

М.Г. НАХОДКІН, М.І. ФЕДОРЧЕНКО

Київський національний університет імені Тараса Шевченка
(Вул. Володимирська, 64/13, Київ 01601)

УДК 537.533.2

ФОТОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ КАТОДА Si-Gd-O

Методами фотоелектронної ($h\nu = 1,9-10,2$ еВ) та оже-електронної спектроскопії досліджено зміни електронних та емісійних властивостей фотокатода на основі багаточислової структури окислених атомів Gd на підкладці із Si(100) після напилення на його поверхню додаткових шарів атомів Gd та з часом перебування цієї структури в вакуумі. Було встановлено, що незважаючи на те, що робота виходу фотокатода на окремих етапах досліджень становила $\approx 0,5$ еВ, фотоемісія реєструвалась лише для $h\nu \geq 2,8$ еВ. Аналіз отриманих результатів досліджень дозволив запропонувати модель імовірної енергетичної структури фотокатода, яка узгоджується з експериментальними даними. У відповідності з цією моделлю приповерхнева область фотокатода складається із Gd_2O_3 товщиною ≈ 1 нм і шириною забороненої зони $\approx 5,3$ еВ. Відстань від рівня Фермі до дна зони провідності в об'ємній частині Gd_2O_3 дорівнює $\approx 2,7$ еВ. В забороненій зоні нижче рівня Фермі розташовані об'ємні локалізовані стани та заповнені поверхневі стани, зумовлені дефектами структури. На поверхні утворюється складний дипольний шар, відповідальний за зменшення роботи виходу.

Ключові слова: адсорбція, Gd, O, Si(100), окислення, Gd_2O_3 , робота виходу.

1. Вступ

Дослідження взаємодії рідкоземельних елементів з поверхнями напівпровідників стимулюється як можливістю практичного застосування цих систем, так і необхідністю вдосконалення фундаментальних знань про системи, до складу яких входять елементи з незаповненими f оболонками [1–5]. В своїх попередніх роботах ми дослідили цикли взаємодії атомів Gd та атомів кисню з поверхнями Si(113) та Si(100) [6–8] й встановили, що при формуванні багаточислової структури окислених атомів Gd можливо створити фотокатод із малою роботою виходу ($\varphi \approx 1$ еВ). В роботі [8] також було встановлено, що нанесення додаткових шарів атомів Gd на поверхню цього фотокатода змінювало його електронні та емісійні властивості, які з плином часу перебування в вакуумі змінювались. Зокрема робота виходу φ фотокатода зменшувалась до значення $\approx 0,5$ еВ. Але детального дослідження цього явища не було проведено, як і не була запропонована енергетична структура фотокатода.

Метою цієї роботи було продовження досліджень електронних та емісійних властивостей фотокатода на основі багаточислової структури окислених атомів Gd на підкладці із Si(100) після напилення на його поверхню додаткових шарів атомів Gd, експозиції в кисні та з часом перебування його в вакуумі для створення моделі електронної структури цього фотокатода. При цьому для того, щоб одержати нові особливості енергетичної структури фотокатода, ми розширили спектральний діапазон квантів, що збуджують фотоелектрони.

2. Методика експерименту

Дослідження проводились у вакуумній камері з базовим тиском $\approx 1 \cdot 10^{-10}$ тор. Як і в попередніх роботах [6–8], ми використовували дифракцію повільних електронів (ДПЕ), оже-електронну спектроскопію та фотоелектронну спектроскопію валентної зони з енергіями збуджуючих фотонів $h\nu = 7,7$ еВ і $h\nu = 10,2$ еВ. Фотони цих енергій одержувались за допомогою розряду у водні та монокроматора вакуумного ультрафіолету, виготовленого по схемі Сейя-Наміока [9]. За оцінками, зробленими в [10], інтенсивність потоку квантів при використанні інтенсивних ліній водневого розряду дорівнювала $\approx 10^{10}$ квантів за секунду ($\text{кв} \cdot \text{с}^{-1}$). В цій роботі додатково використовувались ще й лазерні діоди як джерела фотонів з енергіями квантів $\approx 1,9$ еВ, $\approx 2,3$ еВ, $\approx 2,8$ еВ і $\approx 3,1$ еВ. Інтенсивність потоку квантів цих джерел оцінювалась за

© М.Г. НАХОДКІН, М.І. ФЕДОРЧЕНКО, 2016

ISSN 0372-400X. Укр. фіз. журн. 2016. Т. 61, № 3

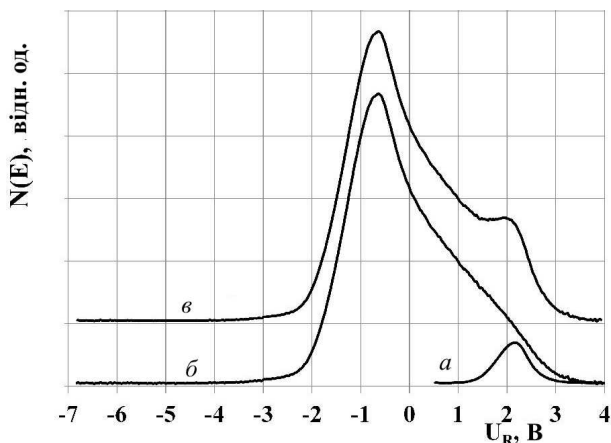


Рис. 1. ФЕС типового фотокатода, які збуджувались порізно: *a* – $h\nu = 3,1$ еВ; *b* – $h\nu = 10,2$ еВ; *c* – $h\nu = 10,2$ еВ та $h\nu = 3,1$ еВ одночасно

їх потужністю (10–100 мВт) в межах приблизно $\approx 10^{16}$ – 10^{17} кВ·с⁻¹. Для визначення розподілу фотоелектронів за енергіями фотоелектронних спектрів (ФЕС) ми використовували сферичний аналізатор гальмівного типу. Поверхня сфери була покрита двоокисом олова зі стабільною з часом φ . ФЕС наводились відносно рівня Фермі (E_F). Для енергій квантів 10,2 еВ та 7,7 еВ гальмівний потенціал (U_F), який відповідав E_F , визначався експериментально з ФЕС від металічних емітерів з помітною густиною станів біля E_F . Для лазерних джерел світла практично неможливо було знайти металічний фотокатод зі стабільною φ меншою, ніж енергія випромінюваних лазерами квантів. Тому величина U_F , яка відповідала E_F в ФЕС, збуджених лазерними джерелами, визначалась розрахунково, вважаючи, що при зменшенні енергії квантів світла на величину ΔE енергія електронів, що емітують з рівня E_F , зменшується теж на ΔE . Методика досліджень та приготування дослідних зразків описана в наших попередніх роботах [6–8]. Для аналізу змін світлочутливості (S) фотокатода в різних його станах та при різних $h\nu$ використовувались зміни значень інтегралів під відповідними кривими ФЕС при сталих значеннях потоку квантів. Оскільки абсолютні значення потоків квантів для кожного джерела світла нами не встановлювались, то наведені дані дозволяють лише якісно оцінювати відносні зміни величини S фотокатода для квантів з певною енергією. Враховуючи те, що інтенсивності лазерних джерел були у $\approx 10^6$ – 10^7 ра-

зів більшими за інтенсивності джерел з монохроматором, ми насамперед повинні були перевірити чи не змінюються властивості катода під дією таких інтенсивних джерел фотонів. Для цього вимірювались ФЕС, що збуджувались як лише фотонами з енергіями квантів 10,2 еВ (або 7,7 еВ), так і одночасною дією квантів з енергіями 10,2 еВ (або 7,7 еВ) та квантами лазерних джерел з меншими енергіями. На рис. 1 наведений один із прикладів таких ФЕС типового фотокатода Si–Gd–O, де по осі абсцис відкладається не $E - E_F$, а гальмуючий потенціал аналізатора спектра (U_R), для того щоб навести на ньому ФЕС, збуджені одночасною дією двох типів квантів з різними енергіями. Такі залежності були отримані ще й для $h\nu = 7,7$ еВ, але вони не наводяться, бо якісно не відрізняються від наведених. Всі ці залежності вказують, що ФЕС, збуджений квантами з $h\nu = 3,1$ еВ, збігається із різнцевим ФЕС між спектрами, збудженими одночасною дією квантів з різними енергіями 10,2 еВ та 3,1 еВ та лише дією квантів з однією енергією 10,2 еВ. Адитивність цих ФЕС вказує на те, що під дією потужних джерел світла з меншими енергіями квантів не відбувається суттєвих змін властивостей фотокатода.

Початковим зразком слугував фотокатод з φ близькою до 1 еВ, виготовлений за допомогою декількох циклів, що складались із таких етапів: осадження атомів Gd на поверхні Si(100), адсорбція атомарного кисню, відпал при $T \approx 600$ °С, як це більш детально описано в нашій попередній роботі [8]. Такий фотокатод виявився досить стабільним і зберігав свої властивості після ще багатьох циклів його випробування та при потребі відновлювався відпалом при 600 °С.

3. Результати досліджень

На рис. 2 наведені типові ФЕС фотокатода для $h\nu = 10,2$ еВ (2А) та $h\nu = 7,7$ еВ (2В) для одного із циклів його випробування, який складався із таких етапів: *b* – етапу початкового зразка фотокатода, *c*, *d* – етапів нанесення на його поверхню 1 моношару (МШ) Gd та *e*–*h* – етапів різного часу перебування у вакуумі. На рис. 2 кривими *a* для порівняння наведені ще й ФЕС для чистої поверхні Si(100) підкладки. Видно, що ФЕС фотокатода суттєво відрізняються від ФЕС підкладки наявністю максимуму при енергії ($E - E_F$) $\approx -5,4$ еВ (на

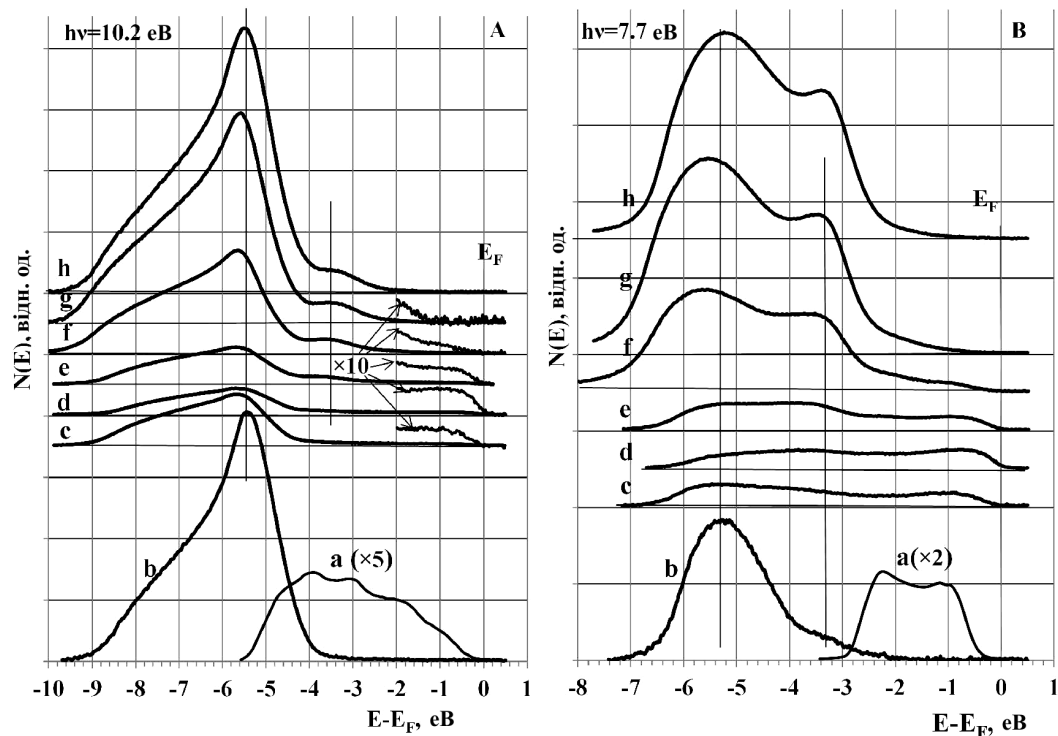


Рис. 2. ФЕС (А – $h\nu = 10,2$ еВ, В – $h\nu = 7,7$ еВ) фотокатода на різних етапах його випробування в одному із циклів досліджень: а – етапу атомарно чистої поверхні Si(100)-2 \times 1; б – етапу типового початкового зразка; с – після нанесення $\approx 0,5$ МШ Gd; д – після нанесення ≈ 1 МШ Gd; е, ф, г, h – етапи витримки системи з 1 МШ Gd у вакуумі протягом 1, 3, 6 та 12 діб, відповідно

5,4 еВ нижче E_F), який ми приписуємо, як і інші автори [11–16] для подібних систем, електронним станам $O2p$ оксиду гадолінію. Окрім того, за допомогою оже-електронних спектрів (ОЕС), ідентичних наведеним в нашій роботі [8] для подібної системи, можна дійти до висновку про практичну відсутність атомів Si та SiO_2 в приповерхневих шарах такого фотокатода. Оскільки наведені ФЕС в області ≈ 0 –6 еВ нижче E_F збігаються ще й із ФЕС для Gd_2O_3 , які вимірювались в [16], то ми вважаємо, що приповерхнева область нашого фотокатода складається переважно із оксиду гадолінію. Із літератури відомо, що Gd_2O_3 має ширину забороненої зони $E_g \approx 5,3$ еВ [17–21]. Все це дозволяє вважати, що основний внесок у фотоелектронну емісію належить електронам, збудженим із валентної зони в зону провідності приповерхневого шару Gd_2O_3 . Товщина цього шару може бути наближено оцінена ≈ 1 нм, якщо для цього використати глибину виходу фотоелектронів при $h\nu = 10,2$ еВ

[21]. При енергії фотонів 7,7 еВ на ФЕС початкового зразка (рис. 2В, крива б) крім максимуму при $\approx 5,2$ еВ нижче E_F спостерігається ще й група фотоелектронів із спектральною особливістю при енергії $\approx 3,2$ еВ нижче E_F . Очевидно [22], що глибина виходу фотоелектронів при $h\nu = 7,7$ еВ має більшу величину, ніж для $h\nu = 10,2$ еВ. Отже можна вважати, що фотоелектрони при $h\nu = 7,7$ еВ виходять із більших глибин. Тому вони більш інтенсивно розсіюються перед виходом у вакуум й їхній ФЕС стає більш симетричним. Можна припустити, що, по-перше, пік густини станів, розташований на $\approx 5,2$ еВ нижче E_F , зумовлений як електронами збудженими з $O2p$ станів оксиду гадолінію, так і розсіяними електронами, збудженими із валентної зони підкладки Si, а, по-друге, що спектральна особливість в ФЕС при $\approx 3,2$ еВ нижче E_F , зумовлена фотоелектронами, збудженими з проміжного шару між Si та Gd_2O_3 або навіть із підкладки Si.

На етапах додаткового нанесення на шар Gd_2O_3 спочатку 0,5 МШ, а потім ще такого ж шару атомів Gd до сумарного значення $\Theta_{Gd} \approx 1$ МШ, ФЕС знову трансформуються (криві *c* та *d* на рис. 2). По-перше, з'являється пік густини електронних станів біля E_F (стани $5d6s$ атомів Gd), що притаманно появі на поверхні фотокатода металевої плівки. По-друге, зменшується інтенсивність особливостей ФЕС в діапазоні $\approx 5,2-5,4$ еВ нижче E_F . По-третє, низькоенергетичний край ФЕС наближається до E_F , що зумовлено збільшенням φ . Крім того, наші теперішні дослідження та дослідження, проведені в [8], вказують на появу в ОЕС зразка з шаром окисленого Gd LVV лінії чистого Si та NVV лінії неокисленого Gd при нанесенні додаткових шарів Gd. Це дозволяє припустити, що при нанесенні додаткових шарів Gd біля поверхні виникають дефекти структури та зумовлені ними локалізовані електронні стани в забороненій зоні Gd_2O_3 .

На етапах витримки утвореної системи у вакуумі ФЕС поступово змінюються (рис. 2, *c-h*). Зменшується і практично зникає спектральна особливість, зумовлена станами $5d6s$ атомів Gd біля E_F . Зростає інтенсивність спектральної особливості ФЕС в інтервалі $\approx 5,2-5,4$ еВ нижче E_F . На ФЕС для $h\nu = 10,2$ еВ (рис. 2A) з'являється та збільшується, а на ФЕС для $h\nu = 7,7$ еВ (рис. 1B) більш помітно збільшується спектральна особливість ФЕС, розташована при $\approx 3,3-3,4$ еВ нижче E_F . Низькоенергетичний край кривих ФЕС зміщується в бік від E_F , що зумовлено зменшенням φ . Десь на етапі 4-5 доби витримки зразка у вакуумі значення φ зменшується до $\approx 0,5$ еВ. Одночасно зі змінами ФЕС відбуваються зміни в ОЕС. Відбувається зміна форми NVV лінії Gd, яка має місце при окисненні Gd. Всі ці зміни в ФЕС та ОЕС можна пов'язати з поступовим окисненням плівки атомів Gd, нанесеної на поверхню фотокатода під час перебування цієї системи у вакуумі. Окислення може бути зумовленим як киснем із вже існуючого шару Gd_2O_3 , так і киснем із залишкових газів в умовах надвисокого вакууму. Експозиція системи в молекулярному кисні до 50 Л O_2 ($1 \text{ Л} = 10^{-6} \text{ тор} \cdot \text{с}$) прискорювала окислення додаткового шару Gd, тоді як підвищення тиску залишкових газів у вакуумній камері на два порядки протягом декількох годин практично не впливало на швидкість зміни електронних властивостей по-

верхні. Це дозволяє дійти до висновку, що окислення атомів Gd на етапах перебування фотокатода у вакуумі відбувається за допомогою кисню із вже в існуючого шару Gd_2O_3 .

Логічно припустити, що низьке значення φ для поверхні Si внаслідок дії на неї атомів Gd та O, зумовлене формуванням складних дипольних шарів Gd-O-Gd та утворенням поверхні з негативним значенням електронної спорідненості. Але спеціально проведені експерименти показали, що освітлення утвореної поверхні навіть з $\varphi \approx 0,5$ еВ квантами світла червоного та зеленого лазерів з $h\nu \approx 1,9$ еВ та $h\nu \approx 2,3$ еВ зі значно більш інтенсивним потоком квантів ($\approx 10^{16} \text{ кВ} \cdot \text{с}^{-1}$), ніж у джерел з енергіями фотонів 7,7 еВ та 10,2 еВ ($\approx 10^{10} \text{ кВ} \cdot \text{с}^{-1}$), не викликає фотоелектронної емісії. Фотоефект виникає лише при використанні лазера з енергією квантів $\approx 2,8$ еВ. Цей факт може вказувати на те, що для збудження електронів в зону провідності у приповерхневій області існує енергетичний бар'єр більший за енергію квантів зеленого лазера ($h\nu \approx 2,3$ еВ), але менший за енергію квантів синього лазера ($h\nu \approx 2,8$ еВ). На жаль, більш точного значення бар'єра нами не було встановлено через відсутність у нас інтенсивних джерел світла між енергіями 2,4 еВ та 2,8 еВ. А цим бар'єром цілком логічно могла б бути ширина забороненої зони Gd_2O_3 , а також бар'єр на гетеропереході Si/ Gd_2O_3 . При проведенні нами експериментів зі слабо легованим Si *n*-типу (10 Ом·см) та з сильно легованим Si *p*-типу (0,02 Ом·см) можна було б очікувати утворення бар'єрів різної висоти на гетеропереході Si/ Gd_2O_3 . Різниця висот бар'єрів повинна була бути більшою принаймні половини забороненої зони Si—0,56 еВ. Але експерименти показали, що ніяких змін в умовах виникнення фотоефекта не спостерігалось. І тому ми припустили, що бар'єр фотоемісії якимось чином пов'язаний з шириною забороненої зони Gd_2O_3 .

На рис. 3 наведені типові ФЕС ($h\nu \approx 3,1$ еВ) для початкового зразка фотокатода в такому ж циклі досліджень, як і при більших $h\nu$ (7,7 еВ і 10,2 еВ), наведених на рис. 2. ФЕС на рис. 3 подібні до гаусівських кривих. Положення їхнього максимуму та протяжність залежать від етапу обробки поверхні фотокатода. Максимум ФЕС початкового фотокатода спостерігається при $|E - E_F| \approx 0,3$ еВ (крива *a*). Нанесення додаткових шарів атомів Gd в інтервалі ступенів покриття 0,5–1,0 МШ змінює йо-

го інтенсивність та положення відносно E_F (криві b і c). Також змінюється протяжність спектра, яка визначається положенням низькоенергетичного краю ФЕС відносно E_F , тобто φ . Положення максимуму ФЕС відносно E_F , його інтенсивність та протяжність спектра спочатку збільшуються й після проходження через максимум починають зменшуватися. Це означає, що на цих етапах має місце кореляція між положенням й інтенсивністю максимуму ФЕС, площею S під кривими ФЕС та роботою виходу, що видно на етапах 0–2 на рис. 5. На наступних етапах випробування фотокатода під час витримки його у вакуумі максимуми ФЕС спочатку збільшуються й зсуваються разом із низькоенергетичними краями ФЕС у бік більших абсолютних значень $|E - E_F|$ (криві d , e , f), а зі збільшенням часу перебування у вакуумі вони починають зменшуватися та зсуватися у зворотному напрямку (криві f і g), що видно на етапах 2–10 рис. 5, де наведені відповідні залежності S та φ від номера етапу випробування фотокатода. Якщо на етапах 2–4 та 7–10 має місце кореляція між S та φ , то на етапах 4, 5 і 6 вона відсутня. Ця обставина та наявність максимуму у залежності S від номера етапу на рис. 5 дозволяє стверджувати, що тут відіграють основну роль два конкуруючих процеси: по-перше, зменшення роботи виходу, що збільшує ймовірність виходу найбільш повільних фотоелектронів й, по-друге, окислення атомів Gd у приповерхневому шарі катода, що зменшує кількість поверхневих та локалізованих станів у забороненій зоні Gd_2O_3 в приповерхневій області фотокатода.

Потрібно відзначити, що окислений шар додатково нанесених атомів Gd, який зменшує φ поверхні до $\approx 0,5$ eV, є слабко зв'язаним й після відпалу до $T \approx 600$ °C він десорбується, а поверхня відновлює властивості початкового фотокатода. Не виключено, що відпал зменшує ще й напруження і концентрацію дефектів поблизу поверхні.

4. Обговорення результатів

Для аналізу експериментальних даних була запропонована модель електронної структури утвореного фотокатода (рис. 4). Ця модель схожа на моделі, які використовуються для пояснення фотоemisії з фотоemisітерів з широкою забороненою зоною [23]. У відповідності з цією моделлю приповерхне-

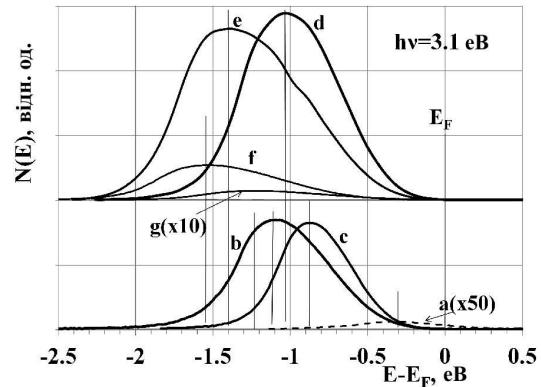


Рис. 3. ФЕС ($h\nu = 3,1$ eV) фотокатода на різних етапах його випробування в циклі досліджень, такому як на рис. 2 для більших $h\nu$: a – етап початкового фотокатода; b – етап після нанесення $\approx 0,5$ МПП Gd; c – після нанесення ≈ 1 МПП Gd; d , e , f та g – етапи витримки системи з 1 МПП Gd у вакуумі протягом 1, 3, 6 та 12 діб, відповідно

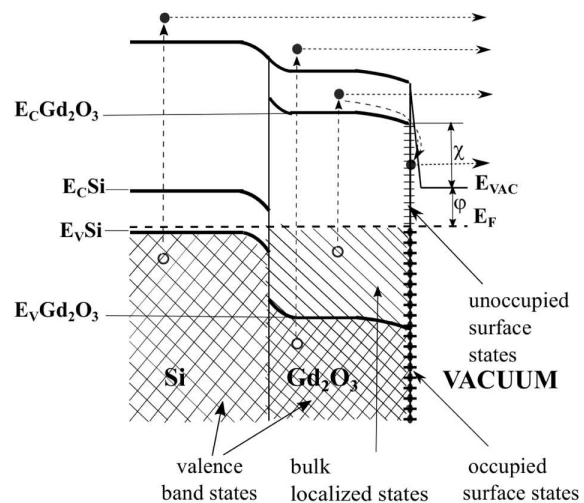


Рис. 4. Енергетична структура системи Si-Gd₂O₃

ва область початкового зразка фотокатода, який створюється обробкою атомарно чистої поверхні Si(100) за допомогою декількох етапів осадження атомів Gd, атомарного кисню та відпалу в умовах надвисокого вакууму, складається із оксиду гадолінію товщиною ≈ 1 нм. Ми припускаємо, що це Gd_2O_3 . Ширина забороненої зони Gd_2O_3 приблизно дорівнює 5,3 eV [17–21]. Відстань від E_F до дна зони провідності в об'ємній частині Gd_2O_3 приймається нами рівною $\approx 2,7$ eV, бо навіть для станів фотокатода, коли його $\varphi \approx 0,5$ eV, фотоелектрони збуджуються лише квантами з $h\nu \geq 2,8$ eV.

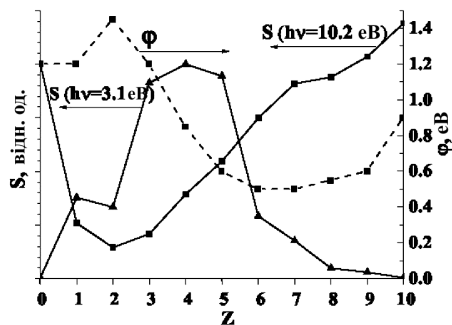


Рис. 5. Типові залежності S та φ від номера етапу одного циклу досліджень для $h\nu = 10,2$ еВ та $h\nu = 3,1$ еВ: $Z = 0$ – етап початкового зразка; 1 – нанесення $\approx 0,5$ МШ Gd; 2 – нанесення ≈ 1 МШ Gd; 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 та 10 – наступні етапи витримки катода у вакуумі протягом 1, 2, 3, 5, 6, 7, 9 та 12 діб, відповідно. S для $h\nu = 10,2$ нормувалось на значення S_0 , а для $h\nu = 3,1$ еВ на значення S_{\max}

В забороненій зоні нижче E_F розташовані об'ємні локалізовані стани та заповнені поверхневі стани, зумовлені дефектами структури. Вигин зон вниз поблизу поверхні не перевищує 0,1 еВ, оскільки при формуванні цієї структури ми не зафіксували якої-небудь значної зміни положення особливостей ФЕС відносно E_F при зменшенні φ . На поверхні утворюється складний дипольний шар, відповідальний за зменшення φ . Відстань від E_F до рівня вакууму (E_{VAC}) на поверхні дорівнює $\approx 1,2$ еВ. Отже, маємо поверхню з негативною електронною спорідненістю $\chi \approx -1,5$ еВ. Модель передбачає також збудження як повільних фотоелектронів < 2 еВ, так і фотоелектронів з більшими кінетичними енергіями. Кванти малих енергій ($h\nu \approx 2,8-3,1$ еВ) збуджують фотоелектрони малих енергій із дефектних станів, що знаходяться у забороненій зоні, тоді як кванти більших енергій ($h\nu = 7,7$ еВ та $10,2$ еВ) збуджують фотоелектрони в більшому діапазоні енергій, частина з яких може після розсіяння під час руху до поверхні втратити свою початкову енергію.

Застосуємо цю модель для якісного розгляду поведінки фотокатода під час типового циклу досліджень, який складався із описаних в попередньому розділі етапів. На рис. 5 наведені криві змін роботи виходу φ та світлочутливості S для двох енергій квантів 3,1 еВ та 10,2 еВ від номера етапу обробки для проведеного циклу досліджень. Ці дані взяті з обробки кривих, показаних на рис. 2 і 3. Такі залежності для $h\nu = 7,7$ еВ

не наводяться, бо вони якісно подібні до відповідних залежностей при $h\nu = 10,2$ еВ. Насамперед, ми звертаємо увагу на те, що значення S при $h\nu \approx 3,1$ еВ, які формуються повільними фотоелектронами, на декілька порядків величини менші від S при $h\nu = 10,2$ еВ, які формуються, головним чином, фотоелектронами з більшими кінетичними енергіями при $(E - E_F) \approx -5,3$ еВ. Цей факт є типовим, коли порівнюють домішковий і основний фотоелектри. По-друге, значення S при великих та малих енергіях квантів по-різному корелюють із зміною φ . Значення S для фотоелектронів, які збуджені квантами з енергіями 7,7 еВ і 10,2 еВ в широкому діапазоні зміни φ повністю корелює з цими змінами. При збільшенні φ значення S зменшуються, а при зменшенні навпаки збільшуються. Значення S більш повільних фотоелектронів, збуджених квантами менших енергій як збільшуються, так і зменшуються при зменшенні φ . Це зумовлено впливом на S повільних фотоелектронів як змін φ , так ще й зміни кількості локальних рівнів від дефектів та домішок у приповерхневому шарі фотокатода при нанесенні Gd та при витримці системи у вакуумі. Отже, запропонована енергетична модель нашого фотокатода не суперечить відомим до цього часу його властивостям й може слугувати для планування подальшого дослідження такої системи. Для перевірки та подальшого вдосконалення моделі необхідно провести дослідження оптичних властивостей та однорідності будови фотокатода.

5. Висновки

Методами електронної спектроскопії досліджено електронні та емісійні властивості фотокатода з малою роботою виходу $\varphi \approx 1,2$ еВ на основі багаточислової структури окислених атомів Gd (Gd_2O_3) на підкладці із Si(100). Застосування фотонів як з малими енергіями ($1,9$ еВ $< h\nu < 3,07$ еВ), так і з більшими енергіями ($7,7$ еВ $< h\nu < 10,2$ еВ) для досліджень фоточутливості та ФЕС фотокатода дозволили встановити в спектрах дві групи фотоелектронів. Одну – при збудженні фотонами з малими енергіями із локальних електронних станів та заповнених поверхневих станів у забороненій зоні Gd_2O_3 . Другу – при збудженні фотонами більших енергій із станів валентної зони Gd_2O_3 . Аналіз отриманих результатів досліджень та літератур-

ні дані дозволили запропонувати модель імовірної енергетичної структури фотокатода, яка узгоджується з експериментальними даними й може слугувати для планування нових досліджень та подальшого вдосконалення знань про такі системи.

1. H.D.V. Gottlob, A. Stefani, and M. Schmidt, *J. Vac. Sci. Technol.* **B27**, 258 (2009).
2. J.H.G. Owen, K. Miki, and D.R. Bowler, *J. Material Sciens* **41**, 4568 (2006).
3. D. Lee, D.K. Lim, S.S. Bae, S. Kim, R. Ragan, D.A. Ohlberg, Y. Chen, and R.S. Williams, *Appl. Phys. A* **80**, 1311, (2005).
4. H. Zhanq, Q. Zhanq, G. Zhao, J. Tang, O. Zhou, and L.C. Qin, *Am. Chem. Soc.* **127**, 13120 (2005).
5. Byung-Chun, R. Motohash, C. Lorder, and R. Jansen, *Nature Mater.* **5**, 817 (2006).
6. M.G. Nakhodkin and M.I. Fedorchenko, *Visn. Kyiv. Univ. Ser. Fiz. Mat. Nauky* **4**, 261 (2012).
7. M.G. Nakhodkin and M.I. Fedorchenko, *Visn. Kyiv. Univ. Ser. Fiz. Mat. Nauky* **1**, 239 (2014).
8. M.G. Nakhodkin, M.I. Fedorchenko, *Ukr. J. Phys.* **60**, 97 (2015).
9. М.Е. Акопян, И.И. Балякин, Ф.И. Вилесов, ПТЭ №6, 96 (1961).
10. В.К. Адамчук, Автореферат диссертации на соискание ученой степени к.ф.м.н. (ЛГУ, Ленинград, 1969).
11. K. Wandelt and C.R. Brundle, *Sur. Sci.* **157**, 162 (1985).
12. G. Molnar, G. Peto, and E. Kotai, *Vacuum*, **41**, 1640 (1990).
13. W.A. Henle, M.G. Ramsey, F.P. Netzer, R. Cimino, S. Witzel, and W. Braun, *Surf. Sci.* **243**, 141 (1991).
14. J.C. Chen, G.H. Shen, and L.J. Chen, *Appl. Surf. Sci.* **142**, 291 (1999).
15. Ya.B. Losovyj, D. Wooten, J.C. Santana, J.M. An, K.D. Belashchenko, N. Lozova, J. Petrosky, A. Sokolov, J. Tang, W. Wang, N. Arulsamyand, and P.A. Dowben, *J. Phys.: Condens. Matter.* **21**, 045602 (2009).
16. C.R. Abernathy, A.H. Gila, and A.H. Onstine, *J. Semicond. Sci. Technol.* **3**, No. 1, 13 (2003).
17. *Materials and Reliability Handbook for Semiconductor Optical and Electronic Devices*, edited by O. Ueda and S.J. Pearton (Springer, New York, 2013).
18. S.S. Derbeneva and S.S. Batsanov, *Dokl. AN SSSR* **175**, 1062 (1967).
19. S.S. Batsanov and E.V. Dulepov, *Sov. Phys. Solid State* **4**, 995 (1965).
20. К.А. Гшнейднер, *Сплавы редкоземельных металлов* (Мир, Москва, 1965).
21. Jun-Kyu Yang and Hunning-Ho Park, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 022104 (2005).
22. I. Lindau, W.E. Spicer, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **3**, 409 (1974).

23. А.А. Пахневич, В.В. Бакин, А.В. Язьков и др., Письма в ЖЭТФ **79**, №10, 592 (2004).

Одержано 22.01.09

Н.Г. Находкин, Н.И. Федорченко

ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ КАТОДА Si-Gd-O

Резюме

Методами фотоэлектронной ($h\nu = 1,9-10,2$ эВ) и оже-электронной спектроскопий исследованы электронные и эмиссионные свойства фотокатода на основе многослойной структуры окисленных атомов Gd на подложке из Si (100) после напыления на его поверхность дополнительных слоев атомов Gd и со временем пребывания этой структуры в вакууме. Было установлено, что несмотря на то, что работа выхода фотокатода на отдельных этапах исследований составляла $\approx 0,5$ эВ, фотоэмиссия регистрировалась только для $h\nu \geq 2,8$ эВ. Анализ полученных результатов исследований позволил предложить модель возможной энергетической структуры фотокатода, которая согласуется с экспериментальными данными. В соответствии с этой моделью приповерхностная область фотокатода состоит из Gd_2O_3 толщиной ≈ 1 нм и шириной запрещенной зоны $\approx 5,3$ эВ. Расстояние от уровня Ферми до дна зоны проводимости в объемной части Gd_2O_3 равно $\approx 2,7$ эВ. В запрещенной зоне ниже уровня Ферми расположены объемные локализованные состояния и заполненные поверхностные состояния, обусловленные дефектами структуры. На поверхности образуется сложный дипольный слой, ответственный за уменьшение работы выхода.

M.G. Nakhodkin, M.I. Fedorchenko

PHOTOELECTRON EMISSION FROM Si-Gd-O CATHODE

Summary

Electronic and emission properties of photocathodes fabricated on the basis of multilayered structures of oxidized Gd atoms deposited on the Si(100) surface and additionally covered with fresh layers of Gd atoms have been studied as functions of the structure holding time under vacuum, by using the methods of photoelectron ($h\nu = 1.9-10.2$ eV) and Auger electron spectroscopies. It is found that, although the photocathode work function is equal to about 0.5 eV at some research stages, the photoemission is registered only at $h\nu \geq 2.8$ eV. The analysis of the results allowed us to propose a model for the energy structure of the photocathode that agrees with experimental data. According to this model, the near-surface region of a photocathode, about 1 nm in thickness, consists of Gd_2O_3 with the energy gap width of about 5.3 eV. The distance from the Fermi level to the conduction band bottom equals about 2.7 eV in the Gd_2O_3 bulk. In the forbidden gap below the Fermi level, the bulk states and filled surface states associated with structural defects. A complicated dipole layer appears on the surface, and this gives the substantial reduction of the work function.