Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 2, с. 128 – 132

Испускание фотоэлектронами каскада оптических фононов на интерфейсе p-GaN (Cs,O)-вакуум

С. А. Рожков[+*1)], *В. В. Бакин*[+], *Д. В. Горшков*[+*], *С. Н. Косолобов*[+], *Г. Э. Шайблер*[+], *А. С. Терехов*[+]

[+] *Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 24 мая 2016 г.

Экспериментально установлено, что перенос фотоэлектронов из объема p-GaN (Cs,O)-фотокатода в вакуум сопровождается испусканием каскада оптических фононов. В спектре квантовой эффективности p-GaN (Cs,O)-фотокатода обнаружен экситонный пик, указывающий на существенный вклад электрон-дырочного взаимодействия в генерацию свободных электронов в сильнолегированном p-GaN.

DOI: 10.7868/S0370274X16140125

Фотокатоды с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС) на основе p-GaN (Cs,O) используются в сверхбыстродействующих фотоприемниках ультрафиолетового диапазона [1, 2] и изучается возможность их применения в источниках электронов [3]. Кроме практических применений, фотоэмиссия из p-GaN (Cs) с ОЭС использовалась для изучения энергетического спектра GaN [4] и идентификации механизма безызлучательной рекомбинации электронов в нитридных светодиодах [5]. Дальнейшее совершенствование p-GaN (Cs,O)-фотокатодов сдерживается недостаточным пониманием процессов рассеяния фотоэлектронов при их движении через “физический” интерфейс p-GaN (Cs,O) – вакуум, включающий приповерхностную область пространственного заряда (ОПЗ) в полупроводнике, поверхность p-GaN, покрытую (Cs,O)-слоем и потенциальную яму силы зеркального изображения на “вакуумной” стороне фотокатода. Эти процессы определяют такие важные характеристики фотокатода, как вероятность выхода фотоэлектронов в вакуум, а также энергетические распределения эмитированных фотоэлектронов ($n_e(\varepsilon)$) по “продольной” (ε_{lon}) и по “поперечной” (ε_{tr}) компонентам их кинетической энергии [6]. Неупругое рассеяние фотоэлектронов в ОПЗ p-GaN (Cs,O)-фотокатода анализировалось ранее в работе [7]. Эксперименты в [7] проводились при $T = 300\,\text{K}$, размерное квантование электронного спектра в ОПЗ не учитывалось и особенности в $n_e(\varepsilon)$-распределении, связанные с испусканием фотоэлектронами одиночных фононов, не наблюдались. Для изучения неупругого рассеяния фотоэлектронов на интерфейсе p-GaN (Cs,O)-вакуум в данной работе мы исследовали фотоэмиссию из p-GaN (Cs,O)-фотокатода при температуре 80 K с высоким энергетическим разрешением. Установлено, что при пересечении ОПЗ p-GaN (Cs,O)-фотокатода и выходе в вакуум фотоэлектроны испускают каскад оптических фононов. Кроме этого, в спектре квантовой эффективности (QE($\hbar\omega$)) изучаемого фотокатода мы обнаружили экситонный пик, указывающий на существенное влияние электрон-дырочного взаимодействия на генерацию свободных фотоэлектронов в сильнолегированном p-GaN.

Измерения QE($\hbar\omega$) и $n_e(\varepsilon_{\text{lon}})$-распределений проводились с использованием самодельного планарного фотодиода, в котором “полупрозрачный” p-GaN (Cs,O)-фотокатод и металлический анод были установлены параллельно друг другу в герметичном титано-керамическом корпусе. Диаметры фотокатода и анода, равные 18 мм, в ≈ 20 раз превышали расстояние между ними. Электрическое поле вблизи оси фотодиода было достаточно однородным, и мы использовали фотодиод как электронный спектрометр с однородным тормозящим полем (далее ОТП-спектрометр) [8]. Фотокатод был изготовлен из p-GaN/AlN – гетероструктуры, выращенной на подложке из сапфира с ориентацией (0001) методом МОС – гидридной эпитаксии. Толщина p-GaN-слоя фотокатода была равна 85 нм, а концентрации магния и свободных дырок (при $T = 297\,\text{K}$) в этом слое были равны $1\cdot10^{19}\,\text{см}^{-3}$ и $\sim 2\cdot10^{17}\,\text{см}^{-3}$, соответственно. Методики очистки поверхности p-GaN и нанесения (Cs,O)-слоя описаны ранее [9]. Измерения проводились на установке, состоявшей из

1)e-mail: rozhkovs@isp.nsc.ru

стабилизированной ксеноновой лампы, модулятора света, дифракционного монохроматора с дисковыми диафрагмами на входной и выходной щелях, кварцевых объективов, азотного оптического криостата, цифрового синхронного детектора, нескольких модулей ЦАП–АЦП и управляющего компьютера. Температура фотокатода при исследовании фотоэмиссии не превышала 80 K. Спектральное разрешение монохроматора при измерениях QE($\hbar\omega$) и $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределений равнялось 2 мэВ и 15 мэВ, соответственно. При измерении QE($\hbar\omega$) к аноду прикладывалось ускоряющее напряжение, равное 10 В. При измерении $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределений к аноду одновременно прикладывались тормозящее напряжение с регулируемой амплитудой $U_{\rm ret}$ и переменное напряжение с постоянной амплитудой 20 мэВ. Зависимость амплитуды переменной составляющей фототока от $U_{\rm ret}$ измерялась цифровым синхронным детектором и пересчитывалась в $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределение [8]. Энергетическое разрешение ОТП-спектрометра, использованного в данной работе, было равно 25 мэВ.

Прежде всего мы измерили спектр QE фотокатода при $T = 80$ K, позволивший уточнить ширину запрещенной зоны (ε_g) и механизмы генерации фотоэлектронов в p-GaN-слое исследуемого фотокатода. Результат измерения показан на рис. 1. Видно,

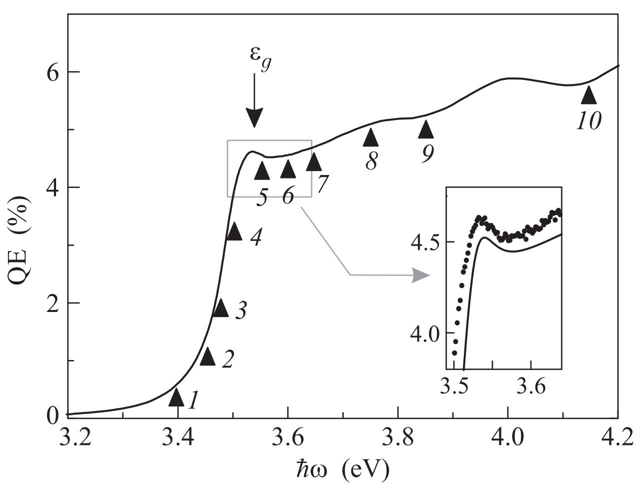

Рис. 1. Спектр квантовой эффективности p-GaN (Cs,O)-фотокатода

что при $\hbar\omega < 3.4$ эВ в спектре QE наблюдается протяженное низкоэнергетическое крыло, свидетельствующее о существенном вкладе в фотоэмиссию оптических переходов между хвостами плотности состояний (ХПС) валентной зоны и зоны проводимости [10, 11]. На вершине этого крыла наблюдается небольшой пик с максимумом при $\hbar\omega \approx 3.54$ эВ. Вставка на рис. 1 показывает, что амплитуда пика существенно превышает погрешности измерений. При нагреве фотокатода до $T = 297$ K пик в QE($\hbar\omega$) смещался к меньшим энергиям, следуя температурной зависимости ε_g в GaN [12], но не исчезал. Температурная зависимость энергетического положения пика указывает на его "экситонное" происхождение. Известно [12], что основной вклад в спектр экситонного поглощения нелегированного GaN дает линия B-экситонов, "связанная" с переходами фотоэлектронов из зоны легких дырок в зону проводимости. Мы полагаем, что пик в спектре QE на рис. 1 обусловлен фотоэлектронами, возбужденными в зону проводимости в результате диссоциации B-экситонов случайными электрическими полями заряженных примесей и дефектов в сильнолегированном p-GaN. Для определения ε_g в p-GaN-слое исследуемого фотокатода мы аппроксимировали пик в QE($\hbar\omega$) кривой, описывающей спектр поглощения света в прямозонном полупроводнике с учетом влияния экситонов и эффектов уширения оптических спектров [13]. Учитывались только переходы фотоэлектронов из зоны легких дырок в зону проводимости и генерация B-экситонов. Энергия связи B-экситона в GaN, равная 22 мэВ, была взята из [12]. Величины ε_g и параметра уширения (Γ) экситонного пика варьировались и их "истинные" значения определялись из условия наилучшего соответствия измеренной и рассчитанной кривых. Результат "подгонки" показан в вставке на рис. 1 сплошной линией, сдвинутой по вертикали и по горизонтали относительно спектра QE на 0.1 % и 10 мэВ, соответственно. Форма рассчитанного спектра хорошо совпала с QE($\hbar\omega$), поскольку толщина p-GaN-слоя изучаемого фотокатода меньше глубины поглощения света [12]. Наилучшее согласие результатов расчета и эксперимента было достигнуто при $\varepsilon_g = 3.54$ эВ и $\Gamma = 34$ мэВ. Величина ε_g, обозначенная стрелкой на рис. 1, в исследуемом фотокатоде согласуется с результатами предыдущих работ [12, 14]. Таким образом, вблизи порога межзонных переходов в фотоэмиссии из p-GaN (Cs,O)-фотокатода участвуют три группы фотоэлектронов. При $\hbar\omega < 3.4$ эВ в фотоэмиссии доминируют фотоэлектроны из ХПС зоны проводимости. Вблизи вершины экситонного пика в спектре QE фотоэлектроны возбуждаются в зону проводимости в результате диссоциации B-экситонов электрическими полями заряженных примесей и дефектов. При $\hbar\omega > \varepsilon_g$ в фотоэмиссии доминируют свободные фотоэлектроны, возбужденные в зону проводимости из валентных зон.

Поскольку концентрация свободных дырок в исследуемом фотокатоде мала, то основным механизмом потерь энергии фотоэлектронов на интерфейсе p-GaN (Cs,O)-вакуум является испускание продольных оптических (LO)- и интерфейсных оптических (IO)-фононов. Для изучения зависимости вероятности испускания оптических фононов от энергии фотоэлектронов, мы измерили $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения при нескольких энергиях фотонов ($\hbar\omega_i$), обозначенных нумерованными треугольниками на рис. 1. Измеренные $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения, нормированные на единицу, приведены на рис. 2. Положение низкоэнергетической границы $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределений не зависит от $\hbar\omega$, поскольку определяется уровнем вакуума фотокатода ($\varepsilon_{\rm vac}$) [15]. Форма и положение высокоэнергетического крыла $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения изменяются с увеличением $\hbar\omega$. Рассмотрим эти изменения в диапазоне $\hbar\omega_5 \leq \hbar\omega \leq \hbar\omega_{10}$, в котором $\hbar\omega \gtrsim \varepsilon_g$. В этом диапазоне на высокоэнергетических крыльях $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределений наблюдается характерное "плечо", высокоэнергетическая граница которого сдвигается к большим $\varepsilon_{\rm lon}$ при увеличении $\hbar\omega$ из-за приращения начальной энергии фотоэлектронов.

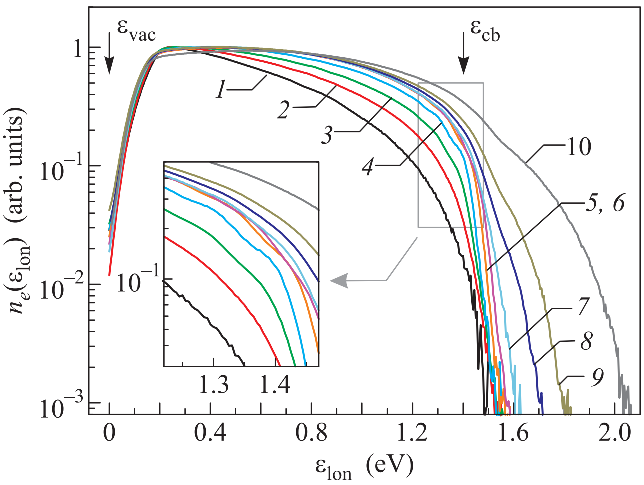

Рис. 2. (Цветной онлайн) Энергетические распределения фотоэлектронов по "продольной" компоненте энергии

При $\hbar\omega = \hbar\omega_5$ начальная энергия фотоэлектронов в зоне проводимости мала, и до выхода в вакуум они успевают термализоваться. Поэтому высокоэнергетическое крыло $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения при $\hbar\omega = \hbar\omega_5$ приобретает экспоненциальную форму с характеристической энергией $\varepsilon^* \approx 20$ мэВ. Стрелкой с индексом $\varepsilon_{\rm cb}$ на рис. 2 обозначено положение дна зоны проводимости в объеме p-GaN. Способ определения $\varepsilon_{\rm cb}$ указан далее. Энергетический интервал между $\varepsilon_{\rm cb}$ и $\varepsilon_{\rm vac}$ совпадает, по определению, с эффективным ОЭС исследуемого фотокатода, равным ≈ 1.40 эВ. Из рис. 1 следует, что при уменьшении $\hbar\omega$ до $\hbar\omega_4$ большинство фотоэлектронов возбуждается в зону проводимости в результате диссоциации экситонов. Высокоэнергетическое крыло $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения при $\hbar\omega = \hbar\omega_4$ сохранило экспоненциальную форму, величину ε^*, близкую к 20 мэВ, но сдвинулось к меньшим энергиям на ≈ 20 мэВ. Сдвиг крыла свидетельствует о небольшом уменьшении средней кинетической энергии фотоэлектронов, образовавшихся в результате диссоциации экситонов. Сохранение ε^* при уменьшении $\hbar\omega$ от $\hbar\omega_5$ до $\hbar\omega_4$ мы объясняем недостаточным разрешением спектрометра.

При дальнейшем уменьшении $\hbar\omega$ от $\hbar\omega_3$ до $\hbar\omega_1$ небольшие высокоэнергетические участки $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределений сохраняют экспоненциальную форму, но при $\varepsilon_{\rm lon} \lesssim 1.45$ эВ распределения уширяются существенно. Уширение $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределений происходит, по-видимому, потому, что при $\hbar\omega < \varepsilon_g$ фотоэлектроны возбуждаются в протяженные ХПС вблизи дна зоны проводимости [11]. Закон сохранения квазиимпульса в таких переходах не выполняется и начальное энергетическое распределение фотоэлектронов уширяется. Кроме этого, в фотоэмиссии могут участвовать фотоэлектроны с широким энергетическим распределением, которые возбуждаются в ОПЗ благодаря эффекту Франца–Келдыша [16].

В некоторых $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределениях на рис. 2 присутствует "осциллирующая" компонента, наиболее заметная при $\varepsilon_{\rm lon} \approx 1.25-1.45$ эВ для $\hbar\omega = \hbar\omega_4$. Возникновение "осциллирующей" компоненты мы объяснили следующим образом. При $\hbar\omega = \hbar\omega_4$ в объеме p-GaN вблизи $\varepsilon_{\rm cb}$ формируется наиболее узкое энергетическое распределение термализованных фотоэлектронов. Двигаясь через ОПЗ малая часть этих фотоэлектронов выходит в вакуум без испускания фононов и формирует вершину высокоэнергетического крыла $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения. Большинство термализованных фотоэлектронов при движении через ОПЗ испускают LO- и IO-фононы и захватываются на состояния в ОПЗ. Известно, что изгибы зон в ОПЗ p-GaN с концентрацией магния $\approx 10^{19}$ см$^{-3}$ велики [15, 17] и могут достигать 3.1 эВ [18]. При таких изгибах зон акцепторы в ОПЗ полностью ионизированы и толщина ОПЗ, по оценке, не превышает 15 нм. Спектр электронов из Г-долины в ОПЗ такой толщины является семейством 2D-зон размерного квантования. В верхней части ОПЗ могут возникать 2D-зоны для фотоэлектронов из вышележащих долин зоны проводимости [19]. Плотность электронных состояний в 2D-зонах превышает плотность состояний всех поверхностных дефектов. Поэтому 2D-зоны играют основную роль в захвате и последующей энергетической релаксации фотоэлектронов путем последовательного испускания оптических фононов. В результате в распределении фотоэлектронов в 2D-зонах вблизи $\varepsilon_{\rm cb}$ возникает "осциллирующая" составляющая. Поскольку волновые функции фотоэлектронов в 2D-зонах, расположенных выше $\varepsilon_{\rm vac}$, перекрываются с волновыми функциями фотоэлектронов в вакууме, то "осциллирующая" составляющая в энергетическом распределении фотоэлектронов в ОПЗ "переносится" в $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределение. Отметим, что вышедшие в вакуум фотоэлектроны сохраняют способность испускать IO-фононы (фононные поляритоны [20]) и на вакуумной стороне интерфейса [21]. При движении через ОПЗ и при выходе в вакуум происходит не только неупругое, но и интенсивное упругое диффузное рассеяние фотоэлектронов [22], расширяющее низкоэнергетическое крыло $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения. Поэтому упруго эмитированные фотоэлектроны и их фононные повторения проявляются в $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределениях как слабая осциллирующая компонента.

Для определения периода "осцилляций" мы дифференцировали $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения в интервале $\hbar\omega_1 \leq \hbar\omega \leq \hbar\omega_6$. Результаты дифференцирования с обратным знаком, обозначенные как $n_e^*(\varepsilon_{\rm lon})$, приведены на рис. 3. Амплитуда $n_e^*(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения,

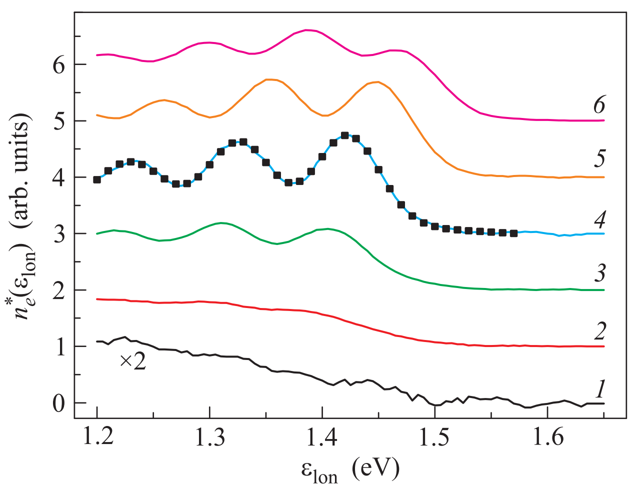

Рис. 3. (Цветной онлайн) Результаты дифференцирования с обратным знаком энергетических распределений фотоэлектронов по "продольной" компоненте энергии

измеренного при $\hbar\omega = \hbar\omega_1$ умножена на 2. Для удобства $n_e^*(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения сдвинуты по вертикали относительно друг друга на единицу. Видно, что осцилляции появляются при $\hbar\omega = \hbar\omega_2$, а при $\hbar\omega = \hbar\omega_4$ их амплитуда достигает наибольшей величины. Мы полагаем, что высокоэнергетические максимумы в $n_e^*(\varepsilon_{\rm lon})$-распределениях на рис. 3 обусловлены упруго эмитированными фотоэлектронами, а максимумы при меньших $\varepsilon_{\rm lon}$ являются их фононными повторениями. Мы полагаем, что высокоэнергетический максимум в $n_e^*(\varepsilon_{\rm lon})$-распределении, измеренном при $\hbar\omega = \hbar\omega_4$, расположен выше $\varepsilon_{\rm cb}$ на энергию, близкую к $\varepsilon^* \approx 20$ мэВ. Определенное таким образом положение $\varepsilon_{\rm cb}$ указано на рис. 2. Отметим, что при $\hbar\omega \leq \hbar\omega_6$ начальная энергия фотоэлектронов в объеме p-GaN меньше энергии LO-фонона, и поэтому $n_e^*(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения свидетельствуют об испускании фотоэлектронами оптических фононов только на интерфейсе фотокатод–вакуум.

Эволюцию формы осцилляций в $n_e^*(\varepsilon_{\rm lon})$-распределениях при изменении $\hbar\omega$ мы объяснили следующим образом. Отсутствие осцилляций в $n_e^*(\varepsilon_{\rm lon})$-распределении при $\hbar\omega = \hbar\omega_1$ обусловлено широким энергетическим распределением "первичных" фотоэлектронов. Увеличение амплитуды пика упруго эмитированных фотоэлектронов и его смещение к большим $\varepsilon_{\rm lon}$ при увеличении $\hbar\omega$ от $\hbar\omega_2$ до $\hbar\omega_4$ обусловлены повышением крутизны высокоэнергетического крыла $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения и смещением точки с максимальной крутизной к большим $\varepsilon_{\rm lon}$. Снижение амплитуд пиков упруго эмитированных фотоэлектронов и ускорение их смещения к большим $\varepsilon_{\rm lon}$ при увеличении $\hbar\omega$ от $\hbar\omega_4$ до $\hbar\omega_6$ вызваны увеличением вклада "горячих" фотоэлектронов в высокоэнергетическое крыло $n_e(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения. Затухание осцилляций в $n_e^*(\varepsilon_{\rm lon})$-распределениях с увеличением числа испущенных фононов объясняется, в основном, квантовой теорией неупругого рассеяния [21].

Для определения энергии фононов ($\hbar\Omega_d$), испускаемых фотоэлектронами, мы аппроксимировали $n_e^*(\varepsilon_{\rm lon})$-распределение, измеренное при $\hbar\omega = \hbar\omega_4$, с помощью простой функции, состоящей из монотонной подкладки и трех гауссовых контуров, сдвинутых друг относительно друга на $\hbar\Omega_d$. Варьируя $\hbar\Omega_d$ и другие подгоночные параметры, мы "подогнали" $n_e^*(\varepsilon_{\rm lon})$-распределение, измеренное при $\hbar\omega = \hbar\omega_4$. Наилучшая аппроксимация $n_e^*(\varepsilon_{\rm lon})$-распределения была достигнута при $\hbar\Omega_d = 96 \pm 1$ мэВ и ее результат показан точками на рис. 3. Полученная величина $\hbar\Omega_d$ превышает энергию LO-фононов [23] в GaN на ≈ 4 мэВ, а энергию IO-фононов [24] на ≈ 9 мэВ. Отличие измеренной нами $\hbar\Omega_d$ от известных энергий фононов вызвано, по-видимому, особенностью ОТП-спектрометра, завышающего энергию испускаемых фононов. Для пояснения этого утверждения рассмотрим "мысленный" эксперимент, в котором фотоэлектроны с энергией ε_0 выходят в вакуум вдоль нормали к поверхности фотокатода без испускания фононов. В этих условиях $\varepsilon_{\mathrm{lon}}$, измеренная ОТП-спектрометром, будет равна ε_0. Добавим в "мысленный" эксперимент упругое рассеяние фотоэлектронов на поверхности фотокатода. В этом случае при выходе в вакуум фотоэлектроны отклонятся от нормали к поверхности и их средняя $\varepsilon_{\mathrm{lon}}$, измеренная ОТП-спектрометром, окажется меньше ε_0. Если фотоэлектрон при выходе в вакуум испустит фонон с энергией ε_{ph} и диффузно рассеется на поверхности, то средняя $\varepsilon_{\mathrm{lon}}$ фотоэлектронов, измеренная ОТП-спектрометром, уменьшится не на ε_{ph}, а на большую величину. Завышение "измеряемой" энергии фононов произойдет и в том случае, если фотоэлектроны испускают поверхностные фононы, волновые вектора которых лежат в плоскости ОЭС-фотокатода. Дополнительное завышение энергии испускаемых фононов обусловлено диффузным упругим рассеянием фотоэлектронов электрическими полями случайно расположенных заряженных дефектов в ОПЗ и частично неупорядоченных диполей в (Cs,O)-слое, уширяющим угловое распределение фотоэлектронов в вакууме [22].

Таким образом, полученные результаты показали, что при выходе из p-GaN (Cs,O)-фотокатода в вакуум фотоэлектроны испускают каскад оптических фононов и что экситонные эффекты вносят существенный вклад в генерацию фотоэлектронов. Дальнейшие эксперименты с использованием модернизированного спектрометра с угловым разрешением позволят нам разделить вклады LO- и IO-фононов в неупругое рассеяние фотоэлектронов на p-GaN (Cs,O)-интерфейсе.

Авторы благодарны В.В. Лундину (ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе) за предоставление гетероструктур для изготовления фотокатодов и профессору H. Ibach за полезное обсуждение. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-02-00534).

---

1. O. Siegmund, J. Vallerga, J. McPhate, J. Malloy, A. Tremsin, A. Martin, M. Ulmer, and B. Wessels, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **567**, 89 (2006).
2. I. Mizuno, T. Nihashi, T. Nagai, M. Niigaki, Y. Shimizu, K. Shimano, K. Katoh, T. Ihara, K. Okano, M. Matsumoto, and M. Tachino, Proc. SPIE **6945**, 69451N (2008).
3. I. V. Bazarov, B. M. Dunham, X. Liu, X. Liu, M. Virgo, A. M. Dabiran, F. Hannon, and H. Sayed, J. Appl. Phys. **105**, 083715 (2009).
4. M. Piccardo, L. Martinelli, J. Iveland, N. Young, S. P. DenBaars, Sh. Nakamura, J. S. Speck, C. Weisbuch, and J. Peretti, Phys. Rev. B **89**, 235124 (2014).
5. J. Iveland, L. Martinelli, J. Peretti, J. S. Speck, and C. Weisbuch, Phys. Rev. Lett. **110**, 177406 (2013).
6. G. Vergara, A. Herrera-Gómez, and W. E. Spicer, J. Appl. Phys. **80**, 1809 (1996).
7. Z. Liu, F. Machuca, P. Pianetta, W. E. Spicer, and R. F. W. Pease, Appl. Phys. Lett. **85**, 1541 (2004).
8. Д. А. Орлов, В. Э. Андреев, А. С. Терехов, Письма в ЖЭТФ **71**, 220 (2000).
9. О. Е. Терещенко, Г. Э. Шайблер, А. С. Ярошевич, С. В. Шевелев, А. С. Терехов, В. В. Лундин, Е. Е. Заварин, А. И. Бесюлькин, ФТТ **46**, 1881 (2004).
10. C. H. Qiu, C. Hoggatt, W. Melton, M. W. Leksono, and J. I. Pankove, Appl. Phys. Lett. **66**, 2712 (1995).
11. В. Л. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, Р. Кайпер, А. Г. Миронов, Р. Эндерлайн, Б.-М. Эссер, *Электронная теория неупорядоченных полупроводников*, Наука, М. (1981).
12. A. J. Fischer, W. Shan, J. J. Song, Y. C. Chang, R. Horning, and B. Goldenberg, Appl. Phys. Lett. **71**, 1981 (1997).
13. D. D. Sell and P. Lawaetz, Phys. Rev. Lett. **26**, 311 (1971).
14. H. Haag, P. Gilliot, R. Lévy, B. Hönerlage, O. Briot, S. Ruffenach-Clur, and R. L. Aulombard, Phys. Rev. B **59**, 2254 (1999).
15. А. А. Пахневич, В. В. Бакин, А. В. Язьков, Г. Э. Шайблер, С. В. Шевелев, О. Е. Терещенко, А С. Ярошевич, А. С. Терехов, Письма в ЖЭТФ **79**, 592 (2004).
16. A. T. Winzer, G. Gobsch, R. Goldhahn, D. Fuhrmann, A. Hangleiter, A. Dadgar, and A. Krost, Phys. Rev. B **74**, 125207 (2006).
17. J. P. Long and V. M. Bermudez, Phys. Rev. B **66**, 121308 (2002).
18. M. Eyckeler, W. Mönch, T. U. Kampen, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 2224 (1998).
19. F. Bertazzi, M. Goano, X. Zhou, M. Calciati, G. Ghione, M. Matsubara, and E. Bellotti, Appl. Phys. Lett. **106**, 061112 (2015).
20. H. Lüth, *Solid Surfaces, Interfaces and Thin Films*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2010).
21. D. L. Mills, Prog. Surface Sci. **8**, 143 (1977).
22. В. В. Бакин, А. А. Пахневич, С. Н. Косолобов, Г. Э. Шайблер, А. С. Ярошевич, А. С. Терехов, Письма в ЖЭТФ **77**, 197 (2003).
23. V. Yu. Davydov, Yu. E. Kitaev, I. N. Goncharuk, A. N. Smirnov, J. Graul, O. Semchinova, D. Uffmann, M. B. Smirnov, A. P. Mirgorodsky, and R. A. Evarestov, Phys. Rev. B **58**, 12899 (1998).
24. V. J. Bellitto, B. D. Thoms, D. D., A. E. Wickenden, and R. L. Henry, Surf. Sci. **430**, 80 (1999).