

ІНСТИТУТ
ФІЗИКИ
КОНДЕНСОВАНИХ
СИСТЕМ

ICMP-03-12U

Мриглод І.М., Пацаган О.В.

Радіаційне дефектоутворення і проблеми його опису: короткий
огляд існуючих теоретичних підходів

УДК: 538.9

PACS: 61.80.-x

Радіаційне дефектоутворення і проблеми його опису: короткий огляд існуючих теоретичних підходів

Мриглод І.М., Пацаган О.В.

Анотація. В роботі зроблено огляд основних теоретичних підходів до вивчення проблеми утворення дефектів під впливом радіаційного випромінювання. Зокрема, розглянуто такі аспекти проблеми: основні механізми дефектоутворення, питання накопичення дефектів впродовж тривалої дії випромінювання, проаналізовані основні концепції та моделі дефектоутворення (стандартна теорія приросту, модель дисперсного бар'єрного зміцнення, модель продуктивного заміщення тощо).

Irradiation damage production and relevant problems of its description: a brief review of recent theoretical approaches

I.M. Mryglod, O.V. Patsahan

Abstract. We review the recent theoretical approaches to the study of irradiation damage production. In particular, the main mechanisms of damage production and damage accumulation are considered. The basic concepts and models of irradiation damage production (standard rate theory model, dispersed barrier hardening model, production bias model, etc.) are analyzed.

1. Вступ

Проблеми радіаційного дефектоутворення у матеріалах, їх накопичення під впливом постійної дії опромінення, еволюція цих процесів в часі та їх вплив на фізичні, зокрема механічні, властивості матеріалів були і залишаються вкрай актуальними як у фундаментальному, так і прикладному плані. Теоретичне вивчення цієї проблематики має свою історію, проте багато питань досі залишаються відкритими і малозрозумілими. Зауважимо, що роль теорії у цьому напрямку досліджень є досить значною і вагомою.

Експерименти показують, що під впливом дії високо енергетичних частинок при відносно низьких температурах (менше $0.3 T_m$, де T_m - температура плавлення) властивості матеріалів, зокрема, пластичність, можуть змінюватися суттєвим чином. При вищих температурах проходить механізм накопичення вакансій у вигляді пор із наступним розпуханням матеріалу (свелінг). Останнє явище вивчається впродовж багатьох років як експериментально, так і теоретично. Основна трудність теоретичного опису пов'язана з тим, що окрім ґраткових механізмів дефектоутворення, які є самі по собі досить складними, важливу роль при вивченні процесів розпухання відіграє і чисто ядерний механізм - через генерацію різноманітних атомів в результаті ядерних реакцій, зокрема із виділенням гелію, який є практично нерозчинним в металах і сплавах і може накопичуватися в порах із ініціюванням поверхневого окрихлення на межах окремих гранул/зерен матеріалу та зміною механічних властивостей. Для складних сполук та систем із домішками на процеси дефектоутворення суттєвий вплив матимуть також ліквідаційні процеси пов'язані із термодинамічними механізмами встановлення локальної рівноваги в багатокомпонентній суміші. Таким чином, повна фізична картина, в рамках якої можна зрозуміти усі аспекти зміни термодинамічних, механічних та кінетичних властивостей матеріалів, що перебувають під дією опромінення, є вкрай складною і включає в себе процеси з різними характерними просторовими і часовими масштабами. У зв'язку з цим важливо проаналізувати окремі складові механізмів та процесів, що визначають вплив опромінення в цілому.

2. Основні механізми дефектоутворення

Одне із ключових питань при вивченні радіаційного дефектоутворення полягає в з'ясуванні основних механізмів та типів радіаційних дефектів. Морфологія початкових атомних зміщень залежить

від енергії, переданої налітаючою частинкою первинним атомам мішені. Зрозуміло, що при низьких енергіях (більших, однак, за деяке граничне значення) основним механізмом є накопичення ґраткових дефектів типу пар Френкеля - "вакансія і зміщений атом". Імовірність утворення кластерів дефектів є порівняно малою. При більш високих енергіях частинок-розсіювачів буде домінувати неоднорідний у просторі та часі процес утворення внутрікаскадних кластерів - каскадів і субкаскадів для високих енергій. При цьому також зростає роль домішок. Своє підтвердження концепція каскадотворення знайшла як у реальному експерименті, так і в даних комп'ютерного моделювання [1-10].

Атомні зміщення і ґраткові дефекти. На першому етапі після зіткнення високо енергетичної частинки із атомами мішені можемо говорити про балістичний режим. В його основі лежать пружні зіткнення частинок із відповідною енергією. Після перевищення деякого порогового значення [11,12] атоми мішені вибиваються з вузла з утворенням пари "вакансія і зміщений атом". Історично чи не вперше оцінки числа зміщених атомів (чи пар Френкеля) для даного матеріалу у термінах енергії налітаючої частинки було виконано в роботі Хінчина та Пізе [13]. Згодом ці розрахунки були уточнені з врахуванням механізму втрат енергії через електронні збудження [14]. Зауважимо, що міжнародна одиниця міри ушкоджень, зміщення на атом (дра) базується саме на моделі, запропонованій у роботі [14].

Граничне число дефектів, при яких суттєво починає змінюватися еволюція мікроструктури (а з нею і фізичні властивості), сильно залежить від середньої енергії, переданої частинкою-розсіювачем ядрам віддачі, спадаючи із її ростом, та від числа залишкових дефектів. Для прикладу, при дії потоку нейтронів при температурах пористого розпухання лише 10% зміщень з числа тих, що генерується на етапі балістичного режиму [15,16], залишаються в системі після процесів рекомбінації. Окремі деталі процесу передачі енергії та основні механізми генерації ґраткових дефектів розглядалися в роботі [17].

Каскади зміщень. При високих енергіях налітаючої частинки (вище певного порогового значення) ціла ієрархія зміщень (каскад) генерується у відносно малому об'ємі за короткий проміжок часу. При цьому спостерігається два типи процесів: а) рекомбінація значного числа вакансій та зміщених атомів на першому етапі впродовж фази "охолодження" каскаду [1-3,18]; б) більшість зміщень та вакансій, що залишилися, проходять етап кластеризації із ростом числа вакансій поблизу центру каскаду, а зміщених атомів - на його периферії.

ферії [1–3]. Відповідно однією із вимог, що ставляться до теорії, є врахування такої кінетики граткових дефектів. Концепція каскаду зміщень була вперше запропонована у 50-х роках Брікманом [19] та Сігером [20]. У 60-х роках були закладені [21] основи фізики зіткнень із розглядом каскадів та субкаскадів. Проте загалом ця теорія не забезпечує можливості опису наступної часової та просторової еволюції зміщень і не може описувати зміни кількості, морфології і просторового розподілу дефектів та кластерів дефектів на етапі охолодження каскаду (після формування теплового клину) [22]. Методи молекулярної динаміки (МД) почали використовуватися до опису процесів дефектоутворення порівняно недавно. При цьому розглядаються в основному [1, 3, 23–29] чисті метали та розсіювачі з невеликими енергіями (порядку 40 keV). Саме ці обставини, а також відносно короткий масштаб часу, на якому є можливим вивчення динаміки системи, обумовлюють основні проблеми використання методу МД на даному етапі. Отримані результати показують, що при енергіях до 40 keV маємо справу із формуванням окремих субкаскадів. Для енергій вищих (до 80 keV) домінують процеси утворення груп субкаскадів. При подальшому зростанні енергії виникають цілі лавини субкаскадів. З точки зору практичних потреб цікавим є вивчення динаміки дефектоутворення при енергіях розсіювачів до 11 MeV. На Рис. 1 показано оцінки максимальної енергії ядер віддачі при дії потоку нейтронів з високими енергіями. Зауважимо суттєву різницю в енергіях віддачі ядер при різних енергіях нейтронів (14 MeV та 1 MeV), яка, в свою чергу, приводить до якісних відмінностей у перебігу первинної стадії дефектоутворення.

В останні роки для виконання комп'ютерних розрахунків часто використовують коди MARLOWE [30, 31] та ALSOME [32, 33]. Загальні висновки, що слідує з таких розрахунків наступні: середня локальна густина вакансій в корі каскаду звичайно зростає із збільшенням порядкового номера атома; середнє число субкаскадів на одне ядро віддачі росте лінійно із збільшенням енергії віддачі (див. Рис. 2); при фіксованій енергії віддачі число субкаскадів зменшується з ростом атомного номера. Зрозуміло, що картина дефектоутворення у балістичному режимі залежить не лише від енергії частинок-розсіювачів, але і від їх маси та маси атомів мішені. Важливим моментом у складних сполуках є також наявність плавких елементів у каскаді, що впливають на час життя та розміри теплового клину [26, 34] після етапу зіткнень і, тому, це визначає різні доли залишкових дефектів. Роль структури та електронних властивостей обговорювалася в роботах [28, 35].

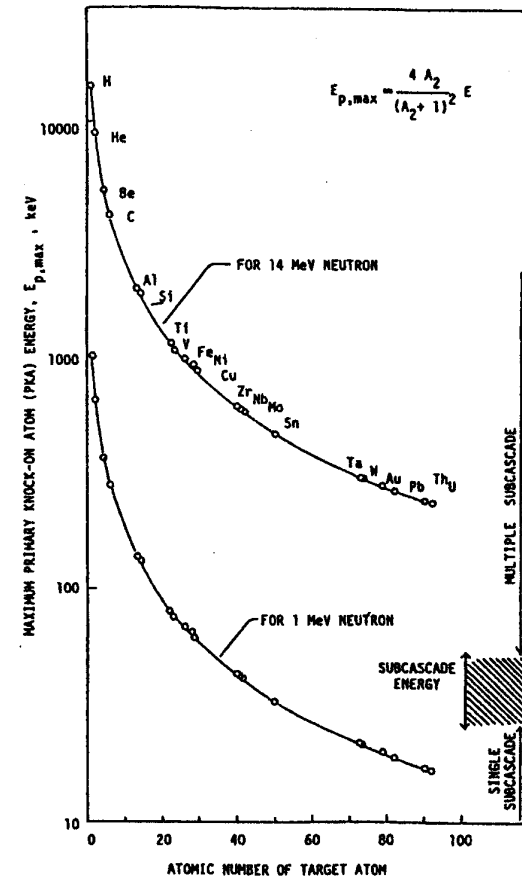


Рис. 1. Зміна максимальної енергії ядер віддачі при дії нейтронів (1 MeV і 15 MeV) в залежності від атомного номера частинок матеріалу-мішені [127] (з атомною масою A_2) для ряду елементів.

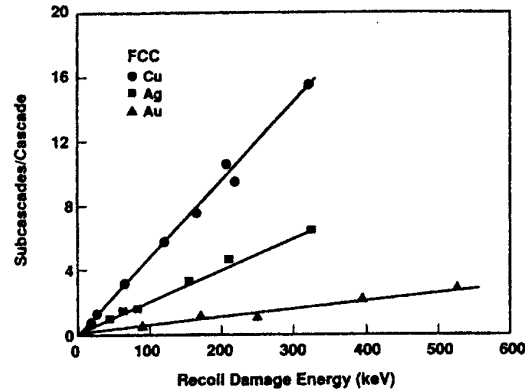


Рис. 2. Вплив енергії ядер віддачі на число утворення субкаскадів в міді (●), сріблі (■) і золоті (▲), обчислений з використанням коду MARLOWE [33].

Деякі типові риси дефектів та кластерів дефектів. Методами МД вивчалися в основному окремі каскади без врахування ефектів взаємодії між ними. При цьому показано, що:

- Ушкодження у вигляді каскадів починають формуватися при енергіях ядер віддачі більших за 0.5 keV;
- Внутрікаснадна рекомбінація дефектів приводить до зменшення доли залишкових дефектів при збільшенні енергії ядер віддачі. При цьому зменшення є швидке до енергій порядку 5 keV, а далі спостерігається досить повільне спадання [36];
- Спостерігається процес кластерування вакансій та зміщених атомів на етапі охолодження каскаду. Доля таких кластерів зростає із збільшенням енергії ядер віддачі;
- Кластерування має характер сегрегації із вакансійним центром в середині каскаду та кластерами зміщених атомів по його периферії;
- Кластери атомів зміщення після фази теплового клину часто формують склоподібну структуру.

Опосередковано результати МД розрахунків знайшли підтвердження у експериментах із вивчення електропровідності [16] та рентгенівського розсіювання [37–39].

Виникнення теплових клинів. Однією із складових процесу радіаційного дефектоутворення розглядається етап входження у так званий тепловий режим, коли високоенергетична частинка-розсіювач в обмеженій ділянці простору віддає значну кількість енергії атомам мішені внаслідок чого після короткого балістичного (чи кінетичного) режиму починає встановлюватися локальна рівновага. В результаті спостерігається локальний підігрів системи (збудження у формі теплового клину) із наступним процесом охолодження клину з можливістю формування області неоднорідності. Особливо важливий такий механізм у системах з домішками та складних сполуках із різними температурами плавлення окремих компонент. При цьому в областях локального нагріву можуть стимулюватися процеси ліквідації. Ефекти локального плавлення (cascade core melting) спостерігалися, зокрема, у МД розрахунках [40, 41].

Для якісного опису процесу формування теплового клину часто використовують рівняння теплопровідності, добре відоме із гідродинаміки. Більш складний і точний опис можливий із врахуванням процесів релаксації теплового потоку [42]. Порівняння аналітичного підходу, що отримується в такій схемі, із результатами моделювання в методі МД проводилося, зокрема, у роботі [43], де показано, що у випадках, коли обидві фази (в області клину та за її межами) є однотипні, тобто ефекти локального плавлення відсутні, то найпростіший гідродинамічний підхід дозволяє на якісному рівні описати ефекти локального нагріву та наступний процес охолодження. У випадку коли має місце процес локального плавлення, то ситуація ускладнюється і розрахунки вказують на важливу роль ефектів на поверхні розділу фаз, які суттєво ускладнюють картину. Цікаві закономірності спостерігалися також у зміні локальної густини [43] та відповідними змінами механічних напружень навколо області клину.

Умови локального плавлення в області клину, зокрема енергетичні та динамічні аспекти цього процесу, аналізувалися в роботі [44]. З цією метою розглядалося узагальнене рівняння теплопровідності, у якому враховувалась ефективна іон-електронна взаємодія. При цьому вказано на значну роль такої взаємодії, а також середнього числа вакансій в корі, в процесі формування локальної структури на етапі охолодження теплового клину. Виникнення області неоднорідності зумовлює залежність від просторово-часових характеристик інших кінетичних коефіцієнтів [45], зокрема питання про такі

радіаційно-стимульовані дифузійні ефекти обговорювалося в недавній роботі [46].

3. Накопичення дефектів: теоретичний опис

Вивчення питання про накопичення дефектів впродовж тривалого періоду дії випромінювання є вкрай складною теоретичною проблемою. Її розв'язок повинен базуватися на врахуванні основних механізмів дефектоутворення з врахуванням процесів анігіляції та перебудови дефектів, їх складного агрегатного характеру та різних властивостей.

Загальні міркування. Еволюція радіаційно-індукованих неоднорідних структур в принципі може вивчатися на основі теоретичного апарату кінетики хімічних реакцій із відповідними феноменологічними константами та врахуванням постійного поля радіації. Ця ідея лежить в основі методу кінетичної моделі розрахунків за схемою Монте Карло (МК). Дані МД для динаміки формування субкаспаду можуть бути використані при цьому для розрахунку феноменологічних параметрів кінетичної моделі, що дає можливість для проведення більш системного розгляду проблеми.

Важливим моментом теорії мало б бути також врахування різної термічної стійкості кластерів вакансій та зміщених атомів. Перші на етапі регенерації (при малих температурах) мають більшу рухливість і проходить процес “випаровування” вакансій з кластера з їх наступною дифузією у середовище. Це приводить до необхідності врахування дифузійних процесів в системі [24, 47, 48]. З іншого боку, кластери зміщених атомів є звичайно більш термічно стійкими, зокрема при температурах пористого розпухання.

Основні теоретичні моделі. Для малих енергій, коли домінують процеси утворення ізольованих вакансій та зміщень атомів, може бути використана середньо-польова теорія типу хімічної кінетики (стандартна теорія приросту, standard rate theory- SRT) [49, 50]. Зокрема, цей підхід добре працює для опису впливу полів електронного випромінювання. Для вищих енергій ситуація суттєво ускладнюється через необхідність врахування механізмів каскадоутворення. В силу цих причин не дуже добре працюють теорії типу SRT чи БЕК (за прізвищами авторів: Bullough, Eyrre, Krishan) [51–53]. Цікава модель - модель продуктивного заміщення (production bias model - PBM) - була запропонована в роботах [54, 55], в рамках якої враховуються різні

термічні властивості кластерів. Її застосування до опису процесів дефектоутворення у міді [47] доводить перспективність такого підходу (див. Рис. 3). Наступний розвиток цієї моделі [56–59] дозволяє врахувати також наявність просторового розподілу за розмірами різних типів кластерів та порожнин і описати, таким чином, процеси пористого розпухання у деяких системах. Зауважимо, що використання простішої SRT теорії дає занижені (майже в 20 разів) результати для розпухання навіть при малих дозах опромінення [60, 61]. Теоретичні оцінки процесу накопичення дефектів, зокрема, в залежності від енергії ядер віддачі, проводилися також в роботі [59].

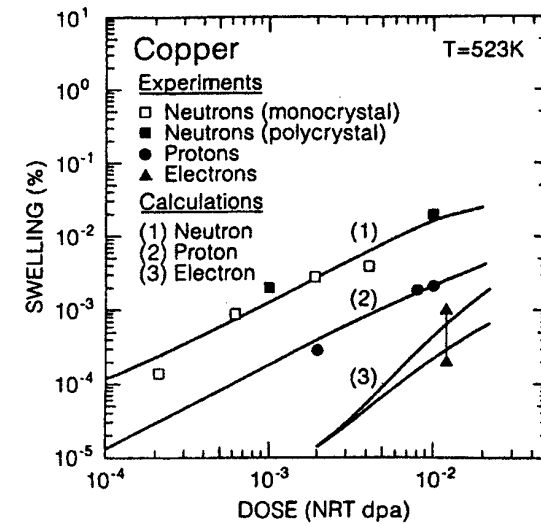


Рис. 3. Експериментальні і теоретичні результати, які ілюструють вплив енергії віддачі на пористе розпухання в міді, опроміненій при $\sim 250^\circ\text{C}$ з 2.5 MeV електронами, з 3 MeV протонами і розщепленими нейтронами [86, 124]. Пористе розпухання у випадку протонного і нейтронного опромінення розраховувалося в рамках PBM. Пористе розпухання у випадку електронного опромінення обчислювалося в рамках SRT і теорії зміщення дислокацій. В обох випадках отримані результати добре узгоджуються з експериментом.

Важливий аспект теоретичного розгляду пов'язаний також із врахуванням дифузії вакансій та можливістю їх накопичення вздовж меж неоднорідностей (на відстанях до 20 μm від межі) [57, 58, 62]. При

цьому величина розпухання матеріалу залежить не лише від типу та характеристик налітаючих частинок, але і від неоднорідності структури матеріалу, зокрема, розмірів зерен [63–66]. Аналітичні оцінки показують [66], що процес пороутворення пропорційний до $(R_g)^{-3/5}$, де R_g - середній радіус зерна матеріалу. Загалом, цей процес може приводити також до появи нелінійних ефектів через врахування неоднорідностей структури, які виникають уже внаслідок дії опромінення.

Маловивченою в теоретичному плані залишається задача про накопичення дефектів при низьких температурах (нижче температур реконструкції матеріалу - стадія V). Спробою розгляду цієї проблеми з врахуванням внутрікасадного кластерування є робота [67]. Розгляд малих кластерів, що склалися із груп двох, трьох та чотирьох зміщених атомів, проводився у роботі [68], а в методі кінетичного МК ця задача розглядалася в роботі [69].

4. Накопичення дефектів: матеріалознавчі аспекти

Експериментально встановлено, що опромінення металів та сплавів нейтронами при температурах нижче стадії регенерації V спричинює їх суттєве зміцнення (процес гартування) і водночас значне зменшення їх пластичності (так звана низькотемпературна крихкість). Традиційно вважається, що збільшення напруження текучості є зумовлене кластерами дефектів і неоднорідностями структури, що накопичуються в матеріалі під впливом опромінення, оскільки останні створюють додаткові бар'єри для поширення механічних дислокацій.

Моделі, що базуються на концепції “вакансійно багаті зони” як бар'єру для поширення дислокацій в площині зсуву розглядалися в роботах [70, 71]. Зокрема, на таких уявленнях базується відома модель дисперсного бар'єрного зміцнення (dispersed barrier hardening - DBH) [71], в рамках якої, зокрема, запропоновано пояснення зростання напруженостей текучості в зразках пропорційно до кореня квадратного флюенсу нейтронів або ж до добутку густини на розмір неоднорідних областей дефектів, накопичених при радіаційній дії. Однак, при цьому автори не розглядали важливої прикладної проблеми, а саме, радіаційно-індукованої втрати пластичності матеріалів. Частково ці питання аналізувалися в роботах [72–74] в рамках моделі каскад-індукованого джерела гартування (cascade induced source hardening - CISH). Якісні висновки із такого розгляду: зміцнення матеріалу сукупністю малих областей неоднорідностей та можливість збільшення величини граничного напруження текучості

при збільшенні дози з наступним виходом на деяке граничне значення при досягненні певного рівня дозового навантаження. За цих же умов зменшується пластичність матеріалу. Фактично модель CISH чи не вперше дозволила теоретично пояснити причини радіаційно-індукованого гартування.

В рамках уявлень про роль неоднорідностей зміщених атомів можна пояснити також механізм появи тріщин в опромінених матеріалах із наступним формуванням гранулярної зернистої структури внаслідок дії опромінення. Нещодавно процес утворення тріщин на межі гранул було продемонстровано експериментально на прикладі чистого заліза при дії 600 MeV протонів. Зауважимо, що загалом дія опромінення при низьких температурах є чутливою до процесу формування склоподібних кластерів і тому деформаційна поведінка таких матеріалів сильно залежить від величини енергії та спектру частинок-опромінювачів, а також механізмів внутрікасадного кластерування. Висновки з таких досліджень можна сформулювати наступним чином:

- В останні роки суттєво зросла роль МД розрахунків. Водночас залишаються відкритими ряд фундаментальних проблем, серед яких, зокрема, такі як опис колапсу вакансійних кластерів із формуванням неоднорідностей, проблеми сплавлення та впливу домішкових атомів на еволюцію первинної стадії дефектоутворення тощо;
- Важлива і маловивчена теоретична проблема - задача моделювання накопичення дефектів як при низьких, так і високих температурах;
- Багатообіцяючими є методи кінетичного МК, зокрема у варіанті, коли входні параметри таких розрахунків, що описують первинний етап дефектоутворення, беруться із МД розрахунків;
- На якісному рівні розуміння все ще залишаються актуальними проблеми пояснення радіаційно-індукованого гартування та втрати пластичності опромінених матеріалів за умов каскадного дефектоутворення;
- Розуміння механізмів та особливостей дефектоутворення – важлива передумова визначення змін мікроструктури та механічних властивостей опромінених матеріалів.

5. Основні теоретичні концепції та базові моделі

В багатьох випадках теорія, що базується на моделі із фіксованим набором параметрів не може описати широку різноманітність доступних експериментальних даних. Це пов'язано, насамперед, із широким спектром часових та просторових масштабів, які вивчаються експериментально. Водночас, як показали попередні дослідження цієї проблеми, правильний опис процесів радіаційного дефектоутворення є ключовим питанням теорії, незалежно від того, яке коло проблем розглядається - пороутворення, розпухання, радіаційна пластичність чи будь-які інші аспекти.

5.1. Стандартна теорія приросту (SRT)

Перша і найбільш розвинута модель у цьому напрямі базувалася на концепції пасток і будувалася на ідеях кінетики хімічних реакцій (див. огляди [12, 75, 76]). При цьому вихідними моментами розгляду є наступні: а) враховуються прості вакансії та зміщені атоми; б) припускається однорідність системи у просторі та часі. В рамках SRT різниця між типами пасток (дислокації або ж пори) моделюється через різницю у коефіцієнтах адсорбції і розглядається відповідно як певна "керуюча" сила, що визначається зверху і впливає на еволюцію мікроструктури в цілому. Загалом, в літературі вважається, що такий підхід є адекватний лише для енергій передачі поблизу порогу утворення дефектів Френкеля (наприклад, для електронів з енергією біля 1 MeV).

Пористе розпухання. Неадекватність моделей SRT добре ілюструється експериментальним прикладом з опромінення міді потоком нейтронів (густина дислокацій в міді при температурі 250° C була біля 10^{11} m^{-2} , а число зміщень - порядку $5 \cdot 10^{-8} \text{ dpa/s}$) [77–80]. Для цієї системи при малих дозах (до 1 dpa) спостерігається досить сильний ефект пористого розпухання (до 2%), тоді як при великому дозовому навантаженні у міді (та її сплавах) величина свелінгу лежала в межах від 0,5 до 1% [81, 82]. Додавання до системи кисню приводило до дещо вищих показників [83–85]. Намагання знайти пояснення таких експериментів в рамках SRT моделі не були успішними [78]. Краще узгодження експерименту з теорією було отримано при вивченні розпухання під впливом потоку 2,5 MeV електронів при $1,3 \cdot 10^{-8} \text{ dpa/s}$ [86]. При цьому показано, що структура досліджуваної системи залишалася досить однорідною, а сегрегація пор і дислокацій не спостерігалася.

Вперше питання про незастосовність моделей SRT до опису процесів свелінгу постало після експериментів, виконаних на потрійних сплавах групи Fe-Cr-Ni [87, 88] та Fe-Cr-Mn [89], а також при дослідженні модельних чотирикомпонентних сплавів [87, 88], для яких спостерігався стаціонарний ріст показників розпухання порядку 1% / dpa. Ці результати стимулювали чимало дискусій щодо застосовності SRT та здатності відповідних моделей описувати процеси свелінгу, зокрема пояснити дуже слабу його чутливість до композиційного складу системи та впливу оточення. Оскільки радіаційне розпухання зумовлене процесом накопичення вакансій у порах, то очевидно, що в рамках SRT приріст величини свелінгу повинен бути меншим за ефективність продукування пар Френкеля. Тоді в SRT-моделях для пояснення зміни числа дислокацій, з одного боку, вимагається мала ефективність продукування пар Френкеля, а з іншого - експерименти, які проводяться за умов каскадоутворення є несумісними із великими коефіцієнтами свелінгу, що при цьому отримуються. Відповідно, описати систему за умов до і після каскаду в рамках SRT можна, розглянувши лише суттєво різні коефіцієнти продукування дефектів Френкеля для обох випадків (з відмінністю на два порядки). Уже це протиріччя пояснює незастосовність моделі SRT до задач в умовах каскадного дефектоутворення. Подібні висновки робилися також із результатів порівняльного аналізу процесів свелінгу для потоків електронів та нейтронів у зв'язку з відповідними експериментами [90–92]. Окрім того, в експериментах спостерігалася значно крутіша температурна залежність величини свелінгу [87–89], порівняно з тим, що дає відповідна теорія, за умов того ж спектру опромінювачів та аналогічної дози. Зауважимо, що така температурна зміна може сягати одного порядку величини.

Тепер зрозуміло також, що будь-які намагання модифікувати SRT шляхом врахування різних типів транспорту дефектів, зокрема звичайної дифузії в об'ємі, та модифікації механізмів захоплення і рекомбінації в принципі не можуть пояснити спостережувану просторову поведінку зміщених атомів у каскаді.

Радіаційна повзучість та ріст. Неадекватність SRT проявляється також при дослідженні проблем радіаційно-стимульованих деформацій, зокрема, при описі температурної та дозової залежності величини повзучості за відсутності свелінгу. В SRT ріст дози приводить до збільшення числа вакансій та збільшення числа рекомбінацій, що, в свою чергу, редукує індуковані напруження в системі. В роботі [93] фактично була відкинута ідея про чутливість змін повзучості до чис-

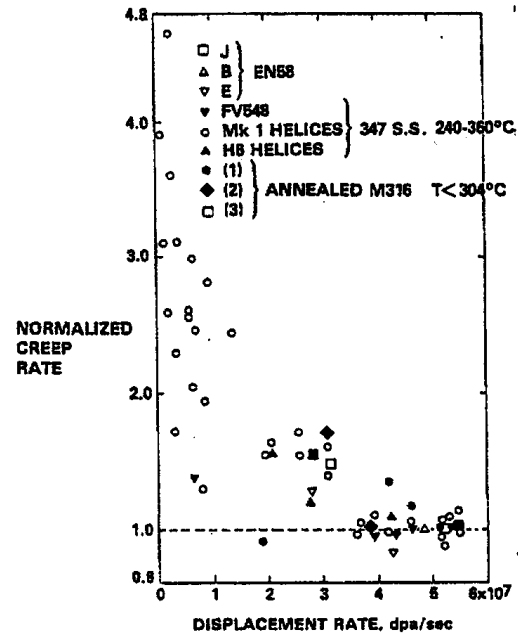


Рис. 4. Залежність коефіцієнта повзучості різних аустенітових сталей від приросту числа зміщень (з роботи [112]).

ла зміщень і, відповідно, ця величина пов'язувалася із чутливістю коефіцієнта рекомбінації до потоку або зміни dpa/s . На Рис. 4 показано залежність величини радіаційної повзучості для різних типів сталей від зміни приросту зміщень. Ці дані підтверджено і в інших експериментах. Зауважимо, що в рамках SRT вакансії рухливі при високих температурах, а їх концентрація є низькою. При цьому концентрація вакансій контролюється в основному числом пасток, а не процесами рекомбінації. Таким чином, при високих температурах в SRT моделі залежність приросту повзучості від дозових навантажень практично пропадає [94], що суперечить експерименту.

Інший аспект цієї ж проблеми виникає при вивченні проблем повзучості у їх зв'язку із свелінгом. Незалежно від того, якою є область свелінгу, приріст повзучості складається із двох вкладів - залежного та незалежного від пористого розпухання. Для прикладу, для трубчастого затиснутого зразка отримано наступний вираз для від-

ношення приросту ефективної повзучості до ефективного напруження [87, 95, 96]:

$$\dot{\epsilon}/\dot{\sigma} = D\dot{S} + B_0,$$

де D - коефіцієнт, що описує взаємозв'язок між ефектами свелінгу та повзучістю, а B_0 - характеризує податливість матеріалу до повзучості за відсутності свелінгу.

Коефіцієнт пропорційності D в рамках SRT є незалежним від змін свелінгу, що знову ж таки суперечить експерименту [95-97] (див. Рис. 5). Фактично, на експерименті спостерігається його зменшення при великих приростах розпухання. Зокрема, такий ефект інтерпретується як зупинка радіаційно стимульованого процесу зміни повзучості при високих свелінгах [95, 96, 98, 99]. Таким чином, можна стверджувати, що зв'язок цих процесів є сильно нелінійним на відміну від лінійних залежностей, якими оперує SRT.

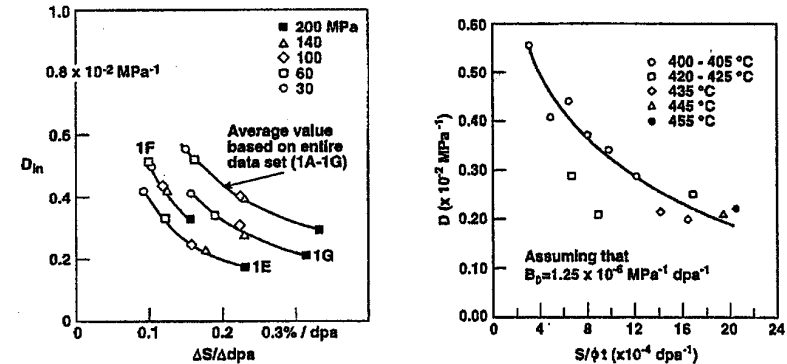


Рис. 5. Залежність коефіцієнту взаємозв'язку змін повзучості та свелінгу від середнього приросту свелінгу для : (а) 20% холоднокатаного PCA, опроміненого при $\sim 400^\circ\text{C}$ в FFTF [97], і (б) холоднокатаного Ti 316 [126, 127]. Спостерігається помітне зменшення D із збільшенням приросту свелінгу.

Подібні проблеми SRT-моделі виникають при описі температурної залежності радіаційного росту, зокрема в цирконії [100], де існують два чітко розділені режими: з малим коефіцієнтом росту та слабою залежністю від температури при низьких температурах і режим сильної температурної залежності коефіцієнта росту при високих температурах. Порівняння SRT результатів з експериментом

показують, що вони сильно завищені для коефіцієнту росту (на порядок) при високих температурах. При цьому в рамках такого підходу практично неможливо пояснити існування двох чітко розділених температурних режимів.

5.2. Моделі типу ВЕК

SRT-модель не враховує відмінностей у типах дефектів, що спричиняються різними типами бомбардуючих частинок. Зокрема, у випадках, коли мова іде про опромінення електронами (з формуванням пар Френкеля) та швидкими нейтронами чи важкими іонами (з домінуючим механізмом каскадотворення), то ці фізично різні сценарії в моделях SRT описуються практично однаково. У зв'язку з цим в останні роки зроблено кілька спроб врахувати відповідні відмінності. Однією з них є модель, запропонована в роботах [101–103].

Пористе розпухання. В [104] зроблено висновок, що механізм продукування первинних вакансійних кластерів не діє при температурах максимуму свелінгу, проте є визначальним при низьких температурах, зокрема, це визначає ефект обмеження області свелінгу в низькотемпературній області. Такі кластери діють як рекомбінаційні центри для вільних дефектів і цей процес домінує над впливом пасток. Відповідна узагальнена модель базується на модифікації SRT уявлень [105] (ВЕК-модель) і приймає до розгляду кінетику процесів анігіляції вакансій через врахування їх емісії з областей неоднорідностей та наступного захоплення. Вплив вакансійних неоднорідностей на свелінг у цій моделі вивчався у роботах [106, 107]. Подібна модель запропонована в [108], де вакансійні кластери розглядаються як мікропори, а не замкнуті неоднорідності, як це вважається у ВЕК-моделі.

Найбільше досягнення ВЕК-моделі - це пояснення (з врахуванням каскадо-творення) позиції піку свелінгу і різкої його температурної залежності з боку малих T , що не спостерігається у випадку опромінення матеріалу електронами. Такий ріст свелінгу з боку малих температур у цій моделі пов'язаний з коефіцієнтом розчинення анігіляції первинних вакансійних кластерів (чи вакансійних петель), що має характерну температурну залежність, керовану великою енергією активації з величиною близькою до значення власно-дифузійної енергії. Це є відмінним від SRT, де зміна величини свелінгу у цій області температур пов'язана в основному із рекомбінацією пар Френкеля, для якої енергія активації рівна половині енергії міграції

вакансії, що складає приблизно $1/4$ від значення власно-дифузійної енергії.

У ВЕК-моделі концентрація первинних вакансійних кластерів, що не враховуються в SRT і відіграють роль центрів рекомбінації, залежить від їх середнього часу життя. Через температурну нестабільність цих кластерів за рахунок впливу напружень лінія/поверхня, концентрація кластерів при збільшенні температури спадає в напрямку до температур піку свелінгу, що приводить до менших значень для свелінгу (а також радіаційно-стимульованої повзучості та росту) у порівнянні з тим, що дає SRT. Однак, при подальшому збільшенні температури ця різниця редукується і стає несуттєвою. Тому, більшість проблем SRT-моделі, зокрема для температур поблизу піку свелінгу і вище, для ВЕК-моделі теж залишаються нерозв'язаними, зокрема це стосується випадків опромінення матеріалів швидкими нейтронами та важкими іонами.

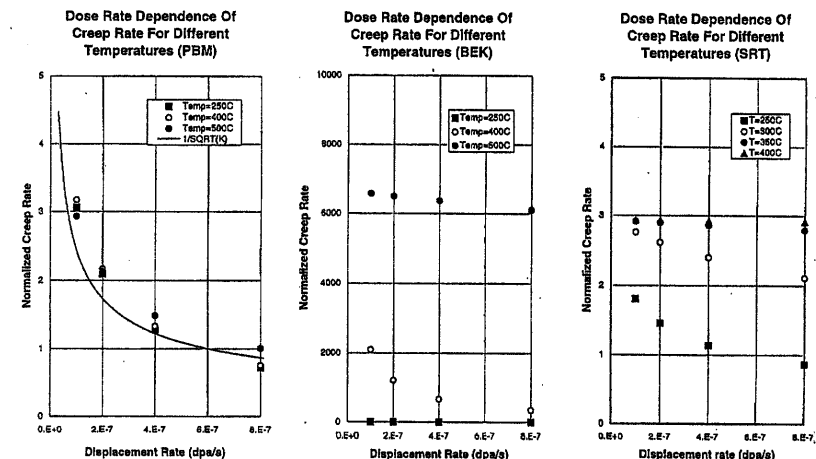


Рис. 6. Порівняння передбаченої залежності повзучості (спричиненої опроміненням) від приросту кількості зміщень і температури, обчисленої для холоднокатаної нержавіючої сталі з використанням PBM-моделі, ВЕК-моделі і стандартної теорії приросту (SRT). Помітними є суттєві відмінності між цими теоріями для різних доз та температур (з роботи [53]).

Радіаційна повзучість і ріст. Подібно до SRT-моделі, в рамках моделі ВЕК знайдено слабу температурну залежність приросту пов-

зучості від дозового навантаження, яка зовсім зникає при високих температурах, що суперечить експерименту [95,109–111]. Більш важливо, що накопичення вакансійних кластерів як центрів рекомбінації при малих температурах, приводить до низькотемпературного обрізання параметра повзучості, подібно як це має місце при описі свелінгу. При цьому, оцінки, отримані для коефіцієнта B_0 , є на кілька порядків занижені порівняно із експериментальними даними [95, 112]. Окрім того, коренева залежність зміни повзучості від величини дозового навантаження, яка спостерігається експериментально (див. Рис.6), не описується ВЕК-теорією. Подібні проблеми спостерігались і при описі радіаційного росту, зокрема, числові оцінки проведені для цього випадку перевищували експериментальні результати на порядок [8].

5.3. Модель продуктивного заміщення (production bias model - PBM)

Очевидна слабкість ВЕК та інших подібних моделей закладена в схемі опису процесів утворення та анігіляції дефектів за умов формування каскаду. Наслідком численних досліджень каскадотворення стало розуміння кількох важливих аспектів, зокрема того, що:

- процес замороження (відпалу) на етапі фази охолодження дозволяє залишатися лише незначній частині початкових дефектів у формі окремих вакансій чи зміщень атомів. Це підтверджують як експерименти і MD-розрахунки [1–3], так і результати, отримані в рамках реакційно-дифузійного підходу [18];
- значна частка залишкових вакансій та зміщених атомів формують кластери (первинні кластери), сегреговані в просторі: первинні вакансійні кластери - в корі каскаду, первинні кластери атомів зміщення - на його периферії [1–3]. Це ініціювало, зокрема, роботи по вивченню кластероутворення в каскаді [5–9, 18]. Важливо, що при таких дослідженнях встановлено існування різниці між числом вакансій та зміщених атомів у відповідних кластерах;
- на етапі завершення фази теплового клину структура дефектів включає три компоненти: окремі дефекти (вакансії та зміщені атоми), що вийшли з об'єму каскаду; первинні вакансійні кластери; окремі кластери зміщених атомів.

Сформовані первинні кластери при дії опромінення по різному реагують на термоактиваційні процеси. До температур близьких до

піку свелінгу кластери зміщених атомів є термічно стійкими через велику енергію зв'язку, що є близькою до енергії їх формування [113]. Великі кластери (> ніж 10 зміщених атомів) можуть колапсувати в дефекти типу дислокаційних згущень - рухомих чи нерухомих, в залежності від того, чи є вони склоподібні, чи фіксовані певними домішками, тощо. Через міграційні процеси рухомі кластери можуть досягати пасток і реагувати з ними. Такі реакції контролюються дифузійною кластера як цілого, подібно до того як це має місце для окремих дефектів. З вакансійних кластерів при температурах вище стадії реконструкції V, яка є значно нижчою від температури піку свелінгу, можуть емітуватися окремі вакансії. Вони є рухомі і мають здатність до нуклеації і росту пор та формування вакансійних неоднорідностей. Нерухомі кластери зміщень не можуть реагувати з пастками в звичайний спосіб - через реакційно-дифузійний механізм. Їх адсорбція є можливою за умови досягнення цих нерухомих кластерів "рухомими" дислокаціями, що можливо за механізмом стохастичної адсорбції точкових дефектів на дислокації [114–116], а також через процеси стимульовані внутрішніми та зовнішніми чинниками. Відносна густина кластерів різного типу залежить від різниці часів їх життя. При температурі вище стадії V емісія вакансій сильно редує час життя вакансійних кластерів. Це означає, що густина кластерів із зміщених атомів стає вищою і, як наслідок, домінування процесів їх адсорбції на дислокаціях при високих температурах. Такий перебіг може зупинитися лише за умови відпалення пор через емісію вакансій при вищих температурах. Для температур вище етапу відпалення (фаза V) через емісію вакансій до пор та кластерів зміщених атомів включається механізм анігіляції останніх. Залишкові кластери можуть формувати згущення атомів зміщень, до яких можуть притягатися через пружні взаємодії окремі зміщені атоми та рухомі кластери зміщених атомів.

Таким чином, теоретичний опис повинен передбачати асиметрію у продукуванні вільно мігруючих точкових дефектів за умов каскадотворення, причини якої у: (i) різниці в пропорції вакансій і зміщених атомів у первинних кластерах; (ii) різниці у термічній стабільності (часі життя) кластерів різного типу. Ці причини передбачають сильну температурну залежність ефективності продукування вакансій, в той час як зміщені атоми (як можна очікувати) більше мають відображати температурні залежності еволюції мікроструктури і таких макроефектів як пористе розпухання, радіаційна крихкість та ріст. Це означає, що проблеми еволюції кластерів, кінетика їх анігіляції на протяжних дефектах (наприклад, дислокаціях), залежність

часу життя дефектів від джерел та пасток тощо, повинні бути включені в теоретичну модель як необхідна складова для будь-якої теорії радіаційного дефектоутворення, що передбачає опис системи за умов каскадотворення. Прикладом теорії, що будується на таких засадах, і є модель продуктивного заміщення PBM [117].

Пористе розпухання. Кількісний опис свелінгу на ранніх етапах радіаційного впливу отримано в роботах [118, 119]. Проведені розрахунки показали можливість високого свелінгу ($\sim 2\%$) при низьких дозах у відпаленій міді при 250°C за умов відсутності (або ж малості) дислокацій (густина дислокацій $\sim 10^{11}\text{m}^{-2}$). При цьому ефективність продукування вакансій визначалась процесом їх випаровування з кластерів та накопичення на порах. Зміщені атоми в основному накопичуються у кластерах зміщених атомів, що забезпечувало високий приріст свелінгу до тих пір, поки ці кластери самі не стають основними пастками для вакансій. Останнє приводить до зміщення свелінгу з дозою, що спостерігається експериментально. За умов опромінення електронами усі моделі (SRT, BEK, PBM) стають практично еквівалентними.

В рамках PBM можна пояснити також сильну температурну залежність приросту свелінгу поблизу температур піку свелінгу (див. Рис.7). Розрахунки показали:

- Наявність двох різко розділених температурних режимів з низьким приростом свелінгу при малих температурах і високим при наближенні до області піку свелінгу. В першому режимі домінує дислокаційний біаз, а в другому - продуктивний (каскадотвірний);
- Перехід від одного режиму до іншого є досить різкий і керується відносно високою енергією активації ($\sim 3\text{eV}$), приблизно рівною енергії власної дифузії, яка і визначає перехідну область між режимами температури. Свелінговий приріст при всіх температурах зростає із збільшенням долі кластерів зміщених атомів.

Радіаційна крихкість та ріст. В роботі [120] на основі PBM моделі досліджувалась залежність радіаційної крихкості від дозового навантаження. При цьому відтворено експериментально знайдений закон відносного приросту крихкості (обернена залежність від кореня квадратного приросту дози) для температур, коли відсутні ефек-

ти свелінгу. Показано також, яку велику роль відіграють первинні кластери як центри рекомбінації вільних дефектів.

У роботі [121] досліджувався зв'язок свелінгу та радіаційної крихкості через збільшення ролі адсорбційних центрів під впливом опромінення. Знайдено добре узгодження з експериментом і отримано пояснення нелінійної залежності коефіцієнта D від приросту свелінгу (див. Рис.5).

Для кристалічних анізотропних металів (зокрема Zr) анізотропія дифузії вважається основною керуючою силою для радіаційного росту [122]. В рамках PBM показано [122], що існують два розділені температурні режими для опису радіаційно-стимульованого росту (області низького і високого приросту). В роботі [123] самоузгодженим чином враховано також міжгранулярну взаємодію і знайдено узгодженість з експериментом та даними MD [3].

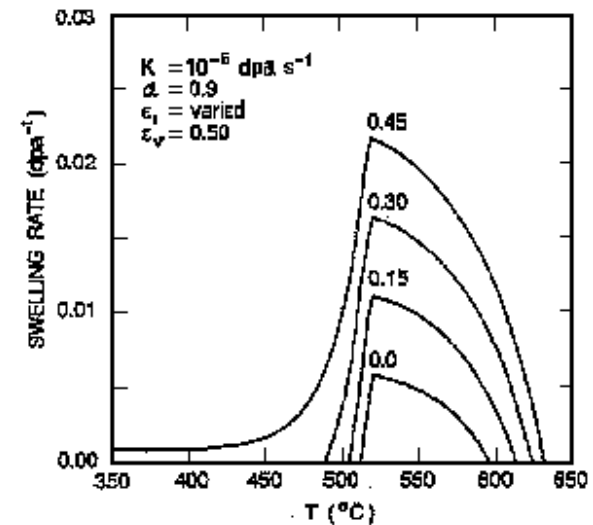


Рис. 7. Напівкількісна загальна поведінка приросту свелінгу в залежності від температури, обчислена при різних концентраціях відпалених дефектів (з роботи [117]).

6. Висновки

Таким чином, на основі проведеного аналізу можна зробити наступні висновки про основні теоретичні моделі радіаційного дефектоутво-

рення, що відомі в літературі: в рамках SRT не робиться різниці між дефектами, що продукуються парами Френкеля і каскадами; модель БЕК враховує кластерування лише частково, а саме через ефекти утворення кластерів вакансій. В обох випадках пастки - головна керуюча сила для еволюції мікроструктури. У підході РВМ враховуються два типи кластерування та приймається до розгляду різниця між ними, зокрема у термоактиваційних процесах. Окрім пасток, в останній моделі враховується також кластерна складова до керуючої сили.

Література

1. Diaz de la Rubia T., Guinan M.W., J. Nucl. Mater. **174** (1990) **151**; Phys. Rev. Lett. **66** (1991) **2766**; Mater. Sci. Forum **97-99** (1992) 23.
2. English C.A., Phythian W.J., Foreman A.J.E., J. Nucl. Mater. **174** (1990) 135.
3. Foreman A.J.E., English C.A., Phythian W.J., AEA Technology Harwell, Report No. AEA-TRS-2031 (1991); Philos. Mag. **A66** (1992) 655, 671.
4. English C.A., Jenkins M.L., Mater. Sci. Forum **15-18** (1987) 1003.
5. Howe L.M., McGurn J.F., Gilbert R.W., Acta Metall. **14** (1966) 801.
6. Von Guerard B., Peisl J., J. Appl. Crystallogr. **8** (1975) 161.
7. Grasse D., von Guerard B., Peisl J., J. Nucl. Mater. **120** (1984) 304.
8. Rauch R., Peisl J., Schmalzbauer A., Wallner G., J. Nucl. Mater. **168** (1989) 101.
9. Yoshida N., Akashi Y., Kitajima K., Kiritani M., J. Nucl. Mater. **133&134** (1985) 405.
10. Shimomura Y., Fukushima H., Guinan M.W., J. Nucl. Mater. **174** (1990) 210.
11. Барьятгар В.Г., Гончар В.В., Жидков А.В., Ключников А.А. Радиационные повреждения в лавообразных топливосодержащих материалах объекта “Укрытие”// Препр. НАН Украины, МНТЦ “Укрытие”, Чернобыль, 1998, 18 с.
12. Ахиезер И.А. Давыдов Л.Н., Введение в теоретическую радиационную физику металлов и сплавов. - Киев: Наукова думка, 1985. - 144 с.
13. Kinchin G.H., Pease R.S., Rep. Prog. Phys. **18** (1955) 1.
14. Norgett M.J., Robinson M.T., Torrens I.M., Nucl. Eng. Des. **33** (1975) 50.
15. Singh B.N., Zinkle S.J., J. Nucl. Mater. **206** (1993) 212.
16. Zinkle S.J., Singh B.N., J. Nucl. Mater. **199** (1993) 173.
17. Ghoniem N.M. J. Nucl. Mater. **258-263** (1998) 113.
18. Woo C.H., Singh B.N., Heinisch H., J. Nucl. Mater. **174** (1990) 190.
19. Brinkman J.A., J. Appl. Phys. **25** (1954) 961.
20. Seeger A.- In: Proceed. Of 2nd United Nations Int. Conf. On Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, vol.6, New York, 1958, p. 250.
21. Linhard J., Scharff M., Schiott H.E. Kgl. Dan. Vidensk. Selsk., Mat. Fyz. Medd. **33** (1963) 1; Linhard J., Nielsen V., Scharff M. Kgl. Dan. Vidensk. Selsk., Mat. Fyz. Medd. **36** (1968) 1.
22. Юхновський І.Р., Глушак П.А., Захар'яш О.С., Токарчук М.В. Моделювання процесів вакансійного розпухання, міграції водню і гелію в ЛПВМ. Теплові клини в ЛПВМ, 2001, - 18 с. - (Препринт ІФКС НАН України ICMP-01-15U).
23. Stoller R.E., Odette G.R., Wirth B.D., J. Nucl. Mater. **251** (1997) 49.
24. Diaz de la Rubia T., Soneda N., Caturla M.M., Alonso E.A., J. Nucl. Mater. **251** (1997) 13.
25. Diaz de la Rubia T., Ann. Rev. Mater. Sci. **26** (1996) 213.
26. Bacon D.J., Calder A.F., Gao F., J. Nucl. Mater. **251** (1997) 1.
27. Calder A.F., Bacon D.J., J. Nucl. Mater. **207** (1993) 25.
28. Phythian W.J., Stoller R.E., Foreman A.J.E., Calder A.F., Bacon D.J., J. Nucl. Mater. **223** (1995) 245.
29. Bacon D.J., Calder A.F., Gao F., Kapinos V.G., Wooding S.J., Nucl. Instr. and Meth. **B 102** (1995) 37.
30. Robinson M.T., Torrens I.M., Phys. Rev. **B 9** (1974) 5008.
31. Heinisch H.L., Rad. E. Def. Solids **113** (1990) 53.
32. Heinisch H.L., J. Nucl. Mater. **117** (1983) 46.
33. Heinisch H.L., B.N. Singh, Philos. Mag. **A 67** (1993) 407.
34. Deng H.F., Bacon D.J., Phys. Rev. **B 53** (1996) 11376.
35. Singh B.N., Evans J.H., J. Nucl. Mater. **226** (1995) 277.
36. English C.A., Foreman A.J.E., Phythian W.J., Bacon D.J., Jenkins M.L., Mater. Sci. Forum **97-99** (1992) 1.
37. von Guerard B., Peisl J., J. Appl. Crystallogr. **8** (1975) 161.
38. Rauch R., Peisl J., Schmalzbauer A., Wallner G., J. Nucl. Mater. **168** (1989) 101.
39. Rauch R., Peisl J., Schmalzbauer A., Wallner G., J. Phys. Condens. Matter **2** (1990) 9009.

40. Kapinos V.G., Bacon D.J., Phys. Rev. B **53** (1996) 8287.
41. Nordlund K., Chaly M., Averback R.S., Caturla M., Diaz de la Rubia T., Tarus J., Phys. Rev. B **75** (1998) 7556.
42. Joseph D.D., Rev. Mod. Phys. **61** (1989) 41.
43. Van Swygenhoven H., Caro A., Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2098.
44. Kapinos V.G., Bacon D.J., Phys. Rev. B **50** (1994) 13194.
45. Lopasso E., Caro M., Caro A. Phys. Rev. B **63** (2001) 174105.
46. Захар'яш О.С., Гнатів Б.В., Глушак П.А., Токарчук М.В. Аналіз деяких механізмів радіаційно-стимульованої дифузії атомів у процесах самопромінення ЛПВМ, 2003, - 18 с. - (Препринт ІФКС НАН України ICMP-03-05U).
47. Singh B.N., Foreman A.J.E., Philos. Mag. **A 66** (1992) 975.
48. Heinisch H.L., Singh B.N., J. Nucl. Mater. **232** (1996) 206.
49. Brailford A.D., Bullough R., J. Nucl. Mater. **44** (1972) 121.
50. Wiedersich H., Radiat. Eff. **12** (1972) 111.
51. Bullough R., Eyre B.L., Krishan K., Proc. Roy. Soc. **A 346** (1975) 81.
52. Stoller R.E., Odette G.E., in: Garner F.A., Packan N.H., Kumar A.S. (Eds.), ASTM STP **955**, 1987, p. 371.
53. Woo C.H., Singh B.N., Semenov A., J. Nucl. Mater. **239** (1996) 7.
54. Woo C.H., Singh B.N., Phys. Stat. Sol. **B 159** (1990) 609.
55. Woo C.H., Singh B.N., Philos. Mag. **A 65** (1992) 889.
56. Trinkaus H., Singh B.N., Foreman A.J.E., J. Nucl. Mater. **199** (1992) 1.
57. Trinkaus H., Singh B.N., Foreman A.J.E., J. Nucl. Mater. **206** (1993) 200.
58. Trinkaus H., Singh B.N., Woo C.H., J. Nucl. Mater. **212-215** (1994) 18.
59. Singh B.N., Golubov S.I., Trinkaus H., Serra A., Osetsky Yu.N., Barashev A.V., J. Nucl. Mater. **251** (1997) 107.
60. Singh B.N., Leers T., Horsewell A., Philos. Mag. **A 53** (1986) 233.
61. English C.A., Eyre B.L., Muncie J.W., Philos. Mag. **A 56** (1987) 453.
62. Trinkaus H., Singh B.N., Victoria M., J. Nucl. Mater. **233-237** (1996) 1089.
63. Singh B.N., Nature, Phys. Sci. **224** (1973) 142; Philos. Mag. **29** (1974) 25.
64. Horsewell A., Singh B.N., in: Garner F.A., Packan N.H., Kumar A.S. (Eds.), Radiation-Induced Changes in Microstructure, Thirteenth International Symposium, ASTMSTP **955**, 1987, p. 220.
65. Singh B.N., Foreman A.J.E., Philos. Mag. **29** (1974) 847.

66. Singh B.N., Eldrup M., Zinkle S.J., Golubov S.I., Philos. Mag. **82** (2002) 1137.
67. Wiedersich H., Mater. Sci. Forum **97-99** (1992) 59.
68. Stoller R.E., in: Kumar A.S., Gelles D.S., Nanstad R.K., Little E.A. (Eds.), ASTM STP **1175**, ASTM, Philadelphia, 1993, p. 394.
69. Heinisch H.L., Singh B.N., presented at the 8th Int. Conf. on Fusion Reactor Materials, Sendai, Japan 1997.
70. Seeger A., in: Proceedings of Second UN International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, vol. 6, September 1958, p. 250.
71. Diehl J., in: Seeger A., Schumacher D., Schilling W., Diehl J. (Eds.), Vacancies and Interstitials in Metals, Proceedings of International Conference on KFA Julich, 1968, North-Holland, Amsterdam, 1969, p. 739.
72. Singh B.N., Foreman A.J.E., Trinkaus H., J. Nucl. Mater. **249** (1997) 103.
73. Trinkaus H., Singh B.N., Foreman A.J.E., J. Nucl. Mater. **249** (1997) 91.
74. Trinkaus H., Singh B.N., Foreman A.J.E., J. Nucl. Mater. **251** (1997) 172.
75. Bullough R., Proc. Conf. on Dislocations and Properties of Real Materials, Royal Society, London (The Institute of Metals, London, 1985) p.382.
76. Woo C.H., J. Nucl. Mater. **159** (1988) 237.
77. Singh B.N., Leffers T., Horsewell A., Philos. Mag. **A53** (1986) 233.
78. Leffers T., Singh B.N., Vorobuyev A.V., Gann V.V., Philos. Mag. **A53** (1986) 243.
79. English C.A., Eyre B.L., Muncie J.W., Harwell Report AERE-R-12188 (1986).
80. Zinkle S.J., Farrell K., J. Nucl. Mater. **168** (1989) 262.
81. Garner F.A., Brager H.R., Anderson K., J. Nucl. Mater. **179 -181** (1991) 250.
82. Garner F.A., Hamilton M.L., Shikama T., Edwards D.J., Newkirk J.W., J. Nucl. Mater. **191 -194** (1992) 386.
83. Edwards D.J., Anderson K., Garner F.A., Hamilton M.L., Stubbins J.F., Kumar A.S., J. Nucl. Mater. **191-194** (1992) 416.
84. Zinkle S.J., Lee E.H., Metall. Trans. **21A** (1990) 1037.
85. Harling O.K., Grant N.J., Koshe G., Ames M., Lee T.S., Hobbs L.W., J. Mater. Res. **2** (1987) 568.
86. Singh B.N., Eldrup M., Horsewell A., Ehrhart P., Dworschak F., Philos. Mag. **A 80** (2000) 2651.

87. Garner F.A., J. Nucl. Mater. **122 -123** (1984) 459.
88. Garner F.A., Brager H.R., ASTM STP 870 (1985) 187; Dependence of Neutron-Induced Swelling on Composition in Iron-Based Austenitic Alloy, in: Optimizing Materials for Nuclear Applications, eds. F.A. Garner, D.S. Gelles and F.W. Wiffen (the Metallurgical Society, 1985) p. 87; Garner F.A., Kumar A.S. ASTM STP **955** (1987) 289.
89. Garner F.A., Brager H.R., ASTM STP **955** (1987) 195; Garner F.A., McCarthy, ASTM STP **1047** (1990) 19.
90. Garner F.A., Summary Report on the Alloy Development Inter-correlation Program Experiment in Proceedings of the Workshop on Correlation of Neutron and Charged Particle Damage, Oak Ridge, June 1976, p.147.
91. Makin M. J., Walter G.P., Foreman A.J.E., J. Nucl. Mater. **95** (1980) 155.
92. Glowinski L.D., J. Nucl. Mater. **61** (1976) 8.
93. Stubbins J.F., Garner F.A., ASTM STP **1270** (1996) in press.
94. Lewthwaite G.W., Mosedale D., J. Nucl. Mater. **90** (1980) 205.
95. Garner F.A., in: Irradiation Performance of Cladding and Structural Steels in Liquid Metal Reactors, Nuclear Materials, Part 1, Vol. 10A, Materials Science and Technology; A Comprehensive Treatment (VCH, 1994) ch.6, pp. 419-543.
96. Garner F.A., Gelles D.S., J. Nucl. Mater. **159** (1988) 286.
97. Toloczko M.B., Garner F.A., J. Nucl. Mater. **212-215** (1994) 509.
98. Porter D.L., Garner F.A., J. Nucl. Mater. **159** (1988) 114.
99. Garner F.A., Toloczko M.B., J. Nucl. Mater. **206** (1993) 230.
100. Tucker R.P., Fidleris V., Adamson R.B., ASTM STP **804** (1984) 427.
101. Porter D.L., Hudman G.D., Garner F.A., J. Nucl. Mater. **179** (1991) 581.
102. Garner F.A., Puigh R.J., J. Nucl. Mater. **179** (1991) 577.
103. Garner F.A., in: Optimizing Materials for Nuclear Applications, eds. F.A. Garner, D.S. Gelles and F.W. Wiffen (the Metallurgical Society, 1985) p. 111.
104. Straalsund J.L., J. Nucl. Mater. **51** (1974) 302.
105. Bullough R., Eyre B.L., Krishan K., Proc. R. Soc. **A346** (1975) 81.
106. Heald P.T., Speight M.V., J. Nucl. Mater. **64** (1977) 139.
107. Foreman A.J.E., Maskin M.J., J. Nucl. Mater. **79** (1979) 43.
108. Stoller R.E., Odette G.E., ASTM STP 955, Garner F.A., eds. N.H. Packan and A.S. Kumar (ASTM, 1987) p. 371.
109. Garner F.A., Grossbeck M.L., presented at 17th Int. Symp. On the

- Effects of Radiation on Materials, Sun Valley, ID, June 1994.
110. Grossbeck M.L., Ehrlich K., Wassilev C., J. Nucl. Mater. **174** (1990) 264.
111. Barmore W., Ruotola A., Raymond E., Murkherjee A., J. Nucl. Mater. **117** (1983) 258.
112. Lewthwaite G.W., Mosedale D., J. Nucl. Mater. **90** (1980) 205.
113. Ullmaier H., Schilling W., in: Physics of Modern Materials (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1980) p. 301.
114. Woo C.H., Semenov A.A., Philos. Mag. **67** (1993) 1247.
115. Semenov A.A., Woo C.H., J. Nucl. Mater., in press.
116. Semenov A.A., Woo C.H., J. Nucl. Mater. **205** (1993) 74.
117. Woo C.H., Singh B.N., Philos. Mag. **A65** (1992) 889.
118. Singh B.N., Foreman A.J.E., Philos. Mag. **A65** (1992) 975.
119. Semenov A.A., Woo C.H., J. Nucl. Mater. **212-215** (1994) 310.
120. Woo C.H., Garner F.A., J. Nucl. Mater. **191-194** (1992) 1309.
121. Woo C.H., Garner F.A., Holt R.A., ASTM STP **1175** (1993) 27.
122. Woo C.H., J. Nucl. Mater. **159** (1988) 237.
123. Woo C.H., Ishino Conference, J. Nucl. Mater., in press.
124. Golubov S.I., Singh B.N., Trinkaus H., J. Nucl. Mater. **276** (2000) 78.
125. Maillard A., Tournon H., Seran J.L., Chalony A., ASTM STP **1175** (1993) 824.
126. Garner F.A., Toloczko M.B., Woo C.H., Fusion Materials Semi-annual Progress Report DOE/ER-0313/16 (US DOE, Oak Ridge, TN, 1994).
127. Ishino S., Rowcliffe A.F., Schiller P., J. Fusion Energy **8** (1989) 147.

Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

The preprints of the Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine are distributed to scientific and informational institutions. They also are available by computer network from Institute's WWW server (<http://www.icmp.lviv.ua/>)

Ігор Миронович Мриглод
Оксана Вадимівна Пацаган

РАДІАЦІЙНЕ ДЕФЕКТОУТВОРЕННЯ І ПРОБЛЕМИ ЙОГО ОПИСУ:
ОГЛЯД ІСНУЮЧИХ ПІДХОДІВ

Роботу отримано 29 травня 2003 р.

Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку семінаром відділу квантово-статистичної теорії процесів каталізу

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені