезия (появление пика A).

Для пика P_1 с энергией 2.4 эВ характерно резкое возрастание интенсивности при переходе к динамическому режиму (см. рис. 5). Максимальная интенсивность достигается скачком при $D_{Cs} \approx 1.5 \cdot 10^{15}$ атом/см², и при дальнейшем увеличении дозы интенсивность пика практически не изменяется. Как показано исследованиями спектров дифференциального отражения монослойной пленки цезия на поверхности серебра [25], поверхностный Cs-плазмон наблюдается при p -поляризованном возбуждении $h\nu \approx 2.4$ эВ. Таким образом, природа пика P_1 может быть связана с возбуждением поверхностного Cs-плазмона. Покрытие, при котором наблюдается скачкообразное увеличение интенсивности этого максимума, соответствует, по-видимому, порогу перколяции, после которого становится возможным возбуждение поверхностного плазмона.

Пик P_2 (2.78 эВ) появляется в спектрах только в динамическом режиме при $D_{Cs} > 1.9 \cdot 10^{15}$ атом/см² (см. рис. 4, 5). Имеющиеся литературные данные [25, 26] позволяют интерпретировать эту особенность как возбуждение объемного Cs-плазмона.

Выяснение природы пиков C и D вызывает наибольшие сложности. Можно сделать только общие предположения, основанные на поведении данных пиков по мере увеличения Cs-дозы (см. рис. 4, 5). Принимая во внимание, что поведение пика C в целом напоминает поведение пика P_1 , связанного с поверхностным Cs-плазмоном, можно предположить, что пик C обусловлен так называемым интерфейсным плазмоном. Достижение перколяционного порога не является необходимым условием для возбуждения интерфейсного плазмона, поскольку в этом случае основную роль играет распределение электронной плотности в интерфейсном слое. Пик C достигает максимальной интенсивности при $D_{Cs} \approx 1.8 \cdot 10^{15}$ атом/см², что, по-видимому, соответствует покрытию близкому к одному монослою, т. е. образованию «сплошной» пленки цезия. Последующая адсорбция цезия и формирование второго слоя цезия приводит к уменьшению интенсивности пика. Фотоэмиссионный пик D (см. рис. 4, 5) возникает при $D_{Cs} > 2 \cdot 10^{15}$ атом/см², когда монослойное покрытие, по нашим оценкам, сформировано. Природу данного пика можно связать с Cs-образованиями типа трехмерных кластеров во втором слое. Поскольку в случае идеальной поверхности и, соответственно,

идеального первого монослоя цезия, образование подобных кластеров маловероятно из-за электростатического отталкивания, центрами образования кластеров, по-видимому, являются дефекты на поверхности. По мере формирования второго слоя цезия эти кластеры «исчезают» подобно шестиатомным кластерам в первом слое.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты исследования электронных свойств границы раздела Cs/GaAs(100) показывают существование двух фаз адсорбции, причем переход от первой фазы ко второй осуществляется при покрытии примерно 0.7 ML, соответствующем насыщению всех оборванных связей галлия на поверхности. В первой фазе доминирующими являются локальные взаимодействия адсорбированных атомов цезия на адсорбционных местах двух типов, приводящие к формированию двух индуцированных зон. Принципиальные изменения фотоэмиссионных спектров во второй фазе адсорбции определяются процессами формирования метастабильных квазидвумерных и квазитрехмерных кластеров цезия на поверхности, а также образованием в динамическом режиме монослойного и, вероятно, близкого к двум монослоям Cs-покрытия. Предложена качественная модель для интерпретации обнаруженных фотоэмиссионных особенностей, учитывающая структуру поверхности GaAs(100), обогащенной галлием, а также особенности формирования Cs-кластеров и возбуждений интерфейсного плазмона, а также поверхностного и объемного Cs-плазмонов.

Авторы выражают благодарность В. С. Вихнину за полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке программы «Поверхностные атомные структуры» Министерства науки РФ (грант 99-2.14), Российского фонда фундаментальных исследований и Межгосударственной Российско-Украинской программы «Нанофизика и наноэлектроника» (грант 2000-2Д).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Molecular Beam Epitaxy*, ed. by Alfred Cho, AIP Press, New York (1994).
2. M. Vitomirov, A. D. Raisanen, A. C. Finnefrock et al., *J. Vac. Sci. Technol. B* **10**, 1898 (1992).

3. W. Chen, M. Dumas, D. Mao et al., *J. Vac. Sci. Technol. B* **10**, 1886 (1992).
4. I. Chizhov, G. Lee, R. F. Willis et al., *Surf. Sci.* **419**, 11 (1998).
5. D. K. Biegelsen, R. D. Bringans, J. E. Northrup et al., *Phys. Rev. B* **41**, 5701 (1990).
6. D. J. Chadi, *J. Vac. Sci. Technol. A* **5**, 834 (1987).
7. I. Batra, *Phys. Rev. B* **43**, 12322 (1991).
8. Г. В. Бенеманская, Д. В. Дайнека, Г. Э. Франк-Каменецкая, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 699 (1997).
9. G. V. Benemanskaya, D. V. Daineka, and G. E. Frank-Kamenetskaya, *Surf. Rev. and Lett.* **5**, 91 (1998).
10. Г. В. Бенеманская, В. П. Евтихийев, Г. Э. Франк-Каменецкая, *ФТТ* **42**, 356 (2000).
11. A. O. Gusev, D. Paget, V. Yu. Aristov et al., *J. Vac. Sci. Technol. A* **16**(4), 1 (1998).
12. K. Yamada, J. Asanari, M. Naitoh et al., *Surf. Sci.* **402-404**, 683 (1998).
13. О. Е. Терещенко, А. Н. Литвинов, В. Л. Альперович и др., *Письма в ЖЭТФ* **70**, 537 (1999).
14. D. Paget, B. Kierren, and R. Houdre, *J. Vac. Sci. Technol. A* **15**, 192 (1997).
15. U. del Pennino, R. Compano, B. Salvarani et al., *Surf. Sci.* **409**, 258 (1998).
16. A. G. Fedorus and A. G. Naumovets, *Surf. Sci.* **21**, 426 (1970).
17. P. Akhter and J. A. Venables, *Surf. Sci.* **103**, 301 (1980).
18. A. Liebsch, G. V. Benemanskaya, and M. N. Lapushkin, *Surf. Sci.* **302**, 303 (1994).
19. Г. В. Бенеманская, М. Н. Лапушкин, М. И. Урбах, *ЖЭТФ* **102**, 1664 (1992).
20. G. Vergara, L. J. Gomez, J. Campany et al., *Surf. Sci.* **278**, 131 (1992).
21. M. D. Pashley, K. W. Haberern, R. M. Feenstra et al., *Phys. Rev. B* **48**, 4612 (1993).
22. G. Le Lay, D. Mao, A. Kahn et al., *Phys. Rev. B* **43**, 14301 (1991).
23. B. Goldstein and D. Szostak, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 111 (1975).
24. M. V. Gomoyunova, Yu. S. Gordeev, V. M. Mikoushkin et al., *Phys. Low-Dim. Struct.* **4/5**, 11 (1996).
25. A. Liebsch, G. Hincelin, and T. Lopez-Rios, *Phys. Rev. B* **41**, 10463 (1990).
26. Y.-C. Chao, L. S. O. Johansson, and R. I. G. Uhrberg, *Phys. Rev. B* **56**, 15446 (1997).