

УТВОРЕННЯ РОЗГАЛУЖЕНИХ СТРУКТУР З ОКРЕМИХ ТРЕКІВ,  
СТВОРЕНИХ ПРИ ПРОХОДЖЕННІ ШВИДКИХ ВАЖКИХ ІОНІВ

© 2011 А. Б. Демчишин, П. О. Селищев

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Теоретично моделювалося утворення протяжних структур з окремих треків залежно від характеристик пучка налітаючих швидких важких іонів і параметрів утворених ними треків. Розглядалися треки у вигляді послідовності певної кількості сферичних областей, вважалось що кожний налітаючий іон створює одну таку послідовність. Знайдено залежність площі поверхні зразка після опромінення та видалення модифікованої речовини від повної дози опромінення, кута падіння пучка важких швидких іонів та середньої відстані між сферичними частинами одного треку. Для розрахунків використовувався метод Монте-Карло. Із збільшенням кута опромінення сильніше всього змінюється опуклість кривої дозової залежності. Установлено, що кутова залежність площі поверхні розгалуженої структури, утвореної перекриттям треків областей, має максимальне значення при певному «критичному» куті падіння іонів (при фіксованій дозі), який залежить від відстані між сферичними областями у тресі.

*Ключові слова:* трек, розгалужені структури, швидкі важкі іони, метод Монте-Карло, кут опромінення, доза опромінення.

## Вступ

Серед розвинених у теперішній час способів синтезу різних по морфології і властивостях наноструктур у твердих тілах особливе місце відводиться так званій треківій технології. Техніка ґрунтується на унікальному явищі, коли високоенергетичні важкі іони індукують латентні треки різної форми діаметром близько 5 - 10 нм.

Трек - це одна чи серія з декількох більше чи менше гомогенних областей у матеріалі, що виникли в результаті проходження швидкого важкого іона (ШВІ) і розміщені вздовж його траєкторії в речовині. Ці області відрізняються від оточуючої їх матриці на зображеннях ПЕМ (просвічувальної електронної мікроскопії) чи на іншому спектроскопічному зображенні своїм контрастом (кольором чи іншими візуальними параметрами залежно від методу спектроскопії). При цьому ці області дають іншу дифракційну картину, що говорить про аморфність, сильну дефективність чи зменшену густину речовини всередині цих областей. Треки починаються як з опроміненої поверхні, так і на деякій відстані від неї. Виявлено неперервні й перервні циліндричні та сферичні треківі області, морфологія яких чутлива до питомих втрат енергії іонів, точніше, до тієї її частини, яка переходить в електронну підсистему. Установлено, що релаксація сильних електронних збуджень, що виникають у процесі проходження іона, має домінуюче значення в процесі трекоутворення.

Так, витягнуті дефекти, схожі на «ланцюжок перлин», що розміщені вздовж траєкторії іонів на глибинах від 35 до 100 нм і від 7 до 10 мкм, були виявлені в результаті опромінення іонами ксенону з  $E = 250$  MeV в InP при кімнатній тем-

пературі [5]. А після гарячої імплантації InP ( $T = 130$  °C) цими іонами виявляються лише розділені витягнуті дефекти, випадковим чином розміщені вздовж траєкторії іона у вигляді «ланцюжка перлинок» на глибині до 0,3 мкм [6].

Також у роботах [7, 8] на ПЕМ-картинах таких матеріалів, як  $Y_3Fe_5O_{12}$ ,  $BaFe_{12}O_{12}$ ,  $NiFe_4$ ,  $MgFe_2O_4$ , при втратах енергії налітаючих іонів від 8 до 40 кеВ · нм<sup>-1</sup> були виявлені сферичні, перервні й неперервні циліндричні області структурних порушень. При дослідженні  $Y_3Fe_5O_{12}$  - залізного гранату, що опромінений іонами з енергією близько 12 MeV · а.о.м.<sup>-1</sup> у режимі високих швидкостей [8], з втратами енергії в діапазоні  $4,5 < (dE/dx)_e < 7$  кеВ · нм<sup>-1</sup> спостерігається поява сферичних дефектів.

На світлопольних картинах у роботі [9] спостерігалися дискретні треки. Крапко-подібні й довгасті темні плями з діаметром, що в середньому рівний близько 3 - 10 нм, розміщені вздовж траєкторій налітаючих іонів у формі «ланцюжка перлинок». Зазвичай кількість перлинок у треку становила від двох до п'яти штук. Хоча спостерігалися треки, що складаються з однієї перлинки.

За допомогою хімічної обробки можливо в ряду випадків видалити модифіковану речовину треківі області [3]. Це може привести до утворення приповерхневої пористої структури і значному збільшенню площі поверхні матеріалу. Таким чином, створюється матеріал з підвищеними абсорбційними властивостями.

Утворення матеріалів з наперед заданими властивостями, що обумовлені створеними під час проходження ШВІ нанооб'єктами спеціального вигляду, потребує детального розуміння основ-

них процесів модифікації матеріалів ШВІ та вивчення процесів формування і практичного застосування іонних треків.

Однак незважаючи на актуальність теми і практичну значимість очікуваних результатів, утворення розгалужених структур з окремих треків вивчено недостатньо. У роботі [11] досліджувалось утворення таких структур, які сформовані поодинокими треками у тонкій пластинці. У даній роботі досліджується динаміка утворення протяжних структур з окремих треків залежно від характеристик пучка налітаючих ШВІ і параметрів утворених ними треків. Дослідження проведено за допомогою комп'ютерного моделювання.

### Постановка задачі

Розглядалися треки, що виникають при опроміненні зразка ШВІ з енергією порядку 10 - 20 МеВ/а.о.м. Розрахунки здійснено до доз порядку  $10^{11}$  іонів/см<sup>2</sup>. У роботі розглянуто формування структури модифікованої речовини внаслідок утворення треків, подальший рух іонів після утворення ними треків і пов'язані з цим явища в роботі не розглядалися.

Іони падають на поверхню зразка під деяким кутом до неї і продовжують свій рух у зразку в тому ж напрямку, тобто траєкторії іонів на поверхні зразка не заломлювались. Розглянуто падіння іонів під різними кутами. Розподіл треків по площині опромінення рівномірний, що відповідає умовам опромінення, при яких пучок бомбардує частинки моноенергетичний і рівномірно розподілений по опромінюваній площі, а також швидкості всіх частинок у пучку паралельні.

Розглядалось утворення треків у зразку, що має вигляд плоскопаралельної пластинки товщиною 150 нм. Оскільки опромінення й відповідно утворення треків по довжині пластинки однорідне, то достатньо проаналізувати лише певний її фрагмент. Для розрахунків вибрався фрагмент пластинки у формі паралелепіпеда з розмірами опроміненої поверхні 150 × 150 нм. При падінні іонів під кутом до поверхні пластинки були враховані в тому числі й ті треки, що створені іонами, які не входять через поверхню модельованої області. Слід зазначити, що розглядається саме отримана доза іонів, і щоб накопичити незмінну дозу при опроміненні під різними кутами, слід або опромінювати довше, або брати потужніше джерело опромінення.

Вважалось, що до опромінення зразок має нульову дефектність, тобто матеріал зразка має ідеальну кристалічну структуру.

Вважалось, що кожний налітаючий іон створює вздовж своєї траєкторії трек у вигляді послі-

довності певної кількості сферичних областей з речовиною, що відрізняється від речовини матриці (далі – видозміненою). Таке припущення можна зробити на основі експериментальних даних, що вказують на те, що кількість треків рівна кількості налітаючих іонів [4].

Проаналізувавши експериментальні результати [5 - 9], бачимо, що треки у вигляді ланцюжка сфер створюються на глибинах від 0 до 150 нм для різних матеріалів та умов їхнього опромінення, наприклад для InP, опроміненого іонами ксенону, середня відстань між сферичними треками становить в середньому 25 нм, довжина ланцюжка приблизно 125 нм. З цим корелюють результати моделювання енергетичних спектрів за допомогою SRIM 2008, які вказують, що максимуми енерговиділення при проходженні високоенергетичного іона також розташовуються в середньому через 25 нм. Треки з однією сферою в ланцюжку спостерігались на глибинах в середньому не більше 50 нм, з двома сферами - не більше 100 нм, з трьома - до 150 нм.

Фізичні механізми утворення треків, розподіл імовірності їхнього утворення вздовж траєкторії та в ланцюжку до кінця не з'ясовані. Розподіл треків по глибині зразка не корелює ні з розподілом імплантованих іонів, ні з розподілом точкових дефектів, що утворені іонами. Отримані експериментальні результати не дають змоги однозначно визначити розподіл треків. Але сьогодні загально визнано, що утворення треку пов'язано не з утворенням зміщень у результаті ядерного гальмування, а з трансформацією енергії іона, що втрачається в результаті електронного гальмування.

У даній моделі ми припускаємо, що трек утворюється випадковим чином, але в тому місці траєкторії іона, де значення енергії, яку втрачає іон на одиниці свого шляху, вище за деяке порогове значення, тобто в тому місці, де присутній пік енерговиділення. Спектри виділення енергії вздовж траєкторії руху іона при його гальмуванні в середовищі, що теоретично розраховані програмою SRIM 2008, суттєво неоднорідні. Неоднорідність виділення енергії, очевидно, пов'язана з випадковим характером взаємодії налітаючого іона з атомами речовини, характерна довжина цієї неоднорідності порядку 25 нм. Тому в пластинці товщиною 150 нм можуть утворюватись ланцюжки з декількома сферичними треками, розподіл яких не буде однорідним по глибині (на відміну від [11]). У наступній моделі вважалось, що перша сфера в ланцюжку знаходиться в середньому на глибині  $\rho$  від точки входу іона в речовину і має рівномірний розподіл по глибині. Наступна сфера ланцюжка розташована в середньому на глибині  $\rho$  від попередньої сфери і також має рів-

ноймовірний розподіл, вигляд якого не залежить від передісторії (він такий же, як для попередньої сфери, лише зміщений уздовж траєкторії іона в точку появи попередньої сфери) і т.д. Розрахунки були проведені для таких значень  $\rho$ : 15, 25 і 40 нм. Ми враховували ланцюжки лише з одним, двома та трьома сферичними треками, хоча треки з чотирма і п'ятьма сферами в ланцюжку також спостерігались у роботі [9], але їхня кількість була порівняно менша. Таким чином, максимальна можлива відстань від центра сферичного треку до точки входу в пластинку іона  $br$ , а максимальна глибина розташування треків  $br \sin(\alpha)$ , де  $\alpha$  – кут падіння іонів на зразок.

Виходячи з аналізу експериментальних даних, вважалось, що радіуси однакові для всіх сферичних трекових областей. При розрахунках вони вибирались рівними 6 нм, що відповідає характерним розмірам неоднорідності виділення енергії налітаючими іонами.

Для розрахунків була використана ортогональна система координат. Осі  $X$  і  $Y$  лежать в площині, до якої належить поверхня, що опромінюється. Вісь  $Z$  перпендикулярна до поверхні пластинки. Зміна кута падіння іонного пучка відбувається в площині, що створена осями  $Y$  і  $Z$ . Кут падіння іонів обраховується від поверхні зразка. Змодельований фрагмент пластинки обмежений площинами  $Z = 0$  і  $Z = Z_{\text{макс}}$ , площинами  $X = 0$  та  $X = X_{\text{макс}}$ , а також площинами  $Y = 0$ ,  $Y = Y_{\text{макс}}$ . Опроміненню піддавалась поверхня пластинки, що лежить в площині  $Z = Z_{\text{макс}}$  (далі – верхня поверхня), або послідовно дві поверхні: спочатку верхня поверхня (до половини загальної дози), а потім поверхня пластинки, що лежить в площині  $Z = 0$  (далі – нижня поверхня).

Виходячи з рівномірності розподілу падаючих іонів по площині, координати трекових областей по довжині і ширині фрагмента пластинки розподілені рівномірно. Величину цих координат задаємо випадковим чином на проміжку від 0 до  $Y_{\text{макс}}^1$  (1) та на проміжку від 0 до  $X_{\text{макс}}$  відповідно (рис. 1). При цьому довжина  $Y_{\text{макс}}^1$  більша за довжину обраного фрагмента пластинки  $Y_{\text{макс}}$ , оскільки деякі треки при різних кутах падіння іонних пучків починаються поза межами зразка, що моделюється.

$$Y_{\text{макс}}^1 = Y_{\text{макс}} + b \cdot \rho \cdot \cos(\alpha), \quad (1)$$

Глибина виникнення треку та відстані між його сферичними частинами задавались випадково. Кількість сфер у ланцюжку визначалась випадковим чином від однієї до трьох сфер. Нумерація сфер у ланцюжку відповідає послідовності ходу іонного пучка через зразок.

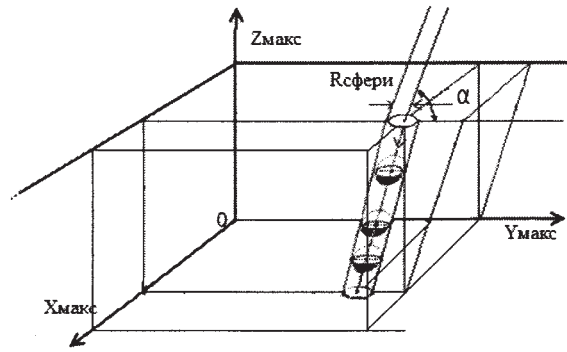


Рис. 1. Схема розподілу сфер по глибині зразка.

Перша сферична область з однаковою ймовірністю може з'явитися в будь-якій точці відрізка траєкторії іона від точки його проникнення в зразок до точки  $2\rho$ . Відстань від першої сфери до другої вибирається також випадковим чином з інтервалу значень від 0 до  $2\rho$ . Аналогічно обчислюємо значення відстані від другої сфери до третьої.

Унаслідок опромінення ШВІ кількість треків зростає, області модифікованої речовини окремих треків перекриваються, форма області видозміненої речовини ускладнюється, створюючи розгалужену структуру. Площа поверхні розгалуженої структури модифікованої речовини, що з'єднана з верхньою поверхнею зразку, є основною величиною, що обраховувався в роботі.

Якщо у процесі опромінення іон проходить раніше створений трек, то вважається, що речовина трекової області залишається незмінною, тобто модифікованою. Хоча, як показано в роботі [10], може мати місце подальша зміна стану речовини всередині трекової області (аморфізація речовини, зменшення густини речовини).

Для розрахунку площі поверхні розгалуженої структури модифікованої речовини використовувався метод Монте-Карло.

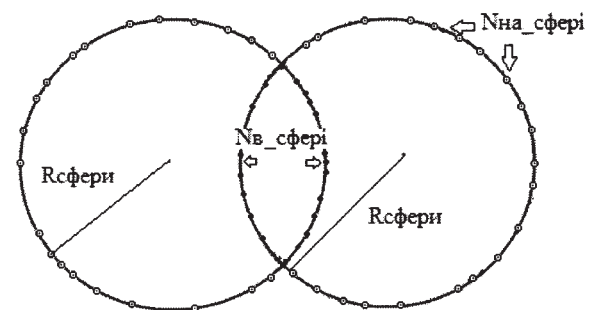


Рис. 2. Перекривання сферичних областей треків. Метод оцінки площі поверхні розгалуженої структури.

Розглянемо перетин декількох сфер (рис. 2). Тоді площа частини поверхні будь-якої сфери  $S_{\text{модиф}}$ , яка не лежить всередині інших сфер, має вигляд

$$S_{\text{модиф}} = \frac{N_{\text{на_сфери}}}{N_{\text{загал}}} \cdot 4\pi R_{\text{сфери}}^2 \quad (2)$$

$$N_{\text{на_сфери}} = N_{\text{загал}} - N_{\text{в_сфери}} \quad (3)$$

де  $N_{\text{загал}}$  - точки вибрані випадковим чином на сфері;  $N_{\text{в_сфери}}$  - точки на поверхні однієї із сфер, що знаходяться всередині інших сфер;  $N_{\text{на_сфери}}$  - точки, що лежать на поверхні цієї сфери і не лежать у жодній іншій сфері чи на її поверхні (обраховуємо її за формулою (3));  $R_{\text{сфери}}$  - радіус сферичного треку з модифікованою речовиною всередині.

Шукане значення площі поверхні структури модифікованої речовини знаходимо, просумувавши величину  $S_{\text{модиф}}$  по всіх сферах, що марковані як такі, що з'єднані з приповерхневими модифікованими областями (мають «вихід» на верхню поверхню модельованої області).

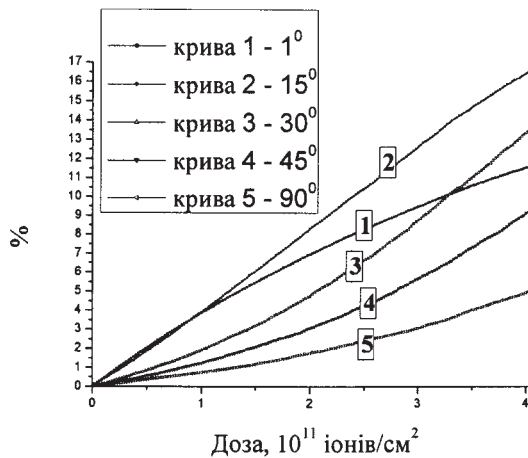


Рис. 3. Залежність площі поверхні модифікованої структури від дози при різних кутах падіння іонів,  $\rho = 15$  нм.

Залежність площі поверхні розгалуженої структури, створеної в результаті перекриття трекових областей від дози при різних кутах опромінення в діапазоні  $1 \dots 90^\circ$ , наведено на рис. 3

Згідно з [11], по мірі набору флюенса динаміка зміни площі поверхні розгалуженої структури з модифікованою речовиною (далі – площа поверхні) має декілька стадій: інкубаційна, швидкого зростання, досягнення максимуму та спаду. У даній роботі розглядалися лише перші дві стадії: максимальна доза опромінення у цій роботі –  $10^{11}$  іонів/см<sup>2</sup>, а в [11] –  $10^{12}$  іонів/см<sup>2</sup>, відповідно доля модифікованої речовини 4 і 35 %.

Для малих флюенсів опромінення спостерігається повільний ріст площі поверхні розгалуженої структури (так званий інкубаційний період). Збільшення площі проходить за рахунок виникнення окремих областей модифікованої речовини поблизу поверхні зразка. У середині об'єму

Усі значення шуканих величин усереднювалися по  $N$  реалізаціях (100 тестів) і обраховувалася дисперсія цих величин.

### Результати та їхній аналіз

У результаті моделювання структури треків знайдено залежність площі поверхні зразка після видалення шляхом травлення модифікованої речовини розгалуженої структури, яка створена перекриттям треків, від повної дози опромінення, кута падіння іонів та від середньої відстані між сферичними частинами одного треку.

На графіках (рис. 3 та 4) на вертикальній осі відкладено величину, що чисельно рівна різниці площі поверхні модифікованої структури з площею верхньої грані. Ця величина вказана в процентах, що обраховані від площі початкової поверхні.

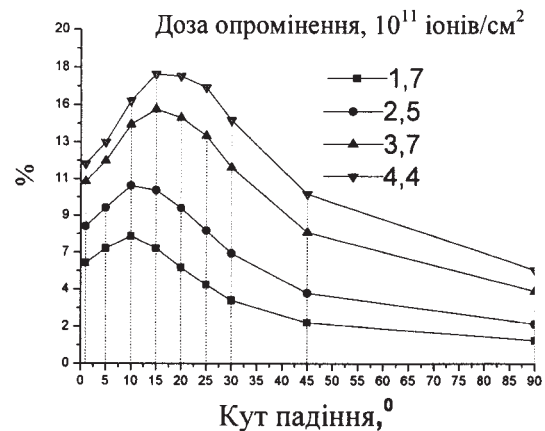


Рис. 4. Залежність площі поверхні структури модифікованої речовини від кута падіння пучка іонів,  $\rho = 15$  нм, при різних дозах опромінення.

зразка створюються й накопичуються модифіковані області, які поки що не мають виходу на поверхню. На графіку (див. рис. 3) ця стадія відповідає лінійному зростанню площі поверхні розгалуженої структури з ростом дози. При опромінюванні під різними кутами падіння тривалість цієї стадії збільшується з ростом кута (див. рис. 3). Далі за рахунок проростання й виходу на опромінювану поверхню модифікованих структур, що сформувалися в об'ємі зразка внаслідок накладання областей модифікованої речовини, відбувається нелінійне зростання площі поверхні з ростом дози.

При певному значенні кута падіння іонів (далі – «критичний» кут) дозова залежність площі поверхні міняє свою випуклість.

З ростом кута падіння іонів при фіксованій дозі площа зростає, досягає максимуму і потім зменшується. При «критичному» куті падіння іонів площа поверхні досягає свого максималь-

ного значення (див. рис. 4). Це пояснюється тим, що при кутах більших за «критичний», трекові області починають слабше перекриватись, бо формуються на більшій глибині. Кутівий розподіл чутливий до величини середньої відстані між сферичними областями у ланцюжку р. Чим

більша ця величина, тим меншим буде «критичний» кут падіння іонів. А отже, чим більший кут, тим меншу роль для досягнення максимуму площі поверхні грають великі відстані між треками і тим більшу – менші (рис. 5)

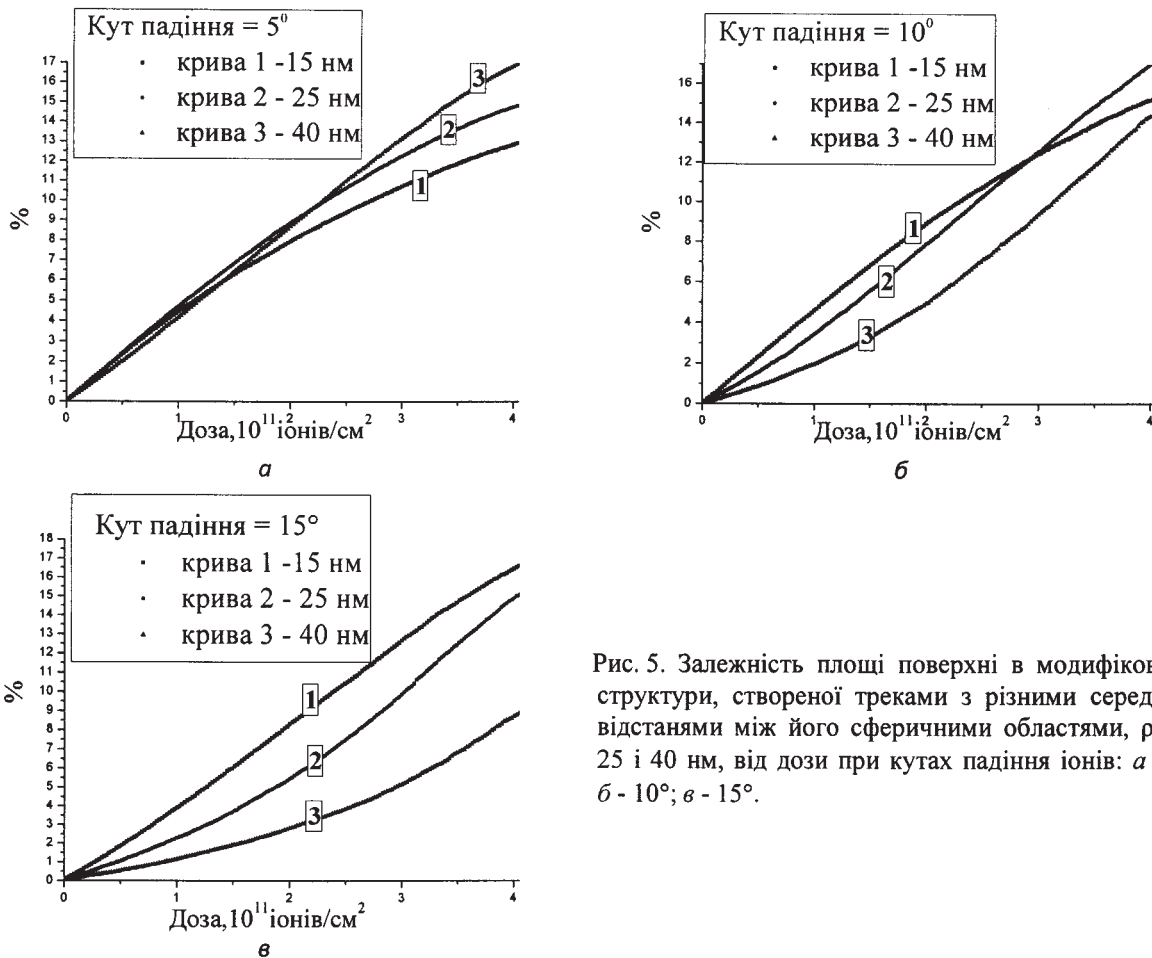


Рис. 5. Залежність площі поверхні в модифікованій структури, створеної треками з різними середніми відстанями між його сферичними областями,  $r$ : 15, 25 і 40 нм, від дози при кутах падіння іонів: а - 5°; б - 10°; в - 15°.

Залежність площі поверхні від кута падіння пучка іонів пов'язана з двома причинами.

По-перше, залежно від кута падіння сферичні треки ланцюжка можуть або розташовуватись по усій товщині пластинки  $br\sin(\alpha_f) > d$ , або лише в її приповерхній частині  $br\sin(\alpha_f) < d$ , або частина сферичних треків не буде створена, оскільки недостатня товщина пластинки  $br\sin(\alpha_f) > d$ . Тому зі зменшенням кута падіння від 90° площа спочатку зростає (за рахунок збільшення сферичних трекових областей у пластинці і за рахунок збільшення їхньої густини в приповерхневій області), а потім спадає у зв'язку зі зростанням частки модифікованої речовини при багатократних перетинах сферичних трекових областей.

З іншого боку, кутова залежність площі поверхні, яка опромінюється, пов'язана з розподілом сферичних треків по траєкторії іона, точніше з просторовою кореляцією сферичних треків, яка є

наслідком цього. Тобто розташування сферичних треків у даній роботі на відміну від [11] корельовано, воно не є рівноймовірним у просторі.

У роботі розглянуто також випадок опромінення, коли вважалось, що іони падають на поверхню під кутами  $\alpha$  (половина дози) і  $(180^\circ - \alpha)$  відповідно (рис. 6).

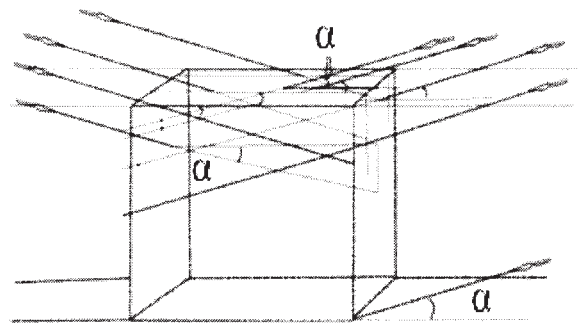


Рис. 6. Схематичне зображення методу опромінення під кутами  $\alpha$  і  $(180^\circ - \alpha)$ .

Залежність площі поверхні розгалуженої структури, створеної в результаті перекриття трекових областей від дози при різних кутах опромінення в діапазоні  $1 \dots 90^\circ$ , у цьому випадку зображено на рис. 7. Розглянуто випадки різних величин середньої відстані між сферичними областями в одному треку,  $\rho$ : 15, 25 і 40 нм (див. рис. 9).

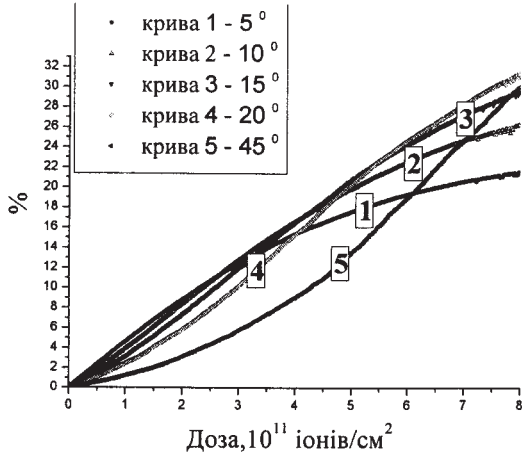


Рис. 7. Залежність площі поверхні модифікованої структури від дози при різних кутах падіння іонів,  $\rho = 15$  нм.

Установлено, що, як і у випадку опромінення лише під кутом  $\alpha$ , дозова залежність площі поверхні розгалуженої структури має такі ж стадії (див. рис. 7), також існує «критичний» кут опромінення, при якому площа поверхні приповерхневої структури досягає максимального значення (рис. 8).

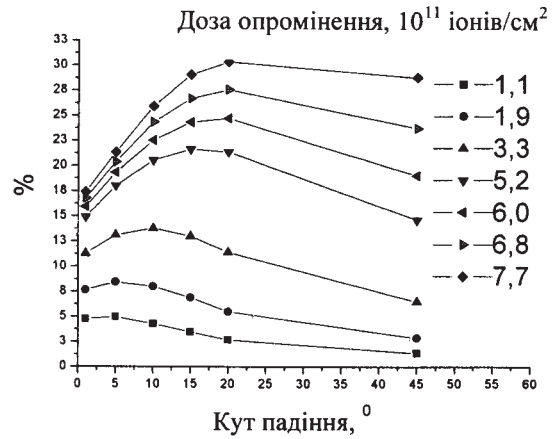


Рис. 8. Залежність площі поверхні структури модифікованої речовини від кута падіння пучка при різних дозах опромінення,  $\rho = 15$  нм.

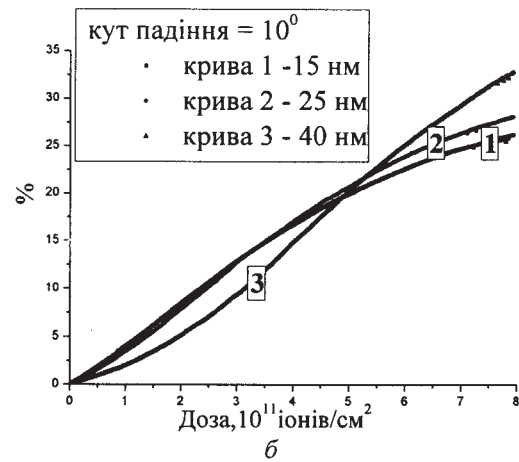
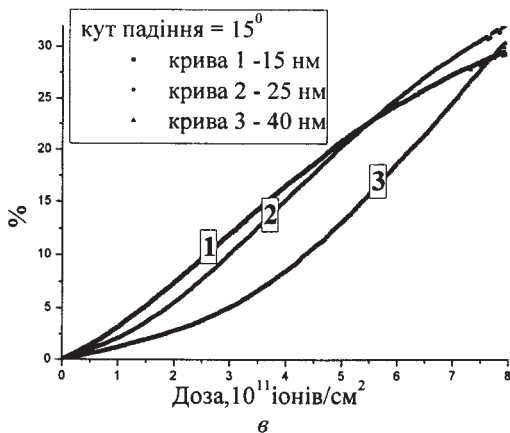
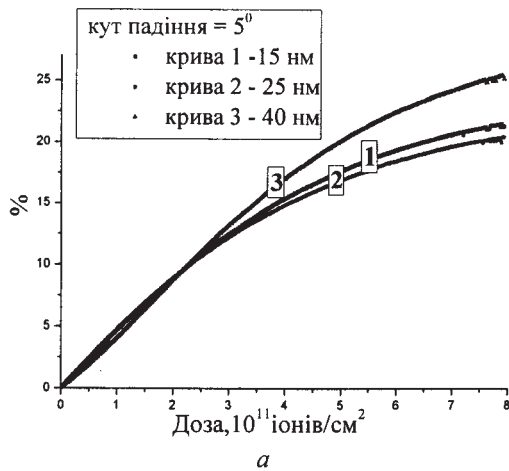


Рис. 9. Залежності площі поверхні модифікованої структури створеної треками з різними середніми відстанями між його сферичними областями,  $\rho$ : 15, 25 і 40 нм, від дози при кутах падіння іонів: а -  $5^\circ$ ; б -  $10^\circ$ ; в -  $15^\circ$ .

Разом з тим, у випадку, що розглядається стає помітною кореляція між ланцюжками сфер, що створені опроміненням іонів при кутах  $\alpha$  і

( $180^\circ - \alpha$ ), сильніше проявляється неоднорідність розподілу ймовірності розміщення сферичних треків по об'єму зразка. А саме: площа поверхні

модифікованої структури (див. рис. 9) нелінійно і немонотонно залежить від середньої відстані між сферичними областями в одному треку.

При куті падіння іонів  $5^\circ$  (див. рис. 9, а) середня відстань  $\rho = 40$  нм буде найефективніша з точки зору досягнення максимуму шуканої величини площі. Середня відстань  $\rho = 15$  нм буде більш ефективніша за середню відстань  $\rho = 25$  нм.

При куті падіння іонів  $10^\circ$  при дозах, менших за деяку середню дозу (назвемо її дозою «реверса»), шукана площа тим більша, чим менша середня відстань  $\rho$ . При дозах, більших за дозу «реверса», навпаки: площа тим більша, чим більша середня відстань між сферами в ланцюжку.

Треки з меншою відстанню між сферичними областями в ланцюжку багатократно перекриваються, що приводить до зменшення площі поверхні структури ними створеної. При збільшенні цієї відстані доля багатократних перекриттів стає меншою, відповідно площа поверхні зростає.

Існує дві конкуруючі причини, через яку зростає площа поверхні модифікованої структури: перетин одиничних сферичних трекових областей на границі верхньої поверхні (при малих дозах і малій середній відстані між сферичними областями одного треку) і створення протяжних структур на певних глибинах зразка з наступаючим з'єднанням цих структур з приповерхневими структурами при дозах, більших за дозу «реверса».

Доза «реверса» при  $15^\circ$  більша за дозу «реверса» при  $10^\circ$ . Тобто доза «реверса» зростає з ростом кута опромінення.

Аналогічний ефект має місце і при опроміненні лише під одним кутом падіння, але він значно слабкіше виражений, оскільки при опро-

мінюванні під двома кутами утворюється більш розгалужена структура.

При моделюванні послідовного опромінення пластинки з двох сторін (до половини дози з кожної, інтервал доз і кути падіння налітаючих пучків, середня відстань між сферами та радіус треку вибиралися такі ж, як і у попередніх випадках) установлено, що таке опромінення не приводить до помітної зміни площі поверхні структури, що «має вихід» до верхньої поверхні. Це пов'язано з тим, що область перекриття треків, створених опроміненням верхньої поверхні з треками, створеними опроміненням нижньої поверхні (до 10 нм), при даних параметрах дає незначний вклад в структуру модифікованої речовини.

### Висновки

Установлено, що кутова залежність площі поверхні розгалуженої структури, утвореної перекриттям трекових областей, досягає свого максимального значення при певному «критичному» куті падіння іонів (при фіксованій дозі). Чим більша середня відстань між сферичними областями в ланцюжку, тим меншим буде «критичний» кут падіння іонів. При опроміненні з однієї сторони одним пучком іонів із зростанням кута падіння зменшується ефективність великих значень середніх відстаней між сферичними областями одного треку для досягнення максимуму площі поверхні. При опроміненні з однієї сторони двома пучками під кутами падіння  $\alpha$  і  $(180^\circ - \alpha)$  існує деяка характерна доза «реверса», при дозах, менших за яку вклад у зростання площі поверхні структури вносять треки з великими відстанями між їхніми сферичними областями, а при дозах, більших неї, – з малими. Доза «реверса» зростає з ростом кута опромінення.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Ferain E., Legras R.* Pore shape control in nanoporous particle track etched membrane // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. - 2001. - Vol. 174, Is. 1 - 2. - P. 116 - 122.
2. *Kanjilal D.* Swift heavy ion-induced modification and track formation in materials // Current science. - 2001. - Vol. C 80, No. 12. - P. 1560 - 1566.
3. *Reimar Spohr.* Status of ion track technology - Prospects of single tracks // Radiation Measurements. - 2005. - Vol. No. 40. - P. 191 - 202.
4. *Wang Z.G., Dufour Ch., Cabeau B. et al.* Velocity effect on the damage creation in metals in the electronic stopping power regime // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. - 1996. - Vol. 107, Is. 1 - 4. - P. 175 - 180.
5. *Herre O., Wesch W., Wendler E.* Formation of discontinuous tracks in single-crystalline InP by 250-MeV Xe-ion irradiation // Phys. Rev. B. - 1998. - Vol. 58. - P. 4832.
6. *Комаров Ф.Ф.* Дефектообразование и трекообразование в твердых телах при облучении ионами сверхвысоких энергий // УФН. - 2003. - Т. 173, № 12. - С. 1304.
7. *Houperit Ch. et al.* Transition from localized defects to continuous latent tracks in magnetic insulators irradiated by high energy heavy ions: A HREM investigation // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B. - 1989. - Vol. 39, Is. 1 - 4. - P. 720 - 723.
8. *Mestah A., Brisard F., Costantini J. M. et al.* Swift heavy ions in magnetic insulators: A damage-cross-section velocity effect // Physical Review B. - 1993. - Vol. 48. - P. 920 - 925.
9. *Gaiduk P.I., Nylandsted Larsen A. et al.* Disconti-

- nuous tracks in arsenic-doped crystalline Si<sub>0.5</sub>Ge<sub>0.5</sub> alloy layers // Phys. Rev. B. - 2002. - Vol. 66. - P. 045316-2 - 045316-3.
10. *Wiss T., Matzke Hj., Rondinella V. V. et al.* Damage produced in magnesium aluminate spinel by high energy heavy ions including fission products of fission energy: microstructure modifications // Progress in Nuclear Energy. - 2001. - Vol. 38, Is. 3 - 4. - P. 281 - 286.
11. *Демчишин А.Б., Дідик А.Ю., Селищев П.О.* Моделирование образования структуры областей видоизмененного вещества при формировании тяжелыми ионами высоких энергий сферических треков // Вопросы атомной науки и техники. - 2010. - № 1(95). - С. 3 - 7.

### ОБРАЗОВАНИЕ РАЗВЕТВЛЕННЫХ СТРУКТУР ИЗ ОТДЕЛЬНЫХ ТРЕКОВ, СОЗДАНЫХ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ БЫСТРЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

А. Б. Демчишин, П. А. Селищев

Теоретически моделируется образования протяженных структур из отдельных треков в зависимости от характеристик пучка налетающих быстрых тяжелых ионов и параметров созданных ими треков. Рассматривались треки в виде последовательности некоторого количества сферических областей, считалось, что каждый налетающий ион создает такую последовательность. Найдена зависимость площади поверхности образца после облучения и удаления модифицированного вещества от полной дозы облучения, угла падения пучка тяжелых быстрых ионов и среднего расстояния между сферическими частями одного трека. Для расчетов использовался метод Монте-Карло. С увеличением угла облучения сильнее всего изменяется выпуклость кривой дозовой зависимости. Установлено, что угловая зависимость площади поверхности разветвленной структуры образованной перекрытием трековых областей имеет максимальное значение при определенном «критическом» угле падения ионов (при фиксированной дозе), который зависит от расстояния между сферическими областями в треке.

*Ключевые слова:* трек, разветвленные структуры, быстрые тяжелые ионы, метод Монте-Карло, угол облучения, доза облучения.

### FORMATION OF BRANCHED STRUCTURES OF SWIFT HEAVY IONS INDUCED TRACKS

A. B. Demchyshyn, P. O. Selyshchev

Formation of the extensive structures from separate tracks depending on the characteristics of projectile beam and on parameters of the swift heavy ions induced tracks are theoretically modeled in this paper. The paper considers tracks like a chain of deal spherical regions; it was assumed that each incident ion creates one such chain. The dependence of the surface area of the sample after exposure and removal of the modified substance from the irradiation dose, and the incidence beam angle of heavy swift ions and from the average distance between one track's spherical parts is search out. Calculations were made using Monte Carlo method. With the irradiation angle increasing dose curve convex most strongly varies. It was established that the angular dependence of the surface area of the branched structure formed by the overlapping areas of track has a maximum value at certain "critical" angle of ions incidence (at fixed dose), which depends on the distance between the spherical regions in the track.

*Keywords:* track, branched structures, fast heavy ions, the Monte Carlo method, the angle of irradiation, irradiation dose.

Надійшла до редакції 04.10.10,  
після доопрацювання - 22.03.11.