

## ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ ТЕРМАЛИЗОВАННЫХ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ, ЭМИТТИРОВАННЫХ ИЗ GaAs С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ СРОДСТВОМ

А.С.Терехов <sup>+</sup>\*, Д.А.Орлов <sup>+</sup>

<sup>+</sup> Институт физики полупроводников СО РАН  
630090 Новосибирск, Россия

\* Новосибирский Государственный Университет,  
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 17 мая 1994 г.

Спектры фотоэлектронов, эмиттированных из Г-долины GaAs с отрицательным электронным сродством, впервые измерены при 77 К. с разрешением 5 мэВ. Обнаружена тонкая структура спектров, обусловленная особенностями процессов эмиссии и термализации фотоэлектронов вблизи поверхности.

Поверхность  $p^+$ -GaAs с активирующим покрытием из Cs, O обладает эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС), при котором уровень вакуума расположен ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника [1]. При достаточно сильном легировании толщина приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) много меньше длины термализации электронов в Г-долине  $\geq 1000 \text{ \AA}$  [2], и термализованные фотоэлектроны должны пролетать над ОПЗ и выходить в вакуум без потерь энергии. В этом случае спектр фотоэлектронов (СФЭ) в вакууме должен повторять распределение фотоэлектронов в полупроводнике. Исследования показали, однако, что это не так, и, перед тем как выйти в вакуум, электроны теряют значительную часть своей энергии вблизи поверхности [3]. В результате происходят уширение и сдвиг СФЭ относительно их начального распределения вблизи дна зоны проводимости в объеме полупроводника. Механизм потери энергии электронов при пролете над ОПЗ до сих пор не ясен. Ясно лишь то, что известные объемные механизмы рассеяния энергии электронов в GaAs слишком слабы, и необходимо учитывать отражение от активирующего покрытия, увеличивающего время пребывания электронов в ОПЗ [3].

Экспериментальное изучение потерь энергии фотоэлектронов при фотоэмиссии производилось путем измерения и анализа СФЭ. В большинстве работ эти спектры измерялись при комнатной температуре на спектрометрах с недостаточным разрешением. Вероятно, по этой причине СФЭ не содержали тонкой структуры, обусловленной спектром плотности электронных состояний вблизи поверхности. В данной работе СФЭ из GaAs с ОЭС впервые измерены при 77 К с разрешением 5 мэВ и высоким отношением сигнал/шум. Обнаружен экспоненциальный хвост СФЭ, обусловленный эмиссией термализованных электронов, эмиттируемых в вакуум без потерь энергии. В окрестности максимума СФЭ обнаружена тонкая структура, вероятно связанная с особенностями электронных процессов вблизи поверхности.

Измерения проводились на вакуумных фотодиодах, состоящих из плоскопараллельных фотокатода и металлического анода, герметично закрепленных на торцах цилиндрического корпуса из алюмооксидной керамики. Использовался

полупрозрачный фотокатод на стекле. Технология изготовления фотокатода, его очистка и активирование описаны ранее [4]. Активный слой фотокатода из GaAs с ориентацией (100) легирован цинком до концентрации  $p = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Обезгаживание, активирование и герметичное сочленение узлов фотодиодов через индиевые прокладки выполнялись в трехкамерной вакуумной установке с предельным давлением  $10^{-9}$  Па. Измерения СФЭ проводились путем дифференцирования кривых задержки с использованием синхронного детектирования. Искажения СФЭ, обусловленные влиянием объемного заряда и отражением фотоэлектронов от анода, устранялись выбором режимов и диапазонов измерений. Разрешение "анализатора", определявшееся по наклону наиболее крутых участков СФЭ, совпадало с удвоенной амплитудой модулирующего напряжения вплоть до 5 мэВ. Калибровка абсолютных энергий фотоэлектронов проводилась при 77 К путем измерения сдвига высокоэнергетического плеча СФЭ при увеличении энергии фотонов. Положение границы этого плеча определялось эмиссией баллистических фотоэлектронов, возбуждаемых светом в зону проводимости из зоны тяжелых дырок. Эмиссия баллистических фотоэлектронов в фотокатодах, освещаемых с тыльной стороны, наблюдалась нами при толщинах активного слоя, меньших 1,5 мкм. Методика калибровки по сути совпадала с использованной в [5]. Отличие состояло лишь в том, что измеренные нами сдвиги порога лучше описывались теорией с использованием массы тяжелой дырки, равной  $0,8 m_0$ , а не  $0,51 m_0$ , как в [5]. По-видимому, это связано с тем, что для нашего образца коротковолновая граница СФЭ определялась электронами, возбужденными из подзоны тяжелых дырок в направлении (111), с наиболее тяжелой эффективной массой [2]. Ширина запрещенной зоны полагалась равной 1,50 эВ при 77 К и 1,41 эВ при 300 К, что учитывало эффекты сильного легирования. Источником света служила галогенная лампа накаливания с монохроматором МДР-23. Диаметр светового пятна (2 мм) выбирался много меньшим диаметра фотокатода (20 мм), что обеспечивало отсутствие влияния неоднородностей и краевых эффектов на результаты измерений. При проведении низкотемпературных измерений фотодиоды погружались в жидкий азот. Для автоматизации измерений и обработки данных использовался ИВМ РС-386 с платами сопряжения.

На рис.1 показаны СФЭ, измеренные при  $T = 77$  К и 293 К. Энергии возбуждающих фотонов для каждого из спектров также приведены на рисунке. Активный слой полупрозрачного фотокатода в данном фотодиоде был утончен до толщины 0,2 мкм, и поэтому при возбуждении электронов выше дна зоны проводимости СФЭ содержат высокоэнергетическое плечо, обусловленное эмиссией нетермализованных фотоэлектронов. Коротковолновая граница этого плеча при  $T = 77$  К определяется эмиссией баллистических электронов. Его положение определялось по максимуму во второй производной СФЭ и использовалось для калибровки абсолютных энергий фотоэлектронов. Анализируя эволюцию формы плеча с увеличением энергии фотонов, мы не обнаруживаем явно выраженных особенностей при  $\epsilon_k \approx 300$  мэВ. Это удивительно, поскольку для электронов с этой (и большей) энергией их рассеяние в  $L$ -долину является основным механизмом термализации. В результате происходит накопление электронов в  $L$ -долине, а в спектрах СФЭ появляется особенность в виде плеча или пика [5, 6, 7]. Считалось также [6], что вероятность выхода электронов из  $L$ -долины, выше чем из  $\Gamma$ -долины, для электронов с одинаковой энергией, слегка превышающей пороговую. Наши результаты показывают,

что это не так. Соотношение вероятностей выхода, по-видимому, может существенно зависеть от рассеяния на поверхности, определяющегося, в свою очередь, технологией очистки и активирования. Для изучения этого вопроса нужны дополнительные исследования.

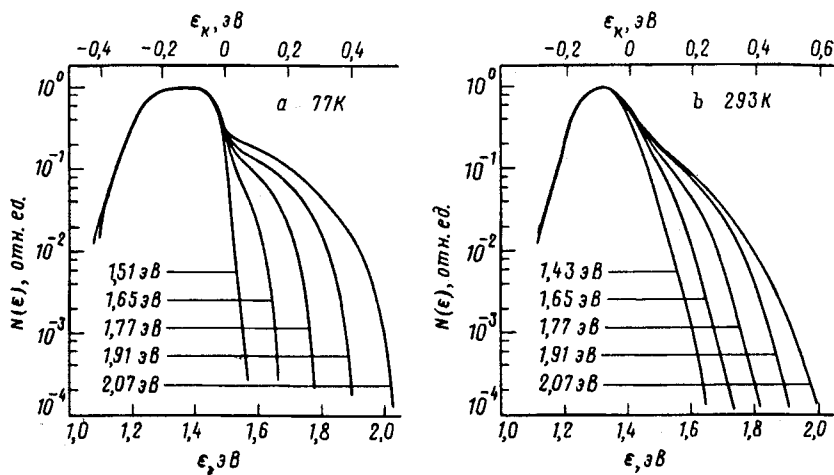


Рис.1. Спектры фотоэлектронов при различных энергиях фотонов. Энергия электронов отсчитывалась от потолка валентной зоны  $\epsilon$  (нижняя шкала) и от дна зоны проводимости  $\epsilon_k$  (верхняя шкала)

Из рис.1 видно, что при одинаковых начальных кинетических энергиях фотоэлектронов интегральная интенсивность "горячего" плеча при 77 К значительно больше, чем при 293 К (примерно на 20-25 %). Следовательно, при увеличении температуры увеличивается скорость термализации электронов. При возбуждении фотоэлектронов на дно зоны проводимости "горячее" плечо исчезает, а высокоэнергетическое крыло СФЭ становится экспоненциальным в диапазоне  $10^{-1} - 10^{-4}$  от максимума пика. Наклон этого крыла равен 9 и 29 мэВ для 77 К и 293 К, соответственно, то есть практически совпадает с наклоном распределения термализованных фотоэлектронов в объеме полупроводника. Таким образом, мы видим, что термализованные электроны из хвоста распределения эмиттируются в вакуум без изменения распределения по энергиям. По-видимому, это связано с малостью неупругого рассеяния быстрых электронов в ОПЗ и активирующем покрытии. По мере снижения кинетической энергии электронов форма крыла СФЭ отклоняется от экспоненциальной. Эти отклонения обусловлены тем, что медленные электроны вблизи дна зоны проводимости с существенно большей вероятностью теряют свою энергию, захватываясь на состояния в ОПЗ. Квазистационарные состояния в ОПЗ, расположенные выше уровня вакуума, участвуют в фотоэмиссии. Форма СФЭ в области вершины пика есть результат конкуренции фотоэмиссии с этих состояний, с одной стороны, и термализации с последующей рекомбинацией, с другой. Наличие приповерхностных состояний может привести к появлению тонкой структуры в СФЭ.

Для выявления тонкой структуры были вычислены производные каждого из измеренных спектров. Результаты показаны на рис.2. Видно, что произ-

водные СФЭ, соответствующие обеим температурам, действительно содержат тонкую структуру. Энергетические положения особенностей этой структуры, приведенные в подписях к рис.2, в пределах точности измерений совпадают во всех измеренных спектрах. Пик *A* соответствует, по-видимому, положению уровня вакуума. При охлаждении фотоэммитера до 77 К его положение изменилось на 15 мэВ. Примерно на 50 -60 мэВ выше уровня вакуума в спектре производной СФЭ наблюдается особенность *B*. Ее форма зависит от температуры, но положение - нет. Особенности при больших энергиях существенно зависели от температуры. В спектре производной от СФЭ отрицательный пик *E* смещался с понижением температуры до 77 К на 90 мэВ, что точно соответствует расширению запрещенной зоны GaAs. Неясно, однако, совпадает ли положение этой особенности с дном зоны проводимости GaAs или действительно смещено относительно его на 10 мэВ, как указано на рис.2, поскольку это смещение близко к величине систематической ошибки калибровки спектрометра. Особенность *D*, смещенная относительно пика *E* на 30-40 мэВ, наблюдалась только при 77 К. Особенность *C* наблюдалась при обеих температурах, но ее положение смещалось в пределах 60 мэВ при измерении в различных точках фотоэммитера. Природа тонкой структуры спектра фотоэлектронов, за исключением особенностей *A* и *E*, не ясна. Можно лишь предположить, что особенность *B* связана с энергетической зависимостью пропускания остаточного барьера, поскольку лежит вблизи уровня вакуума, где пропускание контролирует форму СФЭ. Особенность *D*, вероятно, является фоновой репликой пика *E*, поскольку отстоит от него на энергию оптического фотона и размывается с повышением температуры. "Плавающая" особенность *C*, возможно, связана с наличием в ОПЗ квазистационарного поверхностного уровня, положение которого зависит от небольших изменений профиля приповерхностного потенциала и поэтому различно в разных точках.

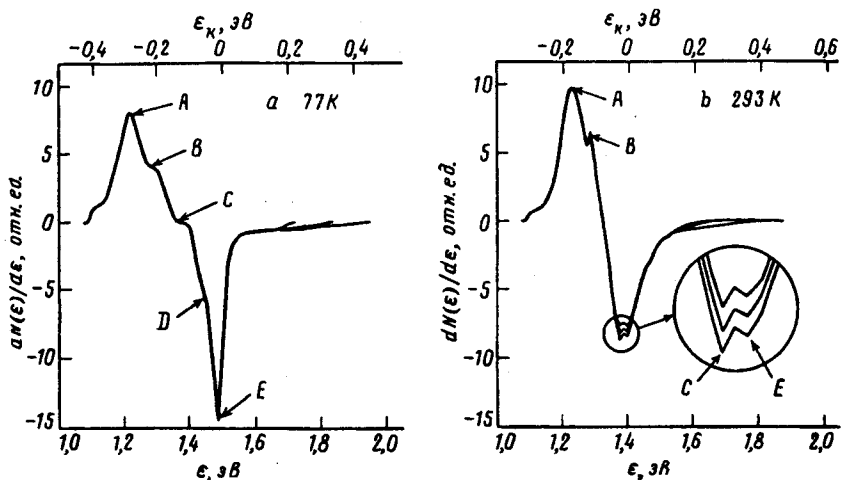


Рис.2. Производные СФЭ. Положения особенностей спектров отсчитывались от дна валентной зоны: а)  $\epsilon(A) = 1,22$  эВ,  $\epsilon(B) = 1,280$  эВ,  $\epsilon(C) = 1,370$  эВ,  $\epsilon(D) = 1,450$  эВ,  $\epsilon(E) = 1,490$  эВ; б)  $\epsilon(A) = 1,235$  эВ,  $\epsilon(B) = 1,280$  эВ,  $\epsilon(C) = 1,380$  эВ,  $\epsilon(D) = 1,40$  эВ

Таким образом, обнаруженная тонкая структура спектров термализованных фотоэлектронов впервые явно указывает на сложный характер приповерхностной термализации и эмиссии в полупроводниках с отрицательным электронным средством.

В заключение авторы благодарят своих коллег за изготовление фотодиодов. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 93-02-15177.

- 
1. Р.Л.Белл, Эмиттеры с отрицательным электронным средством (пер. с англ.). М.: Энергия, 1978.
  2. Б.П.Захарченя, Д.Н.Мирлин, В.И.Перель и др., УФН **136**, 459 (1982).
  3. А.Л.Мусатов, В.Л.Коротких, В.Д.Шадрин, ФТТ **23**, 929 (1981).
  4. Ю.Б.Болховитянов, Б.В.Морозов, А.Г.Паулиш и др., Письма в ЖТФ **16**, 25 (1990).
  5. Н.-J.Drouhin, С.Hermann, and G.Lampel, Phys. Rev. B **31**, 3859 (1985).
  6. L.W.James and J.L.Moll, Phys. Rev., **183**, 740 (1969).
  7. Ш.М.Коган, А.Д.Коринфский, А.Л. Мусатов и др., Изв. АН СССР. Сер. физ. **49**, 1745 (1985).