ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 6, № 4 (2005) С. 570-575

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V. 6, № 4 (2005) P. 570-575

УДК 621. 315. 592 + 535. 37

ISSN 1729-4428

П.В. Галій[1], Т.М. Ненчук[1], Л.І. Ярицька[2]

Екзоелектронна емісійна спектроскопія приповерхневого шару монокристалічного кремнію

[1]Львівський національний університет імені Івана Франка, факультет електроніки, 79005, Львів, вул. Драгоманова, 50; nenchuk@electronics.wups.lviv.ua
[2]Львівський Інститут пожежної безпеки МНС України, кафедра фундаментальних дисциплін, 79007, Львів, вул. Клепарівська, 35

Методом фототермостимульованої екзоелектронної спектроскопії (ФТСЕЕ) досліджені зразки монокристалічного кремнію із дефектним приповерхневим шаром, створеним низькотемпературною деформацією, внаслідок механічного скрайбування поверхні алмазним різцем. Проаналізовано можливі механізми виникнення максимумів ФТСЕЕ та природу екзоемісійно-активних центрів. На основі експериментально отриманих спектрів ФТСЕЕ, механічно скрайбованих алмазним різцем монокристалів кремнію, проведений розрахунок параметрів кінетики ФТСЕЕ і концентрації емісійно-активних центрів.

Ключові слова: екзоелектронна емісія, фототермостимульована екзоемісія, кремній.

Стаття поступила до редакції 16.03.2005; прийнята до друку 15.11.2005.

Вступ

Деформаційний вплив на поверхню твердого тіла обумовлює складний комплекс фізико-хімічних процесів і приводить до збурень в електронній підсистемі. Екзоемісійну активність можна розглядати як комплексну релаксаційну характеристику, яка відображає енергетичну нестабільність поверхневих шарів матеріалу. Наявність дефектів структури приводить до формування у напівпровіднику рівнів локалізації електронів і, відповідно, емісійно-активних центрів. Механічна обробка здійснює інтенсивний деформаційний вплив на поверхневі шари, як наслідок, відбувається генерація дислокаційної структури, точкових дефектів і їх комплексів.

Фото-, фототермостимульована екзоелектронна емісія напівпровідників може бути розглянута в рамках припорогового фотоефекту, квантовий вихід якого модулюється зміною густини електронних пасток в процесі фото-/фототермостимуляції [1, 2].

В роботі наведені результати дослідження ФТСЕЕ кремнію після скрайбування поверхні алмазним різцем. З метою ідентифікації емісійно-активних центрів (ЕАЦ) Si проведена оцінка їх концентрацій та енергії активації ФТСЕЕ за експериментально отриманими спектрами.

I. Методика експериментів

Об'єктами досліджень були зразки 10x10x0,4 мм^3, вирізані із пластин промислового бездислокаційного монокристалічного кремнію з орієнтацією поверхні (111), легованого бором (КДБ) і фосфором (КЕФ), та скрайбовані алмазним різцем в формі тригранної зрізаної піраміди при навантаженні на нього 0,6-1,2 Н. Для виявлення ширини зони порушеної структури і оцінки густини дислокацій застосовувався селективний травник. Оцінена, таким чином, ширина області концентрації механічних напружень досягала 250-300 мкм в околі скрайбованої канавки, а густина дислокацій – $0{,}3\cdot10^4$-$0{,}3\cdot10^6$ см$^{-2}$. ФТСЕЕ реєструвалась у температурному діапазоні 295-650 К за лінійним законом нагріву зі швидкостями $\beta = 0{,}15$-$0{,}2$ К/с. Максимальна температура, до якої може відбуватись нагрівання об'єкту, обмежується струмом термоелектронної емісії і іонізацією залишкових газів на спіралях нагрівника, що разом різко збільшує потік заряджених частинок, погіршуючи відношення сигнал/шум детектора електронів (вторинно-електронного помножувача – ВЕУ-6). Мінімальна довжина хвилі стимулюючого опромінення вибиралась виходячи із співвідношення $\nu \le 0{,}9\ \nu_0$ (ν_0- "червона" межа фотоефекту незбудженої поверхні матеріалу) [3]. Дослідження ФТСЕЕ проводились на

установці для дослідження поверхні твердих тіл, функціональна блок-схема якої описана в [4].

II. Результати та їх обговорення

На рис. 1,2 наведені спектри ФТСЕЕ пластин монокристалічного кремнію n- і p-типу, скрайбованих алмазним різцем, при послідовних нагрівах. Спектри ФТСЕЕ скрайбованих зразків у всьому температурному діапазоні (295-650 К) характеризуються значним ростом інтенсивності ЕЕ у порівнянні з ФТСЕЕ нескрайбованих, а також появою яскраво виражених піків при 370-460 К і 540-590 К, які відповідають температурам відпалу структурних точкових комплексів кремнію.

В [1] стверджується , що вплив дислокацій на ФТСЕЕ Si зводиться тільки до зменшення роботи виходу у місцях їх виходу на поверхню (для Si $\Delta\varphi$ складає 0,1-0,2 еВ). Проведені нами дослідження свідчать про їх набагато суттєвіший вплив на кінетику ФТСЕЕ.

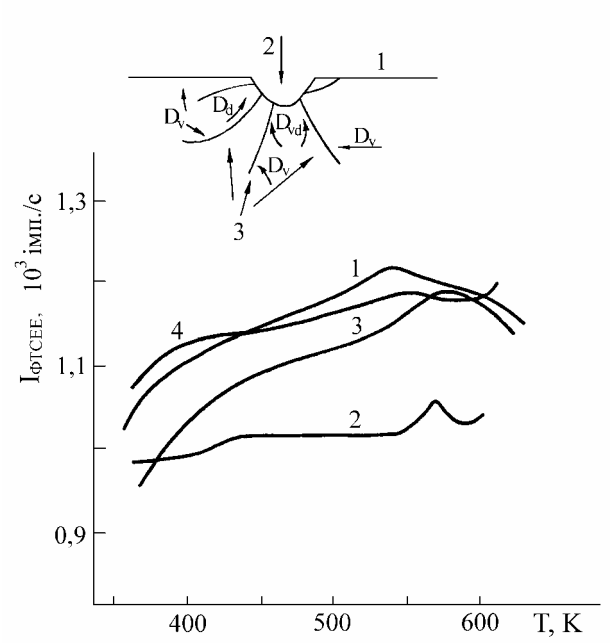

Рис. 1. Спектри ФТСЕЕ скрайбованого монокристалічного кремнію p-типу. Порядок нумерації кривих відповідає циклам нагріву. На вставці - схематичне представлення дифузії емісійно-активних центрів (ЕАЦ) в приповерхневому шарі скрайбованого c-Si, яка характеризується коефіцієнтами: об'ємної (D_v), дислокаційної (D_d) і об'ємно-дислокаційної (D_{vd}) дифузії (1 - поверхня, 2 - скрайб, 3 - дислокації).

2.1. Взаємодія дислокацій і точкових дефектів у спектрах ФТСЕЕ

Крім утворення каналів ефективної дифузії, дислокації також є місцями регенерації структурних точкових комплексів, як стоки і джерела вакансій, тобто на лініях дислокацій реалізується процес, зворотний до температурної дисоціації точкових

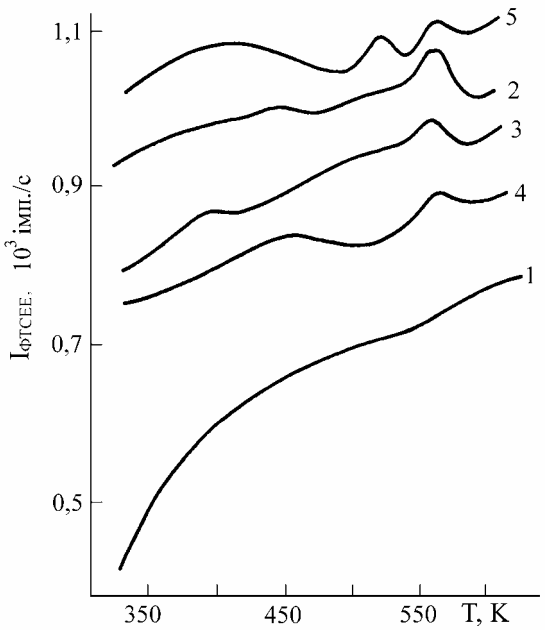

Рис. 2. Спектри ФТСЕЕ монокристалічного кремнію n-типу: нескрайбованого (1), скрайбованого (2-5). Порядок нумерації кривих (2-5) відповідає циклам нагріву.

комплексів.

Відомо, що у рівноважних умовах дислокації, оточені хмарками із атмосфер Котрелла-Сузукі [6-7], є місцями з підвищеною імовірністю зустрічі компонент для утворення точкових комплексів, які в свою чергу руйнуються із створенням рухомих вакансій при наступному нагріві. Так, в кристалах Si з високим (10^{18} см$^{-3}$) вмістом кисню швидкість зникнення ізольованих вакансій при низькотемпературному відпалі є значно вищою, ніж в Si, який містить порівняно мало (10^{15}-10^{16} см$^{-3}$) атомів кисню [7, 8]. Заряджені від'ємно вакансії в n-Si ефективно взаємодіють з позитивно зарядженими хімічними донорами V групи, утворюючи E-центри [9]. За даними ІЧ спектроскопії відпал при 423-493 К опроміненого нейтронами Si, призводить до виникнення нових типів центрів, складовими яких є вакансії і кисень [10]. Оскільки вакансії в Si рухливі при температурах дослідження ФТСЕЕ (енергія активації їх міграції становить 0,1-0,2 еВ [8]), то має місце ряд реакцій в матеріалі, а це в свою чергу впливає на експериментально отримувані спектри ФТСЕЕ. Регенерація точкових комплексів підтверджується тим, що послідовне термоциклювання зразків без попереднього збудження супроводжується подібними кінетиками ФТСЕЕ (рис. 1,2). У протилежному випадку спостерігалось би зменшення концентрації ЕАЦ і "невідтворюваність" спектрів ФТСЕЕ, внаслідок виснаження емісійно-активного приповерхневого шару.

Певна відмінність інтенсивностей максимумів в спектрах ФТСЕЕ і різниця їх температурних положень для кривих ФТСЕЕ, що відповідають

різним циклам нагріву повністю узгоджуються з твердженням про важливу роль дислокацій в екзоемісійному процесі як каналів дифузії до поверхні кристалу вакансій, які звільняються при термостимуляції з точкових комплексів, і місць регенерації останніх при охолодженні. Крім цього, слід відмітити, що в дислокаційній структурі при термоциклюванні можливим є зміни як на поверхні (при виході вакансій), так і на лініях дислокацій в приповерхневій області, зумовлені розвалом точкових комплексів, рухом їх складових, регенерацією точкових комплексів [11]. Відомо, що температурні інтервали відпалу точкових комплексів в кремнії достатньо широкі [12]. Наприклад, для A(VO)-центрів 570-650 К, бівакансійних – 500-550 К, E(PV)-центрів – 400-450 К, залежать від вихідного типу легування і технологічних фонових домішок кисню і вуглецю і задовільно корелюють з температурним областями появи максимумів ФТСЕЕ. Відсутність виснаження ФТСЕЕ при термоциклюванні свідчить про те, що постачання вакансій в емісійно-активний приповерхневий шар є можливим шляхом дифузії по дислокаційних каналах із значних глибин, а внаслідок обмежених товщин емісійно-активного шару і швидкостей дифузії спостерігаються відмінності в інтенсивностях і температурному положенні максимумів ФТСЕЕ монокристалічного Si.

2.2. Механізм ЕЕ механічно збудженого монокристалічного кремнію

Оскільки термостимульована ЕЕ відсутня з механічно збудженої поверхні Si без відповідної фотостимуляції, то, очевидно, що так як і в [1, 3] у нашому випадку емісія електронів обумовлена фотоелектронною емісією із локальних енергетичних рівнів термодинамічно нерівноважних вакансій приповерхневого шару. Емісія електронів з енергетичних рівнів дислокаційної природи [13], що не відпалюються при температурах реєстрації ЕЕ обумовлює певний постійний "фон" ЕЕ. Крім цього, в місцях виходу дислокацій робота виходу для кремнію зменшена на 0,1-0,24 еВ [14]. Проте вплив дислокацій в процесі ЕЕ є набагато важливішим і підтверджується спостережуваними особливостями ЕЕ при термоциклюванні зразків. Визначальним для появи максимумів у спектрах ФТСЕЕ є відпал точкових комплексів, локалізованих на дислокаціях, які є їх ефективними стоками, з наступною дифузією, звільнених вакансій до поверхні по дислокаційних каналах із значних глибин. Це підтверджується тим, що ФТСЕЕ не згасає із зростом кількості циклів нагріву. Крім того, оскільки дислокації виступають як стоки і джерела дефектів, то можливою є регенерація ЕАЦ на лініях дислокацій, з наступним їх відпалом. Для ідентифікації ЕАЦ, відпал яких обумовлює появу певних максимумів на кривих ФТСЕЕ, важливим є не тільки температурне положення максимуму ФТСЕЕ, а також енергія активації відпалу центрів і їх концентрація.

2.3. Кількісний аналіз кінетик ФТСЕЕ монокристалічного кремнію.

2.3.1. Оцінка концентрації емісійно-активних центрів.

Концентрація ЕАЦ у приповерхневому шарі ($N_{ЕАЦ}$) може бути оцінена за сумарною кількістю електронів Σ (екзосумою), емітованих при нагріванні кристалу за лінійним законом зі швидкістю β протягом часу τ від температури T_1 до T_2 [1, 15].

$$\Sigma = \beta\int_0^{\tau} I(t)dt = \int_{T_1}^{T_2} I(T)dT, \qquad (1)$$

де I(t) - інтенсивність струму ФТСЕЕ, t – час, а dT = βdt. З іншого боку, величину I(t) за [1, 15] можна подати у вигляді: $I(t)/S = \gamma_{BAK}(t)\times j_{h\nu}$, де S – площа поверхні зразка, $\gamma_{BAK}(t)$ – квантовий вихід фотоелектронної емісії з локального рівня вакансії, $j_{h\nu}$ – густина потоку фотонів, які падають на поверхню зразка при фотостимуляції. Квантовий вихід фотоелектронної емісії із станів близьких до стелі валентної зони в першому наближенні можна вважати пропорційним їх концентрації. У зв'язку з цим $\gamma_{BAK}(t) = \gamma\times N_{BAK} / N_v$, де γ – квантовий вихід фотоелектронної емісії з валентної зони із станів, розміщених поблизу її стелі, N_v – концентрація станів валентної зони, $N_{BAK}(t)$ – концентрація неглибоких рівнів вакансій в емісійно-активному приповерхневому шарі. Концентрація термодинамічно нерівноважних вакансій, генерованих при відпалі точкових комплексів кремнію, які є емісійно-активними центрами визначається як: $N_{BAK}(t) \cong N_{ЕАЦ}(t)$. Враховуючи стік вакансій не тільки до поверхні зразка, але і в об'єм: $N_{BAK}(t) \cong 0{,}5\times N_{ЕАЦ}(t)$.

Таким чином,

$$I(t)/S = \gamma_{BAK}\times j_{h\nu} = \gamma\times N_{ЕАЦ}(t)\times j_{h\nu}/2\times N_v \qquad (2)$$

У цілому концентрація ЕАЦ відпал яких обумовлює появу певного максимуму на кривих ФТСЕЕ кремнію:

$$N_{ЕАЦ} = \frac{2\times N_v\times\Sigma}{\gamma\times j_{h\nu}\times S\times\tau} \qquad (3)$$

Для монокристалічного Si: $N_v = 10^{22}$ см$^{-3}$ [16]; $\gamma = 10^{-5}$ (для енергії фотонів при реєстрації ФТСЕЕ) [17]; $j_{h\nu} \cong (10^{10}\text{-}10^{12})$ квант/с·см^2 (для джерел світла, застосовуваних при фотостимуляції).

Відмінності в кінетиці ФТСЕЕ кремнію, легованого бором (p-Si) або фосфором (n-Si) незначні (рис. 1,2), що обумовлено низькими концентраціями легуючих домішок в досліджуваних зразках, і кінетика ФТСЕЕ визначається терморуйнуванням однакових для обох типів провідності Si точкових комплексів, наприклад, кисневовмісних A(VO)-центрів. Концентрації A-центрів оцінені згідно рівняння (3) для зразків n- і p-типу кремнію змінюються в межах $1{,}2\cdot10^{16}\text{-}4{,}7\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ в різних циклах нагріву. Крім того, можна стверджувати, що низькотемпературні максимуми (350-475 К) ФТСЕЕ n-Si (рис. 2) не обумовлені відпалом E-центрів, оскільки оцінені за рівнянням (3) концентрації точкових комплексів, відповідальних за ці максимуми, перевищують на порядок концентрацію

фосфору у зразках, а температурні інтервали їх появи значно відрізняються від температурного діапазону відпалу Е-центрів (420-425 К) [12, 18].

2.3.2. Розрахунок енергії активації процесів, які зумовлюють ФТСЕЕ

При аналізі кривих ФТСЕЕ в якості характеристичних параметрів виділяють кількість і температурне положення максимумів ФТСЕЕ, їх інтенсивність, температуру початку росту струму ЕЕ. Аналіз вказаних параметрів може дати важливу інформацію про механізм ЕЕ, енергію активації процесів, відповідальних за появу максимумів на кривих ЕЕ. Відомо, що для кремнію енергія активації міграції вакансій є невеликою (0,18 еВ n-Si), порівняно з енергією активації відпалу (розвалу) точкових комплексів, які їх містять у своєму складі [12, 19], тобто швидкість реакції на першій стадії процесу з розвалом вакансійновмісних комплексів суттєво менша, ніж на другій - при міграції вакансій. Отже, параметри відпалу точкових комплексів – ЕАЦ можна оцінити аналізуючи відповідні піки і оцінюючи енергії активації процесів в піках ФТСЕЕ.

Для оцінки параметрів процесу відпалу точкових комплексів застосовано найбільш поширений метод, який використовувався в роботах [1, 20] для аналізу спектрів ФТСЕЕ кремнію. При цьому загальне рівняння термоактиваційного процесу представляється у вигляді:

$$\left|\frac{dN_{ЕАЦ}}{dt}\right| = \nu_0 \times N^{l}_{ЕАЦ} \times \exp(-E_a / kT), \qquad (4)$$

де ν_0 – частотний фактор, l – порядок кінетики процесу, E_a – енергія активації відпалу дефекту, який виступає в ролі ЕАЦ. Тут ν_0 – фактор для кінетики першого порядку, яка реалізується при відпалі вакансій і простих комплексів у кремнії з дифузією їх складових до стоків:

$$\nu_0 = \beta \times \frac{E_a}{kT^2} \times \exp(E_a / kT_{max}), \qquad (5)$$

де β – швидкість нагріву, T_{max} – температура максимуму струму емітованих електронів.

Для нагріву зразків з постійною швидкістю β рівняння (5) може бути записане у такому вигляді:

$$-\int_{N_0}^{N(T)} \frac{dN_{ЕАЦ}}{N^{l}_{ЕАЦ}} = \frac{\nu_0}{\beta} \times \int_0^T \exp(-\frac{E_a}{kT})dT, \qquad (6)$$

де N_0 - сумарна концентрація ЕАЦ, яка обумовлює пік ЕЕ.

Інтегрування, а потім логарифмування рівняння (6) дає вираз на основі якого оцінювалась енергія активації процесів, відповідальних за появу піків ФТСЕЕ: (l = 1)

$$Z \equiv \ln(-\ln\frac{N(T)}{N_0}) = -\frac{T_0}{T} + \ln\frac{\nu_0 \times T_0}{\beta}, \qquad (7)$$

де $T_0 = E_a/kT$. Значення енергії активації знаходилось графічним методом, як тангенс кута нахилу функції Z = f(1/T). Величини N(T) і N_0 необхідні для розрахунку, визначались із співвідношення величин площ під піком ФТСЕЕ, оскільки згідно рівняння (1), або ж

$$N_{ЕАЦ} \cong \sum_{j=1}^{n} \bar{I}_j \times \Delta t,$$

де j = 1, 2, 3... n, а

$$\bar{I}_j = \frac{I(t_j) + I(t_j + \Delta t)}{2}. \qquad (8)$$

Необхідно відмітити, що наведена процедура знаходження енергії активації є можлива для ізольованого (простого) максимуму. При перекритті максимумів ЕЕ необхідним є попереднє виділення елементарних піків.

Розраховані на основі експериментально отриманих спектрів ФТСЕЕ (рис. 1,2) механічно скрайбованих алмазним різцем монокристалів Si параметри кінетики ФТСЕЕ та концентрації ЕАЦ наведені в таблиці 1.

Таблиця 1

Параметри кінетики ФТСЕЕ Si та концентрації емісійно-активних центрів

Температура максимуму, К β = 0,15 К/с	Густина струму, $j\times10^{-16}$ А/см^2	Енергія активації (E_a), еВ	Частотний фактор, (ν_0), с$^{-1}$	Концентрація ЕАЦ ($N_{ЕАЦ}$), см$^{-3}$
570-580	1,28-1,76	1,2-1,5	(1,2-15)$\times10^{-9}$	(1,2-4,7)$\times10^{16}$

Визначені таким чином енергії активації для максимумів ФТСЕЕ, температурне положення яких відповідає термічним діапазонам відпалу А-центрів, у випадку n-Si змінюються залежно від циклу нагріву в межах $E_a \cong$ 1,27-1,5 еВ. Енергія активації відпалу А-центрів становить 1,3 еВ [12]. Таким чином, отримані величини енергії активації процесів, відповідальних за появу в температурному діапазоні 550-600 К максимумів ФТСЕЕ добре узгоджуються із відомими енергіями активації відпалу А-центрів, що підтверджує припущення про те, що А-центри є ЕАЦ ФТСЕЕ монокристалічного Si.

Висновки

Спектри ФТСЕЕ кремнію із дефектним приповерхневим шаром, створеним низькотемпературною деформацією, внаслідок механічного скрайбування алмазним різцем, свідчать, що екзоемісія відбувається за механізмом припорогової фотоелектронної емісії із локальних енергетичних рівнів: термодинамічно нерівноважних вакансій приповерхневого шару, які утворюються внаслідок відпалу в певних температурних діапазонах ЕАЦ, і дислокацій, що не відпалюються при температурах реєстрації ЕЕ, обумовлюючи постійний "фон" ЕЕ.

Відсутність виснаження ФТСЕЕ при термоциклюванні дозволяє зробити висновок про те, що постачання вакансій в емісійно-активний

приповерхневий шар здійснюється шляхом дифузії по дислокаційних каналах із значних глибин, крім того можливою є регенерація ЕАЦ на лініях дислокацій, які є ефективними стоками і джерелами дефектів, з наступним їх відпалом.

На основі експериментально отриманих спектрів ФТСЕЕ механічно скрайбованих алмазним різцем монокристалів кремнію проведений розрахунок параметрів кінетики ФТСЕЕ і концентрації ЕАЦ. Енергія активації відпалу дефектів становить 1,15-1,27 еВ, а їх концентрація змінюється в межах $1{,}2\cdot10^{16}$-$4{,}7\cdot10^{16}$ $см^{-3}$ в різних циклах нагріву. Порівняння їх з відомими величинами енергій активації, концентрацій і температурних діапазонів відпалу дефектів Si дозволило зробити висновок про те, що максимуми ФТСЕЕ обумовлені відпалом киснево-вакансійних А-центрів.

[1] Ю.Д. Дехтяр. Экзоэлектронная спектроскопия дефектов кремния // *Поверхность. Физика, химия, механика*, **9**, сс. 57-67 (1993).

[2] L. Oster, V. Yaskolko, J. Haddad. The Experimental Criteria for Distinguishing Types of Exoelectron Emission Mechanisms // *Phys. Status Solidi* (a), **187**(2), pp. 481-485 (2001).

[3] В.С. Кортов, А.И. Слесарев, В.В. Рогов. *Экзоэмиссионный контроль поверхностей деталей после обработки*. Наукова думка, К. 176 с. (1986).

[4] П.В. Галій, Т.М. Ненчук. Формування міжфазових границь на поверхнях сколювання монокристалічного кремнію // *Фізика і хімія твердого тіла*, **3**(3), сс. 470-481 (2002).

[5] [5]. P.V.Galiy, T.N.Nenchuk, J.M.Stakhira, J.M.Spitkovsky. *Dislocations and Exoemission Properties of Silicon // Поверхность. Физика, химия, механика.* **8**, сс. 61-65 (1993).

[6] И.И. Новиков. *Дефекты кристаллического строения металлов*. Металлургия, М. 193 с. (1983).

[7] J. Lu, D. Yang, J. Yang, D. Tian, Y. Shen, X. Ma, L. Li, D. Que. Process-induced defects in nitrogen doped Czochralski silicon in diode processes // *Physica B,* **308-310**, pp. 1173-1176 (2001).

[8] В.С. Вавилов, Н.П. Кекелидзе, Л.С. Смирнов. *Действие излучений на полупроводники*. Наука, М. 191 с. (1988).

[9] В.Б. Нейман, В.М. Сирацкий, М.Г. Соснин и др. Влияние термодоноров на радиационное дефектообразование в кремнии // *Физика и техника полупроводников*, **23**(2), сс. 250-252 (1989).

[10] Ю.В. Помозов, Л.И. Хируненко, В.И. Шаховцов, В.И. Яшник. Трансформация точечных дефектов при отжиге Si и Si:Ge, облученных нейтронами // *Физика и техника полупроводников*, **24**(6), сс. 993-996 (1990).

[11] Дж. Корбетт, Ж. Бургуэн. Дефектообразование в полупроводниках. *Точечные дефекты в твердых телах,* М., Мир, сс. 9-162 (1979).

[12] Н.В. Кузнецов, Г.Г. Соловьев. *Радиационная стойкость кремния*. М., Энергоатомиздат, 95 с. (1989).

[13] Ю.А. Осипьян, С.И. Бредихин, В.В. Кведер и др. *Электронные свойства дислокаций в полупроводниках.* М., Эдиториал УРСС, 320 с. (2000).

[14] G. Lagowski. Local changes of work function of Ge and Si // *Phys. Status Solidi,* **5**(2), pp. 555-561 (1964).

[15] Ю.Д.Дехтяр, Г.Л.Сагалович. Экзоэлектронная эмиссия монокристаллического кремния и ее практическое применение // *Изв. АН СССР. Сер.физ.*, **52**(8), сс. 1611-1613 (1988).

[16] *Материалы, используемые в полупроводниковых приборах. Справочник*, М., Мир, 349 с. (1968).

[17] А. Соммер. *Фотоэмиссионные материалы*. М., Энергия, 176 с. (1973).

[18] А.А. Чернышев. *Основы надежности полупроводниковых приборов и интегральных микросхем*, М., Радио и связь, 255 с. (1988).

[19] Ж. Бургуэн, М. Ланно. *Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты*, Мир, М. 304с. (1985).

[20] P.V. Galiy, T.M. Nenchuk, J.M. Stakhira. Thermostimulated Exoelectron Studies of Porous Silicon *// Phys. Status Solidi(b)*, **212**(1), pp. R7-R8 (1999).

P.V. Galiy[1], T.M. Nenchuk[1], L.I. Yarytska[2]

Exoelectron Emission Spectroscopy of Nearsurface Layer of Monocrystalline Silicon

[1]Ivan Franko National University of Lviv, Department of Electronics 79005, Lviv, 50 Dragomanov str.;
nenchuk@electronics.wups.lviv.ua
[2]Institute of the Fire Defence of Lviv MOE of Ukraine, Chair of Fundamental Sciences
79007, Lviv, 35 Klepariv Str.

The defect nearsurface layer obtained by low temperature deformation due to mechanical scribing of the monocrystalline Si (111) surface by diamond cutter have been studied by method of photothermostimulated exoelectron spectroscopy. The probable mechanisms of photothermostimulated exoelectron emission (PTSEE) maxima appearance and the nature of emissive active centres are considered. The calculations of PTSEE kinetics parameters and concentrations of emissive active centres were conducted on the base of experimental PTSEE spectra of mechanically scribbed c-Si.