Неупругое рассеяние горячих фотоэлектронов при выходе в вакуум из p-GaAs(Cs,O)

В.В. Бакин¹, С.А. Рожков^{1,2}, С.Н. Косолюбов¹, Г.Э. Шайблер^{1,2}, А.С. Терехов¹

¹ ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева,

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2

тел: +7 (913) 789-0912, эл. почта: bakin@ngs.ru

DOI 10.34077/RCSP2021-126

Полупрозрачные p-GaAs(Cs,O)-фотокатоды с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС) применяются в настоящее время в электронно-оптических преобразователях, координатно-чувствительных детекторах, в источниках спин-поляризованных и монохроматических электронов. Каждая из областей практического применения требует оптимизации параметров p-GaAs(Cs,O)-фотокатода. Научно-обоснованный подход к такой оптимизации предполагает, что хорошо известны: атомная структура ОЭС-интерфейса, его энергетическая диаграмма и процессы рассеяния, сопровождающие выход фотоэлектронов в вакуум. Наиболее информативный метод изучения энергетической диаграммы и процессов рассеяния основан на анализе энергетических и угловых распределений эмитированных в вакуум фотоэлектронов. С помощью данного метода, ранее, были проанализированы энергетические [1] и угловые [2] распределения термализованных фотоэлектронов. В результате, была предложена модель, в которой предполагалось, что выход в вакуум представляет собой “двухступенчатый процесс” и сопровождается “промежуточным захватом” фотоэлектронов в приповерхностные зоны размерного квантования.

В данной работе исследовалась фотоэмиссия горячих (нетермализованных) фотоэлектронов. Для экспериментов использовался p-GaAs(Cs,O)-фотокатод с тонким активным слоем ($d_{\text{GaAs}} \sim 0.7$ мкм) в котором горячие фотоэлектроны составляли заметную часть от общего числа эмитированных в вакуум частиц. На рисунке сплошной линией показано распределение фотоэлектронов по продольной энергии ($n_e(\epsilon_{\text{lon}})$). Точками показана производная ($n_e^*(\epsilon_{\text{lon}})$) от высокоэнергетической части распределения

$n_e(\epsilon_{\text{lon}})$. В производной видны особенности hh и lh - соответствующие электронам, возбуждённым из зоны тяжёлых и лёгких дырок, а также фоновые реплики этих особенностей hh' и lh', смещённые относительно основных пиков на ~40 мэВ. Изменение $\hbar\omega$ возбуждающего света приводило к смещению всех пиков по шкале энергий. При этом положения пиков hh и lh менялось в соответствии с зонной структурой GaAs. Из этого следует, что электроны, формирующие пики hh и lh, сохраняют свою начальную энергию, которую они получили в момент фотовозбуждения, и выходят в вакуум в “баллистическом режиме” – без захвата в зону размерного квантования. Фоновые реплики пиков hh и lh свидетельствуют о том,

что часть фотоэлектронов в процессе такого “одноступенчатого” выхода в вакуум испускают оптический фотон. Полученный результат ставит под сомнение модель “двухступенчатого” выхода с промежуточным захватом фотоэлектронов в приповерхностные зоны размерного квантования, так как появляются основания полагать, что и тонкая структура в энергетических распределениях [1,2] сформирована фотоэлектронами, термализованными на дно зоны проводимости и вышедшими в вакуум в “одноступенчатом режиме”. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 19-02-00517).

Литература

- [1] Д.А. Орлов и др. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т.71, вып.4. С.220-224.
- [2] В.В. Бакин и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т.77, вып.4. С.197-201.