

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЧАСТИЦ С КОНДЕНСИРОВАННЫМ ВЕЩЕСТВОМ

PACSnumbers: 61.05.jh, 61.72.Cc, 61.72.Dd, 61.80.Jh, 61.82.Bg, 81.40.Ef, 81.40.Wx

Генерація дефектів поверхні Al(111) під впливом іонів Ar⁺ низької енергії

М. О. Васильєв, І. М. Макеєва, В. О. Тіньков, С. М. Волошко*

*Институт металлофизики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульв. Акад. Вернадського, 36,
03680, МСП, Київ-142, Україна*

**Національний технічний університет України «КПІ»,
вул. Політехнічна, 35,
03056 Київ, Україна*

У роботі детально вивчено дозову залежність генерації та відпалу точкових дефектів, індукованих бомбуванням поверхні монокристалу Al(111) йонами Ar⁺ з енергією 600 еВ у надвисокому вакуумі за допомогою методи дифракції повільних електронів. Показано можливість аналізу зміни інтенсивності дифракційних рефлексів повільних електронів безпосередньо в процесі йонного бомбування, що виключає ефект відпалу при подальшій витримці за кімнатної температури. На основі аналізу дифракційних рефлексів одержано значення енергії активації точкових дефектів.

В работе детально изучена дозовая зависимость генерации и отжига точечных дефектов, индуцированных бомбардировкой поверхности монокристалла Al(111) ионами Ar⁺ с энергией 600 эВ в сверхвысоком вакууме с помощью метода дифракции медленных электронов. Показана возможность анализа изменения интенсивности дифракционных рефлексов медленных электронов непосредственно в процессе ионной бомбардировки, что исключает эффект отжига при последующей выдержке при комнатной температуре. На основе анализа дифракционных рефлексов получены значения энергии активации точечных дефектов.

Dose dependence of generation and annealing of point defects induced by the bombardment of Al(111) single-crystal surface by Ar⁺ ions with energy of 600 eV in extra-high vacuum is studied in detail using the method of low-energy electron diffraction. Possibility of analysis of changes in intensity of diffraction reflexes of slow electrons directly during ion bombardment that excludes annealing effect at subsequent holding at room temperature is shown. Based on analysis of diffraction reflexes, values of activation energy of point de-

fects are obtained.

Ключові слова: точкові дефекти, поверхня, монокристал, йонне бомбування, дифракція повільних електронів.

(Отримано 20 червня 2014 р.)

1. ВСТУП

Відомо, що низькоенергетичне бомбування йонами інертних газів поверхні твердого тіла широко застосовується в багатьох областях науки і техніки. Зокрема, пучки йонів Ar^+ , He^+ , Ne^+ в енергетичному діапазоні $\approx 0,2\text{--}6$ кеВ часто використовуються для одержання атомно-чистих монокристалічних граней [1, 2], а також для керованого розпорощення поверхневих шарів, щоб одержати пошарові профілі розподілу певних властивостей [3, 4]. Низькоенергетичні йонні пучки (зонди чи мікрозонди) застосовуються в низці методів поверхневої аналізи, зокрема, в спектроскопії йонного розсіяння (CIP) [5], вторинній йонній мас-спектрометрії (ВІМС) [6–9] та в методах йонної літографії [10]. Йонне бомбування також широко використовується, щоб змінити хімічну активність металевих поверхонь [11–13]. Низькоенергетичне йонне бомбування знайшло також широке застосування й в методі вакуумного осадження захисних і зносостійких покриттів [14–16].

Для розуміння механізму впливу йонного бомбування на структуру і властивості поверхні матеріалів дуже важливо знати природу поверхневих дефектів, які виникають внаслідок такого оброблення. Встановлено, що у випадку напівпровідників йонне бомбування може призвести до аморфізації поверхневої ґратниці [17, 18]. Порівняно з напівпровідниками поверхневі шари металів не аморфізуються, однак при збільшенні дози йонного бомбування може відбуватися часткове розупорядкування [19–24]. На відміну від напівпровідників, у металах відбувається відпал дефектів навіть при кімнатній температурі, що створює серйозні експериментальні труднощі в дослідженні цієї проблеми. Крім того, є також складнощі у визначенні типу і концентрації поверхневих дефектів. Передбачається, що дефекти, які виникли внаслідок йонного бомбування поверхні металу, складаються з поодиноких вакансій, скупчень вакансій (чи вакансійних кластерів), комплексів вакансія–йон, міжвузловинних агломератів, Френкелевих дефектів, сходинок і дислокаційних петель [1, 12, 25–27]. Співвідношення між різними типами дефектів залежить від типу металу та йона, а також від енергії й дози бомбування.

Надійною метою вивчення процесу низькоенергетичного йонного руйнування поверхневої області, що включає кілька атомових

шарів, є дифракція повільних електронів (ДПЕ). Метода ДПЕ уможливило одержати інформацію про висоту атомових сходинок і, до певної міри, про ширину терас на атомно-чистих поверхнях [27]. Попередні дослідження методом ДПЕ дефектів поверхні, викликаних йонним бомбуванням, показали, що таке оброблення може змінити як інтенсивність, так і ширину дифракційних пучків [17, 19–21, 25]. Якобсон і Вехнер [17] уперше досліджували вплив бомбування йонами Ar⁺ з енергіями до 1 кеВ поверхні Ge(111) на розподіл інтенсивності рефлексів ДПЕ в енергетичному діапазоні 15–200 еВ. Було встановлено, що при збільшенні йонної дози спостерігається експоненційне зменшення інтенсивності дифракційного рефлексу. Ці результати було пояснено за допомогою моделю, в якому зроблено припущення, що кожен спадний йон відповідає за певну зруйновану (дефектну) площу розміром \bar{a} . Відповідно до цього моделю частка зруйнованої поверхні θ визначається як

$$d\theta/dD = (1 - \theta)\bar{a}, \quad (1)$$

де D — доза йонного бомбування. Розв'язком даного рівняння є

$$\theta = 1 - \exp(-\bar{a}D), \quad (2)$$

тобто непошкоджена площа $(1 - \theta)$ експоненційно зменшується зі збільшенням дози.

У роботах [20, 21] за допомогою методи ДПЕ було також вивчено руйнування поверхонь Mo(011), Mo(110) і W(110), що викликані бомбуванням йонами Ne⁺, Ar⁺, Kr⁺ або Xe⁺. Було показано, що зменшення інтенсивності дифракційних піків у діапазоні 25–1000 еВ є функцією йонної дози й енергії. За допомогою методи Якобсона і Вехнера [17] було визначено середню площу руйнування поверхні на один спадний йон, яка за енергії йонів у 50 еВ дорівнює $\approx 0,6 \cdot 10^{-15}$ см²/йон як для йонів Ne⁺, так і для Xe⁺, а при енергії йонів у 1000 еВ для Ne⁺ дорівнює $25 \cdot 10^{-15}$ см²/йон, а для Xe⁺ — $9 \cdot 10^{-15}$ см²/йон. Картину ДПЕ з поверхонь Mo було відновлено нагріванням при 873–923 К. Також було знайдено, що розширення пучка відбувалося тільки при бомбуванні йонами Ne⁺, і воно залежало від йонної дози.

В роботах [23, 24] термічний відпал дефектів поверхні Al(111) було вивчено за допомогою методи спектроскопії йонного розсіяння. Вплив термічних процесів було досліджено шляхом виміру висоти піків йонного розсіяння після припинення опромінювання для різних температур зразка. Для повного відпалу зруйнованої поверхні зразок необхідно було нагріти до температури 450 К.

У наведених роботах всі експерименти виконувалися з великою затримкою в часі між процесом опромінювання йонами і вимірами. Така методика не дозволяє одержувати достовірні дані про кіль-

кість дефектів і про кінетику подальшого відпалу.

Мета даної роботи — вивчення структурних дефектів атомно-чистої поверхні Al(111) безпосередньо під час процесу низькоенергетичного йонного опромінювання і наступного відпалу за допомогою методи ДПЕ. Передбачається утворення тільки точкових дефектів внаслідок того, що використовувалися тільки низькоенергетичні йони і малі дози опромінення.

2. ДОСЛІДЖУВАНИЙ МАТЕРІЯЛ ТА МЕТОДИКА АНАЛІЗИ

Досліджуваним зразком був монокристал Al(111), виготовлений за стандартною технологією. Кристал, що мав розміри $10 \times 10 \times 3$ мм, був механічно відполірований за допомогою алмазної пасту, а потім піддавався електрополіруванню. Дослідження були виконані у надвисоковакуумному електронному спектрометрі, що уможлилював досліджувати зразки методами дифракції повільних електронів та Оже-електронної спектроскопії [28]. Підготовка зразка у надвисоковакуумній камері спектрометра складалася з декількох циклів розпорошення йонами Ar^+ з енергією 600 еВ і відпалу при температурі 350°C . Поверхня вважалася чистою, якщо (1×1) — картина ДПЕ не змінювалася після подальшого оброблення. З метою дослідження поведінки рефлексів ДПЕ у процесі йонного бомбування і наступного нагрівання були виміряні інтенсивність і форма рефлексів за допомогою точкового фотометра.

Поверхня зразка бомбувалася йонами Ar^+ під кутом падіння 45° . Тиск аргону під час опромінювання в надвисоковакуумній камері був $(2-4) \cdot 10^{-3}$ Па. Під час бомбування енергія йонів E_i і доза опромінення D змінювалися від 100 до 400 еВ та від 10^{13} до 10^{16} йон/см² відповідно. Мірвання методом ДПЕ виконано при енергіях пучка первинних електронів 90 еВ для дзеркально відбитого рефлексу (00).

Важливим моментом роботи є те, що рефлекси ДПЕ виміряні безпосередньо в ході йонного бомбування та наступного відпалу.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

На першій стадії дослідження були виконані детальні виміри інтенсивності та ширини дифракційного рефлексу (00) залежно від йонної дози. Було показано, що форма просторового профілю дифракційного рефлексу (00) не змінюється при йонних дозах $D < 2 \cdot 10^{15}$ йон/см². Лише при більш високих дозах на $I_{00}(E_i)$ -кривих спостерігалися незначні зміни ширини дифракційного рефлексу та зсув енергетичного піка в бік більш високих енергій на величину 2–5 еВ.

Проте набагато сильніше йонне опромінення при дозах $D < 2 \cdot 10^{15}$ йон/см² впливає на інтенсивність дифракційних рефлексів. Основ-

ним ефектом при цьому є зменшення їх інтенсивності зі збільшенням дози опромінення і енергії спадних йонів. На рисунку 1 наведено приклад типової залежності інтенсивності рефлексу (00) від часу бомбування, тобто дозова залежність, для $E_i = 300$ еВ. Аналіза великого числа експериментальних залежностей $I(D)$ показала, що для кожної енергії йонів E_i є власне максимальне значення дози, вище якої інтенсивність I не змінюється. Це кінцеве значення інтенсивності, звичайно, складає 0,13 від початкової інтенсивності I_0 . Ми використовували методу, подібну тій, що була використана Якобсоном і Вехнером [17], де функція $I(D)$, відповідно до формули (1), була представлена експоненційною залежністю:

$$I/I_0 = \exp(-2 \bar{a} D). \quad (3)$$

До того ж було зроблено припущення, що руйнування поверхні викликано утворенням тільки точкових дефектів в умовах малих доз опромінення. Графік залежностей відношення інтенсивностей I/I_0 від значення дози при різних енергіях бомбівних йонів на напівло-

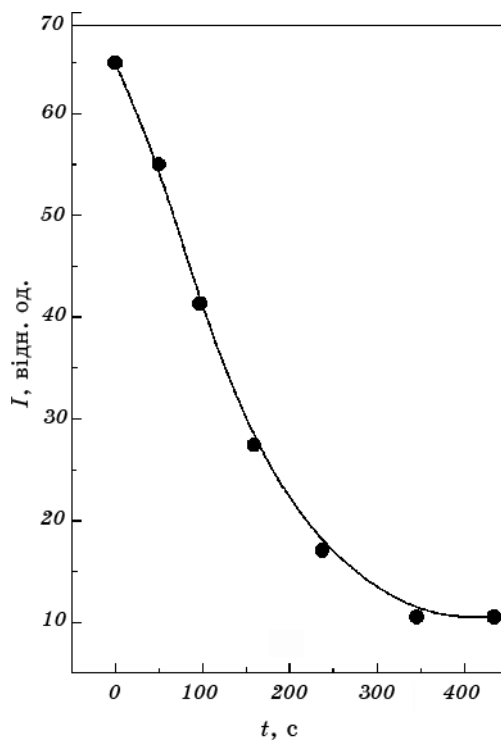


Рис. 1. Залежність інтенсивності дифракційного рефлексу (00) від часу бомбування йонами Ar⁺ поверхні Al(111): $E_i = 300$ еВ, $E_0 = 90$ еВ.

гарифмічній шкалі представляє собою, принаймні, в області малих доз, прямі лінії.

Низку характерних прямих ліній залежності $\ln(I/I_0) = f(D)$ для поверхні Al (111) при декількох значеннях енергії бомбівних йонів представлено на рис. 2. Середня площа руйнування поверхні, що припадає на один спадний йон (\bar{a}), може бути одержана з кута нахилу прямих. Як показано на рис. 3, для поверхні Al(111) \bar{a} монотонно зростає в діапазоні E_i від 100 до 300 еВ. При більших значеннях E_i процес дефектоутворення істотно уповільнюється.

Треба зазначити, що значення \bar{a} , яке було одержано за кімнатної температури через 15 хвилин після закінчення йонного бомбування, було менше на один порядок порівняно з даними на рис. 3. Ці результати чітко вказують на те, що швидкий термічно-активований процес відбувається навіть за кімнатної температури.

На другому етапі даної роботи за допомогою методи ДПЕ вивчалася кінетика відпалу дефектів, що створюються йонним бомбуванням. З метою визначення параметрів відпалу дефектів були виміряні інтенсивності рефлексу (00) при $E_0 = 90$ еВ безпосередньо при ізотермічному відпалі опроміненого монокристалу Al(111).

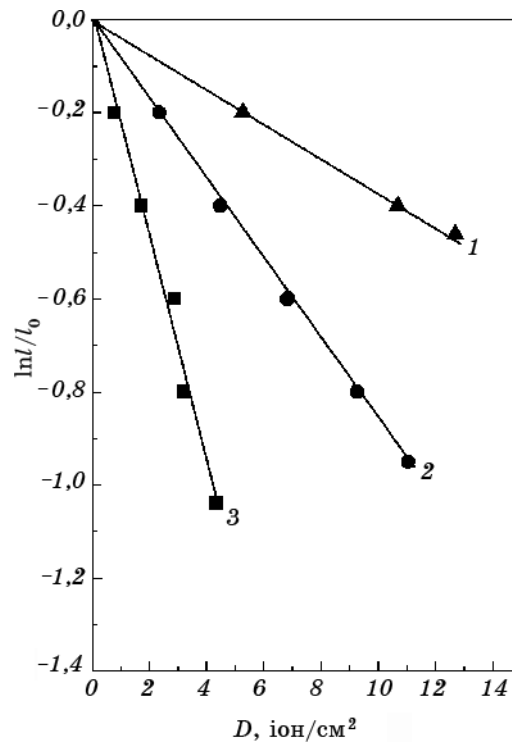


Рис. 2. Залежність $-\ln(I/I_0)$ від дози бомбування для Al(111): $E_0 = 90$ еВ.

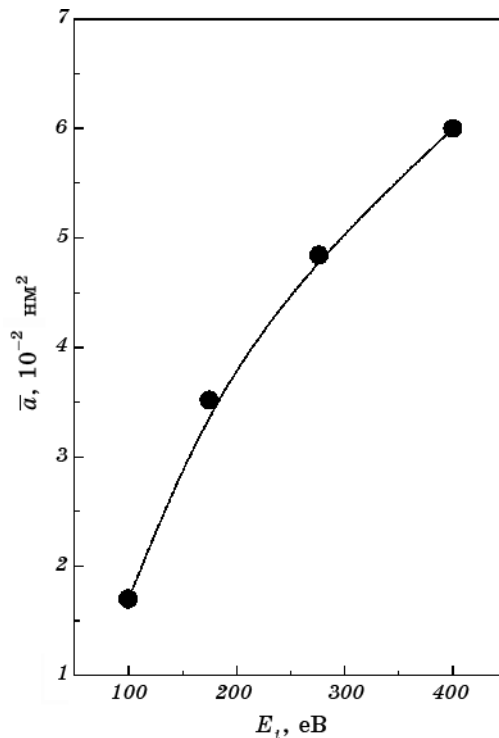


Рис. 3. Залежність середньої площі руйнування \bar{a} , що створює один спадний йон, від енергії йонів Ar⁺ для Al(111).

Дефекти були створені за кімнатної температури бомбуванням йонами Ar⁺ з енергією $E_i = 300$ eV при дозі $6 \cdot 10^{14}$ йон/см². Як тільки монокристал Al(111) одержав вказану дозу опромінення, йонний пучок виключався і зразок нагрівали до температури відпалу. Інтенсивність дифракційного рефлексу (00) була записана від часу початку відпалу доти, поки досягалось постійне значення I_v . Декілька ізотермічних кривих для температур відпалу в діапазоні 150–350°C показано на рис. 4. Спостерігається значне збільшення інтенсивності дифракційного рефлексу в межах усього використовуваного діапазону температур, тобто від 150°C до 350°C. З рисунка 4 також випливає, що функція залежності інтенсивності рефлексу (00) від часу відпалу $I(t)$ уможливило охарактеризувати криві при постійному часі, вище якого руйнування поверхні не спостерігається. Як видно з рис. 4, криві для різних температур досягають значення насичення. З іншого боку, час, необхідний для насичення, істотно залежить від температури відпалу. Для того, щоб визначити параметри відпалу дефектів, ми використовували відношення між інтенсивністю ДПЕ і концентрацією точкових дефектів n [17]:

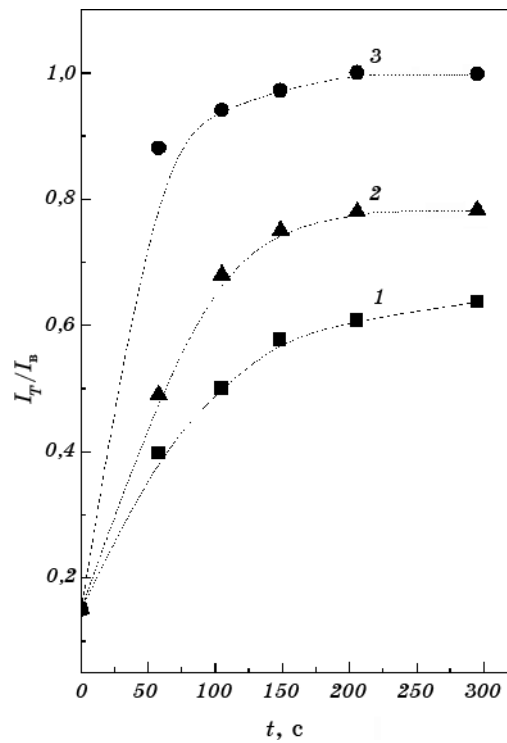


Рис. 4. Залежність інтенсивності дифракційного рефлексу (00) від часу t при ізотермічному відпалі для Al(111) при температурах: 1 — 150°C, 2 — 250°C, 3 — 350°C.

$$I_T = I_B [1 - \bar{a}n(t)^2]. \quad (4)$$

Графік величини $\ln[1 - (I_T/I_B)^{1/2}]$, як функції часу ізотермічного відпалу t для фіксованої \bar{a} , дає можливість визначити безпосередню залежність концентрації дефектів n від t . Одержані залежності є системою ізотерм у вигляді прямих ліній (рис. 5). Отже, можна стверджувати, що концентрація дефектів при ізотермічному відпалі змінюється за експоненціальним законом, тобто:

$$n = n_0 \exp(-t/\tau), \quad (5)$$

де τ — це середній час життя дефекту, що залежить від температури.

Як відомо [29], режим відпалу дефектів для одиначної енергії активації є описується рівнянням:

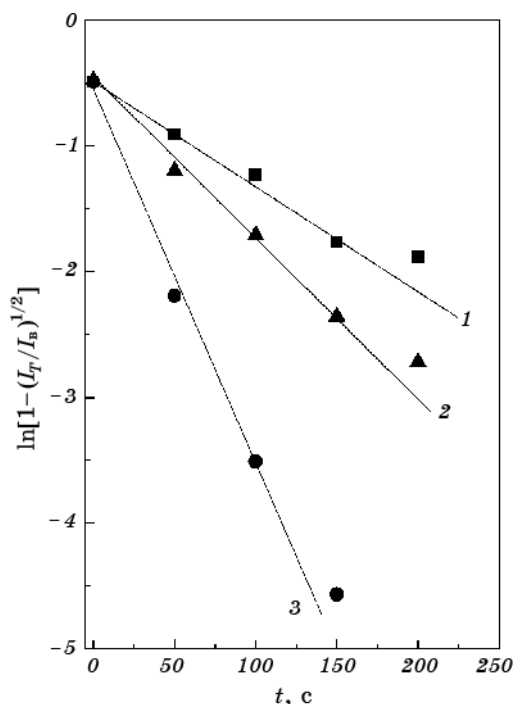


Рис. 5. Залежність $-\ln[1 - (I_T/I_B)^{1/2}]$ від часу t за ізотермічного відпалу для Al(111) при температурах: 1 — 150°C, 2 — 250°C, 3 — 350°C.

$$dn/dt = K_0 n^\alpha \exp\{-\varepsilon/(kT)\}, \quad (6)$$

де K_0 — кінетичний коефіцієнт, k — Больцманова стала, α — порядок реакції відпалу.

Дифузія дефектів до фіксованого числа стоків відповідає реакції першого порядку ($\alpha = 1$). Анігіляція вакансії та атома проникнення при однаковій концентрації цих дефектів відповідає другому порядку ($\alpha = 2$). Важливо знати чисельні значення порядку реакції для того, щоб проаналізувати режим відпалу дефектів. Інтегрування рівняння (6) дає:

$$n = n_0 \exp(-t/\tau), \quad (7)$$

$$\tau = K_0^{-1} \exp\{\varepsilon/(kT)\} \text{ для } \alpha = 1, \quad (8)$$

$$(1/n^{\alpha-1}) - (1/n_0^{\alpha-1}) = (\alpha - 1)K_0(t - t_0) \exp\{-\varepsilon/(kT)\} \text{ для } \alpha \neq 1. \quad (9)$$

Отже, в нашому випадку експоненційна залежність концентрації дефектів від часу в ході ізотермічного відпалу вказує на те, що реакція відпалу відповідає 1-му порядку. Застосувавши методу перері-

зів [30] до системи ізотерм, можна побудувати залежність у вигляді прямої лінії з кутом нахилу ε/k (рис. 6). За цими даними було визначено, що значення енергії активації відпаалу ε для Al(111) дорівнює 0,19 еВ.

Добре відомо, що значення інтенсивності рефлексів ДПЕ дуже чутливі до руйнування поверхні бомбуванням низькоенергетичними йонами, але розрізнити різні типи поверхневих дефектів неможливо. Однак, ґрунтуючись на низькому порядку реакції відпаалу, ми можемо очікувати, що йонне бомбування при низьких значеннях E_i і D призводить до утворення тільки простих точкових дефектів, в основному, вакансій і закритих Френкелевих пар. У процесі термічної активації Френкелевої пари зникають без реакції з іншими типами дефектів, і енергія активації ε може мати значення порядку енергії міграції міжвузловинного атома завдяки силі притягання, що діє між вакансією та міжвузловинним атомом [30]. Точкові дефекти у вигляді вакансій можуть бути одержані низькоенергетичним бомбуванням при низьких дозах, коли розпорошуються тільки 1–2 моношари поверхні. Добре відомо, що вакансії контролюють процес дифузії в твердому тілі. Зокрема, енергія активації самодифузії E_D , дана в роботі [29]:

$$E_D = E_f^V + E_m^V, \quad (10)$$

де E_f^V — енергія формування вакансії, E_m^V — енергія міграції вакансії.

З іншого боку, співвідношення між енергією формування вакансії й енергією активації самодифузії дано в роботі [31]:

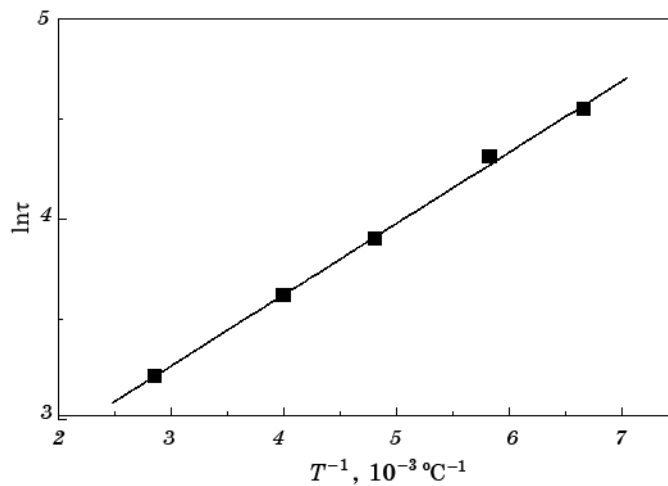


Рис. 6. Залежність $\ln \tau$ від $1/T$ для Al(111).

$$E_f^V = 0,55E_D. \quad (11)$$

Оскільки енергія міграції дефектів невідома для алюмінію, ми використовували співвідношення (10) і (11) для розрахунку цього параметра. Було знайдено, що значення E_m^V для Al(111) дорівнює 0,23 еВ.

Одержані результати становлять великий інтерес для розуміння механізму генерації і міграції точкових дефектів при плазмовому обробленні поверхні легких металів і сплавів з метою її хімічної активації перед нанесенням високоміцних покриттів.

4. ВИСНОВКИ

За допомогою методи дифракції повільних електронів вивчено генерацію та відпал дефектів, індукованих бомбуванням поверхні монокристалу Al(111) йонами Ar⁺ з енергією 600 еВ безпосередньо під час бомбування та наступного відпалу. Це уможливило подолати експериментальні труднощі, пов'язані з відпалом дефектів при кімнатній температурі під час настройки апаратури, та одержувати достовірні дані щодо кількості дефектів і кінетики подальшого відпалу.

Встановлено, що низькі енергії бомбівних йонів, а також малі дози опромінення призводять до утворення точкових дефектів. Як слідує з параметрів процесу відпалу, цими простими дефектами можуть бути як вакансії, так і близькі Френкелеві пари. При термічній активації, мабуть, відбувається рекомбінація близьких Френкелевих пар або ж міграція вакансій до поверхні як до стоку. На основі аналізу дифракційних рефлексів одержано значення енергії активації точкових дефектів.

Роботу виконано в рамках проекту № 1.1.1.7 Державної цільової науково-технічної програми «Нанотехнології та наноматеріали».

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. G. Carter, J. S. Colligon, W. A. Grant, and J. L. Whitton, *Radiat. Res. Rev.*, **3**: 1 (1997).
2. M. A. Vasiliev, *J. Phys. D*, **30**: 3037 (1997).
3. N. Lam, *Surf. Interface Anal.*, **12**: 65 (1998).
4. M. Hill, *Surf. Interface Anal.*, **12**: 21 (1998).
5. П. І. Мельник, С. П. Новосядлий, В. М. Бережанський, В. М. Вівчарук, *Фізика і хімія твердого тіла*, **8**, № 4: 791 (2007).
6. H. Carstanjen, *Nucl. Instrum. Methods B*, **136–138**: 1183 (1998).
7. D. O'Connor, B. King, R. J. MacDonald, Y. Shen, and X. Chen, *J. Phys.*, **43**: 601 (1990).
8. A. Webb and J. Smith, *Surf. Interface Anal.*, **12**: 303 (1998).

9. B. Svensson, M. Linnarsson, J. Cardenas, and M. Petravic, *Nucl. Instrum. Methods B*, **136–138**: 1034 (1998).
10. S. Matsui and Y. Ochiai, *Nanotechnology*, **7**: 247 (1996).
11. V. T. Cherepin, A. A. Kosyachkov, and M. A. Vasiliev, *Surf. Sci.*, **58**: 609 (1976).
12. R. Miranda and J. Rojo, *Vacuum*, **34**: 1069 (1984).
13. S. P. Chenakin, *Vacuum*, **36**: 635 (1986).
14. J. Treglio, A. Perry, and R. Stinner, *Adv. Mater. Proc.*, **5**: 29 (1995).
15. X. Wang and B. Chen, *Vacuum*, **45**: 23 (1994).
16. И. И. Аксенов, *Вакуумная дуга. Источники плазмы, осаждение покрытий, поверхностное модифицирование* (Киев: Наукова думка: 2012).
17. R. Jacobson and K. G. Wehner, *J. Appl. Phys.*, **36**: 2674 (1965).
18. S. J. Davidson, *Mater. Sci.*, **7**: 473 (1972).
19. R. J. Park, *Appl. Phys.*, **37**: 295 (1966).
20. H. Farnsworth and K. Hayek, *Surf. Sci.*, **8**: 35 (1967).
21. J. Bellina and H. J. Farnsworth, *Vacuum Sci. Technol.*, **9**: 616 (1972).
22. W. Heiland and E. Taglauer, *Radiat. Effects*, **19**: 1 (1973).
23. L. K. Verheij, *Surf. Sci.*, **114**: 667 (1982).
24. L. K. Verheij, J. A. Van den Berg, and D. G. Armour, *Surf. Sci.*, **122**: 216 (1982).
25. D. S. Karpuzov and D. G. Armour, *J. Phys. D*, **17**: 853 (1984).
26. G. V. Kornich, G. Betz, and A. I. Bazhin, *Phys. Solid State*, **43**: 29 (2001).
27. O. Rodriguez de la Fuente, M. A. Gonzalez-Barrio, V. Navarro, B. M. Pabon, I. Palacio, and A. Mascaraque, *J. Phys.: Condens. Matter*, **25**, No. 48: 134 (2013).
28. M. Henzler, *Appl. Surf. Sci.*, **11–12**: 450 (1982).
29. M. A. Vasiliev and S. D. Gorodetsky, *Vacuum*, **37**: 723 (1987).
30. P. Wynblatt and N. A. Gjostein, *Surf. Sci.*, **12**: 109 (1968).
31. М. Томпсон, *Дефекты и радиационные повреждения в металлах* (Москва: Мир: 1971).
32. M. Doyama and J. S. Koehle, *Acta Met.*, **24**: 871 (1976).

REFERENCES

1. G. Carter, J. S. Colligon, W. A. Grant, and J. L. Whitton, *Radiat. Res. Rev.*, **3**: 1 (1997).
2. M. A. Vasiliev, *J. Phys. D*, **30**: 3037 (1997).
3. N. Lam, *Surf. Interface Anal.*, **12**: 65 (1998).
4. M. Hill, *Surf. Interface Anal.*, **12**: 21 (1998).
5. P. I. Mel'nyk, S. P. Novosyadlyy, V. M. Berezans'kyy, and V. M. Vivcharuk, *Fizyka i Khimiya Tverdoho Tila*, **8**, No. 4: 791 (2007) (in Ukrainian).
6. H. Carstanjen, *Nucl. Instrum. Methods B*, **136–138**: 1183 (1998).
7. D. O'Connor, B. King, R. J. MacDonald, Y. Shen, and X. Chen, *J. Phys.*, **43**: 601 (1990).
8. A. Webb and J. Smith, *Surf. Interface Anal.*, **12**: 303 (1998).
9. B. Svensson, M. Linnarsson, J. Cardenas, and M. Petravic, *Nucl. Instrum. Methods B*, **136–138**: 1034 (1998).
10. S. Matsui and Y. Ochiai, *Nanotechnology*, **7**: 247 (1996).

11. V. T. Cherepin, A. A. Kosyachkov, and M. A. Vasiliev, *Surf. Sci.*, **58**: 609 (1976).
12. R. Miranda and J. Rojo, *Vacuum*, **34**: 1069 (1984).
13. S. P. Chenakin, *Vacuum*, **36**: 635 (1986).
14. J. Treglio, A. Perry, and R. Stinner, *Adv. Mater. Proc.*, **5**: 29 (1995).
15. X. Wang and B. Chen, *Vacuum*, **45**: 23 (1994).
16. I. I. Aksenov, *Vakuumnaya Duga. Istochniki Plazmy, Osazhdenie Pokrytiy, Poverhnostnoe Modifitsirovanie (Vacuum Arch. Plasma Sources, Coatings Deposition, Surface Modifying)* (Kiev: Naukova Dumka: 2012) (in Russian).
17. R. Jacobson and K. G. Wehner, *J. Appl. Phys.*, **36**: 2674 (1965).
18. S. J. Davidson, *Mater. Sci.*, **7**: 473 (1972).
19. R. J. Park, *Appl. Phys.*, **37**: 295 (1966).
20. H. Farnsworth and K. Hayek, *Surf. Sci.*, **8**: 35 (1967).
21. J. Bellina and H. J. Farnsworth, *Vacuum Sci. Technol.*, **9**: 616 (1972).
22. W. Heiland and E. Taglauer, *Radiat. Effects*, **19**: 1 (1973).
23. L. K. Verheij, *Surf. Sci.*, **114**: 667 (1982).
24. L. K. Verheij, J. A. Van den Berg, and D. G. Armour, *Surf. Sci.*, **122**: 216 (1982).
25. D. S. Karpuzov and D. G. Armour, *J. Phys. D*, **17**: 853 (1984).
26. G. V. Kornich, G. Betz, and A. I. Bazhin, *Phys. Solid State*, **43**: 29 (2001).
27. O. Rodriguez de la Fuente, M. A. Gonzalez-Barrio, V. Navarro, B. M. Pabon, I. Palacio, and A. Mascaraque, *J. Phys.: Condens. Matter*, **25**, No. 48: 134 (2013).
28. M. Henzler, *Appl. Surf. Sci.*, **11–12**: 450 (1982).
29. M. A. Vasiliev and S. D. Gorodetsky, *Vacuum*, **37**: 723 (1987).
30. P. Wynblatt and N. A. Gjostein, *Surf. Sci.*, **12**: 109 (1968).
31. M. Tompson, *Defekty i Radiatsionnye Povrezhdeniya v Metallakh (Defects and Radiation Damages in Metals)* (Moscow: Mir: 1971) (in Russian).
32. M. Doyama and J. S. Koehle, *Acta Met.*, **24**: 871 (1976).