Вклад эффекта Штарка в формирование спектра электронных состояний интерфейса p – GaN(Cs,O) – вакуум

Бакин В.В.¹, Косолюбов С.Н.¹, Рожков С.А.^{1,2}, Шайблер Г.Э.^{1,2}, Терехов А.С.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

DOI 10.34077/Semicond2019-82

В [1] теоретически показано, что максимальная напряжённость электрического поля в приповерхностной области пространственного заряда сильнолегированных p -GaN – слоёв может быть достаточно велика и вызывать появление нового типа поверхностных состояний, индуцированных «поверхностным» эффектом Штарка (ПЭШ) на приповерхностных атомах полупроводника. В данной работе мы показали, что ПЭШ действительно существует и даёт заметный вклад в фотоэмиссионные свойства p – GaN(Cs,O) – фотокатодов. Для обнаружения ПЭШ мы изготовили три полупрозрачных p – GaN(Cs,O) – фотокатода, в которых p – GaN – слои освещались через подложку. Концентрации магния в этих слоях были примерно одинаковы и близки к $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а их толщины (d) существенно различались. Фотокатоды были «встроены» в планарные фотодиоды, позволившие измерить не только спектры их квантовой эффективности (QE), но и энергетические распределения эмитированных фотоэлектронов. Мы установили, что приповерхностный изгиб зон в этих слоях достигал $\sim 2.5 \text{ эВ}$, так что акцепторы вблизи поверхности были ионизированы и электрическое поле достигало $\sim 10^6 \text{ В/см}$. Спектры $QE(\hbar\omega)$, измеренные при температуре 300 К на фотокатодах с разными d , показаны на рисунке. Положение ширины запрещённой зоны (ε_g) p - GaN обозначено на рисунке вертикальной стрелкой. Из рисунка следует, что $QE(\hbar\omega)$ каждого фотокатода быстро возрастает с увеличением $\hbar\omega$ и достигает локального максимума (ЛМ) при $\hbar\omega$ вблизи ε_g . Различия положений ЛМ в разных фотокатодах относительно ε_g обусловлены небольшими различиями механических напряжений в p – GaN – слоях. Из рисунка следует, что относительная амплитуда максимумов в спектрах QE заметно уменьшается с уменьшением d . Важная «особенность» ЛМ состоит в том, что они не наблюдаются в p – GaN(Cs,O) – фотокатодах, освещаемых со стороны эмитирующей поверхности. Возникновение ЛМ в спектрах QE полупрозрачных GaN(Cs,O) – фотокатодов мы объяснили следующим образом. Принято считать, что спектр QE p - GaN(Cs,O) – фотокатода при $\hbar\omega \leq \varepsilon_g$ определяется, в основном, фотоэлектронами, возбуждёнными из хвоста плотности состояний валентной зоны в объёме сильнолегированного p – GaN – слоя. Из [1] следует, что при приближении $\hbar\omega$ к ε_g значительный вклад в $QE(\hbar\omega)$ могут давать фотоэлектроны, возбуждаемые с поверхностных состояний, индуцированных ПЭШ. Если $QE(\hbar\omega)$ измеряется путём освещения эмитирующей поверхности фотокатода, то вклады фотоэлектронов из хвоста плотности состояний валентной зоны и из ПЭШ – индуцированных состояний суммируются и разделение их вкладов в полный фототок невозможно. Если $QE(\hbar\omega)$ измерять при освещении фотокатода с тыльной стороны, то при приближении $\hbar\omega$ к ε_g значительная часть фотонов будет поглощаться в объёме p – GaN – слоя и не давать вклада в «ПЭШ – индуцированную» фотоэмиссию. Поэтому $QE(\hbar\omega)$ будет уменьшаться с увеличением $\hbar\omega$ при $\hbar\omega > \varepsilon_g$ и это уменьшение будет возрастать с увеличением d .

[1] P. Kempisty and S. Krukowski, *J. Appl. Phys.*, **112**, 113704 (2012).