

**КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА  
ІНСТИТУТ ВИСОКИХ ТЕХНОЛОГІЙ**

Завідувач кафедри нанофізики конденсованих середовищ

проф. Валерій Антонович Скришевський

Протокол № \_\_\_\_ засідання кафедри від “ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2021

р.

**ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСІВ ІОННОЇ ІМПЛАНТАЦІЇ  
ПРИ ОСАДЖЕННІ ТОНКИХ ПЛІВОКАУ -SI**

Випускна кваліфікаційна робота магістра  
студента спеціальності

105 «Прикладна фізика та наноматеріали»

**Суходосва Вячеслава Олександровича**

Науковий керівник, професор

**Вербицький Володимир Григорович**

Оцінка захисту роботи

---

**Київ - 2021 р.**

## Реферат

Дана робота містить 62 сторінки, 19 рисунків, 4 таблиці, 16 літературних джерел.

Метою даної роботи є вивчити залежності коефіцієнтів розпилення, профілів іонної імплантації від енергії налітаючих іонів. А також провести аналіз профілю розподілу розпоршених атомів, що досягають поверхні підкладки.

У роботі представлені теоретичні основи по тонким плівкам і методів їх отримання, комп'ютерна програма SRIM для моделювання процесів розпилення і іонної імплантації.

Були визначені середній пробіг іонів при іонній імплантації. А також визначені профілі осадження підкладки. Отримані дані дозволяють визначити область максимальних значень швидкості осадження частинок.

## Зміст

Вступ.....	4
1. Фізичні основи іонної імплантації.....	6
1.2. Утворення радіаційних дефектів та їхній вплив на структуру поверхні пластин .....	18
1.3. Основи технології іонної імплантації.....	25
1.4. Технологічне обладнання для іонної імплантації .....	38
1.5. Методи дослідження іонно – легованих шарів .....	47
1.6 Коефіцієнти розпилення .....	48
2. Властивості фотолюмінісценції Au-Si. ....	49
3. Програмне забезпечення SRIM .....	51
4. Розрахункова частина. Результати та обговорення.....	54
Висновки до практичної частини. ....	60
Використані джерела.....	61

## Вступ

Одна з найбільш активно досліджуваних напрямків сучасної оптики - є нанофотоніка, яка знаходить все більше застосувань в областях сенсорики, телекомунікації, фотовольтаїки, біомедицини, фотокаталізу, і багатьох інших. В більшості застосувань нанофотоніки вирішується завдання створення і розвитку засобів локалізації та управління світлом на наномасштабах. На цьому шляху, як відомо, з'явився один із сучасних розділів оптики - Плазмоніка. Кілька років тому було теоретично і експериментально показано, що кремнієві наночастинки також володіють вираженими резонансами, і, на відміну від металевих наночастинок, мають набагато більш низькі дисипативні втрати в видимому і інфрачервоному діапазонах довжин хвиль. Незабаром стало ясно, що кремнієві наночастинки можуть послужити заміною металевим в різних фотонних пристроях, особливо у випадках, коли величина дисипативних втрат є ключовим фактором. Більш того, аналіз літератури останніх років показує зростаючий інтерес до нових нелінійно-оптичних і термо-оптичних ефектів в об'єктах даного типу, викликаних впливом на них інтенсивного оптичного випромінювання. Також активно досліджуються і різні методи створення резонансних кремнієвих наноструктур.

Таким чином, можна зробити висновок, що область досліджень оптичних властивостей резонансних кремнієвих

наноструктур, їх взаємодії з інтенсивним лазерним випромінюванням, а також методів їх створення, є актуальною.

Із вище сказаного стає зрозумілим, що вивчення властивостей та технічних процесів утворення нових наноструктур є актуальним для сфери нанофотоніки. Одним із методів утворення наноструктур є процес іонного легування. У даній роботі представлено дослідження технологій іонної імплантації Au-Si, методом комп'ютерного моделювання.

При напilenні важливу роль грає процес розпилення мішені. Інтенсивність цього процесу характеризується коефіцієнтом розпилення. За допомогою програмного моделювання SRIM можна вирішити дану величину. Програма дозволяє розраховувати коефіцієнти розпилення для іонів з енергією від 50 eV. Крім того, програма дає можливість отримувати дані про профілі іонної імплантації та ін.

Ключові слова: SRIM, іонна імплантація Au-Si, нанофотоніка.

## 1. Фізичні основи іонної імплантації

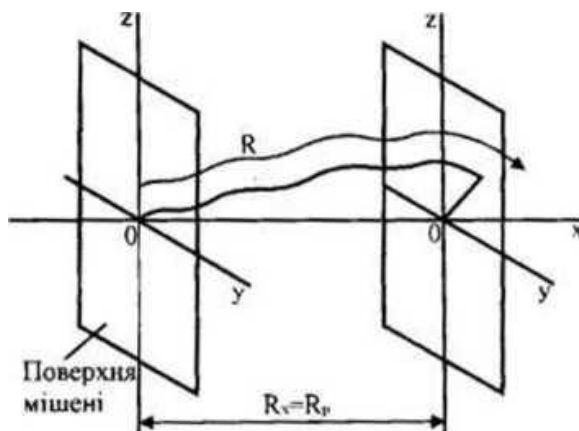
Іонна імплантація, чи легування, - це введення домішок у тверде тіло бомбардуванням його високоенергетичними іонами легуючої речовини. Іонне легування застосовується в багатьох галузях техніки (наприклад, у машинобудуванні для покращання корозійної стійкості та зміцнення поверхневих шарів металевих деталей), однак найбільшого поширення набуло в електронній техніці, особливо у виробництві елементів, пристроїв електронної техніки. За допомогою іонного легування, наприклад, змінюють величину і тип електропровідності напівпровідникового матеріалу чи кристала чи його окремих ділянок (включаючи утворення р-n-переходів); формують гетерні області, що є місцем збирання деяких небажаних домішок, які швидко дифундують; синтезують нові оптоелектронні матеріали. Іонне легування використовують під час виготовлення МДН ІМС; для підгонки в номінал тонкоплівкових резисторів; для зміни коефіцієнта заломлення деяких оптичних матеріалів при виготовленні світловодів, фотоприймачів та інших пристроїв. В ході легування іони домішки, прискорені до енергій 104-106 еВ, проникають у тверде тіло та гальмуються в ньому за рахунок численних співударів з атомами легуючої речовини. Змінюючи величину енергії прискорення іонів, можна створювати р-n-переходи в зразку, який легується, на різній глибині. При цьому у ньому виникають структурні дефекти. накопичення яких може призвести до аморфізації приповерхневих шарів. Застосовуючи термообробку (зокрема імпульсну термічну обробку), частково відновлюють структуру речовини, одночасно електрично активуючи впроваджену домішку. Форма розподілу домішки залежить від енергії іонів, що прокидають, хімічних і фізичних властивостей домішки та зразка (в іонному легуванні кристалів — також від їхньої температури та напряму іонного променя). При певній орієнтації кристалічної ґратки легованого зразка щодо напряму іонного пучка іони домішки можуть проникати на порівняно велику глибину, проходячи

вздовж атмосферних рядів (площин) і зазнають лише зіткнень внаслідок ковзання (явище каналювання).

Іонне легування порівняно з методом дифузії має низку переваг: дає змогу в ширших межах і з більшою точністю варіювати величину поверхневої концентрації домішок за нижчих температур; допускає істотно більший вибір легуючих домішок; дає змогу отримувати домішкові розподіли різкої форми з чіткими межами областей легування: забезпечує більшу чистоту проникаючих домішок і можливість локального легування (вузьким іонним пучкам за допомогою захисних масок).

Технологія іонної імплантації дає змогу з високою точністю керувати кількістю легуючої домішки під час легування. Іонна імплантація характеризується універсальністю та гнучкістю процесу, що дає змогу одержувати необхідні концентрації домішки навіть у випадках, коли інші методи не придатні (легування бром фосфором в алмазах). Необхідна площа та конфігурація легування на поверхні об'ємного матеріалу необхідної заданої конфігурації захисного шару, тобто створення заданої маски, внаслідок чого відкривається доступ потоку імпантованих частинок лише до заданої поверхні. Матеріалом для масок можуть бути фоторезисти, нітриди, полікристалічний кремній тощо.

Після впровадження в мішень швидкі іони в результаті зіткнень з атомами ядрами та електронами втрачають свою енергію і зупиняються. Довжина шляху іонів від поверхні мішені (точка 0) до точки впровадження називається довжиною пробігу  $R$ , а її проекція на напрямок початкового руху – проекцією пробігу  $R_p$  (рис. 1), яка є експериментально одержаною величиною.



*Рис. 1. Довжина пробігу впроваджених іонів  
( $R$  - повна довжина пробігу;  $R_p$  - проекція повної довжини пробігу)*

Розподіл пробігу іонів залежить переважно від їхньої енергії й атомної маси, а також матеріалу мішені. Для монокристалічних мішеней на розподіл пробігу впливає орієнтація їхніх граней щодо пучка іонів і наявність ефекту каналювання – руху іонів по каналах утворених атомними площинами.

Під час руху іонів у твердому тілі впроваджені в підкладку іони змінюють напрямок свого руху внаслідок зіткнень з атомами мішені, які можуть покидати свої початкові положення у вузлах кристалічної ґратки. У результаті впродовж траєкторії впроваджених атомів утворюються численні вакансії та міжвузлові атоми. Виникають цілі області, в яких порушена кристалічна ґратка, аж до переходу монокристала в аморфний стан. При цьому оцінюють звичайно два види втрат енергії іонами – в результаті взаємодії їх з електронами (як зв'язаними, так і вільними) та ядрами. В першому наближенні вважається, що обидва види втрат не залежать один від одного та діють одночасно. Характерні теоретичні криві ядерного та електронного гальмувань зображені на рис. 2.

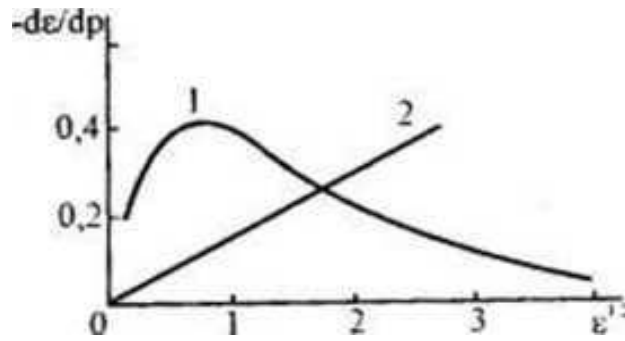


Рис. 2. Теоретичні криві для ядерного (1) та електронного (2) гальмування ( $\rho$  і  $\epsilon$  - безрозмірний пробіг та енергія відповідно)

Ядерне гальмування істотніше за малих енергій, електронне гальмування переважає, якщо енергії іонів високі. Зі збільшенням маси впроваджуваних іонів зростають потоки енергії за рахунок зіткнень ядрами мішені.

Середнє значення питомих втрат енергії для одного іона, що бомбардує, можна подати у вигляді суми ядерної  $S_n$  складових процесу гальмування:

$$-dE/dx = N(S_n + S_e)$$

(1)

де  $E$  – енергія іона в точці  $x$ , розміщення на його шляху;  $N$  – середня кількість атомів в одиниці об'єму. Згідно з (1)

$$dx = \frac{1}{N} \frac{dE}{S_n + S_e}$$

Отже, повна проекція пробігу  $R$  для іонів з енергією  $E$  визначається як

$$R_p = \frac{1}{N} \int_0^E \frac{dE}{S_n + S_e} \quad (2)$$

Ядерна гальмівна здатність не залежить від енергії рухомих іонів:

$$S_n = 4,3 \cdot 10^{-30} \frac{z_1 z_2}{z^{1/3}} \frac{M_1}{M_1 + M_2},$$

де,  $z_1, z_2$  - атомні номери рухомого іона й атома мішені;  $z^{1/3} = (z_1^{2/3} + z_2^{2/3})^{1/2}$ ;  $M_1, M_2$  - молярні маси іона та матеріалу мішені.

Електронна гальмівна здатність пропорційна до швидкості рухомих іонів:

$$S_e = kE^{1/2}.$$

Для аморфної мішені коефіцієнт  $k$  визначається природою іонів та матеріалу мішені. Оскільки  $S_e$ , змінюється зі збільшенням енергії  $E$ , а  $S_n$  залишається постійною.

Якщо початкова енергія атома, що бомбардує, значно менша за  $E_{kp}$  тобто  $S_n \gg S_e$ , то переважає гальмування на ядрах. Для цього випадку рівняння (1) можна записати у вигляді

$$-dE/dx \approx NS_n.$$

Проекція пробігу іонів для кремнієвої мішені ( $N_{Si} = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) згідно з (2)

$$R_p = 1,12 \cdot 10^{-29} \frac{z^{1/3}}{z_1 z_2} \frac{M_1 + M_2}{M_1} E,$$

де  $R_p$  - у м;  $E$  - в Дж.

Якщо початкова енергія рухомих іонів набагато більша від  $E$ , то переважає електронне гальмування. Тоді проекція пробігу для кремнієвої мішені

$$R_p \approx 5E^{1/2}.$$

Ця формула зручна для оцінювання максимальної довжини  $K^*$ . швидких іонів, що бомбардують, у кремнієвих мішенях за відсутності каналювання. Наприклад, якщо енергія падаючих іонів  $1,4 \cdot 10^{-14}$  Дж  $R_p = 5 \cdot (1,4 \cdot 10^{-14})^{1/2} \approx 6 \cdot 10^7$  м $\approx$ 0,6 мкм.

Радіаційні порушення в мішені створюються переважно, якщо  $S_n \gg S_e$ . У разі впровадження іонів малих енергій радіаційні дефекти утворюються вздовж всієї траєкторії, а за високої енергії іонів - тільки в кінці їхнього пробігу.

Середні значення проекції пробігу та нормального відхилення проекції пробігу для іонів III і V груп із різною енергією в кремнієвій мішені наведені в табл. 1. На рис. 3 показано результати імплантації в аморфну кремнієву мішень і термічний оксид  $SiO_2$  (густина 2,27 г/см<sup>3</sup>). Якщо відомі значення  $\bar{R}_p$  і  $\Delta \bar{R}_p$  і повна доза опромінення, можна визначити профіль концентрації домішки в кремнієвій мішені. Повній дозі опромінення відповідає поверхнева концентрація іонів  $N_s$ , які бомбардують мішень.

$$N_s = Q_{обл} / q$$

де  $Q_{опр}$  – доза опромінення, Кл  $\cdot$  см<sup>-2</sup>;  $q$  – заряд іона, Кл/іон.

Розподіл концентрації домішки в кремнієвій мішені, легованій методом іонної імплантації, підпорядковується закону Гаусса

$$N_x = \frac{N_s}{\Delta R_p \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - R_p}{\Delta R_p} \right)^2 \right] \pm N_{вих}$$

де  $N_{вих}$  - вихідна концентрація домішки в кремнієвій мішені. Профіль розподілу концентрації домішок іонів, упроваджених в аморфну мішень.

Максимальна концентрація домішки, яка відповідає найімовірнішій проекції пробігу  $R_p$  ( $x = R_p$ ),

$$N_{\max} = 0,4N_5/\Delta R_p \quad (3)$$

Глибина залягання р – n - переходу N

$$x_j = R_p \pm \Delta R_p \sqrt{2 \ln \frac{N_S}{\Delta R_p N_{\text{вих}} \sqrt{2\pi}}}$$

Добуваючи корінь, треба враховувати обидва знаки, оскільки концентрації визначаються в об'ємі напівпровідника. При цьому можливе одночасне утворення двох р – n - переходів.

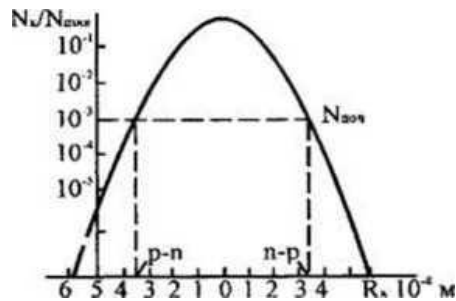


Рис. 3. Профіль розподілу концентрації домішок іонів, упродовженні в аморфну мішень

Розподіл пробігів іонів у монокристалічних мішенях відрізняється від їхнього розподілу в аморфних тим, що в монокристалах напрямком пучка, що падає, може збігатися з одним із основних кристалографічних напрямів мішені, що зв'язано з ефектом каналювання.

Рух іонів строго по центру малоймовірний. Однак може існувати траєкторія, що осцилює навколо осі каналу, якщо імпантовані іони пересуваються (постійно зберігаючи імпульс, спрямований до центра каналу) за допомогою послідовних легких співударів з атомами, що утворюють “стілки” каналу. Така траєкторія руху іонів, де напрямком шляху іона утворює кут  $\varphi$  з віссю каналу.

Максимальний кут  $\varphi$ , коли зникає спрямовуюча дія атомів мішені, називається критичним кутом каналювання  $\varphi_{кр}$ . Він визначає можливість каналювання. Для великої енергії, іонів, що падають  $E_i$ , а для енергії, меншої ніж  $E_0$ ,

$$\varphi_{кр} = \left( \sqrt{\frac{z_1 z_2 e^2}{E_i \cdot 2\pi\epsilon_0 d} \frac{ca}{\sqrt{2d}}} \right) \sim E_i^{1/4},$$

де  $z_1, z_2$  - атомні номери іонів та атомів мішені;  $e$  - заряд електрона;  $\epsilon_0$  - діелектрична стала вакууму;  $d$  - відстань між атомами мішені;  $c$  - стала, яка залежить від потенціальної енергії;  $a$  - радіус екранування;  $E_i$  - енергія іонів, що падають.

У табл. 1 наведено критичні кути каналювання у кремнії для іонів бору, азоту, фосфору і миш'яку.

Таблиця 1

**Критичні кути каналювання у кремнії для іонів, бору, азоту, фосфору і миш'яку**

Іон	Енергія, кеВ	$\varphi_{кр}$ , град		
		Орієнтація кристала		
		[110]	[111]	[100]
<i>B</i>	30	4,2	3,5	3,3
	50	3,7	3,2	2,9
<i>N</i>	30	4,5	3,8	3,5
	50	4,0	3,4	3,0
<i>P</i>	30	5,2	4,3	4,0
	50	4,5	3,8	3,5
<i>As</i>	30	5,9	5,0	4,5
	50	5,2	4,4	4,0

Розрахунок концентрації впроваджених іонів для каналюваного пучка ускладнюється дією деканалювальних факторів (теплові коливання атомів мішені, недосконалість структури тощо, рис. 4).

Якщо відомі експериментальні значення  $S_e$ , то

$$R_{p \max} = 2E^{1/2}B \quad (4)$$

де  $B = NSe E_{\phi}^{1.2}$  – стала, що залежить від  $S_e$ , вимірної за деякого фіксованого значення  $E_{\phi}$ .

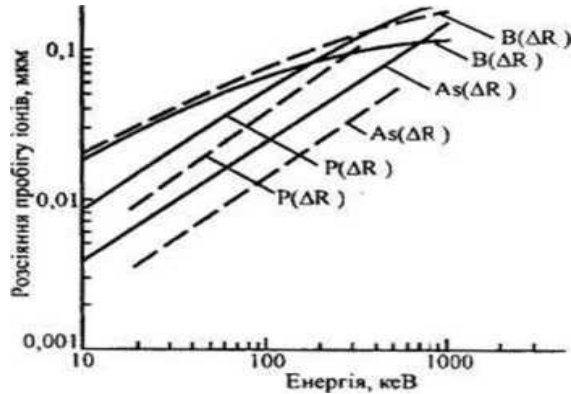


Рис. 4. Залежність розсіювання  $\Delta R_{P_i}$  від розрахункової енергії, для іонів As, P і B, імплантованих у кремній

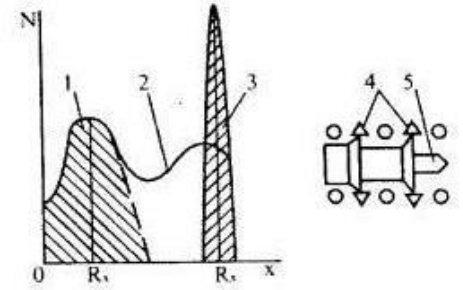


Рис. 5. Схема утворення реального профілю концентрації домішок у твердому тілі:

1 - для неканальованих іонів; 2 - реальний розподіл; 3 - для ідеально канальованих іонів;

4 - деканальовані іони; 5 - залишок канальованого пучка

Якщо вважати, що всі іони ідеально канальовані, то розподіл концентрації іонів у мішені буде мати два максимуми: один для неканальованих іонів згідно з (3), другий для ідеально канальованих іонів згідно з (4) (рис. 5). У напівпровідниковій технології ефект канальювання дає змогу отримувати леговані шари на більшій глибині та зменшувати кількість радіаційних порушень.

На підкладках кремнію з орієнтацією поверхні [110] щодо пучка з точністю до  $0,1^\circ$  ймовірність канальювання з ростом енергії іонів зростає, а зі збільшенням дози опромінювання падає. Якщо кути розорієнтації пучка іонів у мішені приблизно  $8^\circ$ , профілі розподілу концентрацій змінюються мало. Збільшення температури мішені викликає деканальювання іонів внаслідок теплових коливань кристалічної ґратки, значення  $R_p$  при цьому майже не змінюється.

Отримання шарів із заданими електрофізичними властивостями під час іонної імплантації контролюють факторами, до яких належать: енергія іонів; доза імплантованих іонів; густина струму в пучку; час опромінення; орієнтація кристалічної площини мішені щодо осі пучка; температура мішені; рівень чистоти середовища, що визначається тиском і спектром залишкових газів в іонному тракті і приймальній камері; конструкція тримачів пластин (мішеней) тощо.

Енергія іонів впливає на розподіл густини дефектів так само, як і на розподіл пробігів, тільки зі зсувом максимуму розподілу до поверхні опромінення, тобто

$$\vec{R}_d = k\vec{R}$$

де  $\vec{R}_d$  - глибина проникнення дефектів;  $k < 1$  - коефіцієнт пропорційності;  $R$  - глибина проникнення іонів, тобто пробіг.

Зменшення щільності дефектів зі збільшенням енергії іонів можна пояснити збільшенням температури поверхні мішені, в результаті чого частина дефектів відпалюється під час імплантації.

**Швидкість окиснення у вологому кисні кремнію,  
легованого іонами миш'яку і галію**

Легуючий елемент	Доза, іон/см <sup>2</sup>	Енергія іонів, кеВ	Режим окиснення		Товщина оксиду, нм
			Температура, °С	Час, хв	
<i>As</i> Нелегований	10 <sup>16</sup>	200	850	162	410
	—	—	850	162	250
<i>Ga</i> Нелегований	10 <sup>16</sup>	80	850	60	165
	—	-	850	60	130
зразок					

Доза імплантації  $D$  визначає поверхневу концентрацію легуючої домішки, а після ефективного відпалювання структури - електрофізичні параметри іонно-легованих шарів.

На рис. 6 наведені криві залежностей  $p_s$  від  $D$  для ряду значень енергій іонів бору.

Доза імплантації також істотно впливає на швидкість окиснення кремнію (табл. 2), що доволі важливо для технології маскування структур, які пройшли іонне легування.

Важливою характеристикою іонної імплантації є *густина струму в пучку*

Ріст густини струму за постійної енергії призводить до підвищення температури пластин, що обробляються, і може спричинити їхнє плавлення. Тому у разі використання щільних пучків пластини необхідно охолоджувати. Водночас термічні удари, що виникають під час обробки пластин іонними пучками високої інтенсивності, можуть також призводити до небажаних ефектів - неконтрольованої радіаційно-стимульованої дифузії домішок і утворення дислокацій, спотворювати характер розподілу введеної домішки.

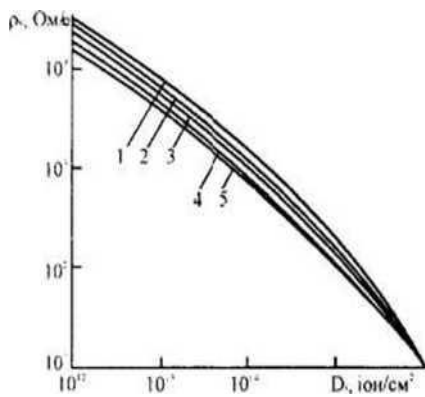


Рис. 6. Залежність поверхневого опору  $\rho_s$  шару кремнію, легованого бором, від дози імплантації для різних значень енергії іонів: 1 -  $E=20$  кеВ; 2 -  $E\sim 30$  кеВ; 3 -  $E=100$  кеВ; 4 -  $E=150$  кеВ; 5 -  $E=200$  кеВ

Охолодження пластин за рахунок їхнього теплового випромінювання інколи виявляється недостатнім, оскільки при цьому витрачається всього 10% потужності, яку приносить на пластину іонний пучок. Оцінити ступінь охолодження внаслідок випромінювання пластини можна за формулою де  $P_I$  - потужність іонного пучка, що витрачається на нагрівання пластини;  $\tau$  - час опромінення;  $\rho_m$ ,  $C$  - густина і теплоємність матеріалу мішені;  $F$ ,  $h$  - повна випромінююча поверхня і товщина пластини.

$$\Delta T = \frac{P_i \tau}{\rho_m C F h},$$

Однак не вся енергія іонів витрачається на нагрів. Інтенсивність розігрівання пластини залежить від маси іонів. Більша частина енергії, що розсіюється під час ядерних зіткнень, витрачається не на нагрівання, а на розрив атомних зв'язків. Оскільки у важких іонів на ядерні зіткнення витрачається більше енергії, ніж у легких, то “не-нагрівальні” втрати енергії у важких іонів більші, ніж у легких. Температура пластин, опромінених легкими іонами, вища, ніж під час опромінення важкими іонами для однакової густини енергії опромінення.

## 1.2. Утворення радіаційних дефектів та їхній вплив на структуру поверхні пластин

Легований шар, що створюється методом іонної імплантації, має велику кількість дефектів, що не дає змоги використовувати структури на його основі без додаткової обробки, наприклад, відпалу дефектів.

Під час впровадження в кристалічну підкладку іони зазнають електронних і ядерних зіткнень, однак тільки ядерні взаємодії приводять до зміщення атомів підкладки. Тому іонна імплантація супроводжується виникненням у матеріалі мішені великої кількості різноманітних радіаційних дефектів. Поряд з найпростішими точковими дефектами (міжвузлові атоми та вакансії) можуть утворюватися складніші дефекти у вигляді комплексів точкових дефектів, а також лінійні та площинні дефекти (дислокації, дефекти пакування). Кількість і вид радіаційних дефектів, їхній розподіл по глибині, заряд і рухливість залежать від маси та енергії іонів, дози опромінювання, матеріалу мішені, її температури та кристалічної орієнтації, наявності на її поверхні забруднень тощо. За певних температур може відбуватись релаксація точкових дефектів та об'єднання їх у кластери. На рис. 7 показано профілі нормованого розподілу густини дефектів ( $Q_D R_p / E_d$ , де  $Q_D$  - зміщення атомів, еВ/нм), залежно від віддалі ( $x/R_p$ ) для імплантації бору та миш'яку в кремнії. Концентрація зміщених атомів кремнію  $N$ ,  $\text{см}^{-3}$ , приблизно дорівнює  $\Phi Q_D / E_{d0}$ , де  $\Phi$  - фаза імплантації,  $\text{іон}/\text{см}^2$ , а  $E_{d0}$  - енергія зміщення атомів мішені, еВ. Для кремнію  $E_{d0} \cong 15$  еВ.

Загальна кількість зміщених атомів кремнію на один іон, що падає

$$NE_{заг} = E_n / 2E_{d0}$$

де  $E_n$  - енергія, достатня для проходження процесів ядерного гальмування.

Кількість радіаційних дефектів зростає за лінійним законом зі збільшенням дози імплантації до насичення, коли раніше зміщені атоми знову поглинають енергію від інших імплантованих іонів. Якщо концентрація зміщених у стійке положення атомів досягає  $N_{Si} = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , тобто кожний атом мішені зміщений у

стійке положення (звичайно впродовж певного часу), то матеріал мішені змінює свій стан і стає аморфним.

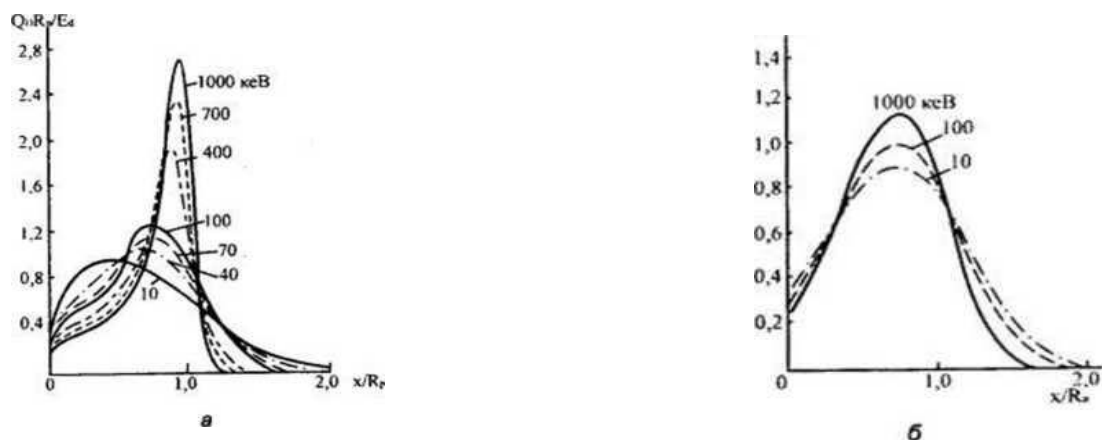


Рис. 7. Розрахункові профілі розподілу щільності дефектів, що вводяться імплантацією: а - бору; б - миш'яку. Значення енергії осадження  $Q_D$  отримані множенням нормованої щільності дефектів на  $E_d / R_p$ , еВ/нм. Відношення  $E_d / R_p$  для В дорівнює 129 при 10 кеВ 161 при 100 кеВ; для As-914 при 10 кеВ і 993 при 100 кеВ

Для низькотемпературної імплантації критичну енергію, яку необхідно надати кристалу для того, щоб зробити його аморфним, можна оцінити за виразом  $E_{кр} \approx f \cdot 10^{24}$ , еВ см<sup>3</sup>, де коефіцієнт  $f$  для кремнію приблизно 0,1-0,5.

На нагромадження радіаційних дефектів значний вплив має температура підкладки. Залежність критичної дози  $D_{кр}$ , необхідної для створення неперервного аморфного шару в кремнії, від температури мішені для В, Р \ Sb.

Механізм утворення дефектів доволі складний. Іон, що бомбардує, зіштовхується з атомами мішені, передає їм частину своєї кінетичної енергії. Якщо ця енергія перевищує деяку порогову енергію, близьку за значенням до енергії зв'язку в кристалі, то атом мішені вибивається з вузла ґратки і рухається в кристалі. При цьому він може вибивати сусідні атоми з вузлів, а ті - інші і т.д. Отже, первинний атом викликає каскад атомних зіткнень. Легкі ( $A_1 < A_2$ ) і важкі ( $A_1 > A_2$ ) іони по-різному поводять себе під час впровадження в тверде тіло, тому навколо їхньої траєкторії дефекти утворюються по-різному. Простір, зайнятий

складним деревоподібним рисунком цих дефектів, називають *кластером дефектів*.

**Відпал дефектів імплантованих шарів.** Виникнення дефектів у результаті іонної імплантації призводить до певних змін властивостей матеріалу. Ця зміна може бути шкідливою, непомітною або навіть корисною. Для напівпровідникових шарів вона майже завжди небажана, оскільки радіаційні дефекти зменшують рухливість і час життя носіїв заряду. На діелектричні та металеві шари дефекти інколи можуть впливати позитивно: змінювати коефіцієнти заломлення у приповерхневих шарах світловодів, виготовлених із кварцу, скла або GaAs; захоплювати (дефектними центрами) у плівках SiO<sub>2</sub> рухливі іони натрію, найшкідливішу домішку підзатворного оксиду в МОН ІМС; підвищувати швидкість травлення плівок SiO<sub>2</sub>, зміцнювати поверхневий шар металів.

Однією з основних технологічних операцій у технології імплантації є термічний відпал. Основною проблемою є визначення мінімальних температури і часу відпалу, необхідних для повної активації донорів та акцепторів за умови повного усунення залишкових дефектів. Крім цього, під час термічного відпалу необхідно досягти повної електричної активності легуючих домішок без значної дифузії атомів домішки.

Відпал майже завжди зменшує концентрацію дефектів у монокристалічних шарах або понижує негативну дію дефектів на електричні властивості напівпровідникових структур. Імплантована домішка може дифундувати у найдефектнішу область структури - до поверхні, тобто профіль розподілу домішки зсувається до поверхні. Найчутливіші до радіаційних дефектів у напівпровідникових шарах такі характеристики: час життя неосновних носіїв заряду  $t_s$ , поверхневий опір  $r_s$ , поверхнева  $n_s$  та об'ємна  $p_v$  концентрація носіїв; рухливість  $u_v$  неосновних носіїв заряду в легованому шарі; розподіл  $u_v$  і  $p_v$  в

глибині шару; ефективність легування, що визначається як відношення концентрації носіїв  $n_s$  до поверхневої концентрації домішки  $N_s$ .

Основні технологічні фактори відпалу радіаційних дефектів у легованих шарах напівпровідникових пластин - температура, час відпалу  $t$ , незначною мірою, тиск і склад газів, за яких здійснюється відпал.

Названі вище електричні властивості легованих напівпровідникових шарів значною мірою залежать від місцезнаходження імплантованої домішки у ґратці монокристала. Розглянемо цей взаємозв'язок на прикладі кремнію.

Відомо, що атоми елементів III та V груп Періодичної таблиці Д. Менделєєва тільки тоді є акцепторами і донорами в кремнії, коли вони розміщені у вузлах кристалічної ґратки. Під час легування методами дифузії і сплавлення положення домішкових атомів визначається умовами термодинамічної рівноваги, тобто розчинені в монокристалі домішки займають місця, що відповідають мінімуму їхньої вільної енергії в системі. Іонне легування - типовий нерівноважний процес, тому атоми домішок у монокристалі можуть розташовуватись будь-як (займати вузли ґратки, міжвузловини, вакансії тощо).

Визначити експериментально положення атомів домішок у монокристалічних шарах вдається, досліджуючи залежність ефективності легування ( $n_s / N_s$ ) від орієнтації пластини під час імплантації іонів. Наприклад, якщо імплантовані атоми розміщені у вузлах ґратки кремнію, то у разі збігу осі іонного пучка з кристалографічними напрямками  $\langle 111 \rangle$  і  $\langle 110 \rangle$  спостерігається різке зменшення ефективності легування, тобто частка електрично активних домішок буде мінімальною.

Це пояснюється тим, що більшість іонів, рухаючись каналами, зазнає ковзних зіткнень з атомами мішені, тоді як під час хаотичного руху легуючих домішок

ймовірність близьких зіткнень значно більша, тобто ймовірність того, що легуючий атом виб'є атом кремнію з вузла ґратки і займе його місце, підвищується. Порівнюючи значення ефективності легування для різних напрямків, можна визначити частку домішок, що перебувають у тому чи іншому положенні у ґратці монокристала.

Відпал за високих температур (800-1000 °C) сприяє підвищенню швидкості дифузії атомів та одночасному зменшенню концентрації дефектів, що приводить систему в рівноважніший стан. У результаті легуючі домішки займають переважно вузли ґратки і стають електрично активними, відіграючи роль донорів або акцепторів у напівпровідниковому монокристалічному шарі. Очевидно, що ймовірність зайняття місця у вузлах ґратки для різних домішкових атомів різна. Так, важким атомам III групи (Ga, In, Tl) складніше зайняти місця у вузлах ґратки кремнію, ніж легкому бору. Тому елементи Ga, In, Tl рідко використовують для іонного легування кремнію під час створення областей р-типу.

У ході термічної обробки структури проходить одночасно кілька процесів: дифузія домішок, відпал дефектів, асоціація або дисоціація утворених раніше дефектних комплексів тощо. Внаслідок цього вплив температури на концентрацію атомів упровадженої домішки у вузлах монокристалічної ґратки може бути доволі складним (рис. 8). З рисунка видно, що навіть без відпалу ступінь заміщення доволі великий (від 34 до 63 % для різних доз). Цікаво, що під час відпалу в інтервалі від 200 до 600 °C ступінь заміщення помітно знижується (до 30-14%), а з подальшим збільшенням температури до 1000 °C знову зростає (до 88-91 %). Зменшення ступеня заміщення при 200-600 °C пояснюється тим, що за цих температур внаслідок відпалу дефектів з міжвузловин звільняються атоми кремнію, які витісняють бор із зайнятих ним вузлів ґратки. Підвищення температури до 800-1000 °C приводить до рівноважного заміщення атомів

кремнію у вузлах ґратки на атоми бору. За інших однакових умов підвищення ступеня заміщення сприяє збільшенню концентрації носіїв заряду і, отже, електропровідності. На рис. 9 наведена повна кореляція ступеня заміщення та відносної поверхневої (у шарі) концентрації носіїв заряду в легованому відпаленому кремнії.

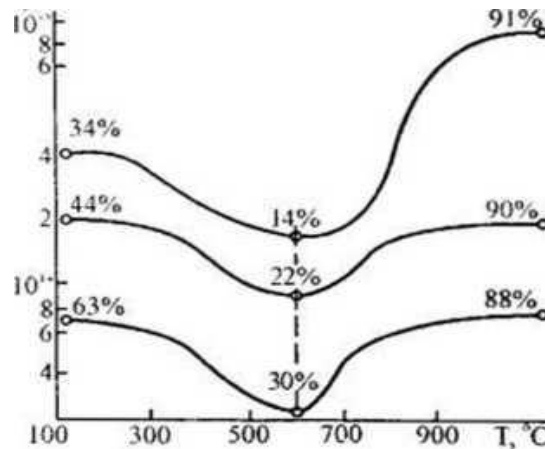


Рис. 8. Залежність концентрації атомів бору у вузлах ґратки кремнію та процента заміщення від температури ізохронного (30 хв) відпалу при енергії іонів бору 56 кеВ і різних дозах  $D_1$ , 1 -  $D_1 = 1,2 \cdot 10^{15}$  іон/см<sup>2</sup>; 2 -  $D_1 = 4,6 \cdot 10^{14}$  іон/см<sup>2</sup>; 3 -  $D_1 = 1,1 \cdot 10^{14}$  іон/см<sup>2</sup>

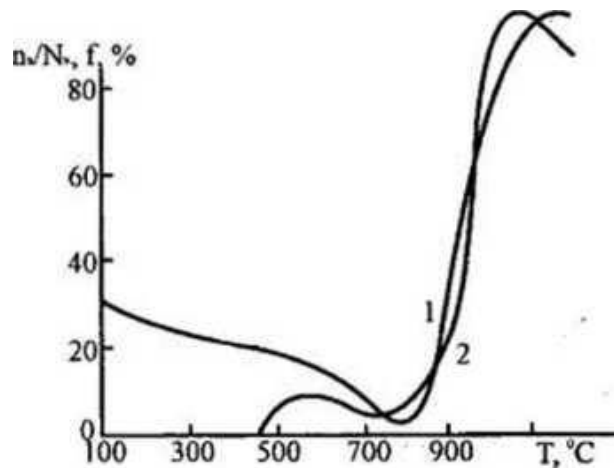


Рис. 9. Залежність ступеня заміщення  $f$  (1) та відносної поверхневої концентрації  $nS/NS$  носіїв заряду (2) від температури ізохронного відпалу (30 хв) під час впровадження в кремній іонів бору з енергією 150 кеВ і дозою  $2 \cdot 10^{15}$  іон/см<sup>2</sup>

Оскільки імплантація легуючих домішок у напівпровідникову пластину відбувається в локалізованих областях, що визначаються топологією електронних пристроїв, відпал усієї пластини не є вдалим технологічним рішенням. Тому

ведуться широкі дослідження, спрямовані на пошук і розроблення методів локального відпалу імплантованих ділянок напівпровідникової пластини, що не торкається суміжних областей кристала. Результатом цих досліджень стало розроблення *імпульсного локального відпалу* легованих напівпровідникових структур. Цей вид відпалу реалізують за допомогою електронного, лазерного, фотонного або інфрачервоного опромінення, в неперервному або імпульсному режимі. Найпоширенішим є імпульсний лазерний відпал.

### 1.3. Основи технології іонної імплантації

Іонна імплантація здійснюється у два етапи: впровадження іонів, відпал.

У п р о в а д ж е н н я і о н і в принципово відрізняється від дифузії за механізмом процесу. Рух іонів у напівпровіднику визначається їхньою початковою кінетичною енергією, а не градієнтом концентрації, як під час дифузії. Іонне впровадження - нерівноважний процес, тому концентрації домішок легко досягають граничних значень, а іноді можуть їх перевищувати. Іонне впровадження - швидкий процес, його можна вести за кімнатної температури, застосовувати для легування домішками з низькими коефіцієнтами дифузії або малорозчинними у твердій фазі, а також для легування напівпровідників з низькою температурою плавлення (арсенід індію) або напівпровідників, дифузійне легування яких вимагає високих температур (карбід кремнію).

Орієнтація пластини щодо іонного пучка істотно впливає на характер розподілу іонів у монокристалічних матеріалах у зв'язку з ефектом каналювання. Цей ефект полягає в тому, що частина іонів рухається вздовж кристалографічних напрямків з малими індексами паралельно до основних атомних площин у кристалі і тому гальмує повільніше ніж під час руху за іншими напрямками. Такі каналювані іони не розсіюються на значні кути, і їхні траєкторії майже прямоканалюні. Однак якщо іони відхиляються від фіксованих напрямків всього на кілька градусів, їхній рух наближається за своїм характером до руху іонів в аморфному тілі. Кут до осі каналу, за якого рух іона стає адекватним руху в аморфному тілі, називається критичним кутом каналювання ( $\Phi_{кр}$ ).

Якщо

$$E \leq 2Z_1 Z_2 e^2 a / r ;$$
$$\Psi_{кр} = \frac{0,67 Z_1^{1/4} Z_2^{1/4} e^{1/2}}{a^{3/4} E^{1/4}} ,$$

де  $Z_1, Z_2$  - атомні номери іонів і атомів мішені;  $a$  - віддаль між атомами в ланцюгу, що обмежує канал;  $r$  - радіус екранування Томаса-Фермі.

Значення критичних кутів каналювання під час імплантації в кремній іонів різних легуючих елементів з енергією 50 кеВ наведено в табл. 3.

Таблиця.3

### Критичні кути каналювання

Легуючий елемент	Напрямок каналу	Критичний кут каналювання, град
<i>B</i>	<110>	3,7
	<111>	3,2
<i>As</i>	Те саме	5,2
		4,4
<i>P</i>	Те саме	1,5
		3,8

У реальних технологічних умовах тільки незначна частка іонів рухається майже до повної зупинки в режимі каналювання. Розсіюючись на фононах, дефектах структури й електронах, іони, що відхиляються на кути, більші за  $\Phi_{кр}$  виходять з режиму каналювання - деканалюють. На деканалювання впроваджених іонів активно впливає температура пластини.

Залежно від напрямку іонів впровадження може проходити за двома механізмами, що призводять до різної глибини проникнення та розподілу домішки.

**Орієнтоване впровадження** - якщо кут між напрямками падіння іонів і головним кристалографічним напрямком напівпровідникової пластини менший від критичного. Рух іонів відбувається каналами.

Глибина проникнення іонів залежить від кристалографічної орієнтації та максимальна для напрямку [110], оскільки щільність атомів ґратки типу алмазу в цьому напрямку найменша. Глибина впровадження змінюється відповідно до ряду [110]>[100]>[111]. Вздовж напрямку [110] вона приблизно у два рази більша, ніж у напрямку [111].

Якщо напрямок падіння початкового пучка іонів на поверхню пластини відхиляється від основного кристалографічного напрямку  $i$ , отже, від осі каналу, то іони виходять за область каналу і рухаються за хаотичними траєкторіями. У реальних умовах навіть якщо кут падіння відхиляється від осі каналу не більше ніж на критичний, чистого каналювання не відбувається. Це пояснюється тим, що, поступово впроваджуючись, зі збільшенням дози опромінення частина іонів, що падають на підкладку буде зіштовхуватись з поверхневими атомами. Іони не потрапляють у канали, а відхиляються від початкового напрямку, і в результаті їхнього неупорядкованого руху будуть утворюватись дефектні області, які, своєю чергою, впливатимуть на характер впровадження. У випадку великих доз опромінення концентрація іонів у каналі висока і не всі з них в однакових умовах. Енергія іонів, що рухаються в центральній частині каналу, втрачається переважно внаслідок взаємодії з електронами. Втрати енергії іонами, відхиленими від центра каналу, зумовлені також взаємодією з ядрами атомів. Відхилення іонів можливі також і в результаті взаємодії з тепловими коливаннями атомів напівпровідника, дефектами ґратки тощо. Вплив додаткових причин відхилень іонів тим більший, чим далі іон від центра каналу. Зі збільшенням дози опромінення деканалювання стає помітнішим і для доз  $10^{15} \text{ см}^{-2}$  ефект каналювання практично зникає.

Перший максимум розподілу зумовлений відхиленням іонів від напрямку каналювання в результаті взаємодії частини з них із поверхневими атомами напівпровідника. Розподіл концентрації на цій ділянці відповідає функції Гаусса. Другий максимум розподілу зумовлений ідеально каналюваними іонами. Розподіл цих іонів негауссівський. Середню область кривої розподілу визначали іони, які потрапили в канали, але не в ідеальні умови. Пройшовши деякий шлях, вони деканалювали і впровадились у проміжок між двома максимумами.

Зі збільшенням дози опромінення ймовірність розсіяння іонів на поверхні та подальшого деканалювання зростає і тому каналювання зменшується, другий максимум у кривій розподілу впроваджених іонів знижується, перший зростає. За

вищої дози опромінення і не надто високої початкової енергії іонів другий максимум розподілу взагалі може зникнути на фоні деканалювання іонів.

**Розорієнтоване впровадження іонів** для кута падіння, більшого за критичний, супроводжується неупорядкованим рухом іонів з передаванням значної енергії. Під час кожного зіткнення відбувається передача енергії атомам пластини і гальмування рухомого іона доти, доки він не зупиниться остаточно. Якщо енергія, що передається іоном, перевищує енергію зв'язку атомів у ґратці, атоми зміщуються та залишають вузли ґратки, в результаті чого утворюються дефекти Френкеля - вакансії й атоми у міжвузловинах. Оскільки первинна енергія іона велика, на шляху його переміщення всередині напівпровідника утворюються численні дефекти зміщень, що зливаються в зони розміром 50-100Å. З упровадженням іонів кількість і розмір зон із розупорядкованою кристалічною ґраткою збільшуються, і якщо щільність зон велика, то в певний момент напівпровідник переходить в аморфний стан.

*Критична доза іонного опромінення, за якої напівпровідник переходить із кристалічного стану в аморфний, називається дозою аморфізації.* Аморфізація поверхні кремнієвої пластини під дією іонів фосфору відбувається інтенсивніше ніж під дією іонів бору. Доза опромінення, необхідна для аморфізації поверхні кремнію, становить  $6,2 \cdot 10^{14}$  см<sup>2</sup>.

Траєкторія руху іонів має вигляд ламаної лінії, кожна прямолінійна ділянка якої відповідає пробігу іона до зіткнення з атомом ґратки. Повна довжина пробігу іона до зупинки складається з окремих ділянок ламаної траєкторії.

Практичне значення для визначення глибини впровадження іонів має середня довжина проєкційного повного пробігу на напрямок початкової швидкості іонів  $\vec{R}_n$  - середній нормальний пробіг.

Розподіл іонів у разі розорієнтованого впровадження визначається законом Гаусса, оскільки зіткнення іонів з атомами ґратки мають імовірнісний характер

$$N(x) = \left[ \frac{Q}{(\Delta \bar{R}_n \sqrt{2\pi})} \right] \cdot \exp \left[ - (x - \Delta \bar{R}_n)^2 / 2 \Delta \bar{R}_n^2 \right],$$

де  $Q$  - доза опромінення,  $\text{см}^{-2}$ ;  $\Delta\vec{R}_n$  - середньоквадратичне відхилення нормальних пробігів,  $\text{см}$ ;  $x$  - глибина впровадження іонів,  $\text{см}$ .

Максимум розподілів відповідає не поверхні підкладки, як у разі термічної дифузії, а віддалі, яка дорівнює середньому нормальному пробігу іонів. Зі збільшенням енергії максимум розподілу зсувається вглиб підкладки, що дає змогу отримувати приховані заглиблені шари з провідністю протилежного типу.

Головною особливістю іонного легування є можливість відтворюваного отримання заданої концентрації домішки на заданій глибині практично на будь-якій площі пластини. Це зумовлено тим, що можна з більшою точністю задавати струм іонного променя. Можливе одержання неглибоких однорідно легованих шарів, а також різких р-п-переходів. Розподілами домішок можна легко керувати в широких межах, змінюючи дозу опромінення, енергію та кут падіння іонів.

Можливості іонного легування більше визначаються параметрами процесу, ніж властивостями пластини кремнію та домішки. Метод іонного легування дає змогу вводити в напівпровідникові пластини іони різних домішок та отримувати необхідні розподіли концентрацій, серед них такі, які неможливо одержати іншими методами.

На відміну від методу дифузії, коли теплова кінетична енергія атомів домішки становить десятки частки електрон-вольт, під час іонного впровадження прискорені іони мають кінетичну енергію в десятки кілоелектрон-вольт. Іони, що бомбардують підкладку, легко долають поверхневі потенціальні бар'єри, зумовлені наявністю оксидів і забруднень, тому іонне впровадження відбувається рівномірно на всій оброблюваній площі поверхні. Характеристики іонно-легованих шарів є відтворюванішими, ніж під час дифузії. Водночас можливе легування через шар плівки, наприклад, двооксиду кремнію. Іонне легування має ще деякі переваги перед дифузією, завдяки чому метод став основним для створення напівпровідникових елементів із субмікронними розмірами як у

вертикальному, так і в горизонтальному напрямку. Іонним легуванням складно отримати товсті шари понад 1 мкм з відтворюваними параметрами, тому їх одержують комбінованими методами: спочатку впроваджують з високою точністю задану конценграцію домішки на незначну глибину, потім здійснюють дифузію цієї домішки на задану глибину. Такі процеси називають дифузійно-іонно-легованими шарами. Іонне впровадження використовують також для гетерування та для легування шарів полікристалічного кремнію, що застосовуються для затворів і металізації

Відзначимо також, що іонне легування - чистий, сухий процес.

Технічне виконання методу іонного легування. Іонне впровадження здійснюють диференціальним відкачуванням у вакуумних установках, в яких ступінь вакууму підвищується в міру руху іонів від джерела до пластин. Для отримання іонів основних легуючих домішок використовують  $P$ ,  $As$ ,  $Sb$ ,  $BF_3$ ,  $BBr_3$ ,  $BCl_3$ ,  $PCl_3$ ,  $CCl_4$ ,  $SiCl_4$  та інші речовини.

В іонному пучку, окрім основної, наявні іони інших домішок. Щоб відсіяти їх, використовують електромагнітний мас-сепаратор. В області сепаратора всі іони

$$r = \sqrt{2mU / (qB^2)},$$

рухаються під дією сили Лоренца за коловими орбітами, радіус яких залежить від маси  $m$  і заряду  $q$ :

де ( $U$  - прискорююча напруга;  $B$  - магнітна індукція поля, в якому рухається іон.

Завдяки руху за коловими орбітами в сепараторі відбувається розділення іонів за масами. Отже, виділяється пучок легуючої домішки ізотопної чистоти.

Для впровадження застосовують *широкий* або *гостросфокусований* пучок іонів. Широкі пучки формуються дефокусувальними лінзами. Для впровадження сфокусованим променем необхідне сканування променя поверхнею пластин.

Пучок іонів спрямований у камеру приймального пристрою, де розміщені пластини. В камері передбачені засоби для орієнтації пластин щодо напрямку іонного променя та для нагрівання.

### **Основні параметри іонного впровадження:**

- енергія іонів  $E = qnU$ , де  $q$  - елементарний заряд;  $n$  - кратність іонізації іона;  $U$  - прискорювальна напруга. Здебільшого  $E=10-200$  кеВ;
- густина струму іонного пучка, яка становить  $0,1-100$  мкА/см<sup>2</sup>;
- доза опромінення  $Q$ , що визначається добутком густини струму іонного пучка на час опромінення  $Q = jt$ . Часто для розрахунків доза опромінення виражається в одиницях поверхневої щільності впроваджених іонів. Для створення електронних пристроїв застосовується діапазон доз опромінення від  $6 \cdot 10^{11}$  до  $6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup>.

Кут нахилу іонного пучка до напрямку головної кристалографічної осі пластини становить зазвичай  $7-8^\circ$ .

На відміну від дифузії під час іонного легування властивості отриманих шарів переважно визначаються зовнішніми електричними параметрами процесу. Іонним впровадженням легко керувати, змінюючи прискорювальну напругу, щільність іонної о пучка, кут нахилу пучка, час опромінення пластин, а у разі обробки сфокусованим пучком і швидкість його сканування.

Під час локального іонного легування можливий незалежний вибір домішкових профілів у вертикальному та горизонтальному напрямках. Для широкофокусного пучка профіль розподілу впроваджених іонів у горизонтальному напрямку формується за допомогою маски, при цьому розміри легової області точніше, ніж під час дифузії, відтворюють розміри. Маски формують із  $SiO_2$ ,  $Si_3N_4$ ,  $W$ ,  $Mo$ ,  $Au$  тощо. Товщини масок  $0,1-2$  мкм.

На практиці впровадження здійснюється, якщо кут падіння іонів більший за критичний, оскільки в промислових установках не забезпечується точність орієнтування, необхідна для каналювання. Практичні криві розподілу

впроваджених іонів мають характерні особливості розрахункових кривих і відрізняються від них наявністю “шлейфа”. Зі зростанням енергії опромінення максимум кривої згладжується і практичні криві сильно відрізняються від теоретичних. Причинами цих відмінностей є: дифузія, яка у випадку розупорядкування кристалічної ґратки висока і за низьких температур; потрапляння в канали неканалюваних на початку пробігу іонів; вплив дефектів, що виникають під час іонного впровадження, характер яких може сильно відрізнятися від звичайних дефектів кристала тощо.

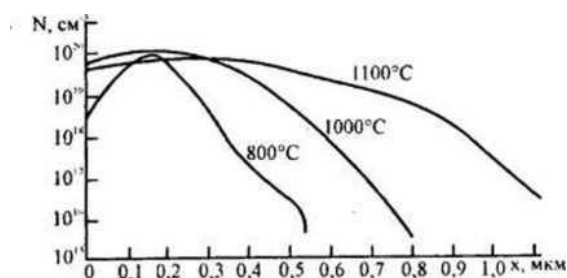


Рис. 10. Вплив термообробки на розподіл фосфору, впровадженого в кремній

Відпал за температур, що перевищують 700 °С, призводить до зміни профілю розподілу, і тим сильніше, чим вища температура. Розпливчастість кривих розподілу (рис. 10) з підвищенням температури відпалу пояснюється впливом дифузії домішок.

Глибина проникнення легуючої (бомбардуючої) домішки залежить від енергії та типу іонів, що бомбардують, атомної та кристалічної структури мішені - підкладки. Концентрація ж легуючої домішки в підкладці залежить від кількості іонів заданої енергії, що бомбардують одиницю поверхні, - дози імплантації.

**Маскування** використовується під час формування локальних легованих областей і являє собою нанесення на напівпровідникову пластину плівки маскувального матеріалу з подальшим витравлюванням у ній методом літографії вікон заданої конфігурації. Як матеріал масок застосовують діелектричні плівки ( $SiO_2$ ,  $Si_3N_4$ ), фоторезисти і метали. Маскувальні плівки повинні бути доволі

товстими, щоб повністю гальмувати іони; мати низькі коефіцієнти розпилювання; досить добре розчиняється після опромінення. До термостійкості плівок не ставляться такі жорсткі вимоги, як під час дифузії, оскільки високотемпературний відпал можна здійснювати вже після видалення плівок.

**Матеріал і метод створення масок для іонного легування.** Матеріал масок визначає метод їхнього виготовлення. Так, якщо для кремнію придатні всі відомі методи маскування, то для арсеніду галію - тільки низькотемпературні (анодування, термовакуумне випаровування, низькотемпературне хімічне осадження).

За високих доз іміплантації може помітно змінюватись розчинність маскувальних плівок. Наприклад, під час імпантациї іонів алюмінію в  $SiO_2$  утворюються змішані шари  $SiO_2-Al_2O_3$ , які значно гірше розчиняються, ніж чистий  $SiO_2$ . Часто навпаки - швидкість розчинення різко зростає зі збільшенням дози імпантациї. Причиною підвищення швидкості розчинення є радіаційні дефекти, що зменшують міцність зв'язків атомів у кристалі. Відпал, як правило, приводить до відновлення початкової швидкості розчинення.

**Маскування фоторезистами** застосовують у тих випадках, якщо імпантацию ведуть за низьких температур (до 100 °C). Маску необхідно видалити до відпалу. Але за доз імпантациї, більших від  $10^{14}$  іон/см<sup>2</sup>, відбувається часткова полімеризація фоторезисту, він стає важкорозчинним у звичайних розчинниках. У такому разі фоторезист видаляють або іонно-плазмовим травленням, або обробкою в гарячій сірчаній кислоті. Пробіг іонів у фоторезистах зазвичай більший, ніж у плівках  $SiO_2$ . Тому необхідно використовувати товщі шари фоторезисту (>0,5 мкм).

**Маскування плівками металу** часто застосовують у технології мікроелектроніки, особливо для отримання структур, що самосуміщаються, у виробництві МОН ІМС. Вибір металу визначається не умовами імпантациї, а конструктивно - технологічним варіантом мікросхеми. Тому імпантацию доводиться пристосовувати під той метал, який вибирають із конструктивних

міркувань. Найчастіше в технології мікроелектроніки використовують плівки алюмінію, золота, молібдену та полікристалічного кремнію завтовшки 0,5-1 мкм. Напівпровідникові пластини досить чутливі до забруднень металами, тому під час імплантації необхідна обережність, щоб не внести шкідливих домішок у напівпровідникові шари. Щоб запобігти можливим забрудненням, інколи між шарами металу та напівпровідника створюють дуже тонкий шар діелектрика типу  $SiO_2$ .

Будь-які маскувальні плівки повинні забезпечувати надійне маскування пластини від іонів, що бомбардують, тобто пробіг іонів у них повинен бути меншим за їхню товщину.

**Іонна імплантація як технологічний прийом під час створення пристроїв мікроелектроніки.** Застосування іонної імплантації в діапазоні енергій 10-100 кеВ і доз  $10^{11}$  -  $10^{18}$  см дає змогу вкорювати широку гаму різноманітних дискретних приладів і мікросхем. Режим іонної імплантації технологічно характеризується низкою параметрів: енергією іонів, густиною струму в пучку на поверхні пластин, дозою іонів, що імплантуються, і часом експозиції, орієнтацією зразка щодо пучка, термічним станом пластин і рівнем стерильності, який визначається тиском і спектром залишкових газів в іонному тракті та приймальній камері, а також матеріалом і конструкцією тримачів пластин. На рис. 26 схематично показаний зв'язок цих параметрів із характеристиками виробів і режимами подальших обробок виробів.

Енергія іонів  $\varepsilon = veU$ , де  $v$  - кратність іонізації атома;  $e$  - заряд електрона;  $U$  - гірискорювальна напруга, визначає глибину їхнього проникнення в матеріал мішені ( $R_p$ ) і характер розподілу атомів, що зупинилися, по товщині пластини.

Доза імплантації  $\Phi = jt$  (в одиницях заряду або в кількості іонів на  $1 \text{ см}^2$ ) характеризує поверхневу концентрацію легуючої домішки і для конкретного виду

термообробки визначає електрофізичні властивості іонно-імплантованих шарів. Доза імплантації домішки істотно впливає на швидкість окислення іонно-імплантованих шарів

Швидкість окиснення залежить від рівня легування та дефектності іонно-імплантованого шару. Її необхідно враховувати під час формування мікрорельєфу, необхідного для суміщення у фотолітографії. Густина струму в пучку  $j = n\upsilon ve$ , де  $n$  - кількість іонів в одиниці об'єму пучка;  $v$  - швидкість іонів;  $v = \sqrt{2qU1M}$ ;  $M$  - маса іонів;  $\nu$  - кратність іонізації атомів, визначає граничну продуктивність іонно-променевої установки за заданих розмірів приймальної камери.

Збільшення струму за постійної енергії веде до виникнення термічних ударів і, як наслідок, до генерації смуг дислокаційних сіток. Відводять тепло від пластин контактом їх із тримачем або розсіюванням його через випромінювання. Інтенсивність нагрівання пластин залежить від маси іонів. Температура пластин, які опромінюються легкими іонами, вища, ніж під час опромінювання важкими іонами за тієї самої густини “впроваджуваної” енергії.

Суміщене з імплантацією підігрівання пластин забезпечує відпал радіаційних порушень. Нагрівання кремнієвих підкладок під час імплантації до температури 773-873 К приводить до отримання досконалої кристалографічної структури іонно-імплантованого шару. За вищих температурах (аж до 973 К) кристалографічна структура шару погіршується.

Підігрівання пластин під час імплантації (“гаряча” імплантація) впливає і на розподіл домішки по глибині. Досконала кристалографічна структура протягом усього процесу набирання дози є умовою постійного каналювання іонів упродовж усього часу імплантації. Профіль концентрації домішки виявляється розтягнутим вглиб пластини. Крім каналювання, під час “гарячої” імплантації профіль домішки деформується радіані йно-стимульованою дифузиею та процесами синтезу комплексів і хімічних сполук. Так, під час імплантації іонів азоту (або вуглецю) кремнієві підкладки нагріваються до 1073 К, в них одночасно відбувається синтез нітриду (або

карбиду) кремнію. Процес синтезу зв'язує домішкові атоми, зменшуючи на кілька порядків їхній ефективний коефіцієнт дифузії.

Орієнтація підкладок значною мірою визначає глибину проникнення іонів під час імплантації, крім того, шари різної кристалографічної орієнтації акумулюють різну кількість домішок. Під час іонної імплантації застосовують металеві маски з  $Mo$ ,  $Al$ ,  $SiO_2$ , фоторезистів та інших матеріалів, які витримують дози іонів, не менші, ніж  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Деякі характеристики типових матеріалів для масок показані на . За наведеними даними можна порівняти товщини маскувальних шарів різних матеріалів, які поглинають 99,9 % іонів, що падають.

Інші застосування іонного впровадження. Пошук оптимальних методів формування елементів напівпровідникових структур привів до розроблення процесів з використанням упровадження іонів.

*Дифузія з шарів, отриманих іонним впровадженням.* В цьому процесі, на відміну від звичайної дифузії, іонне впровадження замінює загонку домішки. Завдяки поєднанню переваг впровадження і дифузії отримують необхідний розподіл за необхідної глибини шару. Метод, на відміну від іонного легування, дає змогу одержувати шари в кілька десятків мікрометрів з розподілом домішок, якого не можна досягти за допомогою термічної дифузії.

Дифузія полікристалічного кремнію - у шар полікремнію впроваджують легуючу домішку, потім здійснюють дифузійний відпал для її перерозподілу на необхідну глибину. Дифузія з полі кремнієвих шарів дає змогу за порівняно невисоких температур отримувати неглибокі (менше ніж 0,3 мкм) емітерні області з високою поверхневою концентрацією. Шар полікремнію, що залишився у готовій структурі на емітері, дає змогу запобігти короткому замиканню між емітерними областями і металізацією, а також покращує адгезію металевих електродів.

Радіаційно-стимульована дифузія полягає у впровадженні іонів неактивних елементів  $H^+$ ,  $He^+$ ,  $N$ ,  $Ar^+$  для отримання в поверхневому шарі напівпровідникової пластини локальних областей з ґраткою, зруйнованою радіацією.

На другому етапі процесу легування домішка буде прискорено дифундувати саме в областях, оброблених іонним променем. Після видалення шару напівпровідника, товщина якого дорівнює глибині дифузії на неопромінених ділянках, р-і-переходи залишаються тільки в опромінених місцях. Основна особливість методу - низька температура пластин під час створення структур. Для кремнію вона може становити 400—450 °С. За цим методом не потрібне маскування поверхні.

**О т р и м а н н я п л і в о к :** впроваджуючи при температурах 500-600 °С в приповерхневий шар кремнію іони кисню або азоту, отримують оксидні або нітридні плівки з хорошими діелектричними властивостями, стабільністю параметрів і механічною міцністю. Такі плівки можна застосовувати для пасивації поверхні структур.

**Іонна імплантація характеризується** високою точністю та відтворюваністю глибини та ступеня легування за рахунок підтримання параметрів іонного пучка; можливістю формування практично будь-якого профілю легування; можливістю отримання прихованих легуваних областей, точним відтворенням рисунка маски під час локального легування; високою продуктивністю та легкістю автоматизації; можливістю виконання комплексу операцій на одній установці.

**Недоліки та обмеження іонного легування:** необхідність відпалу; складність відтворюваного легування шарів, товщина яких більша за 1 мкм; складність однорідного легування пластин великого діаметра внаслідок розфокусування променя у разі значних відхилень, складність обладнання.

#### 1.4. Технологічне обладнання для іонної імплантації

Установки іонної імплантації, містять, як правило, іонне джерело, екстрагувальну та фокусувальну оптику, прискорювач, сепаратор мас, пристрій сканування іонного пучка, систему джерел живлення, приймальну камеру, вакуумну систему, а також пристрої контролю та керування технологічним процесом.

Джерелами іонів називають пристрої, в яких на основі різних принципів іоноутворення створюється певна концентрація заряджених частинок - іонів. Іони утворюються з нейтральних молекул або атомів внаслідок іонізації електронним ударом, фотоіонізації, хімічної чи термічної іонізації, іонізації в результаті співударів з іншими прискореними іонами тощо.

Принцип дії установки ІІ пояснює рис.28. Іони, що імплантуються, отримують іонізацією відповідної пари чи газу й екстрагують із джерела, іонізуючи потенціалом 10 кВ. Пучок іонів формується за допомогою системи електростатичних лінз. Витягнутий із джерела і сфокусований багатоелектродною електростатичною лінзою 3 іонний пучок прискорюється полем секційного прискорювача 4 і розділяється за масами в електромагнітному сепараторі 7. Для рівномірного опромінення пластин іонний пучок або знову розфокусовують, або сканують ним по поверхні пластин у взаємно перпендикулярних напрямках. Для його суміщення з щілиною магніту використовуються відхиляючі пластини 5. Збільшення енергії до значень, які перевищують  $10^{-15}$  Дж, забезпечується прискоренням іонів після подавання високої напруги на прискорювальні електроди та мішень (пластини). Геометрія системи дає змогу одержувати пучок перерізом 4-5 см<sup>2</sup>. Розходження пучка становить  $\pm 2$  , густина струму 0,3-10 мкА/см<sup>2</sup>.

Тиск у системі підтримується на рівні  $10^{-3}$  Па в камері джерела іонів і  $10^{-5}$  Па в камері мішені, яку імплантують.

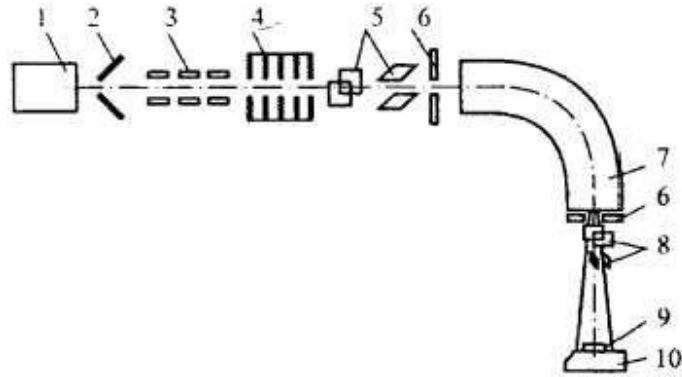


Рис. 11. Схема установки іонного легування:

- 1 – іонне джерело; 2 - витягуювальний електрод;
- 3 - фокусувальна лінза; 4 – секційна прискорювальна трубка; 5 - пластини для корекції іонного пучка; 6 – діафрагми;
- 7 - електромагнітний сепаратор;
- 8 - пластини електромагнітного сканування; 9 - опромінювані зразки;
- 10- тримач підкладок

Основні фізичні характеристики іонного впровадження - довжина пробігу іонів у твердому тілі та ступінь зміни кристалічної ґратки пластини в результаті її бомбардування іонами. Розподіл пробігів формує певний профіль розподілу впроваджених іонів, а радіаційні дефекти - зміну структури внаслідок іонного впровадження. Глибина проникнення іонів зазвичай не перевищує 0,5-0,9 мкм.

Розподіл концентрації впроваджених домішок - результат складних процесів, зв'язаних із впливом структури кристалічної ґратки та її змін на характер руху та гальмування іонів. Під дією іонного бомбардування у приповерхневому шарі пластини накопичуються дефекти, і кожна наступна порція іонів рухається в інших умовах порівняно з попередньою. Тому кінцевий профіль розподілу домішок - це суперпозиція багатьох елементарних профілів.

Установки іонної імплантації, призначені для легування більших і менших доз іонами високих і низьких енергій, груповим або індивідуальним методом, відрізняються взаємним розміщенням функціональних елементів (рис. 12). Так, найпоширенішим типом є установки з системою прискорення 5, розміщеною після мас-сепаратора 3 (рис. 12, а) тобто такі, що прискорюють уже відсепарований, ізотопно чистий іонний пучок. Сепарація порівняно низькоенергетичного іонного пучка дає змогу значно знизити габарити і потужність магнітної системи. Таке компонування забезпечує отримання пучків з енергією іонів 100-200 кеВ.

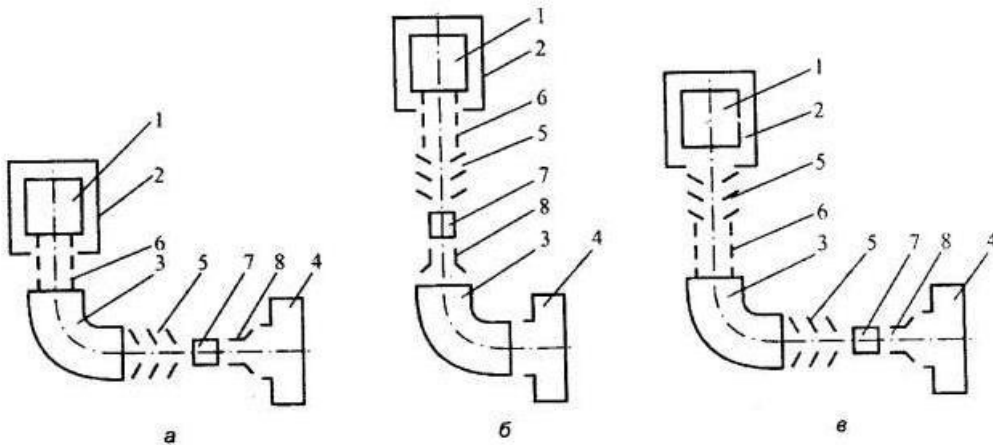


Рис. 12. Структурні варіанти установок іонної імплантації

В установках іонної імплантації другої групи (рис. 12, б) система прискорення розташована між джерелом і мас-сепаратором. Оскільки в цьому випадку здійснюється сепарація іонного пучка, вже прискореного до енергії впровадження, такий тип установок використовують, як правило, для роботи з енергіями іонів до 100 кеВ.

До третьої групи (рис. 12, в) належать установки з комбінованим прискоренням як несепарованого, так і сепарованого іонного пучка. У цьому разі використовуються два прискорювачі, розташовані після джерела іонів і перед приймальною камерою 4. Це дає змогу отримувати пучок з високою енергією іонів за рахунок його попереднього прискорення до енергії 100 кеВ перед сепарацією і

надалі до заданої максимальної енергії, яка може досягати 1 меВ і більше.

Джерело іонів V, як правило, розміщують у високовольтному модулі 2. Більшість установок іонної імплантації мають фокусувальні системи б, які дають змогу істотно знизити втрати потужності, підвищити густину іонного струму та використати тонко сфокусовані іонні пучки.

Існують установки іонної імплантації, що відрізняються за способами сканування пучка по підкладці. Застосовується механічне переміщення підкладок щодо нерухомого іонного пучка. У такому разі немає необхідності у системах магнітного чи електростатичного сканування іонного пучка. За таким принципом побудовані, як правило, високоенергетичні установки.

Як бачимо з рис. 12, системи сканування 7 і 8 можуть розташовуватись як безпосередньо перед приймальною камерою 4 (рис. 12, а, в), так і перед мас-сепаратором 3 (рис. 12, б). Перший варіант є прийнятнішим, оскільки сканується робочий, ізотопно чистий пучок безпосередньо біля підкладки.

В установках іонної імплантації застосовуються джерела іонів з різним принципом утворення одно- і багатозарядних іонів. Останні використовуються у високоенергетичних системах. Існують джерела утворення іонів електронним або іонним ударом, в результаті термічної дії чи хімічної реакції, дуговим розрядом у парі робочої речовини або лазерним випромінюванням, а також газорозрядні, плазмові та високочастотні джерела іонів. Призначенням кожного джерела є ефективне надання нейтральним атомам і молекулам речовини кількості енергії, достатньої для відривання зовнішніх електронів. У результаті іонізації в джерелі встановлюється певна концентрація заряджених частинок, витягування яких і формування в пучок необхідного перерізу є призначенням іонно-оптичної системи.

Вилучений з іонного джерела пучок з подальшою магнітною сепарацією приводиться в моноізотопний стан певного хімічного елемента зі струмом від десятків до тисяч мікроампер. В установках іонної імплантації застосовують мас-сепаратори на постійних магнітах, з ортогональними магнітними й електричними полями, з одночасною дією постійного та змінного електричного полів. Сепарація

іонного пучка ґрунтується на взаємодії рухливих іонів з магнітними та електричними полями під дією сили Лоренца та відбувається, як правило, на проміжній енергії до 25 кеВ.

Мас-сепаратор є елементом, від якого найбільше залежать габарити установки іонної імплантації. Зменшити його розміри можна за рахунок скорочення зазору між полюсними наконечниками і кута повороту пучка.

Системи прискорення іонного пучка бувають двох типів: з одиничним зазором між двома електродами (використовуються для надання іонам енергії до 40-100 кеВ) і багатозазорними прискорювальними секціями, на кожній з яких іони отримують енергію по 15-20 кеВ (застосовуються в установках з високими, до 1 МеВ і більше енергіями іонів).

Фокусування пучка до певного перерізу можна здійснювати як електростатичним, так і магнітним полем. Фокусувальні лінзи можуть мати вигляд порожнистих циліндрів, діафрагм з отворами чи електромагнітних котушок.

Застосовувані в установках іонної імплантації пристрої сканування пучка використовуються для центрування руху пучка в іонно-оптичній системі, напрямлення пучка на певну ділянку, сканування пучка по підкладці. При цьому не повинне порушуватися сканування пучка, система відхилення повинна мати достатню чутливість і низьку інерційність.

Однією з головних переваг іонної імплантації є можливість точного контролю дози впроваджуваної домішки. При цьому вимірюється як загальна кількість іонів, що потрапляють на мішені, так і рівномірність їхнього розподілу по поверхні пластини. Основним методом визначення дози в промисловому обладнанні є вимірювання струмупучка за допомогою циліндра Фарадея.

Сучасні установки для іонної імплантації складаються з іонного джерела, екстрагувальної та фокусувальної оптики, прискорювальної системи, мас-сепаратора, пристрою сканування іонного пучка, системи джерел живлення, приймальної камери, вакуумної системи, пристрою контролю та керування технологічним процесом.

Для іонної імплантації використовують установки діапазоном енергій від десятків кеВ до декількох МеВ та іонними струмами від мікроампер до міліампер. Найчастіше застосовуються установки з енергією від 500 до 800 кеВ і струмами, що забезпечують опромінення дозами від  $10^{10}$  до  $10^{17}$  іон/см<sup>2</sup>.

Атоми вихідної імплантованої домішки можуть вводитись в іонне джерело або напуском (якщо домішка подається у вигляді газу), або випаровуванням (для рідкої або твердої домішки). В іонному джерелі атоми іонізуються. Іони витягуються відповідним потенціалом у прискорювач, де прискорюються до заданих значень швидкостей (енергій). Після попереднього фокусування у першій щілинній лінзі пучок іонів прямує в електромагнітний сепаратор, в якому іони розділяють за масами так, що всі сторонні іони відокремлюються від іонного пучка легуючої домішки. Тут також здійснюється мас-спектрометрія іонного пучка. Сепарований пучок фокусується системою щілинних і квадрупольних лінз у промінь, який потрапляє в систему сканування. Прискорений сканований промінь прямує в приймальну камеру, де розміщуються оброблювані пластини.

**Іонне джерело (ІД)** - один з найважливіших вузлів установки, який забезпечує створення іонного пучка.

Іонні пучки - це направлені потоки іонів, що мають певну форму. Зазвичай іонні пучки мають малі поперечні розміри порівняно з довжиною. Їх вперше спостерігав німецький фізик Е. Гольдштейн у 1886 році у дослідях з газорозрядною трубкою, в катоді якої були зроблені отвори. Прискорені в міжелектродному просторі іони проходили через ці отвори, створюючи за катодом по ходу утворених ними пучків слабе свічення.

Іонні пучки використовуються в різних фізичних експериментах і в техніці. Під час проходження іонних пучків через газу вони розсіюються внаслідок зіткнень іонів з атомами газу. Для зменшення цього ефекту іонні пучки одержують в умовах високого вакууму.

Для утворення іонних пучків необхідно одержати достатню кількість іонів, прискорити їх і у певний спосіб спрямувати. В іонних джерелах іони одержують

іонізацією атомів і молекул електронним ударом, поверхневою іонізацією, фотоіонізацією, автоіонізацією тощо. Потужним джерелом іонів є електричний розряд у вакуумі (низьковольтний дуговий розряд, високочастотний розряд). Прискорення та формування іонів у пучок здійснюється системою іонних лінз. Якщо іонний пучок має велику інтенсивність, то для запобігання його розширенню, зв'язаному з утворенням об'ємного заряду, використовують іонні лінзи спеціальних конструкцій. В частині іонного пучка, яка розміщено поза зоною дії електричних полів, за певних умов може настати компенсація позитивного об'ємного заряду іонів негативними зарядами вторинних електронів різного походження.

Для одержання у вакуумі напрямлених іонних пучків використовують іонні джерела. В іонних джерелах використовуються: іонізація атомів електронним ударом, поверхнева іонізація, іонізація в газовому розряді тощо. Найпоширенішими є плазмові іонні джерела, які створюють інтенсивний пучок іонів із заданими масою, зарядом, енергією, струмом за мінімальної витрати робочої речовини та енергії живлення, високої стабільності та довговічності.

Іонним джерелом з високою густиною іонного струму є *дуоплазмотрон*, у якому плазма зазнає спочатку “геометричного” стиску, а потім стискається неоднорідним магнітним полем. Часто використовуються іонні джерела, в яких електрони, що іонізують газ, осцилюють вздовж ліній магнітного поля між катодом та відбивачем. Іони витягуються через отвір у відбивачі або через щілину в анодному циліндрі (впоперек магнітного поля). Інтенсивні імпульсні пучки негативно заряджених іонів можна одержати за допомогою *поверхнево-плазмових* іонних джерел, де покритий цезієм електрод бомбардується потоком позитивних іонів водню, які при цьому перетворюються на негативні іони. В інжекторах швидких нейтральних частинок використовуються потужні *дугові* іонні джерела без магнітного поля, які дають змогу одержувати іонні пучки зі струмом в десятки ампер. Імпульсним сильнострумовим іонним джерелом є спеціальний відбивальний діод, що складається з двох катодів, між якими розміщений тонкоплівковий анод, на

який подається короткий імпульс високої напруги. Утворені електрони багато разів пронизують анод та осцилюють між катодами, випаровуючи та іонізуючи речовину анода. Нейтралізуючи об'ємний заряд іонів, можна одержати іонні потоки з високою густиною та загальним струмом приблизно сотні кілоампер. Іноді роль одного з катодів виконує так званий віртуальний катод. Особливістю іонних джерел багаторозрядних іонів є тривале утримування іонів у об'ємі, який пронизується потоком електронів з великими енергією та густиною. Плазма, утворена під час опромінення твердого тіла лазерним випромінюванням, також є ефективним джерелом багатозарядних іонів.

До ІД ставляться вимоги: генерування однорідного іонного пучка високої інтенсивності зі стабільними в часі параметрами; отримання двозарядних іонів і молекулярних іонів з високим виходом; забезпечення високої густини іонного струму за максимально низьких екстрагуючих напруг; іонізація газоподібних (наприклад,  $BF_3$ ),  $AsF_3$ ,  $PF_5$ ,  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  тощо) і пароподібних ( $P$ ,  $Sb$ ,  $Al$ ,  $Zn$  тощо) домішок; легка заміна легуючого елемента; простота керування і заміни джерела; надійність роботи.

Іонне джерело повинне забезпечувати збудження атомів робочого газу до енергії, що перевищує потенціал іонізації атома, в результаті чого утворюються позитивні іони. Класичний метод іонізації - електричний розряд у газі. Тому більшість джерел містить такі конструктивні елементи ): розрядну або іонізаційну камеру, яка іноді є несучою конструкцією джерела; анод призначається для створення електричного поля всередині розрядної камери; джерело електронів (зазвичай термокатод), призначене для подавання в зону розряду необхідної кількості іонізуючих енергетичних електронів; магнітну систему для підвищення ефективності іонізації та густини плазми в зоні екстракції іонів; електроди екстрагуювального та первинного фокусування пучка для екстракції іонів із зони плазми. Екстрагуювальна система є одночасно і первинним прискорювачем іонного пучка.

До допоміжних систем, що забезпечують роботу ІД, належать: система

подавання робочого газу; пристрій випаровування (розпилення) твердого легуючого матеріалу; система джерел живлення. Остання забезпечує необхідні анодний та екстрагувальний потенціали, а також живлення катода й електромагнітної системи.

Найпоширеніші та порівняно прості ІД - джерела з гарячим катодом, **що** мають велику кількість різноманітних конструктивних варіантів. Як джерело електронів використовується катод прямого розжарення чи непрямий катод. У будь-якому випадку електрони емітуються перпендикулярно до поверхні нитки розжарення або непрямого катода з густиною приблизно  $1 \text{ A/cm}^2$ .

Пристрої прискорення іонного пучка повинні прискорювати пучок необхідної іонної концентрації до заданої енергії з мінімальною потужністю споживання; бути компактними; додатково фокусувати пучок під час його транспортування вздовж прискорювача; забезпечувати мінімальне розсіювання та забруднення пучка; усувати електричні пробої між елементами прискорювача; мати ефективний захист від рентгенівського випромінювання та високої напруги.

Для створення іонно-легованих шарів необхідна інформація про їхній хімічний елементний склад, електронний стан атомів, розподіл дефектів і кристалічну структуру ґратки. Для дослідження фізико-хімічних властивостей поверхні твердих тіл використовують: метод Резерфордівського зворотного розсіювання частинок (ЗР), ожеелектронну спектроскопію (ОЕС), електронну спектроскопію для хімічного аналізу (ЕСХА), вторинну іонну мас-спектроскопію (ВІМС), іонний мікроаналіз (ІМА), рентгенівську трикристалічну дифрактометрію (РТД), зовнішній фотоелектр (ЗФ) і рентгенівську флуоресценцію (РФ) під час бреггівської дифракції. Застосовують також електрофізичні методи: інфрачервону спектроскопію (ІЧС), електронно-парамагнітний резонанс (ЕПР), просвітну електронну мікроскопію (ПЕМ), електронографію (ЕГ), дифракцію повільних електронів (ДПЕ).

**Методи визначення профілю радіаційних порушень кристалічної ґратки напівпровідника.** Достатню інформацію про параметри іонно-легованих шарів можна одержати методами Резерфордівського зворотного розсіювання частинок  $H^+$  або  $He^+$  рентгенівської трикристалічної дифрактометрії, зовнішнього фотоелекту при бреггівській дифракції, електронної мікроскопії на основі просвічування та електронографії. Основні параметри перелічених методів  $s$  - чутливість (для РТД і ЗФ  $s = L_{def}/L_{екст}$ , і  $s = L_{def}/L_{ел}$  відповідно);  $L_{def}$  - товщина порушеного шару;  $L_{екст}$  - характерна глибина формування рентгенівського зображення;  $L_{ел}$  - характерна глибина формування електронного зображення;  $\Delta a/a$  - чутливість до деформації ґратки;  $d$  - діаметр досліджуваної області;  $t$  - час аналізу одного зразка.

**Методи визначення положення впроваджених атомів у кристалічній ґратці.** Методом більшості досліджень іонного впровадження є впровадження в кристалічну ґратку домішкових атомів, які повинні займати в ній певні положення (переважно це положення типу заміщення). У зв'язку з цим визначення положення домішкових атомів у кристалічній ґратці є однією з найважливіших проблем у дослідженні іонного легування. З цією метою використовують методи ЗРЧ і РФ.

### 1.6 Коефіцієнти розпилення

При нормальному падінні, узагальнення теорії Зигмунда дає наступну формулу для коефіцієнта розпилення  $Y$

$$Y = \frac{C \cdot Q}{U_0} \frac{\alpha \cdot S_n(E)}{1 + A \cdot s_e(\varepsilon)} \left( 1 - \left( \frac{E_{th}}{E} \right)^{1/2} \right)^{2.8}$$

де  $S_n(E)$  - це гальмівний перетин одного атома, а  $U_0$  - поверхнева енергія зв'язку атомів. Зазвичай  $U_0$  приймають рівно енергії сублімації розпорошених атомів. Коефіцієнт  $C$  дорівнює  $0,042 \text{ \AA}^{-2}$ . Тут, гальмівне ядерне перетин визначається наступним чином

$$S_n(E) = 4\pi \cdot Z_1 Z_2 \frac{e_0^2}{4\pi\varepsilon_0} a_{12} \frac{M_1}{M_1 + M_2} s_n(\varepsilon)$$

тут  $Z_1$  і  $M_1$  - це атомний номер і маса первинного іона, а  $Z_2$  і  $M_2$  атомний номер і молярна маса атомів мішені,  $e_0$ - заряд електрона і  $\varepsilon_0$  - діелектрична проникність вакууму. Звідси параметр  $a_{12}$  дорівнює

$$a_{12} = \left( \frac{9\pi^2}{128} \right)^{1/3} \frac{a_0}{\left( Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{1/2}}$$

де  $a_0$  - радіус Бора, який дорівнює  $0,529 \text{ \AA}$

## 2. Властивості фотолюмінесценції Au-Si.

Результати по вивченню ефекту фотолюмінесценції золото-кремнієвих наночастинок. представляють собою два шари: золотий (15 нм) і кремнієвий (90 нм).

Виявлено різке збільшення ефективності нанорозмірного джерела білого світла за рахунок введення золота (Au) в наночастинку Si, створюють новий тип гібридної наночастинок метал-діелектричний.

Передбачається, що золоті включення грають вирішальну роль в продемонстрованих характеристиках джерела білого світла, оскільки вони підвищують ефективність фотозбудження випромінювача на основі кремнію на порядок, роблячи її порядку 0.1% за рахунок поліпшення поглинання світла і фотоінжекції гарячих електронів і дірок в активний матеріал.

На рис. 13 наведено основні властивості гібридних наночастинок Si / Au, що виявляють островкову структуру золотий частини (як показано на зображенні електронної мікроскопії).

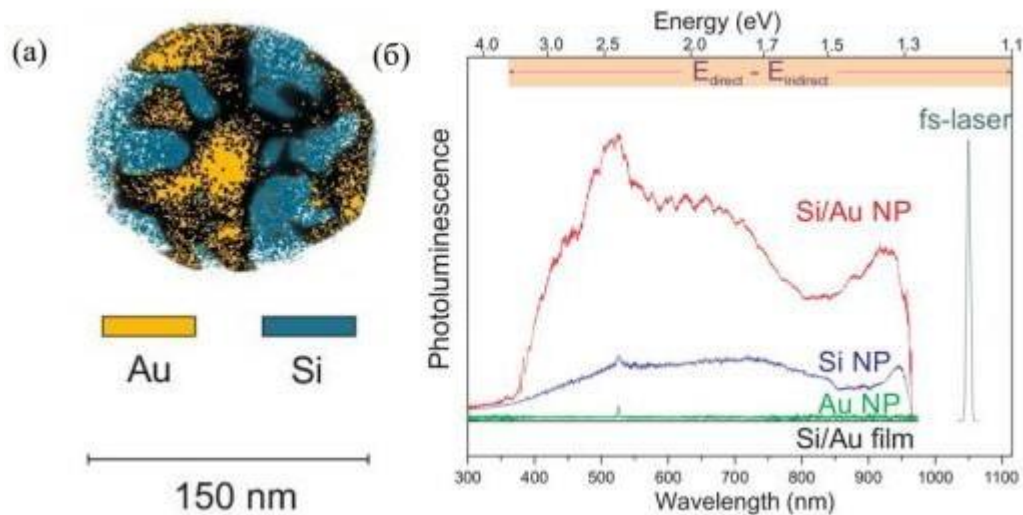


Рис. 13 (А) Зображення ТЕМ і склад елементів гібридної наночастинок розміром 150 нм, показаної в кольорах, відповідних Au (жовтий) і Si (синій). (Б) Виміряні спектри фотолюмінесценції з наночастинок Si / Au (червона крива), наночастинок Au (зелена крива), наночастинок кремнію (синя крива) і двошарового a-Si: H / Au з товщиною 15 нм / 15 нм (чорна крива) при 50 ГВт / см<sup>2</sup>, Спектр фемтосекундних лазерних імпульсів збудження (зелена крива).

На рис. 13 порівнюються спектри випромінювання з різних матеріалів і структур при опроміненні фемтосекундними лазерними імпульсами ( $\lambda = 1050$  нм або  $1.18$  еВ,  $\tau = 150$  фс) з інтенсивністю  $50$  ГВт /  $\text{см}^2$ . Наночастки Au, а також плівка Au / Si демонструють тільки слабкий сигнал генерації другої гармоніки близько  $525$  нм. Відносно слабкий вузькосмуговий сигнал фотолюмінесценції з піком на  $650$  нм спостерігається лише з плівок a-Si: H, що викликано прямими міжзонними переходами на  $1.8$  еВ. Однак спектр фотолюмінесценції плівки a-Si: H стає значно ширше й інтенсивніше після лазерного відпалу. Ще більш високий сигнал досягається з частки кремнію з діаметром близько  $300$  нм, виготовленої за допомогою лазерного друку з плівки a-Si: H товщиною  $50$  нм. Нарешті, спектр наночастинки кремнію з додаванням золота, виготовленої з двошаровою плівки  $15/60$  нм Au / Si виявляється найсильнішим і охоплює весь видимий спектр з характерною емісією білого кольору (Рис. 13 ). Оцінка ефективності широкосмугового фотолюмінесценції з Au / Si наночастинок дає значення як мінімум в  $20$  разів вище, ніж для наночастинок чистого кремнію з урахуванням обсягу наночастинок. Отримані максимальні ефективності генерації білого світла становлять приблизно  $0.1\%$ . Даного значення досить для реалізації широкосмугового бліжнеполной мікроскопії.

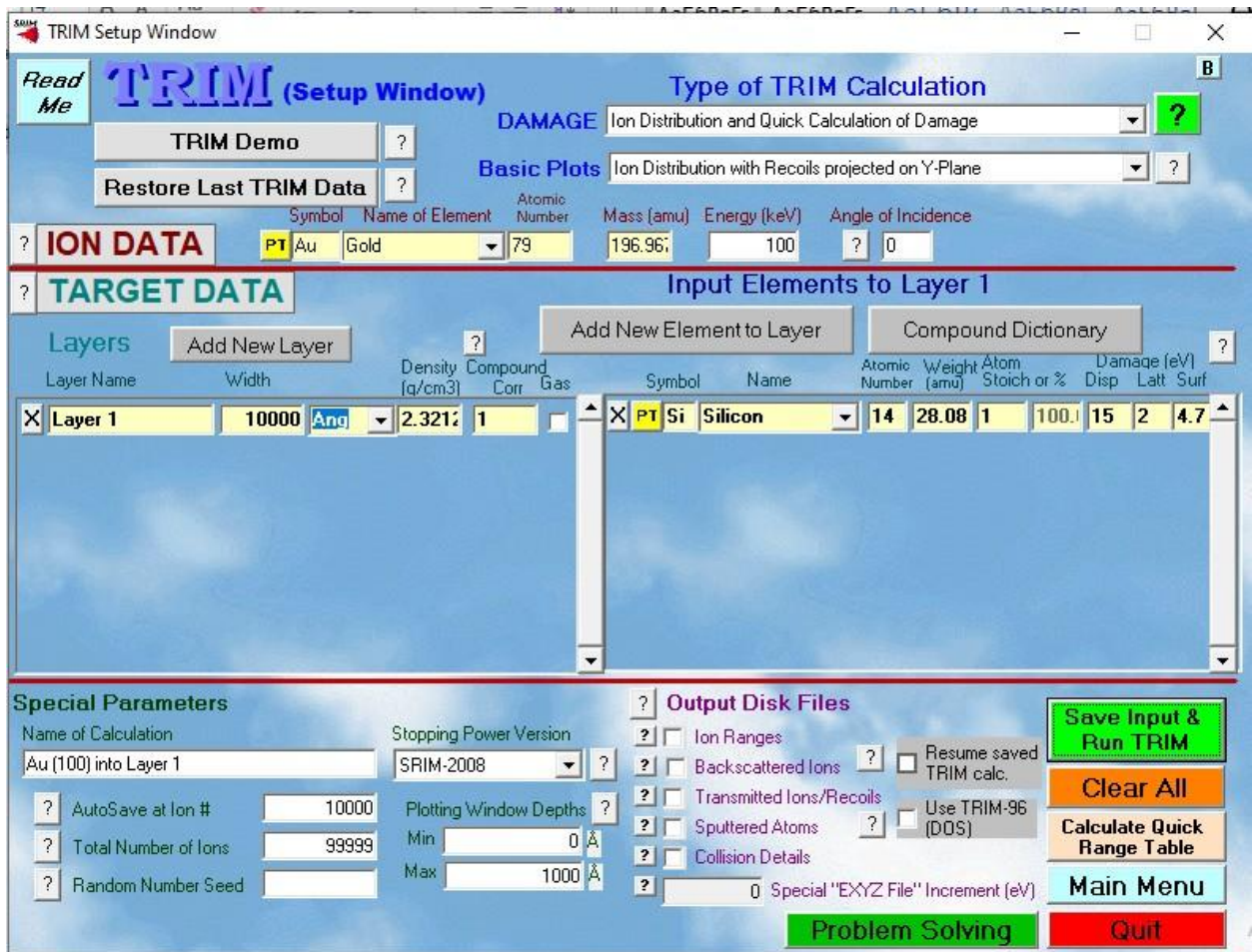
### 3. Програмне забезпечення SRIM

Для розрахунку пробігу іонів в твердих тілах можна використати різні програми комп'ютерного моделювання. Найбільшу популярність має програмний пакет SRIM, який дає можливість розрахунку пробігів та дозволяє отримати: розподіл вакансій в мішені, атомів віддачі і т.д.

Основний метод в програмі SRIM, є метод Монте – Карло. Суть методу полягає у генерації стохастичних велечин. У разі іонної імплантації такими параметрами є вільний пробіг між зіткненнями для падаючого іона і його прицільну відстань перед зіткненням з атомом мішені. Решта величини, такі як щільність і склад мішені, атомні маси, початкові енергії іона, енергії зміщення атомів мішені, товщина мішені, задаються постійними на початку реалізації програми.

Комп'ютер стежить за кожною траєкторію впавшого іона, вирішуючи завдання про зіткнення двох заряджених частинок. При цьому кожен раз реєструються наступне: втрата енергії на ділянці вільного пробігу, втрата енергії при зіткненні з атомом мішені, кут відхилення від первісного напрямку, виліт атома мішені з вузла (Якщо енергія віддачі більше енергії зміщення). потім ситуація розігрується заново з урахуванням події зіткнення. В якості критерію зупинки зазвичай вважають умова: залишкова кінетична енергія рухомого іона не перевищує енергію зміщення атома мішені. На цьому етапі комп'ютер фіксує координати іона. Сучасна версія SRIM дозволяє отримати інформацію не тільки про розподіл впровадженої домішки, але про проведені зсувах, про розподіл вакансій і між вузлових атомів, про розпилення мішені. Для отримання параметрів розподілу імплантованою домішки і точкових дефектів необхідно виконати велику серію подібних випробувань, зазвичай рекомендується кілька тисяч (число випробувань задається на початку програми в нашому випадку 99999 випробувань).

Програмне забезпечення SRIM робоча область.



Після запуску програми відкриється вікно робочої області. У цьому вікні вводимо усі необхідні параметри.

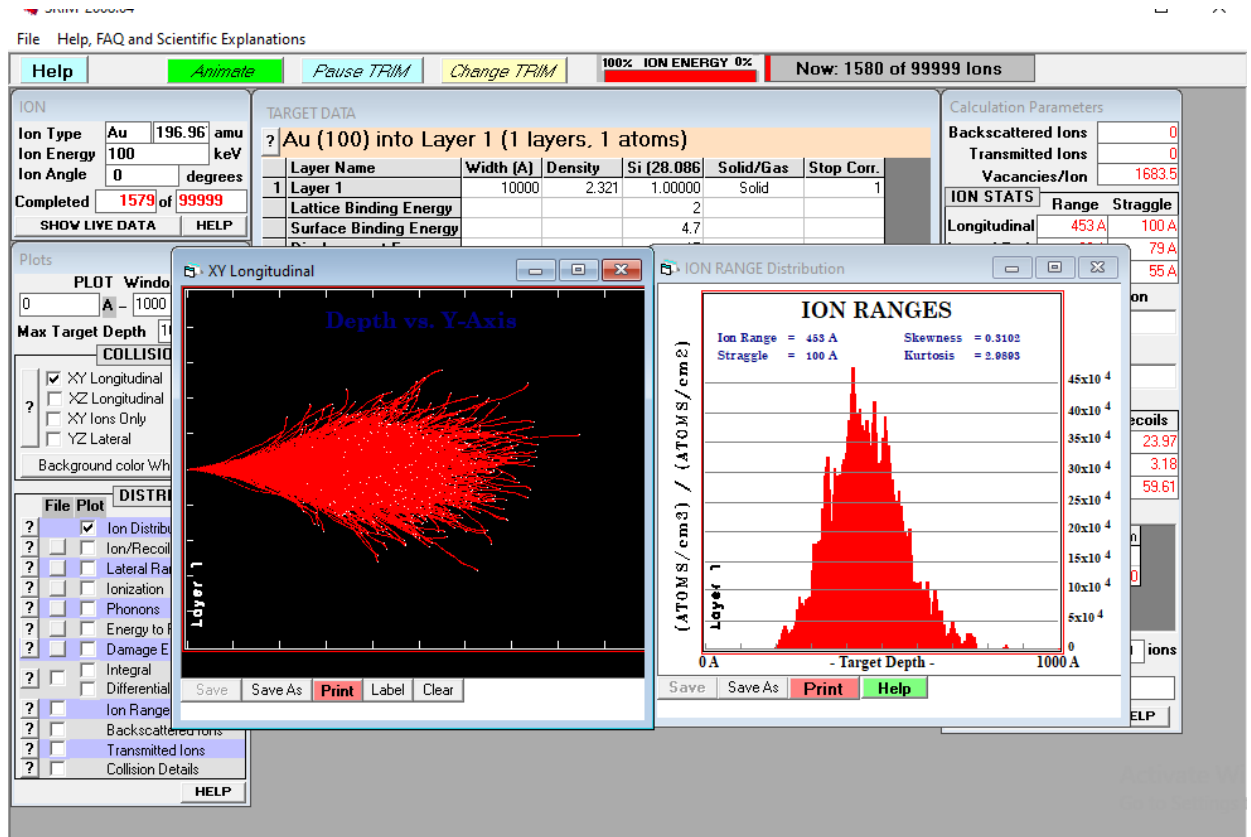
У вікні Ion Data виберемо тип іонів для бомбардування Au. Та виберемо енергію бомбардування.

У вікні Layer підставимо параметр Si плівки для бомбардування.

Натискаємо Save Input & Run TRIM.

Після цього відкривається вікно де проходить розрахунок усіх необхідних параметрів.

## Вікно розрахунку параметрів.



Для більш точних результатів експеримент проходить для 99999 іонів, тому процес моделювання є достатньо довгим. І потребує великої затрати часу.

По закінченню цього процесу, всі необхідні дані зберігаються. Всі необхідні дані беремо з розділу Output Disk Files. Дані зберігаються у вигляді файлів txt. Нижче наведені деякі з них:

Range\_3d.txt - заключне тривимірне розташування всіх іонів, які зупиняються в мішені. Цей файл може бути запитаний тільки в програмі настройки TRIM.

Backscat.txt - кінетика всіх відбитих

Transmit.txt - кінетика всіх переданих

Sputter.txt - кінетика всіх розпоросених атомів з мішені.

Collison.txt - таблиця всіх атомних зіткнень іон / мішені, які призводять до пошкодження мішені.

#### 4. Розрахункова частина. Результати та обговорення.

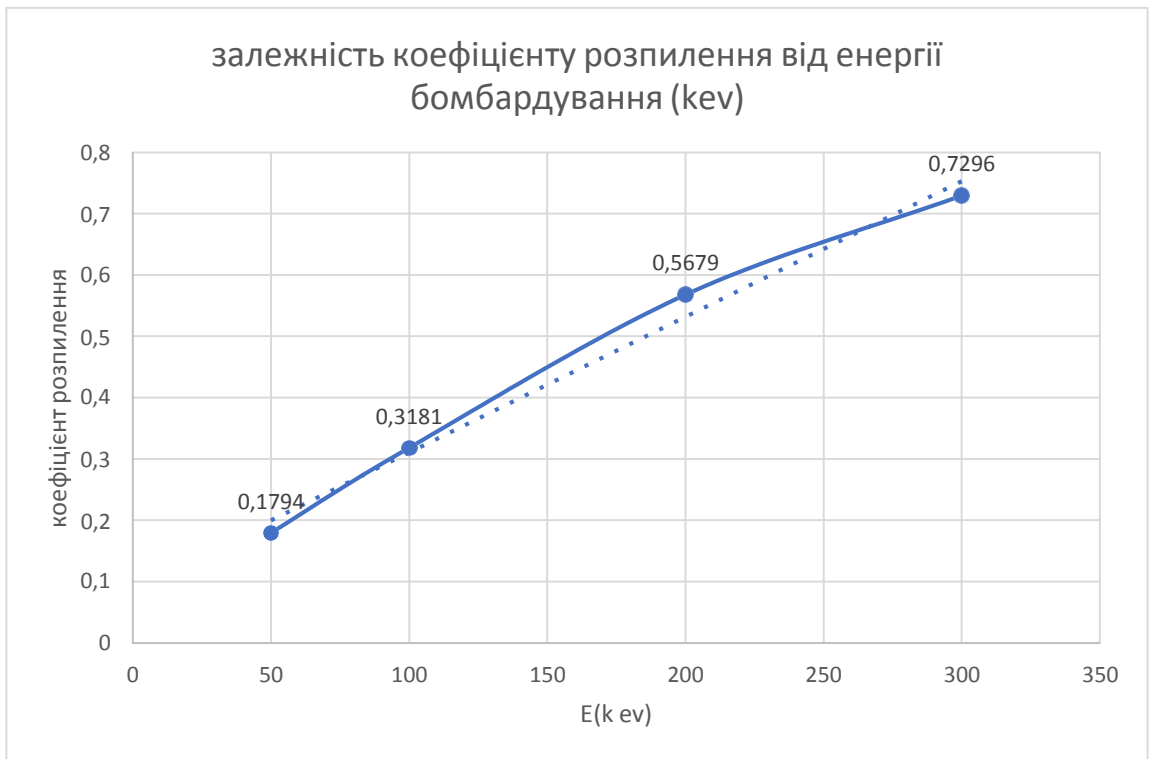
1. В даній частині роботи були проведенні розрахунки коефіцієнта розпилення для підкладки Si при бомбардуванні її іонами Au з енергіями (50, 100, 200, 300 keV).

В таблиці 4 приведенні дані коефіцієнтів розпилення для усіх випадків.

*Таблиця 4*

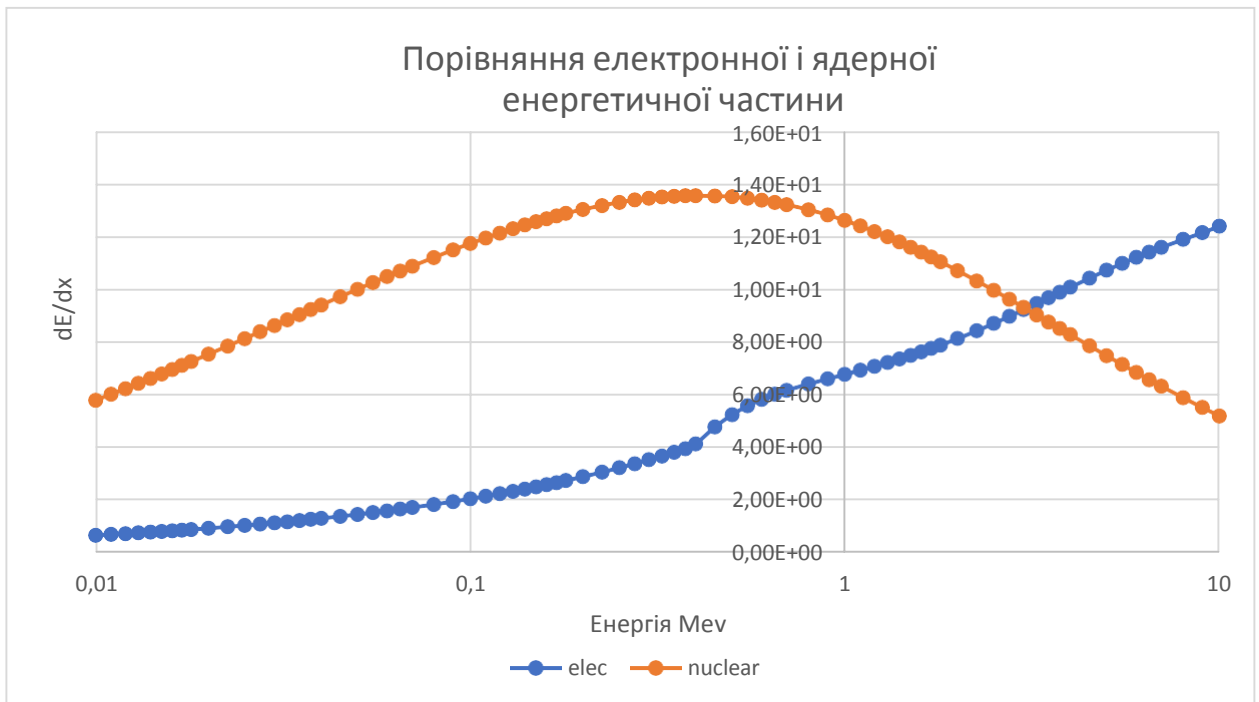
Тип мішені	Енергія keV	Коефіцієнт розпилення при бомбардуванні Au
<b>Si</b>	50	0,1794
	100	0,3181
	200	0,5679
	300	0,7296

Нижче представлений графік залежності коефіцієнту розпилення від енергії бомбардування у keV. Рис. 14



2. В даній частині роботи були проведенні розрахунки залежності ядерної і електронної енергетичної частини. Для різних енергій бомбардування від 10 kev до 10 Mev.

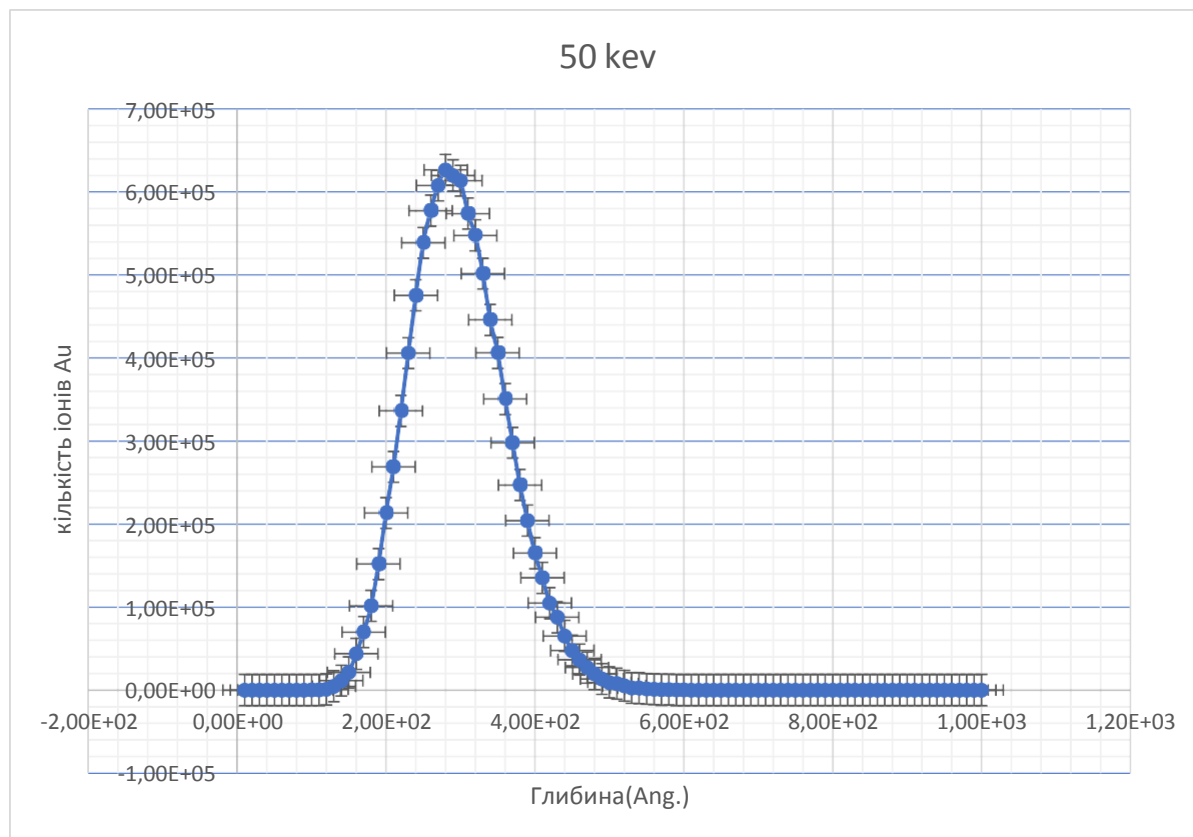
Рис. 15



3. Далі представленні графіки візуального відтворення кількості іонів які заглибились на різну глибину.

Графік заглиблення іонів Au при енергії 50 keV на глибину у Ang.

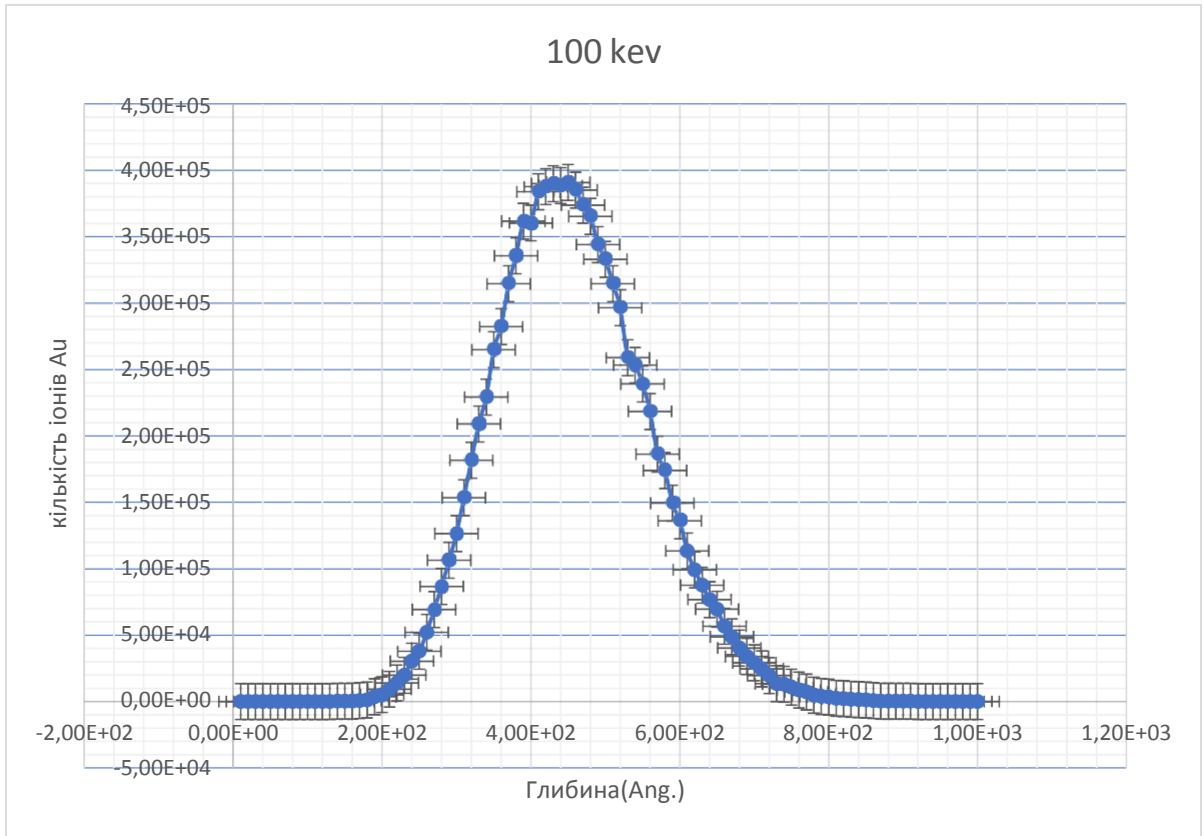
Рис. 16



Далі проведемо розрахунки для інших енергій.

Проведемо бомбардування при енергій іонів 100 к ев.

Рис. 17(а, б)



SRIM-2008.04

File Help, FAQ and Scientific Explanations

**ION**

Ion Type **Au** 196.96 amu

Ion Energy **100** keV

Ion Angle **0** degrees

Completed **99999** of **99999**

SHOW LIVE DATA HELP

**TARGET DATA**

? Au (100) into Layer 1 (1 layers, 1 atoms)

Layer Name	Width (A)	Density	Si (28.086)	Solid/Gas	Stop Corr.
1 Layer 1	10000	2.321	1.00000	Solid	1
Lattice Binding Energy			2		
Surface Binding Energy			4.7		

**Calculation Parameters**

Backscattered Ions **0**

Transmitted Ions **0**

Vacancies/Ion **1682.5**

**ION STATS**

	Range	Straggle
Longitudinal	451 A	101 A
Lateral Proj.	63 A	80 A
Radial	99 A	54 A

**Plots**

PLOT Window

0 A - 1000 A

Max Target Depth 10000

**COLLISION PLOTS**

XY Longitudinal **All**

XZ Longitudinal **None**

XY Ions Only **Tile**

YZ Lateral **Clear**

Background color White/Black

**DISTRIBUTIONS**

File Plot

Ion Distribution

Ion/Recoil Distribution

Lateral Range

Ionization

Phonons

Energy to Recoils

Damage Events

Integral Sputtered

Differential Ions

Ion Ranges (3D data)

Backscattered Ions

Transmitted Ions

Collision Details

**ION RANGE Distribution**

**ION RANGES**

Ion Range = 451 A Skewness = 0.3381

Straggle = 101 A Kurtosis = 3.0548

(ATOMS/cm<sup>3</sup>) / (ATOMS/cm<sup>2</sup>)

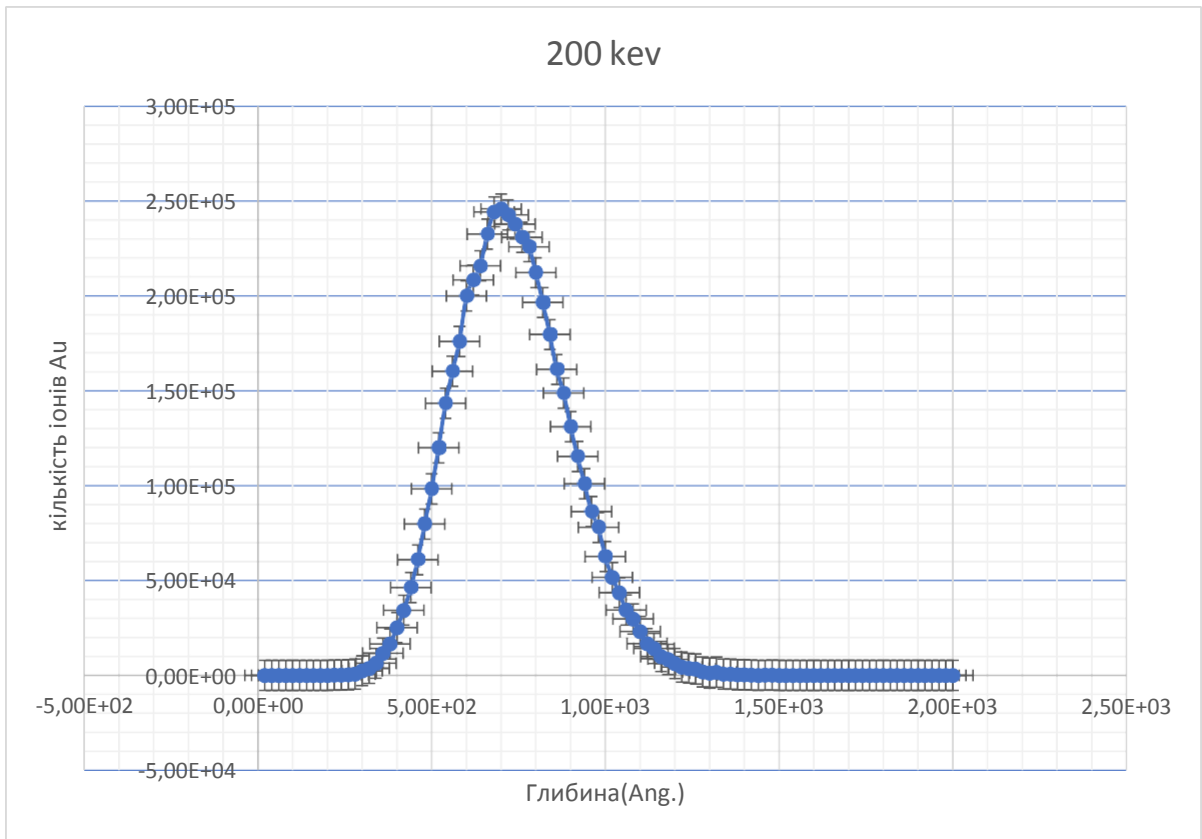
Layer 1

0 A - Target Depth - 1000 A

Save Save As Print Help

Проведемо бомбардування при енергій іонів 200 к ев.

Рис. 18(а, б)



File Help, FAQ and Scientific Explanations

**ION**

Ion Type: Au 196.96 amu  
 Ion Energy: 200 keV  
 Ion Angle: 0 degrees  
 Completed: 99999 of 99999

SHOW LIVE DATA HELP

**TARGET DATA**

? Au (100) into Layer 1 (1 layers, 1 atoms)

Layer Name	Width (A)	Density	Si [28.086]	Solid/Gas	Stop Corr.
1 Layer 1	10000	2.321	1.00000	Solid	1
Lattice Binding Energy			2		
Surface Binding Energy			4.7		

**Calculation Parameters**

Backscattered Ions: 0  
 Transmitted Ions: 0  
 Vacancies/Ion: 3141.6

**ION STATS**

Range	Straggle
Longitudinal: 722 A	162 A
Latitudinal: 123 A	83 A

**Plots**

XY Longitudinal

Depth vs. Y-Axis

ION RANGE Distribution

**ION RANGES**

Ion Range = 722 A Skewness = 0.3058  
 Straggle = 162 A Kurtosis = 3.0308

**File Plot**

- Ion
- Ionv
- Lat
- Ioni
- Phc
- Ene
- Dar
- Inte
- Diff
- Ion
- Backscattered Ions
- Transmitted Ions
- Collision Details

HELP

**Recoils**

82	26.14
12	3.01
24	55.67

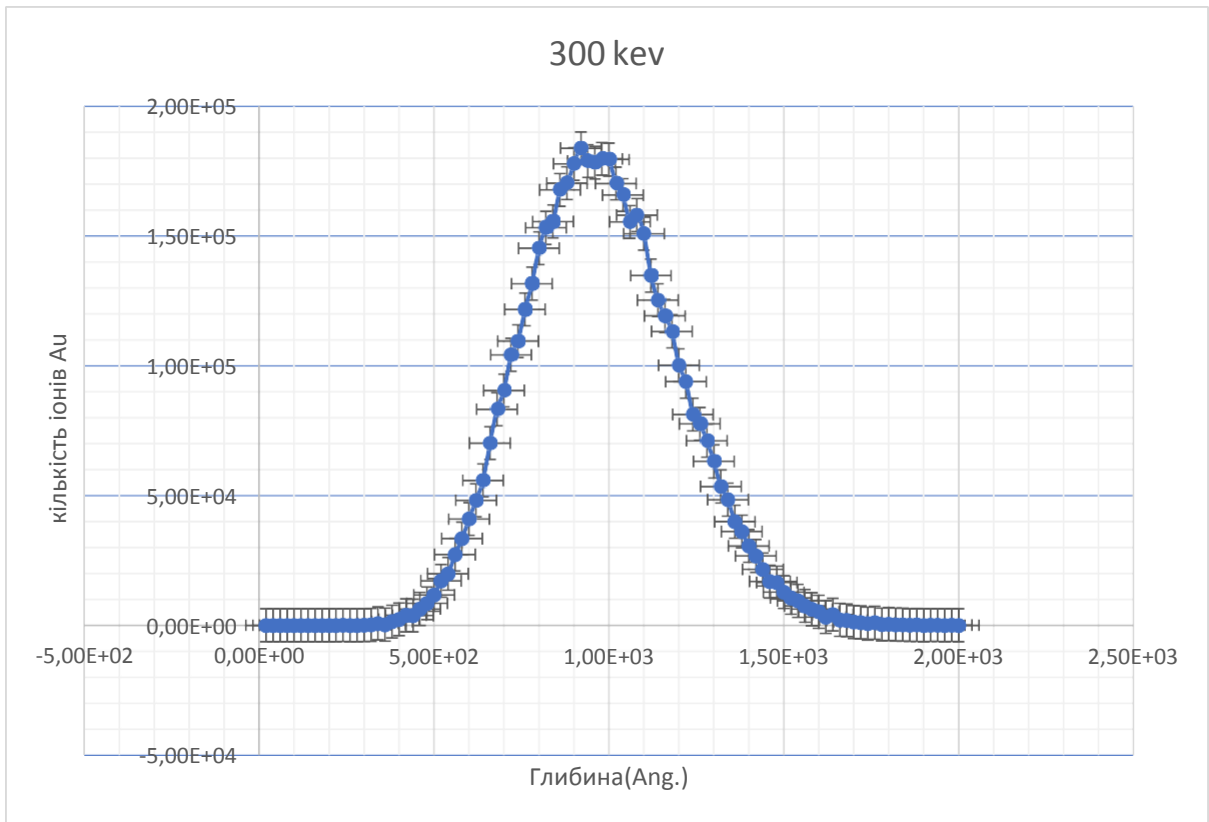
0.00 /Atom

0000 ions

HELP

Проведемо бомбардування при енергій іонів 200 к еВ.

Рис. 19 (а, б)



File Help, FAQ and Scientific Explanations

**ION**

Ion Type: Au 196.96 amu  
 Ion Energy: 300 keV  
 Ion Angle: 0 degrees  
 Completed: 99999 of 99999  
 SHOW LIVE DATA HELP

**TARGET DATA**

? Au (100) into Layer 1 (1 layers, 1 atoms)

Layer Name	Width (A)	Density	Si (28.086)	Solid/Gas	Stop Corr.
1 Layer 1	10000	2.321	1.00000	Solid	1
Lattice Binding Energy			2		
Surface Binding Energy			4.7		

**Calculation Parameters**

Backscattered Ions: 0  
 Transmitted Ions: 0  
 Vacancies/Ion: 4478.0

**ION STATS**

Range	Straggle
Longitudinal: 969 A	218 A
Lateral: 157 A	160 A

**Plots**

PLOT Window: 0 A - 2000 A  
 Max Target Depth: 10000

**COLLISION PLOTS**

XY Longitudinal All  
 XZ Longitudinal None  
 XY Ions Only Tile  
 YZ Lateral Clear

Background color: White/Black

**File Plot DISTRIBUTIONS**

Ion Distribution  
 Ion/Recoil Distribution  
 Lateral Range  
 Ionization  
 Phonons  
 Energy to Recoils  
 Damage Events  
 Integral Sputtered  
 Differential Ions  
 Ion Ranges (3D data)  
 Backscattered Ions  
 Transmitted Ions  
 Collision Details

HELP

Longitudinal

Depth vs. Y-Axis

Save As Print Label Clear

**ION RANGE Distribution**

**ION RANGES**

Ion Range = 969 A Skewness = 0.3544  
 Straggle = 218 A Kurtosis = 2.9511

Save Save As Print Help

## Висновки до практичної частини.

1. Були досліджені залежності коефіцієнтів розпилення від енергії іонів в програмному середовищі SRIM.
2. Побудована залежність коефіцієнтів розпилення від значень енергії налітають іонів. З ростом енергії відповідно зростають і значення коефіцієнтів розпилення. Це пояснюється тим, що у іона з найбільшим значенням енергії є висока можливість розірвати енергії зв'язку атомів в кристалічній решітці і вибити атом зі свого рівноваги.
3. Проведенні розрахунки залежності ядерної і електронної енергетичної частини. Для різних енергій бомбардування від 10 keV до 10 MeV.
4. Побудовані графіки залежності заглиблення іонів Au у Si при різних енергіях, залежність не лінійна. Краще проводити бомбардування у проміжку від 100 keV – 200 keV.

## Використані джерела.

1. М.М.Прищепа, В.П.Погребняк .Мікроелектроніка, частина - Основи мікротехнології. Ви-во Харківський авіаційний інститут, 2011.
2. З.Ю.Готра Технологія електронної техніки. Том 1.. Національний університет "Львівська політехніка" ,2010.
3. <https://www.ctcms.nist.gov/potentials/entry/2018--Starikov-S-V-Lopanitsyna-N-Y-Smirnova-D-E-Makarov-S-V--Si-Au/2018--Starikov-S-V--Si-Au--LAMMPS--ipr1.html>
4. Макаров, Сергей Владимирович. Взаимодействие интенсивного лазерного излучения с оптически резонансными кремниевыми наноструктурами.
5. <https://www.ctcms.nist.gov/potentials/entry/2018--Starikov-S-V-Lopanitsyna-N-Y-Smirnova-D-E-Makarov-S-V--Si-Au/2018--Starikov-S-V--Si-Au--LAMMPS--ipr1/diatom.txt>
6. Е.В.Волкова, С.В.Оболенский, МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО В ЗАДАЧАХ МОДЕЛИРОВАНИЯ СТРУКТУРЫ КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕХНОЛОГИИ ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ
7. <http://www.srim.org/>
8. Malherbe J.B. and Odendaal R.Q. // Surf. Interface Anal. 1998.
9. Sigmund P. // Topics in Applied Physics 47: Sputtering by Particle Bombardment I. ed R. Behrisch , Berlin: Springer. 1981.
10. . Wagner T., Wang J. Y. and Hofmann S. / Surface Analysis by Auger and Xray Photoelectron Spectroscopy eds D. Briggs and J. T. Grant // Chichester: I. M. Publications and Surface Spectra. 2003.
11. I. Petrov, L. Hultman, U. Helmerson, J.E. Sundgren, J.E. Greene // Thin Solid Films. 1989.
12. Першенков В.С., Попов В.Д., Шальнов А.В. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем. - М.: Энергоатомиздат, 1988.

13. Голанд А. Современное изучение точечных дефектов в металлах. Избранные вопросы // Точечные дефекты в твердых телах / Под ред. Болтакса Б.И. - М.: Мир, 1979
14. Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Радиационная физика полупроводников. - Киев: Наукова думка, 1979.
15. . Карзанов В.В. Королев Д.С. ИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ КРЕМНИЯ: Практикум. Нижний Новгород: Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 2013.
16. A. L. Stepanov, Ion-synthesis of metal nanoparticles and their optical properties. – Nova Sci. Publ., New York, 2011.