

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Міністерство освіти і науки України

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова  
праця на правах рукопису

**ОЛІХ ОЛЕГ ЯРОСЛАВОВИЧ**

УДК 534.29, 537.312.5/.6/.9

**ДИСЕРТАЦІЯ**

АКУСТО- ТА РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНІ ЯВИЩА В  
ПОВЕРХНЕВО-БАР'ЄРНИХ КРЕМНІСВИХ ТА АРСЕНІД-ГАЛІСВИХ  
СТРУКТУРАХ

Спеціальність 01.04.07 – фізика твердого тіла

10 – Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня *доктора фізико-математичних наук*

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

\_\_\_\_\_ О. Я. Оліх

Київ – 2018

## Зміст

	Стр.
ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ . . . . .	7
ВСТУП . . . . .	10
<b>РОЗДІЛ 1. ПЕРЕДУМОВИ ТА ОСОБЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ АКТИВНОГО УЛЬТРАЗВУКА . . . . .</b>	<b>18</b>
1.1. Ефекти впливу ультразвука на мікроелектронні структури та матеріали . . . . .	18
1.1.1. Результати застосування ультразвукових обробок . . . . .	19
1.1.2. Динамічні акусто–індуковані ефекти . . . . .	24
1.1.3. Ультразвукові методи дослідження дефектної структури . .	28
1.2. Методологічні аспекти застосування ультразвука . . . . .	30
1.2.1. Методика вивчення ультразвукового впливу . . . . .	31
1.2.2. Оцінка параметрів акустичного впливу . . . . .	34
1.2.3. Особливості низькотемпературного ультразвукового навантаження . . . . .	35
<b>РОЗДІЛ 2. ДИНАМІЧНІ АКУСТО–ІНДУКОВАНІ ЕФЕКТИ В ОПРОМІНЕНИХ ТА ВИХІДНИХ КРЕМНІЄВИХ СТРУКТУРАХ ІЗ <math>p-n</math>–ПЕРЕХОДОМ . . . . .</b>	<b>39</b>
2.1. Структура кремнієвих сонячних елементів. Режими опромінення та ультразвукового навантаження . . . . .	39
2.2. Оборотна акусто–індукована деградація кремнієвих сонячних елементів . . . . .	42
2.2.1. Методи визначення параметрів КСЕ . . . . .	43
2.2.2. Вплив ультразвука на фотоелектричне перетворення . . . .	48
2.2.3. Акусто–керована рекомбінація в КСЕ . . . . .	51
2.2.4. Розрахунок залежностей напруги холостого ходу та фактора форми в рамках моделі подвійного діода . . . . .	59

	Стр.
2.3. Модель акустоактивного комплексного дефекту . . . . .	61
2.4. Система рекомбінаційних центрів вихідних КСЕ . . . . .	69
2.4.1. Вплив інтенсивного освітлення на параметри КСЕ . . . . .	69
2.4.2. Ідентифікація дефектів, розташованих в області просторового заряду . . . . .	74
2.4.3. Зміна активності рекомбінаційних центрів у кремнієвих $p-n$ -структурах при ультразвуковому навантаженні . . . . .	81
2.5. Особливості акусто–дефектної взаємодії в опромінених кремнієвих структурах із $p-n$ -переходом . . . . .	86
2.5.1. Оцінка радіаційно–індукованого дефектоутворення . . . . .	87
2.5.2. Область просторового заряду . . . . .	89
2.5.3. Квазі–нейтральна область . . . . .	93
2.5.4. Акусто–індуковані зміни опору шунтування . . . . .	97
2.5.5. Особливості впливу ультразвукового навантаження на фотогенерацію струму в опромінених нейtronами структурах . . . . .	101
Висновки до розділу 2 . . . . .	107

### РОЗДІЛ 3. ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ ТА ОПТИМІЗАЦІЯ МЕТОДІВ РОЗРАХУНКУ ПАРАМЕТРІВ СТРУКТУР

МЕТАЛ–НАПІВПРОВІДНИК . . . . .	109
3.1. Основні параметри діодів Шотткі . . . . .	109
3.2. Контрольні вольт–амперні характеристики . . . . .	111
3.2.1. Ідеальні синтезовані ВАХ . . . . .	111
3.2.2. Синтезовані ВАХ із випадковими похибками . . . . .	113
3.2.3. Експериментальні ВАХ . . . . .	113
3.3. Оцінювання точності . . . . .	114
3.4. Використані методи визначення параметрів діодів Шотткі . . . . .	114
3.4.1. Аналітичні методи . . . . .	114
3.4.2. Числові методи . . . . .	124
3.4.3. Еволюційні алгоритми . . . . .	125

3.5. Порівняння ефективності методів визначення параметрів структур метал—напівпровідник . . . . .	131
3.5.1. Точність визначення параметрів на основі ідеальних ВАХ .	131
3.5.2. Швидкодія методів визначення параметрів діодів Шотткі .	140
3.5.3. Вплив випадкових похибок на точність визначення параметрів структур метал—напівпровідник . . . . .	142
3.5.4. Визначення параметрів реальних структур метал—напівпровідник . . . . .	145
Висновки до розділу 3 . . . . .	149
<b>РОЗДІЛ 4. ЕФЕКТИ ВПЛИВУ <math>\gamma</math>-ОПРОМІНЕННЯ ТА УЛЬТРАЗВУКОВОГО НАВАНТАЖЕННЯ ПРИ КІМНАТНИХ ТЕМПЕРАТУРАХ НА СТРУКТУРИ <math>Al-n-n^+-Si</math> З КОНТАКТОМ ШОТТКІ . . . . .</b>	
4.1. Загальна характеристика структур $Al-n-n^+-Si$ . . . . .	153
4.2. Особливості перенесення заряду в структурах $Al-n-n^+-Si$ з бар'єром Шотткі . . . . .	154
4.2.1. Пряме зміщення . . . . .	154
4.2.2. Зворотне зміщення . . . . .	168
4.3. $\gamma$ -індуковані ефекти в структурах $Al-n-n^+-Si$ . . . . .	173
4.3.1. Прямий струм у $\gamma$ -опромінених кремнієвих діодах Шотткі	174
4.3.2. Перенесення заряду в $\gamma$ -опромінених структурах $Al-n-n^+-Si$ при зворотному зміщенні . . . . .	183
4.4. Вплив ультразвукового навантаження на перенесення заряду в $\gamma$ -опромінених та неопромінених структурах $Al-n-n^+-Si$ . . . . .	190
4.4.1. Режими ультразвукового навантаження структур $Al-n-n^+-Si$ . . . . .	190
4.4.2. Акусто-індуковані зміни висоти бар'єру Шотткі . . . . .	191
4.4.3. Особливості поведінки тунельної та термоемісійної компонент зворотного струму в умовах ультразвукового навантаження . . . . .	195

Висновки до розділу 4 . . . . .	198
<b>РОЗДІЛ 5. ОСОБЛИВОСТІ ДИНАМІЧНИХ АКУСТО-ІНДУКОВАНИХ</b>	
<b>ЗМІН ПАРАМЕТРІВ СТРУКТУР Mo—n-n<sup>+</sup>—Si В</b>	
<b>ДІАПАЗОНІ 130÷330 К . . . . .</b>	201
5.1. Режими ультразвукового навантаження структур Mo—n-n <sup>+</sup> —Si . . . . .	202
5.2. Динамічні ефекти впливу ультразвука на I-V-T характеристики кремнієвих структур із бар'єром Шотткі . . . . .	203
5.2.1. Визначення параметрів високо-температурної компоненти струму . . . . .	205
5.2.2. Характеристики низько-температурної компоненти струму .	212
5.2.3. Механізм акусто-дефектної взаємодії у кремнієвих діодах Шотткі . . . . .	215
5.3. Вплив ультразвукового навантаження на струм втрат діодів Шотткі	222
5.3.1. Особливості зворотного струму при ультразвуковому навантаженні . . . . .	222
5.3.2. Механізми виникнення струмів втрат в структурах Mo—n-n <sup>+</sup> —Si . . . . .	225
5.3.3. Вплив ультразвука на характеристики перенесення заряду .	231
Висновки до розділу 5 . . . . .	233
<b>РОЗДІЛ 6. ЗАЛИШКОВІ ЕФЕКТИ, СПРИЧИНЕНІ</b>	
<b>МІКРОХВИЛЬОВИМИ ТА УЛЬТРАЗВУКОВИМИ</b>	
<b>ОБРОБКАМИ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУР НА</b>	
<b>ОСНОВІ GaAs, SiC ТА Si . . . . .</b>	235
6.1. Вплив мікрохвильових обробок на дефектну підсистему структур GaAs та монокристалів карбіду кремнію . . . . .	235
6.1.1. Параметри структур та методи досліджень . . . . .	236
6.1.2. Вплив мікрохвильових обробок на параметри глибоких рівнів . . . . .	239
6.2. Акусто-індукована корекція структур Au—TiB <sub>x</sub> —n-n <sup>+</sup> —GaAs . . . . .	250

6.2.1. Структури Au–TiB <sub>x</sub> –n–n <sup>+</sup> –GaAs. Режими ультразвукової обробки . . . . .	251
6.2.2. Наслідки ультразвукової обробки структур Au–TiB <sub>x</sub> –n–n <sup>+</sup> –GaAs . . . . .	252
6.3. Акустовідпал γ–індукованих дефектів у структурах Au–SiO <sub>2</sub> –Si . . . . .	259
Висновки до розділу 6 . . . . .	268
<b>ВИСНОВКИ . . . . .</b>	<b>270</b>
<b>СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ . . . . .</b>	<b>274</b>

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ ТА ПОЗНАЧЕНЬ

CDLR	coupled defect level recombination, рекомбінація у системі спарених рівнів дефектів
DAT	defect-assisted tunneling, тунелювання за участю рівнів дефектів
PAT	phonon-assisted tunneling, стимулюване фононами тунелювання
SCLC	space-charge limited current, струм, обмеженим просторовим зарядом
SRC	slow-formed recombination center, повільно сформовані ВО дефекти
ААД	акустоактивний дефект
АДВ	акусто–дефектна взаємодія
AI	акусто–індукований
АХ	акустична хвиля
ВАХ	вольт–амперна характеристика
ВБШ	висота бар’єру Шотткі
ВТКС	високотемпературна компонента струму
ГР	глибокий рівень
ДШ	діод Шотткі
КНО	квазі–нейтральна область
КП	кисневмісні преципітати
КСЕ	кремнієвий сонячний елемент
МН	метал—напівпровідник
МОН	метал—окис—напівпровідник
МХО	мікро–хвильова обробка
НВЧ	надвисокочастотне
НТКС	низькотемпературна компонента струму
ОПЗ	область просторового заряду
ПАН	поперечна акустоелектрична напруга
ППЗ	поперечний переріз захоплення
РД	радіаційний дефект
ТД	точковий дефект
ТЕ	термоелектронна емісія

УЗ	ультразвук
УЗН	ультразвукове навантаження
УЗО	ультразвукова обробка
ШРХ	теорія Шоклі–Ріда–Хола
$\Delta P$	абсолютна АІ зміна параметра $P$
$\epsilon$	діелектрична проникність матеріалу
$\epsilon_0$	діелектрична стала
$\epsilon_P$	відносна АІ зміна параметра $P$
$\xi_{\text{ус}}$	амплітуда деформації гратки при поширенні УЗ
$\vartheta$	темп генерації РД
$\lambda$	довжина хвилі падаючого світла
$\sigma_{\Phi 0}$	стандартне відхилення висоти бар'єру при нульовому зміщенні
$\sigma_{n(p)}$	поперечний переріз захоплення електронів (дірок) дефектом
$\tau_g$	ефективний час життя носіїв заряду в ОПЗ
$\tau_n$	ефективний час життя електронів
$\tau_{n,\text{RD}}$	час життя електронів при рекомбінації на РД
$v_{\text{th},n(p)}$	теплова швидкість електронів (дірок)
$\Phi_b$	ВБШ при нульовому зміщенні
$\Phi_b^0$	середнє значення ВБШ при нульовому зміщенні (ВБШ в однорідній області)
$\Phi_b^{\text{FB}}$	ВБШ в наближені плоских зон
$\Psi$	флюенс опромінення
$\varphi_0$	рівень нейтральності інтерфейсних станів у структурі МН
$A$	площа зразка
$A^*$	ефективна стала Річардсона
$C$	ємність діоду Шотткі
$D$	доза опромінення
$D_{ss}$	густина інтерфейсних станів у структурі МН
$E_g$	ширина забороненої зони
$E_i$	положення рівня Фермі у власному напівпровіднику
$E_t$	положення енергетичного рівня, зв'язаного з дефектом
$FF$	фактор форми КСЕ

$F_m$	напруженість електричного поля на межі розділу МН
$f_{\text{US}}$	частота УЗ
$I$	струм
$I_s$	струм насичення
$I_R$	зворотний струм
$J_{ph}$	густина фотогенерованого струму
$J_{sc}$	густина струму короткого замикання
$L_n$	довжина дифузії електронів
$m^*$	ефективна маса електрону
$N_c$	ефективна густина станів біля дна зони провідності
$N_d$	концентрація електронів поблизу контакту МН
$N_{t,\text{RD}}$	концентрація радіаційних дефектів
$N_v$	ефективна густина станів біля вершини валентної зони
$n_i$	концентрація власних носіїв заряду
$n_{\text{id}}$	фактор неідеальності
$n_{n(p)}$	концентрація електронів у електронному (дірковому) напівпровіднику
$p_{n(p)}$	концентрація дірок у електронному (дірковому) напівпровіднику
$R_{\text{DA}}$	параметр зв'язку у моделі CDLR
$R_{ph}$	коєфіцієнт відбивання світла
$R_s$	послідовний опір
$R_{sh}$	опір шунтування
$T_0$	константа температурної залежності фактора неідеальності
$t_{\text{MWT}}$	час експозиції при МХО
$t_{\text{UST}}$	час експозиції при УЗО
$u_{\text{US}}$	амплітуда зміщень атомів при поширенні УЗ
$V$	напруга
$V_{bb}$	вигин зон напівпровідника поблизу контакту
$V_{oc}$	напруга холостого ходу
$V_R$	зворотна напруга
$V_{\text{RF}}$	амплітуда напруги, прикладеної до п'єзоперетворювача
$W_{ph}$	інтенсивність освітлення
$W_{\text{US}}$	інтенсивність акустичної хвилі

## ВСТУП

**Актуальність теми.** Напівпровідникові поверхнево–бар’єрні структури — основа мікроелектроніки та сонячної енергетики, галузей, розвиток яких на сучасному етапі визначає загальний прогрес. Незважаючи на все різноманіття наявних типів фотовольтаїчних перетворювачів, ринок промислового використання належить моно– та полікристалічним кремнієвим сонячним елементам. Загалом, серед всіх напівпровідниковых систем кремнієві структури використовують найширше. Це зумовлено величезними запасами даного елементу (він є другим за поширеністю у корі Землі), його нетоксичністю та високою технологічністю як вирощування самих кристалів, так і створення різноманітних структур. Зокрема кремнієві структури з контактом Шотткі застосовують при виготовленні високошвидкісних логічних та інтегральних елементів. У цьому ж сегменті високочастотних мікроелектронних пристройів широко представлені системи на основі арсеніду галію — матеріалу, який характеризується високою рухливістю носіїв заряду. У дисертаційній роботі наводяться результати дослідження кремнієвих сонячних елементів та структур метал–напівпровідник на основі Si та GaAs, що визначає її актуальність з прикладної точки зору.

Загальною задачею матеріалознавства є створення матеріалів та структур із заданими властивостями. Для її реалізації необхідне чітке розуміння процесів, які відбуваються в матеріалах за різних умов. Зокрема, умови функціонування напівпровідниковых приладів нерідко передбачають наявність різноманітного радіаційного впливу. Звичайно, вивченю радіаційно–індукованих процесів у напівпровідниках присвячена значна кількість робіт (що побічно свідчить про актуальність подібних досліджень), проте окремі аспекти, наприклад немонотонність зміни характеристик діодів Шотткі при дії  $\gamma$ -квантів чи механізми модифікації приповерхневого шару при мікрохвильовому опроміненні, досі залишалися поза увагою. У виконаній роботі показано взаємозв’язок між ступенем неоднорідності контакту Шотткі та характером дозової немонотонності зміни висоти бар’єру, а також з’ясовано, що перетворення у дефектній структурі приповерхневого шару зумовлені збільшенням концентрації міжвузлових атомів.

Іншим зовнішнім чинником, який може впливати на параметри напівпровідникових структур, є знакозмінні високочастотні пружні деформації, зумовлені, наприклад, поширенням акустичних хвиль. У роботі вперше проведено дослідження перенесення заряду в кремнієвих бар'єрних структурах за умов ультразвукового навантаження. Перераховані напрямки проведених досліджень свідчать про актуальність виконаної роботи в області матеріалознавства.

Вирішення матеріалознавчих задач потребує розробки методів керування параметрами матеріалів та структур. Відомо, що дефекти структури є визначальними для фізичних властивостей кристалів і мають фундаментальне значення у фізиці твердого тіла. Найпоширенішими способами впливу на дефектну підсистему напівпровідників залишаються опромінення швидкими частинками та термообробка, які суттєво впливають на стан кристала в цілому. Водночас представлені результати свідчать про здатність ультразвукового навантаження навіть допорогої інтенсивності модифікувати дефекти у кремнієвих кристалах, причому до переваг такого способу варто віднести вибірковість впливу саме на області з порушеннями періодичності та оборотність змін при кімнатних температурах. Тому виконана робота актуальна з погляду розробки нових методів керування параметрами бар'єрних структур.

Вважається, що причинами змін стану точкових дефектів у напівпровідникових кристалах під дією акустичних хвиль є вимушені коливання дислокацій, акусто-стимульована дифузія домішок та генерація дефектів при надпороговій інтенсивності пружних коливань. Проте для пояснення оборотних акусто-індукованих ефектів у малодислокаційних матеріалах, таких як кремній, при допороговій інтенсивності ультразвука подібні механізми незастосовні. Проведене дослідження особливостей акусто-дефектної взаємодії при ультразвуковому навантаженні та ідентифікація «акустоактивних» (тобто здатних до ефективної взаємодії з пружними коливаннями) дефектів технологічного та радіаційного походження є актуальним з наукового погляду.

Відтак, дослідження фізичних закономірностей та встановлення механізмів акусто- та радіаційно-індукованих ефектів у поверхнево-бар'єрних напівпровідникових структурах є важливим для вирішення перелічених проблем

і визначає актуальність дисертаційної роботи як у науковому плані, так і з погляду практичного застосування.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами.** Дисертаційна робота пов'язана із планами науково–дослідних робіт, які проводились у рамках держбюджетних тем та міжнародних проектів на кафедрі загальної фізики фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка. А саме: №01БФ051–09 «Теоретичне та експериментальне дослідження фізичних властивостей неоднорідних систем на основі матеріалів акусто–опто–електроніки та мікроелектроніки» (№ держ. реєстрації 01БФ051–09, 2001–2005pp.); №06БФ051–04 «Експериментальне та теоретичне дослідження структури та фізичних властивостей низькорозмірних систем на основі напівпровідниковых структур, різних модифікацій вуглецю та композитів» (№ держ. реєстрації 0106U006390, 2006–2010pp.); №11БФ051–01 «Фундаментальні дослідження в галузі фізики конденсованого стану і елементарних частинок, астрономії і матеріалознавства для створення основ новітніх технологій» (№ держ. реєстрації 0111U004954, 2011–2015pp.); №16БФ051–01 «Формування та фізичні властивості наноструктурованих композитних матеріалів та функціональних поверхневих шарів на основі карбону, напівпровідниковых та діелектричних складових» (№ держ. реєстрації 0116U004781, 2016–2018pp.) та проект УНТЦ №3555 «Дослідження та створення методів опто–акустичного контролю матеріалів» (2006–2008pp.).

**Мета і завдання дослідження.** Метою дисертаційної роботи є встановлення фізичних закономірностей акусто–індукованих динамічних ефектів у кремнієвих структурах із  $p$ – $n$ –переходом та контактом Шотткі, вияснення фізичних механізмів впливу опромінення та ультразвукового навантаження на проходження струму в напівпровідниковых поверхнево–бар'єрних структурах.

Для досягнення поставленої мети вирішувалися **наступні задачі:**

- Підбір бар'єрних структур для досліджень та обрання потрібних режимів опромінення (тип частинок, доза) та ультразвукового навантаження (тип акустичних хвиль, частота, інтенсивність);
- З'ясування механізмів перенесення заряду в широкому температурному діапазоні як у вихідних структурах, так і в радіаційно–модифікованих, визначення

характерних параметрів (висота бар'єру, фактор неідеальності, час життя неосновних носіїв заряду тощо).

- Встановлення закономірностей впливу ультразвукового навантаження на процеси проходження струму та фотоелектричного перетворення у поверхнево-бар'єрних структурах до та після опромінення;
- Проведення порівняльного аналізу та оптимізації методів визначення параметрів напівпровідниковых бар'єрних структур.
- Вияснення фізичних механізмів та розробка фізичних моделей акусто- та радіаційно-індукованих ефектів.
- З'ясування механізмів впливу мікрохвильового опромінення та акустичного навантаження на параметри глибоких рівнів, пов'язаних із порушеннями кристалічної структури, визначення основних акусто-активних дефектів.

**Об'єкт дослідження** – проходження струму в напівпровідниковых структурах.

**Предмет дослідження** – вплив ультразвукового навантаження та опромінення на процеси проходження струму та фотоелектричного перетворення у поверхнево-бар'єрних напівпровідниковых структурах.

**Методи дослідження.** Для виконання поставлених завдань використано комплекс технологічних, експериментальних та розрахункових методів, який включає аналіз вольт–амперних і вольт–фарадних характеристик; акустоелектрична релаксаційна спектроскопія та метод диференційних коефіцієнтів ВАХ для визначення параметрів глибоких рівнів; метод стаціонарного струму короткого замикання для визначення довжини дифузії неосновних носіїв; аналітичні та числові методи визначення параметрів діодів Шотткі; еволюційні алгоритми мінімізації функцій; імпульсний метод вимірювання поглинання акустичної хвилі; резонансний метод вимірювання імпедансу навантаженого акустичного перетворювача; профілометрія; рентгенівська дифрактометрія поверхні; рентгенівська топографія; контролюване радіаційне та мікрохвильове опромінення для зміни дефектного стану зразків; метод ультразвукового навантаження.

**Наукова новизна отриманих результатів.** У процесі виконання дисертаційної роботи отримано ряд нових науково–обґрунтованих результатів, які сприяють розв'язку актуальної проблеми фізики твердого тіла — встановлення

причин впливу опромінення та акустичного навантаження на процеси перенесення заряду в поверхнево–бар’єрних напівпровідниковах структурах. Наукова новизна зумовлена застосуванням нових ультразвукових методів динамічного керування станом дефектів у напівпровідниковах структурах, а також вперше проведеними ретельними та повними дослідженнями низки фундаментальних процесів електроперенесення та рекомбінації нерівноважних носіїв заряду у кремнієвих та арсенід–галієвих поверхнево–бар’єрних структурах за умов змін у системі кристалічних дефектів як за допомогою опромінення, так і акустичного навантаження. Зіставлення отриманих експериментальних результатів із даними теоретичного аналізу та окремими результатами інших авторів, дозволили повністю якісно і, у більшості випадків, кількісно описати всі виявлені ефекти. Досягнутий рівень розуміння деталей проходження струму в поверхнево–бар’єрних структурах дозволяє надійно оцінювати ефективність роботи і передбачати поведінку відповідних напівпровідниковах пристройів.

- Вперше виявлено оборотні ефекти впливу ультразвукового навантаження на електрофізичні властивості кремнієвих структур із  $p-n$ –переходом і контактом метал–напівпровідник та встановлено їхні закономірності.
- Вперше встановлено відмінності впливу акустичного навантаження на параметри неопромінених та радіаційно–опромінених кремнієвих поверхнево–бар’єрних структур, зумовлені різницею дефектного складу; вперше визначено основні акустоактивні радіаційні дефекти.
- Запропоновано фізичну модель акустоактивного комплексного дефекту для пояснення особливостей виявлених акусто–індукованих ефектів.
- Вперше проведено порівняльний аналіз аналітичних, числових та еволюційних методів розрахунку параметрів діодів Шотткі з вольт–амперних характеристик та визначено найоптимальніші з погляду точності та швидкодії.
- Використовуючи модель поглинання ультразвука Брейсфорда, встановлено механізми акусто–індукованих ефектів у кремнієвих структурах метал–напівпровідник.
- Вперше виявлено взаємозв’язок характеру немонотонності дозової залежності зміни висоти бар’єру Шотткі при  $\gamma$ –опроміненні зі ступенем неоднорідності контакту.

- Встановлено, що вплив мікрохвильового випромінення на параметри дефектів, розташованих у приповерхневих шарах кристалів GaAs, 6H-SiC та на внутрішніх межах арсенід–галієвих епітаксійних структур, зумовлений збільшення кількості міжвузлових атомів.

**Практичне значення отриманих результатів.** Отримані в роботі результати сприяють глибшому розумінню фізичних процесів у поверхнево–бар’єрних структурах при дії зовнішніх чинників (надвисокочастотного–, нейtronного– та  $\gamma$ –опромінення, знакозмінних механічних навантажень), що дозволяє підвищити точність прогнозування реальних робочих характеристик подібних систем залежно від умов функціонування. Запропоновано новий метод динамічного акустичного керування струмом напівпровідникових діодів різного типу, а саме сонячних елементів та структур із контактами Шотткі. Дослідження частотних, амплітудних та температурних залежностей акусто–індукованих ефектів у бар’єрних структурах дозволяє ефективно контролювати процеси перенесення заряду. Проведене тестування та порівняльне дослідження методів визначення параметрів діодів Шотткі дозволяє вибрати найефективніший залежно від експериментальних умов вимірювання характеристик, типу структур, вимог до швидкодії. Запропоновано новий метод оптимізації вибору діапазону даних для побудови аналітичних функцій, що дозволяє підвищити точність визначення параметрів структур метал–напівпровідник. Виявлені зміни амплітудної залежності акусто–індукованого зростання зворотного струму діодів Шотткі після дії  $\gamma$ –квантів можуть бути використані для створення нових сенсорів опромінення.

**Особистий внесок здобувача.** Внесок автора в отримання наукових результатів полягає у постановці задач та визначенні методів їхнього вирішення, виборі об’єктів та формулюванні основних напрямків досліджень, розробці методології експериментальних досліджень та програмного забезпечення для обробки експериментальних даних. Переважна більшість експериментальних та теоретичних досліджень виконані автором особисто. 12 із 25 наукових статей, опублікованих за темою дисертації, є одноосібними роботами здобувача. У наукових працях, опублікованих зі співавторами, автору належить проведення значної частини досліджень та аналіз і узагальнення отриманих даних,

інтерпретація результатів, участь у написанні наукових статей. Співавторами робіт [1, 3, 4, 6, 20] є студенти Київського національного університету імені Тараса Шевченка, які виконували кваліфікаційні роботи під керівництвом здобувача. У роботах [1, 3, 4, 6, 18–20] автором здійснено підбір структур для досліджень, вибір режимів вимірювань та радіаційного опромінення, проведено переважну частину експериментальних вимірювань та аналіз механізмів перенесення заряду і впливу ультразвукових хвиль на ці процеси, підготовлено тексти статей. У роботі [1] автором запропоновано модель акустоактивного дефектного комплексу, в роботі [3] — встановлено можливість застосування моделі поглинання ультразвука внаслідок руху дислокаційних перегинів до пояснення акусто-індукованих змін параметрів діодів Шотткі. Внесок здобувача у роботу [8] визначався проведеним розрахунків у межах моделей дислокаційного поглинання ультразвука. В роботі [12] вимірювання вольт–фарадних характеристик проведені співробітником фізичного факультету, канд. фіз.–мат. наук Надточієм А. Б. У роботах [14, 23] проводився пошук, аналіз та узагальнення літературних даних щодо впливу ультразвука на параметри напівпровідникових кристалів та структур. Внесок здобувача у роботу [16] визначався постановкою дослідів по вимірюванню вольт–амперних характеристик, інтерпретацією відповідних результатів, участю в написанні статті. У роботах [21, 22] автор провів дослідження параметрів глибоких рівнів, проаналізував отримані дані, взяв участь у написанні статей. Постановка наукової задачі в цих роботах, а також загальна інтерпретація результатів виконана сумісно з докт. техн. наук Конаковою Р. В.; рентгенографічні та профілометричні дослідження проводились канд. фіз.–мат. наук Литвином П. М. (обидва — Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАНУ). Основна частина результатів представлена автором особисто на вітчизняних і міжнародних конференціях та наукових семінарах.

**Апробація результатів дисертації.** Основні результати, викладені в роботі, доповідалися на наукових семінарах кафедри загальної фізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка та були представлені на наступних наукових конференціях: I, III, IV, V, VI та VII Українська наукова конференція з фізики напівпровідників (Одеса, Україна, 2002; Одеса, Україна, 2007; Запоріжжя, Україна, 2009; Ужгород, Україна, 2011; Чернівці, Україна, 2013;

Дніпро, Україна, 2016); III міжнародна конференція «Радиаціонно-терміческі ефекти і процесси в неорганіческих матеріалах» (Томськ, Россия, 2002); 1-ша та 6-та Міжнародна науково-технічна конференція «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології СЕМСТ» (Одеса, Україна, 2004; 2014); 2004 IEEE International Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control Joint 50th Anniversary Conference (Montreal, Canada, 2004); Девятая международная научно–техническая конференция «Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники» (Дивноморское, Россия, 2004); 2005 та 2014 IEEE International Ultrasonics Symposium (Rotterdam, Netherlands, 2005; Chicago, USA, 2014); 2007 та 2015 International Congress on Ultrasonics (Vienna, Austria, 2007; Metz, France, 2015); MRS 2007 Spring Meeting, Symposium F: Semiconductor Defect Engineering – Materials, Synthetic Structures, and Devices II (San Francisco, USA, 2007); VI та VII Міжнародна школа-конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників» (Дрогобич, Україна, 2008; 2010); 13th International Conference on Defects – Recognition, Imaging and Physics in Semiconductors (Wheeling, USA, 2009); XII та XIV Міжнародна конференція «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем» (Івано–Франківськ, Україна, 2009; Буковель, Україна, 2013); Четверта міжнародна науково–практична конференція «Матеріали електронної техніки та сучасні інформаційні технології» (Кременчук, Україна, 2010); Всеукраїнська наукова конференція «Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики» (Тернопіль, Україна, 2012); International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials» (Bukovel, Ukraine, 2013); IV міжнародна конференція «Сучасні проблеми фізики конденсованого стану» (Київ, Україна, 2015); II Всеукраїнська науково–практична конференція MEICS–2017 (Дніпро, Україна, 2017).

**Публікації.** За результатами дослідження опубліковано 54 наукові праці: 25 наукових статей у фахових журналах (17 статей у виданнях, які входять до наукометричної бази даних Scopus); 29 тез доповідей на наукових конференціях.

**Структура та обсяг дисертації.** Дисертація складається із вступу, шести розділів, загальних висновків та списку використаних джерел. Загальних обсяг дисертації складає 342 сторінки, включаючи 121 рисунок та 31 таблицю. Список використаних джерел містить 659 найменувань.

# РОЗДІЛ 1

## ПЕРЕДУМОВИ ТА ОСОБЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ АКТИВНОГО УЛЬТРАЗВУКА

### 1.1. Ефекти впливу ультразвука на мікроелектронні структури та матеріали

Загальновідомо, що поширення акустичних хвиль (АХ) у кристалічних тілах зумовлене вимушеним коливальним рухом атомів. Явища, які супроводжують подібні процеси, знаходять своє застосування у багатьох прикладних сферах, включаючи і мікроелектроніку. В останньому випадку найяскравішим прикладом є акустоелектроніка — галузь, що базується на використанні взаємодії акустичних та електричних сигналів у п'єзоелектричних середовищах. Проте у цьому підрозділі класичний ефект акустоелектронної взаємодії у об'ємних кристалах залишиться поза увагою і буде розглянуто, переважно, дещо інший аспект використання ультразвука, зумовлений, насамперед, можливістю акусто-індукованої (АІ) перебудови дефектної підсистеми напівпровідників.

Дефекти, як відомо, є визначальними для властивостей як самих кристалів, так і пристрій на їхній основі. У літературі вже достатньо давно використовується термін «інженерія дефектів», який передбачає нерівноважну модифікацію дефектно-домішкової підсистеми з метою отримання нових властивостей кристала, структури чи пристрію шляхом формування «потрібних» активних центрів чи нанокластерів [55]. Безумовно, найбільш поширені та вивчені методи цього технологічного напряму пов'язані з

- а) використанням висотемпературних обробок (відпалів), різноманітних за тривалістю, атмосфeroю та іншими умовами проведення;
- б) опромінення частинками різної природи (високоенергетичними фотонами, електронами, нейtronами, іонами) та енергії;
- в) вибором режиму (температури, швидкості, атомарного складу сировини тощо) вирощування кристалу.

Проте акустичні коливання ультразвукового діапазону є також перспективним та ефективним засобом активного впливу на властивості напівпровідників. Насамперед про це свідчить накопичений достатньо широкий експериментальний матеріал. Надалі у підрозділі розглянуті літературні дані, які стосуються змін властивостей внаслідок ультразвукових обробок (УЗО), ефекти, які виникають у напівпровідниках під час поширення пружних коливань, а також можливість застосування ультразвука (УЗ) під час виготовлення пристройів та для оцінки дефектної підсистеми.

### **1.1.1. Результати застосування ультразвукових обробок**

Насамперед зупинимось на зміні властивостей напівпровідникових кристалів та пристройів на їхній основі в результаті тривалого ( $10^3 \div 10^4$  с) збудження в кристалах AX значної (зазвичай не менше 1 Вт/см<sup>2</sup>) інтенсивності. Характерною особливістю подібних експериментів є те, що визначення параметрів відбувається після припинення дії пружних коливань.

Різноманітні AI ефекти спостерігалися як у кристалах напівпровідникових сполук, так і в ковалентних кристалах, матриця яких складається з атомів одного сорту. Зміни властивостей у першому випадку нерідко зумовлені рухом і розмеженням дислокацій в акустичному полі. Зокрема, перерозподіл дислокаций зміну пружних модулів GaP та GaAS [56]. УЗО також може стимулювати дифузію різноманітних дефектів при температурах, близьких до кімнатних, що зумовлено AI зменшенням енергії активації чи надбар'єрним рухом дефектів у полі пружних напруг [57]. Так, у роботі [58] показано, що завдяки підсиленню дифузії водню в акустичному полі відбувається покращення пасивації дефектів на границях зерен [58] та підсилення фотолюмінесценції [59, 60] у полікристалічному кремнії. Проте частіше акустодифузія є причиною зміни властивостей поверхні: прикладами можуть бути зміни коефіцієнта відбиття Si та GaAs [61], зменшення густини поверхневих станів [62] та зростання адгезійної здатності [63] Si внаслідок дифузії домішок від поверхні напівпровідника. Зауважимо, що напрям акусто-стимульованого руху може бути і протилежним: у роботі [64] спостерігалося переміщення атомів калію та натрію до поверхні кремнію. Серед інших

виявлених AI змін властивостей поверхні можна виокремити зміщення поверхневого шару кремнію через утворення точкових дефектів типу вакансійних та вакансійно–домішкових кластерів [65], або викликану генерацією дефектів зміну енергетичного спектра поверхневих станів Si [62].

Нерідко виявлені AI зміни параметрів пов’язані із рухом легуючих домішок до стоків, у ролі яких виступають дислокації. Подібне переміщення акцепторів у кристалах CdTe вважається причиною послаблення інтенсивності як домішкової, так і екситонної люмінесценції [66], а безактиваційний рух мілких донорів у CdS – зменшення фото- та термостимульованого струмів [67–69]. У кубічних кристалах  $Zn_xCd_{1-x}Te$  УЗО викликає зміни величини провідності (як темнової, так і фото-) та інтенсивності фотолюмінісценції [70]. Автори вважають, що для малодислокаційних кристалів ці явища зумовлені збільшенням кількості дислокацій та стіканням на них рухливих акцепторів; при високій концентрації лінійних дефектів відбувається відхід акцепторів у об’єм.

Ряд виявлених ефектів дослідники пов’язують з перебудовою точкових дефектів внаслідок УЗО. Наприклад, саме таке пояснення запропоновано для акусто-індукованих підсилення фотолюмінісценції поруватого кремнію [71], змін фотопровідності [72], фоточутливості та випромінювальної рекомбінації [73] кристалів ZnSe, домішкового поглинання [74] та спектра фотопровідності [75] арсеніду галію, спектра фотолюмінісценції та коефіцієнта відбиття фуллеренових плівок [76]. Крім того, чимало досліджень присвячено впливу УЗО безпосередньо на точкові дефекти. Наприклад, виявлено перебудови власних дефектів у GaAs [77–79] та Si [80], розпад домішкових пар в кремнії [81–83].

Певну окрему групу утворюють результати, отримані при УЗО кристалів  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (надалі – КРТ). У цьому випадку суттєву роль в AI змінах електрофізичних параметрів відіграють коливання сітки малокутових меж сублоків [84, 85]. Зокрема, при невисоких інтенсивностях AX вони стають причиною гетерування електрично активних дефектів та відповідного збільшення рухливості та часу життя носіїв [86, 87], зміни ступеня компенсації та зниження шуму [88]. Особливістю твердих розчинів КРТ також є те, що AI ефекти мають яскраво виражений резонансний характер при наближенні частоти AX до частоти коливань малокутових меж [84–86, 88]. При надпорогових інтенсивностях УЗ в

*n*-КРТ переважають процеси генерації електричноактивних дефектів, що викликає зменшення концентрації та рухливості вільних електронів [84, 86]. В епітаксійних структурах, вирощених на основі КРТ, виявлено AI ефекти зміни типу провідності, появи негативного диференційного опору, підвищення фоточутливості, модифікації спектра фотопровідності [89, 90].

У гетероструктурах УЗО нерідко викликає релаксацію внутрішніх механічних напруг. Подібні ефекти спостерігалися в системах Ge–GaAs [91, 92] та Si–SiO<sub>2</sub> [93]. Крім того, відбувається AI модифікація електрофізичних параметрів. Наприклад, у системах на основі кремнію УЗО викликає зміну часу життя неосновних носіїв у приконтактній області напівпровідника внаслідок трансформації генераційно–рекомбінаційних центрів [93, 94]; зменшення швидкості поверхневої рекомбінації внаслідок перебудови напруженіших валентних зв'язків [94, 95]; підвищення яскравості електролюмінесценції систем Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–ZnS–SiO<sub>2</sub>, викликане дифузією домішкових центрів [96]. Про AI зміну дефектного стану межі Si–SiO<sub>2</sub> повідомляється в роботах [97, 98].

УЗО може бути причиною зміни властивостей бар'єрних напівпровідниковоих пристройів. Наприклад, із літератури відомо, що подібна обробка викликає покращення фотоелектричних параметрів AlGaAs/GaAs [99] та CuInSe<sub>2</sub> [100] сонячних елементів у результаті перерозподілу домішкових атомів, відпалу рекомбінаційних центрів та розпаду домішкових скupчень; зменшення концентрації носіїв заряду [101] та зростання фактора неідеальності [102] внаслідок зміни енергетичного спектра дефектів у кремнієвих *p*–*n*–структурах; зміну тунельної складової струму в InAs *p*–*n*–переходах [103], немонотонне зменшення світності GaAsP світловипромінюючих діодів внаслідок захоплення дислокаціями невипромінюючих центрів (при малих часах обробки) чи акустогенерації дефектів (при тривалих навантаженнях) [104]. У фотодіодах *p*–Si/*n*–CdS/*n*<sup>+</sup>–CdS спостерігається AI зменшення густини поверхневих станів на інтерфейсній межі, що призводить до змін вольт–амперних характеристик та підвищення фоточутливості [105, 106]. Не залишилися поза увагою дослідників і структури з контактом Шотткі. Виявлено, що УЗО викликає деградацію фотоелектричних властивостей структур (*a*–PbSb)–*n*–Si [107, 108], зменшує величини зворотного струму кремнієвих [109] та арсенід–галієвих [110] систем, підсилює та змінює

спектр фотолюмінісценції підкладок та приконтактних областей структур метал—GaAs [110]. В останньому випадку причиною вважається впорядкування дислокаційної структури, викликане потоком вакансій [110].

Зауважимо, що УЗО впливає не лише на ростові чи технологічні дефекти, але й викликає відпал порушень періодичності радіаційного походження внаслідок їхнього розпаду, перебудови та дифузії до стоків. Повне чи, що частіше, часткове відновлення радіаційно–деградованих властивостей спостерігалося у кристалах Si [111–114], Ge [115], InP [116], CsI [117], структурах Si–SiO<sub>2</sub> [118, 119], кремнієвих сонячних елементах [120],  $\alpha$ –NiTi–*n*–Si діодах Шотткі [121], GaAsP світловипромінюючих діодах [104, 122].

Зміни властивостей, викликані УЗО, не завжди є стабільними. Наприклад, кристали з Al зміною провідності та CuInSe<sub>2</sub> сонячні елементи відновлюють свої попередні властивості після зберігання при кімнатній температурі протягом декількох діб [67, 70, 100, 114], комплексоутворення зруйнованих під дією УЗО домішкових пар чи перебудованих радіаційних дефектів відбувається протягом десятків хвилин [81, 82, 114], характерний час відновлення параметрів InAs *p*–*n*–переходів — декілька місяців [103].

Наведені результати свідчать, що можливості ультразвукової «інженерії дефектів» охоплюють широкий спектр напівпровідниківих матеріалів та їхніх властивостей. Отримані за допомогою УЗО результати нерідко можна продублювати з використанням більш технологічно звичних методів на кшталт відпалу чи радіаційного опромінення. Проте необхідно зауважити, що використання УЗ має переваги, зумовлені локалізацією впливу: наприклад, ступінь релаксації внутрішніх напруг при УЗО глибший, ніж при опроміненні [92], а акустовідпал радіаційних дефектів [113, 117, 120] відбувається при температурах, недостатніх для підсилення дифузії легуючих домішок, а отже і розмиття профіля легування, який може супроводжувати процес звичайного термовідпалу.

Водночас значна тривалість та висока інтенсивність УЗО не завжди є доречними з технологічного погляду. На думку автора, перспективнішим для практичного застосування є використання УЗ не як основного інструменту модифікації, а як додаткового фактора впливу під час класичних технологічних операцій. За таких умов напівпровідникові структури зазвичай опиняються у

нерівноважному стані та їхня дефектно–домішкова підсистема здатна легше модифікуватися під дією пружних коливань. Тобто йде мова про те, що УЗ виконуватиме лише керуючу роль, в той час як переважні енергетичні затрати лягають на плечі радіаційної чи термічної обробок. Застосування АХ меншої інтенсивності дозволить підвищити локалізованість впливу саме на дефектах.

Чи не найяскравішим експериментальним доказом даного припущення є результати, отримані при використанні УЗ одночасно з іонною імплантациєю, яка мала на меті легування або формування аморфного чи діелектричного шарів [123–131]. Зокрема показано, що при поширенні АХ підсилюється процес аморфізації поверхневого шару кремнію [124, 128], відбувається зменшення механічних напруг біля внутрішніх меж [125, 130] та концентрації дефектів міжузлового типу в області збідення  $p$ – $n$ –переходів [129], створюються умови для формування ультра–мілких переходів [131], покращуються властивості та зменшується товщина шару WO на поверхні  $p$ –Si [126, 127].

АХ можуть використовуватися не лише під час опромінення, але й бути частиною будь–якої обробки, пов’язаної зі зміною дефектної підсистеми. Наприклад, застосування УЗ паралельно з лазерною обробкою систем Fe–Si–C викликає суттєве (в 2–3 рази) зменшення залишкового аустеніту [132]; а УЗО під час виготовлення поруватого кремнію, люмінофорів на основі ZnS чи осаджені ZnO призводить до структурного впорядкування [133], змін фото– та електролюмінесценції [134] чи підвищення однорідності плівок [135], відповідно.

Збудження УЗ під час опромінення кристалів може бути фактором підвищення радіаційної стійкості напівпровідників завдяки а) підвищенню швидкості рекомбінації (акустовідпала) первинних радіаційних дефектів (РД); б) створенню електрично та рекомбінаційно неактивних вторинних РД внаслідок реакцій між первинними РД та домішками, так як процеси дифузії та перебудови РД також є акустоактивованими [114, 118]. Крім того, ще одним позитивним фактором впливу АХ може бути стимуляція переведення занурених радіаційним чином домішок у положення, що відповідає електричноактивному стану — наприклад, іонів–легантів у вузлове положення.

Йонна імплантация використовується і для формування різноманітних кластерів у твердотільних матрицях. У цьому випадку УЗ також може бути

додатковим позитивним фактором впливу, про що свідчать результати робіт [136–139]. Наприклад, показано, що наявність УЗ викликає збільшення розмірів занурених металевих кластерів у кремнії [136] та оксиді кремнію [137], зміни парамагнітних [138] та фотолюмінесцентних [139] властивостей нанокластерів Si в  $\text{SiO}_2$ . Зауважимо, що акустичні коливання активно використовуються не лише під час створення наночастинок у кристалічній матриці. Достатньо широко застосовується УЗ під час хімічного синтезу різноманітних ( $\text{CdS}$ ,  $\text{ZnO}$ ,  $\text{CdSe}$ ,  $\text{Au}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{NiS}$ ) наночастинок у розчинах (див., наприклад, роботи [140–145] та посилання в них), що дозволяє покращити якість кінцевого виробу (зменшити розміри частинок, підвищити їхню поруватість тощо). Теоретично та експериментально досліджується можливість самоорганізації наночастинок, зокрема вуглецевих, безпосередньо в акустичному полі [146, 147].

### 1.1.2. Динамічні акусто–індуковані ефекти

Іншим перспективним напрямом досліджень є пошук можливості використання ефектів, які спостерігаються у напівпровідниковых системах лише за умов поширення в них пружних коливань. Зокрема, такий підхід може бути розглянутий в рамках функціональної електроніки — галузі, яка використовує для управління інформаційним сигналом неоднорідності середовища, що виникають під дією керуючого сигналу. Роль керуючого сигналу має виконувати АХ, динамічно змінюючи стан дефектів і, таким чином, уможливлюючи створення акусто–керованих пристройів. Наприклад, для створення генератора або підсилювача використовуються транзистори, резистори, конденсатори. При використанні інтегральної схемотехніки всі ці елементи реалізуються на базі напівпровідників. Зміна провідності кристалу, і, відповідно, номіналу елементу (у найпростішому випадку — опору резистора) під дією УЗ має викликати керовану (напр., інтенсивністю чи частотою АХ) перебудову робочої частоти пристрою.

Принципову можливість реалізації подібного підходу підтверджують, зокрема, результати спостереження оборотного збільшення електропровідності у Si [148], кристалах CdTe:Cl [149, 150] та КРТ [151, 152] під час поширення

УЗ. Зміни концентрації та рухливості носіїв пов'язують із AI збільшенням ефективного радіуса дислокаційних кластерів та дифузійною перебудовою хмари Котрела [149, 150], зі звільненням зв'язаних дефектів донорного типу та сгладжування розсіюючого потенціалу [151, 152] чи з перебудовою метастабільних дефектів [148]. Зміною стану бістабільного центру Fe–В під час ультразвукового навантаження (УЗН) пояснюються динамічні зміни довжини вільного пробігу електронів у кристалах кремнію авторами робіт [153, 154]. У кремнії також виявлено підсилення емісії електронів із донорних домішок, зумовлене їхнім зміщенням відносно оточення [155]. Зауважимо, AI зміни стану окремих точкових дефектів є перспективними і з погляду створення запам'ятовуючих пристройів. Відомо [156], що бістабільний дефект є перспективним елементом пам'яті нового покоління, дві конфігурації якого відповідають логічним «0» та «1». У такому випадку УЗ може виступати інструментом перемикання подібного елементу. Зокрема, гіпотетичний механізм переведення дефекту з одного стану в інший може бути наступним: при поширенні АХ дефект зміщується відносно оточення, що викликає зміну його симетрії; в свою чергу, це може стати причиною перезарядки центру, наприклад внаслідок ефекту Яна–Теллера. Нерідко у різних зарядових станах мінімальний енергії відповідають різні просторові конфігурації, що і дозволяє зафіксувати новий логічний стан. Окрім вже згаданих ефектів динамічної конфігураційної перебудови комплексів у кремнії, на користь можливості такого механізму свідчить виявлення AI трансформація DX–центрів в плівках  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  [157]. Звичайно, подібний підхід вимагає вирішення задачі локалізації УЗ впливу на окремому дефекті.

При розгляді динамічних ефектів необхідно також врахувати можливість оберненного впливу УЗ на процеси поширення нерівноважних носіїв, чия поява зумовлена інжекцією або фотогенерацією. Механізмом впливу для подібного випадку може бути AI перебудова (та/або перезарядка) центрів рекомбінації (прилипання), що змінює переріз захоплення та час життя носіїв. Наприклад, експериментальне дослідження впливу УЗ на нерівноважні носії у арсенід–галієвих фотоприймацах та гетероструктурах GaAs/AlGaAs проведено в роботах [158, 159]. Основною причиною виявлених ефектів є електричне поле, супроводжуюче пружні коливання у п'єзоелектриках. За умов УЗН у гетероструктурах

SiGe/Si спостерігалися ефекти підвищення фотонапруги та зміни часової залежності її релаксації [153, 160], у світловипромінюючих GaP діодах — зменшення інтенсивності світіння [161]. Процеси зумовлені акусто–дислокаційною взаємодією: у першому випадку її результатом є вихід домішок чи інших дефектів із котрелівської хмари, що викликає утворення ефективних рекомбінаційних центрів; у другому — виникають нерівноважні дислокаційні скupчення та відбувається руйнування екситонів внаслідок вимушених коливань лінійних дефектів.

Яскравим прикладом динамічного акусто–індукованого ефекту є явище акустолюмінесценції, тобто виникнення світіння в об’ємі кристалів чи в приграницій області при розповсюдження ультразвука. Причиною його появи є стимульовані рухом дислокацій перебудови дефектної підсистеми чи п’єзоелектричні поля — достатньо повні огляди з цього приводу наведено в [162, 163]. Сонолюмінесценція спостерігається і в гранульованих середовищах, яке складається, переважно, з мікрометрових частинок напівпровідниківих сполук [164]. Зауважимо, що просторовий розподіл інтенсивності сонолюмінесценції використовується для оцінки ступеню пакування гранульованих систем [165]. До цього ж класу явищ можна віднести і зміну спектрів фотопровідності внаслідок генерації (звільнення з дислокацій) власних дефектів при УЗН надпорогової інтенсивності, яке спостерігається, зокрема, в кристалах ZnS та ZnSe [163, 166].

П’єзоелектричне поле є рушійною силою AI змін інтенсивності фотолюмінесценції кристалів CdS [167, 168] та GaAs [169], викликаних змінами часу життя екситонів та положення дефектів. Зауважимо, що ефекти AI впливу на екситони та фотолюмінесцентні процеси (zmіна інтенсивності та часу релаксації) спостерігаються не лише в об’ємних кристалах, але й в структурах із квантовими ямами. Зокрема повідомляється про п’єзоелектричне переміщення екситонів у системах ZnSe/ZnS [153, 170], дисоціацію в GaAs/InGaAs [171] чи перетворення зв’язаних на вільні в GaAs/AlAs [172]. Ще одним прикладом є ефекти обертання площини поляризації [173, 174] зміни інтенсивності [175–177], частоти [178] чи напряму [179] лазерного випромінення в структурах InGaAsP/InP з квантовими ямами під час поширення АХ. Загалом, взаємодія п’єзоелектричного поля, викликаного розповсюдженням пружних коливань, із носіями заряду в

системах зі зниженою розмірністю досліджується настільки широко, що можна говорити про появу нового напрямку — «наноакустоелектроніки».

У зв'язку з труднощами збудження УЗ безпосередньо у низькорозмірних системах, типовою експериментальною конфігурацією є шарувата структура, в якій досліджуваний об'єкт розташовується на поверхні п'єзоелектрика (найчастіше — ніобату літію), що і виступає у ролі звукопроводу. Саме у такій конфігурації виявлені, наприклад, ефекти зміни спектра фотонапруги [180], перебудови [160] та просторової модуляції [181] фотолюмінесцентних спектрів, зумовлених просторовим розділенням заряду в квантових ямах GaAs/AlGaAs. Зазначимо, що на відміну від всіх згаданих ефектів, поява яких завдячує поширенню пружних коливань із частотою в діапазоні від сотень кілогерц до декількох десятків мегагерц, в останній роботі збуджувалися АХ в гігагерцевій області. Використання таких частот дозволило, зокрема, динамічно створити квантові дроти в системі стаціонарних квантових ям, що відкриває ще один напрям використання використання надвисокочастотного УЗ — динамічне створення наноструктур. Загалом, саме комбінація шаруватої структури з гігагерцевим діапазоном видається чи не найпридатнішою для активного впливу на нанооб'єкти. Наприклад, в літературі повідомляється про дослідження акустоелектричного струму в графені [182–185] та одномірному каналі [186, 187], про вплив УЗ на одноелектронний транспорт в AlGaAs/GaAs [188, 189] та AI одноелектронне перенесення між квантовими точками [190]. Окремо виділимо ефекти магніто-акустоелектронної взаємодії. Наприклад, у шаруватих структурах спостерігалися ефекти появи спінового струму [191] та керування феромагнітним резонансом [192] у плівках магнітних напівпровідників, зміни швидкості спінової релаксації в квантових ямах GaAs/AlGaAs [193], контролю спін-орбітальної взаємодії [194]; досліджувалися можливості контролю намагніченості доменних стінок [195] та їхнє переміщення в нанодротах [196].

Зауважимо, що в цьому пункті згадані не всі відомі динамічні AI ефекти, УЗ може бути причиною багатьох інших цікавих явищ, на кшталт квантової телепортації [197], маніпуляції наночастинками [198, 199], переорієнтації рідких кристалів [200] чи левітації [200].

Отже, застосування активного УЗ у різноманітних областях, пов'язаних з виготовленням та застосуванням різноманітних мікроелектронних пристройів є достатньо перспективним та потребує ретельного експериментального та теоретичного дослідження. Водночас необхідно підкреслити, що незважаючи на достатньо великих масив даних щодо AI динамічних ефектів практично всі вони зумовлені акусто–дислокаційної взаємодією чи впливом п'єзоелектричного поля. Проте на сьогодні основу як фотофольтаїки, так і мікроелектронної техніки складають малодислокаційні неп'єзоелектричні матеріали на кшталт кремнію. Поодинокі вже згадані роботи, які стосуються акусто–дефектної оборотної взаємодії в Si, з одного боку, свідчать про перспективність застосування УЗ методів до керування подібними пристроями, проте, з іншого, не стосуються дослідження ефектів у кремнієвих бар'єрних структурах під час функціонування. Водночас значна частина представленої дисертаційної роботи присвячена саме результатам досліджень динамічних ефектів у кремнієвих структурах із бар'єром Шотткі та  $p-n$ -переходом.

### **1.1.3. Ультразвукові методи дослідження дефектної структури**

Два попередні пункти присвячені використанню активного ультразвука як додаткового фактора впливу при створенні напівпровідниківих кристалів та пристройів, методу модифікації їхніх властивостей, а також як знаряддя динамічного керування властивостями. У цьому параграфі буде звернута увага на ще одну іпостась УЗ – інструменту характеризації напівпровідників, зокрема їхньої дефектної підсистеми як визначального елемента фізичних властивостей.

Розпочнемо з методів, які ґрунтуються на ефекті зміни пружних властивостей при дефектоутворенні. Відомо, що внаслідок модифікації пружних модулів при виникненні ян–теллерівських дефектів на температурних залежностях швидкості та поглинання УЗ можуть виникати екстремуми. Зокрема подібне явище спостерігається, якщо напрям поширення чи поляризації АХ збігається з напрямом дисторсій. Дослідження подібних аномалій дозволяє успішно визначати концентрацію різноманітних дефектів, досліджувати їхні структурні та динамічні властивості як у досить поширених напівпровідниках (напр., вакансії

в Si [201–204] та ZnSe [205], заміщаючі атоми ( $\text{Cu}_{\text{Ga}}$ ) в GaAs [206]), так і в більш рідкісних сполуках (власні дефекти в TlInS<sub>2</sub> [207], центри, пов’язані з легуючими домішками в SrF<sub>2</sub> [208] чи атомами перехідних металів у La<sub>1/3</sub>Sr<sub>2/3</sub>MO<sub>3</sub> [209] та La<sub>1-x</sub>Ca<sub>x</sub>CoO<sub>3</sub> [210]). Зауважимо, що метод достатньо чутливий і дозволяє, наприклад, виявляти вакансії в кремнії при концентрації  $10^{12} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

До цього ж класу можна віднести методи вивчення розташування дислокацій та тріщин по розподілу деформацій під час резонансного пружного коливання кремнієвих пластин [211–214]. Інший запропонований варіант з’ясування позиції дислокацій в кристалах КРТ орієнтований на виявлення областей підвищення температури [215, 216]. Фактично, в цьому випадку реалізується один із широко вживаних варіантів неруйнівного контролю, що базується на взаємодії УЗ із механічними неоднорідностями твердих тіл, наприклад дислокаціями чи преципітатами, і застосовний не лише до напівпровідників [217]. Зазвичай окрім локального підвищення температури, при цьому спостерігається ще й нелінійні ефекти, що виявляються у інтенсивній генерації гармонік [217, 218]. Для підсилення чутливості подібних методів запропоновано, зокрема, використовувати не монохроматичні АХ [218].

Методи різницевої спектроскопії базуються на порівнянні спектрів, отриманих при УЗН, та без нього. Підґрунтам для них є ефект AI зміни зарядового стану. Зокрема, дослідження присвячені ідентифікації дефектів на межі структур SiGe/Si внаслідок модифікації DLTS-спектрів [219], в кристалах CdS за спектрами пропускання [220] чи в епітаксійних плівках GaAs [153, 221, 222] та структурах GaAs/AlGaAs [223] за спектрами відбивання.

В останніх випадках основну роль у перезарядці дефектів відіграє п’єзоелектричне поле. Як і у випадку динамічних AI ефектів, чимало досліджень проведено з використанням шаруватої структури п’єзоелектрик–напівпровідник. Зокрема, запропоновано і перевірено експериментально метод акустоелектричної релаксаційної спектроскопії [224–226], який ґрунтуються на вивченні релаксаційних залежностей поперечної акустоелектричної напруги (ПАН), поява якої зумовлена перерозподілом вільних носіїв заряду та носіїв, захоплених пастками у приповерхневому шарі. Однією з переваг такого підходу є можливість визначення параметрів рівнів, пов’язаних із дефектами на внутрішніх межах

епітаксійних структур. Крім того, співвідношення амплітуд пасткової та концентраційної складових ПАН, а також час її релаксації дозволяють оцінити приповерхневий вигин зон у Si [227]. Виміри акустоелектричної напруги залежно від напруги на затворі системи Al–SiO<sub>2</sub>–Si дозволяють визначити спектр інтерфейсних станів [228]. Шарувата структура може бути використана для вимірювання провідності тонких плівок за згасанням АХ [229] чи двовимірного електронного газу в системі GaAs/AlGaAs за поглинанням УЗ та зміні його швидкості в магнітному полі [230].

Наведенні дані показують, що УЗ доречно застосовувати на всіх трьох основних етапах життєвого циклу напівпровідниковых структур, а саме створення – функціонування – характеризація. Основні результати огляду, наведеного у підрозділі, представлені в роботах [14, 23, 26, 46].

## **1.2. Методологічні аспекти застосування ультразвука**

Значна частина розглянутих у дисертаційній роботі результатів (розділи 2, 4, 5 та 6) пов’язана з дослідженням ефектів, які відбуваються в напівпровідникових структурах внаслідок поширення в них АХ мегагерцевого діапазону. У зв’язку з тим, що використання УЗ, на жаль, ще не є стандартним способом впливу на напівпровідникові кристали, у цьому підрозділі представлена узагальнена інформація щодо відповідних експериментальних методик та термінології. Зокрема, у літературі не має чіткого розмежування у використанні термінів ультразвукова обробка (УЗО) та ультразвукове навантаження (УЗН). У представлений роботі їхнє застосування визначається оборотністю АІ ефектів. Наприклад, у першому випадку (УЗО) внаслідок поширення пружних хвиль відбуваються необоротні (залишкові) зміни властивостей напівпровідниковых структур; тоді як у другому випадку (УЗН) ефекти є оборотними (динамічними), зміни електрофізичних параметрів спостерігаються лише під час поширення АХ; після припинення дії УЗ параметри поступово (протягом десятків хвилин) повертаються до своїх вихідних (до початку УЗН) значень.

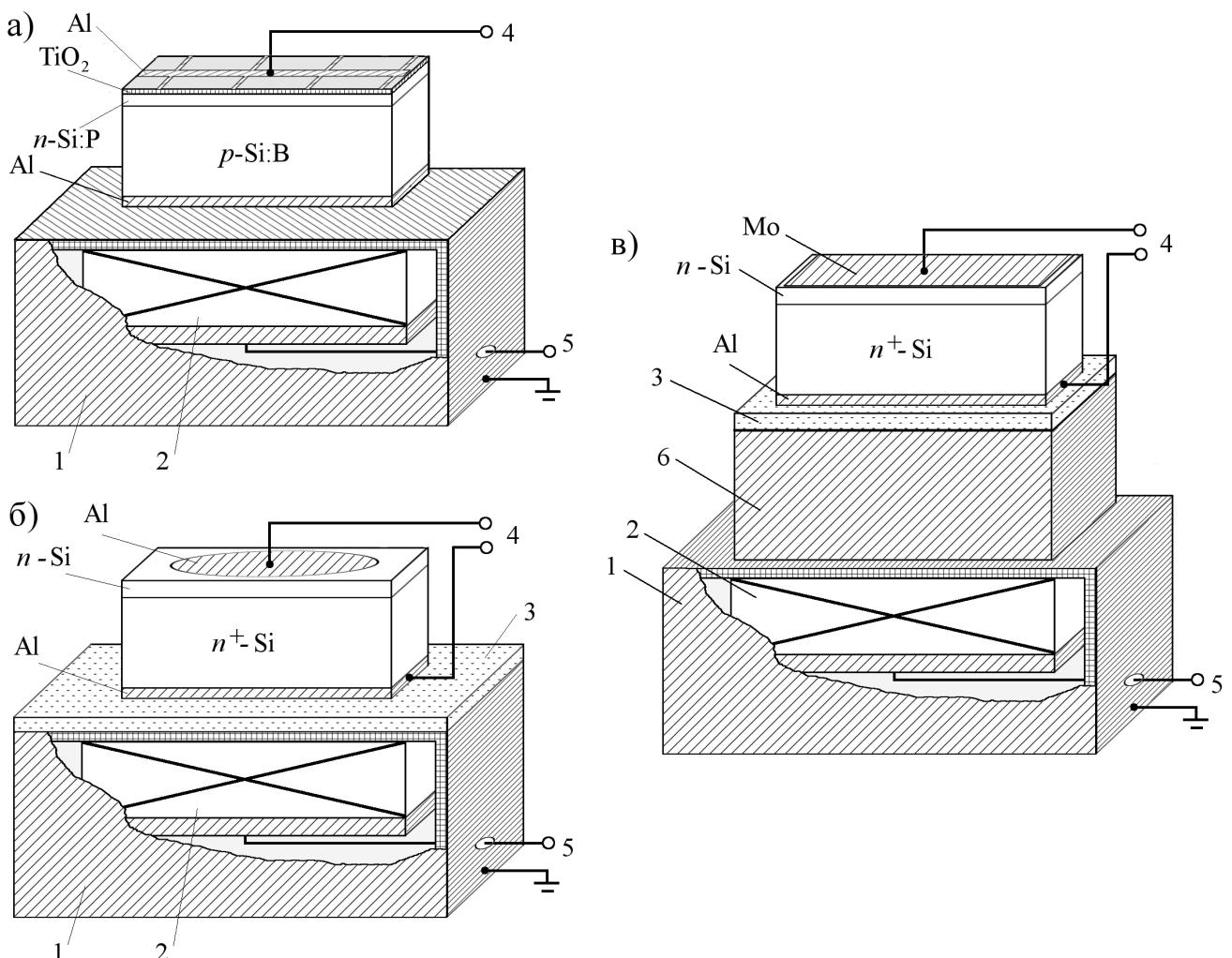
### 1.2.1. Методика вивчення ультразвукового впливу

Для збудження УЗ у досліджуваних структурах використовувалися п'єзоелектричні перетворювачі, виготовлені з пластин ніобату літію ( $\text{LiNbO}_3$ ). Обидві грані пластин металізовані шляхом вакуумного напилення алюмінієм. Для збудження повздовжніх та поперечних акустичних хвиль використовувалися пластини зі зрізами ( $Y + 36^\circ$ ) та ( $Y + 163^\circ$ ), відповідно.

З літератури [82, 101, 102, 121] відомо, що АХ із частотою в діапазоні  $1 \div 30$  МГц, здатні впливати на стан дефектів у кремнії. Саме такий частотний діапазон був використаний у дослідженнях, результати яких розглянуті надалі. В експериментах збуджувався УЗ із частотою  $f_{\text{US}}$ , яка знаходилась поблизу першої або третьої гармоніки товщинного резонансу пластини. Резонансна частота  $f_r$  перетворювача вимірювалася за допомогою приладу для дослідження АЧХ Х1–38. Значення  $f_{\text{US}}$  найефективнішого збудження пружних коливань визначалося стандартним методом за максимальною амплітудою коливань краплі води (вакуумного масла), розміщеної на поверхні перетворювача.

Попередні дослідження різних авторів [95, 101, 102, 121] показали, що використання УЗ із інтенсивністю  $W_{\text{US}} \geq 3 \text{ Вт}/\text{см}^2$  спричинює необоротні (залишкові) зміни властивостей кремнієвих структур. Ці процеси зумовлені відпалом радіаційних дефектів, формуванням нових дефектів або переміщенням наявних, на відстані, що значно перевищують сталу гратки. Оскільки мета частини роботи (розділи 2, 4 та 5) полягала у дослідженні саме оборотних AI ефектів, то переважна більшість УЗН проводилась при  $W_{\text{US}} \leq 1 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Детальніше процедура оцінки  $W_{\text{US}}$  та інших параметрів УЗ наведена у пунктах 1.2.2 та 1.2.3.

Для того, щоб під час УЗН позбавитися впливу п'єзоелектричного поля, яке супроводжує механічні коливання пластини  $\text{LiNbO}_3$ , як на параметри напівпровідниківих структур, так і на процес вимірювання електрофізичних параметрів, перетворювач екранувався. Схеми акустичного навантаження, які використовувалися в роботі, наведено на рис. 1.1. Діелектричний прошарок забезпечував електричну розв'язку. Використання буфера дозволяло найефективніше мінімізувати вплив п'єзоперетворювача на процеси у напівпровіднику: металевий буфер виконував роль як електричного, так і температурного екрану.



**Рис. 1.1.** Використані схеми УЗН кремнієвих структур:

- 1 – екран (алюмінієва фольга, товщина 0,012 мм);
- 2 – п’єзоелектричний перетворювач ( $\text{LiNbO}_3$ );
- 3 – діелектричний прошарок (слюда, товщина 0,03 мм);
- 4 – контакти для вимірювання вольт–амперних характеристик;
- 5 – контакти для збудження УЗ;
- 6 – буфер (алюмінієвий циліндр із високим ступенем паралельності граней, 2 см)

Як наслідок, можна стверджувати, що виявлені під час УЗН ефекти визначаються лише знакозмінною деформацією. Для створення акустичного контакту використовувалися вакуумне масло, клей БФ6, піцеїн.

Структури, в яких проводилися дослідження ефектів УЗН, містили енергетичний бар’єр, зумовлений наявністю контакту метал–напівпровідник або  $p-n$ -переходу та розташований поблизу однієї з поверхонь зразка. Введення УЗ відбувалось з боку грані, протилежної до місця розташування бар’єру. Напрям поширення АХ перпендикулярний площині бар’єру і збігається з напрямом

струму, який виникає під час прикладення до структури електричної напруги (або при освітленні, якщо об'єктом дослідження є сонячний елемент). При використанні повз涓ожніх хвиль вимушенні зміщення атомів відбуваються у тому самому напрямі, для поперечних хвиль вісь коливання атомів спрямована у площині бар'єру перпендикулярно до електричного струму .

Раніше показано [82, 153, 231], що характерний час зміни властивостей кремнієвих структур під дією УЗ не перевищує 2000 с. З метою обмеження впливу будь-яких переходів AI процесів використовувалася наступна експериментально процедура. УЗН починалося при кімнатній температурі. Після цього зразки перебували не менше 60 хв за умов поширення в них пружних коливань і лише після цього, не припиняючи дії УЗ, починалися вимірювання електрофізичних параметрів та/або процеси нагріву або охолодження.

Відомо, що під час навантаження п'єзоелектричний перетворювач нагрівається. Температура структур, які досліджувалися, контролювалася диференційною термопарою мідь–константан. У роботі проводилося порівняння значень параметрів, отриманих за однакових температур при УЗН зразків та без нього. Це дозволяло виокремити AI зміни характеристик напівпровідниківих структур, від змін, зумовлених розігрівом зразків під час УЗН. Для оцінки величини впливу УЗ на певний параметр  $P$  (напруга холостого ходу, фактор неідеальності, величина зворотного струму тощо), використовувалися абсолютні  $\Delta P$  чи відносні зміни  $\varepsilon_P$

$$\Delta P = P_{in} - P_{US}, \quad (1.1)$$

$$\varepsilon_P = (P_{in} - P_{US})/P_{in}, \quad (1.2)$$

де нижні індекси «US» та «in» вказують на те, що відповідне значення параметра отримане при однаковій температурі при УЗН та без нього, відповідно.

При УЗО процеси впливу АХ та вимірювання параметрів розділені в часу і тому нагальної необхідності екранування п'єзоелектричних полів не було. Як наслідок, експериментальна схема простіша, п'єзоперетворювач безпосередньо акустично контактував із досліджуваною структурою.

### 1.2.2. Оцінка параметрів акустичного впливу

Для оцінки інтенсивності АХ, введеної у напівпровідникову структуру, використовувалася формула плоского п'єзоперетворювача [232]:

$$W_{\text{US}} = 4K_{\text{LNO}}^2 C_{\text{LNO}} f_r \frac{\rho_{\text{LNO}} v_{\text{LNO}}}{\rho_{\text{Si}} v_{\text{Si}}} \frac{V_{\text{RF}}^2}{A_{\text{LNO}} M_0}, \quad (1.3)$$

де  $K_{\text{LNO}}$  — коефіцієнт електромеханічного зв'язку,  $C_{\text{LNO}}$  та  $A_{\text{LNO}}$  — статична ємність закріпленого перетворювача та його площа, відповідно; для використаних перетворювачів ємність складала  $0,1 \div 0,3$  нФ залежно від площини та товщини;  $\rho_{\text{LNO}}$  та  $\rho_{\text{Si}}$  — густини  $\text{LiNbO}_3$  та  $\text{Si}$ ;  $v_{\text{LNO}}$  та  $v_{\text{Si}}$  — швидкості поширення звука в  $\text{LiNbO}_3$  та  $\text{Si}$ , відповідно;  $V_{\text{RF}}$  — амплітуда високочастотної напруги, прикладеної до перетворювача, а коефіцієнт  $M_0$  розраховується за допомогою співвідношення

$$M_0 = \frac{\left[ \cos \left( \pi \frac{f_{\text{US}}}{f_r} \right) \right]^2 + \left[ \frac{\rho_{\text{LNO}} v_{\text{LNO}}}{\rho_{\text{Si}} v_{\text{Si}}} \sin \left( \pi \frac{f_{\text{US}}}{f_r} \right) \right]^2}{\left[ \sin \left( \frac{\pi}{2} \frac{f_{\text{US}}}{f_r} \right) \right]^4}. \quad (1.4)$$

Відносна деформація при поширенні АХ описується виразом

$$\xi_{\text{US}} = \sqrt{\frac{2W_{\text{US}}}{\rho_{\text{Si}} v_{\text{Si}}^3}}, \quad (1.5)$$

амплітуда зміщень атомів

$$u_{\text{US}} = \sqrt{\frac{W_{\text{US}}}{2 \pi^2 f_{\text{US}}^2 \rho_{\text{Si}} v_{\text{Si}}}}. \quad (1.6)$$

Параметри, які використовувалися при розрахунках, наведено в табл. 1.1.

Дослідження, результати яких наведено в розділах 2, 4 та 6, проводились у достатньо вузькому температурному діапазоні  $290 \div 340$  К. При цьому вважалось, що параметри п'зоелектричного перетворювача змінюються мало, сталість величини  $V_{\text{RF}}$  забезпечує незмінність  $W_{\text{US}}$  для всього діапазону температур. Вплив екрануючого прошарку на інтенсивність звука, введеного в зразок, вважався знехтувано малим, оскільки його товщина значно менша ніж половина довжини АХ.

Таблиця 1.1

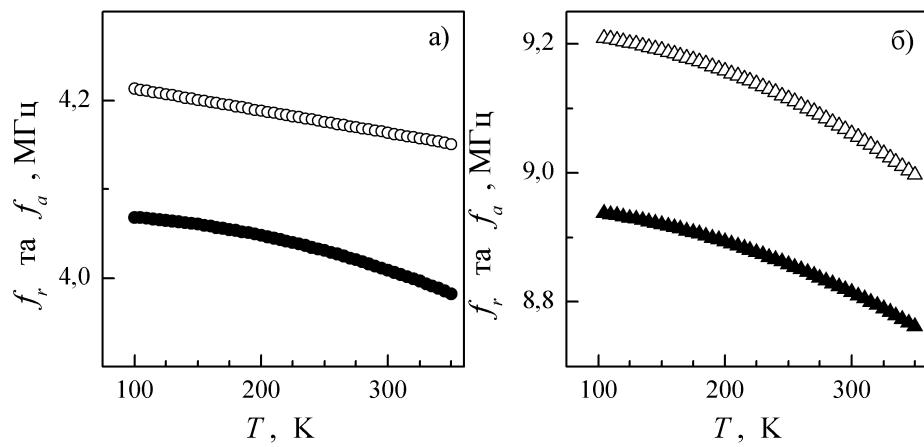
Окремі параметри LiNbO<sub>3</sub> та Si при кімнатній температурі [232, 233]

$K_{\text{LNO}}^2$	зріз ( $Y+36^\circ$ )	0,24
	зріз ( $Y+163^\circ$ )	0,46
$v_{\text{LNO}}$ , м/с	повздовжні хвилі	7340
	поперечні хвилі	4560
$v_{\text{Si}}$ , м/с	повздовжні хвилі, [100]	8430
	повздовжні хвилі, [111]	9850
	повздовжні хвилі, [110]	9130
	поперечні хвилі, [110] / [110]	4670
	поперечні хвилі, [110] / [001]	5840
	поперечні хвилі, [111] / довіл.	5090
$\rho_{\text{LNO}}$ , кг/м <sup>3</sup>		4700
$\rho_{\text{Si}}$ , кг/м <sup>3</sup>		2328

### 1.2.3. Особливості низькотемпературного ультразвукового навантаження

Ультразвукове навантаження структур Mo—n—n<sup>+</sup>—Si (розділ 5) здійснювалося в діапазоні температур 130÷330 К за схемою, наведеною на рис. 1.1,в. У випадку низькотемпературного (при  $T < 230$  К) УЗН процес збудження АХ був ускладнений через те, що рідкі акустичні склейки на кшталт вакуумного масла кристалізувалися і переставали виконувати свою функцію. Водночас, контакт створений при кімнатній температурі за допомогою жорсткої склейки (піцеїн або БФ6), руйнувався при охолодженні внаслідок різниці коефіцієнтів теплового розширення. У роботі низькотемпературне УЗН (повздовжні хвилі) здійснювалося за допомогою свіжого (до 5 год після нанесення) контакту з kleю БФ6, який ще не повністю кристалізувався. Наявність акустичного контакту контролювалася за виглядом залежності повного опору перетворювача від частоти, де за наявності акустичного контакту з'являвся ряд максимумів, зумовлених відбиванням хвиль від граней буфера.

Водночас визначення параметрів УЗН за допомогою формул (1.3—1.6) та даних табл. 1.1 ускладнене. По-перше, параметри матеріалу є температурозалежними. Наприклад, із літератури відомо, що зміна пружних сталих при збільшенні температури на 100 К для LiNbO<sub>3</sub> становить приблизно (-2%) [234],



**Рис. 1.2.** Температурна залежність частот резонансу (заповнені точки) та антирезонансу (порожні точки)  $\text{LiNbO}_3$  перетворювачів з робочими частотами  $f_{\text{US}}$  4,1 МГц (а) та 9,6 (б) МГц при кімнатній температурі

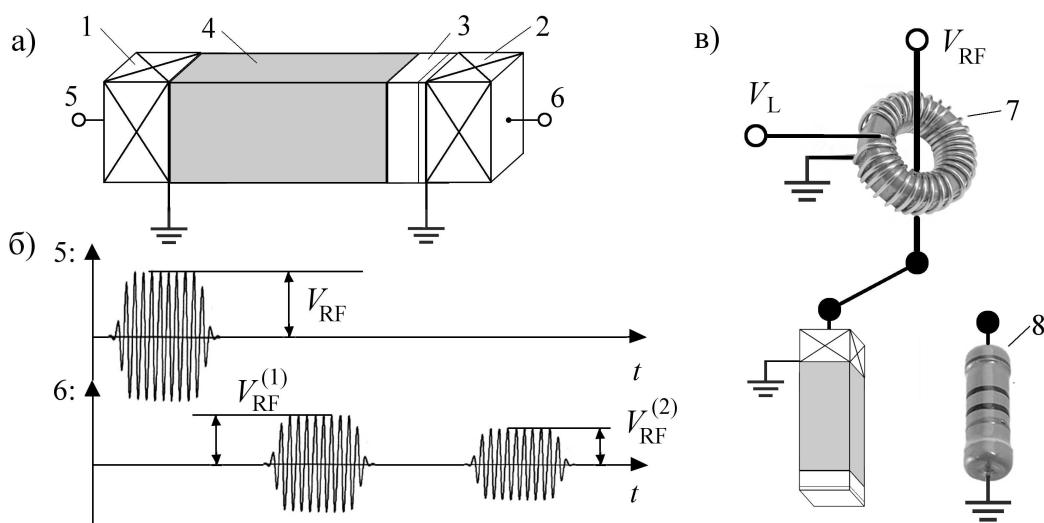
а для кремнію – (-2.5%) [235]; типові температурні залежності резонансної та антирезонансної частот показані на рис. 1.2. Широкий температурний інтервал дослідження AI ефектів не дозволяє нехтувати подібними залежностями. По-друге, наявність буфера спричинювала втрати акустичної енергії внаслідок поглинання УЗ в алюмінієвому циліндрі, часткового відбивання пружних хвиль при переході з одного середовища в інше тощо. Ці ефекти також не враховані у виразах (1.3) і (1.4). Відтак, для оцінки  $W_{\text{US}}$  використовувався вираз

$$W_{\text{US}} = \frac{V_{\text{RF}}^2}{2 A_{\text{LNO}} Z_{\text{LNO}}} K_{\text{LNO}}^2 l_{\text{US}}, \quad (1.7)$$

де  $Z_{\text{LNO}}$  – імпеданс акустично навантаженого перетворювача,  $l_{\text{US}}$  – коефіцієнт, який враховує загальні втрати пружної енергії. При цьому вважалося, що величини  $K_{\text{LNO}}$ ,  $Z_{\text{LNO}}$  та  $l_{\text{US}}$  залежать від температури.

Визначення  $K_{\text{LNO}}$  та  $l_{\text{US}}$  відбувалося з використанням стандартної схеми, зображененої на рис. 1.3,а. У системі збуджувалися імпульси УЗ за допомогою одного з ідентичних п'єзоперетворювачів і рееструвалися високочастотні сигнали на другому. Амплітуди сигналів  $V_{\text{RF}}^{(1)}$  та  $V_{\text{RF}}^{(2)}$ , пов’язаних із однократним та троєкратним (після відбиття від правої та лівої меж) проходженням акустичного імпульсу через систему (рис. 1.3,б) можуть бути записані у вигляді

$$(V_{\text{RF}}^{(1)})^2 = V_{\text{RF}}^2 K_{\text{LNO}}^4 l_{\text{US}}, \quad (1.8)$$



**Рис. 1.3.** а) Схема для оцінки інтенсивності введеного УЗ:

1, 2 – ідентичні п’єзоелектричні перетворювачі;

3 – напівпровідникова структура;

4 – буфер;

5, 6 – електроди збуджуючого та приймаючого перетворювачів, відповідно.

б) Схематична осцилограма сигналів на електродах п’єзоперетворювачів.

в) Схема для визначення імпедансу п’єзоперетворювача:

7 – датчик струму;

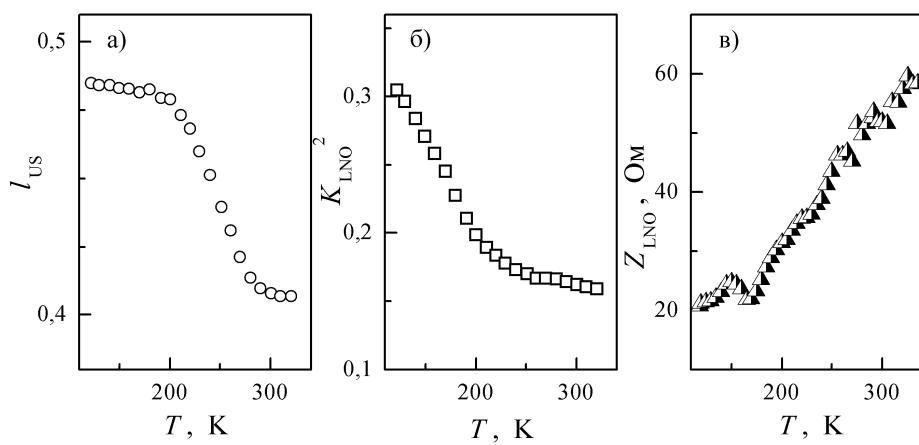
8 – еталонний опір

$$(V_{RF}^{(2)})^2 = V_{RF}^2 K_{LNO}^4 l_{US}^3. \quad (1.9)$$

Останні два співвідношення дозволяють визначити акустичні параметри системи на основі вимірювання амплітуд високочастотних сигналів на електродах збуджуючого та приймаючого п’єзоперетворювачів. Приклад отриманих температурних залежностей наведено на рис. 1.4.

Для оцінки  $Z_{LNO}$  використовувався метод, схема якого представлена на рис. 1.3,в. Датчиком струму слугувало феритове кільце із дротяною обмоткою. Кількість витків обмотки добиралась для кожної частоти окрема, забезпечуючи нульовий зсув фаз між збуджуючим сигналом амплітудою  $V_{RF,st}$  та сигналом датчика амплітудою  $V_{L,st}$  у випадку під’єднання еталонного опору  $R_{st}$  (56,7 Ом). Величина імпедансу розраховувалася за допомогою виразу

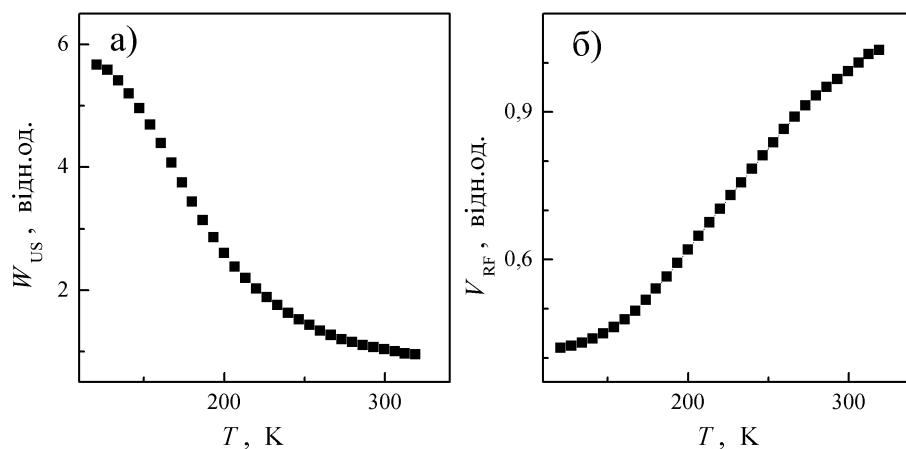
$$Z_{LNO} = \frac{V_{RF}}{V_L} \frac{V_{L,st}}{V_{RF,st}} R_{st}. \quad (1.10)$$



**Рис. 1.4.** Температурні залежності коефіцієнта акустичних втрат (а), квадрата коефіцієнта електромеханічного зв'язку (б) та імпедансу (в) п'езоперетворювача з робочою частотою  $f_{\text{US}} = 8,4 \text{ МГц}$

Температурна залежність імпедансу перетворювача наведена на рис. 1.4,в.

Використання виразу (1.7) та даних рис. 1.4 показує, що при подачі на електроди п'єзоелектричного перетворювача високочастотної напруги з постійною амплітудою в діапазоні температур  $130 \div 330 \text{ К}$  призводить до поширення у зразку АХ з інтенсивністю, яка змінюється більше ніж в п'ять разів — рис. 1.5,а. З іншого боку, поблизу кімнатних температур наближення попереднього пункту, яке стосується незмінності значення  $W_{\text{US}}$  при постійній величині  $V_{\text{RF}}$ , справедливе з точністю до 10 відсотків. На рис. 1.5,б також показано як має змінюватись амплітуда напруги на п'єзоперетворювачі, щоб при різних температурах інтенсивність УЗН залишалася постійною.



**Рис. 1.5.** Температурні залежності інтенсивності введеного УЗ при постійному значенні  $V_{\text{RF}}$  (а) та необхідної амплітуди напруги для постійності  $W_{\text{US}}$  (б) для п'єзоперетворювача з робочою частотою  $f_{\text{US}} = 8,4 \text{ МГц}$ .

## РОЗДІЛ 2

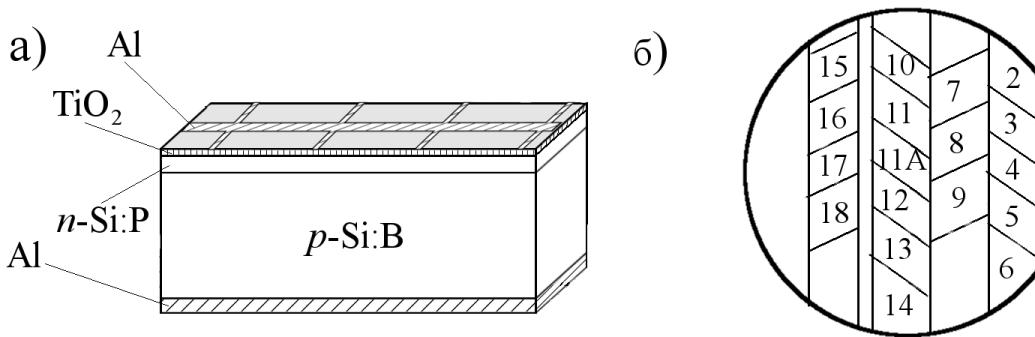
### ДИНАМІЧНІ АКУСТО-ІНДУКОВАНІ ЕФЕКТИ В ОПРОМІНЕНИХ ТА ВИХІДНИХ КРЕМНІЄВИХ СТРУКТУРАХ ІЗ $p-n$ -ПЕРЕХОДОМ

#### **2.1. Структура кремнієвих сонячних елементів. Режими опромінення та ультразвукового навантаження**

Досліджені кремнієві сонячні елементи (КСЕ) виготовлені з пластин діаметром близько 100 мм, товщиною 300 мкм та орієнтацією (111), вирізаних зі злитків марки КДБ10, вирощених за методом Чохральського. У досліджено-му температурному діапазоні концентрація основних носіїв заряду, зумовлених наявністю легуючих атомів бору, дорівнювала  $p_p = 1,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .  $n^+$  емітер (товщина близько 0,5 мкм, концентрація вільних носіїв заряду  $n_n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) створено шляхом імплантації іонів фосфору, після закінчення якої проведено активізуючий відпал. На фронтальну поверхню за допомогою методу APCVD (atmospheric pressure chemical vapour deposition) нанесено антивідбиваючий шар діоксиду титану  $\text{TiO}_2$ . З використанням методу трафаретного друку (screen printing) створено омічні алюмінієві електроди: суцільний на задній поверхні та металева сітка на передній. Також проведено швидкий відпал отриманих структур при температурі  $800^\circ\text{C}$  тривалістю декілька хвилин. Структура КСЕ зображена на рис. 2.1,а. Зауважимо, що рисунок наведено без збереження масштабних співвідношень між окремими частинами.

Для досліджень використовувалися зразки площею  $A = (1,5 \div 2,1) \text{ см}^2$ , вирізані з різних областей пластини. Розташування зразків на вихідній пластині показано на рис. 2.1,б. Принагідно зауважимо, що, як показують дані робіт [236, 237], для КСЕ з площею, яка перевищує  $100 \text{ mm}^2$ , ні густина струму, ні питомий опір не залежать від розміру структури, що дозволяє знехтувати крайовими ефектами. Для позначення зразків надалі використовується запис на кшталт  $\text{SSCx}$ , де  $x$  — номер зразка.

Частина зразків була опромінена або реакторними нейtronами, або  $\gamma$ -квантами  ${}^{60}\text{Co}$ . Флюенс  $\Psi$  нейtronного опромінення складав  $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , для



**Рис. 2.1.** Структура кремнієвих сонячних елементів (а) та розташування зразків на вихідній пластині (б)

позначення нейтронно опромінених зразків використовується префікс «n» (на приклад «nSC4»). Доза  $D$  опромінення  $\gamma$ -квантами дорівнювала  $10^6$  або  $10^7$  рад, для позначення зразків використовуються префікси «g6» та «g7», відповідно.

Значення доз та флюєнсів наведено в табл. 2.1. При визначенні співвідношень між  $D$  та  $\Psi$  для нейтронного та  $\gamma$ - $^{60}\text{Co}$  опромінення використані дані робіт [238, 241]. У таблиці також наведено дані щодо величини NIEL (non-ionizing energy losses, енергетичні втрати, не зумовлені іонізацією) при поширенні нейтронів та  $\gamma$ -квантів  $^{60}\text{Co}$  в кристалах кремнію. NIEL характеризує втрати енергії налітаючої частинки на одиницю довжини шляху, зумовлені зміщенням атомів гратки [239, 242], тобто, фактично, процеси радіаційного дефектоутворення. Зокрема, вважається [239], що радіаційне ушкодження кристалів характеризується величиною дози зсувних ушкоджень (displacement damage dose)  $D_d = \Psi \cdot \text{NIEL}$ . Величини  $D_d$  для досліджених структур також розміщені у табл. 2.1. З наведених даних видно, що як при використанні нейтронів, так і  $\gamma$ -квантів очікуване пошкодження кристалічної структури є близьким. Проте,

Таблиця 2.1

Параметри опромінених кремнієвих сонячних елементів

Зразок	Тип опромінення	$D$ , рад	$\Psi$ , $\text{см}^{-2}$	NIEL [238–240], $\text{МeВ}\cdot\text{см}^2/\text{Г}$	$D_d$ , $10^8 \text{ МeВ}/\text{Г}$
nSC4	нейтрони	$4,5 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{11}$	$2,04 \cdot 10^{-3}$	8,2
g6SC8	$\gamma$ - $^{60}\text{Co}$	$10^6$	$1,6 \cdot 10^{15}$	$(1,07 \div 1,31) \times 10^{-7}$	$1,7 \div 2,1$
g7SC12	$\gamma$ - $^{60}\text{Co}$	$10^7$	$1,6 \cdot 10^{16}$		$17 \div 21$

Таблиця 2.2

## Параметри ультразвукових навантажень КСЕ

$f_{\text{US}}$ , МГц	Тип хвиль	$W_{\text{US}}$ , Вт/см <sup>2</sup>	$\xi_{\text{US}}$ , $10^{-6}$	$u_{\text{US}}$ , нм	$T$ , К	УЗН	Зразок
8,0	повзд.	0,18	1,3	0,30	302÷333	U-L	SC11, SC17
4,2	попер.	0,19	2,9	0,63	300÷340	U-Ts1	SC17, g7SC12
4,2	попер.	0,22	3,1	0,67	295÷335	U-Ts2	SC11
4,2	попер.	0,24	3,2	0,70	300÷340	U-Ts3	nSC4
4,2	попер.	0,37	4,0	0,87	308÷340	U-Tb1	g7SC12
4,2	попер.	0,38	4,1	0,89	308÷340	U-Tb2	g6SC8
4,2	попер.	0,40	4,2	0,91	310÷340	U-Tb3	SC11, SC17, nSC4
8,0	повзд.	до 1,5	до 5,1	до 0,86	290÷330	U-L8	SC13, nSC7
26,1	повзд.	до 0,26	до 1,9	до 0,1	290÷333	U-L26	SC13, nSC7
4,1	повзд.	до 0,65	до 3,0	до 1,0	~300	U-L4t	SC3, SC11A
8,0	повзд.	до 0,09	до 1,1	до 0,19	~300	U-L8t	SC11A
13,6	повзд.	до 0,15	до 1,5	до 0,15	~300	U-L13t	SC3
26,1	повзд.	до 0,10	до 1,2	до 0,06	~300	U-L26t	SC11A

як відомо, опромінення різного типу викликає появу дефектів різної структури. Зокрема,  $\gamma$ -промені викликають появу, переважно, А-центрів [243–245], тоді як нейтрони призводять до появи вакансійних кластерів [246, 247], областей розупорядкування [248] та комплексів  $C_iO_i$  [245, 249]. Більш детально це питання розглянуте у пункті 2.5.1.

Відомо [250], що після опромінення, особливо нейtronного [245, 246], у кристалах кремнію відбуваються довготривалі переходіні процеси, зумовлені утворенням вторинних радіаційних дефектів. З метою уникнення впливу подібних процесів зразки після опромінення і перед початком досліджень, результати яких наведено далі, зберігались протягом п'яти років при кімнатній температурі.

Ультразвукове навантаження КСЕ проводилося за схемою, наведеною на рис. 1.1,а. Акустичний контакт створювався за допомогою вакуумного масла при використанні повздовжніх хвиль та клею БФ6 — для поперечних. Параметри УЗ навантажень, їхні позначення та зразки, до яких вони застосовувалися, наведено в табл. 2.2.

## 2.2. Оборотна акусто–індукована деградація кремнієвих сонячних елементів

На сьогодні КСЕ продовжують відігравати домінуючу роль у галузі фотовольтаїки, займаючи приблизно три чверті відповідного ринку. Основними причинами є достатньо високий рівень коефіцієнта корисної дії, доступність та нетоксичність сировини, низька ціна та високий рівень розвитку технологічних процесів, необхідних для їхнього виготовлення [251]. Першочерговою задачею виробників КСЕ, як і інших напівпровідникових пристройів, є реалізація можливості керування їхніми властивостями. Необхідною умовою її вирішення є розуміння причинно–наслідкових зв’язків процесів, які відбуваються під час фотогенерації та руху носіїв заряду. Наприклад, виявлено, що зменшення ефективності роботи КСЕ може відбуватися внаслідок:

- інтенсивного освітлення — процес, який у випадку СЕ на основі кристалічного кремнію носить назву LID (light-induced degradation) [252–255], тоді як для мікрокристалічного Si широко використовується абревіатура CID (carrier-induced degradation) [256, 257];
- прикладання високої (декілька сотень вольт і більше) напруги — PID (potential-induced degradation) [258–260];
- опромінення — RID (radiation-induced degradation) [261, 262].

Причинами деградації є зміни у дефектній підсистемі кристалів: перебудова комплексів бор–кисень або комплексів, які містять мідь (для випадку LID), декорування дефектів пакування позитивно зарядженими іонами, що спричинює зменшення опору шунтування (PID) або утворення радіаційних рекомбінаційних центрів (RID). Відпал деградованих КСЕ при підвищених температурах нерідко дозволяє повністю (або частково) відновити ефективність.

Акустичні хвилі також здатні ефективно взаємодіяти з дефектами в кремнії. Наприклад експериментально показано, що УЗ викликає трансформацію домішкових та радіаційних дефектів [82, 98, 150, 155], модифікацію спектра [263] та густини [105] поверхневих станів, зміну дифузійної довжини електронів [58, 153] та впливає на проходження струму у бар’єрних структурах

[101, 102, 129] — детальніше ці ефекти описані в підрозділі 1.1. Тому цілком очікуваним є явище акусто–індукованої деградації (USID, ultrasound-induced degradation) внаслідок поширення АХ в КСЕ. При використанні УЗ не надто високої інтенсивності, параметри матеріалу після припинення поширення АХ повертаються до вихідних значень [58, 153, 155] навіть без застосування відпалау. Тому очікується, що USID має бути обертоною при кімнатних температурах на відміну від деградацій інших типів. Розглянуті у підрозділі результати отримані в результаті експериментального дослідження AI змін фото–електричних параметрів КСЕ.

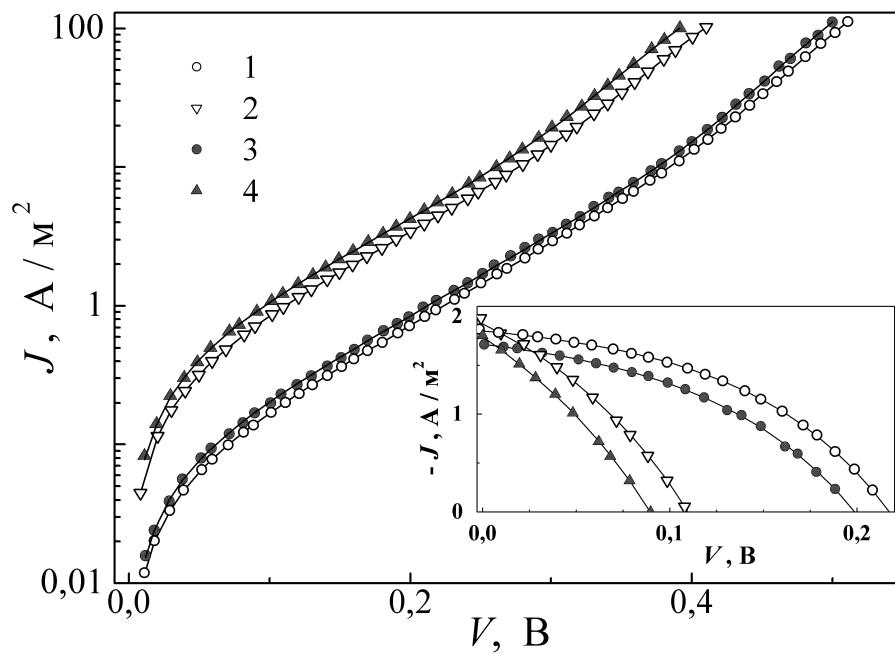
### 2.2.1. Методи визначення параметрів КСЕ

Для визначення параметрів КСЕ проводилось вимірювання у режимі постійного струму прямих вольт–амперних характеристик (ВАХ) у темряві та при освітленні в температурному інтервалі 290–340 К як при УЗН, так і без нього. Приклад декількох залежностей наведено на рис. 2.2. Густину струму короткого замикання  $J_{sc}$ , напруга холостого ходу  $V_{oc}$  та фактор форми  $FF$  визначалися з ВАХ, отриманих при освітленні, за перетином експериментальної кривої з координатними осями та по розташуванню максимуму потужності.

У рамках моделі подвійного діода залежність густини струму  $J$  від прикладеної напруги  $V$  для  $n^+ - p$  структури має описуватися виразом [264, 265]:

$$\begin{aligned} J(V, T) &= (I_{SCR} + I_{base} + I_{sh}) / A = \\ &= -J_{ph} + \frac{qn_i d}{2\tau_g} \left\{ \exp \left[ \frac{q(V - JR_s)}{n_{id} kT} \right] - 1 \right\} + \\ &\quad + \frac{qn_i^2}{p_p} \sqrt{\frac{\mu_n kT}{\tau_n}} \left\{ \exp \left[ \frac{q(V - JR_s)}{kT} \right] - 1 \right\} + \frac{V - JR_s}{R_{sh}}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

де  $I_{SCR}$  описує загальну рекомбінацію в області просторового заряду (ОПЗ),  $I_{base}$  зумовлений процесами рекомбінації у квазі–нейтральній області (КНО),  $I_{sh}$  — струм шунтування,  $T$  — абсолютна температура,  $J_{ph}$  — густина фотогенерованого струму,  $q$  — елементарний заряд,  $n_i$  — концентрація власних носіїв заряду,  $\tau_g$  —



**Рис. 2.2.** Темнові ВАХ, виміряні при температурах 301 К (криві 1 та 3, кола) та 341 К (2 та 4, трикутники) за умов УЗН (U-Tb3, криві 3, 4, заповнені точки) та для ненавантаженого зразка (1 та 2, порожні точки) На вставці наведено частину ВАХ при освітлені в діапазоні від 0 до  $V_{oc}$ . Точки — експеримент, лінії — апроксимації за формулою (2.1)

ефективний час життя носіїв заряду в ОПЗ,  $d$  — товщина ОПЗ:

$$d(V, T) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(p_p + n_n)}{qp_p n_n} \left[ \frac{E_g}{q} - \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_v N_c}{p_p n_n} \right) - \frac{2kT}{q} - V \right]}, \quad (2.2)$$

$\epsilon_0$  — діелектрична стала,  $\epsilon$  — діелектрична проникність матеріалу (для Si  $\epsilon = 11,7$ ),  $E_g$  — ширина забороненої зони напівпровідника,  $N_c$  та  $N_v$  — ефективна густина станів поблизу дна зони провідності та вершини валентної зони, відповідно;  $n_{id}$  — фактор неідеальності;  $R_s$  та  $R_{sh}$  — опори послідовний та шунтування, відповідно;  $\mu_n$  та  $\tau_n$  — рухливість та час життя електронів (неосновних носіїв) у базі діода. Тобто рівняння ВАХ, яке моделює поведінку сонячного елементу за допомогою еквівалентної електричної схеми, містить ряд параметрів, що безпосередньо стосуються фізичних процесів, які відбуваються у пристрої.

Формули (2.1)–(2.2) були використані для апроксимації експериментальних даних, причому невідомими величинами вважалися  $\tau_g$ ,  $\tau_n$ ,  $n_{id}$ ,  $R_{sh}$ ,  $R_s$  та  $J_{ph}$  (остання лише для ВАХ при освітленні). При цьому вважалося, що  $n_i(T) = 1,64 \cdot 10^{15} T^{1,706} \exp(-E_g/2kT) \text{ см}^{-3}$  [266],  $N_c(T) = 2,86 \cdot 10^{19} (T/300)^{1,58} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_v(T) =$

$3,10 \cdot 10^{19}(T/300)^{1,85}$  см<sup>-3</sup> [267], а температурні залежності забороненої зони та рухливості електронів описуються формулами Varshni та Caughey–Thomas:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\beta_1 T^2}{(T + \beta_2)}, \quad (2.3)$$

де  $E_g(0) = 1,169$  eB,  $\beta_1 = 7,021 \cdot 10^{-4}$  eB/K<sup>2</sup>,  $\beta_2 = 1108$  K [268, 269] та

$$\mu_n(T) = \mu_{min} + \frac{\mu_0}{1 + (p_p/N_{ref})^\zeta}. \quad (2.4)$$

де  $\mu_{min} = 92 \cdot (T/300)^{-0,57}$  см<sup>2</sup>/(В·с),  $\mu_0 = 1268 \cdot (T/300)^{-2,33}$  см<sup>2</sup>/(В·с),  $N_{ref} = 1,3 \cdot 10^{17} \cdot (T/300)^{2,4}$  см<sup>-3</sup>,  $\zeta = 0,91 \cdot (T/300)^{-0,146}$  [268, с. 505, Table A8.2]. Апроксимація проводилась із використанням методу диференційної еволюції [270–272], який детальніше описано в пункті 3.4.3. З рис. 2.2 видно, що розраховані криві з високою точністю описують експериментальні дані: середня похибка апроксимації не перевищує 0,8%.

Відомо [265], що  $J_{sc} \approx J_{ph}R_{sh}/(R_{sh} + R_s)$ . Для всіх досліджених зразків  $R_s \approx 1,5$  Ом·см<sup>2</sup>, що збігається з типовим для КСЕ значенням 0,5 ÷ 2 Ом·см<sup>2</sup> [236, 273]. Величина  $R_{sh}$  суттєво залежала від температури та конкретного зразка, проте не була меншою 4 кОм·см<sup>2</sup>. Відтак, у нашому випадку очікується  $J_{sc} \approx J_{ph}$ . Дійсно, подібне співвідношення спостерігається між величиною  $J_{ph}$ , отриманою шляхом багатопараметричної апроксимації залежності густини струму від напруги, та значенням  $J_{sc}$ , яке відображає ординату перетину ВАХ із віссю струмів.

Для освітлення КСЕ використовувалося монохроматичне світло з довжиною хвилі  $\lambda = 900$  нм та інтенсивністю  $W_{ph} = (8 \pm 4)$  Вт/м<sup>2</sup>. Відомо, при  $W_{ph} > 5$  Вт/см<sup>2</sup> відбувається дисоціація пар залізо–бор [274], а при  $W_{ph} > 0,02$  sun= 20 Вт/м<sup>2</sup> у Si:B можуть утворюватись дефекти [275]. Ці процеси впливають на час життя носіїв заряду, а оскільки метою роботи було дослідження AI ефектів, то з метою запобігання будь–яких світло–індукованих деградаційних процесів використане низькоінтенсивне освітлення. Монохроматичність світла дозволила спростити аналіз причин AI змін струму короткого замикання. А саме, для використаної довжини хвилі фотогенерований струм переважно зумовлений утворенням електронно–діркових пар у *p*–області. Якщо база КСЕ перевищує у

декілька разів довжину дифузії неосновних носіїв  $L_n = \sqrt{\mu_n kT\tau_n/q}$ , то для  $J_{sc}$  справедливий вираз [269, 276, 277]:

$$J_{sc} = \frac{W_{ph}(1 - R_{ph})q\beta\lambda}{hc} \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n}, \quad (2.5)$$

де  $\alpha$  — коефіцієнт поглинання світла,  $R_{ph}$  — коефіцієнт відбивання,  $\beta$  — коефіцієнт квантового виходу.

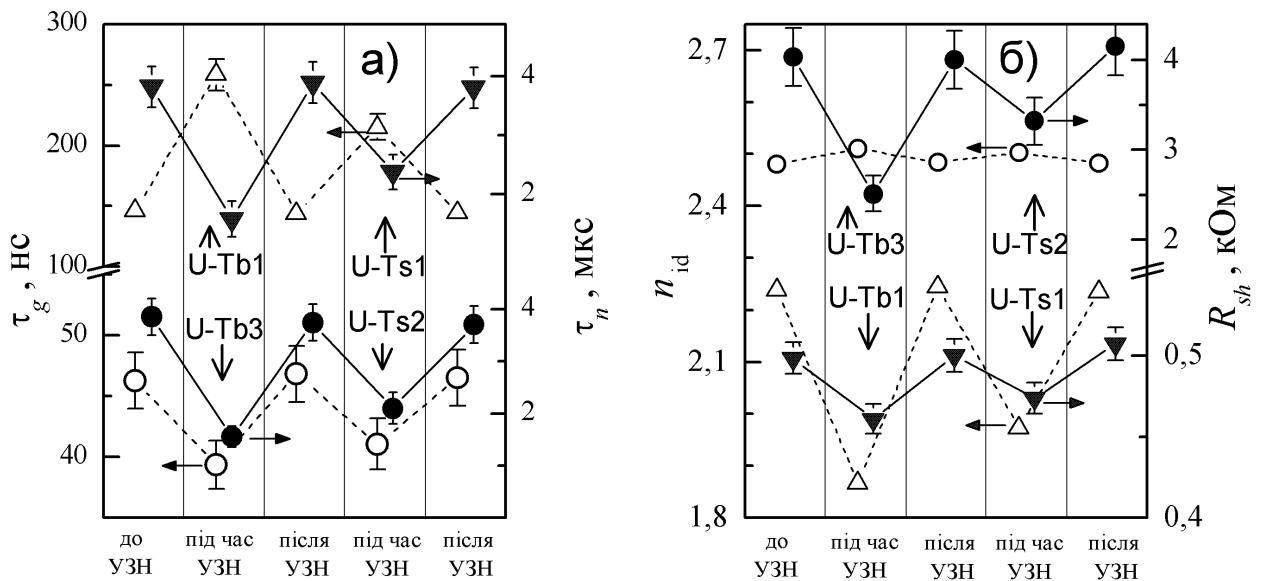
Формулу (2.5) використано для апроксимації експериментальної залежності  $J_{sc}(T)$ , причому  $L_n$  розглядалась як невідомий параметр. Під час розрахунків вважалось, що  $R_{ph}$  та  $\beta$  не змінюються (згідно з [278], для кремнію при використаній довжині хвилі  $\beta = 1$ ), а температурна залежність  $\alpha$  описується виразом [269, 279]

$$\begin{aligned} \alpha(\lambda, T) = & \sum_{\substack{i=1,2 \\ j=1,2}} C_i A_j \left\{ \frac{[hc/\lambda - E_{gj}(T) + E_{pi}]^2}{\exp(E_{pi}/kT) - 1} + \frac{[hc/\lambda - E_{gj}(T) - E_{pi}]^2}{1 - \exp(-E_{pi}/kT)} \right\} + \\ & + A_d [hc/\lambda - E_{gd}(T)]^{1/2}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

де  $h$  — стала Планка,  $c$  — швидкість світла,  $E_{p1} = 1,827 \cdot 10^{-2}$  eВ,  $E_{p2} = 5,773 \cdot 10^{-2}$  eВ — частоти Дебая поперечних оптичних та акустичних фононів, відповідно; константи  $C_1 = 5,5$ ,  $C_2 = 4,0$ ,  $A_1 = 3,231 \cdot 10^2$  см<sup>-1</sup>еВ<sup>-2</sup>,  $A_2 = 7,237 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>еВ<sup>-2</sup>,  $A_d = 1,052 \cdot 10^6$  см<sup>-1</sup>еВ<sup>-2</sup>; температурна залежність  $E_{g1}$ ,  $E_{g2}$  та  $E_{gd}$  описується виразом (2.3), причому  $E_{g1}(0) = 1,169$  eВ,  $E_{g2}(0) = 2,5$  eВ та  $E_{gd}(0) = 3,2$  eВ. Крім того, на підставі отриманих результатів (див. пункт 2.2.3) припускалося, що  $L_n \sim T^{0.5}$ .

Отже, визначення  $L_n$  та  $\tau_n$  проводилось як в результаті аналізу окремої ВАХ, так і з апроксимації температурної залежності  $J_{sc}$ . Надалі, щоб відрізнисти величини, отримані другим шляхом, використовується верхній індекс «*ph*»:  $L_n^{ph}$ ,  $\tau_n^{ph}$ ,  $\varepsilon_{\tau n}^{ph}$  тощо.

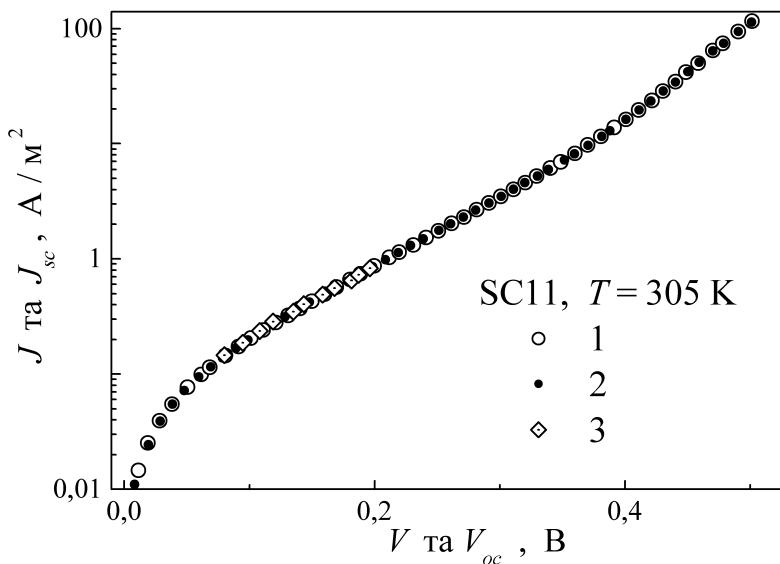
Підкреслимо, що всі AI ефекти, описані у цьому розділі є оборотними: величини  $J_{sc}$ ,  $V_{oc}$ ,  $FF$  та інших параметрів повертаються до своїх вихідних значень після припинення УЗН та витримки зразків при кімнатній температурі протягом доби. Оборотність AI ефектів ілюструє рис. 2.3. Часовий інтервал між початком



**Рис. 2.3.** Значення часу життя в ОПЗ (а, ліва вісь, незаповнені точки) та КНО (а, права вісь, заповнені точки), фактора неідеальності (б, ліва вісь, незаповнені точки) та опору шунтування (б, права вісь, заповнені точки), отримані до, під час та після УЗН. Зразки SC11 (кола) та g7SC12 (трикутники).  $T = 330$  К

УЗН та вимірами, результати яких представлені з позначкою «під час УЗН» перевищує 60 хв, проміжок часу між закінченням УЗН та вимірами «після УЗН» — близько 24 год. На рисунку представлені дані лише для двох зразків, але ці результати є типовими і для інших. Оборотність ефектів, зокрема, свідчить, що УЗ не спричинює ні дифузію дефектів, ні зміну їхньої концентрації.

Загалом, такі параметри дводіодної моделі як  $\tau_g$ ,  $n_{id}$ ,  $R_{sh}$  та  $R_s$ , можуть залежати від освітлення [236, 280, 281]. Наприклад, опір шунтування при освітленні може як перевищувати величину, отриману з темнових ВАХ [280], так і бути меншим за неї [236, 281]. У літературі [236] подібний ефект пов’язують із відхиленням від принципу суперпозиції, згідно з яким струм, що протікає через КСЕ при освітленні, має дорівнювати сумі темнового струму за тих же умов та фотогенерованого  $I_{ph}$ . У свою чергу, відхилення можуть бути зумовлені насиченням рекомбінації за участю дефектів, збуренням концентрації носіїв у збіденому шарі внаслідок протікання фотоструму [282] або із впливом послідовного опору [283]. Проте відмінності параметрів стають суттєвими при  $W_{ph} > 0,1$  sun [236]. У нашому випадку темнові ВАХ та світлові, зміщені на величину струму короткого замикання, практично збігаються (рис. 2.4), як і величини  $\tau_g$ ,  $\tau_n$ ,  $n_{id}$ ,  $R_{sh}$  та  $R_s$ , отримані з ВАХ, які вимірюються у темряві та при



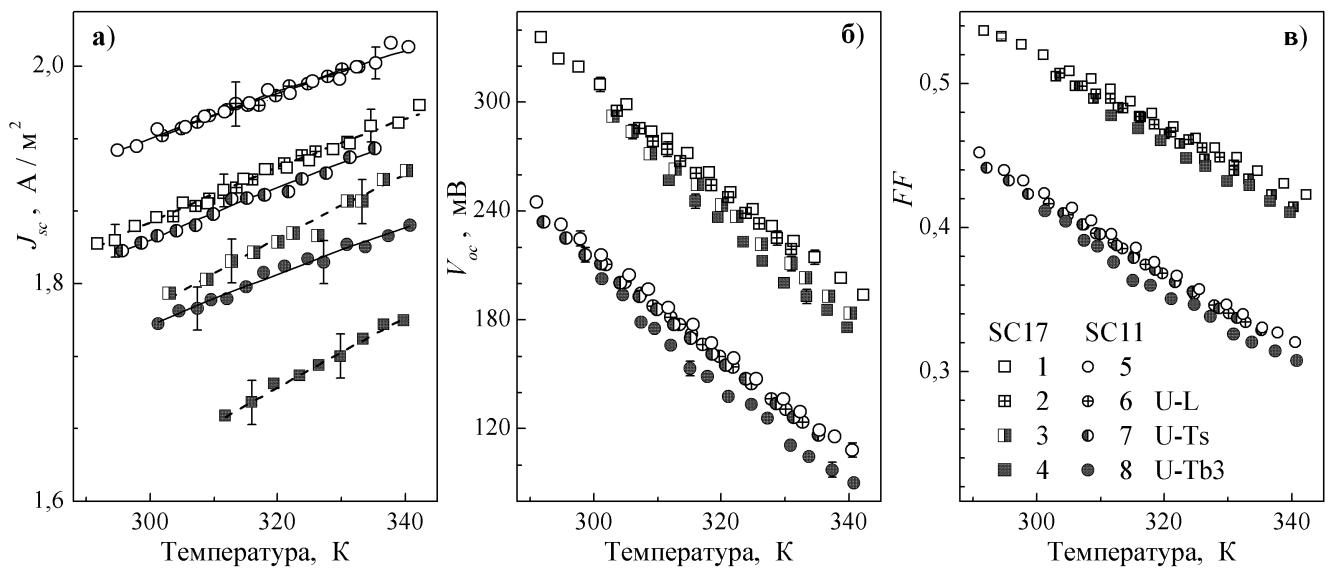
**Рис. 2.4.** Темнова ВАХ (1), світлова ВАХ, зміщена на величину струму короткого замикання (2) та залежність  $I_{sc}$  від  $V_{oc}$  (3). Зразок SC11.  $T = 305$  К

освітленні за однакової температури та в ідентичних умовах УЗН. На рисунку також наведена залежність струму короткого замикання від напруги холостого ходу, отримана при різних значеннях  $W_{ph}$ . Те, що вона збігається з темновою ВАХ свідчить про малий вплив послідовного опору [282].

Відомо, що дефекти розподіляються по площині напівпровідниківих пластин нерівномірно (див., наприклад, [284, 285]), а відтак, нерівномірним є і розподіл фізичних параметрів. У нашому випадку також спостерігався розкид величин визначених параметрів зразків, вирізаних із різних частин вихідної пластини. Проте характер АІ змін цих параметрів для всіх зразків був подібний. Тому з усього набору досліджених структур (5 зразків) надалі в цьому параграфі розглянуто типові результати переважно лише для двох (SC11 та SC17), вихідні параметри яких відрізнялися найбільше.

### 2.2.2. Вплив ультразвука на фотоелектричне перетворення

Отримані температурні залежності густини струму короткого замикання, напруги холостого ходу та фактора форми наведено на рис. 2.5. Значення параметрів при температурі 320 К представлені в табл. 2.3. Необхідно зауважити, що не тільки  $J_{sc}$  та  $V_{oc}$ , але й коефіцієнт корисної дії,  $FF$  та час життя неосновних носіїв заряду зменшуються при освітленні з низькою інтенсивністю [286–288].



**Рис. 2.5.** Температурна залежність густини струму короткого замикання (а), напруги холостого ходу (б) та фактора форми (в) для зразків SC17 (квадрати) and SC11 (кола). Криві 1 та 5 (незаповнені точки) отримані без УЗН, решта — під час УЗН: U-L (криві 2 та 6), U-Ts1 (3), U-Ts2 (7) та U-Tb3 (4 та 8) . Точки — експеримент, лінії — апроксимація згідно з формулою (2.5)

Зокрема, збільшення часу життя неосновних носіїв при зростанні їхньої концентрації може спостерігатися а) за наявності точкових рекомбінаційних центрів із суттєво різними за величиною коефіцієнтами захоплення носіїв різного знака [236, 289]; б) коли рекомбінація відбувається на протяжних дефектах, які здатні накопичувати неосновні носії, що викликає появу потенційного бар'єру та зменшення коефіцієнта захоплення [290, 291]. Отже, дані на рис. 2.5 та в табл. 2.3 не є еквівалентними тим, що можуть бути отримані за стандартних умов (STC, standard test condition, інтенсивність освітлення  $1000 \text{ Вт}/\text{м}^2$ , температура  $25^\circ\text{C}$ , спектр AM1.5G). Проте вони ілюструють AI ефекти. Крім того, середньо-річна енергетична ефективність сонячних батарей в середніх широтах суттєво залежить від їх продуктивності при низькому рівні освітлення.

З рис. 2.5 видно, що має місце акусто-керована деградація. Відносні AI зміни параметрів наведено в табл. 2.4. Зауважимо, у розглянутому температурному діапазоні величина AI змін слабко залежить від температури практично для всіх параметрів, які розглядалися в роботі.

Режими УЗН U-L, U-Ts1 та U-Ts2 близькі за інтенсивністю пружних коливань і відрізняються значеннями  $f_{us}$  та  $u_{us}$  ( $\xi_{us}$ ) — див. табл. 2.2. Попередні

Таблиця 2.3

Визначені параметри КСЕ ( $T = 320$  K)

Зразок	SC17				SC11			
	УЗН	—	U-L	U-Ts1	U-Tb3	—	U-L	U-Ts2
$J_{sc}$ , 0,01A/m <sup>2</sup>	191±2	191±2	184±2	171±2	198±2	198±2	189±2	181±2
$V_{oc}$ , мВ	256±4	250±4	243±4	233±4	164±4	159±4	157±4	141±4
$FF$ , 10 <sup>-3</sup>	475±2	468±2	463±2	458±2	372±2	366±2	366±2	353±2
$L_n^{ph}$ , мкм	99±5	92±5	67±4	55±3	125±6	124±6	103±5	98±5
$L_n$ , мкм	93±5	82±4	47±3	34±2	106±5	99±5	80±4	69±4
$\tau_n^{ph}$ , 10 <sup>-7</sup> с	31±3	26±3	14±2	9±1	49±5	48±5	33±4	30±3
$\tau_n$ , 10 <sup>-7</sup> с	26±3	21±3	7±2	3.5±0.7	35±3	31±3	20±3	15±2
$\tau_g$ , 10 <sup>-9</sup> с	70±4	66±3	57±3	48±2	35±2	31±2	30±2	29±2
$E_{\tau g}$ , меВ	242±7	237±5	234±5	234±5	245±6	234±5	241±5	243±5
$n_{id}$ , ±0,01	2,59	2,60	2,61	2,63	2,51	2,52	2,53	2,54
$T_{id}$ , K	226±8	215±10	243±15	233±15	327±10	319±15	308±20	358±25
$K_{US}$ , м <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>	$(3,3±0,5)×10^{24}$				$(5,0±0,2)×10^{23}$			
$R_{sh}$ , кОм·см <sup>2</sup>	$> 10^{12}$				12±1	13±1	10±1	8±1

Таблиця 2.4

## Акусто–індуковані зміни параметрів КСЕ

Зразок	SC17				SC11		
	УЗН	U-L	U-Ts1	U-Tb3	U-L	U-Ts2	U-Tb3
$\varepsilon_{J_{sc}}$ , %	0±1	4±1	10±1	0±1	5±1	9±1	
$\varepsilon_{V_{oc}}$ , %	2±2	5±2	9±2	3±2	4±2	14±2	
$\varepsilon_{FF}$ , %	2±1	3±1	4±1	2±1	2±1	5±1	
$\varepsilon_{L_n}^{ph}$ , %	7±7	32±7	44±7	1±7	18±7	22±7	
$\varepsilon_{L_n}$ , %	12±6	49±6	63±6	6±6	25±6	35±6	
$\varepsilon_{\tau_n}^{ph}$ , %	16±15	55±15	70±15	2±15	33±15	39±15	
$\varepsilon_{\tau_n}$ , %	19±12	73±12	87±12	11±12	43±12	57±12	
$\varepsilon_{\tau_g}$ , %	6±5	19±5	31±5	9±5	14±5	17±5	
$-\Delta n_{id}$ , 10 <sup>-2</sup>	1±1	2±1	4±1	1±1	2±1	3±1	
$\varepsilon_{R_{sh}}$ , %				-8±10	17±10	33±10	

дослідження показали, що при збільшенні  $f_{US}$  ефективність впливу УЗ на кремнієві структури має зростати. Проте наведені дані свідчать, що  $J_{sc}$  та  $V_{oc}$  більше змінюються при під час U-Ts1 та U-Ts2. Отже, ефективність УЗ впливу на КСЕ визначається, насамперед, зміщенням атомів, а не загальною енергією коливань, енергією яку отримує кристал під час УЗН. Відтак, поперечні АХ є ефективнішим інструментом впливу, ніж повздовжні, оскільки при однакових енергетичних затратах дозволяють досягти більшого ефекту.

Рівняння (2.5) показує,  $J_{sc}$  суттєво залежить від довжини дифузії неосновних носіїв. Визначені шляхом апроксимації (лінії на рис. 2.5) експериментальних залежностей значення  $L_n^{ph}$  та розраховані на їхній основі величини  $\tau_n^{ph}$ , а також їхні зміни при УЗН наведено в табл. 2.3 та 2.4. Отримані результати показують, що УЗ впливає на час життя неосновних носіїв і саме цим можна пояснити виявлені зміни струму короткого замикання в ультразвуковому полі.

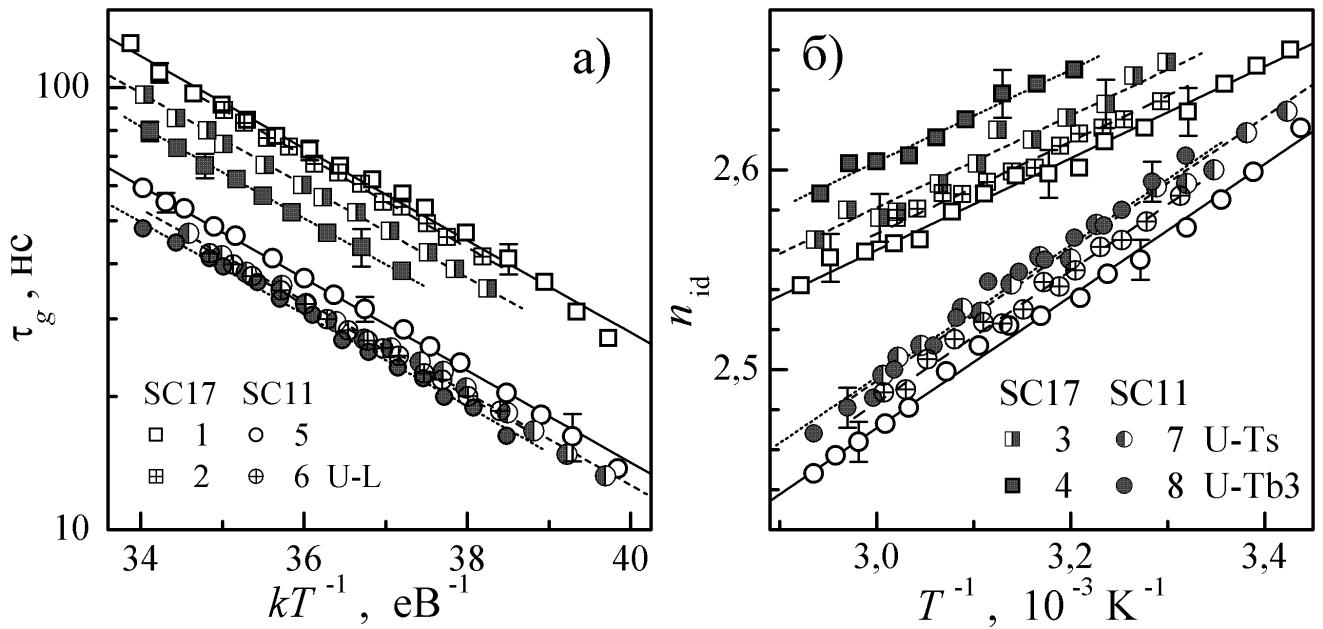
На жаль, аналітичних виразів для  $V_{oc}$  та  $FF$  у випадку моделі подвійного діода у літературі не запропоновано. Водночас рівності

$$\begin{aligned} J_{sc} &= \frac{qn_i d}{2\tau_g} \left( e^{\frac{qV_{oc}}{n_{id} kT}} - 1 \right) + \frac{qn_i^2}{p_p} \sqrt{\frac{\mu_n kT}{\tau_n}} \left( e^{\frac{qV_{oc}}{kT}} - 1 \right) + \frac{V_{oc}}{R_{sh}}, \\ J_{sc} \left( 2 + \frac{R_s}{R_{sh}} \right) &= \frac{qn_i d}{2\tau_g} \left( e^{-\frac{qJ_{sc} R_s}{n_{id} kT}} - 1 \right) + \frac{qn_i^2}{p_p} \sqrt{\frac{\mu_n kT}{\tau_n}} \left( e^{-\frac{qJ_{sc} R_s}{kT}} - 1 \right). \end{aligned}$$

які можуть бути використані для їхнього отримання свідчать, що характеристики фотоелектричного перетворення залежать від  $\tau_n$ ,  $n_{id}$ ,  $\tau_g$ , та  $R_{sh}$ . У наступному пункті розглянуто вплив УЗ на ці параметри, причини змін  $V_{oc}$  та  $FF$  обговорені в 2.2.4.

### 2.2.3. Акусто–керована рекомбінація в КСЕ

Традиційно, під час аналізу процесів, які відбуваються у структурах із  $p-n$ -переходом окремо розглядаються рекомбінацію в ОПЗ та в КНО. Зокрема, рекомбінація в ОПЗ суттєво впливає на характеристики КСЕ із тиловою металізацією при низькій освітленості та при вимірах малосигнальних значень фото-ерс [292] — тобто за умов, які відповідають нашим експериментам.



**Рис. 2.6.** Температурні залежності часу життя носіїв у ОПЗ (а) та фактора неідеальності (б) для зразків SC17 (криві 1–4, квадрати) та SC11 (5–8, кола). Криві 1 та 5 (незаповнені точки) отримані без УЗН, решта — під час УЗН: U-L (криві 2 та 6), U-Ts1 (3), U-Ts2 (7) та U-Tb3 (4 та 8). Точки — експеримент, лінії — апроксимація з використанням виразу (2.7) і  $E_{\tau_g} = 0,24 \text{ eV}$  (а) та формул (2.8) і  $T_{id} = 330$  або  $230 \text{ K}$  (б)

Параметрами ВАХ, які пов’язані з процесами в області просторового заряду  $\epsilon$   $n_{id}$  та  $J_{0SCR} = (qdn_i/2\tau_g)$ . Під час аналізу отриманих результатів вважалося, що УЗН не змінює параметри напівпровідника, які визначаються властивостями гратки (тобто  $E_g$ ,  $N_c$ ,  $N_v$  тощо). Тому замість розгляду величини  $J_{0SCR}$  як цілого, основна увага звернута на  $\tau_g$ . Отримані температурні залежності часу життя носіїв у ОПЗ та фактора неідеальності наведені на рис.2.6. Виявлено, що експериментальна температурна залежність  $\tau_g$  задовільно описується виразом

$$\tau_g(T) = \tau_{g0} \exp\left(-\frac{E_{\tau_g}}{kT}\right) . \quad (2.7)$$

Як показано на рис. 2.6, б, фактор неідеальності зменшується зі зростанням температури, а залежність  $n_{id}$  від  $1/T$  близька до лінійної:

$$n_{id}(T) = n_{id,\infty} + T_{id}/T . \quad (2.8)$$

Величини  $T_{id}$  та  $E_{\tau_g}$ , обчислені для різних умов, наведено в табл. 2.3. Видно, що

- а) УЗН викликає збільшення  $n_{id}$  та зменшення  $\tau_g$ ; величини АІ змін показано в табл. 2.4;
- б)  $\tau_g$  та  $n_{id}$  змінюються ефективніше при використанні поперечних АХ;
- в)  $\varepsilon_{\tau_g}$  та  $\Delta n_{id}$  збільшуються при зростанні  $W_{US}$ ;
- г) УЗН не впливає на  $E_{\tau_g}$  та  $T_{id}$ ;  $E_{\tau_g} = 0.24 \pm 0.01$  еВ для всіх зразків, тоді як характерна температура фактора неідеальності залежить від місця розташування зразка на пластиині:  $T_{id} = 330 \pm 30$  К для SC11 та  $T_{id} = 230 \pm 20$  К для SC17.

Для проведення аналізу отриманих результатів важливо визначити механізм рекомбінації в ОПЗ досліджених зразків. При цьому необхідно звернути увагу, насамперед, на велике значення  $n_{id}$  та малі значення  $\tau_g$ .

Відповідно до теорії Шоклі–Ріда–Хола (ШРХ), фактор неідеальності не перевищує 2, а температурна залежність  $\tau_g$  має описуватися виразом [293, 294]:

$$\tau_g \simeq 2 \tau_n \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_p}} \cosh \left( \frac{E_t - E_i}{kT} \right) \quad (2.9)$$

де  $\sigma_n$  та  $\sigma_p$  — поперечні перерізи захоплення (ППЗ) рекомбінаційним центром електронів та дірок, відповідно;  $E_t$  — положення енергетичного рівня, зв'язаного з цим центром,  $E_i$  — положення рівня Фермі у власному напівпровіднику. У нашому випадку значення  $n_{id}$  більші ніж 2, а  $\tau_g$  експоненційно зростає з підвищеннем температури. Тобто теорія ШРХ не є застосовною.

У літературі для пояснення великих значень фактора неідеальності, які нерідко зустрічаються на практиці, запропоновано декілька моделей. Наприклад, згідно з [295], причиною цього може бути неоднорідність фронтального металізованого контакту. Проте ця модель передбачає, що  $n_{id}$  має залежати від  $W_{ph}$ , що не спостерігається у нашему випадку. Beier та Voss [296] пояснюють великі можливі значення  $n_{id}$  ефектами насичення (зумовленими наявністю декількох рекомбінаційних центрів) у рамках моделі ШРХ. Водночас такий підхід не дозволяє пояснити величини  $J_{0SCR}$ , які в нашему випадку значно перевищують очікувані згідно з теорією ШРХ значення. Нарешті, великі значення фактора неідеальності також пов'язуються з тунелюванням за участю глибоких рівнів (ГР) [297, 298]. Проте при такому підході  $n_{id}$  не має залежати від температури, що суперечить рис.2.6.

Водночас, всі виявлені особливості рекомбінації в ОПЗ можуть бути пояснені в рамках моделі рекомбінації у системі спарених рівнів дефектів (CDLR, coupled defect level recombination). Цей механізм передбачає швидкі переходи носіїв заряду безпосередньо між рівнями, які належать різним дефектам, просторово розташованим поблизу один одного. Це явище спочатку було виявлене експериментально [299, 300], а потім використане для пояснення процесів, які відбуваються у напівпровідникових діодах [236, 301–304]. На початкових етапах розвитку моделі вважалося [301], що щонайменше один із рівнів має бути мілким. Надалі запропоновано, що такі процеси можуть проходити і за участю дефектів, рівні яких не розташовані близько до меж дозволених зон; проте темп рекомбінації буде максимальним, якщо дефект акцепторного типу утворює пару з дефектом донорного типу [302]. Надалі, для скорочення замість термінів «дефект акцепторного типу» та «дефект донорного типу» будемо використовувати «акцептор» та «донор», не маючи на увазі суттєві зміни провідність кристалу. Зазначимо, що в рамках моделі мова не йде про утворення стійкої конфігурації на кшталт комплексного точкового дефекту (ТД), між компонентами якого виникає високоінтенсивний зв'язок. У запропонованій парі складові взаємодіють між собою лише внаслідок того, що електрон із рівня однієї компоненти (напр., донора) може переходити на рівень іншої (напр., акцептора).

Принагідно зауважимо, що це не єдина модель згідно з якою у рекомбінації приймає участь два дефектні рівні. Нещодавно [305] запропоновано механізм, який передбачає, що рівень поблизу дна зони провідності, на який ефективно захоплюються електрони, і рівень недалеко від вершини валентної зони, який ефективно захоплює дірки, належать одному дефекту, що може перебувати у двох конфігураціях залежно від зарядового стану. Процеси захоплення носіїв із зон супроводжуються швидкою структурною трансформацією дефекту між стабільною та метастабільною конфігураціями.

Повертаючись до моделі CDLR, зауважимо, що згідно з нею високі значення фактора неідеальності зумовлені насиченням міжрівневого рекомбінаційного каналу. У спрощеному випадку, коли відсутні переходи між рівнем донора  $E_t^D$  та валентною зоною і між рівнем акцептора  $E_t^A$  та зоною провідності, темп рекомбінації у системі спарених рівнів  $R$  може бути описаний наступним виразом [301]:

$$R = \frac{R_{12} - \sqrt{R_{12}^2 - 4\tau_n^D \tau_p^A (np - n_i^2)(1 - \epsilon)}}{2\tau_n^D \tau_p^A (1 - \epsilon)}, \quad (2.10)$$

$$R_{12} = \frac{(n + n_D)(p + p_A)}{R_{DA}} + \tau_n^D(p + p_D) + \tau_p^A(n + n_A), \quad (2.11)$$

$$\tau_n^D = (N_D \sigma_n^D v_{th,n})^{-1}, \quad \tau_p^A = (N_A \sigma_p^A v_{th,p})^{-1}, \quad (2.12)$$

де  $R_{DA}$  — так званий параметр зв'язку,  $N_D$  та  $N_A$  — густини донорів та акцепторів, відповідно;  $\sigma_n^D$  та  $\sigma_p^A$  — ППЗ електронів донором та дірок акцептором, відповідно;  $v_{th,n}$  та  $v_{th,p}$  — теплові швидкості електронів та дірок, відповідно;  $n_{D,A}$ ,  $p_{D,A}$  та  $\epsilon$  залежать від  $E_t^D$ ,  $E_t^A$  та факторів виродження рівнів.

ППЗ для дефекту в парі відрізняється від значення, характерного для ізольованого дефекту, і залежить від відстані  $r$  між донором та акцептором [302]:

$$\sigma_{n,p}^{D,A}(r) = C_{n,p}^{D,A} r^2, \quad (2.13)$$

де  $C_n^D$  та  $C_p^A$  — певні константи. Величина  $R_{DA}$  також залежить від  $r$  та пропорційна інтегралу перекриття хвильових функцій дефектів. Зокрема, якщо і донор, і акцептор характеризується водне–подібними хвильовими функціями і однаковим радіусом Бора  $a_B$ , то [302]

$$R_{DA}(r) \sim N_D N_A \left[ 1 + \frac{r}{a_B} + \frac{1}{3} \left( \frac{r}{a_B} \right)^2 \right] e^{-r/a_0}. \quad (2.14)$$

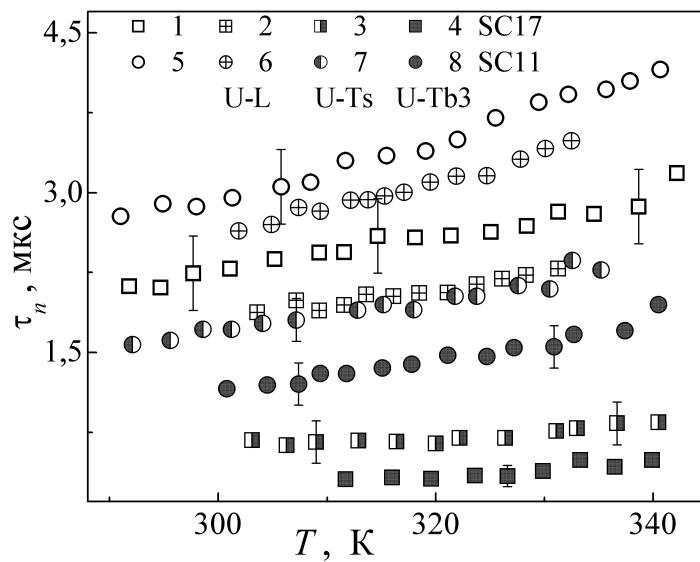
На жаль, вираз, який би дозволяв аналітично описати взаємозв'язок між параметрами ВАХ (напр.,  $n_{id}$  та  $\tau_g$ ) і характеристиками дефектів, які приймають участь у CDLR, відсутній. Однак показано [301, 303], що  $n_{id}$  збільшується зі зменшенням  $R_{DA}$ . Оскільки  $\tau_g \sim R^{-1}$ , то видається цілком очікуваним, що  $n_{D,A}$ ,  $p_{D,A}$  та  $\epsilon$  забезпечують термоактиваційний характер часу життя носіїв у ОПЗ, який спостерігається експериментально. На думку автора, величина  $E_{\tau_g}$  насамперед визначається енергетичними рівнями зв'язаних дефектів, тобто залежить від їхнього типу та конфігурації. Водночас, значення  $T_{id}$  залежить також і від  $N_D$  та  $N_A$ . Отже, отримані результати свідчать, що

- а) у рекомбінаційних процесах як в SC11, так і в SC17 приймають участь однакові дефекти, оскільки значення  $E_{\tau_g}$  збігається;
- б) концентрація рекомбінаційно-активних дефектів у зразках різна, про що свідчать неоднакові значення  $T_{id}$ ,  $\tau_{g,in}$  та  $n_{id,in}$ ;
- в) УЗН не призводить до змін енергетичних рівнів та концентрацій дефектів, оскільки  $E_{\tau_g}$  та  $T_{id}$  в умовах поширення АХ не міняються.

При записі виразу для  $J_{base}$  (див. формулу (2.1)) вважалося, що дифузійний струм виникає внаслідок інжекції електронів з емітера в базу. Загалом при проходженні струму відбуваються також процеси інжекції дірок із бази в емітер, проте для несиметричного  $p-n$ -переходу ( $n_n \gg p_p$ ) цією складовою можна знехтувати [236]. Крім того, вираз  $J_{0base} = (qn_i^2/n_n)\sqrt{\mu_n kT/\tau_n}$  справедливий лише за умови, що товщина бази у декілька разів перевищує довжину дифузії неосновних носіїв [306]. Як показують дані табл. 2.3, ця умова в нашому випадку також виконується.

Величина  $J_{0base}$  відображає процеси, що відбуваються в КНО сонячного елементу. Під час аналізу вважалося, що  $n_n$  та  $\mu_n$  не залежать від УЗН. Підставами для цього бути а) експериментально виявлена незалежність послідовного опору від УЗН; б) загальновідомий факт, що для досліженого температурного діапазону рухливість визначається насамперед розсіянням на атомах гратки. У зв'язку з цим основна увага звернена на  $\tau_n$ , температурна поведінка якого показана на рис. 2.7. Як і очікувалось відповідно до літературних даних, час життя неосновних носіїв збільшується з підвищенням температури. Визначені шляхом апроксимації експериментальних залежностей значення  $\tau_n$  та розраховані на їхній основі величини  $L_n$ , а також їхні зміни при УЗН зведені в таблицях 2.3 та 2.4. Наведені результати показують, що УЗН зменшує  $\tau_n$ , причому ефект достатньо значний: при поширення АХ значення часу життя може зменшуватись до 20 % вихідної значення.

Отримані величини  $L_{n,in}$  цілком співмірні зі значеннями  $L_{n,in}^{ph}$ , визначеними на основі аналізу залежностей  $J_{sc}(T)$ . Невеликі кількісні відмінності між  $\varepsilon_{L_n}^{ph}$  та  $\varepsilon_{L_n}$ , на думку автора, зумовлені АІ зміною залежності  $L_n(T)$  (див. рис.2.7), яка не враховувалася під час апроксимації температурної залежності струму короткого замикання.



**Рис. 2.7.** Температурні залежності часу життя неосновних носіїв у КНО для зразків SC17 (криві 1–4, квадрати) та SC11 (5–8, кола). Криві 1 та 5 (незаповнені точки) отримані без УЗН, решта — під час УЗН: U–L (криві 2 та 6), U–Ts1 (3), U–Ts2 (7) та U–Tb3 (4 та 8)

Загалом час життя неосновних носіїв описується виразом [307]:

$$\tau_n^{-1} = \tau_{\text{bb}}^{-1} + \tau_{\text{CE Auger}}^{-1} + \tau_{\text{SRH}}^{-1}, \quad (2.15)$$

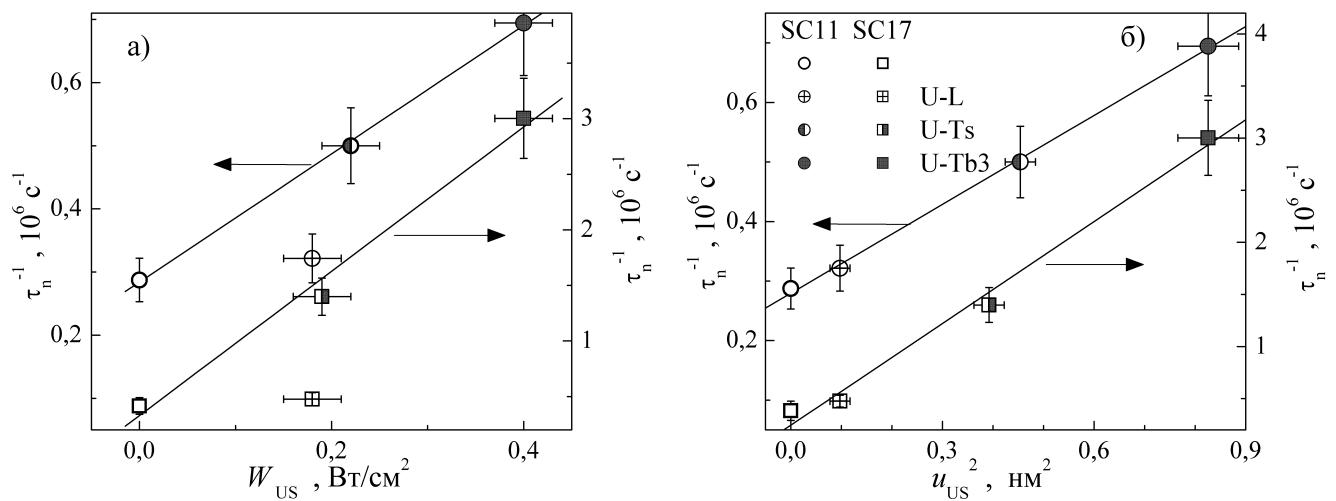
де  $\tau_{\text{bb}}$  — час життя, зумовлений випромінювальною міжзонною рекомбінацією

$$\tau_{\text{bb}}^{-1} = B(p_p + n_p + \Delta n), \quad (2.16)$$

$B$  — коефіцієнт міжзонної рекомбінації,  $B = 10^{-14} \text{ см}^3 \text{c}^{-1}$  [307, 308],  $\Delta n$  — концентрація нерівноважних електронів,  $\tau_{\text{CE Auger}}$  визначається Оже–рекомбінацією, підсиленою внаслідок кулонівської взаємодії [309]

$$\tau_{\text{CE Auger}} = \frac{\Delta n}{np \left( 1,8 \cdot 10^{-24} n_p^{0,65} + 6 \cdot 10^{-25} p_p^{0,65} + 3 \cdot 10^{-27} \Delta n^{0.8} \right)}, \quad (2.17)$$

$n$  та  $p$  — концентрації електронів та дірок, відповідно;  $\tau_{\text{SRH}}$  — час рекомбінації ШРХ. Розрахунки, проведенні з врахуванням, що  $\Delta n$  не перевищувала  $8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  показали, що  $\tau_{\text{bb}}^{-1} \leq 14 \text{ c}^{-1}$ ,  $\tau_{\text{CE Auger}}^{-1} \leq 6 \text{ c}^{-1}$ . Відтак, міжзонною рекомбінацією та рекомбінацією Оже можна знехтувати,  $\tau_n = \tau_{\text{SRH}}$ .



**Рис. 2.8.** Залежність оберненого часу життя в КНО від інтенсивності введеного звука (а) та від квадрата амплітуди AI зміщень атомів для SC17 (квадрати, праві осі обох графіків) та SCR11 (кола, ліві осі) при 320 К. Заповнення точок залежить від УЗН і збігається з використаним на рис. 2.7. Прямі - лінійна апроксимація (для а) лише даних, отриманих при використанні поперечних хвиль

За умов низького рівня інжекції та присутності в кристалі декількох типів рекомбінаційних центрів загальною кількістю  $M_d$

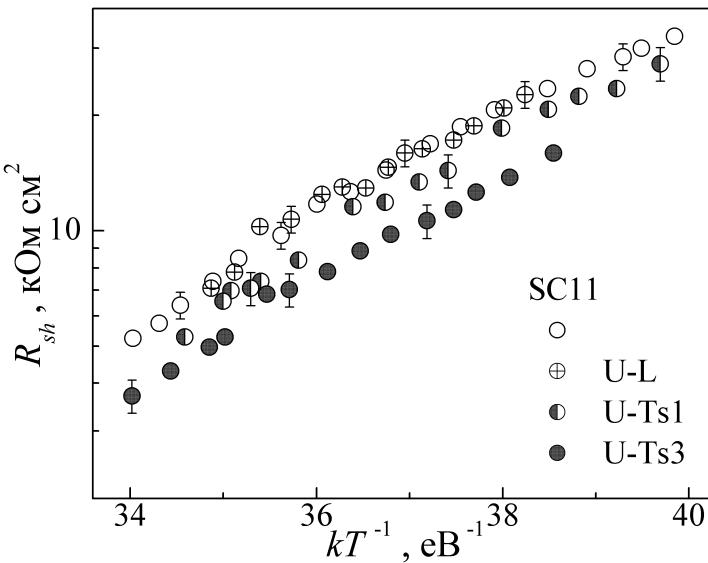
$$\tau_n^{-1} = \sum_i^{M_d} \tau_{n,i}^{-1} = \sum_i^{M_d} N_{d,i} \sigma_{n,i} v_{th,n}, \quad (2.18)$$

де  $\tau_{n,i}$  описує час життя при рекомбінації лише за участию дефектів  $i$ -го типу, які характеризуються концентрацією  $N_{d,i}$  та ППЗ електронів  $\sigma_{n,i}$ .

На рис. 2.8 наведено залежність оберненого часу життя в КНО від параметрів УЗН, причому в одному випадку таким параметром вибрана  $W_{US}$ , а в другому —  $u_{US}^2$ . Видно, що  $\tau_n^{-1}$  лінійно зростає з підвищеннем  $W_{US}$ :

$$\tau_{n,US}^{-1} = \tau_{n,in}^{-1} + K_{US}^* W_{US}, \quad \text{або} \quad \tau_{n,US}^{-1} = \tau_{n,in}^{-1} + K_{US} u_{US}^2, \quad (2.19)$$

де  $K_{US}^*$  та  $K_{US}$  характеризують акусто-дефектну взаємодію (АДВ) і залежать від властивостей дефекту та характеристик кристалу. Проте використання другого виразу є доцільнішим, оскільки  $K_{US}^*$  залежить також і від типу збуджених хвиль, тоді як  $K_{US}$  визначається лише АДВ. Іншими словами, саме зміщення атомів є



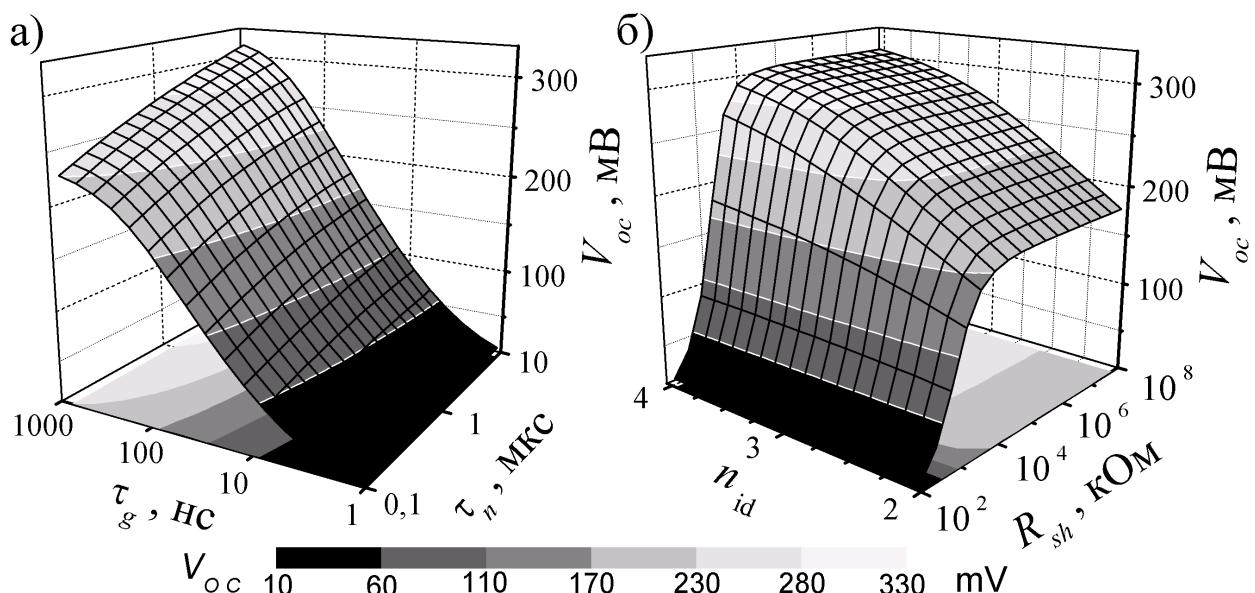
**Рис. 2.9.** Температурні залежності опору шунтування SC11, отримані при УЗН та без нього (порожні кола)

основним фактором впливу УЗН на рекомбінацію носіїв заряду. Визначені величини  $K_{US}$  наведено в табл. 2.3. Зауважимо, що вираз (2.19) схожий на відому формулу Messenger–Spratt [269], яка описує зміни часу життя внаслідок опромінення, причому роль флюєнса відіграє  $u_{US}^2$  ( $W_{US}$ ).

На рис. 2.9 показана температурна залежність опору шунтування зразка SC11. Зауважимо, що для SC17  $R_{sh} > 10^{15} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$  незалежно від температури та УЗН. З рисунка видно, що УЗН із використанням поперечних хвиль викликає зменшення  $R_{sh}$ , тоді як повздовжні хвилі практично не впливають на величину опору шунтування. Розраховані величини як  $R_{sh}$ , так і його AI змін наведені в таблицях 2.3 та 2.4. Детальний розгляд можливих причин виникнення  $R_{sh}$  та впливу на нього УЗН наведено у пункті 2.5.4.

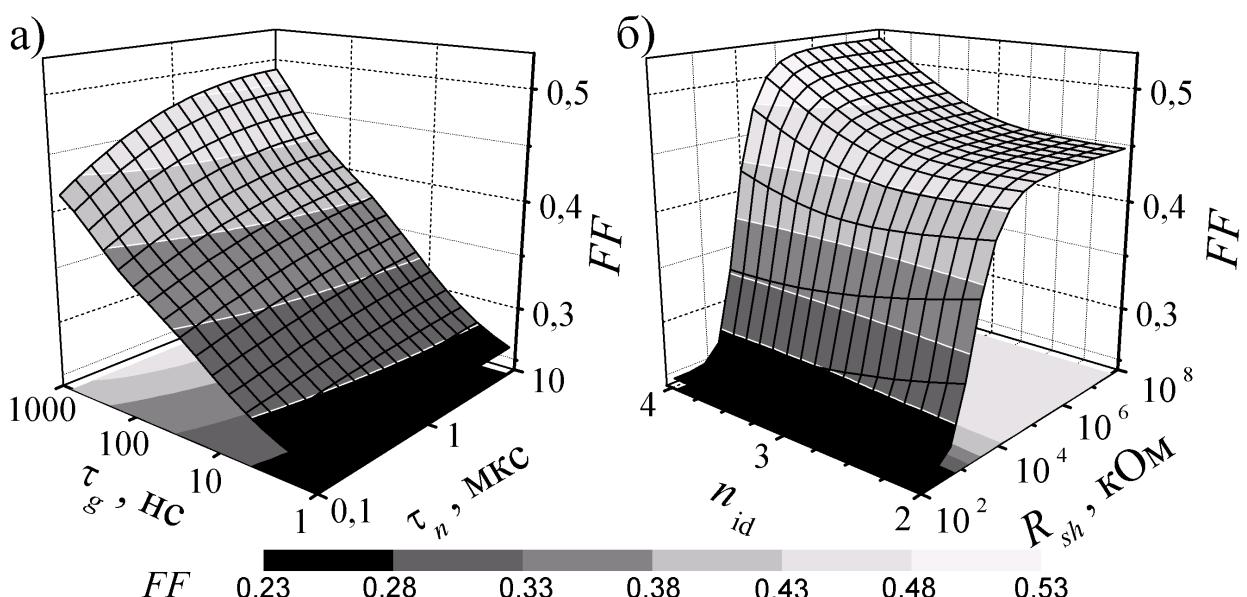
#### 2.2.4. Розрахунок залежностей напруги холостого ходу та фактора форми в рамках моделі подвійного діода

Як вже згадувалося раніше, аналітичні вирази, які б відображали залежність напруги холостого ходу та фактора форми сонячного елементу від  $\tau_g$ ,  $\tau_n$ ,  $n_{id}$  та  $R_{sh}$  в рамках моделі подвійного діода відсутні. З метою візуалізації подібних залежностей були проведенні числові розрахунки. При цьому використовуючи формули (2.1)–(2.6) був синтезований набір ВАХ, які відповідали



**Рис. 2.10.** Результати розрахунків в рамках моделі подвійного діода залежності напруги холостого ходу КСЕ від часу життя носіїв заряду в ОПЗ та КНО (а) і фактора неідеальності та опору шунтування (б). При розрахунках вважалося, що  $n_{id} = 2.55$  (а),  $R_{sh} = 5 \cdot 10^3$  Ом (а),  $\tau_n = 3 \cdot 10^{-6}$  с (б),  $\tau_g = 5 \cdot 10^{-8}$  с (б),  $T = 320$  K,  $\lambda = 900$  нм,  $W_{ph} = 8$  Bt/m<sup>2</sup>

різним значенням параметрів, близьких до тих, якими характеризувалися досліджені КСЕ. Після цього зі штучних ВАХ використовуючи традиційний спосіб визначено  $V_{oc}$  та  $FF$ . Типові приклади результатів обчислень, які відповідають температурі 320 K, наведено на рис. 2.10 та рис. 2.11.



**Рис. 2.11.** Результати розрахунків залежностей фактора форми. Параметри збігаються із рис. 2.10

Як видно з рис. 2.10,а та рис. 2.11,а, зменшення  $\tau_g$  викликає спад як  $V_{oc}$ , так і  $FF$ . Водночас для досліджень КСЕ напруга холостого ходу та фактор форми слабко залежать від часу життя неосновних носіїв у КНО. Зауважимо, що при розрахунках використовувалися значення  $W_{ph}$ , яке відповідало експерименту, тобто розглядалося низько-інтенсивне освітлення. При цьому величини напруги холостого ходу та напруги, яка відповідає максимуму потужності КСЕ значно нижчі, ніж при стандартних умовах і тому суттєвий вплив на  $V_{oc}$  та  $FF$  мають саме процеси, які відбуваються в ОПЗ, тоді як внесок рекомбінації в КНО знижується [236].

У свою чергу, рис. 2.10,б та рис. 2.11,б показують, що на величину  $V_{oc}$  та  $FF$  загалом впливає як  $n_{id}$ , так і  $R_{sh}$ , проте ступінь цих залежностей суттєво визначається величиною опору шунтування. Наприклад, при  $R_{sh} > 10^5$  Ом (як для SC17) а)  $V_{oc}$  зростає з підвищеннем величини фактора неідеальності; б)  $V_{oc}$  та  $FF$  практично не залежать від значення  $R_{sh}$ . Водночас, при  $R_{sh} \leq 10^4$  Ом (зразок SCR11) а) напруга холостого ходу та фактор форми зменшуються зі зменшенням опору шунтування; б) лише  $FF$  слабко залежить від  $n_{id}$ .

Отже, розглянуте у пункті 2.2.3 зменшення  $\tau_g$  викликає AI деградацію як напруги холостого ходу, так і фактора форми. Ефект деградації підсилюється в SC11 внаслідок AI зменшення  $R_{sh}$  та частково компенсується в SC17 через AI збільшення  $n_{id}$ , що і пояснює відмінність величин  $\varepsilon_{V_{oc}}$  та  $\varepsilon_{FF}$ .

### 2.3. Модель акустоактивного комплексного дефекту

Для пояснення взаємодії пружних хвиль із дефектами у неп'єзоелектричних кристалах запропоновано чимало механізмів. Зокрема вважається, що при УЗН може відбуватися

- зміна заселеності коливних рівнів, зв'язаних із домішками [310];
- зміщення домішкових атомів відносно оточення [155, 311–313];
- зменшення енергії активації дифузії дефектів [314];
- локальне підвищення температури кластерів точкових дефектів [315];

д) поглинання УЗ дислокаціями [101, 316]

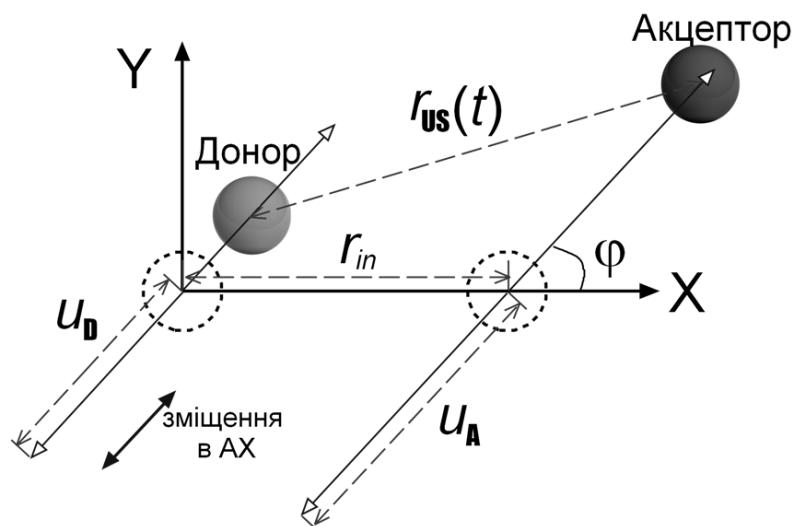
тощо. Проте повна теорія АДВ у кремнії не побудована, причиною чого, зокрема, є недостатня кількість експериментальних даних.

На думку автора, виявлені оборотні AI зміни рекомбінаційних параметрів КСЕ пояснюються зміною відстані між компонентами дефектного комплексу в умовах УЗН. Зокрема, якщо мова йде про AI модифікацію  $n_{id}$  та  $\tau_g$ , то відбувається зміна відстані між донором та акцептором, які приймають участь у CDLR. Дійсно, з літератури [312, 313] відомо, що при УЗН на точковий дефект діє сила

$$F_d = \chi \Delta\Omega_d \frac{\partial\xi(z,t)}{\partial z}, \quad (2.20)$$

де  $\chi$  — об'ємний модуль пружності,  $\Delta\Omega_d$  — зміна об'єму кристалу, що припадає на один дефект (для міжузлових атомів та домішок заміщення з іонним радіусом, що перевищує радіус атома матриці  $\Delta\Omega_d > 0$ , тоді як для вакансій та домішок заміщення з меншим іонним радіусом  $\Delta\Omega_d < 0$ );  $\xi$  — деформація кристалічної гратки; при цьому вважається, що AX поширюється в напрямі осі  $Z$ ;  $\partial\xi(z,t)/\partial z \sim \xi_{us} \sim u_{us} \sim \sqrt{W_{us}}$ . Отже, під час УЗН точковий дефект здійснює коливання, причому їхні амплітуда та фаза визначаються як параметрами самого ТД, так і інтенсивністю AX.

На рис. 2.12 показана спрощена якісна модель поведінки дефектного комплексу, який містить дві складові, в умовах поширення AX. У вихідному стані, до УЗН, донор та акцептор перебувають на відстані  $r_{in}$  один від одного, вісь  $X$



**Рис. 2.12.** Модель поведінки дефектного комплексу при УЗН

спрямована вздовж прямої, яка з'єднує дефекти. При УЗН дефекти коливаються з амплітудами  $u_D$  та  $u_A$ . Напрям коливань збігається з напрямом зміщень в АХ та утворює кут  $\varphi$  з віссю  $X$ .  $u_D$  та  $u_A$  залежать від  $\xi_{US}$ , пружних полів дефекту (значень  $\Delta\Omega_d^D$  та  $\Delta\Omega_d^A$ , пов'язаних із кожною окремою складовою), енергії зв'язку комплексу і можуть відрізнятися між собою. Відповідно, відстань між донором та акцептором при УЗН залежить від часу  $t$ :

$$r_{US}(t) = \left\{ [r_{in} + u_A \cos(\omega_{US}t + \delta) - u_D \cos(\omega_{US}t)]^2 \cos^2 \varphi + [u_A \cos(\omega_{US}t + \delta) - u_D \cos(\omega_{US}t)]^2 \sin^2 \varphi \right\}^{0.5}, \quad (2.21)$$

де  $\omega_{US}$  — циклічна частота УЗ, а  $\delta$  — зсув фаз між коливаннями компонент.

Згідно з моделлю CDLR, зміна відстані між компонентами комплексу впливає на величини ППЗ носіїв та  $R_{DA}$ . Використовуючи формули (2.13) and (2.14), проведено розрахунки AI відносних змін поперечного перерізу захоплення  $\varepsilon_\sigma = [\sigma_{US} - \sigma(r_{in})]/\sigma(r_{in})$  та параметра зв'язку  $\varepsilon_{RDA} = [R_{DA,US} - R_{DA}(r_{in})]/R_{DA}(r_{in})$ , де  $\sigma_{US}$  та  $R_{DA,US}$  усереднено протягом періоду АХ  $T_{US}$ :

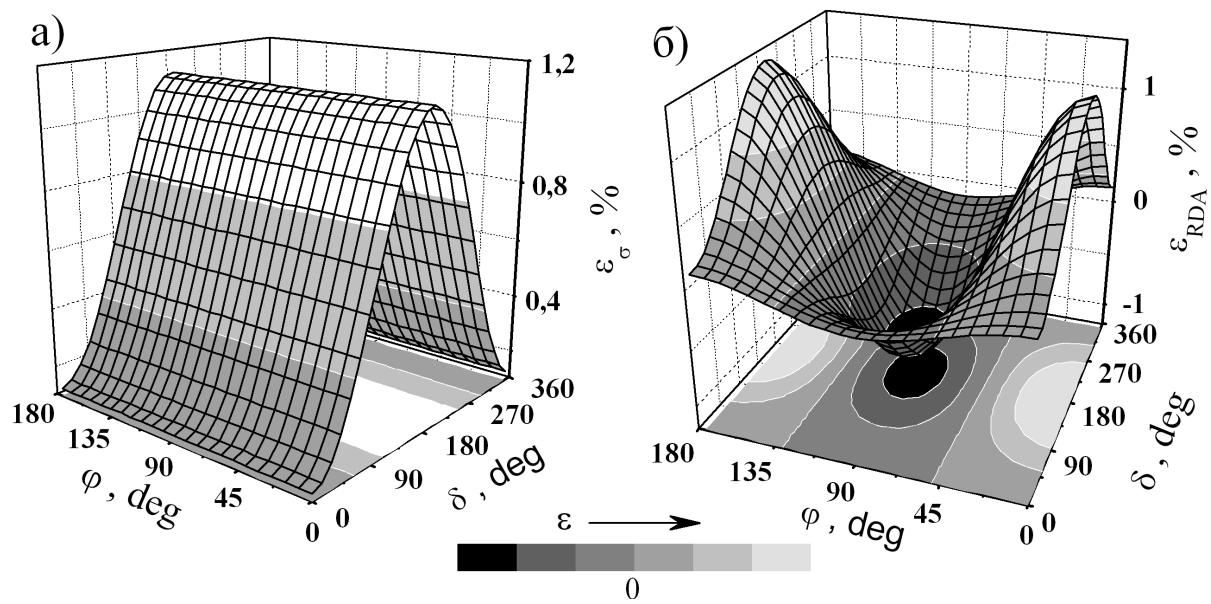
$$\sigma_{US} = \frac{1}{T_{US}} \int_0^{T_{US}} \sigma(r_{US}(t)) dt, \quad (2.22)$$

$$R_{DA,US} = \frac{1}{T_{US}} \int_0^{T_{US}} R_{DA}(r_{US}(t)) dt. \quad (2.23)$$

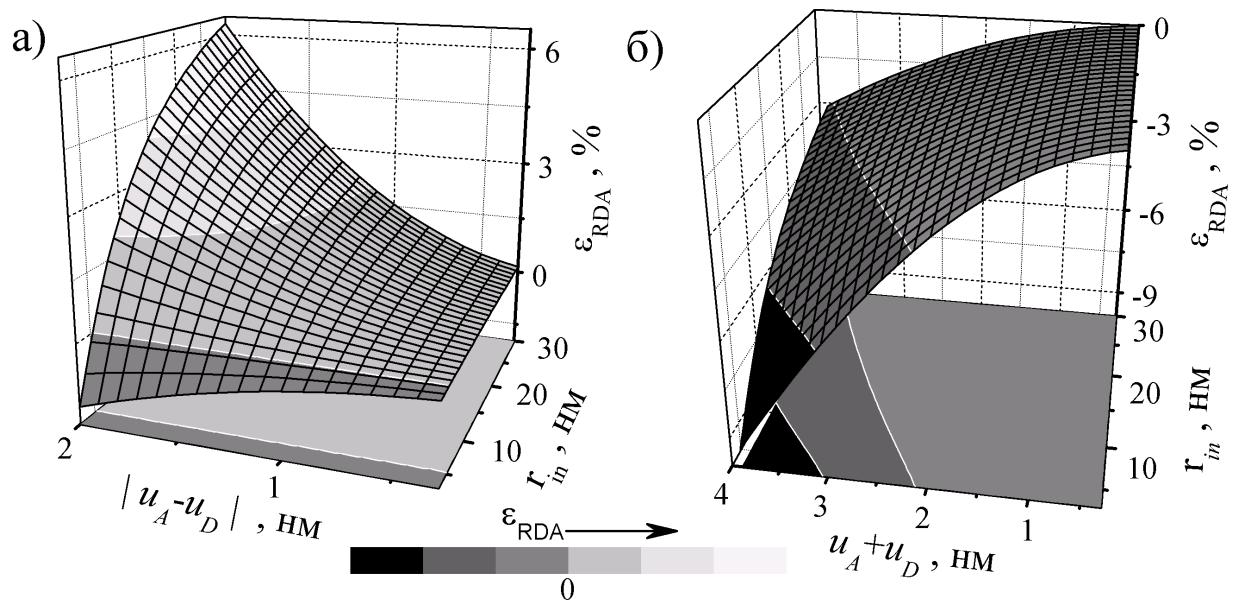
Типові результати розрахунків показано на рис. 2.13 та рис. 2.14. При їх проведенні вважалося, що

- а) характерний час релаксації в CDLR-підсистемі набагато менший, ніж  $T_{US}$ ;
- б)  $a_B = 3.23$  нм — значення, яке раніше використовувалося в літературі [302];
- в) значення  $u_D$  та  $u_A$  співмірні з  $u_{US}$ ; проте при цьому слід взяти до уваги, що зміщення домішкових атомів, які не утворюють ковалентних зв'язків, може перевищувати зміщення атомів, які утворюють кристалічну гратку.

Додатковою причиною зміни відстані між компонентами комплексу може бути постійна механічна напруга, яка виникає при поширенні АХ у кристалі. Цей ефект передбачено теоретично [317, 318] та спостережено експериментально, зокрема у кремнії [319]. Величина додаткового тиску пропорційна квадрату



**Рис. 2.13.** Розраховані залежності AI змін поперечного перерізу захоплення носіїв (а) та параметра зв'язку (б) від зсуву фаз між коливаннями та від взаємного розташування вісі комплексу та напряму зміщень в AX. При розрахунках вважалося, що  $a_B = 3.23$  нм,  $r_{in} = 10$  нм,  $u_A = 1$  нм та  $u_D = 0.5$  нм



**Рис. 2.14.** Розраховані залежності AI змін параметра зв'язку від амплітуди коливань та початкової відстані між компонентами. При розрахунках вважалося, що  $\varphi = 0^\circ$ ,  $\delta = 0^\circ$  (а) та  $\varphi = 90^\circ$ ,  $\delta = 180^\circ$  (б)

частоти УЗ, квадрату зміщень у хвилі та коефіцієнту нелінійності [319]. Коефіцієнт нелінійності анізотропний, зокрема для Si при поширенні УЗ вздовж напрямку [111] його величина займає проміжне положення між значеннями, характерними для розповсюдження AX паралельно напрямкам [100] та [110] [320]. Крім того, для кремнію коефіцієнт нелінійності додатній, що викликає розтяг кристалу при УЗН.

Як видно з рис. 2.13,а, УЗН викликає збільшення ППЗ. Залежності AI змін параметра зв'язку складніші та не монотонні — рис. 2.13,б. Зокрема, очікується зменшення  $R_{DA}$  при  $\varphi \approx 90^\circ$  (тобто якщо вісь комплексу перпендикулярна до напрямку зміщень в AX, рис. 2.14,б) або при малих значеннях  $r_{in}/a_B$  (рис. 2.14,а). До речі, в останньому випадку передбачається [301, 302], що процеси CDLR будуть відбуватися найінтенсивніше.

У спрощеному випадку незначної дисипації енергії пружних коливань на дефектах  $\delta$  може бути рівним або  $0^\circ$  (при  $(\Delta\Omega_d^D \cdot \Delta\Omega_d^A) > 0$ ) або  $180^\circ$  (при  $(\Delta\Omega_d^D \cdot \Delta\Omega_d^A) < 0$ ). У такому випадку величина  $\varepsilon_{RDA}$  залежить від суми  $|u_D + u_A|$  (при  $\delta = 180^\circ$ ) або модуля різниці  $|u_D - u_A|$  (при  $\delta = 0^\circ$ ). Більше того, ці залежності (від  $|u_D + u_A|$  або від  $|u_D - u_A|$ ) однакові в обох випадках. Приклади розрахованих залежностей наведено на рис. 2.15.

Залежність відносної зміни ППЗ від амплітуди коливань має подібний характер, крім того, ця величина не залежить від  $\varphi$ :

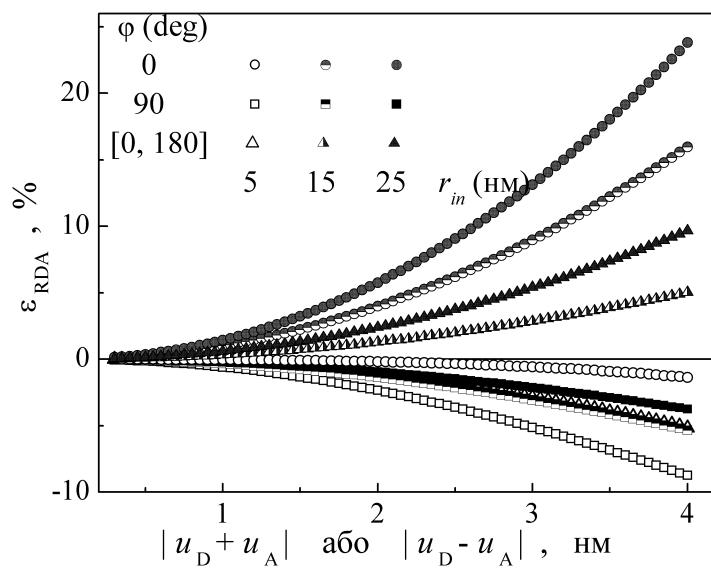
$$\varepsilon_\sigma = \frac{(u_D \pm u_A)^2}{2 r_{in}^2}, \quad (2.24)$$

де знаки «+» та «-» відповідають випадкам  $\delta = 180^\circ$  та  $\delta = 0^\circ$ , відповідно. Тобто при  $(\Delta\Omega_d^D \cdot \Delta\Omega_d^A < 0)$  ефективність впливу УЗ має бути більшою, оскільки в цьому випадку вона визначається сумою зміщень компонент пари, тоді як у протилежному — їхньою різницею.

Враховуючи, що  $u_D, u_A \sim \xi_{US} \sim u_{US} \sim \sqrt{W_{US}}$ , можна записати

$$\varepsilon_\sigma = K_{US}^{DA} u_{US}^2 = K_{US}^{DA*} W_{US}, \quad (2.25)$$

де  $K_{US}^{DA}$  (або  $K_{US}^{DA*}$ ) характеризує взаємодію УЗ із парою донор–акцептор та залежить від властивостей дефектів, кристалічної гратки та (для  $K_{US}^{DA*}$ ) типу хвиль.



**Рис. 2.15.** Розраховані залежності АІ змін параметра зв'язку від амплітуди коливань. По горизонталі відкладено  $|u_D - u_A|$  для випадків  $\delta = 0^\circ$  та  $|u_D + u_A|$  при  $\delta = 180^\circ$ . При розрахунках вважалося, що  $a_B = 3.23$  нм,  $r_{in} = 5$  нм (незаповнені точки), 15 нм (напівзаповнені точки) та 25 нм (заповнені точки),  $\varphi = 0^\circ$  (кола),  $90^\circ$  (квадрати). Трикутники відповідають середнім значенням  $\varepsilon_{RDA}$ , обчисленим для діапазону  $\varphi$  від  $[0^\circ$  до  $180^\circ]$

Звичайно, можлива орієнтація пари зумовлена мінімізацією її повної енергії, а отже існують переважаючі кристалографічні напрямки. Проте, з одного боку, врахуємо що кристали кремнію характеризуються кубічною симетрією і містять достатньо велику кількість еквівалентних напрямів. З іншого боку, необхідно врахувати, що струм, зумовлений CDLR процесами, протікає переважно в околі протяжних дефектів [302, 303]. Нарешті, дислокації в ОПЗ нерідко розташовуються перпендикулярно площині  $p-n$ -переходу і досліджені структури не є винятком (див. пункт 2.5.4). Якщо дефектна пара та лінійний дефект розташовані поблизу один одного, то дислокація з крайовою компонентою буде впливати на просторове розташування комплексу. Як наслідок, у ідеальному випадку пари донор–акцептор з  $(\Delta\Omega_d^D \cdot \Delta\Omega_d^A > 0)$  переважно будуть орієнтовані паралельно дислокаційній лінії, тоді як вісь спарених дефектів з  $(\Delta\Omega_d^D \cdot \Delta\Omega_d^A < 0)$  має утворювати з дислокаційною лінією прямий кут. При цьому, при поширенні УЗ перпендикулярно площині  $p-n$ -переходу (як в експериментах) найцікавішими будуть наступні випадки

при  $\delta = 0^\circ$  ( $\Delta\Omega_d^D \cdot \Delta\Omega_d^A > 0$ ):

$\varphi = 90^\circ$  (поперечні хвилі) та  $\varphi = 0^\circ$  (повздовжні хвилі)  
при  $\delta = 180^\circ$  ( $\Delta\Omega_d^D \cdot \Delta\Omega_d^A < 0$ ):

$\varphi \in [0^\circ \div 180^\circ]$  (поперечні хвилі) та  $\varphi = 90^\circ$  (повздовжні хвилі).

Іншими словами, якщо знак зміни об'єму кристалу, пов'язаній з донором, протилежний знаку зміні об'єму кристалу, пов'язаній з акцептором, то при поширенні поперечних хвиль можуть реалізуватися випадки, які відповідають всім кривим на рис. 2.15. Якщо ж  $\Delta\Omega_d^D \cdot \Delta\Omega_d^A > 0$ , то потрібно брати до уваги лише криві, для позначення яких використано квадрати.

Отже, в рамках запропонованої моделі очікується, що УЗН спричинює зміну відстані між донором та акцептором, що стає причиною появи  $\varepsilon_\sigma$  та  $\varepsilon_{RDA}$ , величина яких переважно визначається AI зміщенням атомів. Згідно з CDLR теорією, збільшення ППЗ та зменшення параметра зв'язку мають викликати зменшення часу життя носіїв та збільшення фактора неідеальності, що і спостерігається на експерименті.

Запропонована модель може бути використана і для пояснень впливу УЗ на процеси рекомбінації в КНО (рис. 2.7). Оскільки AI зміни оборотні, то зміна часу життя згідно з (2.18) може бути зумовлена лише зі збільшенням  $\sigma_n$  в умовах УЗН. Відомо, що переважна більшість рекомбінаційних центрів у кремнії є комплексними ТД, причому компоненти комплексу не еквівалентні між собою. Зокрема, нерідко вони характеризуються протилежним електричним зарядом. У літературі [321] запропоновано, що для подібних ТД також має виконуватись емпіричне співвідношення (2.13), причому в такому випадку  $r$  визначається відстанню між компонентами комплексного ТД, яка менша, ніж відстань між донором та акцептором в CDLR. У цьому випадку, згідно з описаною моделлю, УЗН також викликає зміну  $r$  та  $\sigma_n$  відповідно до виразу (2.25). Проте якщо для випадку CDLR зміна ППЗ носіїв донором (і/або акцептором) доповнюється зміною параметра зв'язку, то при AI варіація часу життя в КНО визначається лише модифікацією поперечного перерізу захоплення.

Ефективність АДВ залежить від типу дефекту та його структури [98] і не всі дефекти в кремнії є акустоактивними (ААД). Якщо  $M_d^{AA}$  та  $M_d^{non-AA}$  — загальна кількість типів ААД та не акустоактивних (non-АА) центрів, то вираз (2.18) для  $\tau_n^{-1}$  при УЗН та без нього може бути записаний у вигляді

$$\begin{aligned}\tau_{n,in}^{-1} &= \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} v_{\text{th},n} + \sum_l^{M_d^{\text{nonAA}}} N_{d,l} \sigma_{n,l} v_{\text{th},n}, \\ \tau_{n,\text{US}}^{-1} &= \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{\text{US}} v_{\text{th},n} + \sum_l^{M_d^{\text{nonAA}}} N_{d,l} \sigma_{n,l} v_{\text{th},n}.\end{aligned}$$

Враховуючи, що  $\sigma_{n,j}^{\text{US}} = (\varepsilon_{\sigma,j} + 1) \sigma_{n,j}^{in}$

$$\begin{aligned}\tau_{n,\text{US}}^{-1} &= \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} v_{\text{th},n} + \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} \varepsilon_{\sigma,j} v_{\text{th},n} + \sum_l^{M_d^{\text{nonAA}}} N_{d,l} \sigma_{n,l} v_{\text{th},n} = \\ &= \tau_{n,in}^{-1} + \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} \varepsilon_{\sigma,j} v_{\text{th},n}.\end{aligned}\quad (2.26)$$

Взявши до уваги (2.25), отримуємо

$$\tau_{n,\text{US}}^{-1} = \tau_{n,in}^{-1} + u_{\text{US}}^2 \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} K_{\text{US},j} v_{\text{th},n}, \quad (2.27)$$

де  $K_{\text{US},j}$  описує взаємодію УЗ із дефектом  $j$ -го типу. Порівнявши з (2.19) можна зробити висновок, що параметр  $K_{\text{US}}$ , який кількісно описує експериментально виявлений вплив УЗ на час життя неосновних носіїв у базі КСЕ, залежить від кількості типів ААД та їхньої концентрації:

$$K_{\text{US}} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} K_{\text{US},j} v_{\text{th},n} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} \frac{K_{\text{US},j}}{\tau_{n,j}^{in}}. \quad (2.28)$$

Більше значення  $K_{\text{US}}$ , отримане для SC17 (див. табл. 2.3), свідчить про наявність у цьому зразку більшої кількості ААД та/або вищої їхньої концентрації.

Виявлена лінійність залежності оберненого часу життя від амплітуди атомних зміщень (рис. 2.8,б) підтверджує справедливість запропонованої моделі. Крім того, зауважимо що оскільки початкова відстані  $r_{in}$  між компонентами комплексного ТД менша, ніж початкова відстань між донором та акцептором

в CDLR, то згідно з формулою (2.24) очікується, що УЗ має ефективніше впливати у першому випадку. Саме таке співвідношення ( $\varepsilon_{\tau n} > \varepsilon_{\tau g}$ ) і спостерігається на експерименті (табл. 2.4).

## 2.4. Система рекомбінаційних центрів вихідних КСЕ

Раніше не було висловлено жодних припущень щодо того, які саме дефекти впливають на час життя носіїв заряду та беруть участь у АДВ. Даний підрозділ присвячений розгляду саме цього питання. Крім того, розглянуто результати експериментального дослідження впливу УЗН на енергетичне положення в забороненій зоні та рекомбінаційну активність електронних станів, пов'язаних із дефектами в ОПЗ кремнієвих  $p-n$ -структур.

### 2.4.1. Вплив інтенсивного освітлення на параметри КСЕ

Відомо, що основними дефектами, які суттєво зменшують час життя носіїв у кремнії, вирощеному за методом Чохральського та легованому бором, є

- а) комплекси, що містять бор та кисень (так звані ВО дефекти) [253, 254];
- б) пари залізо–бор [307, 322, 323] (або інші залізовмісні пастки, виявлені в  $n^+ - p$  переходах [324, 325]);
- в) кисневмісні преципітати [284, 285, 307, 326–328].

Дефекти перших двох типів чутливі до інтенсивного освітлення при кімнатних температурах. З метою виокремлення впливу окремих дефектів на процеси, що відбуваються у досліджених КСЕ, після закінчення дослідження впливу УЗ на їхні параметри була застосована наступна експериментальна процедура.

Для інтенсивного ( $W_{ph} \approx 2 \text{ sun}$ ) освітлення ( $T \approx 305 \text{ K}$ ) зразків використовувалася галогенова лампа. Час однократного освітлення вар'ювався від 1 до 8 год, після чого зразки знаходилися в темряві при кімнатній температурі. Протягом 5 год після закінчення освітлення темнові ВАХ вимірювались із інтервалом часу  $10 \div 15 \text{ хв}$ , що мало на меті визначити кінетику оборотних змін

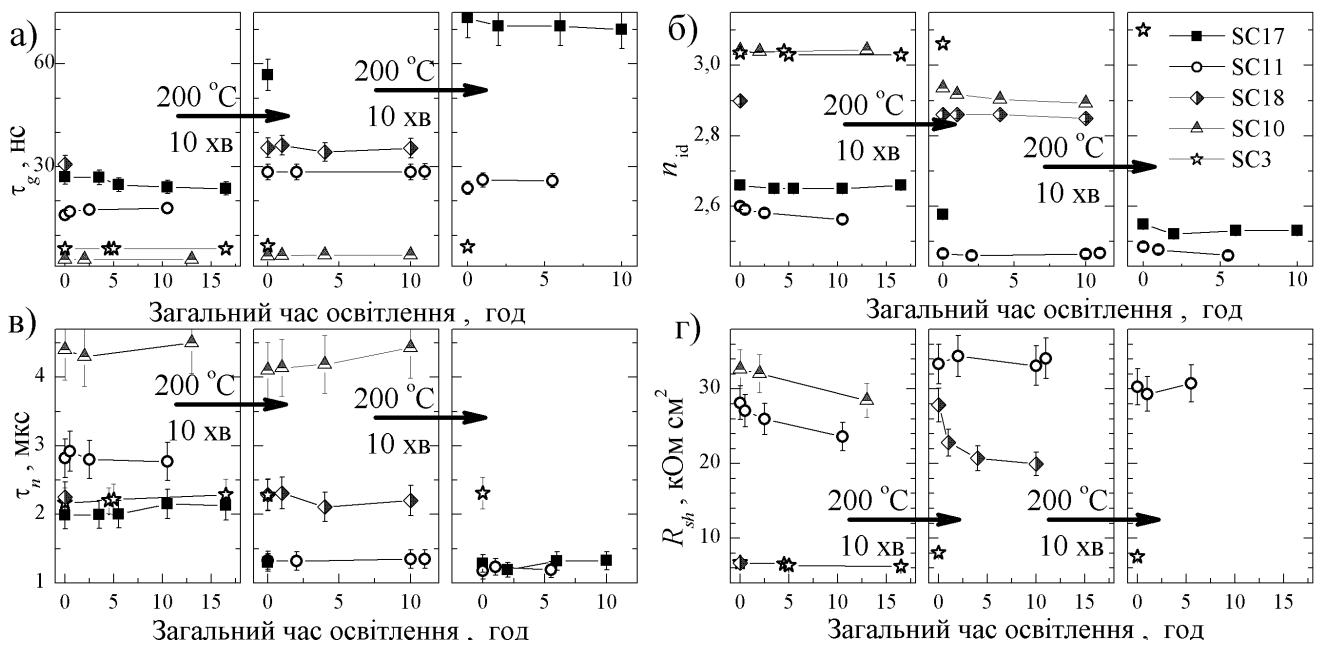
параметрів КСЕ, викликаних освітленням. Для оцінки величини необоротних змін, також проведено вимірювання ВАХ та визначення параметрів через 48 год після освітлення. Після того, як сумарний час інтенсивного освітлення досягав величини порядку 15 год, проводився відпал зразків у темряві при температурі 200 °C тривалістю 10 хв, та визначення параметрів при кімнатній температурі. Цикли освітлення–відпал повторювалися декілька разів.

Інтенсивне освітлення призводить до перетворення ВО дефектів, що, в свою чергу, викликає суттєве (до 10 % від вихідного значення) зменшення часу життя неосновних носіїв [253, 254]. При кімнатній температурі ці зміни є залишковими, ВО дефекти не повертаються до вихідної конфігурації. Проте 10–хвилинний відпал при 200 °C відновлює рекомбінаційні параметри кристалу, причому якщо відпал відбувався у темряві, то дефекти повертаються до початкової конфігурації і знову можуть деградувати під дією світла [254, 275, 329].

Отже, якщо якийсь із параметрів ( $\tau_g$ ,  $\tau_n$ ,  $n_{id}$  чи  $R_{sh}$ ) визначається ВО дефектами, то внаслідок выбраної експериментальної процедури мають спостерігатися його необоротні зміни після інтенсивного освітлення і відновлення величини після відпалу. У випадку, коли в дослідженнях КСЕ конфігурація ВО дефектів одразу відповідала деградованому стану, то описані в попередньому речення перетворення мають спостерігатися після першого відпалу. На рис. 2.16 показані стаціонарні значення параметрів зразків після освітлень та відпалів. Як видно з наведених даних, для різних зразків були використані різноманітні режими. Проте у будь-якому випадку, освітлення не змінює ні  $\tau_g$ , ні  $\tau_n$ , ні  $n_{id}$  як до відпалу так і після. Отже, можна виключити вплив комплексів, які містять бор та кисень, на рекомбінаційні процеси як в ОПЗ, так і в базі діода.

У Si:B переважна кількість домішкових атомів заліза утворює пари з бором. Водночас пара  $Fe_iB_s$  достатньо легко дисоціює при освітленні, а звільнені таким чином міжвузлові атоми заліза викликають зменшення часу життя, яке залежить від рівня легування та концентрації надлишкових носіїв заряду [323]. Після припинення освітлення, в темряві, пари  $Fe_iB_s$  відновлюються, при цьому зменшення концентрації  $Fe_i$  має описуватися виразом [307, 330]

$$N_{Fe}(t) = (N_{Fe,0} - N_{Fe,eq}) \exp\left[-\frac{t}{\tau_{rep}}\right] + N_{Fe,eq}, \quad (2.29)$$



**Рис. 2.16.** Залежності стаціонарних величин часу життя в ОПЗ (а), фактора неідеальності (б), часу життя в КНО (в) та опору шунтування (г) від повної тривалості високоінтенсивного освітлення та відпалу. Лінії наведено лише для зручності. Для зразка SC10 після першого відпалу значення  $R_{sh} > 10^{12}$  Ом·см<sup>2</sup>

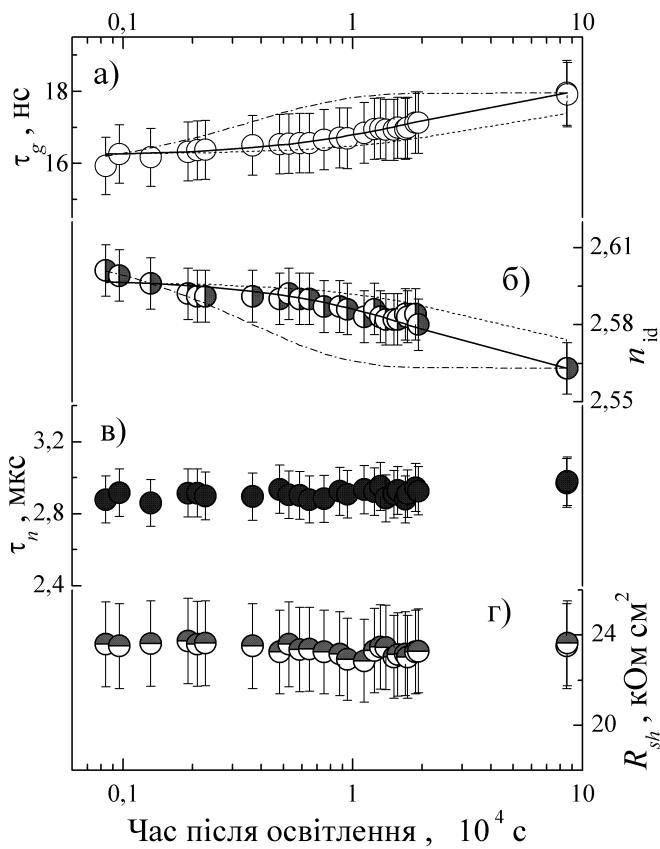
де  $N_{Fe,0}$  — концентрація міжузлових атомів безпосередньо після освітлення,  $N_{Fe,eq}$  — рівноважна концентрація, яка досягається після тривалого перебування кристалу у темряві. При цьому характерний час утворення пари  $\tau_{rep}$  залежить як від температури, так і від рівня легування:

$$\tau_{rep} = 770 \cdot p_p^{-2/3} \exp\left(\frac{E_{D,Fe}}{kT}\right), \quad (2.30)$$

де  $E_{D,Fe} = 0,68$  еВ — енергія активації дифузії  $Fe_i$ .

Типова релаксаційна залежність зміни параметрів КСЕ після інтенсивного освітлення показана на рис. 2.17. Оскільки  $\tau_n$  не змінюється після освітлення (рис. 2.17,в), то можна зробити висновок, що пари  $Fe_iB_s$  суттєво не впливають на час життя в КНО.

З іншого боку, виявлено збільшення  $n_{id}$  ( $\sim 0,03$ ) та зменшення  $\tau_g$  ( $\sim 10\%$ ) безпосередньо після освітлення — рис. 2.17,а та рис. 2.17,б. У темряві ці зміни поступово зникають. Для апроксимації кінетики  $\tau_g$  та  $n_{id}$  були застосовані вирази, подібні (2.29). При використанні величини  $\tau_{rep} = [1,3 \cdot 10^{-3} (1,4 \times 10^{15})^{2/3} \exp(-\frac{0,68}{295k})]^{-1} = 2,53 \cdot 10^4$  с, апроксимуюча



**Рис. 2.17.** Залежність часу життя в ОПЗ (а), фактора неідеальності (б), часу життя в КНО (в) та опору шунтування (г) від часу, що пройшов після припинення освітлення. Зразок SC11,  $T = 295$  К. Точки — результати вимірювань, лінії — апроксимація з використанням формул (2.29) та (2.30) і  $E_{D,Fe} = 0,63$  еВ (штрих–пунктирна лінія), 0,68 еВ (суцільна лінія) та 0,73 еВ (штрихова лінія)

крива достатньо добре збігається з експериментальними даними (суцільні лінії на рис. 2.17, а та б). Водночас застосування іншої величини для  $E_{D,Fe}$  викликає суттєві відмінності між розрахованими та вимірюваними величинами (штриховані лінії на цьому ж рисунку). Отримані результати свідчать на користь того, що пара залізо–бор впливає на рекомбінацію в ОПЗ. Заряд пари в основному стані дорівнює «+1», а отже у CDLR процесах вона має відігравати роль донора. З одного боку, пара  $Fe_iB_s$  є непоганим кандидатом на роль ААД: бор є домішкою заміщення з іонним радіусом, який менший ніж для Si ( $\Delta\Omega_d(B_s) < 0$ ), тоді як для міжвузвального заліза  $\Delta\Omega_d(Fe_i) > 0$ . Крім того, в літературі [82, 154] описані ефекти впливу УЗН на цей дефект. Проте з іншого боку, ППЗ електронів та дірок для  $Fe_i$  та  $Fe_iB_s$  відрізняються досить суттєво, в 1,7 та 0,04 рази, відповідно [307]. А оскільки,  $\tau_g$  змінюється під дією світла незначним чином (приблизно

на 10 %, що навіть менше ніж в умовах УЗН), то це свідчить про неосновну роль пари як у рекомбінаційних процесах в ОПЗ, так і в АДВ у цій області.

Отже, можна зробити висновок, що рекомбінація як в ОПЗ, так і в КНО відбувається, переважно, завдяки кисневмісним преципітатам (КП). За свою будовою це скупчення  $\text{SiO}_x$  ( $1 \leq x \leq 2$ ), які утворюються всередині кристалу кремнію при підвищених температурах. Розмір цих утворень коливається від декількох десятків до декількох сотень ангстрем залежно від режиму обробки. При їхньому утворенні у загалом бездислокаційному Cz–Si виникають лінійні дефекти та дефекти пакування [331, 332]. Наявність КП суттєво впливає на час життя носіїв: наприклад, у кристалах із високою концентрацією преципітатів довжина дифузії неосновних носіїв може зменшуватись до декількох мікрон [331]. Водночас КП виконують роль гетерів для неконтрольованих домішкових атомів металів [333, 334], що збільшує вихід придатної мікроелектронної продукції. Проте за наявності надмірної кількості КП та супроводжуючих їхню появу дислокації спостерігається зменшення механічної міцності Cz–Si [334].

У досліджених зразках утворення певної кількості цих дефектів та зменшення  $\tau_n$  могло відбутися під час відпалу, який застосовувався для переведення імплантованих іонів фосфору у електрично–активний стан. Подібні процеси відомі з літератури. Наприклад, у роботі [335] показано, що відпал при  $750\text{--}850^\circ\text{C}$  може викликати збільшення концентрації КП та зменшення часу життя.

З погляду моделі CDLR це також цілком придатні об'єкти. Дійсно, згідно з результатами, представленими в [326, 327], рекомбінацію на  $\text{SiO}_x$  не можна пояснити використовуючи наближення одного дефекту, якому відповідає два рівні у забороненій зоні, необхідно розглядати щонайменше два незалежних дефекти. Цим дефектам відповідають рівні  $E_v + 0.22$  еВ та  $E_c - 0.08$  еВ, причому для них  $\sigma_n/\sigma_p = 157$  та  $\sigma_p/\sigma_n = 1200$  [327]. Тобто ці дефекти цілком можуть виконувати роль донора та акцептора в моделі CDLR. Як вже згадувалось, очікується, що процеси CDLR відбуваються переважно в околі лінійних дефектів [302, 303]. Водночас в літературі [307, 326, 327] показано, що дислокації та дефекти пакування, які оточують КП, можуть змінювати ППЗ та збільшувати концентрації двох вищезазначених дефектів, проте не викликають появу нових рівнів у забороненій зоні.

У літературі [307] також показано, що ефективний коефіцієнт захоплення носіїв кисневмісними преципітатами збільшується в декілька разів за умов перебування дефекту в полі механічних напруг. У нашому випадку додатковим джерелом подібних напруг, поряд з оточуючими КП дислокаціями та дефектами пакування, є УЗ і тому зменшення часу життя носіїв може бути пов'язаний і з цим механізмом також. Скупчення SiO<sub>x</sub> зазвичай нерівномірно розподілені по площі пластини Cz–Si [285] або сонячних елементів [284], що пояснює виявлений розкид параметрів зразків. Нарешті, стан КП залежить від обробки кристалу при підвищенні температурі. У досліджених структурах відпал, на відміну від освітлення, викликає певні зміни параметрів (рис.2.16). Виявлені зростання  $\tau_g$  і  $R_{sh}$  та спад  $\tau_n$  і  $n_{id}$ , на нашу думку, зумовлені саме модифікацією КП.

З іншого боку, дефекти різного типу зустрічаються в кремнієвих структурах одночасно. Наприклад, у роботі [336] показано, що значна частина експериментальних особливостей зміни часу життя внаслідок утворення ВО–дефектів може бути пояснена наявністю пар Fe<sub>i</sub>B<sub>s</sub>. А саме, визначальними для величини  $\tau_n$  є комплекси, що містять бор та кисень, проте наявність домішкового заліза впливає на процеси визначення параметрів кристалу. Подібна супутникова роль пар Fe<sub>i</sub>B<sub>s</sub> спостерігається і в нашему випадку.

Отже, на підставі зазначених даних, можна зробити висновок, що дефектами, які приймають участь як у рекомбінаційних процесах, так і у акусто–дефектній взаємодії є, переважно, кисневмісні преципітати. Крім того, певний внесок у ці процеси пов'язаний з парами Fe<sub>i</sub>B<sub>s</sub>.

#### 2.4.2. Ідентифікація дефектів, розташованих в області просторового заряду

Маючи на меті точнішу ідентифікацію дефектів, розташованих поблизу  $p-n$ –переходу, проведено визначення енергетичного розташування відповідних рівнів. Параметри ГР визначалися згідно з методикою, запропонованою в [337]. Вона базується на вивченні диференційного показника нахилу ВАХ  $\zeta$ :

$$\zeta = \frac{qI}{kT} \left( \frac{\partial I}{\partial V} \right)^{-1}. \quad (2.31)$$

Кількість максимумів на залежності  $\partial\zeta/\partial V = f(V)$  має відповідати кількості різних типів глибоких рівнів у забороненій зоні напівпровідника, які ефективно приймають участь у рекомбінації носіїв заряду. При цьому енергія термічної активації  $i$ -го ГР ( $E_c - E_{t,i}$ ) визначається абсцизою відповідного максимуму  $V_{0,i}$ :

$$E_c - E_{t,i} \approx \frac{E_g - qV_{0,i}}{2}. \quad (2.32)$$

Формула (2.32) справедлива з точністю до систематичної похибки  $\delta_{Et}$ , що залежить від матеріалу і властивостей ГР. Наприклад, для рівнів, розташованих у верхній половині забороненої зони вона визначається виразом  $\delta_{Et} = \frac{kT}{2} \ln \left( \frac{c_n N_c}{c_p N_V} \right)$  (де  $c_n$  та  $c_p$  – усереднені по всім станам центра коефіцієнти захоплення електрона та дірки, відповідно). Проведені оцінки показали, що для кремнію при  $c_n/c_p = 10$  та кімнатній температурі  $\delta_{Et} \approx 0,02$  еВ. Амплітуда кожного з максимумів визначається внеском у рекомбінацію відповідного центру [337].

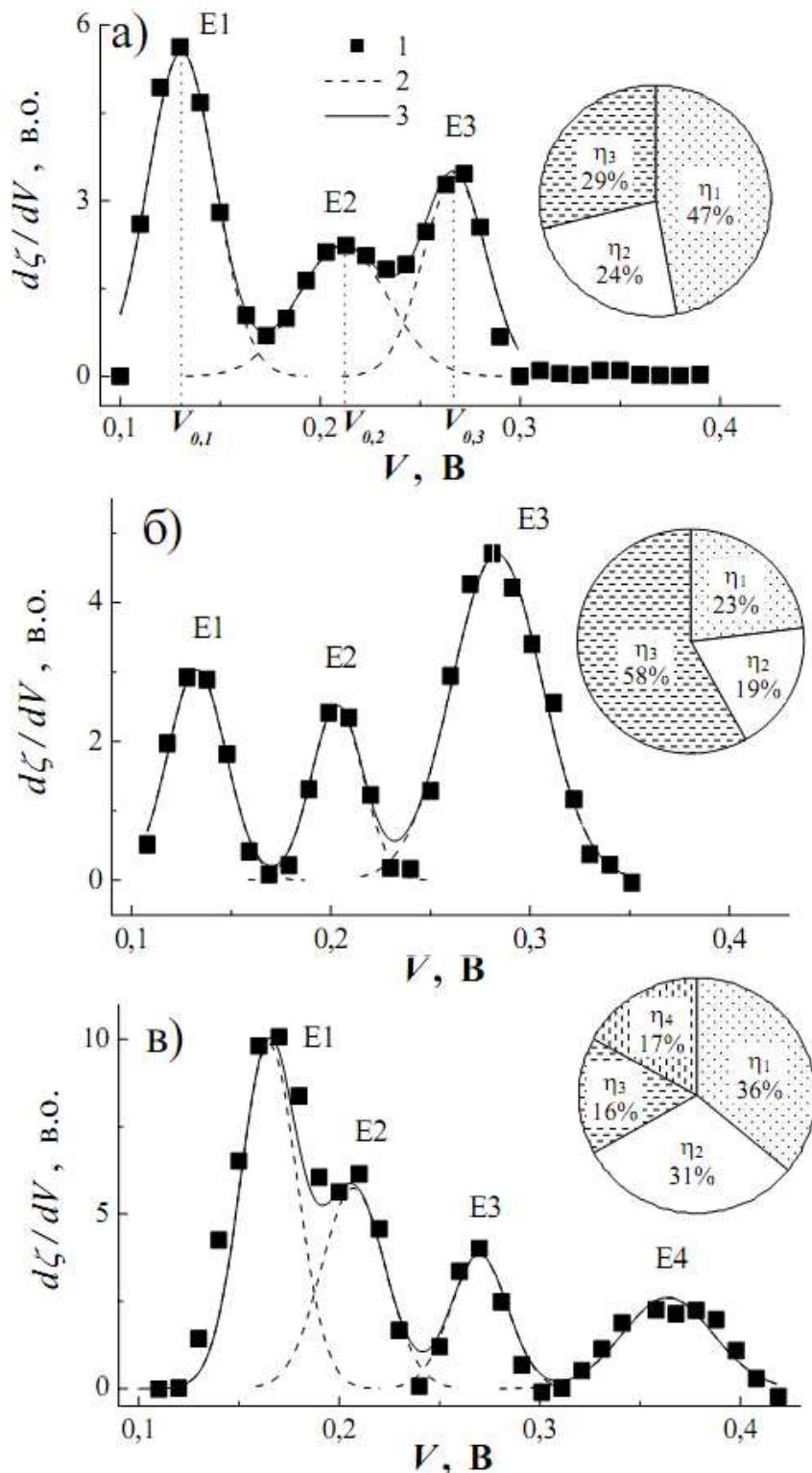
У роботі використана наступна процедура. Вимірювання ВАХ коректувалася з врахуванням величини опору шунтування і на її основі будувалася залежність  $\partial\zeta/\partial V = f(V)$ . Після цього проводилася апроксимація отриманої залежності сумою гаусових кривих, кількість яких визначалась числом максимумів. Використовуючи знайдені таким чином  $V_{0,i}$ , за допомогою формули (2.32) були розраховані значення  $E_c - E_{t,i}$  для кожного ГР. При цьому також проводилася оцінка відносного внеску  $\eta_i$  кожного з максимумів у загальну площину

$$\eta_i = \frac{S_i}{S_\Sigma}, \quad (2.33)$$

де  $S_i$  – площа під гаусіаною, яка описує  $i$ -ий максимум,  $S_\Sigma$  – загальна площа під всією апроксимуючою кривою. Надалі величина  $\eta_i$  розглядалась як показник питомого внеску у загальну рекомбінацію кожного з ГР.

Для досліджень використовувалися зразки, вирізані з різних частини пластини – SC11A та SC3, рис. 2.1. Подібний вибір викликаний тим, що розподіл дефектів по площі напівпровідникової пластини неоднорідний і, відповідно, можна очікувати певну відмінність у впливі УЗ.

На рис. 2.18,а наведена виявлена залежність  $\partial\zeta/\partial V$  для зразка SC11A. На ній спостерігається три максимуми, що, згідно з [337], свідчить про наявність



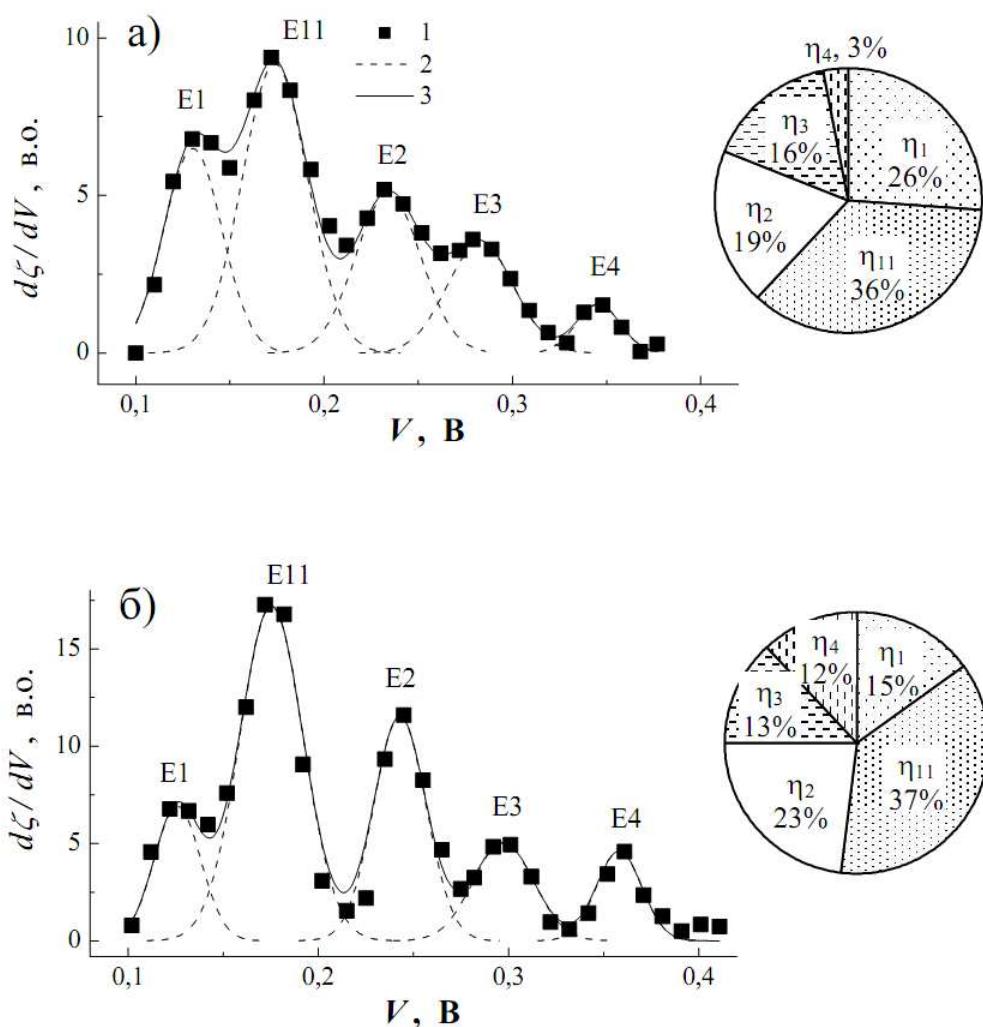
**Рис. 2.18.** Польова залежність похідної диференційного показника нахилу ВАХ за відсутності УЗН (а) та при УЗН ( $U-L26t$ ,  $W_{US} = 0,1 \text{ Bt/cm}^2$  та  $U-L4t$ ,  $W_{US} = 0,25 \text{ Bt/cm}^2$  для б та в, відповідно). 1 — точки, отримані після диференціювання експериментальних ВАХ, 2 — гаусіани, якими апроксимувалися максимуми, 3 — сума всіх гаусіан. Зразок SC11A. Справа біля кривих наведено діаграми відносних внесків  $\eta_i$  кожного з максимумів у загальну криву

Таблиця 2.5

Отримані значення енергій активації ГР та літературні дані

Отримані результати					Літературні дані		
Рівень	SC11A		SC3		$E_c - E_t$ , eВ	Тип дефекту	Джерело
	без УЗ	УЗН	без УЗ	УЗН			
	$(E_c - E_t), \pm 0,01$ eВ						
E1	0,48	0,47	0,48	0,48	0,475 0,50–0,52	COV <sub>2</sub> дисл.	[338] [339–341]
E11	—	—	0,46	0,46	0,46 0,46 0,46	V <sub>3</sub> V <sub>2</sub> O V <sub>3</sub> O	[342, 343] [344] [343]
E2	0,44	0,425	0,43	0,42	0,42–0,46 0,43 0,43–0,44 0,43 0,45 0,43–0,44	VP <sub>s</sub> дисл. V <sub>2</sub> Fe <sub>i</sub> B <sub>s</sub> <sup>orth</sup> Fe <sub>i</sub> O <sub>i</sub> Si <sub>i</sub>	[345–348] [332] [344, 349] [350, 351] [352] [345, 353]
E3	0,40	0,40	0,40	0,39	0,41 0,41–0,43 0,39	BO <sub>SRC</sub> SiO <sub>x</sub> V	[252–254, 354] [332, 355, 356] [357]
E4	—	0,37	0,37	0,355	0,36–0,38 0,37 0,34–0,36 0,34 0,37–0,39 0,36; 0,39	BO <sub>FRC</sub> B <sub>i</sub> V <sub>3</sub> V <sub>3</sub> O дисл. Si <sub>i</sub>	[254, 358] [338] [342, 343] [343] [331, 341, 359–361] [353, 357]

трьох типів рівнів, що визначають генераційно–рекомбінаційні процеси під час проходження струму. Ці рівні надалі позначені Е1, Е2 та Е3. Абсциси максимумів дорівнюють, відповідно, 0,14, 0,21 та 0,28 В. Розрахунок за формулою (2.32) показав, що  $E_c - E_{t,i}$  для рівнів Е1, Е2 та Е3 становить величини  $(0,48 \pm 0,01)$ ,  $(0,44 \pm 0,01)$  та  $0,40 \pm 0,01$  eВ, відповідно – див. табл. 2.5. З наведеної на рис. 2.18,а діаграми видно, що за відсутності УЗН максимальний внесок у рекомбінацію пов'язаний з найглибшим рівнем.



**Рис. 2.19.** Польова залежність похідної диференційного показника нахилу ВАХ без УЗН (а) та при УЗН ( $U-L4t$ ,  $W_{US} = 0,60 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , б). 1 – точки, отримані після диференціювання експериментальних ВАХ, 2 – гаусіани, якими апроксимувалися максимуми, 3 – сума всіх гаусіан. Зразок SC3. Справа наведено діаграми відносних внесків  $\eta_i$  кожного з максимумів у загальну криву

Під час УЗН картина максимумів змінюється – див. рис. 2.18,б та рис. 2.18,в. А саме, змінюються співвідношення площ під максимумами (внески в рекомбінацію різних ГР), відбувається незначний зсув положення максимумів (zmіна енергії активації ГР), змінюється кількість максимумів (проявляється новий ГР). Зокрема, при  $U-L4t$  та  $U-L8t$  виникає сигнал ще від одного ГР, позначеного  $E4$ , для якого  $E_c - E_{t,i} = (0,37 \pm 0,01) \text{ еВ}$ . Більш детально AI зміни розглянуті в наступному пункті.

Результати, отримані для SC3, наведено на рис. 2.19 та в табл. 2.5. Видно, що в цьому випадку картина складніша, ніж для SC11A: навіть без УЗН

спостерігаються максимум Е4 та ще один максимум, позначений Е11 та пов'язаний з рівнем  $E_c - E_{t,i} = (0,46 \pm 0,01)$  еВ. Характер АІ змін для SC3, загалом, збігається з виявленими ефектами в SC11A.

Загалом в літературі відомо чимало дефектів у кристалах кремнію, енергетичні рівні яких знаходяться на відстані  $0,35 \div 0,50$  еВ від дна зони провідності. Відомі значення енергій активації та відповідні конфігурації дефектів наведено в правій частині табл. 2.5. Спираючись на отримані величини  $E_c - E_t$ , технологію виготовлення зразків та літературні дані, проаналізуємо, які саме дефекти можуть бути співставлені рівням Е1–Е4.

Досліжені структури містять несиметричний  $n^+ - p$  перехід і ОПЗ розташована практично повністю в області з дірковою провідністю. Отже, переважно рекомбінація буде відбуватися за участю тих центрів, які мають донорний характер. Як вже згадувалося, легування  $n$ -шару здійснювалось шляхом іонної імплантації фосфору. В таких структурах, як в  $n$ -, так і в  $p$ -областях, може часто зустрічатися так званий Е-центр, тобто комплекс вакансії та заміщаючого атома фосфору  $VP_s$ . Цьому дефекту відповідає рівень із енергетичним положенням  $E_t = E_c - (0,42 \div 0,46)$  еВ [345–348], що близько до параметрів центру Е2. Проте відомо [346, 348], що рівень є акцепторним, йому відповідає зарядовий стан  $(-/0)$  і він є рекомбінаційно–активним переважно в  $n$ -Si. Відтак, поява рівня Е2 не пов'язана з Е-центром. Після імплантациї та відпалу атоми фосфору не зустрічаються у складі міжузлових комплексів [362] і тому подібні дефекти ми також виключимо з розгляду.

Іншими типовими дефектами, які виникають внаслідок опромінення, є різноманітні вакансійні комплекси. Наприклад, енергія активації рівня Е1 (0,48 еВ) достатньо близька до положення рівня комплексу  $COV_2$  ( $E_t = E_c - 0,475$  еВ [338]). Проте центр спостерігався в  $n$ -Si, опроміненому електронами або  $\gamma$ -квантами [338] і тому його поява у неопромінених структурах малоймовірна.

За своїм енергетичним положенням у верхній частині забороненої зони рівні дивакансії  $(-/0)$   $E_c - (0,43 \div 0,44)$  еВ [344, 349], вакансії  $(2 - / -)$   $E_c - 0,39$  еВ [357], тривакансії  $(2 - / -)$   $E_c - (0,34 \div 0,36)$  еВ та  $(-/0)$   $E_c - 0,46$  еВ [342, 343] можуть відповідати центрам Е2, Е3, Е4 та Е11. Проте всі вони є акцепторними

(одно- чи двозарядними) і тому також не можуть проявлятися в наших експериментах. Подібна властивість, коли акцепторні рівні знаходяться у верхній половині  $E_g$ , а донорні — в нижній, характерна і для різноманітних мультивакансій  $V_n$  ( $n > 3$ ) [363].

Утворені після імплантациї фосфору вакансії є достатньо рухливими і в Cz–Si утворюють (особливо після відпалу) комплекси з киснем [364]. Глибина залягання рівня E4 близька до розташування стану  $V_3O$  ( $2 - / -$ ) (0,34 eВ нижче дна зона провідності [343]), а рівня E11 — до станів  $V_3O$  ( $- / 0$ ) ( $E_c - 0,46$  eВ [343]) та  $V_2O$  ( $2 - / -$ ) ( $E_c - 0,46$  eВ [344]). Проте ці рівні також акцепторні. Отже, участь комплексів, пов’язаних з вакансіями, в утворенні піків на залежності  $\partial\zeta/\partial V$ , зв’язаних з рівнями E1–E4 може бути виключена.

При іонній імплантациї кремнію, легованого бором, утворюється значна кількість власних міжвузлових дефектів та  $B_i$ . Положення рівня міжвузлового бору  $E_c - 0,37$  eВ [365] близьке до енергії активації E4. З  $Si_i$  пов’язують декілька рівнів:  $E_c - 0,36$  eВ [357],  $E_c - 0,39$  eВ [353, 357],  $E_c - 0,43$  eВ [353] та  $E_c - 0,44$  eВ [345], характеристики яких близькі до енергій активацій E2 та E4. Зауважимо, що перший з рівнів відповідає нестабільній за нормальніх умов конфігурації і спостерігається лише при низьких температурах після опромінення [357].

Раніше, у пункті 2.4.1, вже згадувалося, що типовими порушеннями в Cz–Si:B є ВО дефекти, кисневмісні преципітати та домішки заліза. До речі, утворення КП також супроводжується емісією  $Si_i$  [366]:



З самими КП пов’язують рівні, розташовані на відстані 0,41–0,43 eВ від дна зони провідності [332, 355, 356], що, враховуючи  $\delta_{Et}$ , достатньо близько до енергії активації E3. Подібне розташування ( $E_t = E_c - 0,41$  eВ [252–254, 354, 367]) характерне і для ВО–дефекту. Як відомо, ці центри утворюються внаслідок інжекції носіїв, їх конфігурація визначена не точно, зокрема в літературі пропонується, що це можуть бути комплекси  $B_iB_sO_i$ ,  $B_sSi_i$  [253] або  $B_iO_{3i}$  [367]. Проте серед ВО виділяють дефекти, що утворюються швидко (FRC, fast-formed recombination center) та повільно (SRC, slow-formed recombination center). Зазначений рівень відносять до SRC–форми, тоді як  $BO_{FRC}$  характеризується рівнем

$E_c = (0,36 \div 0,38)$  eВ [254, 358], який також потрапляє у діапазон, що нас цікавить (рівень E4).

При утворенні КП, окрім власних міжвузлових атомів, для зняття механічних напруг також утворюються дислокації та дефекти пакування. Серед останніх виділяють так звані OSFR–дефекти (oxidization induced stacking-faults ring), оточені кільцевими частковими дислокаціями [334, 368]. З дислокаціями в кремнії пов’язують цілий ряд енергетичних рівнів, зокрема  $E_c = (0,37 \div 0,39)$  eВ [331, 341, 359–361],  $E_c = 0,43$  eВ [332, 359]  $E_c = (0,50 \div 0,52)$  eВ [339–341], близькі до положення E4, E2 та E1, відповідно.

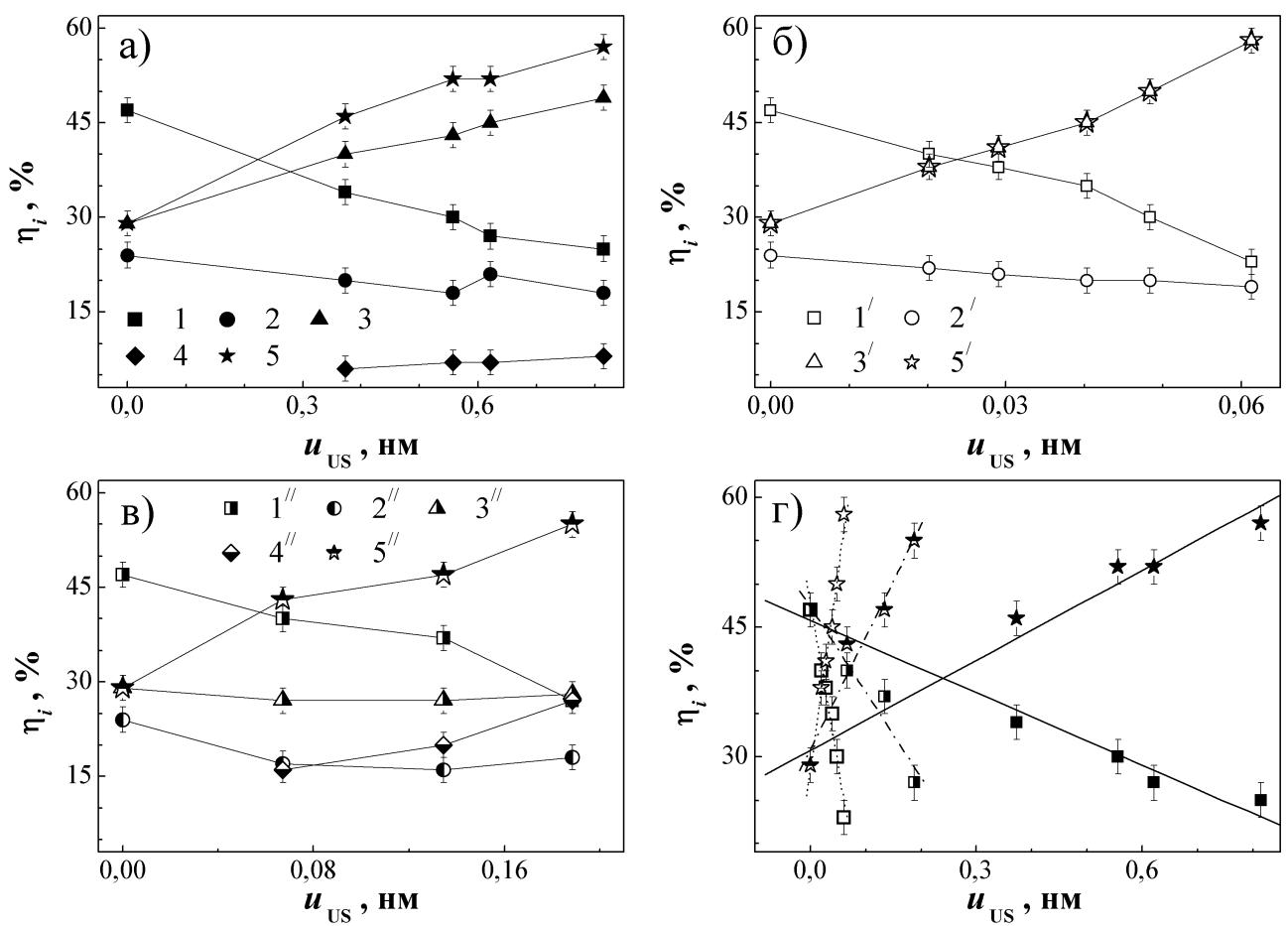
Щодо рівнів, пов’язаних із дефектами, які містять залізо, то у діапазоні енергій, який розглядається, знаходяться рівні комплексом FeO  $E_c = 0,45$  eВ [352] та  $E_c = 0,43$  eВ, що співставляється з парою  $\text{Fe}_i\text{B}_s$ , що має ромбічну симетрію [350, 351]. Як видно з табл. 2.5, ці значення співмірні з енергією активації E2.

Отже, серед типових дефектів у кремнієвих структурах є декілька кандидатів, з якими можна пов’язати появу рівнів E1, E2, E3 та E4 та, фактично, жодного на роль E11. У наступному параграфі, спираючись на виявлені AI ефекти, це коло буде звужене (розширене).

#### 2.4.3. Зміна активності рекомбінаційних центрів у кремнієвих $p-n$ -структуратах при ультразвуковому навантаженні

Як вже зазначалося, в умовах УЗН залежність  $\partial\zeta/\partial V = f(V)$  змінювалась. Основні результати щодо впливу УЗН на рекомбінаційні рівні в SC11A та SC3 наведено на рис. 2.20 та рис. 2.21, відповідно. Узагальнюючи розглянуті результати зазначимо, що

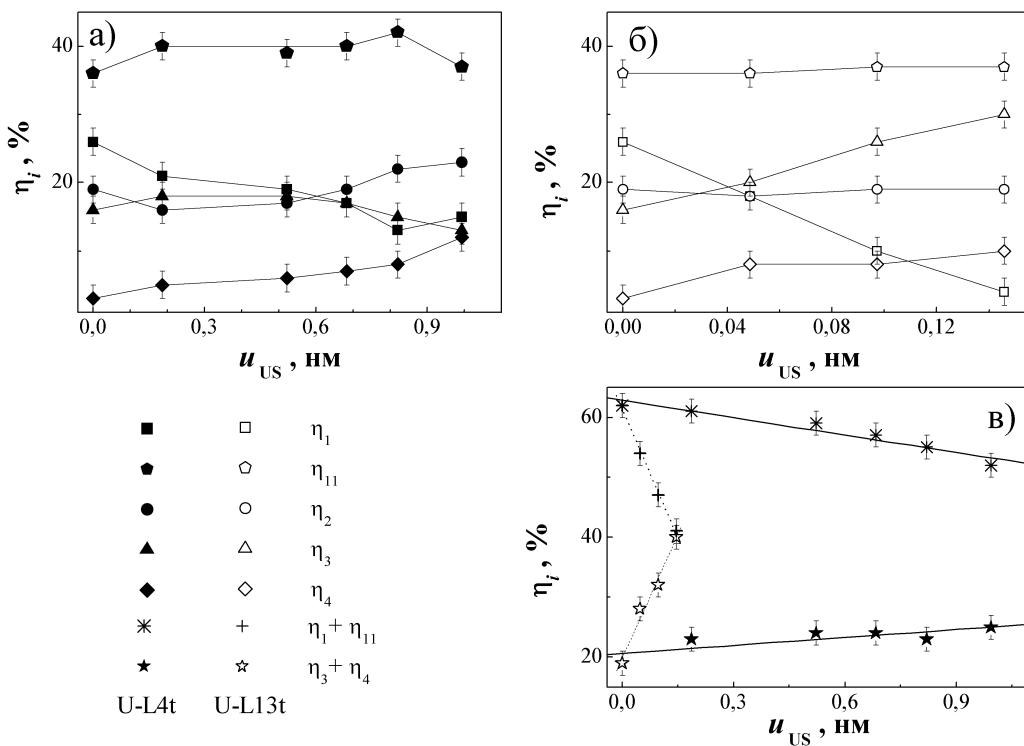
- зі збільшенням інтенсивності УЗ зростає роль у рекомбінаційних процесах рівнів, розташованих близче до зона провідності; зокрема збільшується внесок рівня E3 та зменшується внесок рівня E1, причому  $\eta_i \sim u_{\text{US}}$ ;
- AI зміни відбуваються ефективніше при підвищенні  $f_{\text{US}}$  (рис. 2.20,г та 2.21,в);
- при УЗН у зразку SC11A виникає сигнал від ще одного ГР (E4), тоді як в SC3 відповідний сигнал наявний і без пружних коливань; внесок цього рівня  $\eta_4$  збільшується зі зростанням  $u_{\text{US}}$ ;



**Рис. 2.20.** Залежність питомого внеску в загальну рекомбінацію рівнів E1 (криві 1, 1' та 1'', квадрати), E2 (криві 2, 2' та 2'', кола), E3 (криві 3, 3' та 3'', трикутники) та E4 (криві 4, та 4'', ромби), а також сумарного внеску E3 та E4 (криві 5, 5' та 5'', зірки) від амплітуди зміщень атомів при U-L4t (а, г, заповнені точки), U-L26t (б, г, порожні точки), U-L8t (в, г, напівзаповнені точки). Зразок SC11A. На а–в лінії наведені лише для зручності, на г — лінії результат лінійної апроксимації

г) спостерігається незначний, 0,010–0,015 eV, зсув положення рівнів більше до дна зони провідності; зауважимо що величина зсуву співмірна з похибкою визначення енергії активації і причиною виокремлення цього ефекту є лише постійність його знака для всіх зразків та режимів.

Зупинимось на причинах AI появі рівня E4. У випадку, коли цей рівень пов’язаний з міжвузловим атомом бору, можна запропонувати наступним механізмом цього ефекту. При УЗН може відбуватися звільнення власних міжвузлових атомів, захоплених дислокаційними петлями поблизу  $p-n$ -переходу (можливість існування значної кількості  $Si_i$  та дислокацій згадувалась у попередньому пункті); після цього  $Si_i$  дифундують в глибину  $p$ -області, де витісняють легуючі



**Рис. 2.21.** Залежність питомого внеску в загальну рекомбінацію рівнів E1 (квадрати), E11 (п'ятикутники), E2 (кола), E3 (трикутники) та E4 (ромби), а також сумарного внеску E1 та E11 (хрести) і E3 та E4 (зірки) від амплітуди зміщень атомів при U–L4t (а, в, заповнені точки) та U–L13t (б, в, порожні точки). Зразок SC3. На а–в лінії наведені лише для зручності, на г — лінії результат лінійної апроксимації

атоми В з вузлів за механізмом Воткінса. Проте а) при такому варіанті незрозумілим залишається зникнення сигналу від Е4 в SC11A після припинення УЗН (всі виявлені ефекти є оборотними); б)  $B_i$  є центром із від’ємною кореляційною енергією, його донорний рівень  $E_t = E_c - 0,13$  eВ [365] перебуває близче до  $E_c$ , тому ймовірність спостереження акцепторного рівня  $E_t = E_c - 0,37$  eВ у *p*-Si дуже мала; в)  $B_i$  відпалюється вже при температурах 240–250 K, перетворюючись на комплекс  $B_iO_i$  ( $E_c - 0,23$  eВ) [369]. Як наслідок, подібний механізм, як і те, що Е4 пов’язаний саме з  $B_i$ , видається малойmovірним.

Інший цікавий з погляду АДВ варіант появи Е4 полягає в тому, що в умовах УЗН відбувається перебудова ВО дефекту з однієї конфігурації в іншу:  $BO_{CRC} \rightarrow BO_{FRC}$ . Тобто і Е3, і Е4 відносяться до одного й того ж ВО дефекту у різних конфігураціях, УЗН викликає збільшення частки дефектів у стані  $BO_{FRC}$ ,

що призводить до появи відповідного максимуму (SC11A) або його підсилення (SC3). Те, що сигнал від Е4 присутній у SC3 і до УЗН свідчить просто про нерівномірність розподілу цих дефектів по пластині. Якщо Е3 та Е4 відповідають двом станам ВО, то доцільно розглядати суму  $\eta_3 + \eta_4$  як показник внеску цього дефекту в загальну рекомбінацію, що і зроблено на рисунках. Отримані залежності свідчать, що, загалом, внесок ВО комплексу в рекомбінацію при дії пружних коливань зростає. Як показано раніше (підрозділ 2.3), найочікуванішими акустоактивними є системи, складові якої характеризуються різним знаком надлишкового об'єму. Загалом конфігурації ВО, що містять заміщаючий атом бору ( $B_iB_sO_i$  та  $B_sSi_i$ ) задовольняють цій умові. Дійсно, оскільки ковалентний радіус бору дорівнює  $0,8 \text{ \AA}$ , а кремнію –  $1,18 \text{ \AA}$ , то  $\Delta\Omega_d(B_s) < 0$ , тоді як для міжузлових компонент  $\Delta\Omega_d > 0$ .

На жаль, від такої стрункої картини доведеться також відмовитися. По–перше, з недавнього часу в літературі наводяться докази того, що не існує двох різних конфігурацій (двох різних дефектів) FRC та SRC [329, 358, 367, 370], а отже AI перехід  $BO_{SRC} \rightarrow BO_{FRC}$  неможливий. По–друге, згідно з результатами, наведеними в пункті 2.4.1, у досліджуваних зразках ВО центри не впливають на рекомбінацію, а відтак ні Е3, ні Е4 з ВО дефектами не зв'язані.

На погляд автора, правильна картина AI появи Е4 наступна. Відомо, що на периферійних ділянках напівпровідникових пластин концентрація дефектів вища, ніж для центральних. У нашому випадку про це, зокрема, свідчить менше значення опору шунтування ( $\sim 2 \cdot 10^3 \text{ Ом}$  при кімнатній температурі) порівняно з SC11A ( $\sim 2 \cdot 10^4 \text{ Ом}$ ). У досліджуваних структурах опір шунтування визначається дислокаціями, які перпендикулярні до площини  $p-n$ –переходу, причому в умовах УЗН їхня рекомбінаційна активність зростає ( $R_{sh}$  зменшується) – детально це описано в пункті 2.5.4. Якщо припустити, що Е4 зв'язаний з дислокаціями (табл. 2.5), яких більше в SC3, то зрозумілим стає наявність відповідного максимуму в цьому зразку без УЗН і зростання  $\eta_4$  при УЗН.

Щодо рівня Е3 (для якого  $\eta_3$  також збільшується при поширенні АХ), то він має бути пов'язаний з КП  $SiO_x$ . Дійсно, згідно з результатами, представленими в 2.2.3 та 2.4.1, саме кисневмісні преципітати наявні в досліджених структурах і підвищують свою рекомбінаційну активність під дією УЗ.

Повертаючись до співставлень виявлених рівнів із конкретними дефектами зауважимо, що Е1 може бути пов'язаний з OSFR та відповідними частковими дислокаціями. Відомо, що при захопленні дислокаціями домішок, їхня рекомбінаційна активність збільшується у декілька разів [341,371]. При УЗН відбувається часткове звільнення цих захоплених атомів, що і викликає зменшення  $\eta_1$ . Крім того, в літературі описано уширення лінії дислокаційної люмінесценції внаслідок захоплення домішки [359]. Більш висока концентрація домішок в SC3, у тому числі і захоплених на дислокаційні петлі, на нашу думку і викликає наявність у діапазоні  $E_c = (0,46 \div 0,48)$  еВ двох рівнів (Е1 та Е11), внесок яких в рекомбінацію суттєво вищий, ніж в SC11A – рис. 2.18 та 2.19. Відтак, внесок цих рівнів у рекомбінацію також можна розглядати разом ( $\eta_1 + \eta_{11}$ , рис. 2.21).

У пункті 2.4.1 показано, що в ОПЗ також присутні домішкові атоми заліза. Саме з ними і пов'язаний рівень Е2. Вибираючи між  $\text{Fe}_i\text{B}_s$  та  $\text{Fe}_i\text{O}_i$  (див. табл. 2.5), врахуємо наступне. Звичайно, найчастіше як рекомбінаційний центр розглядають пару залізо–бор, проте в літературі показано, що в  $n^+ - p$  переходах активними можуть бути і інші залізовмісні пастки [324, 325]. Пара  $\text{Fe}_i\text{B}_s$  є бістабільною, може перебувати в двох конфігураціях, які відрізняються відстанню між компонентами комплексу та симетрією (тригональна або ромбічна). Рівень, із яким ми можемо пов'язати Е2, відповідає неосновному стану  $\text{Fe}_i\text{B}_s^{\text{orth}}$ , тобто концентрація дефектів саме в цій конфігурації за рівноважних умов має бути досить низькою. Нарешті, Е2 фактично не змінює свою рекомбінаційну активність в умовах УЗН.  $\Delta\Omega_d(\text{B}_s) < 0$ , то  $\Delta\Omega_d(\text{O}_i) > 0$ , тобто комплекс  $\text{Fe}_i\text{B}_s$  є потенційно акустоактивним центром, тоді як для  $\text{Fe}_i\text{O}_i$   $\Delta\Omega_d(\text{Fe}_i) \cdot \Delta\Omega_d(\text{O}_i) > 0$ . Отже, кращим кандидатом для Е2 виглядає комплекс  $\text{Fe}_i\text{O}_i$ .

Зауважимо, що зменшення енергії активації в кремнієвих структурах при УЗ навантаження спостерігалося і раніше як для центрів, пов'язаних із дислокаціями [219], так і з точковими дефектами [155]. Причому в останньому випадку автори пов'язували ефект зі зміщенням домішки з рівноважного положення під дією механічної напруги, яка виникає під час поширення УЗ.

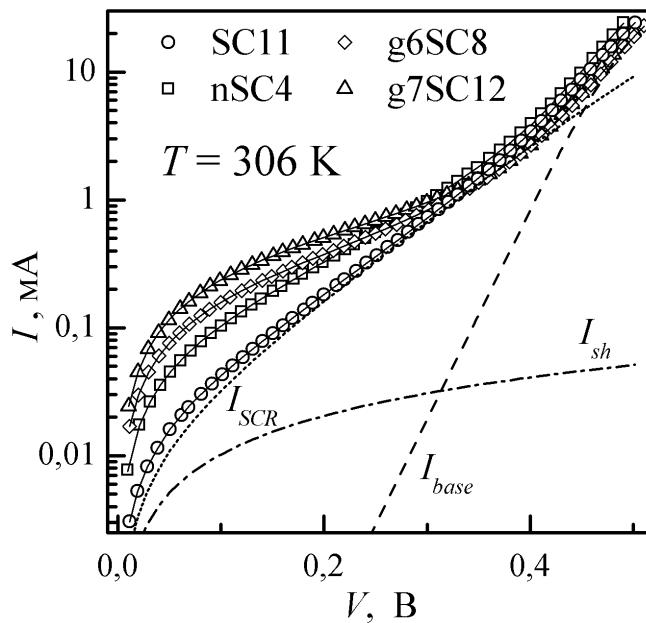
Наведені результати підтверджують практичну перспективність динамічного акустичного керування властивостями напівпровідників та характеристиками приладів на їхній основі. Необхідно зазначити, що нерівноважний стан

дефектів (в нашому випадку рекомбінаційних центрів), який виникає при появі нерівноважних носіїв заряду, є важливим фактором підвищення ефективності АДВ. Саме в такому випадку додаткова знакозмінна деформація УЗ стає ефективнішим засобом керування характеристиками приладу.

## **2.5. Особливості акусто–дефектної взаємодії в опромінених кремнієвих структурах із $p-n$ –переходом**

У цьому підрозділі викладено результати дослідження впливу УЗН на параметри опромінених кристалічних КСЕ. Зрозуміло, що властивості таких структур визначаються, насамперед, дефектним складом. Ефективність АДВ залежить від структури дефектів [98] і далеко не всі дефекти кристалічної структури кремнію є акустоактивними і здатні змінювати свою конфігурацію при УЗН. Одним із найбільш поширених та вивчених способів зміни дефектної підсистеми напівпровідників є опромінення [372, 373]. Розглядаючи його наслідки з погляду АДВ, необхідно зауважити, що, з одного боку, виявлено [16, 112, 119, 120] здатність високоінтенсивної УЗО необоротнім чином змінювати властивості опромінених кремнієвих структур. Ефект зумовлений АІ відпалом РД, насамперед точкових. З іншого боку, опромінення може бути причиною появи оборотних АІ явищ [114, 148], які зумовлені формуванням акустоактивних РД. На жаль, експериментальному дослідженням акусто–керованих ефектів у опромінених кремнієвих структурах присвячено небагато робіт. Представлені результати доповнюють картину АДВ у подібних системах. Зокрема проведено порівняння АІ ефектів, які виникають при використанні опромінення різного типу (нейтронів та  $\gamma$ –квантів). Оскільки наслідки опромінення кремнію вивчені достатньо добре, то вдалося вирізнати вплив УЗ на різні РД.

Зразки та деталі радіаційного впливу описані у підрозділі 2.1. Проводилось вимірювання ВАХ зразків у темряві при УЗН та без нього, а також визначення параметрів КСЕ. Загалом процедура, за винятком об'єкту безпосереднього експериментального дослідження, збігалася із описаною у пункті 2.2.1. Відмінності мали місце лише при отриманні результатів, наведених у пункті 2.5.5, але



**Рис. 2.22.** Темнові ВАХ, виміряні при 306 К без УЗН. Точки — експеримент, суцільні лінії — апроксимація за формулою (2.1). Штрихованою, пунктирною та штрих–пунктирною лініями показано розраховані складові повного струму, зумовлені рекомбінацією в КНО, в ОПЗ та шунтуванням, відповідно, для неопроміненого зразка

на його початку експериментальні деталі описані окремо. На рис. 2.22 наведено приклади вимірюваних кривих, які відображають зміну форми ВАХ внаслідок опромінення. Крім того, на рисунку за допомогою розривних ліній показано приклад розрахованих під час апроксимації внесків  $I_{SCR}$ ,  $I_{base}$  та  $I_{sh}$  (див. формулу (2.1)) у загальний струм. На цьому рисунку, як і надалі, проводиться порівняння результатів, отриманих для опромінених КСЕ, з даними для неопроміненого зразка SC11, параметри якого, зокрема величина опору шунтування, близькі до характеристик SC4, SC8, SC12. При вивчені AI ефектів у опромінених структурах використовувалися лише поперечні АХ, тому для порівняння наведено результати впливу на SC11 УЗН із таким самим типом хвиль.

### 2.5.1. Оцінка радіаційно–індукованого дефектоутворення

Радіаційне дефектоутворення у кристалах кремнію визначається рівнем та типом легування, концентрацією кисню та поглинутого дозою. У нашому випадку використовувалися зразки  $p\text{-Si}$  з концентрацією бору  $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , вирощені

Таблиця 2.6

Швидкості введення та концентрації дефектів у досліджених зразках

Дефект	$\vartheta_n^\Psi$ , см $^{-1}$ [374]	$\vartheta_\gamma^\Psi$ , см $^{-1}$ [375]	$\vartheta_\gamma^D$ , рад $^{-1}$ см $^{-3}$ [376]	$N_{t,RD}, 10^{11}$ см $^{-3}$		
				nSC4	g6SC8	g7SC12
$C_iO_i$	1.38	$4 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^5$	5,5	6	60
$V_2$	1,21		$3 \cdot 10^4$	4,8	0,3	3
$V_3$	0,37	—	—	1,5	—	—
$VO_i$	0,52	$4 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^5$	2	6–7	60–70

за методом Чохральського, зі значною концентрацією кисню,  $\sim 7 \times 10^{17}$  см $^{-3}$  та достатньо низькі дози опромінення. При цьому очікується [374, 377, 378], що при нейтронному опроміненні будуть виникати К–центрі (пара міжвузловий вуглець–міжвузловий кремній,  $C_iO_i$ ), вакансійні кластери  $V_n$  (дивакансії  $V_2$ , тривакансії  $V_3$ , ...) та А–центрі (пара вакансія–міжвузловий атом кисню,  $VO_i$ ). Водночас  $\gamma$ –промені мають викликати появу лише, переважно,  $C_iO_i$  та  $VO_i$  [374–376, 379]. Відомо, що концентрація РД  $N_{t,RD}$  лінійно залежить від дози (флюенсу) опромінення:

$$N_{t,RD} = \vartheta^D D = \vartheta^\Psi \Psi, \quad (2.34)$$

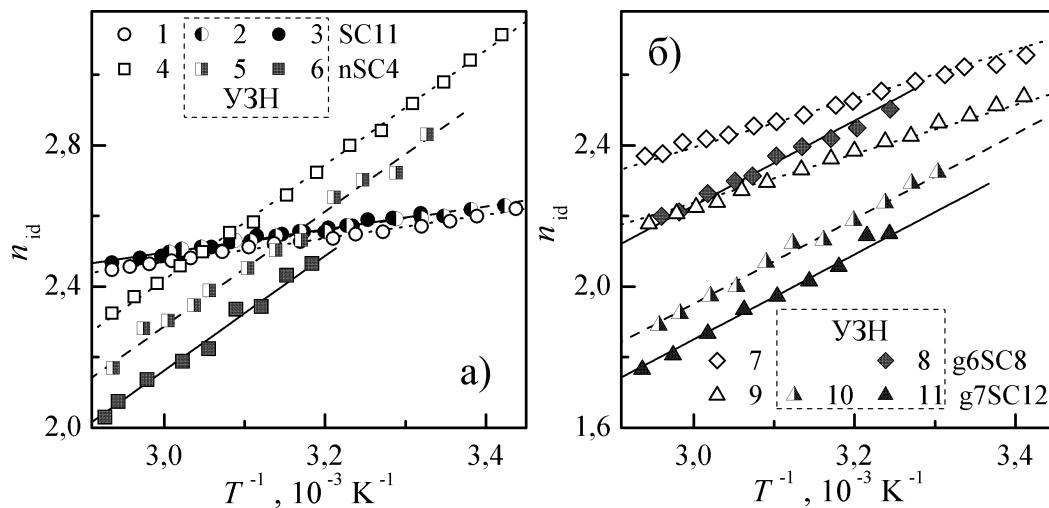
де  $\vartheta^D$  ( $\vartheta^\Psi$ ) – швидкість введення (генерації) дефектів. У табл. 2.6 наведено відомі з літератури значення темпів генерації при опроміненні нейtronами  $\vartheta_n$  та  $\gamma$ –квантами  $\vartheta_\gamma$ , а також очікувані значення  $N_{t,RD}$  для різних дефектів у досліджених зразках. У таблиці представлені дані лише для основних дефектів. Окрім них при  $\gamma$ – та нейтронному опроміненні кремнію можуть також утворюватися а)  $I_p$  центрі, пов’язані з міжвузловими атомами; б) бістабільні донори (BD-дефекти); в) пари міжвузловий бор–міжвузловий кремній ( $B_iO_i$ ); г) пари міжвузловий вуглець–заміщаючий вуглець ( $C_iC_s$ ). Проте утворення бістабільних донорів та  $I_p$  центрів характеризується порівняно малою швидкістю введення. Як показують результати робіт [378, 380], в nSC4 та g7SC12 очікувана концентрація BD дорівнює лише  $(1 \div 2) \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ . Практично повна відсутність пар  $B_iO_i$  зумовлена невисокою концентрацією легуючого бору [381]. Нарешті, відомо [375–377], що

формування комплексів  $C_iC_s$  пригнічується у кристалах з високою концентрацією кисню, зокрема вирощених за методом Чохральського. Крім того  $C_iC_s$  не є рекомбінаційно–активним центром [382], а наше дослідження, фактично, пов’язане з вивчення впливу УЗН на рекомбінаційні процеси. Відтак, у досліджених зразках впливом всіх цих дефектів можна знехтувати.

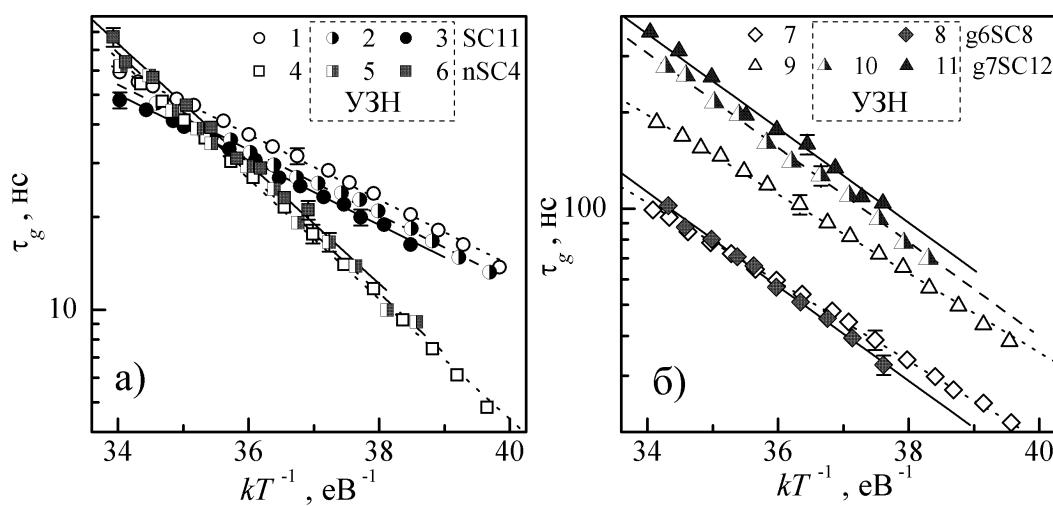
### 2.5.2. Область просторового заряду

Як вже згадувалося раніше,  $n_{id}$  та  $\tau_g$  є тими параметрами ВАХ, які відображають рекомбінаційні процеси в області просторового заряду. Отримані температурні залежності фактора неідеальності та часу життя в ОПЗ наведено на рис. 2.23 та рис. 2.24, відповідно.

З рисунків видно, що фактор неідеальності у опромінених структурах зі зменшенням температури зростає, для  $\tau_g$  спостерігається протилежна залежність. Загалом зміни  $n_{id}$  та  $\tau_g$  з температурою добре описуються, як і для



**Рис. 2.23.** Температурні залежності фактора неідеальності для неопроміненого (криві 1–3, кола), нейtronно–опроміненого (4–6, квадрати) та  $\gamma$ –опромінених (7–11, ромби та трикутники) зразків. Криві 1, 4, 7 та 9 (незаповнені точки) отримані без УЗН, криві 3 та 6 відповідають УЗН U–Tb3, 2, 5, 8, 10 та 11 – U–Ts2, U–Ts3, U–Tb2, U–Ts1 та U–Tb1, відповідно Точки – експеримент, лінії – результат апроксимації з використанням формули (2.8)



**Рис. 2.24.** Температурні залежності часу життя в ОПЗ. Позначення кривих збігаються з рис. 2.23. Точки — експеримент, лінії — результат апроксимації з використанням формули (2.7)

неопромінених зразків (див. параграф 2.2.3), формулами (2.8) та (2.7), відповідно. Результати відповідної апроксимації також наведені на рис. 2.23 та рис. 2.24, а визначені значення  $T_{id}$  and  $E_{\tau_g}$  — в табл. 2.7.

При аналізі отриманих результатів, хотілося б наголосити на наступних виявлених особливостях:

Таблиця 2.7

Характеристичні величини температурних залежностей параметрів опромінених та вихідних структур  $n^+ - p$ -Si

Зразок	УЗН	$T_{id}$ , K	$E_{\tau_g}$ , eV	$R_{293,A1}$ , кОм	$\sigma_{dis}$ , $10^4$ К/Ом
SC11	нема	$330 \pm 30$	$0.24 \pm 0.01$	$27 \pm 3$	$41 \pm 4$
	U-Ts2	$310 \pm 30$	$0.24 \pm 0.01$	$27 \pm 3$	$50 \pm 4$
	U-Tb3	$360 \pm 30$	$0.24 \pm 0.01$	$26 \pm 3$	$58 \pm 4$
nSC4	нема	$1610 \pm 70$	$0.45 \pm 0.02$	$2.2 \pm 0.4$	$65 \pm 7$
	U-Ts3	$1600 \pm 70$	$0.44 \pm 0.02$	$2.3 \pm 0.4$	$95 \pm 10$
	U-Tb3	$1680 \pm 70$	$0.44 \pm 0.02$	$2.2 \pm 0.4$	$130 \pm 10$
g6SC8	нема	$610 \pm 40$	$0.28 \pm 0.01$	$0.7 \pm 0.1$	$19 \pm 2$
	U-Tb2	$1080 \pm 50$	$0.33 \pm 0.02$	$0.8 \pm 0.1$	$24 \pm 2$
g7SC12	нема	$770 \pm 50$	$0.29 \pm 0.01$	$0.41 \pm 0.06$	$26 \pm 3$
	U-Ts1	$1260 \pm 60$	$0.34 \pm 0.02$	$0.39 \pm 0.06$	$45 \pm 4$
	U-Tb1	$1270 \pm 60$	$0.35 \pm 0.02$	$0.38 \pm 0.06$	$55 \pm 4$

Таблиця 2.8

Акусто–індуковані зміни параметрів структур  $n^+–p$ –Si (при 330 К) з різним ступенем опромінення

Зразок	УЗН	$\Delta n_{id}, \pm 0.01$	$\varepsilon_{\tau_g}, \pm 5\%$	$\varepsilon_{1/\tau_n}, \pm 0.2$	$\varepsilon_{\sigma dis}, \pm 10\%$
SC11	U–Ts2	–0.02	14	0.7	–20
	U–Tb3	–0.03	17	1.4	–40
nSC4	U–Ts3	0.13	–5	1.5	–50
	U–Tb3	0.26	–13	3.0	–100
g6SC6	U–Tb2	0.15	–2	2.3	–30
g7SC12	U–Ts1	0.26	–49	0.9	–70
	U–Tb12	0.36	–70	1.9	–110

- a) опромінення викликає зміну величин  $T_{id}$  та  $E_{\tau_g}$ , причому для g6SC8 характеристична температура фактора неідеальності та характеристична енергія часу життя носіїв у ОПЗ близькі до відповідних значень g7SC12;
- б) при УЗН спостерігається, як і для неопромінених структур, модифікація величин  $n_{id}$  та  $\tau_g$ ; величини відповідних змін наведено в табл. 2.8;
- в)  $\Delta n_{id}$  та  $\varepsilon_{\tau_g}$  змінюються при збільшенні  $W_{US}$ , тоді як  $T_{id}$  та  $E_{\tau_g}$  практично не залежать від інтенсивності УЗН;
- г) УЗН викликає збільшення  $T_{id}$  і  $E_{\tau_g}$  у  $\gamma$ –опромінених структурах (рис. 2.23,б та 2.24,б), тоді як подібний ефект не спостерігається в неопромінених та нейтронно–опромінених зразках (рис. 2.23,а та 2.24,а);
- д) знак AI зміни фактора неідеальності та часу життя в опромінених та вихідних зразках протилежний (для g6SC8 не для всіх температур);
- е) зміни фактора неідеальності в умовах УЗН значно більші в радіаційно–модифікованих структурах.

Особливості рекомбінації в ОПЗ (великі значення  $n_{id}$ , малі величини та температурна залежність  $\tau_g$ ) однакові, як для опромінених структур так і неопромінених. Тому доцільно припустити, що для nSC4, g6SC8 та g7SC12 процеси в області просторового заряду також можна описати за допомогою моделі рекомбінації у системі спарених рівнів дефектів, яка детально описана в паграфі 2.2.3. Для пояснені AI змін параметрів також доцільно залучити модель

акустоактивного комплексного дефекту — див. підрозділ 2.3. А отже, враховуючи експериментально отримані результати та оцінки, отримані на основі моделі,

- оскільки  $E_{\tau_g}$  та  $T_{id}$  визначаються положенням рівнів, зв'язаних зі спареними дефектами, то їхня зміна в nSC4, g6SC8 та g7SC12 порівняно з SC11 свідчить, що після опромінення змінилися дефекти (або донор, або акцептор, або й обидва), які приймають участь у CDLR; при цьому за рекомбінацію в g6SC8 та g7SC12 відповідають однакові дефекти (проте з різною концентрацією, оскільки  $T_{id}$  збігаються не абсолютно), які відрізняються від рекомбінаційно активних дефектів у ОПЗ нейтронно–опроміненого зразка;
- AI зміни  $E_{\tau_g}$  та  $T_{id}$ , які спостерігаються лише в g6SC8 and g7SC12, свідчать про перебудову РД, створених внаслідок  $\gamma$ –опромінення; оскільки зміни обортні, то відповідні  $\gamma$ –індуковані РД є конфігураційно бістабільними (або метастабільними) та внаслідок поширення пружних коливань відбувається їхня перебудова з основного стану, властивого ненавантаженій гратці; подібні AI петретворення дефектів спостерігалися і раніше [77, 78, 148];
- знак акусто–індукованих  $\varepsilon_\sigma$  не міняється (рис. 2.13,а, формула (2.24)), тоді як знак  $\varepsilon_{RDA}$  може мінятися для пари, що складається з дефектів, яким відповідають протилежні змінами об'єму кристалу (рис. 2.15); отже зміна знаків  $\Delta n_{id}$  та  $\varepsilon_{\tau_g}$  свідчить про перехід від випадку ( $\Delta\Omega_d^D \cdot \Delta\Omega_d^A > 0$ ) до ( $\Delta\Omega_d^D \cdot \Delta\Omega_d^A < 0$ ) після опромінення; на користь такого переходу свідчить і підсилення ефективності впливу УЗН на дефекти в опромінених структурах.

До речі, висновок параграфу 2.4.1, що у неопромінених структурах процеси CDLR проходять за участю кисневих преципітатів та комплексу  $Fe_iB_s$  свідчить на користь останнього твердження, оскільки обидва ці дефекти характеризуються  $\Delta\Omega_d > 0$ , тобто є дефектами міжузлового типу. Отже, в опромінених структурах одна з компонент CDLR–пари має мати вакансійний тип ( $\Delta\Omega_d < 0$ ).

Щодо nSC4, то дефектом, який здатен пояснити AI зміни  $\tau_g$  та  $n_{id}$ , цілком може бути дівакансія, значна кількість яких утворюється при нейтронному опроміненні. Проте у  $\gamma$ –опромінених зразках очікується поява бістабільного (або метастабільного) дефекту. Загалом у кремнії відомо лише декілька подібних дефектів із  $\Delta\Omega_d < 0$ , а саме  $VO_2$  [383],  $V_3$  [343],  $VO_i$  [156]. Проте комплекс  $VO_2$  утворюється у радіаційно–опромінених кристалах лише після відпалу при  $300^\circ C$ ,

$V_3$  не є типовим дефектом для кремнію, опроміненого  $\gamma - ^{60}\text{Co}$ , тоді як  $\text{VO}_i$  при цьому утворюються у достатній кількості (див. табл. 2.6) і можуть приймати участь в CDLR в околі  $n^+ - p$  інтерфейсу в g6SC8 and g7SC12. Метастабільний стан  $\text{VO}_i$  зазвичай спостерігається при низьких температурах і відрізняється від стабільного більшою відстанню між вакансією та киснем та глибшим розташуванням енергетичного рівня [156]. Для комплексу як цілого  $\Delta\Omega_d(\text{VO}_i) < 0$ , проте для його компонент  $\Delta\Omega_d(\text{V}) < 0$  та  $\Delta\Omega_d(\text{O}_i) > 0$ . Отже, згідно зі зробленими при розгляді акустоактивного комплексу припущеннями,  $\text{VO}_i$  є цілком придатним для AI зміни відстані між компонентами. Отримані результати свідчать, що під дією УЗН відбувається перехід  $\text{VO}_i$  у метастабільну конфігурацію, що, в свою чергу, викликає зміни  $T_{\text{id}}$  та  $E_{\tau g}$ .

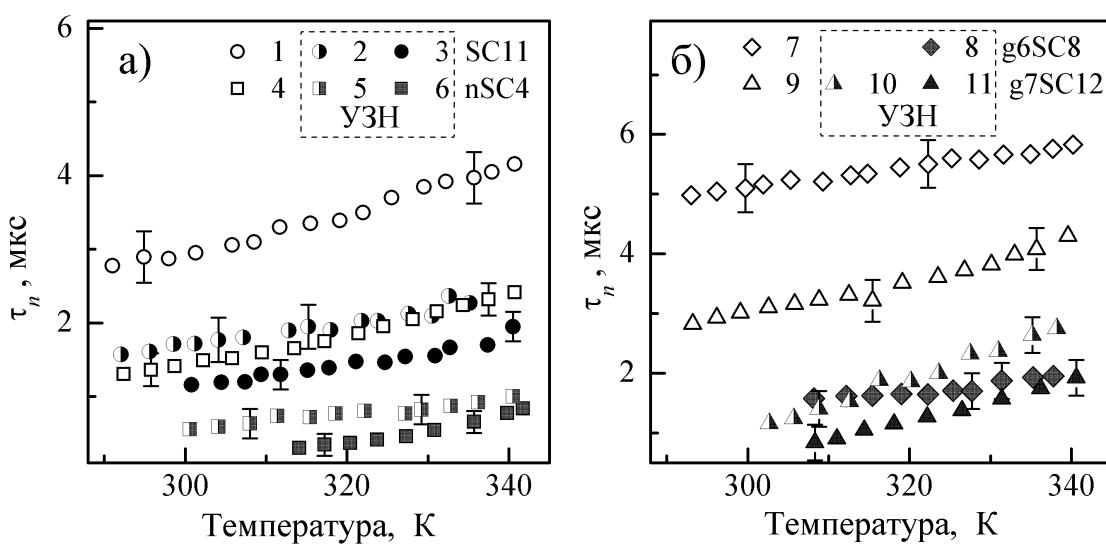
### 2.5.3. Квазі–нейтральна область

Кількісним показником рекомбінаційних процесів, які відбуваються в КНО  $p-n$ -структурі є час життя неосновних носіїв заряду. Рис. 2.25 відображає виявлену поведінку  $\tau_n$  зі зміною температури як для опромінених зразків, так і неопромінених, як при застосуванні УЗН, так і без нього. Загалом залежності  $\tau_n$  від температури та УЗН не змінюються після радіаційного впливу. Вихідні значення  $\tau_n$  знаходяться в діапазоні  $2 \div 5$  мкс для різних зразків, що відповідає довжинам дифузії  $80 \div 130$  мкм. При опроміненні використовувалися не дуже високі дози і тому такий розкид значень часів життя не зв'язаний з радіаційним впливом, а визначається неоднорідністю вихідної пластиини, з якої виготовлені зразки. Подібна неоднорідність зустрічається досить часто [284, 285].

Для опису радіаційно–індукованого зменшення часу життя використовується формула Messenger–Spratt [269]:

$$\tau_n^{-1} = \tau_{n0}^{-1} + K_\tau \Psi, \quad (2.35)$$

де  $\tau_{n0}$  відповідає неопроміненому зразку, а  $K_\tau$  — константа пошкодження часу життя (lifetime damage constant). Загалом  $K_\tau$  залежить від матеріалу, типу опромінення і насамперед визначається величиною NIEL. Відомі з літератури



**Рис. 2.25.** Температурні залежності часу життя неосновних носіїв заряду в КНО для неопроміненого (криві 1–3, кола), нейтронно–опроміненого (4–6, квадрати) та  $\gamma$ –опромінених (7–11, ромби та трикутники) зразків. Криві 1, 4, 7 та 9 (незаповнені точки) отримані без УЗН, криві 3 та 6 відповідають УЗН U–Tb3, 2, 5, 8, 10 та 11 – U–Ts2, U–Ts3, U–Tb2, U–Ts1 та U–Tb1, відповідно

значення  $K_\tau$  для Cz–Si та проведені з використанням виразу (2.35) оцінки відповідних змін оберненого часу життя наведено в табл. 2.9. Як видно з наведених даних, оцінені значення радіаційно–індукованих змін  $\tau_n^{-1}$  складають лише (8-17), 4 та 29% вимірюваних значень для зразків nSC4, g6SC8 та g7SC12, відповідно, а відтак не можуть пояснити експериментально виявлений розкид цього параметра.

З іншого боку, оцінка впливу утворених РД на час життя неосновних носіїв заряду в КНО може бути проведена спираючись на вираз (2.18). При цьому необхідно взяти до уваги, що  $\text{VO}_i$  не є рекомбінаційно–активним центром у

Таблиця 2.9  
Вимірювані та оцінені параметри часу життя в КНО

Зразок	$\tau_{n,in}^{-1}$ (320 K), $10^5 \text{ с}^{-1}$	$K_\tau, \text{ см}^2/\text{с}$	$K_\tau \times \Psi, 10^4 \text{ с}^{-1}$	$K_{\text{US}}^{\text{eff}}, \text{ см}^2/\text{Вт}$
SC11	2,9	...	...	3,5
nSC4	4,7	$10^{-7}$ [243] $2 \cdot 10^{-7}$ [384]	4÷8	7,1
g6SC8	1,8	$5 \cdot 10^{-12}$ [243, 385]	0,8	6,0
g7SC12	2,8		8	5,2

*p*-Si [385–389]. Була проведена оцінка величин  $\tau_{n,\text{RD}}^{-1}$  (оберненого часу життя, поєднаного з рекомбінацією на окремих РД) для  $\text{C}_i\text{O}_i$ ,  $\text{V}_2$  та  $\text{V}_3$ , використовуючи їхню концентрацію (табл. 2.6) та відомі з літератури значення ППЗ електронів. Отримані результати наведено в табл. 2.10. Видно, що на  $\tau_n$  в  $\gamma$ -опроміненіх зразках переважно впливають комплекси  $\text{C}_i\text{O}_i$ , тоді як для nSC4 основні очікувані зміни часу життя зумовлені вакансійними кластерами. Зауважимо, що для nSC4, g6SC8 та g7SC12 сума величин  $\tau_{n,\text{RD}}^{-1}$  для різних дефектів непогано збігається з відповідними значеннями ( $K_\tau \cdot \Psi$ ) (табл. 2.9)

Рис. 2.25 показує, що УЗН викликає зменшення  $\tau_n$ . При аналізі змін  $\tau_n$  зручніше розглядати відносні зміни оберненого часу життя

$$\varepsilon_{1/\tau_n} = \frac{\tau_{n,\text{US}}^{-1} - \tau_{n,in}^{-1}}{\tau_{n,in}^{-1}} = \frac{\tau_{n,in} - \tau_{n,\text{US}}}{\tau_{n,\text{US}}}.$$

Значення  $\varepsilon_{1/\tau_n}$  при УЗН наведено у табл. 2.8. Використовуючи модель акустоактивного комплексу (підрозділ 2.3, формули (2.25) та (2.26)) вираз для  $\varepsilon_{1/\tau_n}$  можна перетворити наступним чином

$$\varepsilon_{1/\tau_n} = K_{\text{US}}^{\text{eff}} W_{\text{US}}, \quad (2.36)$$

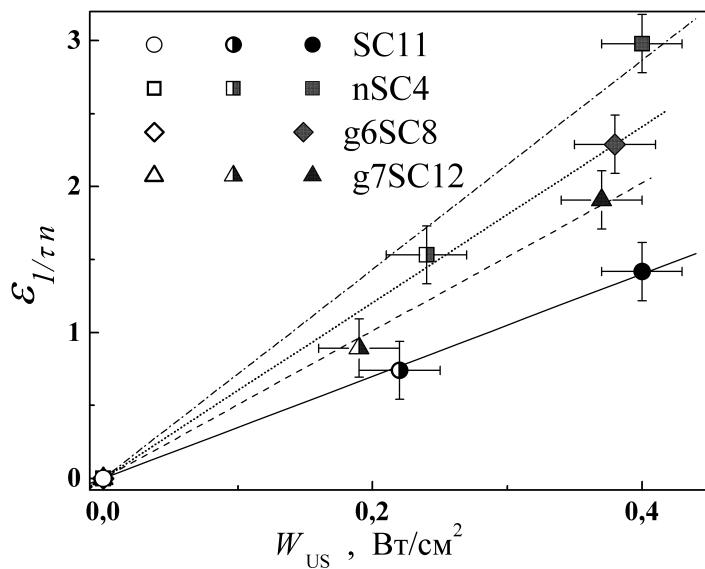
де  $K_{\text{US}}^{\text{eff}}$  характеризує АДВ у зразку і залежить від концетрацій як ААД, так і не акустоактивних центрів

$$K_{\text{US}}^{\text{eff}} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} \frac{\tau_{n,in}}{\tau_{n,j,in}} K_{\text{US},j}^*. \quad (2.37)$$

Таблиця 2.10

Оцінка впливу окремих РД на час життя неосновних носіїв у КНО

Дефект	$\sigma_n, 10^{-15} \text{ см}^2$	$\tau_{n,\text{RD}}^{-1}, 10^4 \text{ с}^{-1}$		
		nSC	g6SC	g7SC
$\text{C}_i\text{O}_i$	0,7 [376], 0,9 [375]	0,8÷1	0,9÷1,1	9÷11
$\text{V}_2$	3 [376], 2 [390]	2,2÷3,3	0,1÷0,2	1÷2
$\text{V}_3$	2,4 [343]	0,7	—	—



**Рис. 2.26.** Залежності відносних змін оберненого часу життя в ОПЗ від інтенсивності УЗ для неопроміненого (кола), нейтронно–опроміненого (квадрати) та  $\gamma$ –опромінених (трикутники та ромби) зразків. Лінії – апроксимація згідно з формулою (2.36)

Як вже зазначено,  $K_{US,j}^*$  описує взаємодію  $j$ –го рекомбінаційного центру з ультразвуком. Отримані залежності  $\varepsilon_{1/\tau_n}$  від  $W_{US}$  показано на рис. 2.26. Лінійність цих залежностей ще раз підтверджує справедливість припущень, використаних при побудові моделі. Визначені величини  $K_{US}^{eff}$  наведено в табл. 2.9.

Припустимо, що в неопромінених зразках присутні ААД лише одного типу, тобто  $M_d^{AA} = 1$ . Відповідно до пункту 2.4.1, це можуть бути дефекти, пов’язані з кисневмісними преципітатами. Позначимо константи взаємодії УЗ із  $C_iO_i$  та  $V_n$  як  $K_{US}^{CO}$  та  $K_{US}^V$ , відповідно. При цьому вираз для  $K_{US}^{eff}$  в неопромінених та опромінених зразках матиме вигляд (2.38) та (2.39), відповідно:

$$K_{US}^{eff} = K_{US}^{AA} \tau_{n,in}/\tau_{n,in}^{AA}, \quad (2.38)$$

$$K_{US}^{eff} = K_{US}^{AA} \tau_{n,in}/\tau_{n,in}^{AA} + K_{US}^{CO} \tau_{n,in}/\tau_{n,RD}^{CO} + K_{US}^V \tau_{n,in}/\tau_{n,RD}^V. \quad (2.39)$$

У цих виразах  $\tau_{n,in}^{AA}$  – час життя неосновних носіїв за умови, що рекомбінація відбувається лише за участю ААД (non–AA рекомбінаційні центри відсутні), а  $K_{US}^{AA}$  описує АДВ із цим дефектом.

Для аналізу найпридатніші два граничні випадки. У першому вважається, що ААД розподілені однорідно по кремнієвій пластині, non–AA рекомбінаційні

центри — неоднорідно. Іншими словами, значення  $\tau_{n,in}^{\text{AA}}$  для зразків SC11, nSC4, g6SC8 та g7SC12 однакове, різниця величин  $(\tau_{n,in}^{-1} - K_\tau \cdot \Psi)$  визначається non-AA дефектами. Використовуючи вирази (2.38) та (2.39) а також дані таблиць 2.9 та 2.10 була отримана наступна система рівнянь

$$\begin{aligned}\text{SC11 : } 3.5 &= K_{\text{US}}^{\text{AA}} \cdot (\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} / 2.9, \\ \text{nSC4 : } 7.1 &= K_{\text{US}}^{\text{AA}} \cdot (\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} / 4.7 + 0.09 K_{\text{US}}^{\text{V}} + 0.02 K_{\text{US}}^{\text{CO}}, \\ \text{g6SC8 : } 6.0 &= K_{\text{US}}^{\text{AA}} \cdot (\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} / 1.8 + 0.01 K_{\text{US}}^{\text{V}} + 0.05 K_{\text{US}}^{\text{CO}}, \\ \text{g7SC12 : } 5.2 &= K_{\text{US}}^{\text{AA}} \cdot (\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} / 2.8 + 0.05 K_{\text{US}}^{\text{V}} + 0.35 K_{\text{US}}^{\text{CO}},\end{aligned}$$

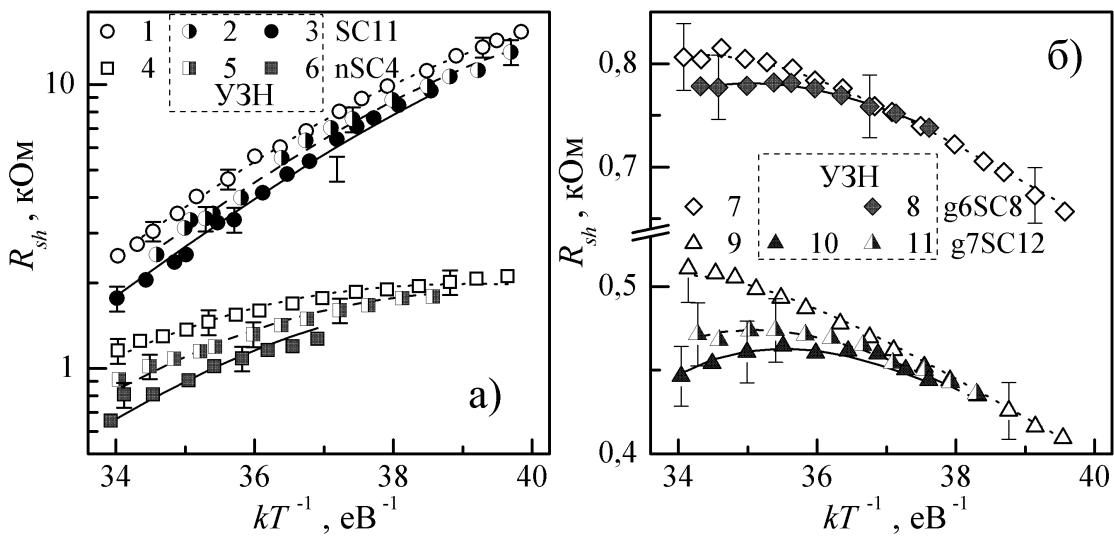
де  $(\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1}$  вимірюється в  $10^4 \text{ с}^{-1}$ . Ці рівняння є справедливими за умови, що  $K_{\text{US}}^{\text{AA}} \cdot (\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} = (10 \pm 3) \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$ ,  $K_{\text{US}}^{\text{V}} = (42 \pm 15) \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$ ,  $K_{\text{US}}^{\text{CO}} = 0$ . Оскільки  $(\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} < 1.83$ , то  $K_{\text{US}}^{\text{AA}} > 5 \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$ .

В іншому граничному випадку можна вважати, що non-AA дефекти розподілені по пластині рівномірно, тоді як акустоактивні визначають відмінність значень  $(\tau_{n,in}^{-1} - K_\tau \cdot \Psi)$  у різних зразках. Проте, якщо записати систему рівнянь, використовуючи дані припущення, то виявляється що визначені значення  $K_{\text{US}}^{\text{eff}}$  приводять до фізично неправильних (від'ємних) значень  $K_{\text{US},j}^*$ . Подібні нереальні результати отримуються і у припущені, що  $M_d^{\text{nonAA}} = 0$  (non-AA рекомбінаційні центри відсутні).

Отже, отримані результати дозволяють зробити висновок, що лише частина дефектів, пов'язаних із КП, є акустоактивними. Вони розподілені достатньо рівномірно по вихідній кремнієвій пластині і саме їхня модифікація при УЗН є причиною виявлених зміни часу життя неосновних носіїв заряду в неопромінених та  $\gamma$ -опромінених зразках. Ефект AI зміни  $\tau_n$  підсилюється внаслідок AI модифікації дівакансій у нейтронно-опромінених структурах. Іншими словами,  $\text{C}_i\text{O}_i$  не акустоактивний дефект, тоді як  $\text{V}_2$  має подібні властивості.

#### 2.5.4. Акусто-індуковані зміни опору шунтування

На рис. 2.27 наведено залежність величини опору шунтування опромінених та вихідних структур при УЗН та без нього для дослідженого



**Рис. 2.27.** Температурні залежності величини опору шунтування для неопроміненого (криві 1–3, кола), нейтронно–опроміненого (4–6, квадрати) та  $\gamma$ –опромінених (7–11, ромби та трикутники) зразків. Криві 1, 4, 7 та 9 (незаповнені точки) отримані без УЗН, криві 3 та 6 відповідають УЗН U–Tb3, 2, 5, 8, 10 та 11 – U–Ts2, U–Ts3, U–Tb2, U–Ts1 та U–Tb1, відповідно Точки – експеримент, лінії – результат апроксимації з використанням формул (2.40)–(2.42)

температурного інтервалу. Як видно з рисунку, опромінення викликає достатньо суттєве зниження опору шунтування, а отже і збільшення відповідного струму. Крім того, після  $\gamma$ –опромінення відбувається зміна температурної залежності  $R_{sh}$ : якщо для SC11 та nSC4 спостерігається зменшення опору шунтування з підвищенням температури, то для g6SC8 та g7SC12 в околі 293 К спостерігається майже лінійне збільшення залежності  $R_{sh}$  від  $T$ . Зауважимо, що вісь  $R_{sh}$  на рис. 2.27,а має логарифмічний масштаб і лінійний на рис. 2.27,б.

Відомо [236, 391, 392], що для появи опору шунтування в  $p$ – $n$ –структурах існує декілька причин, не пов’язаних із механічним ушкодженням. Наприклад, його причинами можуть бути часточки алюмінію, макроскопічні включення  $Si_3N_4$ , кристалічні волокна SiC або утворення інверсійних шарів навколо преципітатів. Проте три останні утворення зустрічаються переважно у мультикристалічних КСЕ [236, 391] і не можуть бути причиною опору шунтування для досліджених кристалічних зразків. Водночас вважається, що під час відпалу, необхідного для утворення контактів, частинки Al проникають у зразок, створюючи навколо себе області з високою концентрацією дірок ( $p^+$ ). Наявність таких компенсованих областей в емітері КСЕ забезпечує омічний контакт із базою.

Крім того, в літературі показано [391, 393–395], що дислокації, які перетинають область  $p$ – $n$ –переходу, також можуть бути причиною появи омічного струму. Наприклад, наявність навіть декількох дислокаций у діодних кремнієвих структурах викликає зменшення питомого опору та зміну форми ВАХ, характерну для підвищення ролі опору шунтування [395]. У досліджених структурах причиною появи дислокаций можуть бути кисневмісні преципітати, при утворенні яких виникають лінійні дефекти [331, 332], а також напруги, що виникають на межі сильнолегованої  $n$ –області та слабколегованої бази.

На думку автора, у досліджених структурах присутні і дислокациї, і частки алюмінію. У цьому випадку повний опір шунтування містить дві складові

$$R_{sh}^{-1} = R_{sh,A1}^{-1} + R_{sh,dis}^{-1}, \quad (2.40)$$

де  $R_{sh,A1}$  та  $R_{sh,dis}$  відображають внески часток алюмінію та дислокаций, відповідно. Для опору металевої частинки очікується лінійна температурна залежність:

$$R_{sh,A1} = R_{293,A1}[1 + \alpha_R(T - 293)], \quad (2.41)$$

де  $R_{293,A1}$  — величина опору при 293 К, а  $\alpha_R$  — температурний коефіцієнт опору.

Відповідно до моделі дислокаційно–індукованого імпедансу фотовольтаїчних детекторів, запропонованої в роботах [396, 397], для  $R_{sh,dis}$  справедлива формула:

$$R_{sh,dis} = \frac{T}{\sigma_{dis}} \left[ \cosh \left( \frac{E_{dis} - E_i}{kT} \right) + \cosh \left( \frac{U_s}{kT} \right) \right], \quad (2.42)$$

де

$$\sigma_{dis} = \rho_{dis} A q^2 A_{dis} \sqrt{K_n K_p} N_{dis} (n_p + p_p) / k, \quad (2.43)$$

$E_{dis}$  — енергетичне положення рівня, з яким пов’язана поява дислокаційного рекомбінаційного струму;  $U_s$  — потенціал на поверхні дислокаційного ядра,  $\rho_{dis}$  та  $A_{dis}$  — густина та площа поверхні дислокаций,  $K_n$  та  $K_p$  — ймовірності захоплення електронів та дірок дислокаційними станами,  $N_{dis}$  — густина поверхневих станів на кожній дислокації. Вираз (2.42) записано для спрощеного випадку  $K_p = K_n$ .

У роботі температурний коефіцієнт опору був оцінений за даними для зразка g7SC12 в околі кімнатної температури. Отримана величина  $8.3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  не дуже суттєво відрізняється від температурного коефіцієнта опору об'ємного алюмінію ( $4.3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ), що підтверджує доцільність зроблених припущень. Надалі, використовуючи отримане значення  $\alpha_R$ , проведена апроксимація температурних залежностей  $R_{sh}$  відповідно до формул (2.40)–(2.42). При цьому шуканими параметрами вважалися  $R_{293,\text{Al}}$ ,  $(E_{\text{dis}} - E_i)$ ,  $U_s$  та  $\sigma_{\text{dis}}$ . Виявилось, що експериментальні залежності добре описуються апроксимуючими кривими (рис. 2.27) при значеннях  $(E_{\text{dis}} - E_i) = (0.46 \pm 0.02) \text{ eV}$  та  $U_s = (5 \pm 4) \cdot 10^{-8} \text{ eV}$ , причому ці величини не залежать від опромінення та УЗН. Отримана величина  $(E_{\text{dis}} - E_i)$  відповідає енергії активації носіїв  $0.10 \pm 0.02 \text{ eV}$ . Це, в свою чергу, досить близько до енергії активації дислокаційних рівнів  $0.08 \text{ eV}$ , яка спостерігалася раніше [361, 371, 398–401], у тому числі і в Cz–Si:B [361, 398, 402]. Зауважимо, що дислокаціям у напівпровідникових кристалах відповідають як мілкі, так і глибокі рівні [403]; якщо в підрозділі 2.4 акцент зроблено на глибокі, то на опір шунтування, як виявилося, переважний вплив мають мілкі.

Отримані значення  $R_{293,\text{Al}}$  та  $\sigma_{\text{dis}}$  наведено в табл. 2.7.  $R_{293,\text{Al}}$  не залежить від УЗН та зростає з опроміненням. Виявлено зміна характеру залежності  $R_{sh}(T)$  може бути пояснена наступним чином. Для неопромінених зразків величина  $R_{sh,\text{dis}}$  менша ніж  $R_{sh,\text{Al}}$ , опір шунтування визначається насамперед рекомбінацією на дислокаціях, які перетинають площину  $p-n$ -переходу, утворюючи канали для проходження носіїв. При опроміненні утворюються вакансії, що полегшує дифузію атомів Al з електродів, насамперед фронтального, у емітер. Як наслідок, кількість часточок Al та їхній розмір зростає,  $R_{sh,\text{Al}}$  зменшується, перетворюючись при високих дозах на ключовий фактор, що визначає повний опір шунтування. У  $\gamma$ -опромінених зразках утворюються окремі рівномірно розподілені вакансії і дифузія Al відбувається ефективніше, ніж у нейтронно-опромінених, де виникають рідко розташовані вакансійні кластери. Як наслідок, у nSC4 величина  $R_{sh,\text{Al}}$  хоч і зменшується, проте залишається більшою ніж дислокаційно-індукований опір на відміну від  $\gamma$ -опромінених зразків.

Розкид  $\sigma_{\text{dis}}$  у наборі зразків корелює з дисперсією  $\tau_n$  — див. пункт 2.5.3. Відтак, відмінності  $\sigma_{\text{dis}}$  також зумовлені неоднорідністю властивостей вихідної

пластини. УЗН викликає збільшення  $\sigma_{dis}$ , відносні величина AI змін наведено в табл. 2.8. На нашу думку, ці зміни зумовлені зростанням величини  $A_{dis}$  під час поширення АХ. Дійсно, під час УЗН із використанням поперечних та повз涓жніх хвиль, атоми у ядрі дислокації коливаються перпендикулярно та паралельно, відповідно, напрямку поширення струму. У результаті в першому випадку на дислокаційні рівні носії захоплюються зі збільшеного об'єму, ефективна площа поверхні зростає і  $R_{sh,dis}$  зменшується внаслідок дії УЗ. При використанні повз涓жніх хвиль процес проходить менш ефективно і AI вплив на величину опору шунтування не спостерігається (рис. 2.9).

### 2.5.5. Особливості впливу ультразвукового навантаження на фотогенерацію струму в опромінених нейтронами структурах

Для оцінки фотоелектричного перетворення у роботі проводилися вимірювання фотогенерованого струму в опромінених структурах при монохроматичному освітленні в режимі короткого замикання КСЕ (замість вимірювання повної ВАХ). На рис. 2.28 наведено отримані температурні залежності фотоструму при УЗН та при нагріванні без збудження АХ. Криві 1 та 2 взяті з рис. 2.5.

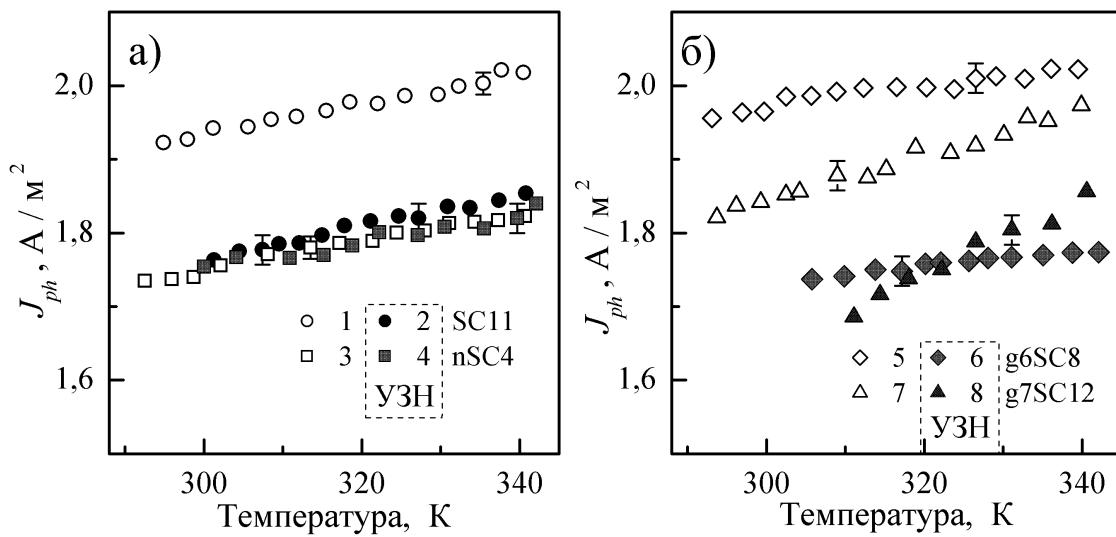
З рисунка видно, що при збільшенні температури  $J_{ph}$  зростає як до радіаційного впливу, так і після. З літератури [277, 404, 405] відомо, що подібна поведінка фотоструму зумовлена, переважно, двома факторами:

- 1) зменшенням забороненої кристалу та зміною коефіцієнта поглинання світла;
- 2) збільшеннем довжини дифузії неосновних носіїв заряду.

Показано [404, 405], що при аналізі температурної залежності доцільно розглядати густину фотоструму у вигляді

$$J_{ph} = J_{Lg} f_c, \quad (2.44)$$

де  $J_{Lg}$  — ідеальне значення густини струму, яке визначається зонною структурою кристалу,  $f_c$  — коефіцієнт збирання (collection fraction), який залежить від відбиття світла, його паразитного поглинання (особливо вільними носіями заряду) та поширення носіїв у кристалі. При цьому температурний коефіцієнт фотоструму  $\beta_{J_{ph}}^T$  може бути записаний у вигляді



**Рис. 2.28.** Температурні залежності густини фотоструму для неопроміненого (криві 1 та 2, кола), нейтронно–опроміненого (3 та 4, квадрати) та  $\gamma$ –опромінених (5–8, ромби та трикутники) зразків. Криві 1, 3, 5 та 7 (незаповнені точки) отримані без УЗН, криві 2 та 4 відповідають УЗН U–Tb3, 6 та 8 – U–Tb2 та U–Tb1, відповідно

$$\beta_{J_{ph}}^T = \frac{1}{J_{ph}} \frac{dJ_{ph}}{dT} = \frac{1}{J_{Lg}} \frac{dJ_{Lg}}{dE_g} \frac{dE_g}{dT} + \frac{1}{f_f} \frac{df_c}{dT}, \quad (2.45)$$

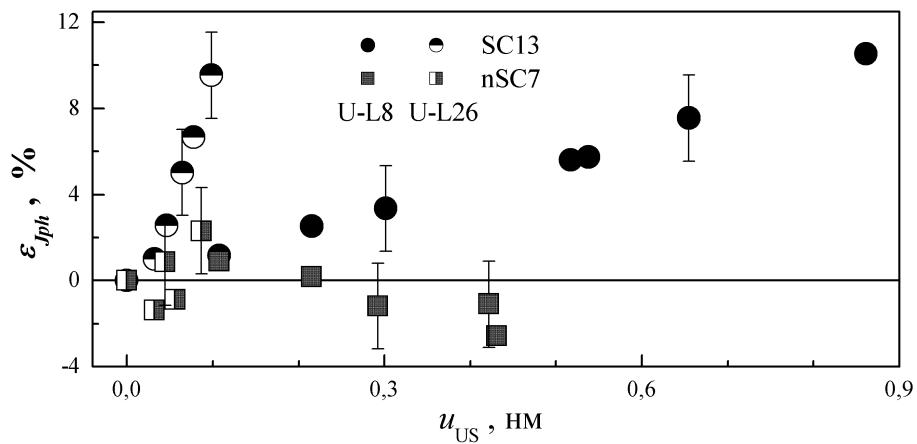
причому перший доданок для кремнію при сонячному освітленні становить близько  $167 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

Експериментально визначені значення температурних коефіцієнтів наведено в табл. 2.11. Видно, що у всіх випадках зміна  $J_{ph}$  з температурою визначається, насамперед, зміною  $f_c$ , а величина  $\beta_{J_{ph}}^T$  практично не залежить від УЗН (за винятком g7SC12). На рис. 2.28 звертає на себе увагу той факт,

Таблиця 2.11

#### Температурний коефіцієнт струму короткого замикання

Зразок	$\beta_{J_{ph}}^T, 10^{-3}\text{K}^{-1}$		УЗН
	без УЗН	зі УЗН	
SC11	$1,3 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,2$	U–Tb3
nSC4	$1,1 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,3$	U–Tb3
g6SC8	$0,8 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,1$	U–Tb2
g7SC12	$1,6 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,4$	U–Tb1



**Рис. 2.29.** Залежності AI зміни фотоструму від амплітуди зміщень атомів у неопроміненому (кола) та опроміненому (квадрати) зразках.  $f_{US}$ , Гц: 8,0 (U–L8, заповнені точки), 26,1 (U–L26, напівзаповнені точки)

що у нейтронно–опроміненому зразку фактично не спостерігається зміни величини фотоструму під дією УЗН. Результат є досить несподіваним, враховуючи те, що, як показано раніше, УЗ зменшує час життя неосновних носіїв у КНО і в нейтронно–опроміненому зразку також — рис. 2.25, табл. 2.8. Причому ефективність AI змін  $\tau_n$  в нейтронно–опроміненому зразку навіть вища (табл. 2.8, рис. 2.26) ніж у  $\gamma$ –опромінених, що, відповідно до пункту 2.5.3, зумовлено акустоактивністю дивакансії.

На рис. 2.29 наведено детальніше порівняння AI змін фотоструму в нейтронно–опроміненому та неопроміненому зразках при різних режимах УЗН із використанням повздовжніх хвиль. З рисунка видно,  $J_{ph}$  зменшується (нагадаємо, що, як і для всіх інших параметрів,  $\epsilon_{Jph} = (J_{ph,in} - J_{ph,us})/J_{ph,in})$ ) при цьому а) зі збільшенням частоти УЗ ефективність змін фотоструму в неопроміненому КСЕ зростає;

б) навіть при високих частотах AI ефект впливу УЗ на  $J_{ph}$  в нейтронно–опроміненому КСЕ достатньо малий.

З метою детальнішого вивчення виявленої особливості, проведено дослідження змін довжини дифузії неосновних носіїв заряду з використанням варіанту методу SSSCC (steady-state short-circuit current) [268]. А саме, як вже згадано раніше, величина фотоструму в досліджених структурах описується виразом (2.5). Тобто  $J_{ph}$  має лінійно залежати від кількості фотонів  $N_{ph} = W_{ph}\lambda/hc$ , якіпадають на поверхню структури за одиницю часу:

$$J_{ph} = K_{ph} N_{ph}, \quad (2.46)$$

де коефіцієнт пропорційності

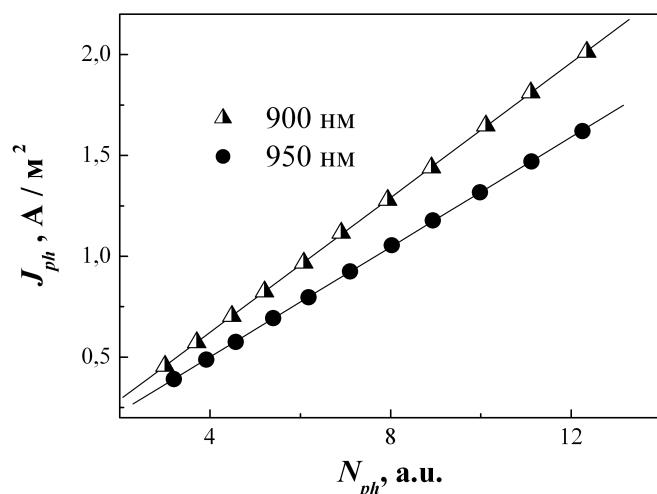
$$K_{ph} = \frac{(1 - R_{ph}) q \beta \alpha L_n}{1 + \alpha L_n}. \quad (2.47)$$

Знаючи коефіцієнти  $K_{ph1}$  та  $K_{ph2}$  для двох довжин хвиль  $\lambda_1$  і  $\lambda_2$ , можна визначити  $L_n$ :

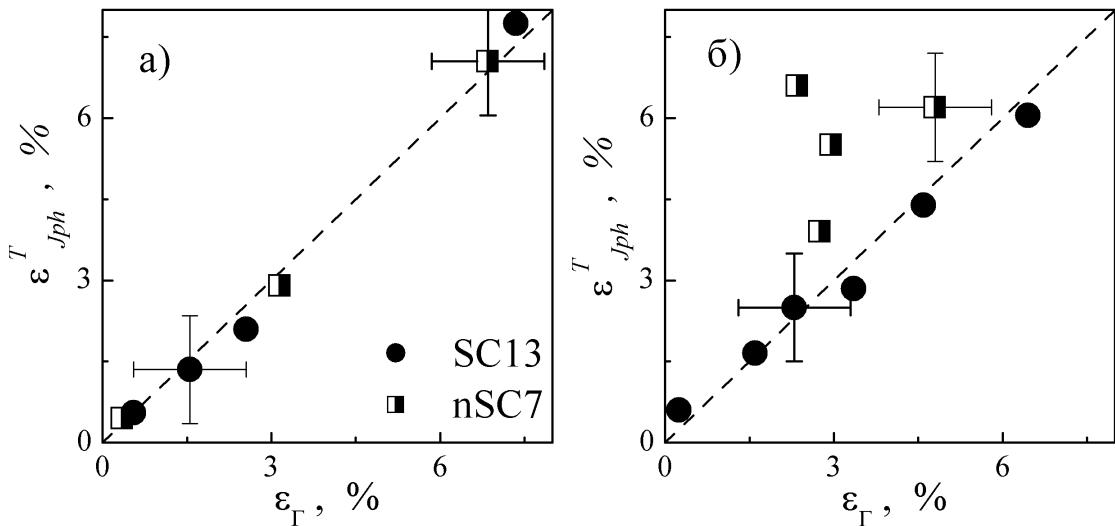
$$L_n = \frac{(K_{ph1} \alpha_2) / (K_{ph2} \alpha_1) - 1}{\alpha_2 (1 - K_{ph1} / K_{ph2})}, \quad (2.48)$$

де  $\alpha_1$  та  $\alpha_2$  — коефіцієнти поглинання світла для  $\lambda_1$  та  $\lambda_2$ , відповідно.

У роботі використовувалося світло з довжинами 900 та 950 нм, попереднє калібрування величини  $W_{ph}$  здійснювалось за допомогою германієвого фотодіода 9Э111А. На рис. 2.30 показано типові залежності фотоструму від кількості падаючих фотонів для двох довжин хвиль, які дійсно лінійні. Зауважимо, що вираз (2.48) є справедливим, за умови, що  $R_{ph}$  та  $\beta$  є однаковими для  $\lambda_1$  та  $\lambda_2$ . Проте з літератури відомо, що для використаних довжин хвиль  $\beta = 1$  [278], а зміна коефіцієнта відбивання не перевищує 1% [406–408]. Таким чином, для



**Рис. 2.30.** Залежність густини фотоструму від кількості падаючих фотонів. Точки — експеримент, прямі — лінійна апроксимація.  $\lambda$ , нм: 900 (трикутники), 950 (кола). Зразок SC13.  $T = 290$  К



**Рис. 2.31.** Порівняння відносних змін фотоструму і довжини вільного пробігу неосновних носіїв заряду при беззвуковому нагріванні (а) та нагріванні під час УЗН (U-L8, б) для неопроміненого (кола) та опроміненого (квадрати) зразків

визначення  $L_n$  використовувалася формула (2.48), причому  $K_{ph1}$  та  $K_{ph2}$  вимірюяні експериментально, а значення коефіцієнтів поглинання обчислювалися за допомогою виразу (2.6).

З виразу (2.5) випливає, що при незалежності  $R_{ph}$  від температури зміна  $J_{ph}$  має визначатися зміною коефіцієнта  $\Gamma = \alpha L_n / (1 + \alpha L_n)$ . Було проведено порівняння відносних змін фотоструму при нагріванні  $\varepsilon_T^{Jph} = [J_{ph}(T) - J_{ph}(T_0)] / J_{ph}(T_0)$  ( $T_0 = 290$  К) з відносними змінами цього коефіцієнта  $\varepsilon_\Gamma = [\Gamma(T) - \Gamma(T_0)] / \Gamma(T_0)$ , при обчисленні якого використовувалися значення  $L_n$ , визначені для тих самих температур, при яких проводилося вимірювання  $J_{ph}$ . Отримані результати показано на рис. 2.31. Наведені дані показують, що при нагріванні без УЗН і для неопроміненого, і для нейтронно-опроміненого зразка зміна фотоструму визначається зміною  $L_n$ : точки на рис. 2.31,а розташовані дуже близько до діагоналі. Подібна картина спостерігається і для неопроміненого зразка в умовах УЗН (рис. 2.31,б). Тобто зміна фотоструму в цьому випадку зумовлена AI зменшенням довжини дифузії (часу життя) неосновних носіїв заряду в квазі-нейтральній області внаслідок перебудови акустоактивних рекомбінаційних центрів. Збільшення ефективності AI змін зі зростанням частоти УЗ, яке спостерігається в експериментах, може бути зумовлене наближенням  $f_{US}$  до власних частот коливань домішкового комплексу. Подібний резонансний характер

АДВ спостерігався і раніше [88]. Водночас у нейтронно–опромінених структурах зміна фотоструму при УЗН більша, ніж це можна очікувати виходячи зі значень зміни коефіцієнта  $\Gamma$ , пов'язаних із АІ зростанням  $L_n$  — рис. 2.31,б. Це свідчить про існування додаткового механізму впливу УЗ на генерацію фотоструму в таких зразках. Результатом дії цього механізму є збільшення величини  $J_{ph}$ , що повністю або частково компенсує зменшення величини фотоструму внаслідок АІ збільшення активності рекомбінаційних центрів — рис. 2.28 та рис. 2.29. Водночас у структурах, опромінених  $\gamma$ -квантами даний механізм не відіграє суттєвої ролі.

Як видно з виразу (2.5), однією з причиною зростання може  $J_{ph}$  бути зменшення коефіцієнта відбивання від поверхні зразка. У роботі [61] наведені результати, які свідчать, що в результаті УЗО кремнію відбувається зменшення  $R_{ph}$  у спектральному діапазоні, який використовувався в наших дослідах. Проте мусимо зазначити, що ефект мав залишковий характер і автори [61] пов'язували його зі зменшенням концентрації легуючої домішки у приповерхневому шарі напівпровідника внаслідок її акусто–стимульованої дифузії вглиб кристалу. В наших експериментах використовувалися АХ зі значно меншою потужністю, ніж в [61] (1 та 5 Вт/см<sup>2</sup>, відповідно), виявлені ефекти зміни фотоструму мали обернений характер і тому пов'язувати виявлений ефект із дифузією фосфору в УЗ полі не варто. З іншого боку, відомо (див., напр., [409]), що дефектний склад приповерхневого шару суттєво впливає на процеси відбивання світла. На нашу думку, утворені в результаті нейтронного опромінення порушення кристалічної ґратки (насамперед, вакансійні кластери) є АД. Це підтверджується і попередньо наведеними даними, і результатами інших авторів [114]. АІ перебудова або зміна заселеності рівнів комплексів під час УЗН і спричинює зменшення коефіцієнта відбивання та появу додаткового механізму зростання фотоструму. До речі, такі процеси, а саме зменшення до 8%  $R_{ph}$  внаслідок зміни заселеності рівнів у процесі акустичного навантаження спостерігалися раніше в епітаксійних плівках GaAs [410]. Іншою причиною зменшення коефіцієнта відбивання може бути певне текстурування поверхні нейтронно–опромінених структур в умовах УЗН. Отже, у результаті нейтронного опромінення процеси акусто–дефектної взаємодії починають ефективно відбуватися і у приповерхневому шарі напівпровідника

## Висновки до розділу 2

1. Проведено експериментальне дослідження впливу ультразвукового навантаження на параметри монокристалічних кремнієвих сонячних елементів у діапазоні температур  $290 \div 340$  К. Виявлено, що при інтенсивності звука менше  $0,5$  Вт/см $^2$  спостерігається оборотна акусто–індукована деградація фотоелектричних властивостей КСЕ. Шляхом вивчення температурних залежностей вольт–амперних характеристик з'ясовано, що деградація зумовлена акусто–індуктованим зменшенням часу життя носіїв заряду. Порівняння величин ефектів, викликаних застосуванням повздовжніх та поперечних акустичних хвиль показало, що останні ефективніше дозволяють змінювати параметри кремнієвих структур, що зумовлено більшою амплітудою коливань атомів при однакових інтенсивностях ультразвука.

2. Визначено механізми рекомбінації і показано, що у квазі–нейтральній області основним механізмом є рекомбінація Шоклі–Ріда–Хола, тоді як для області просторового заряду доцільно використовувати модель рекомбінації у системі спарених рівнів дефектів. Досліджено можливу роль комплексів, які містять бор та кисень, пар Fe–B та кисневмісних преципітатів у визначені властивостей структур. З'ясовано, що саме кисневмісні преципітати ефективно впливають на процеси рекомбінації та беруть участь у акусто–дефектній взаємодії. Запропоновано якісна модель акустоактивного комплексного дефекту, в рамках якої пояснено виявлені особливості акусто–індукованих ефектів.

3. Виявлено, що в умовах акустичного навантаження збільшується внески у рекомбінаційні процеси мілкіших рівнів, причому зміни величини відносних внесків різних центрів практично лінійно залежать від амплітуди коливання атомів. Виявлено зменшення енергії термічної активації енергетичних рівнів, пов'язаних із дефектами, в умовах УЗН.

4. Виявлено ефект акусто–індукованого зменшення опору шунтування в КСЕ. Показано доцільність використання моделі дислокаційно–індукованого імпедансу для пояснення температурних залежностей опору шунтування та його змін при ультразвуковому навантаженні. Зокрема, останній ефект викликаний

зростанням ефективності захоплення носіїв заряду лінійними дефектами, розташованими в області  $p-n$ -переходу.

5. Вперше експериментально досліджено вплив УЗН на параметри кремнієвих структур із  $p-n$ -переходом, опромінених реакторними нейtronами та  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ . Виявлено, що в опромінених структурах, порівняно з неопроміненими, спостерігається підвищення ефективності акусто-індукованого зменшення опору шунтування та часу життя неосновних носіїв заряду в базі діода. З'ясовано, що акусто-індуковані оборотні зміни фактора неідеальності та часу життя носіїв у області просторового заряду мають різний знак в опромінених та неопромінених структурах.

6. Визначено особливості взаємодії акустичних хвиль із радіаційними дефектами в кремнії. Встановлено, що виявлені ефекти в нейтронно-опромінених діодах зумовлені впливом ультразвука на стан дивакансій, тоді як у  $\gamma$ -опромінених діодах основним акустоактивним центром є комплекс вакансій та міжвузлового кисню. Отримані результати свідчать, що ультразвукове навантаженні викликає перебудову комплексу  $\text{VO}_i$ . Водночас виявлено, що комплекс із міжвузлового вуглецю та міжвузлового кисню практично не приймає участі у акусто-дефектній взаємодії.

7. Виявлено, що в нейтронно-опромінених кремнієвих структурах ефективна акусто-дефектна взаємодія відбувається як в об'ємі, так і в приповерхневому шарі напівпровідника, що визначає комплексний характер впливу ультразвука на ефективність фотоелектричного перетворення. Показано, що основними механізмами акусто-індукованого впливу на фотогенерацію струму є зменшенням часу життя неосновних носіїв заряду та, наймовірніше, зменшення коефіцієнта відбивання світла.

Основні результати даного розділу представлені в роботах [1, 2, 13, 15, 17–19, 25, 28, 31, 32, 34, 35, 37–40, 50, 54].

## РОЗДІЛ 3

### ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ ТА ОПТИМІЗАЦІЯ МЕТОДІВ РОЗРАХУНКУ ПАРАМЕТРІВ СТРУКТУР МЕТАЛ–НАПІВПРОВІДНИК

#### 3.1. Основні параметри діодів Шотткі

Напівпровідникові бар'єрні структури, як вже зазначалося раніше, широко застосовуються у техніці. Визначення параметрів подібних структур відіграє надзвичайну важливу роль під час розробки, проектування та виготовлення пристройів. Один із найпроширеніших шляхів визначення параметрів полягає у вимірюванні ВАХ. При цьому взаємозв'язок між струмом та напругою описується за допомогою певних фізичних моделей, у результаті чого виникає можливість вичленити параметри, спираючись на результати експериментальних вимірювань. Наприклад, пряма гілка ВАХ діодів Шотткі (ДШ) згідно з моделлю термоемісії має описуватися [411] наступними виразами

$$I = I_s \left\{ \exp \left[ \frac{q(V - IR_s)}{n_{id}kT} \right] - 1 \right\}, \quad (3.1)$$

$$I_s = AA^* T^2 \exp \left( -\frac{q\Phi_b}{kT} \right), \quad (3.2)$$

де  $I_s$  — струм насиження,  $R_s$  — послідовний опір,  $n_{id}$  — фактор неідеальності,  $A^*$  — ефективна стала Річардсона,  $\Phi_b$  — висота бар'єру Шотткі (ВБШ) при нульовому зміщенні.  $\Phi_b$  (або  $I_s$ ),  $n_{id}$  та  $R_s$  є найфундаментальнішими параметрами цієї моделі та повинні бути максимально точно визначені з експериментальних ВАХ. У літературі запропоновано чимало методів визначення параметрів ДШ. Найпростіший стандартний метод вимагає наявності лінійної області на залежності  $\ln(I)$  від  $V$  [306, 411]. При цьому два параметри,  $n_{id}$  та  $\Phi_b$ , визначаються за кутом нахилу та перетином залежності з віссю струмів, відповідно. На жаль, подібний підхід перестає бути дієздатним у випадку, коли структура характеризується значним послідовним опором. Зокрема, рівняння (3.1) є трансцендентним, що суттєво ускладнює математичні аспекти визначення параметрів.

З одного боку, існує цілий набір аналітичних методів екстракції параметрів ДШ. Вони базуються на безпосередніх алгебраїчних наближеннях і використовують різноманітні допоміжні функції [412–420], процедури диференцювання [421] або інтегрування [422–424] ВАХ, розбиття діапазону напруг на декілька частин [425], вимірювання ВАХ при декількох температурах [426] або з використанням додаткового зовнішнього опору [427].

З іншого боку, визначення параметрів є багатовимірною задачею оптимізації і тому для її вирішення запропоновано різноманітні числові методи [428–431]. Зазвичай, вони використовують метод найшвидшого градієнтного спуску для мінімізації різниці між виміряними та апроксимуючими значеннями. Окремі автори [432, 433] шукають розв’язок рівняння (3.1) використовуючи  $W$ -функцію Ламберта [434]. Зазвичай, числові методи характеризуються вищим рівнем достовірності визначення параметрів, проте нерідко вимагають відносно тривалих розрахунків. Крім того, нерідко спостерігається тенденція збіжності у локальний екстремум замість глобального.

Нарешті, порівняно нещодавно запропоновано використовувати еволюційні алгоритми (EA) для визначення параметрів напівпровідниківих пристройів [271, 435–441]. Це стохастичні методи, які виявляють надзвичайно високу ефективність при оптимізації дійсних цільових функцій багатьох змінних. На відміну від числових методів, EA може бути застосований до нелінійних функцій без необхідності розрахунку похідних, а також слабко залежить від початкових наближень значень параметрів. EA вважаються [437] найобіцяючими методами розрахунку параметрів.

Про важливість задачі визначення параметрів ДШ свідчить хоча б той факт, що незважаючи на досить тривалу історію вивчення питання та накопичений достатньо широкий асортимент методів вирішення цього завдання, у літературі постійно з’являються пропозиції щодо нових варіантів методів. Наприклад, серед подібних робіт лише у другій половині 2017 року можна виділити [425, 442–444].

У літературі наявні роботи [429, 445, 446], в яких проводиться порівняння та огляд шляхів визначення параметрів ДШ, проте вони переважно зосереджені на розгляді лише декількох методів і фактично не беруть до уваги

еволюційні алгоритми. Задача, яка вирішувалась під час досліджень, описаних у цьому розділі, полягала у порівнянні ефективності (точності визначення параметрів та швидкості роботи) різних методів визначення параметрів структур метал—напівпровідник (МН) із ВАХ. Крім того, розглянуто питання впливу величини окремих параметрів на точність визначення всього набору. Використані лише методи, які дозволяють визначити  $\Phi_b$ ,  $n_{id}$  та  $R_s$  використовуючи лише одну ВАХ. Зокрема, увага сфокусована на 10 аналітичних методах, 2 числові методах та 4 еволюційних алгоритмах (диференційної еволюції (DE, differential evolution), оптимізації зграї частинок (PSO, particle swarm optimization), модифікованої штучної бджолиної сім'ї (MABC, modified artificial bee colony) та оптимізованого викладання та навчання (TLBO, teaching learning based optimization)).

### **3.2. Контрольні вольт–амперні характеристики**

Досліджені методи були застосовані до наборів ВАХ, отриманих як експериментально, так і синтезованих штучно. В останньому випадку використовувалися як ідеальні характеристики, так і криві з певним рівнем шуму, який відзеркалював можливість наявності випадкових похибок вимірювань у реальних умовах.

#### **3.2.1. Ідеальні синтезовані ВАХ**

Переважно, для оцінки спроможності визначення параметрів структур МН за допомогою аналітичних [412–414, 416–419, 421, 422] та числових [429, 430] методів, а також еволюційних алгоритмів [435, 437, 438] використовують структури на основі кремнію. Керуючись таким загальноприйнятым підходом, під час синтезу ВАХ вважалося, що використовується кремнієвий ДШ. ВАХ були розраховані за допомогою рівняння (3.1), для розв’язку якого застосовувався метод дихотомії [447, с. 158]. При цьому використовувалися значення  $A = 3,14 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$

та  $A^* = 112 \text{ А см}^{-2}\text{К}^{-2}$  (випадок  $n\text{-Si}$  [268]). Напруга змінювалась із кроком 0,01 В, струм вар'ювався в діапазоні  $10^{-9} \div 10^{-2}$  А.

Задача полягала у перевірці ефективності методів при різних значеннях параметрів і тому дані були синтезовані для діапазону температур від 130 до 330 К. Водночас, були синтезовані ВАХ, які близькі до характеристик реальних діодів. Тому температурні залежності  $\Phi_b$ ,  $n_{id}$  та  $R_s$  обрані, використовуючи наступні міркування. Як передбачено теорією [411] та спостережено на експерименті [448, 449], для випадку однорідного контакту ВБШ має зменшуватись із підвищеннем температури, причому очікувана залежність подібна до температурної залежності ширини забороненої зони напівпровідника. Тому для апроксимації температурної залежності ВБШ використовувалося рівняння Варшні [450]

$$\Phi_b(T) = \Phi_b(0) - \frac{7,021 \cdot 10^{-4} T^2}{T + 1108}, \quad (3.3)$$

причому вважалося, що ВБШ при нульовій температурі  $\Phi_b(0) = 0,75$  еВ. Температурна залежність фактора неідеальності нерідко описується співвідношенням

$$n_{id} = 1 + \frac{T_0}{T}, \quad (3.4)$$

де величина константи  $T_0$  для кремнію перебуває в діапазоні  $20 \div 50$  К [448, 451–453]. Для синтезу ВАХ використане значення  $T_0 = 35$  К. Температурна залежність послідовного опору може бути описана виразом [306, 454, 455]

$$R_s = R_{s0} \exp \left( \frac{E_a}{kT} \right), \quad (3.5)$$

де  $E_a$  – енергія активації легуючої домішки. Були використані значення  $E_a = 0,044$  еВ (що відповідає домішковому атому фосфору) та  $R_{s0} = 0,25$  Ом.

Як наслідок, набір синтезованих для аналізу ВАХ складався з 21 кривої, які відповідали інтервалу температур  $130 \div 330$  К із кроком 10 К. При цьому  $\Phi_b$ ,  $n_{id}$  та  $R_s$  змінювалися від 0,740 до 0,697 еВ, від 1,27 до 1,11 та від 12,6 до 1,2 Ом, відповідно.

### 3.2.2. Синтезовані ВАХ із випадковими похибками

З метою аналізу стійкості методів визначення параметрів до наявності випадкових похибок, які виникають під час вимірювань, також були синтезовані набори ВАХ, в яких значення напруги та струму вибиралися з певним рівнем шуму. При цьому напруга  $V_i$  та струм  $I_i$ , які відповідали  $i$ -й точці ВАХ вибиралися випадковим чином використовуючи розподіл Гауса. Тобто густина ймовірності очікування певної величини напруги описувалася виразом

$$f(V_i, \bar{V}_i, \sigma_V) = \frac{1}{\sigma_V \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(V_i - \bar{V}_i)^2}{2\sigma_V^2} \right]. \quad (3.6)$$

При цьому середнє значення (сподівання) напруги  $\bar{V}_i$  змінювалося з кроком 0,01 В, середнє значення сили струму  $\bar{I}_i$  обчислювалося використовуючи рівняння (3.1) та  $\bar{V}_i$ . Стандартне відхилення (дисперсія) напруги  $\sigma_V$  вибиралася сталою для всього набору (21 криві) ВАХ. Водночас стандартне відхилення сили струму  $\sigma_I$  залежало від абсолютної величини сили струму  $\sigma_I = \sigma_I^\varepsilon \cdot \bar{I}_i$ , де постійної для всього набору ВАХ була величина  $\sigma_I^\varepsilon$  — відносна дисперсія струму. Такий підхід відповідає достатньо поширеному на практиці випадку, коли відносні похибки вимірювання напруги та струму залишаються сталими для всієї ВАХ. Надалі для позначення синтезованих подібним чином ВАХ буде використовуватися термін "зашумлені синтезовані дані" (noisy synthetic data).

Різні набори синтезованих ВАХ відрізнялися значеннями  $\sigma_V$  та  $\sigma_I^\varepsilon$ . Фактично, для ідеальних синтезованих ВАХ  $\sigma_V = 0$  В та  $\sigma_I^\varepsilon = 0$ .

### 3.2.3. Експериментальні ВАХ

Досліджені методи були застосовані також до експериментально вимірюваних ВАХ кремнієвих структур SSDA, описаних у підрозділі 4.1. Параметри ДШ визначались на основі характеристик, отриманих в інтервалі температур 130÷330 К, який збігався з діапазоном для синтезованих ВАХ.

### 3.3. Оцінювання точності

У випадку, коли методи застосовувалися для аналізу синтезованих ВАХ, проводилося оцінювання похибок визначення параметрів. Зокрема, для кількісної оцінки точності кожного з методів використовувалися наступні величини. Оцінювання визначення фактора неідеальності з однієї ВАХ  $\chi_n^q$  здійснювалося за допомогою виразу

$$\chi_n^q = \left( \frac{n_{\text{id},ext} - n_{\text{id},ac}}{n_{\text{id},ac}} \right)^2, \quad (3.7)$$

де  $n_{\text{id},ext}$  — значення, отримане в результаті застосування методу,  $n_{\text{id},ac}$  — точне значення, яке використовувалося під час синтезу ВАХ.

Похибка визначення  $n_{\text{id}}$  на всьому наборі ВАХ  $\varepsilon_n$  обчислювалася як квадратних корінь із середньо-геометричного значення  $\chi_n^q$ :

$$\varepsilon_n = \sqrt[2N_V]{\prod_{i=1}^{N_V} \chi_{n,i}^q}, \quad (3.8)$$

де  $N_V$  — загальна кількість ВАХ у наборі. Для оцінювання похибки визначення ВБШ та послідовного опору з однієї ВАХ використовувалися величини  $\chi_\Phi^q$  та  $\chi_R^q$ , а для набору ВАХ —  $\varepsilon_\Phi$  and  $\varepsilon_R$ , для розрахунку яких використовувалися вирази, аналогічні (3.7) та (3.8), відповідно.

### 3.4. Використані методи визначення параметрів діодів Шотткі

#### 3.4.1. Аналітичні методи

Модифікований метод Норда [412, 413, 426, 456] базується на використанні допоміжної функції

$$F(V) = \frac{V}{\gamma_N} - \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I(V)}{AA^*T^2} \right), \quad (3.9)$$

де  $\gamma_N$  — довільна константа, яка має бути більша, ніж фактор неідеальності. При цьому величини ВБШ та послідовного опору визначаються за допомогою співвідношень

$$\Phi_b = F(V_{min}) + \frac{\gamma_N - n_{id}}{n_{id}} \left( \frac{V_{min}}{\gamma_N} - \frac{kT}{q} \right), \quad (3.10)$$

$$R_s = \frac{(\gamma_N - n_{id})kT}{qI_{min}}, \quad (3.11)$$

де  $F(V_{min})$  та  $V_{min}$  — це координати точки мінімуму залежності  $F(V)$  від  $V$ ;  $I_{min}$  — струм, який на ВАХ відповідає  $V_{min}$ .

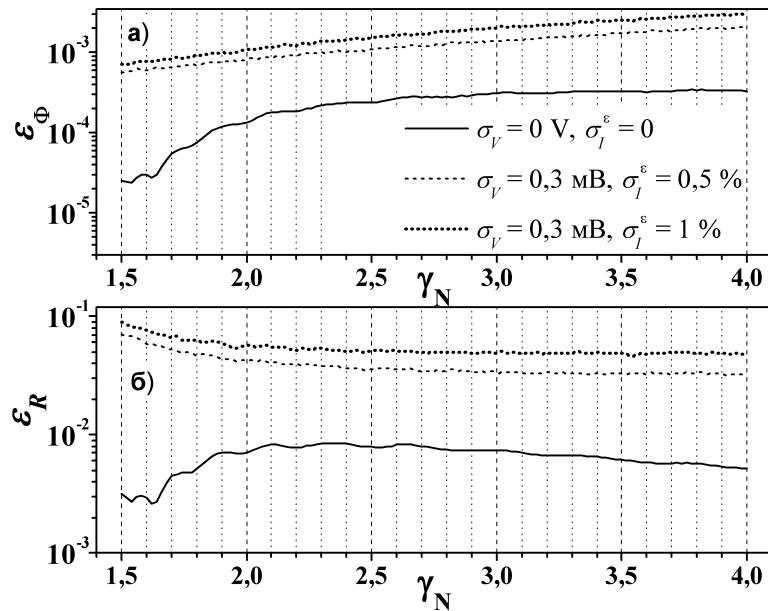
Необхідно підкреслити, що згідно з цим методом, значення  $n_{id}$  має бути відомим. Як наслідок, при застосування метода Норда до синтезованих та експериментальних ВАХ, використовувалися величини  $n_{id,ac}$  та значення, отримане з використанням методу МАВС, відповідно. Крім того, для випадку  $R_s < 5$  Ом, мінімум функції Норда  $F(V)$ , побудованої на основі ВАХ в діапазоні струмів до  $10^{-2}$  А, не спостерігався взагалі. Тому при застосуванні цього методу, так і методу Бохліна (описаного нижче), використовувалися набори ВАХ, синтезовані у ширшому струмовому діапазоні, від  $10^{-9}$  до  $10^{-1}$  А.

Проведені розрахунки показали, що точність методу Норда залежить від вибраної величини  $\gamma_N$ . Відповідні залежності наведено на рис. 3.1. Зокрема показано, що похибка визначення  $\Phi_b$  збільшується зі зростанням  $\gamma_N$  як для випадку ідеальних синтезованих ВАХ, так і при використанні зашумлених даних. Водночас, похибка визначення  $R_s$  а) зменшується зі зростанням  $\gamma_N$  при  $\gamma_N < 2$  і залишається сталою при  $\gamma_N > 2,5$  для зашумлених даних; б) немонотонно залежить від  $\gamma_N$  для ідеальних синтезованих ВАХ. Враховуючи виявлені суперечливі тенденції для мінімізації похибки методу Норда при отриманні наведених надалі даних використовувалося значення  $\gamma_N = 1,8$ .

Для позначення результатів, отриманих із використанням методу Норда, використовується мітка «Norde».

J. Werner [414] показав, що у випадку, коли падіння напруги в області бар'ру  $V_d = (V - IR_s) \gg nkT/q$ , то

$$\frac{(dI/dV)}{I} = \frac{q}{nkT} \left[ 1 - R_s \left( \frac{dI}{dV} \right) \right]. \quad (3.12)$$



**Рис. 3.1.** Залежності похибки визначення  $\Phi_b$  (а) та  $R_s$  (б) від величини  $\gamma_N$ . при застосуванні метода Норда до набору ідеальних синтезованих ВАХ (суцільні лінії) та зашумлених даних (штрихові лінії)

Рівняння (3.12) показує, що графік залежності  $(dI/dV)/I$  від  $(dI/dV)$  має бути прямою лінією, причому її нахил та точка перетину з вертикальною віссю визначаються  $R_s$  and  $n_{id}$ .

На жаль, даний метод дозволяє визначити лише два параметри ДШ. Для оцінки величини ВБШ була використана наступна процедура. Спираючись на визначене значення  $R_s$ , експериментальна або синтезована ВАХ корелювалася і проводилась побудова залежності  $\ln I$  від  $V_d$ . Після цього проводилася апроксимація отриманої залежності лінійною функцією за методом найменших квадратів [447, с. 67] в діапазоні  $V_d > 3kT/q$ . Необхідно підкреслити, що під час апроксимації нахил кривої може розглядатися або як незалежна величина, яка обчислюється, або як відома величина, що визначається попередньо визначеним (під час апроксимації функції (3.12)) значенням  $n_{id}$ . У роботі розглянуто обидва випадки. Якщо величини  $R_s$  and  $n_{id}$  визначались шляхом лінійної апроксимації функції (3.12), а  $\Phi_b$  – як перетин залежності  $\ln I = f(V_d)$  при відомому нахилі, то використовується позначення «Werner». Якщо ж лише  $R_s$  визначається за допомогою функції Вернера (3.12), а  $\Phi_b$  and  $n_{id}$  обчислюються потім із залежності  $\ln I = f(V_d)$ , то використовується позначення «Werner\*». Подібний підхід до

позначеній отриманих результатів (із зірочкою та без неї залежно від того, скільки незалежних величин використовується при апроксимації ВАХ, скорельованих відповідно до визначеного раніше значення послідовного опору) використовуються і для інших методів, детальніше описаних нижче.

R. Cibils та R. Buitrago [419] запропонували використовувати допоміжну функцію у вигляді

$$F_a(V) = V - V_a \ln I, \quad (3.13)$$

де  $V_a$  практично довільне значення напруги,  $V_a \geq 99,5I_sR_s + n_{\text{id}}kT/q$ . Якщо  $I_{min,a}$  — це значення струму, яке відповідає напрузі  $V_{min}$ , при якій спостерігається мінімум функції  $F_a(V)$ , то залежність  $I_{min,a}$  від  $V_a$  має бути [419] лінійною:

$$I_{min,a} = (V_a - n_{\text{id}}kT/q)/R_s. \quad (3.14)$$

У роботі при побудові сімейства допоміжних функцій згідно з виразом (3.13) використовувалися значення  $V_a$  в діапазоні від 0,035 В до максимального значення напруги для даної ВАХ. Крок зміни  $V_a$  дорівнював 1 мВ. Отримані результати позначені міткою «Cibils».

A. Kaminski зі співавторами [422] запропонували два методи. Перший використовує допоміжну функцію, яка будується з використанням інтегрування ВАХ. Ордината та абсциса  $j$ -ої точки допоміжного графіку розраховується як

$$Y_j = \frac{1}{I_j - I_1} \int_{V_1}^{V_j} I dV \quad \text{and} \quad X_j = \frac{I_j + I_1}{2}, \quad (3.15)$$

де  $V_i$  та  $I_i$  — це координати  $i$ -ої точки ВАХ,  $i \in (1, \dots, N_p)$ ,  $j \in (2, \dots, N_p)$ ,  $N_p$  — загальна кількість точок ВАХ. Згідно з цим методом очікується, що залежність  $Y$  від  $X$  має бути лінійною:

$$Y = n_{\text{id}}kT/q + R_sX. \quad (3.16)$$

Тобто лінійна апроксимація допоміжної функції дозволяє визначити  $R_s$  та  $n_{\text{id}}$ .

У роботі лінійна апроксимація здійснювалась за допомогою методу найменших квадратів. Числове інтегрування ВАХ здійснювалось за методом

трапецій [447, с. 98]. Отримані результати позначені мітками «Kaminski I» та «Kaminski\* I».

У другому методі, розглянутому в роботі [422], також використовується допоміжна функція  $Y$  від  $X$ , проте

$$Y_k = \frac{\ln(I_j/I_i)}{I_j - I_i} \quad \text{and} \quad X_k = \frac{V_j - V_i}{I_j - I_i}, \quad (3.17)$$

$i \in (1, \dots, N_p - 1)$ ,  $j \in (i + 1, \dots, N_p)$ ,  $k \in (1, \dots, N_p(N_p - 1)/2)$ . Отримана таким чином залежність має бути прямолінійною:

$$Y = q(-R_s + X)/n_{\text{id}}kT. \quad (3.18)$$

Отримані за допомогою даного підходу результати позначені мітками «Kaminski II» та «Kaminski\* II».

У методі, запропонованому в роботі [418], використовуються дві функції Норда, побудовані з використанням двох різних значень  $\gamma_N$ :

$$\begin{aligned} F_1(V) &= V/\gamma_1 - kT/q \cdot \ln(I/AA^*T^2), \\ F_2(V) &= V/\gamma_2 - kT/q \cdot \ln(I/AA^*T^2). \end{aligned} \quad (3.19)$$

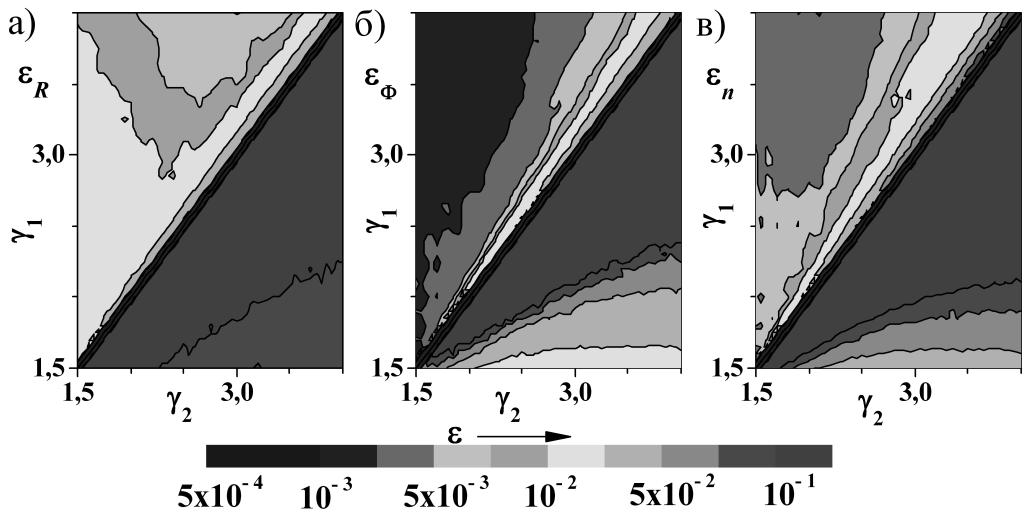
Передбачено, що параметри ДШ визначаються за допомогою співвідношень

$$\begin{aligned} n_{\text{id}} &= \frac{1}{2} \left[ \frac{\gamma_1 I_{\min,2} - \gamma_2 I_{\min,1}}{I_{\min,2} - I_{\min,1}} + \right. \\ &\quad \left. \frac{V_{\min,1} - V_{\min,2} + (\gamma_2 - \gamma_1)kT/q}{F_2(V_{\min,2}) - F_1(V_{\min,1}) - V_{\min,2}/\gamma_2 + V_{\min,1}/\gamma_1} \right], \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$R_s = \frac{kT}{2q} \left[ \frac{\gamma_1 - n_{\text{id}}}{I_{\min,1}} + \frac{\gamma_2 - n_{\text{id}}}{I_{\min,2}} \right], \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} \Phi_b &= \frac{1}{2} \left[ F_1(V_{\min,1}) + \frac{(\gamma_1 - n_{\text{id}})(qV_{\min,1} - \gamma_1 kT)}{\gamma_1 q n_{\text{id}}} + \right. \\ &\quad \left. F_2(V_{\min,2}) + \frac{(\gamma_2 - n_{\text{id}})(qV_{\min,2} - \gamma_2 kT)}{\gamma_2 q n_{\text{id}}} \right]. \end{aligned} \quad (3.22)$$

де  $[F_1(V_{\min,1}), V_{\min,1}]$  та  $[F_2(V_{\min,2}), V_{\min,2}]$  — це координати мінімумів функцій  $F_1(V)$  від  $V$  та  $F_2(V)$  від  $V$ , відповідно;  $I_{\min,1}$  та  $I_{\min,2}$  — значення струму, які відповідають на ВАХ значенням напруги  $V_{\min,1}$  та  $V_{\min,2}$ , відповідно.



**Рис. 3.2.** Залежності похибок визначення  $R_s$  (а),  $\Phi_b$  (б) та  $n_{\text{id}}$  (в) від величини параметрів  $\gamma_1$  та  $\gamma_2$  при застосуванні метода Бохліна. Наведено результати, отримані для наборів ідеальних ( $\sigma_V = 0$  В,  $\sigma_I^\epsilon = 0$ ) синтезованих ВАХ (область  $\gamma_1 > \gamma_2$ ) та зашумлених ( $\sigma_V = 0,3$  мВ,  $\sigma_I^\epsilon = 1\%$ ) даних (область  $\gamma_2 > \gamma_1$ )

Проведені числові дослідження показали, що, як і в методі Норда, у цьому випадку точність визначення параметрів залежить від вибору величин  $\gamma_1$  та  $\gamma_2$ . Отримані результати приведені на рис. 3.2. Виявлено, що похибка екстрагування параметрів зростає при збільшенні модуля різниці параметрів  $|\gamma_1 - \gamma_2|$ . Мінімальні похибки спостерігаються при використанні величин  $\gamma_1 = 1,6$  та  $\gamma_2 = 3,5$ , які і використовувалися під час порівняльного аналізу. Отримані результати позначені міткою «Bohlin».

У роботі [417] запропоновано використовувати масив функцій  $\{F_L(I)\}$ :

$$F_L(I) = V(I) - V_a \ln I, \quad (3.23)$$

де  $V_a$  — це довільне значення напруги. Кожна з функцій  $F_L(I)$  має бути апроксимована залежністю

$$y(I) = c_1 + c_2 I + c_3 \ln I \quad (3.24)$$

а параметри  $c_1$ ,  $c_2$  та  $c_3$  — визначені. Тоді очікується [417], що при  $V > 3kT/q$ , залежність  $I_a = -c_3/c_2$  від  $V_a$  має бути лінійною:

$$I_a(V_a) = (-n_{\text{id}}kT/q + V_a)/R_s, \quad (3.25)$$

що дозволяє визначити послідовний опір та фактор неідеальності. У свою чергу,  $\Phi_b$  може бути розрахований [417] за допомогою виразу

$$\Phi_b = c_3/n_{\text{id}} + kT/q \cdot \ln(AA^*T^2). \quad (3.26)$$

У роботі при застосуванні цього методу використовувалися значення  $V_a$  починаючи з 40 мВ із кроком 20 мВ; апроксимація  $F_L(I)$  здійснювалась із використанням методу найменших квадратів. Отримані дані позначені міткою «Lee».

У роботі Д. Громова та В. Пугачевича [416] розглянуто два можливі шляхи визначення параметрів ДШ. Згідно з першим із них залежність, напруги від струму має бути апроксимована виразом (3.24) причому

$$R_s = c_2, \quad (3.27)$$

$$n_{\text{id}} = (c_3q)/(kT), \quad (3.28)$$

$$\Phi_b = [c_1/c_3 + \ln(AA^*T^2)] kT/q. \quad (3.29)$$

Другий шлях полягає у тому, що вираз (3.24) застосовується до апроксимації функції Норда з  $\gamma_N = 2$ :

$$F(I) = V(I)/2 - kT/q \cdot \ln(I/AA^*T^2). \quad (3.30)$$

При цьому [416]

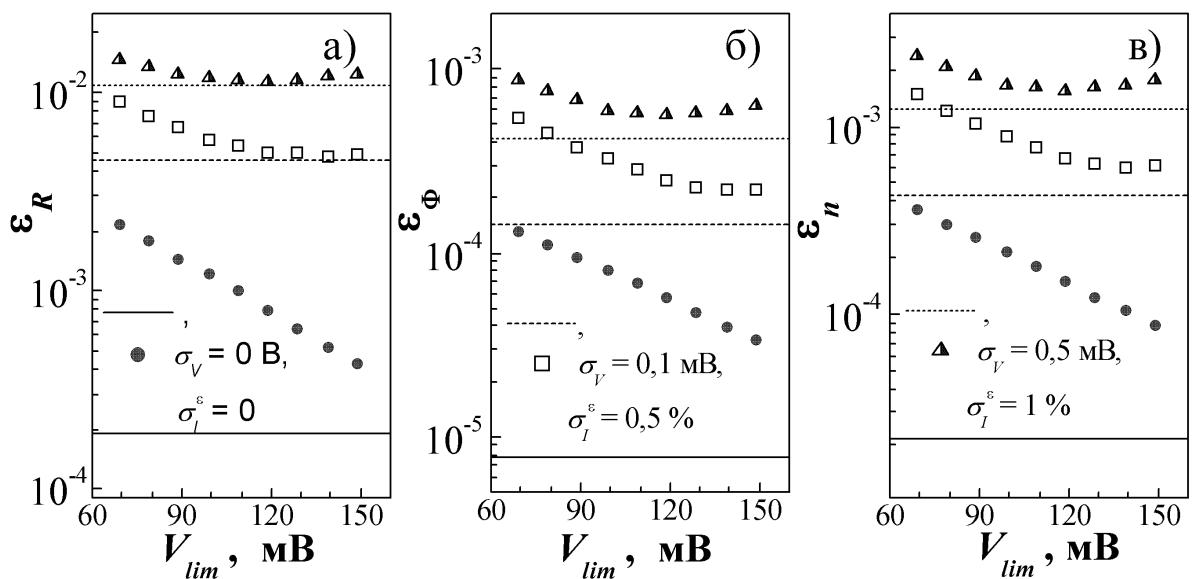
$$R_s = 2c_2, \quad (3.31)$$

$$n_{\text{id}} = (2c_3q)/(kT) + 2, \quad (3.32)$$

$$\Phi_b = \frac{2c_1}{n_{\text{id}}} + \frac{(2 - n_{\text{id}})kT}{n_{\text{id}}q} \ln(AA^*T^2). \quad (3.33)$$

Застосування методів показало, що обидва підходи приводять до абсолютно однакових результатів. Більше того, визначені значення параметрів дуже близькі до даних, які отримані за одинакових початкових умов при використанні методу, описаного в роботі [417] та згаданого раніше. Тобто ці методи не є незалежними.

З іншого боку, проведенні оцінки показали, що точність визначення параметрів за допомогою цих методів залежить від діапазону вихідної ВАХ, який використовується для побудови допоміжної функції, яка потім апроксимується



**Рис. 3.3.** Залежності похибок визначення  $R_s$  (а),  $\Phi_b$  (б) та  $n_{id}$  (в) при використанні методу Громова. Наведено результати, отримані при апроксимуванні залежністю (3.24) допоміжної функції, побудованої на основі ділянки ВАХ в діапазоні напруг від  $V_{lim}$  до максимально значення. Горизонтальні лінії вказують похибки значень параметрів ДШ, які отримані при використанні адаптивної процедури (див. текст). Результати отримані при застосуванні методу до ідеальних синтезованих ВАХ (заповнені кружечки, суцільні лінії) та зашумлених даних з  $\sigma_V = 0,1$  мВ та  $\sigma_I^\varepsilon = 0,5\%$  (незаповлені квадрати, штрих–пунктирні лінії) та з  $\sigma_V = 0,5$  мВ та  $\sigma_I^\varepsilon = 1\%$  (напівзаповнені трикутники, пунктирні лінії)

залежністю (3.24). На рис. 3.3 наведено залежності похибок екстрагованих параметрів від початкового значення діапазону напруг, в якому проводилася апроксимація. Видно, що для ідеальних ВАХ точність підвищується при звуженні використаного діапазону. Водночас для зашумлених даних залежність немонотонна і екстремальне значення точності спостерігається при певних значеннях ширини діапазону. Причому ширина та положення діапазону, при якому точність визначення параметрів найвища, залежить від рівня шуму.

У зв'язку з цим, для покращення ефективності роботи методів Громова та Лі, пропонується використовувати спеціальну адаптивну процедуру вибору діапазону побудови допоміжної функції. Вона полягає у тому, що параметри визначаються для всіх можливих діапазонів, кількість яких залежить від кількості точок вихідної ВАХ. Після цього для кожного отриманого набору параметрів обчислюється величина  $\theta = \sum_{i=1}^{N_p} [1 - I_{calc}(V_i)/I_i]^2$ , де  $I_{calc}(V_i)$  розраховується

з використанням виразів (3.1) та (3.2). Найкращим за точністю вважається той набір параметрів, для якого спостерігається мінімум величини  $\theta$ .

Зрозуміло, що подібна адаптивна процедура збільшує час, необхідних для визначення параметрів ДШ через необхідність багатократного повторення застосування методу Громова (Лі) та додаткових розрахунків. Проте, з іншого боку, ця процедура може бути автоматизована, а також дозволяє підвищити точність (лінії на рис. 3.3).

Нижче розглянуті результати застосування методу Громова із використанням запропонованої адаптивної процедури. Отримані дані позначені міткою «Gromov». Різниця між ними та позначеними міткою «Lee» визначає, фактично, доцільність запропонованої процедури.

У роботі [415] запропоновано визначати параметри ДШ шляхом побудови залежностей функцій  $H(V)$

$$H(I) = V - \frac{n_{\text{id}}kT}{q} \ln \left( \frac{I}{AA^*T^2} \right). \quad (3.34)$$

та  $dV/d(\ln I)$  від сили струму. За умови  $V_d > 3kT/q$  ці залежності мають бути лінійними, причому

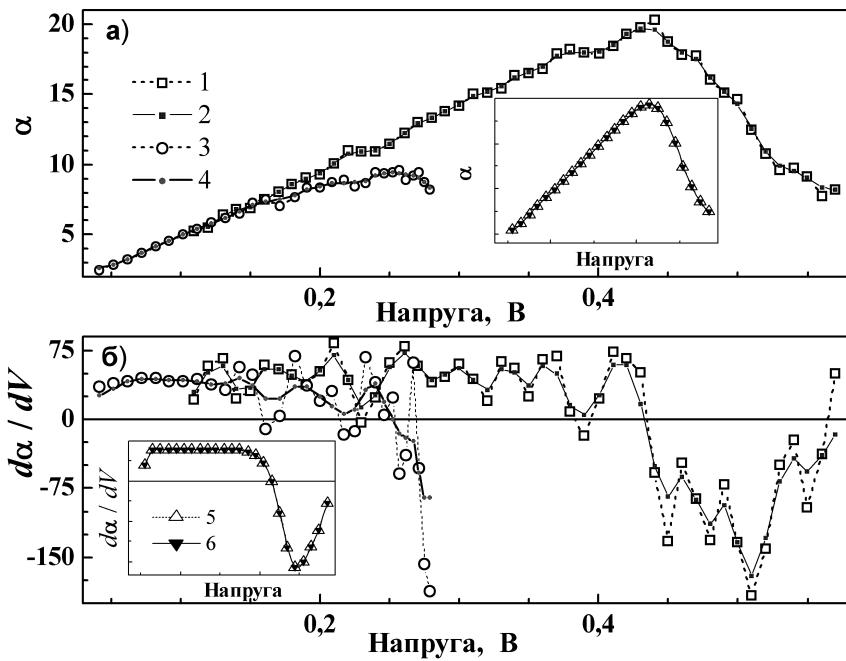
$$\frac{dV}{d \ln I} = R_s I + n_{\text{id}}kT/q, \quad (3.35)$$

$$H(I) = n_{\text{id}}\Phi_b + IR_s. \quad (3.36)$$

При застосуванні методу спочатку визначаються  $R_s$  та  $n_{\text{id}}$  на основі рівняння (3.35), а потім  $\Phi_b$ , використовуючи вираз (3.36) та обчислене на попередньому кроці значення  $n_{\text{id}}$ . Отримані результати позначені міткою «Chung».

Ще одним методом, де використовуються диференційні коефіцієнти ВАХ, є запропонований в роботі [421]. У цьому випадку все починається з обчислення функції  $\alpha(V)$ :

$$\alpha(V) = d(\ln I)/d(\ln V). \quad (3.37)$$



**Рис. 3.4.** Залежності функції (3.37) (а) та її похідної (б) від напруги. Наведено графіки для зашумлених даних ( $\sigma_V = 0,3$  мВ,  $\sigma_I^\varepsilon = 1\%$ , криві 1 та 2), для експериментально вимірюваних ВАХ (криві 3 та 4) та для ідеальних синтезованих ВАХ (вставка, криві 5 та 6) до (1, 3, 5) та після (2, 4, 6) запропонованої обробки

Визначення параметрів відбувається із використанням співвідношень

$$R_s = \frac{V_{max}}{\alpha_{max}^2 I_{max}}, \quad (3.38)$$

$$n_{id} = \frac{qV_{max}(\alpha_{max} - 1)}{\alpha_{max}^2 kT}, \quad (3.39)$$

$$\Phi_b = \frac{kT}{q} \left[ \alpha_{max} + 1 - \ln \left( \frac{I_{max}}{AA^* T^2} \right) \right]. \quad (3.40)$$

де  $\alpha_{max}$  та  $V_{max}$  це координати максимуму залежності  $\alpha$  від  $V$ ;  $I_{max}$  — сила струму, яка відповідає напрузі  $V_{max}$ .

Зауважимо, що однією з необхідних властивостей методу, які використовуються для обчислення параметрів пристройів із набору ВАХ, отриманих за різних умов, є можливість його застосування в автоматичному режимі. При цьому найпоширеніший варіантів пошуку екстремуму полягає у знаходженні нулів похідної. Як видно з виразів (3.37)–(3.40), для даного методу це означає необхідність проведення процедури числового визначення другої похідної ВАХ.

Рис. 3.4(а) показує, що при використанні експериментальних ВАХ чи зашумлених даних числове диференціювання викликає появу багаточисленних

локальних екстремумів на залежності функції  $\alpha$  від  $V$ . Ці екстремуми заважають автоматичному виявленню точки максимуму через наявність багатьох нульових точок на залежності  $d\alpha/dV$  від  $V$  (рис. 3.4,б). З метою подолання цих труднощів, у роботі запропоновано проводити спеціальну 2–стадійну процедуру обробки даних. А саме, на першій стадії обробки до отриманої з ВАХ залежності  $\alpha$  від  $V$  пропонується застосовувати 3–точковий медіанний фільтр, після чого, на другій стадії, проводити згладжування. І лише після цього, проводити визначення положення максимуму, визначення величин  $\alpha_{max}$ ,  $V_{max}$  та  $I_{max}$  і розрахунок величин параметрів ДШ. Дані на рис. 3.4 показують, що запропонована процедура обробки дійсно зменшує вплив побічних максимумів та дозволяє підвищити точність методу. Згладжування здійснюється завдяки усередненню по трьом сусіднім точкам із ваговими коефіцієнтами, які визначаються розподілом Гауса з дисперсією, рівною 0,6.

Надалі наведено результати, позначені міткою «Mikhelashvili» та отримані з використанням зазначеної процедури обробки.

### 3.4.2. Числові методи

Визначення параметрів проводилося і з використанням стандартного методу найменших квадратів зі статистичними ваговими коефіцієнтами [447, с. 67]. У цьому випадку необхідно мінімізувати квадратичну форму

$$S(I_s, n_{id}, R_s) = \sum_{i=1}^{N_p} I_i^{-1} [I_i - I_{calc}(V_i, I_s, n_{id}, R_s)]^2, \quad (3.41)$$

де  $I_{calc}$  — значення сили струму, отримане при інтерполяції. При мінімізації шукається розв'язок системи рівнянь, отриманих із умов  $\partial S / \partial I_s = 0$ ,  $\partial S / \partial n_{id} = 0$  та  $\partial S / \partial R_s = 0$ . Пошук розв'язку цієї системи нелінійних рівнянь проводився за допомогою методу покоординатного градієнтного спуску [447, с. 231]. Як критерій зупинки ітераційного процесу вибрано умову  $| (S_j - S_{j+1}) / S_j | < 10^{-12}$ , де  $S_j$  — це значення квадратичної форми на  $j$ -му кроці ітерації. Початкове наближення величини  $R_s$  обчислювалося шляхом визначення перетину з координатною

вісю залежності  $(dV/dI)/I$  від  $1/I$ , побудованої з використанням останніх п'яти точок ВАХ. Початкові наближення  $I_s$  та  $n_{\text{id}}$  отримувалися шляхом лінійної апроксимації залежності  $\ln I$  від  $V_d$ , причому для визначення останньої величини використовувалися початкове наближення  $R_s$ .

Розглянуто два варіанти методу найменших квадратів. У першому з них для обчислення  $I_{\text{calc}}$  використовувався вираз (3.1), тобто квадратична форма мала вигляд

$$S(I_s, n_{\text{id}}, R_s) = \sum_{i=1}^{N_p} I_i^{-1} \left[ I_i - I_s \left\{ \exp \left[ \frac{q(V_i - I_i R_s)}{n_{\text{id}} k T} \right] - 1 \right\} \right]^2. \quad (3.42)$$

Отримані внаслідок мінімізації функції (3.42) результати позначені міткою «Ordinary LS».

У другому випадку при побудові квадратичної форми використовувалася  $W$ -функція Ламберта. За визначенням, функція  $W$  є розв'язком рівняння  $z = W(z) \cdot \exp(W(z))$ , її значення обчислюються за допомогою ряду [434]. Згідно з результатами, розглянутими в роботі [432], явний розв'язок трансцендентного рівняння (3.1) може бути виражений за допомогою основної гілки функції Ламберта, причому при нехтуванні впливом опору шунтування він має вигляд

$$I(V) = \frac{n_{\text{id}} k T}{q R_s} W \left\{ \frac{q R_s}{n_{\text{id}} k T} \exp \left[ \frac{q(V + R_s I_s)}{n_{\text{id}} k T} \right] \right\} + I_s. \quad (3.43)$$

Тобто квадратична форма може бути записана у вигляді

$$S(I_s, n_{\text{id}}, R_s) = \sum_{i=1}^{N_p} I_i^{-1} \left[ I_i - \frac{n_{\text{id}} k T}{q R_s} W \left\{ \frac{q R_s}{n_{\text{id}} k T} \exp \left[ \frac{q(V_i + R_s I_s)}{n_{\text{id}} k T} \right] \right\} - I_s \right]^2, \quad (3.44)$$

Результати, отримані при мінімізації (3.44), позначені міткою «Lambert LS».

### 3.4.3. Еволюційні алгоритми

Еволюційні алгоритми – це клас обчислювальних оптимізаційних моделей, які при своїй побудові та реалізації імітують поведінку живої природи. Під час роботи вони оперують наборами (популяціями)  $P$  можливих розв'язків  $\vec{X}$ :  $P =$

$\{\vec{X}_k\}$ ,  $k \in (1, \dots, N_S)$ , де  $N_S$  — це загальна кількість розв'язків у популяції. Кожний із проміжних розв'язків є вектором, що складається з дійсних чисел:  $\vec{X}_k = \{x_{k,i}\}$ ,  $i \in (1, \dots, N_D)$ , де  $N_D$  дорівнює загальній кількості параметрів, які слід оптимізувати. У нашому випадку  $N_D = 3$ ,  $\vec{X} = \{R_s, n_{id}, \ln I_s\}$ .

Перед початком оптимізаційного процесу створюється початкова популяція. Зазвичай початкові значення параметрів вибираються випадковим чином з інтервалу  $[\vec{X}^L, \vec{X}^H]$ :

$$x_{k,i,0} = x_i^L + r_{[0,1]}(x_i^H - x_i^L), \quad (3.45)$$

де  $r_{[0,1]}$  — випадкове число, рівномірно розподілене на інтервалі  $[0,1]$ ,  $\vec{X}^L = \{x_i^L\}$  та  $\vec{X}^H = \{x_i^H\}$  — нижня та верхня межі простору, де шукаються розв'язки, відповідно. У роботі проводився пошук у просторі, обмеженого наступним чином:  $R_s \in [0, 50]$  Ом,  $n_{id} \in [1, 2]$ ,  $I_s \in [10^{-26}, 10^{-2}]$  А.

На кожному кроці ітерації а) проводиться трансформація кожного з розв'язків:  $\{\vec{X}_{k,j-1}\} \rightarrow \{\vec{X}_{k,j}\}$ ,  $j \in (1, \dots, N_{it})$ ,  $N_{it}$  — максимальна кількість ітерацій; процедура трансформації залежить від конкретного алгоритму і описана далі; б) розраховується значення функції придатності (або цільової функції)  $Fit(\vec{X}_{k,j})$  для кожного  $k$ -го розв'язку. Оптимальним для  $j$ -го ітераційного кроку розв'язком  $\vec{X}_j^{opt}$  вважається той, для якого значення функції придатності мінімальне:  $Fit(\vec{X}_j^{opt}) = \min \{Fit(\vec{X}_{k,j})\}$ . Кінцевим результатом вважається  $\vec{X}_{N_{it}}^{opt}$ .

У роботі використовувалася цільова функція у вигляді суми квадратів відносних похибок апроксимації кожної з точок ВАХ

$$Fit = \sum_{i=1}^{N_p} \left\{ 1 - \frac{I_s}{I_i} \left[ \exp \left( \frac{q(V_i - I_i R_s)}{nkT} \right) - 1 \right] \right\}^2. \quad (3.46)$$

$N_{it}$  визначалося умовою збіжності розв'язку.

Метод диференційної еволюції імітує процеси природного відбору і використовує процеси диференційної мутації та випадкового схрещування. У термінології даного алгоритму кожний з розв'язків називається особою, а послідовність дій на  $j$ -му ітераційному кроці має наступний вигляд [271, 272]:

- Мутація. Для кожного вектору  $\overrightarrow{X}_{k,j-1}$  генерується вектор мутації  $\overrightarrow{M}_{k,j}$

$$\overrightarrow{M}_{k,j} = \overrightarrow{X}_{r_1,j-1} + F_{sc} \cdot \left( \overrightarrow{X}_{r_2,j-1} - \overrightarrow{X}_{r_3,j-1} \right), \quad (3.47)$$

де  $r_1, r_2, r_3 \in (1, \dots, N_S)$  вибираються випадковим чином і мають відрізнятися від індексу  $k$ .  $F_{sc} \in [0, 2]$  – дійсна стала величина, що називається масштабним коефіцієнтом.

- Схрещування. Формується пробний вектор  $\overrightarrow{U}_{k,j}$

$$u_{k,i,j} = \begin{cases} m_{k,i,j}, & \text{if } r_{[0,1]} \leq CR \text{ or } i = r_4 \\ x_{k,i,j-1}, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3.48)$$

причому випадкова величина  $r_4 \in (1, \dots, N_D)$  забезпечує наявність в  $\overrightarrow{U}_{k,j}$  хоча б одного елемента з  $\overrightarrow{M}_{k,j}$ ; константа  $CR \in [0, 1]$  називається темп схрещування. Спираючись на результати, представлені в [437], у цій роботі була використана штрафна функція, яка запобігає виходу розв'язків за межі пошукового простору. А саме, будь-який параметр, значення якого перевищувала допустимі межі, замінюється випадковою величиною згідно з

$$u_{k,i,j} = \begin{cases} u_{k,i,j} - r_{[0,1]}(x_i^H - x_i^L), & \text{if } u_{k,i,j} > x_i^H \\ u_{k,i,j} + r_{[0,1]}(x_i^H - x_i^L), & \text{if } u_{k,i,j} < x_i^L. \end{cases} \quad (3.49)$$

- Відбір.

$$\overrightarrow{X}_{k,j} = \begin{cases} \overrightarrow{U}_{k,j}, & \text{if } Fit(\overrightarrow{U}_{k,j}) < Fit(\overrightarrow{X}_{k,j-1}) \\ \overrightarrow{X}_{k,j-1}, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (3.50)$$

Користуючись результатами, представленими в [271], були вибрані значення  $F_{sc} = 0,8$ ,  $CR = 0,3$  та  $N_S = 8N_D = 24$ . Виявлено, що збіжність результатів досягається при  $N_{it} = 600$ . Отримані результати позначені міткою «DE».

Розвиток методу оптимізації зграї частинок зумовлений спостереженням соціальної поведінки тварин на кшталт зграї птахів чи риб. У термінології алгоритму PSO розв'язки називаються частинками, які летять (чи плавають) і гіперпросторі параметрів. На  $j$ -му ітераційному кроці виконуються наступні дії [435]:

- Визначається найкраще положення  $\overrightarrow{X}_{k,j}^{best}$  для кожної з частинок:

$$\overrightarrow{X}_{k,j}^{best} = \begin{cases} \overrightarrow{X}_{k,j-1}^{best}, & \text{if } Fit(\overrightarrow{X}_{k,j-1}) \geqslant Fit(\overrightarrow{X}_{k,j-1}^{best}) \\ \overrightarrow{X}_{k,j-1}, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (3.51)$$

- Визначається глобально найкраща позиція  $\overrightarrow{B}_j$  серед всіх частинок зграї:

$$\overrightarrow{B}_j = \min\{Fit(\overrightarrow{X}_{1,j}^{best}), \dots, Fit(\overrightarrow{X}_{N_S,j}^{best})\}. \quad (3.52)$$

- Змінюються вектор швидкості кожної частинки

$$\begin{aligned} v_{k,i,j} = & w_j v_{k,i,j-1} + l_1 r_{[0,1],1} \cdot (x_{k,i,j}^{best} - x_{k,i,j-1}) + \\ & l_2 r_{[0,1],2} \cdot (b_{i,j} - x_{k,i,j-1}), \end{aligned} \quad (3.53)$$

де  $l_1$  та  $l_2$  називаються коефіцієнтами навчання,  $w_j$  – інерційна маса. У даній роботі, використано підхід лінійного збільшення маси:

$$w_j = w_{max} - j(w_{max} - w_{min})/N_{it}, \quad (3.54)$$

де  $w_{max}$  та  $w_{min}$  – початкова та кінцева маси, відповідно. Після цього швидкість кожної з частинок оновлюється з використанням наступного виразу:

$$v_{k,i,j} = \begin{cases} v_i^{max}, & \text{if } v_{k,i,j} > v_i^{max} \\ -v_i^{max}, & \text{if } v_{k,i,j} < -v_i^{max} \\ v_{k,i,j}, & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (3.55)$$

де константа  $v^{max}$  призначена стримувати надлишкові блукання частинок. Зазвичай [435]  $v^{max}$  вибирається рівним максимально можливому відхиленню даної частинки у певному напрямі.

- Кожна частинка переміщується у нове положення:

$$\overrightarrow{X}_{k,j} = \overrightarrow{v}_{k,j} + \overrightarrow{X}_{k,j-1}, \quad (3.56)$$

Згідно з [435], використано наступні значення параметрів:  $l_1 = l_2 = 2$ ,  $w_{max} = 0,9$ ,  $w_{min} = 0,4$  та  $N_S = 15 \cdot N_D = 45$ . Крім того, при розрахунках вважалося, що

початкові швидкості  $\vec{v}_{k,0} = 0$ . Виявлено, що збіжність результатів досягається при  $N_{it} = 700$ . Отримані результати позначені міткою «PSO».

Алгоритм методу модифікованої штучної бджолиної сім'ї базується на поведінці рою медоносних бджіл, зумовлений пошуком їжі. Бджоли поділяються на три категорії: носії, спостерігачі та розвідники. Носії експлуатують свої джерела їжі та взаємодіють зі спостерігачами. Спостерігачі очікують у вулику та вирішують яке з джерел їжі експлуатувати. Розвідники проводять пошуки нових джерел їжі навколо вулика. Кількість носіїв та спостерігачів збігається з кількістю розв'язків. Самі розв'язки описують розташування джерел їжі, а кількість нектару в джерелі визначається придатністю розв'язку. Коли джерело їжі повністю вичерпується, пов'язані з ним носії стають розвідниками. Дій, які передбачені під час  $j$ -ої ітерації наступні [439]:

- Створюється новий розв'язок  $\vec{T}_{k,j}$  для кожного носія

$$\vec{T}_{k,j} = \vec{X}_{k,j-1} + r_{[-1,1]}(\vec{X}_{k,j-1} - \vec{X}_{r,j-1}), \quad (3.57)$$

де  $r \in (1, \dots, N_S)$  – це випадковим чином обраний індекс,  $r \neq k$ .

- Застосовується жадібний процес відбору до носіїв:

$$\vec{X}_{k,j-1} = \begin{cases} \vec{T}_{k,j}, & \text{if } Fit(\vec{T}_{k,j}) < Fit(\vec{X}_{k,j-1}) \\ \vec{X}_{k,j-1}, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (3.58)$$

$$s_k = \begin{cases} 0, & \text{if } Fit(\vec{T}_{k,j}) < Fit(\vec{X}_{k,j-1}) \\ s_k + 1, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (3.59)$$

Тут  $\vec{S} = \{s_1, \dots, s_{N_S}\}$  вектор, який містить інформацію щодо зручності всіх джерел їжі. Початкові значення  $s_k = 0$ .

- Розраховується ймовірність  $p_k$  для кожного розв'язку:

$$p_k = \frac{(1 + Fit(\vec{X}_{k,j-1}))^{-1}}{\sum_{m=1}^{N_S} (1 + Fit(\vec{X}_{m,j-1}))^{-1}}. \quad (3.60)$$

- Для кожного спостерігача

- a) створюється новий розв'язок  $\vec{T}_{k,j}$  з вибраного розв'язку  $\vec{X}_{k,j-1}$  by using Eq. (3.57) if  $r_{[0,1]} < p_k$ ,  $k = 1, \dots, N_S$ ;

- б) застосовується механізм жадібного вибору — див. рівняння (3.58) та (3.59).
- Визначають відкинуті розв'язки та, відповідно, розвідники, і якщо вони існують, розв'язки замінюються новими, створеними випадковим чином

$$x_{k,i,j} = \begin{cases} x_i^L + r_{[0,1]}(x_i^H - x_i^L) & \text{if } s_k > L_{\text{limit}} \\ x_{k,i,j-1}, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (3.61)$$

де  $L_{\text{limit}}$  — регулюючий параметр алгоритму, який визначає допустиме число поколінь, протягом яких кожне джерело їжі має бути відкинути.

У розрахунках використані значення  $L_{\text{limit}} = 36$  та  $N_S = 24$  [439]. Крім того вважалося, що найкращий розв'язок не відкидається. Виявлено, що збіжність результатів досягається при  $N_{it} = 250$ . Отримані результати позначені міткою «МАВС».

Алгоритм оптимізованого викладання та навчання використовує концепцію навчального процесу в класі. Група учнів у класі розглядається як популяція розв'язків. Алгоритм імітує процес навчання, при якому учні спочатку отримують знання від учителя, а потім також і внаслідок спілкування між собою. На  $j$ -му кроці ітераційного процесу дії описуються наступним чином [438]:

- Етап учителя. Проводиться модифікація знань учня  $\vec{T}_{k,j}$

$$\vec{T}_{k,j} = \vec{X}_{k,j-1} + r_{[0,1]} \left( \vec{X}_{j-1}^{\text{opt}} - r_{(1,\dots,2)} \vec{X}_{j-1}^{\text{mean}} \right), \quad (3.62)$$

дляожної особи ( $\vec{X}_{k,j-1}$ ) в класі за винятком вчителя ( $\vec{X}_{j-1}^{\text{opt}}$ ). Тут

$$x_{i,j-1}^{\text{mean}} = \frac{1}{N_S} \sum_{k=1}^{N_S} x_{k,i,j-1}. \quad (3.63)$$

Якщо  $\vec{T}_{k,j}$  є кращим ніж  $\vec{X}_{k,j-1}$ , то він його замінює згідно з (3.58).

- Етап учня. Для кожного з учнів генерується новий розв'язок  $\vec{U}_{k,j}$ , причому

$$\vec{U}_{k,j} = \vec{X}_{k,j-1} + r_{[0,1]} \left( \vec{X}_{k,j-1} - \vec{X}_{r,j-1} \right), \quad (3.64)$$

$$\text{if } \text{Fit}(\vec{X}_{k,j-1}) > \text{Fit}(\vec{X}_{r,j-1})$$

$$\vec{U}_{k,j} = \vec{X}_{k,j-1} - r_{[0,1]} \left( \vec{X}_{k,j-1} - \vec{X}_{r,j-1} \right), \quad (3.65)$$

$$\text{if } \text{Fit}(\vec{X}_{k,j-1}) \leq \text{Fit}(\vec{X}_{r,j-1}),$$

де  $r \in (1, \dots, N_S)$  — індекс, вибраний випадковим чином,  $r \neq k$ . Після цього використовується вираз (3.50) для визначення  $\overrightarrow{X}_{k,j}$ .

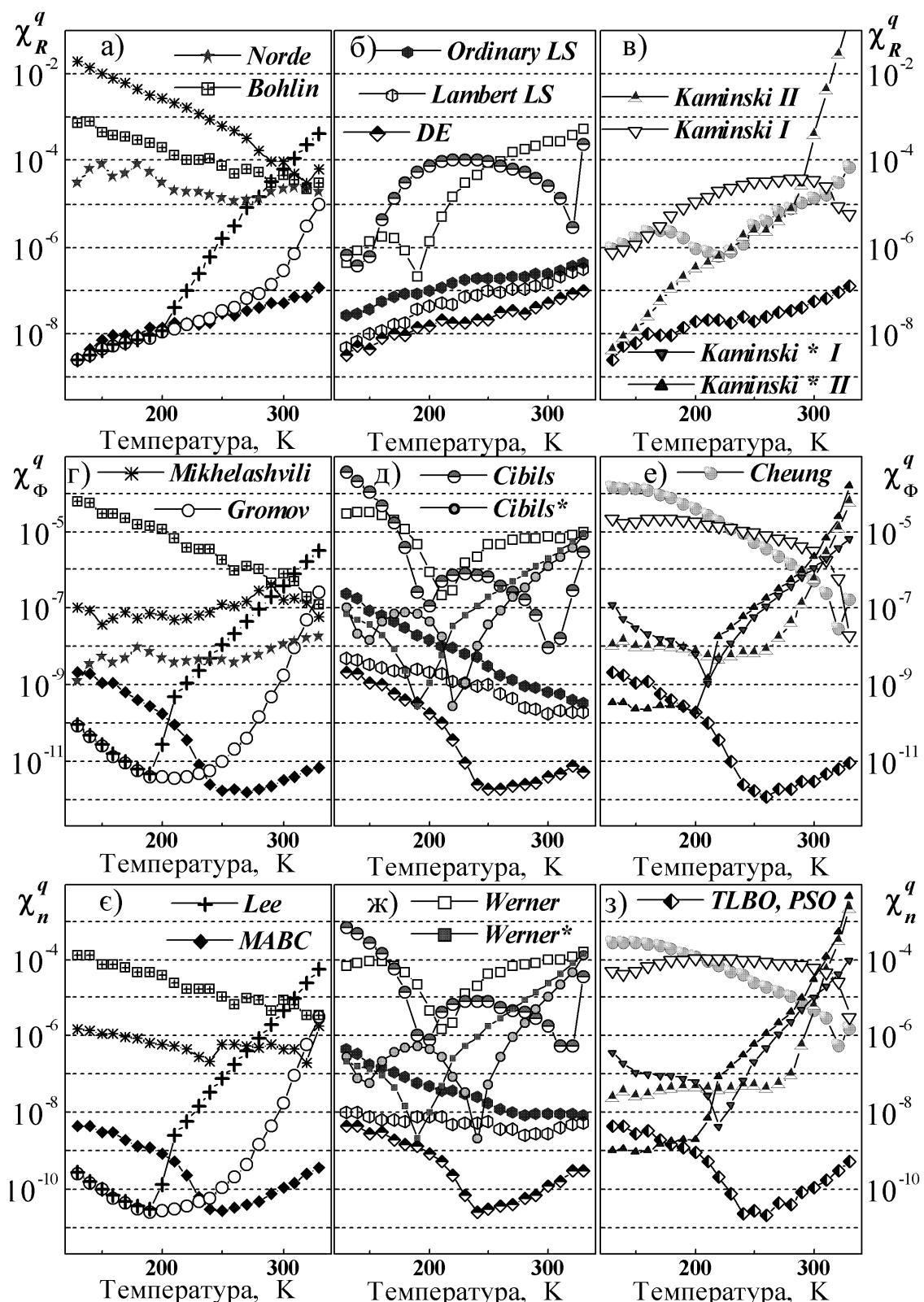
У роботі використовувалася величина  $N_S = 1000$ . Розрахунки показали, що збіжність розв'язку спостерігається при  $N_{it} = 900$ . Отримані результати позначені міткою «TLBO».

### **3.5. Порівняння ефективності методів визначення параметрів структур метал—напівпровідник**

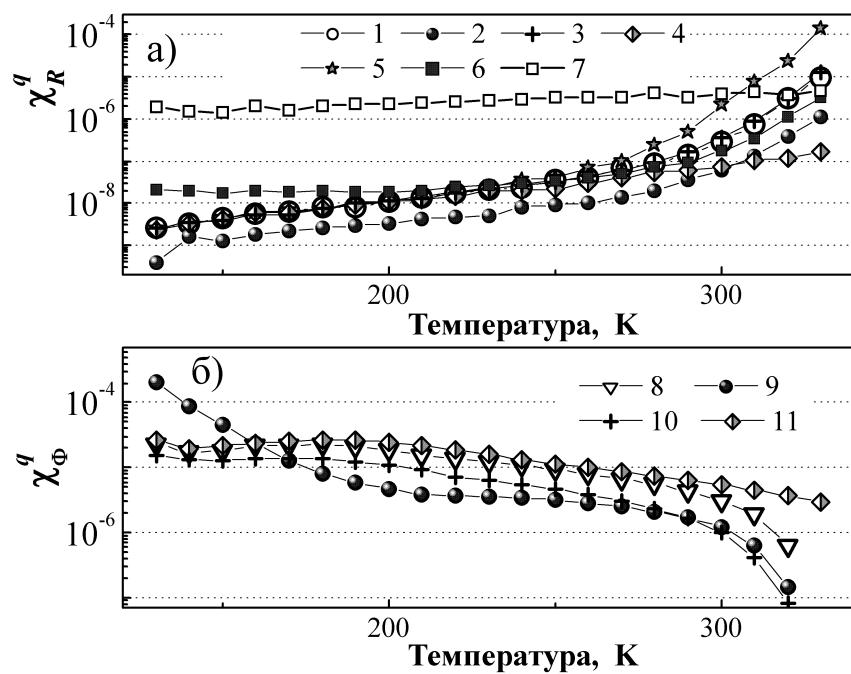
#### **3.5.1. Точність визначення параметрів на основі ідеальних ВАХ**

Точність визначення параметрів із окремої ВАХ залежно від температури, для якої її синтезовано, наведено на рис. 3.5. Насамперед зауважимо, що наведені дані показують:

- а) при використанні всіх еволюційних алгоритмів для аналізу однакових ВАХ отримані дуже близькі значення як послідовного опору, так і ВБШ та фактора неідеальності; це цілком очікуваних результат, зумовлений тим, що у всіх випадках використовувалася ідентична цільова функція;
- б) використання адаптивної процедури в методі Gromov дає можливість суттєво знизити помилки визначення параметрів;
- в) використання функції Ламберта при числових обчисленнях дозволяє зменшити помилки визначення параметрів порівняно з випадком, коли в методі найменших квадратів використовується трансцендентна форма рівняння ВАХ;
- г) при застосуванні методів Werner, Cibils, та Kaminskii I за допомогою лінійної апроксимації допоміжної функції доцільно визначати лише величину послідовного опору, тоді як  $\Phi_b$  та  $n_{id}$  краще екстрагувати на наступному етапі, при лінійній апроксимації ВАХ, скорегованої з врахуванням отриманого значення  $R_s$ ; іншими словами використання варіантів цих методів, позначених зірочками дозволяє підвищити точність визначення параметрів;
- д) найвищу точність при аналізі ідеальних синтезованих ВАХ вдається досягти при використанні еволюційних алгоритмів, апроксимації за допомогою методу



**Рис. 3.5.** Температурні залежності відносних похибок визначення  $R_s$  (а – в),  $\Phi_b$  (г – е) та  $n_{id}$  (ε – з) при застосуванні різних методів до ідеальних синтезованих ВАХ



**Рис. 3.6.** Температурні залежності похибок визначення  $R_s$  (а) та  $\Phi_b$  (б) при використанні методів Gromov (а) та Kaminskii I (б). Під час синтезу ВАХ використовувалися параметри, величини яких переважно визначались формулами (3.2–3.5), проте для побудови кривих 2 та 9 використовувалися ВАХ для яких значення  $R_s$  в 3 рази більше; для кривих 3 та 10 величина  $n_{id}$  в 1,2 рази більша; для кривих 4 та 11 величина  $I_s$  в 100 разів менша; для кривої 5 значення  $\Phi_b$  зменшено на 0,1 еВ; для кривої 6 величини  $R_s$  та  $\Phi_b$  залишалися незмінними та рівними 2 Ом та 0,7 еВ, відповідно, під час синтезу всього набору ВАХ (були незалежні від температури); для кривої 7 значення  $R_s$  та  $I_s$  незмінні та рівні 2 Ом та  $10^{-5}$  А, відповідно

найменших квадратів із використанням функції Ламберта, Norde (при визначенні  $\Phi_b$ ), Ordinary LS (при визначенні  $R_s$ ), методу Gromov, доповненого адаптивною процедурою, та методу Lee (за винятком випадків високих температур та великих значень  $I_s$ ).

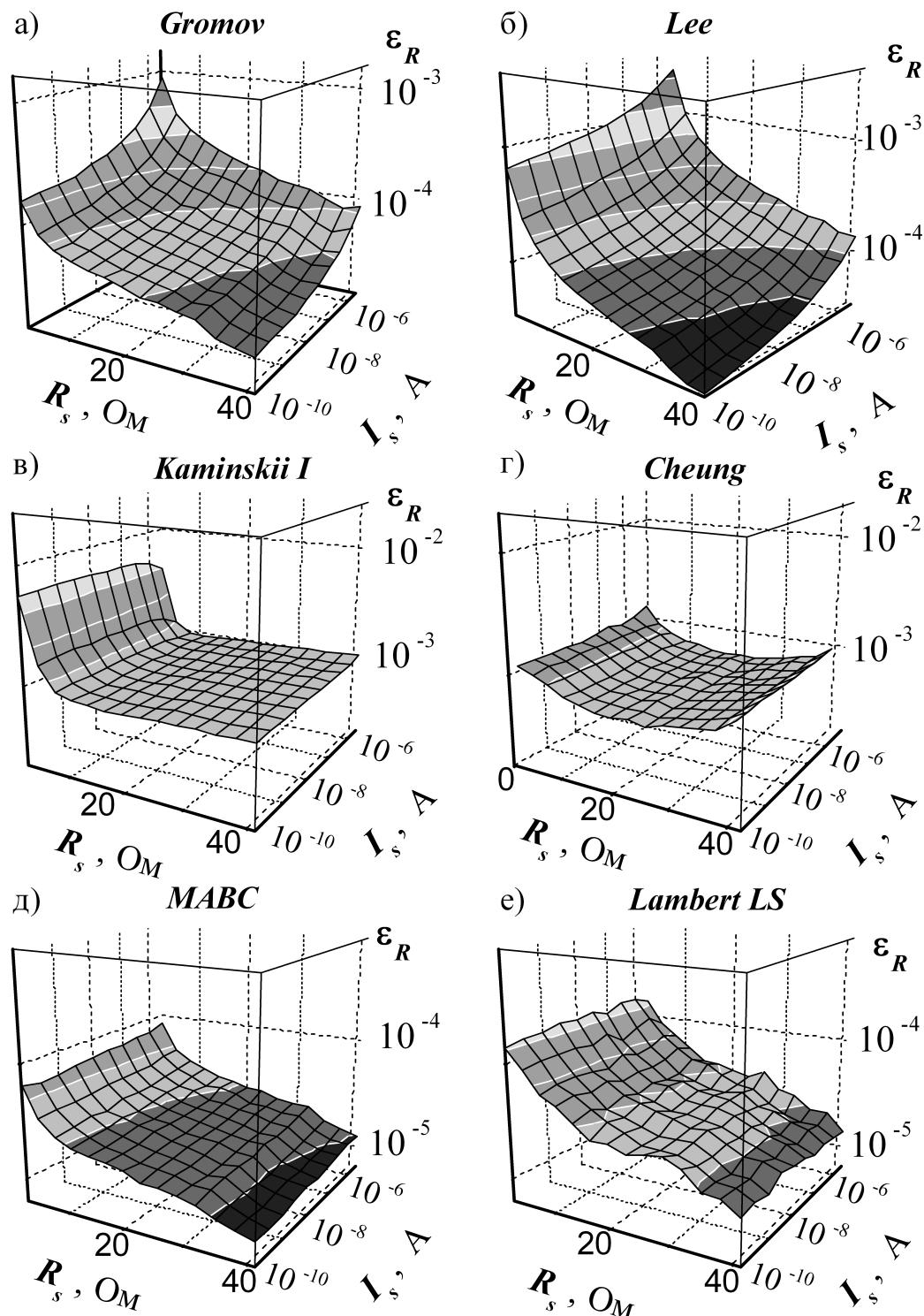
З іншого боку, наведені результати показують, що точність визначення параметрів змінюється для різних ВАХ із одного набору (залежить від температури, для якої ВАХ була синтезована). Тобто похибка визначення параметра з масиву  $\{R_s, n_{id}, I_s\}$  залежить як від його величини, так і від значення інших характеристик ДШ із цього набору. Для виявлення подібних залежностей всі методи були також застосовані до синтезованих даних, при створенні яких вважалося, що значення однієї з величин із набору ( $R_s, \Phi_b, I_s, n_{id}$ ) відрізняється від

того, який очікується згідно з виразами (3.2–3.5). окремі характерні результати наведені на рис. 3.6.

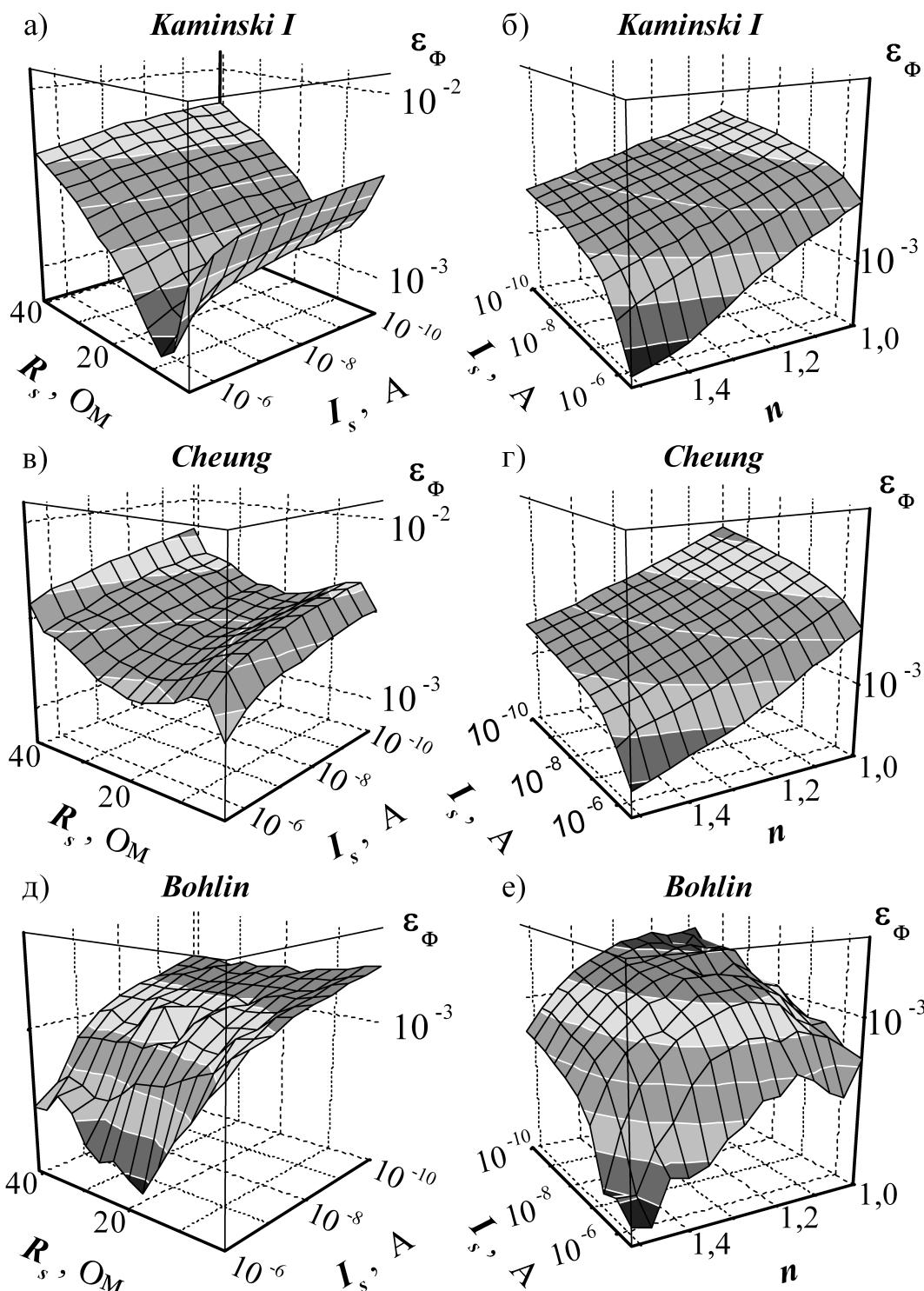
Рис. 3.6,а свідчить що, похибки визначення послідовного опору при використанні методу Gromov а) зростають із підвищенням  $\Phi_b$ ; б) зменшуються при збільшенні  $R_s$  та зменшенні  $I_s$ ; в) залишаються практично постійними при зміні  $n_{id}$ . Очевидно, що  $I_s$  та  $\Phi_b$  пов'язані між собою співвідношенням (3.2). Проте, на нашу думку, саме величина струму насичення, а не ВБШ, є першочерговим фактором впливу на процес визначення  $R_s$ . На користь цього висновку свідчать криві 6 та 7 на рис. 3.6,а. Крива 6 отримана для набору ВАХ, які синтезовані використовуючи припущення що незалежними від температури є як  $R_s$ , так і  $\Phi_b$ . Незважаючи на ці обмеження,  $\chi_R^q$  зростає при збільшенні температури. На противагу, крива 7, отримана для незалежних від температури  $R_s$  та  $I_s$ , показує, що точність визначення послідовного опору залишається практично постійною для всього набору ВАХ.

З іншого боку, рис. 3.6,б показує, що при використанні методу Kaminskii I зменшення струму насичення підвищує похибку визначення ВБШ. Загалом проведені дослідження показують, що величина  $I_s$  є основним, а величина  $\Phi_b$  другорядним визначальними факторами для точності екстракції інших параметрів (не лише  $R_s$ ) при використанні різних методів (не лише Gromov). З рис. 3.6,б також видно, що похибка визначення  $\Phi_b$  зменшується у випадку більших значень фактора неідеальності (криві 8 та 10). Водночас збільшення послідовного опору немонотонно впливає на точність екстракції ВБШ (криві 8 та 9 на рис. 3.6,б): при низьких температурах (високих значеннях  $\Phi_b$ )  $\chi_\Phi^q$  зростає, при високих  $T$  — навпаки, зменшується.

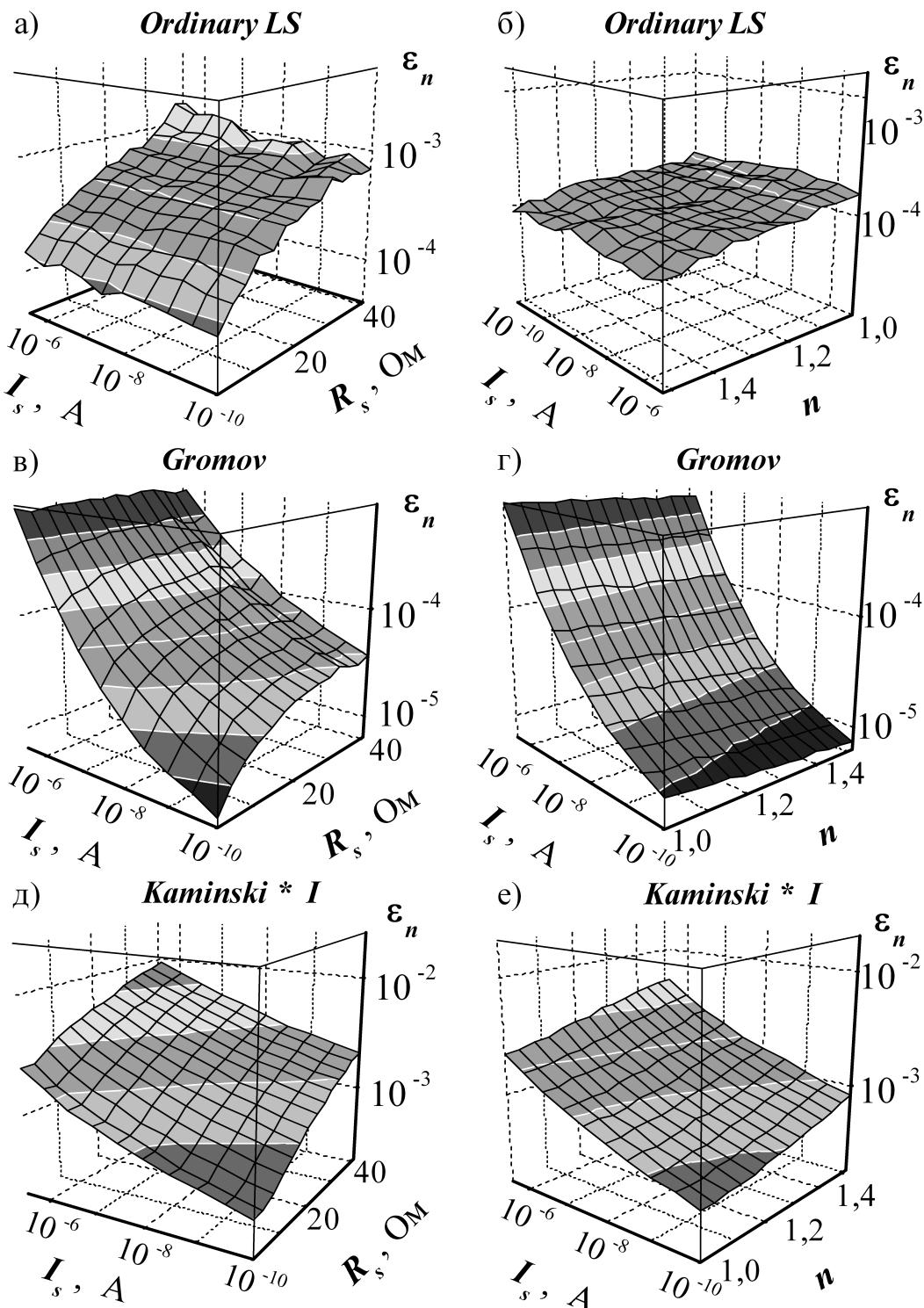
Узагальнюючи аналіз отриманих результатів, можна зробити висновок, що точність визначення кожного з параметрів зазвичай зростає зі збільшенням його величини. Проте похибка визначення  $\chi_{x_i}^q$  даного параметра ( $x_i \in \{R_s, n_{id}, I_s\}$ ) залежить також і від абсолютнох величин інших характеристик ДШ ( $x_j, j \neq i$ ), причому характер цих залежностей є функцією абсолютнох значень кожного параметра з набору і змінюється при використанні різних методів ( $\chi_{x_i}^q = f(x_i, x_j, \text{метод})$ ).



**Рис. 3.7.** Похибки визначення величини послідовного опору з набору ВАХ, який був синтезований при постійних значеннях  $R_s$  та  $I_s$ . Показані результати застосування методів Gromov (а), Lee (б), Kaminskii I (в), Cheung (г), МABC (д) та Lambert LS (е)



**Рис. 3.8.** Похибки визначення величини висоти бар'єру Шотткі опору з набору ВАХ, який був синтезований при постійних значеннях  $R_s$  та  $I_s$  (рисунки а, в та д) або постійних значеннях  $n_{id}$  та  $I_s$  (рисунки б, г, е). Показані результати застосування методів Kaminskii I (а, б), Cheung (в, г) та Bohlin (д, е)



**Рис. 3.9.** Похибки визначення величини фактора неідеальності з набору ВАХ, який був синтезований при постійних значеннях  $R_s$  та  $I_s$  (рисунки а, в та д) або постійних значеннях  $n_{id}$  та  $I_s$  (рисунки б, г, е). Показані результати застосування методів Ordinary LS (а, б), Gromov (в, г) та Kaminskii\* I (д, е)

Для того, щоб виявити основні тенденції цих залежностей проведені додаткові числові дослідження. А саме, були синтезовані набори ВАХ, при побудові яких вважалося, що окремі параметри є незалежними від температури. При цьому а) постійними у всьому температурному діапазоні вважалася два параметри ( $R_s$  та  $I_s$  або  $n_{id}$  та  $I_s$  для різних наборів ВАХ); б)  $n_{id}$  (або  $R_s$ ) обчислювалися відповідно до того, як описано раніше, в розділі 3.2.1. Було створено сукупність наборів ВАХ, для яких незалежні від температури величини  $R_s$ ,  $n_{id}$  та  $I_s$  змінювались в діапазонах від 2 до 41 Ом, від 1 до 1,52 та від  $10^{-10}$  до  $5 \cdot 10^{-5}$  А, відповідно. Після цього кожний із методів застосовувався до кожного набору ВАХ, визначено величини параметрів, а також їхні похибки. Найтипівіші результати наведено на рис. 3.7–3.9. Зокрема, рис. 3.7,а підтверджує, що при використанні методу Gromov збільшення  $R_s$  та  $I_s$  призводить до зменшення та збільшення помилки визначення послідовного опору, відповідно.

Отримані результати щодо факторів впливу узагальнено в табл. 3.1. У таблиці використано ряд символів для опису поведінки похибки визначення параметрів при зміні величини фактора впливу. А саме. Якщо помилка визначення монотонно зростає або зменшується зі збільшенням впливаючого фактора, то використовувалися символи « $\downarrow$ » та « $\uparrow$ », відповідно. Наприклад, саме ці символи характеризують кореляцію точності визначення  $R_s$  за допомогою методу Gromov та величини  $R_s$  та  $I_s$ . Виявлено, що точність визначення може залежати від фактора впливу не лише монотонно. Наприклад, рис. 3.6,б та рис. 3.8,а показують, що при використанні методу Kaminskii I похибка визначення  $\Phi_b$  зростає з підвищенням послідовного опору при великих ( $> 10$  Ом) значеннях  $R_s$  і зменшується при малих величинах  $R_s$ . Для позначення залежності з такою поведінкою в табл. 3.1 використовується символ « $\vee$ ». Подібна залежність спостерігається при використанні метода Chueng для визначення  $R_s$  (рис. 3.7,г). Проте в цьому випадку сама величина  $R_s$  порівняно слабко впливає на точність визначення послідовного опору. Схожі слабкі залежності позначаються в табл. 3.1 за допомогою верхнього індексу « $w$ ». Інші приклади слабких залежностей  $I_s$  та  $n_{id}$  можна побачити на рис. 3.7,д та рис. 3.9,г, відповідно.

Якщо графік залежності похибки визначення параметра від величини фактора впливу має не мінімум, а максимум (див., наприклад, рис. 3.8,е), то

Таблиця 3.1

Фактори впливу на похибки визначення параметрів ДШ<sup>1)</sup>

Метод	Визначений параметр		
	$R_s$	$\Phi_b$	$n$
Norde	$n_{\text{id}}^w(\vee)$	$I_s(\downarrow)$	—
Werner	$R_s(\vee)$	$R_s(\downarrow), I_s^w(\downarrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$
Werner*	$R_s(\vee)$	$R_s(\vee), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$R_s(\vee), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}^w(\uparrow)$
Cibils	$R_s(\vee), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$R_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\vee)$	$R_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\vee)$
Cibils*	$R_s(\vee), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$R_s(\vee), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$R_s(\vee), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$
Kaminskii I	$R_s(\leftarrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\vee), I_s(\downarrow), n_{\text{id}}(\downarrow)$	$R_s(\vee), I_s^w(\downarrow), n_{\text{id}}(\downarrow)$
Kaminskii* I	$R_s(\leftarrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$
Kaminskii II	$R_s(\downarrow), I_s(\rightarrow), n_{\text{id}}^w(\uparrow)$	$I_s(\rightarrow), n_{\text{id}}^w(\uparrow)$	$I_s(\rightarrow)$
Kaminskii* II	$R_s(\downarrow), I_s(\rightarrow), n_{\text{id}}^w(\uparrow)$	$I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$
Bohlin	$I_s(\rightarrow)$	$I_s(\downarrow), n_{\text{id}}(\wedge)$	$I_s(\rightarrow), n_{\text{id}}(\wedge)$
Lee	$R_s(\downarrow), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$
Gromov	$R_s(\downarrow), I_s(\uparrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$
Cheung	$R_s^w(\vee)$	$R_s(N), I_s(\downarrow), n_{\text{id}}(\downarrow)$	$R_s^w(N), I_s(\rightarrow), n_{\text{id}}(\downarrow)$
Mikhelashvili	$R_s(\uparrow), I_s(\downarrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\wedge), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\wedge), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$
Ordinary LS	$R_s(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s^w(\downarrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$
Lambert LS	$R_s(\downarrow)$	$I_s^w(\downarrow)$	$n_{\text{id}}^w(\downarrow)$
EAs	$R_s(\downarrow), I_s^w(\uparrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\vee), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\vee), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$

<sup>1)</sup>Наявність  $R_s$  або  $I_s$  або  $n_{\text{id}}$  в клітинці означає вплив величини, відповідно, послідовного опору або струму насичення або фактора неідеальності на точність визначення параметра; верхній індекс та символ в дужках пов'язані з характером поведінки точності визначення параметра при збільшенні  $R_s$  або  $I_s$  або  $n_{\text{id}}$  — деталі див. у тексті.

використовувався символ « $\wedge$ ». Наявність на залежності екстремумів обох типів (див., наприклад, рис. 3.8,в) позначено за допомогою символу « $N$ ».

Ще один тип залежності показаний на рис. 3.7,в. При використанні методу Kaminskii I для визначення  $R_s$  помилки залишаються постійними в широкому діапазоні змін  $R_s$  та  $I_s$  і зростають лише для малих значень  $R_s$ . Подібні залежності між помилкою визначення та впливаючим фактором позначені символом « $\leftarrow$ ». Символи « $\rightarrow$ » або « $\rightarrow$ » використовуються, якщо помилки зростають або зменшуються, відповідно, лише при великих значеннях фактора впливу.

З наведених даних, зокрема, видно, що фактори, які впливають на точність екстракції  $\Phi_b$  та  $n_{\text{id}}$  подібні для більшості методів, які розглядалися в роботі. Використання адаптивної процедури в методі Gromov призводить до того, що

точність визначення  $\Phi_b$  та  $n_{id}$  стає залежною від величини  $R_s$ , вплив величини фактора неідеальності послаблюється. Точність методів Werner\*, Cibils\* та Kaminskii\* чутливіша до величин параметрів ніж при використанні варіантів цих же методів без зірочок. Найстійкішими до величин параметрів є числові методи, особливо при використанні функції Ламберта (Lambert LS).

### **3.5.2. Швидкодія методів визначення параметрів діодів Шотткі**

Ще одним, поряд із точністю, критерієм для характеризації різних методів визначення параметрів структур МН є час, необхідний для розрахунків (RT, running time). Для оцінки RT використані WinAPI функції *QueryPerformanceCounter()* та *QueryPerformanceFrequency()*. Розрахунки проводились на персональному комп’ютері з наступними характеристиками:

- процесор AMD A4-3400 2.7 GHz;
- 3072 MB RAM;
- операційна система Windows XP.

Очевидно, що точний час екстракції параметрів залежить від програмної реалізації, від завантаження процесора в даний момент часу тощо. Тим не менш, всі методи тестиувалися за однакових умов, а отже вибраний підхід дозволяє порівняти тривалість роботи різних методів, а також оцінити порядок величини RT.

Отримані значення RT при застосуванні різноманітних методів до аналізу ідеальних синтезованих ВАХ наведено в табл. 3.2. Загалом RT залежить від кількості точок у вихідній залежності; в таблиці наведено значення, отримані при застосування методів до ВАХ, сгенерованих для температур 130 K та 330 K. Очевидно, що

- а) час роботи аналітичних методів при використанні сучасних комп’ютерів знехтувано малий;
- б) у випадку ВАХ із великою кількістю експериментальних точок RT числових методів може досягати значних величин;
- в) використання функції Ламберта призводить до збільшення часу роботи числових методів; однією з причин цього є необхідність використовувати числовий ряд для обчислення значення самої функції;

Таблиця 3.2

## Час визначення параметрів ДШ з однієї ВАХ

Метод	Час роботи, с	
	максимальний	мінімальний
Norde	$3,7 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$
Werner <sup>1)</sup>	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$
Cibils <sup>1)</sup>	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$
Kaminskii I <sup>1)</sup>	$8,0 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-5}$
Kaminskii II <sup>1)</sup>	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$
Bohlin	$6,3 \cdot 10^{-5}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$
Lee	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$
Gromov	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$
Gromov <sup>2)</sup>	$4,6 \cdot 10^{-5}$	$2,7 \cdot 10^{-5}$
Cheung	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$
Mikhelashvili	$4,7 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$
Ordinary LS	460	1,8
Lambert LS	540	7,6
DE	0,73	0,36
PSO	0,35	0,14
MABC	0,20	$5,7 \cdot 10^{-2}$
TLBO	19,2	5,4

<sup>1)</sup> Час корекції ВАХ та лінійної апроксимації дорівнює  $1.8 \cdot 10^{-5}$  с (максимальний) або  $1.4 \cdot 10^{-5}$  с (мінімальний).

<sup>2)</sup> Для випадку, коли адаптивна процедура не використовується.

- г) використання адаптивної функції очікувано викликає збільшення RT на декілька порядків, проте його абсолютне значення залишається невеликим;
- д) серед еволюційних алгоритмів найшвидшим при визначенні параметрів ДШ є MABC, найповільнішим — TLBO.

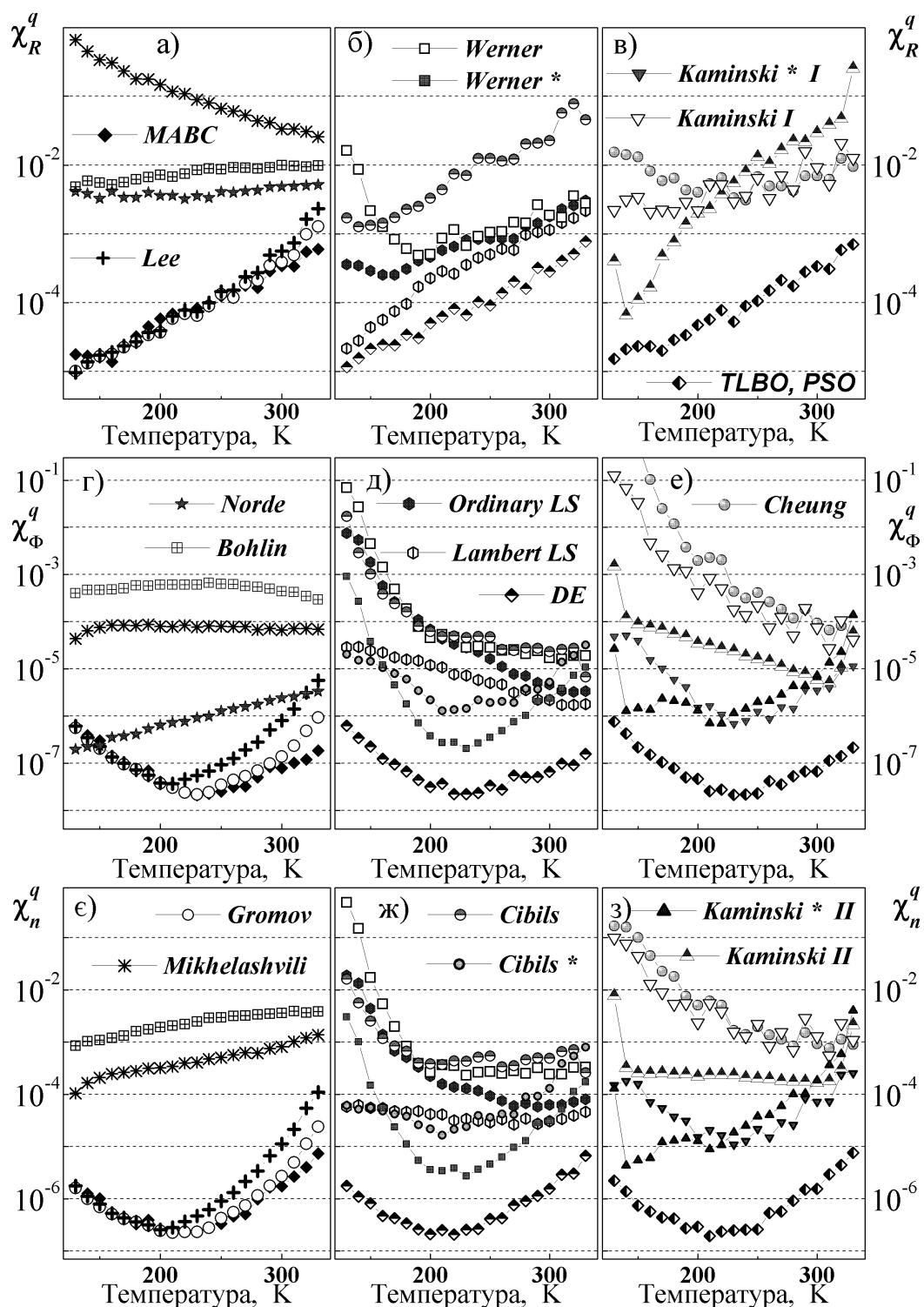
Узагальнюючи результати, отримані при дослідженні застосування методів до ідеальних синтезованих ВАХ, зауважимо, що еволюційні алгоритми видаються найпридатнішими для визначення параметрів ДШ завдяки низькому рівню помилок, помірній чутливості точності до величини параметрів та допустимому

часу роботи. Поряд із цим, іншими методами, яким також варто надавати перевагу є аналітичний метод Gromov із використанням адаптивної процедури та числовий метод Lambert LS. Проте точність визначення параметрів для першого з них суттєво зменшується при високих значеннях струму насичення (високих температурах). Щодо методу Lambert LS, то його основним недоліком є значний час, потрібний для обчислень.

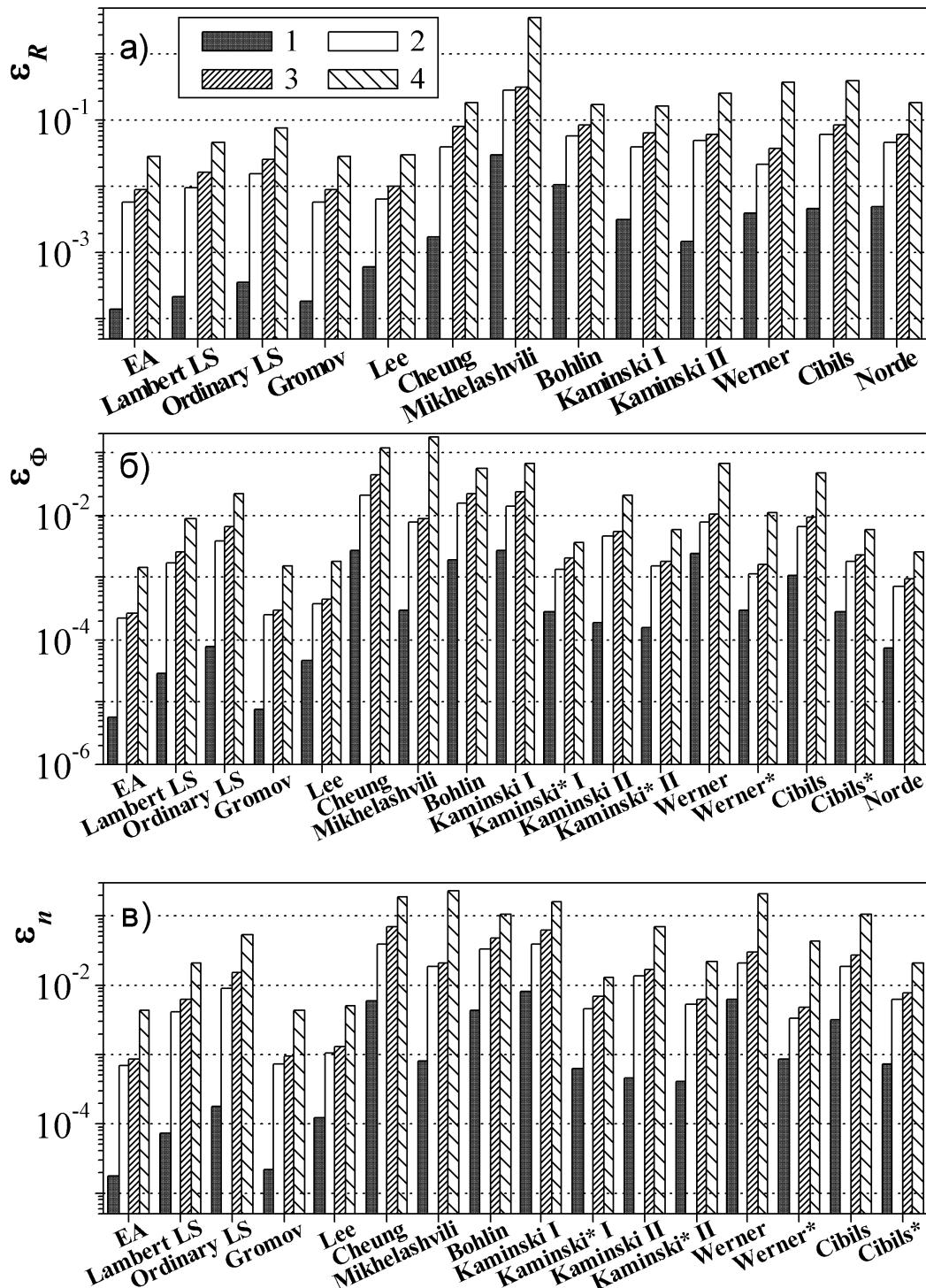
### **3.5.3. Вплив випадкових похибок на точність визначення параметрів структур метал–напівпровідник**

На рис. 3.10 та рис. 3.11 наведено результати застосування різноманітних методів до зашумлених даних. Цілком очікувано, помилки при екстракції параметрів збільшуються при підвищенні рівня шуму (рівня випадкових помилок при вимірюванні). Проте залежності правильності визначення параметрів із однієї ВАХ схожі до отриманих при аналізі ідеальних синтезованих ВАХ. Як наслідок, фактори впливу на точність також ідентичні, тобто дані табл. 3.1 цілком застосовні і в цьому випадку. Інші характерні особливості методів, виявлені раніше, проявляються і в цьому випадку. Наприклад, використання функції Ламберта дозволяє досягнути більшої точності числових методів при визначенні параметрів ДШ. Еволюційні алгоритми, методи Gromov та Lee характеризуються найменшими помилками. Водночас, різниця між результатами, отриманими за допомогою методів Gromov та Lee зменшується. Це свідчить про зниження переваги застосування запропонованої адаптивної процедури з підвищенням рівня випадкових похибок.

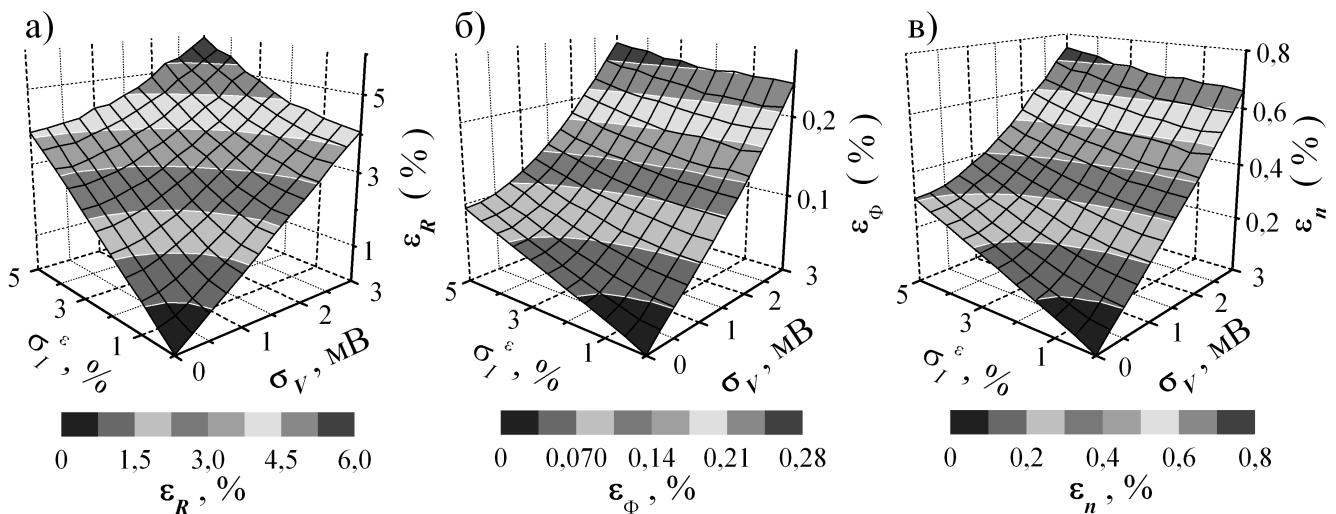
У випадку, коли методи Werner, Cibils, Kaminskii I або Kaminskii II застосовуються до зашумлених даних, визначення  $n_{id}$  шляхом апроксимації скорегованої ВАХ є точнішим, ніж у випадку, коли ця величина визначається внаслідок апроксимації допоміжної функції. Крім того, точність цих методів наближається до найкращих результатів інших методів і стає порівняною з точністю числових методів, або й навіть переважає її (рис. 3.10). Метод Norde дозволяє достатньо точно визначати висоту бар'єру Шотткі, проте фактор неідеальності можна отримати лише застосовуючи інші методи.



**Рис. 3.10.** Температурні залежності похибок визначення послідовного опору (а – в), ВВШ (г – е) та фактора неідеальності (ε – з) при застосуванні різних методів до наборів зашумлених даних.  $\sigma_V = 0,3$  мВ,  $\sigma_I^\epsilon = 1\%$



**Рис. 3.11.** Похибки визначення  $R_s$  (а),  $\Phi_b$  (б) та  $n_{id}$  (в) з наборів зашумлених даних.  $\sigma_V$ , мВ: 0 (1), 0,3 (2, 3), 2 (4).  $\sigma_I^\epsilon$ , %: 0 (1), 0,5 (2), 1 (3, 4)



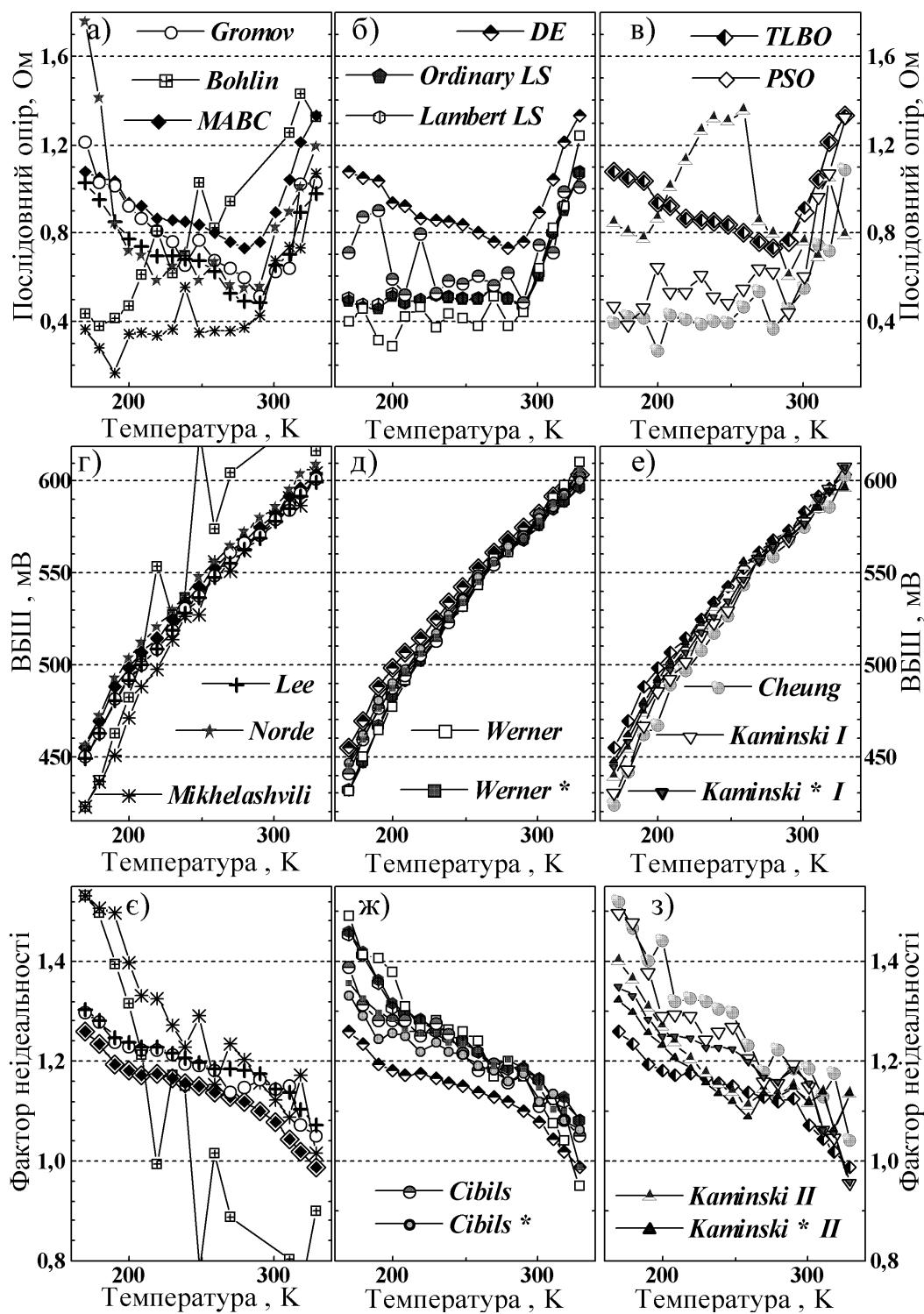
**Рис. 3.12.** Залежності похибок визначення  $R_s$  (а),  $\Phi_b$  (б) та  $n_{\text{id}}$  (в) при використанні методу Gromov від похибок вимірювання сили струму та напруги

Залежності похибок визначення параметрів від рівня шуму (від рівня випадкових помилок) показані на рис. 3.12. Наведені графіки отримані при використанні методу Gromov, проте вони є цілком типовими і для інших методів. Видно, що величини помилок при визначенні всіх параметрів практично лінійно залежать як від похибок вимірювання напруги, так і від відносних похибок сили струму. Крім того, помилки визначення  $\Phi_b$  та  $n_{\text{id}}$ , викликані неточністю вимірювання напруги та сили струму, значно менші, ніж помилки визначення послідовного опору за тих самих умов.

### 3.5.4. Визначення параметрів реальних структур метал—напівпровідник

Температурні залежності параметрів, отриманих із експериментальних ВАХ наведені на рис. 3.13. Зауважимо, що в цьому випадку при застосуванні метода Bohlin використані значення  $\gamma_1 = 1,6$  та  $\gamma_2 = 1,8$  замість  $\gamma_1 = 1,6$  та  $\gamma_2 = 3,5$ , для яких, як показано в розділі 3.4.1, очікується менше значення похибки. Це зумовлено відсутністю мінімуму функції Норда з  $\gamma_N = 3,5$  у експериментальному діапазоні значень сили струму.

Виявлено температурна залежність висоти бар'єру, які відрізняється від виразу (3.3), що використовувався при синтезі ВАХ, може бути зумовлена неоднорідністю контакту МН [9, 457]. Зростання послідовного опору при високих



**Рис. 3.13.** Температурні залежності послідовного опору (а – в), ВБШ (г – е) та фактора неідеальності ( $\epsilon$  – з) при застосуванні різних методів до експериментальних ВАХ

температурах в літературі [458] пов'язується з тим, що в такому випадку визначальним для  $R_s$  буде контактний опір, а не опір об'єму напівпровідника.

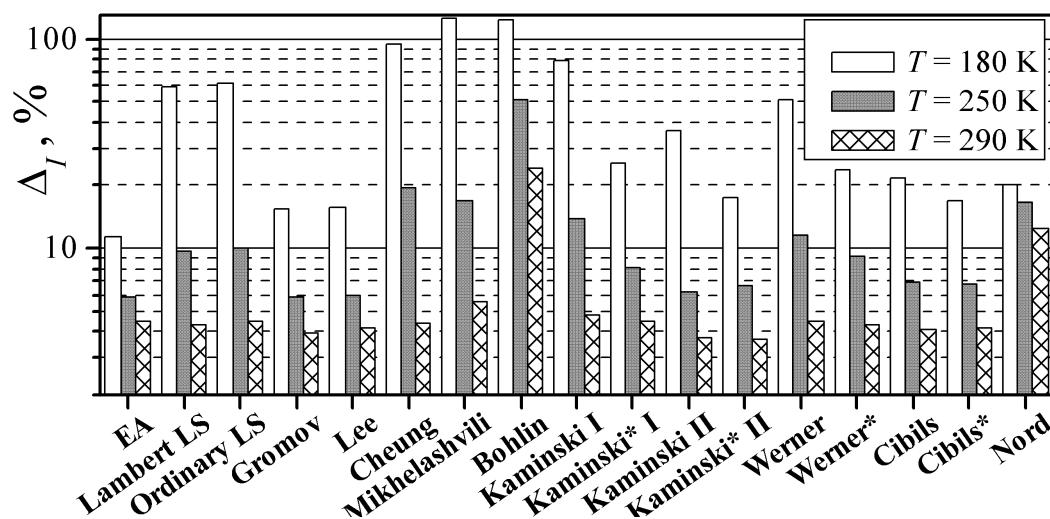
Зупинимось на отриманих температурних залежностях послідовного опору. Використання EA, методів Gromov та Lee дозволяє виявити немонотонну температурну залежність  $R_s$ , причому абсолютні значення опору, отримані за допомогою різних методів, дещо відрізняються. Взявши до уваги невелике значення послідовного опору (близько 1 Ом), а також виявлене раніше значне збільшення похибок методів Gromov та Lee при малих значеннях  $R_s$  та великих  $I_s$  (рис. 3.5,а, 3.7,а, 3.7,б та 3.10,а), можна зробити висновок, що величини, отримані при застосуванні еволюційних алгоритмів, правильніші. З фізичного погляду, виявлене поступова зміна опору з температурою є цілком ймовірною. При застосуванні числових методів отримана залежність  $R_s$  від  $T$  також є досить гладкою, проте її поведінка відрізняється від результатів EA при низьких температурах (рис. 3.13,б). Водночас, зашумленість температурних залежностей має свідчити про наявність помилок або під час вимірювань ВАХ, або під час визначення параметрів, а саме такі залежності виникають при застосуванні інших методів.

Подібні особливості характерні і для визначених залежностей ВБШ та фактора неідеальності. Розкид значень  $\Phi_b$  суттєво менший ніж для  $n_{id}$ , що корелює з меншою величиною похибки визначення ВБШ (рис. 3.10 – 3.12). Найгірші результати отримані при використанні методів Bohlin, Mikhelashvili та Cheung.

Для оцінки розходжень вимірюваних та апроксимуючих ВАХ використане середнє значення відхилення сили струму  $\Delta_I$ :

$$\Delta_I = \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \left| \frac{I_{calc}(V_i) - I_i}{I_i} \right|. \quad (3.66)$$

При обчисленні  $\Delta_I$ , значення  $I_{calc}(V_i)$  розраховувалися з використанням виразів (3.1–3.2) та параметрів, визначених при використанні різних методів. Результати для трьох ВАХ, вимірюваних при різних температурах, наведені на рис. 3.14. Як видно, в цьому випадку еволюційні алгоритми, методи Gromov та Lee також продемонстрували свої переваги.



**Рис. 3.14.** Середні значення відносного відхилення розрахованих значень сили струму від експериментальних даних

Як сказано раніше, і експериментальні ВАХ отримані для кремнієвих структур, і при синтезі даних вважалося, що ДШ створені з використанням саме цього напівпровідника. Проте висновки щодо того, які методи є найдостовірнішими та такими, що мають перевагу, залишаються справедливими й для інших МН. Дійсно, для діодів із іншого матеріалу можуть спостерігатися зміни величин  $\Phi_b$ ,  $n_{id}$ ,  $R_s$  та співвідношень між ними. Проте еволюційні алгоритми, методи Lee та Gromov із адаптивною процедурою довели свою перевагу для досить широкого діапазону значень параметрів. З іншого боку, зміна матеріалу може викликати модифікацію а) температурної залежності точності визначення параметрів; б) абсолютноого значення похибки. Проте подібні зміни для конкретного напівпровідника можуть бути у першому наближенні оцінені з використанням даних, наведених у табл. 3.1.

Необхідно підкреслити, що отримані результати будуть коректними для тих ДШ, для яких ВАХ описуються рівнянням (3.1). Наприклад, відхилення від цього закону характеристик реальних діодів може бути зумовлена наявністю опору шунтування чи неоднорідністю бар'єру [6, 457]. Проте у подібних випадках застосування еволюційних алгоритмів може суттєво спростити процедуру визначення параметрів структур МН.

## Висновки до розділу 3

1. Проведено порівняльний аналіз та тестування 16 основних методів визначення параметрів діодів Шотткі з вольт–амперних характеристик. Спираючись на результати тестування методів на експериментальних та синтезованих ВАХ, запропоновано шляхи їхньої оптимізації з метою збільшення точності розрахунку.

2. Для методу Норда проведено числовий аналіз залежності величин похибок визначення ВБШ та послідовного опору від величини параметра  $\gamma_N$  на масиві синтезованих ідеальних та зашумлених ВАХ. Виявлено, що похибка визначення висоти бар'єру зростає зі збільшенням даного параметра, залежність похибки розрахунку послідовного опору є немонотонною функцією  $\gamma_N$ . Показано, що оптимальним значенням  $\gamma_N = 1,8$ .

3. Проведено числовий аналіз залежності величин похибок визначення висоти бар'єру, фактора неідеальності та послідовного опору при використанні методу Bohlin від величин параметрів  $\gamma_1$  та  $\gamma_2$ . Встановлено, що в цьому методі похибка екстрагування параметрів зростає при збільшенні величини  $|\gamma_1 - \gamma_2|$ . Запропоновано оптимальні (для температурного діапазону 130–330 К) величини  $\gamma_1 = 1,6$  та  $\gamma_2 = 3,5$ .

4. Для оптимізації вибору діапазону ВАХ, який використовується для побудови допоміжних функцій при застосуванні аналітичних методів визначення параметрів структур МН, запропоновано адаптивну процедуру, що базується на аналізі відхилення між апроксимуючою та експериментальною кривими. На прикладі аналітичного Gromov методу показано, що дана процедура дозволяє підвищити точність визначення параметрів (приблизно на порядок при кімнатних температурах у випадку низького рівня похибок вимірювання) і не викликає критичного збільшення часу, необхідного для розрахунків.

5. Запропоновано модифікацію методу Mikhelashvili, яка дозволяє застосовувати його в автоматичному режимі до множини ВАХ. Вона полягає у послідовному використанні медіанного фільтру та процедури згладжування функції  $\alpha(V) = d(\ln I)/d(\ln V)$  перед визначенням положення її максимуму.

Показано доцільність застосування запропонованої процедури при опрацюванні реальних ВАХ для підвищення точності методу, що зумовлено можливістю визначення саме глобального екстремума.

6. Здійснена програмна реалізація еволюційних алгоритмів диференційної еволюції, оптимізації зграї частинок, модифікованої штучної бджолиної сім'ї та оптимізованого викладання та навчання при вирішенні задачі визначення параметрів структур МН. Запропоновано та показано ефективність застосування цільової функції у вигляді суми квадратів відносних похибок апроксимації кожної з точок ВАХ. Проведено визначення необхідної кількості поколінь для збіжності кожного з алгоритмів.

7. Показано, що серед всіх тестованих методів, найпридатнішими з погляду точності визначення параметрів є еволюційні алгоритми (особливо МАВС завдяки найменшому часу розрахунку), метод Gromov із адаптивною процедурою та метод Lee, причому ЕА дозволяють отримати найкоректніші результати при малих (декілька Ом) значеннях послідовного опору або великих значеннях струму насиження (високих температурах). Показано, що використання функції Ламберта при числовому визначенні параметрів ДШ дозволяє зменшити похибки визначення та вплив на них інших факторів; з іншого боку, час відповідних розрахунків зростає. Проаналізовано залежності точностей визначення послідовного опору, висоти бар'єру Шотткі та фактора неідельності від величин параметрів та рівня випадкових помилок при вимірюванні ВАХ.

Представлені в даному розділі результати огляду, тестування та порівняльного аналізу методів визначення параметрів діодів Шотткі будуть корисними для подальших дослідження та розробки МН пристройів.

Основні результати даного розділу представлені та використані в роботах [3–6, 52].

## РОЗДІЛ 4

### ЕФЕКТИ ВПЛИВУ $\gamma$ -ОПРОМІНЕННЯ ТА УЛЬТРАЗВУКОВОГО НАВАНТАЖЕННЯ ПРИ КІМНАТНИХ ТЕМПЕРАТУРАХ НА СТРУКТУРИ $Al-n-n^+Si$ З КОНТАКТОМ ШОТТКІ

Як відомо, структури метал—напівпровідник є основою для створення різноманітних польових транзисторів, детекторів високочастотного випромінення, сонячних елементів тощо; діоди з контактами Шотткі широко використовуються під час виробництва високошвидкісних логічних, інтегральних та оптоелектронних елементів і тому інтерес до подібних структур з боку науковців є цілком зрозумілим. Одним із основних підходів для опису струму через контакт МН є теорія термоелектронної емісії (ТЕ), згідно з якою [306, 411, 459, 460] ВАХ має описуватися виразами (3.1)–(3.2), причому фактор неідеальності має бути рівний одиниці, послідовний опір нульовим, а ВБШ визначається різницею між роботою виходу електрону з металу та енергією електронної спорідненості в напівпровіднику [459]. Проте для реальних структур МН ці вирази нерідко є занадто спрощеними, оскільки слід враховувати дію сил зображення, наявність проміжного діелектричного прошарку та електронних станів на межі розділу, неоднорідність контакту, падіння прикладеної напруги не лише в області збідненого шару напівпровідника тощо. Як наслідок, зокрема, величини  $\Phi_b$  та  $n_{id}$  стають залежними від стану контакту та температури. Окрім ТЕ, вірогідними причинами перенесення заряду в структурах МН є генераційно-рекомбінаційні процеси в області переходу, різноманітні процеси витоку струму, тунелювання, термопольова емісія, причому в двох останніх випадках суттєву роль можуть відігравати локальні енергетичні рівні [411, 461–466]. Як наслідок, сумарний струм часто розглядають у вигляді суми декількох доданків, кожний з яких зумовлений окремим механізмом перенесення заряду і може домінувати у своєму температурному чи польовому діапазоні [464–467]. Зауважимо, що через суттєве різноманіття факторів впливу, задача про передбачення за певних (у тому числі й температурних) умов механізму перенесення струму в структурах із бар'єром Шотткі є складною і такою, що не має загального вирішення.

З іншого боку, технічний розвиток передбачає розширення вимог до умов, у яких мають функціонувати напівпровідникові прилади. Наприклад, подібні системи нерідко повинні працювати за умов різноманітного опромінення, наприклад, у космосі чи на атомних електростанціях. Електрофізичні властивості структур МН дуже чутливі до стану межі розділу і будь-які зовнішні фактори, що модифікують інтерфейс, суттєво впливають також і на властивості ДШ. Радіація є одним із таких факторів і тому вивчення впливу опромінення на характеристики МН структур є дуже важливим не лише завдяки тому, що подібні дослідження дозволяють краще зрозуміти механізми та наслідки взаємодії налітаючих частинок із твердим тілом, але й через своє широке практичне застосування. Звичайно, на подібні дослідження звертається чимала увага — див., наприклад, [468–484]. Проте результати, отримані різними дослідниками, нерідко не повністю збігаються. Наприклад, виявлено, що ВБШ внаслідок опромінення може як зменшуватися [468–472, 476], так і збільшуватися [473–475]. Крім того, спостерігалися також ефекти немонотонної зміни висоти бар’єру при збільшенні поглинутої дози [477–483], причому повідомляється як про немонотонність типу «спад–зростання» так і «зростання–спад». Причини подібного різноманіття характеру радіаційноіндукованих змін висоти бар’єру досі залишаються невідомими, а відтак, питання вимагає подальших досліджень.

Нарешті, незважаючи на достатньо широке експериментальне підтвердження можливості ефективного використання УЗ для впливу на властивості різноманітних напівпровідників та пристройів на їхній основі [71, 73, 99, 101, 103, 107, 109, 119, 137, 138, 148, 158], роботи, присвячені акустодинамічним явищам у ДШ, практично відсутні. Отже, основна мета досліджень, результати яких розглянуті у даному розділі, полягала у наступному:

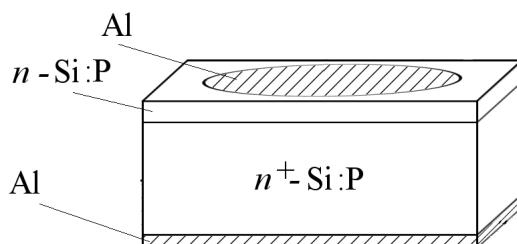
- з’ясування механізмів перенесення заряду при прямому та зворотному зміщеннях у структурах  $\text{Al}-n-n^+-\text{Si}$  у діапазоні температур  $130 \div 330$  К;
- вияснення причин немонотонних змін висоти бар’єру кремнієвих ДШ при  $\gamma$ -опроміненні;
- вивчення впливу УЗН при кімнатній температурі на процеси перенесення заряду в МН-структурах на основі Si.

#### 4.1. Загальна характеристика структур Al-n-n<sup>+</sup>-Si

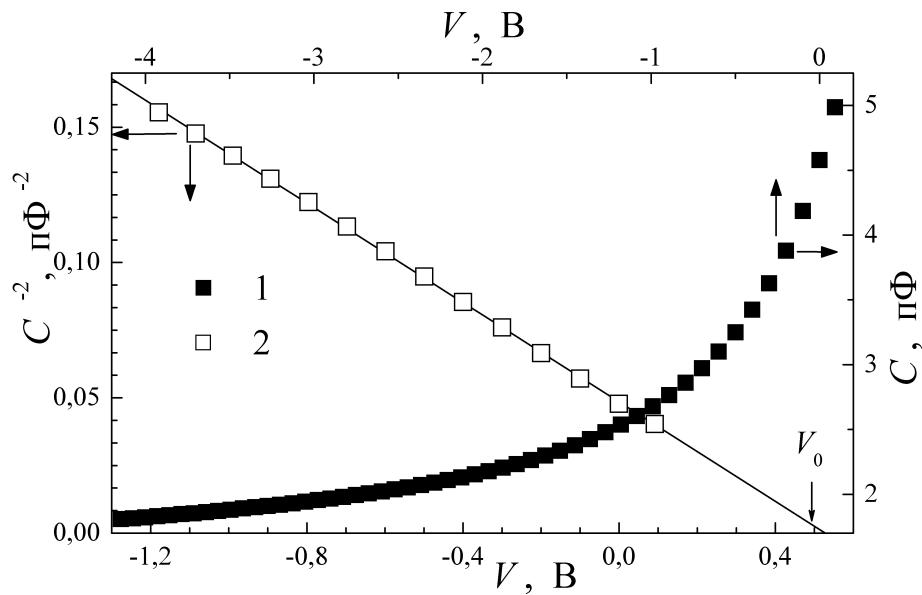
У цьому розділі розглянуті результати дослідження діодів Шотткі Al-n-n<sup>+</sup>-Si, виготовлених за стандартною технологією [485, 486] на пластинах кремнію КЭФ1 товщиною 250 мкм з орієнтацією (111). Пластини хімічно очищалися, із неробочої поверхні повністю видалявся попередньо сформований шар SiO<sub>2</sub> для легування фосфором. На робочій поверхні хімічним травленням створювалися вікна в SiO<sub>2</sub> і проводилося очищення за допомогою іонного пучка. Потім на робочу поверхню напилювалася алюмінієва плівка і проводився процес фотолітографії. Після цього на протилежну поверхню наносився шар алюмінію товщиною близько 1 мкм і проводився відпал у інертній атмосфері. Внаслідок термічної обробки утворювалася структура з випрямляючим контактом на робочій поверхні і омічним на протилежній. Схематичне зображення структури діодів Шотткі Al-n-n<sup>+</sup>-Si наведено на рис. 4.1, надалі вони позначаються SSDA.

Діаметр контакту Шотткі складав 2 мм (площа ДШ  $A = 3,14 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ ). Для контролю рівня легування приповерхневого шару проведені вимірювання вольт–фарадних характеристик (ВФХ) досліджуваних структур при кімнатній температурі ( $T = 295 \text{ K}$ ). Приклад отриманої залежності наведено на рис. 4.2. Лінійність залежності  $C^{-2}$  від  $V$  (де  $C$  – ємність діода Шотткі) у широкому діапазоні зворотних напруг свідчить про рівномірність легування. Виявлено, що концентрація носіїв заряду в приповерхневому шарі  $N_d \approx 1,2 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ .

Вимірювання ВАХ даних структур проводилося у діапазоні зміни постійного струму ( $10^{-9} \div 10^{-2}$ ) А при прямому та зворотному зміщеннях із кроком по напрузі 0.01 В у інтервалі температур ( $130 \div 330$ ) К.



**Рис. 4.1.** Структура зразків SSDA



**Рис. 4.2.** Залежність ємності  $\text{Al}-n-n^+-\text{Si}$  діодів Шотткі  $C$  (крива 1) та величини  $C^{-2}$  (2) від прикладеної напруги.  $T = 295$  К. Точки — експеримент, пряма — лінійна апроксимація 2.

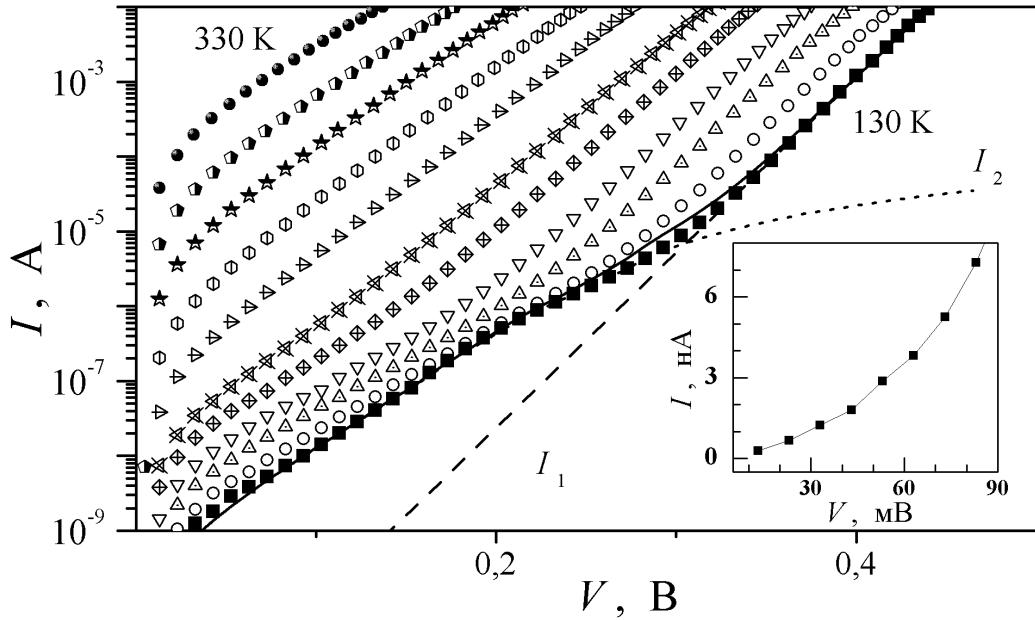
#### 4.2. Особливості перенесення заряду в структурах $\text{Al}-n-n^+-\text{Si}$ з бар'єром Шотткі

##### 4.2.1. Пряме зміщення

Приклади вимірюваних прямих ВАХ при різних температурах наведено на рис. 4.3. Видно, що при температурі більше 250 К прямі ВАХ в напівлогарифмічному масштабі є практично лінійними в інтервалі зміни струму близько трьох порядків. Водночас, при  $T < 210$  К загальний струм можна розділити на дві складові, причому для ВАХ, пов'язаної зі струмом, який домінує при малих зміщеннях, суттєвим є вплив послідовного опору. Про це свідчить відхилення від лінійності наведених кривих при  $7 \cdot 10^{-8} \text{ A} < I < 5 \cdot 10^{-7} \text{ A}$ .

У літературі [306, 411, 416] показано, що в реальних структурах МН для опису залежності струму від прикладеної прямої напруги навіть при врахуванні лише термоемісійних процесів замість виразу (3.1) доцільно використовувати наступний

$$I = I_s \exp \left[ \frac{q(V - IR_S)}{n_{id} kT} \right] \cdot \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{q(V - IR_S)}{kT} \right] \right\}.$$



**Рис. 4.3.** Прямі ділянки ВАХ структур SSDA у інтервалі температур 130÷330 К. Наведено криві, виміряні з кроком 20 К. Лінії — апроксимація прямої ВАХ при  $T = 130$  К за формулою (4.1): штрихова — струм  $I_1$ , пунктирна —  $I_2$ , суцільна —  $I_1 + I_2$ ; параметри апроксимації  $n_{id,1} = 1,67$ ,  $n_{id,2} = 2,53$ ,  $I_{s1} = 5,0 \cdot 10^{-13}$  А,  $I_{s2} = 3,8 \cdot 10^{-10}$  А,  $R_s = 4,1 \cdot 10^3$  Ом. На вставці — початкова ділянка прямої ВАХ при  $T = 130$  К

У зв'язку з цим для опису прямих гілок ВАХ використано вираз

$$I = I_1 + I_2 = I_{s1} \exp\left(\frac{qV}{n_{id,1}kT}\right) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] + \\ + I_{s2} \exp\left[\frac{q(V - IR_S)}{n_{id,2}kT}\right] \cdot \left\{1 - \exp\left[-\frac{q(V - IR_S)}{kT}\right]\right\}, \quad (4.1)$$

де перший доданок  $I_1$  є основним при  $I > 10^{-5}$  А, а другий  $I_2$  — при  $I < 5 \cdot 10^{-7}$  А. Використання двох доданків для опису ВАХ бар'єрних структур широко використовується в літературі — див., наприклад, [464–467]. Зауважимо, що іншим поширенім методом врахування наявності особливостей на ВАХ при малих зміщеннях є введення опору шунтування, а не доданку  $I_2$ . Проте у цьому випадку такий підхід не є виправданим, оскільки навіть при найменшій зміщенні пряма ділянка ВАХ не є лінійною — див. вставку на рис. 4.3.

Для визначення апроксимаційних параметрів використовувалася наступна процедура. Пряма ВАХ розбивалася на дві ділянки:  $10^{-5}$  А  $< I < 10^{-2}$  А та

$10^{-9}\text{A} < I < 10^{-7}\text{A}$ . Використовуючи дані першої, виконувалась побудова залежності величини  $\ln I/[1 - \exp(-qV/kT)]$  від  $V$ , яка надалі апроксимувалася за методом найменших квадратів прямою, кутовий коефіцієнт та вільний член якої пов'язані з  $n_{\text{id},1}$  та  $I_{s1}$  відповідно. Спираючись на дані другої ділянки ВАХ і використовуючи методи Cheung [415] та Gromov [416], визначалась величина  $R_s$ . Використання двох методів мало на меті підвищити достовірність отриманих даних і воно показало, що отримані обома шляхами значення близькі (в межах 10%) між собою. Після визначення  $R_s$ , будувалась залежність  $\ln(I/\{1 - \exp[-q(V - IR_s)/(kT)]\})$  від ефективної напруги  $(V - IR_s)$  і для визначення  $I_{s2}$  та  $n_{\text{id},2}$  використовувалася процедура, аналогічна першій ділянці.

На рис. 4.3 наведено приклад апроксимації експериментальної прямої ВАХ при одній з температур за формулою (4.1) з використанням параметрів, отриманих із використанням описаної процедури. Видно задовільний збіг розрахованої кривої та експериментальних точок.

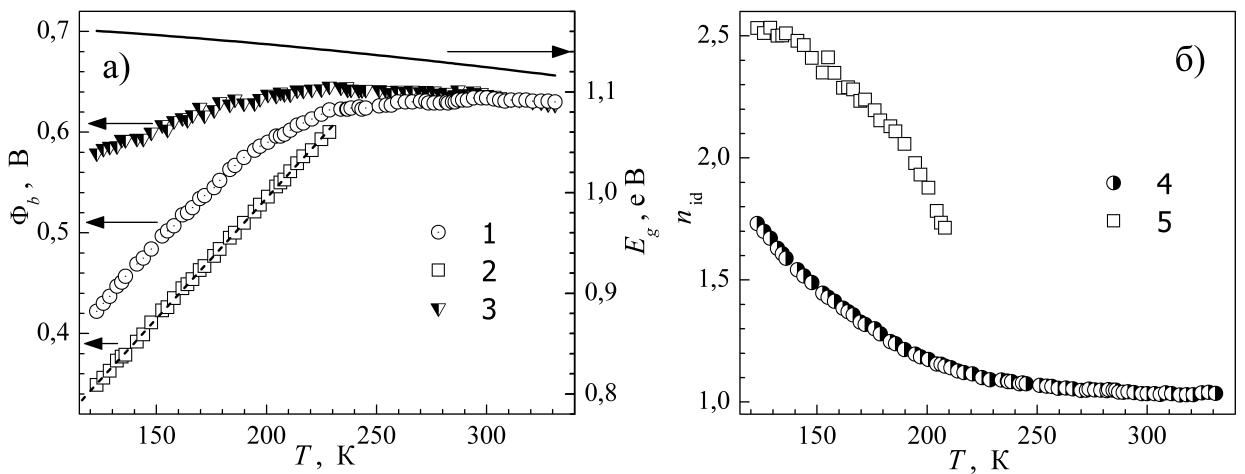
У випадку, коли проходження струму через бар'єр визначається ТЕ, то висота бар'єру Шотткі при нульовому зміщенні  $\Phi_b$  пов'язана зі струмом насичення співвідношенням [411]:

$$\Phi_b = \left( \frac{kT}{q} \right) \cdot \ln \left( \frac{AA^*T^2}{I_s} \right). \quad (4.2)$$

Отримані температурні залежності для висот бар'єрів та факторів неідеальності обох компонент струму наведено на рис. 4.4.

З рисунка видно, що при збільшенні температури фактор неідеальності зменшується, наближаючись до одиниці при кімнатних температурах. Як відомо, температурна залежність фактора неідеальності залежить від механізму перенесення заряду. Зокрема, для ідеального випадку ТЕ очікується, що  $n_{\text{id}} = 1$  при будь-яких температурах. Проте для реальних контактів така рівність не спостерігається і для опису залежності  $n_{\text{id}}(T)$  в рамках теорії ТЕ часто використовують вираз [306, 411]

$$n_{\text{id}} = 1 + \frac{T_0}{T}, \quad (4.3)$$



**Рис. 4.4.** Температурні залежності висоти бар'єру (а) та фактора неідеальності (б) структури SSDA. 1 –  $\Phi_{b1}$ , 2 –  $\Phi_{b2}$ , 3 –  $\Phi_{b1}^{\text{eff}}$ , 4 –  $n_{\text{id},1}$ , 5 –  $n_{\text{id},2}$ . Пунктир – лінійна апроксимація кривої 2. Також приведено температурну залежність ширини забороненої зони Si (а, суцільна лінія)

де  $T_0$  – певна константа, що не залежить від температури та зміщення в широкому температурному інтервалі.

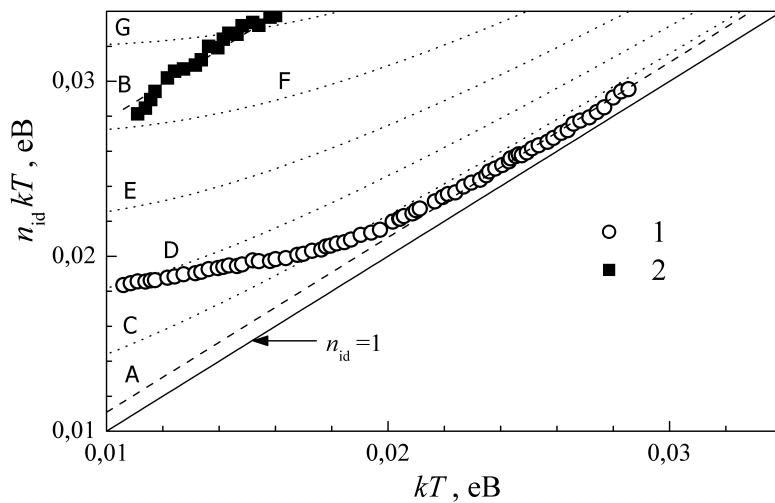
Проте залежність, подібна до зображеній на рис. 4.4,б очікується і у випадку, коли домінуючим механізмом є термопольова емісія (ТПЕ), польова емісія (ПЕ) або тунелювання за участю глибоких рівнів (DAT, defect-assisted tunneling) [411, 461, 487–490]. При цьому

$$n_{\text{id}}^T = \frac{E_{00}}{kT} \cdot \coth \left( \frac{E_{00}}{kT} \right), \quad (4.4)$$

де  $E_{00}$  – характеристична енергія тунелювання.

На рис. 4.5 наведено експериментально отримані залежності факторів неідеальності від оберненої температури для обох струмових компонент та декілька кривих, розрахованих із використанням виразів (4.3) та (4.4). Видно, що отримані дані для  $n_{\text{id},1}$  (при  $T > 220$  К) та  $n_{\text{id},2}$  задовільно описуються виразом (4.3) при  $T_0 = 12$  К та  $T_0 = 206$  К, відповідно, що свідчить на користь ТЕ як основного механізму перенесення заряду. Зауважимо, що при ТПЕ

$$E_{00}^{\text{TFE}} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{m^* \epsilon_s \epsilon_0}}, \quad (4.5)$$



**Рис. 4.5.** Температурна залежність оберненого нахилу ВАХ. 1 —  $n_{id,1}$ ; 2 —  $n_{id,2}$ . Пунктир — теоретичні криві відповідно до формул (4.3) (криві А та В) та (4.4) (криві С-G).  $T_0$ , К: 12 (А), 206 (В).  $E_{00}$ , мВ: 12 (С), 17 (Д), 22 (Е), 27 (Ф), 32 (Г). Також наведено ідеальний випадок ( $n_{id} = 1$ ) — пряма суцільна лінія

( $m^*$  — ефективна маса електрону,  $m^* = 1,08 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}$  кг) і тому для досліджених зразків та температурного діапазону очікувалось, що при домінуванні цього механізму  $n_{id} \approx 1$ .

Як вже згадувалося раніше, для однорідного контакту Шотткі теоретично [411] та експериментально [448, 449] показано, що при підвищенні температури за умови домінування термоелектронної емісії ВБШ має зменшуватися, причому температурні коефіцієнти змін  $\Phi_b$  та  $E_g$  дуже близькі між собою. На рис. 4.4,а також наведена температурна залежність  $E_g$ , розрахована з використанням виразу (2.3). Для дослідженої структури спостерігається протилежна тенденція: ВБШ зі збільшенням температури зростає практично у всьому діапазоні і лише для компоненти  $I_1$  поблизу кімнатної температури поведінка  $\Phi_b$  нагадує  $E_g$ .

З іншого боку, відомо, що ВБШ, визначена за допомогою ВАХ, може відрізнятися від реальної. Зокрема, в роботі [491] стверджується про необхідність проведення вимірювань при сталому струмі через контакт і пропонується для оцінки ефективної висоти бар'єру  $\Phi_b^{\text{eff}}$  використовувати вираз

$$\Phi_b^{\text{eff}} = n_{Ic}\Phi_b - (n_{Ic} - 1) \cdot \frac{kT}{q} \cdot \ln \left( \frac{AA^*T^2}{I_c} \right), \quad (4.6)$$

де  $n_{Ic}$  — фактор неідеальності при певному сталому значенні струму  $I_c$ . У роботі [491] також показано, що у випадку ТЕ через однорідний контакт величина  $\Phi_b^{\text{eff}}$  майже збігається із реальною висотою бар'єру і має з нею однакову температурну залежність.

Результати обчислення  $\Phi_b^{\text{eff}}$  для  $I_{s1}$  згідно з формулою (4.6) при  $I_c = 10^{-3}$  А показані на рис. 4.4, крива 3. Видно, що хоча величина  $\Phi_b^{\text{eff}}$  і змінюється в значно меншому діапазоні, проте її температурна залежність також відрізняється від поведінки  $E_g$ , особливо при низьких температурах.

Якщо ТЕ є домінуючим механізмом перенесення заряду, то параметр  $A^*$  може бути визначений [268, 411] шляхом побудови так званої залежності Річардсона, тобто залежності величини  $\ln(I_s/T^2)$  від  $(kT)^{-1}$ . Згідно з (4.2) вона має описуватися виразом

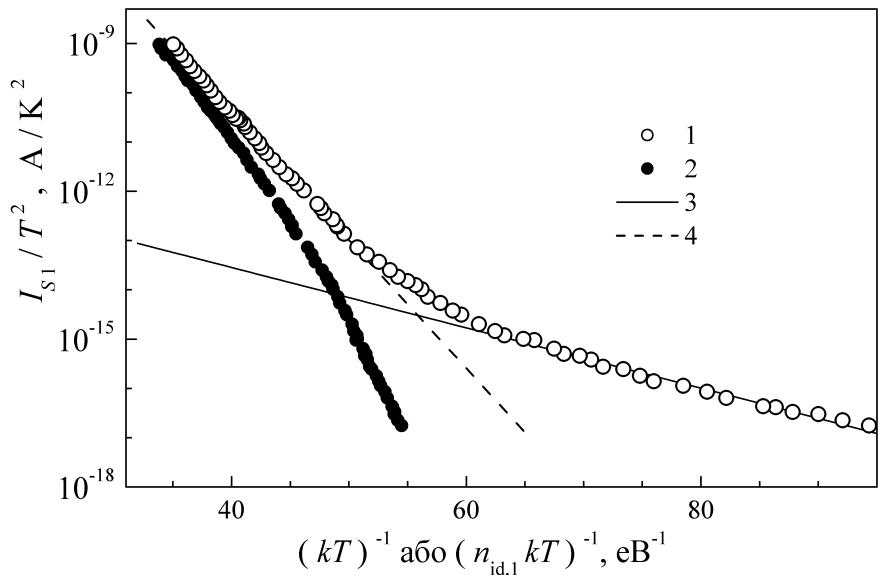
$$\ln \left( \frac{I_s}{T^2} \right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_b}{kT}, \quad (4.7)$$

тобто залежність Річардсона має бути прямою, нахил якої визначається ВБШ, я точка перетину з вертикальною віссю — константою  $A^*$ .

Відповідна залежність, побудована для даних, отриманих для складової  $I_1$  наведена на рис. 4.6, крива 1. Видно, що лінійна залежність дійсно спостерігається, але не у всьому діапазоні температур, а у двох окремих піддіапазонах. Шляхом апроксимації в діапазоні  $(130 \div 220)$  К отримані значення  $3,7 \cdot 10^{-10}$  А·см $^{-2}$ ·К $^{-2}$  та 0,141 В для сталої Річардсона та висоти бар'єру, відповідно, для діапазону  $(230 \div 330)$  К — 30 А·см $^{-2}$ ·К $^{-2}$  та 0,599 В. Величини також наведені в табл. 4.1. Очевидно, що отримані значення сталої Річардсона суттєво відрізняються від літературних даних для кремнію ( $112$  А·см $^{-2}$ ·К $^{-2}$ ).

У роботі [492] показано, що при суттєвому відхиленні від ідеальності (величина  $n_{id}$  значно перевищує одиницю) для визначення  $A^*$  можна також використовувати [492, 493] видозмінену залежність Річардсона, відкладаючи по осі абсцис не  $(kT)^{-1}$ , а  $(n_{id}kT)^{-1}$ :

$$\ln \left( \frac{I_s}{T^2} \right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_b}{n_{id}kT}, \quad (4.8)$$



**Рис. 4.6.** Залежності Річардсона, побудовані для високотемпературної компоненти струму  $I_1$  за формулами (4.7) (крива 1) та (4.8) (крива 2). Прямі — лінійна апроксимація даних кривої 1 в діапазонах  $T = (130 \div 220)$  К (3, суцільна) та  $T = (230 \div 330)$  К (4, пунктир)

Проте для нашого випадку і видозмінена залежність Річардсона (рис. 4.6, крива 2) не є лінійною для всього температурного діапазону, а отримані значення  $A^*$  (табл. 4.1) суттєво відрізняються від табличного.

Узагальнюючи, необхідно визнати, що отримані результати неможливо пояснити з погляду теорії ТЕ через однорідний контакт.

З іншого боку, відмінності між експериментально виявленою температурною залежністю ВБШ та очікуваною теоретично нерідко пов'язують із неоднорідністю межі розділу між металом та напівпровідником [494]. Впливу неоднорідності можна позбутися розглядаючи ВБШ за умови плоских зон («flat band condition»)  $\Phi_b^{FB}$ :

$$\Phi_b^{FB} = n_{id}\Phi_b - (n_{id} - 1)V_n, \quad (4.9)$$

де

$$qV_n = kT \ln \left( \frac{N_c}{N_d} \right) \quad (4.10)$$

різниця енергій між дном зони провідності та положенням рівня Фермі в об'ємі напівпровідника, так званий «bulk potential». На рис. 4.7 наведена температурна

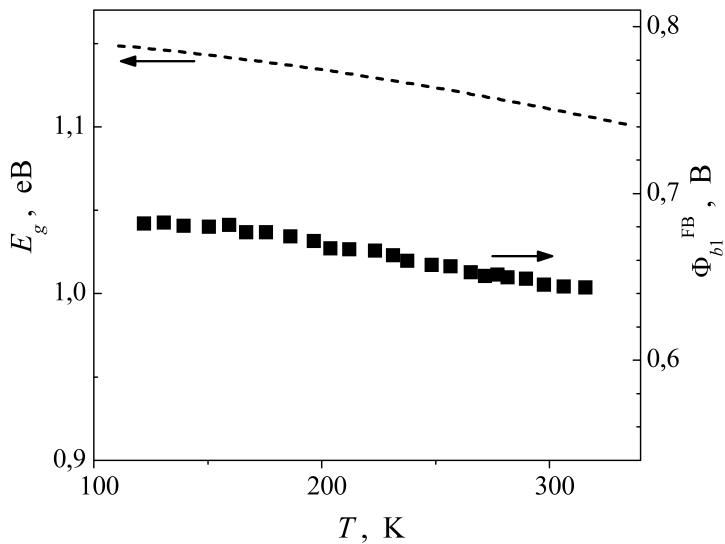
Таблиця 4.1

Параметри, визначені для високотемпературної складової струму неопромінених структур SSDA

Параметр: метод визначення	Температурний інтервал	
	130÷220 К	230÷330 К
$A^*$ , $\text{A}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$ :		
залежність Річардсона (4.7)	$(3,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-10}$	$32 \pm 10$
видозмінена залежність Річардсона (4.8)	$(3,0 \pm 0,6) \cdot 10^8$	$40 \pm 8$
модифікована залежність Річардсона (4.17)	$122 \pm 20$	$112 \pm 8$
література [268]		112
$\Phi_b$ , мВ:		
залежність Річардсона (4.7)	$141 \pm 4$	$599 \pm 3$
видозмінена залежність Річардсона (4.8)	$1090 \pm 10$	$751 \pm 5$
залежність $\Phi_b = f(\frac{1}{2kT})$	$872 \pm 4$	$663 \pm 3$
залежність $\Phi_b = f(n_{id})$	$646 \pm 5$	$640 \pm 20$
модифікована залежність Річардсона (4.17)	$872 \pm 3$	$662 \pm 3$
ВФХ		$683 \pm 2$
залежність $\Phi_b = f(\frac{1}{2kT})$ :		
$\sigma_{\Phi_0}$ , мВ	$99 \pm 1$	$40 \pm 5$
$\rho_2$ , $10^{-2}$	$33 \pm 1$	$12 \pm 1$
$\rho_3$ , мВ	$17,0 \pm 0,3$	$8,0 \pm 0,3$

залежність  $\Phi_b^{\text{FB}}$ , розрахована для високотемпературної компоненти  $I_1$ . Зауважимо, що на рисунку також наведена температурна залежність ширини забороненої зони, причому масштаби осей  $\Phi_b^{\text{FB}}$  та  $E_g$  однакові. З рисунка видно, що поведінка ВБШ в наближенні плоских зон та ширини забороненої зони дуже подібні. Це свідчить, що механізмом перенесення заряду в досліджуваних структурах може бути ТЕ через неоднорідний бар'єр.

У літературі для пояснення експериментально отриманих ВАХ структур МН використовуються два підходи [495–500], які дозволяють врахувати неоднорідність бар'ю Шотткі, схематично ілюстровані за допомогою рис. 4.8. Згідно з першим підходом, запропонованим в [414], вважається, що властивості контакту між металом та напівпровідником змінюються від точки до точки (рис. 4.8,а), а



**Рис. 4.7.** Температурні залежності ВБШ в наближенні плоских зон (точки, права вісь), розрахованої для високотемпературної компоненти струму  $I_1$ , та ширина забороненої зони (пунктир, ліва вісь)

просторовий розподіл ВБШ може бути описаний за допомогою функції Гаусса:

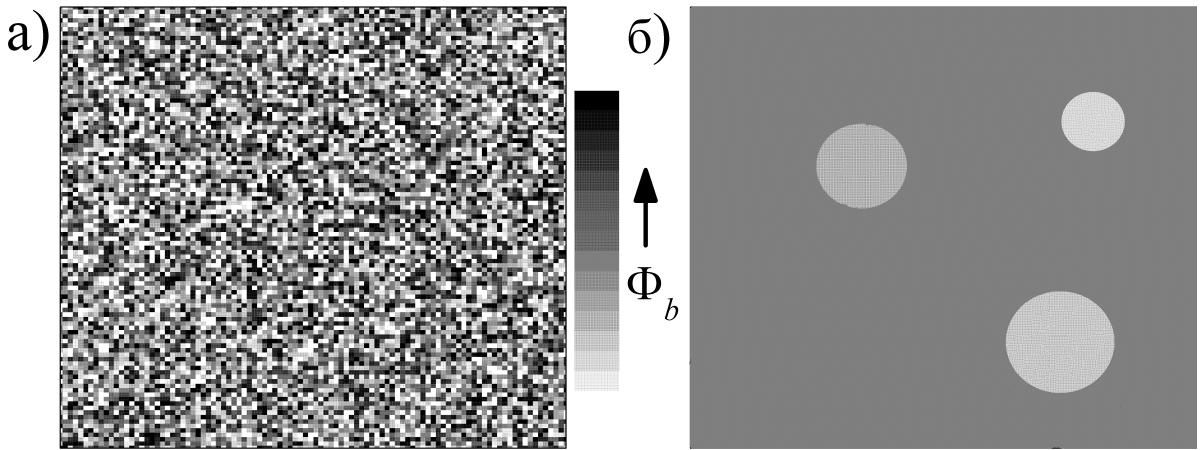
$$P(\Phi_b^j) = \frac{1}{\sigma_\Phi \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(\Phi_b^j - \bar{\Phi}_b)^2}{2\sigma_\Phi^2} \right], \quad (4.11)$$

де  $P(\Phi_b^j)$  — ймовірність того, що значення висоти бар'єру в певній точці дорівнює  $\Phi_b^j$ ,  $\bar{\Phi}_b$  — середнє значення ВБШ,  $\sigma_\Phi$  — стандартне відхилення висоти бар'єру, показник однорідності контакту. Також вважається, що  $\bar{\Phi}_b$  та  $\sigma_\Phi$  залежать від прикладеної напруги і польова залежність може бути описана лінійними функціями

$$\bar{\Phi}_b(V) = \Phi_b^0 + \rho_2 V, \quad \sigma_\Phi^2(V) = \sigma_{\Phi 0}^2 + \rho_3 V,$$

де  $\Phi_b^0$  та  $\sigma_{\Phi 0}$  відповідають нульовому зміщенню, а  $\rho_2$  та  $\rho_3$  — певні коефіцієнти.

Ця теорія передбачає, що фактор неідеальності, який визначається за нахилом ВАХ, і ВБШ, розрахована за допомогою виразу (4.2), пов'язані з  $\rho_2$  та  $\rho_3$  і  $\Phi_b^0$  та  $\sigma_{\Phi 0}$ , відповідно [414, 487, 496–498]:



**Рис. 4.8.** Моделі неоднорідного по площі контакту МН: а – ВБШ визначається розподілом Гауса; б – однорідний бар’єр із патчами

$$\frac{1}{n_{\text{id}}} - 1 = \rho_2 + \frac{q\rho_3}{2kT}, \quad (4.12)$$

$$\Phi_b = \Phi_b^0 - \frac{q\sigma_{\Phi b}^2}{2kT}. \quad (4.13)$$

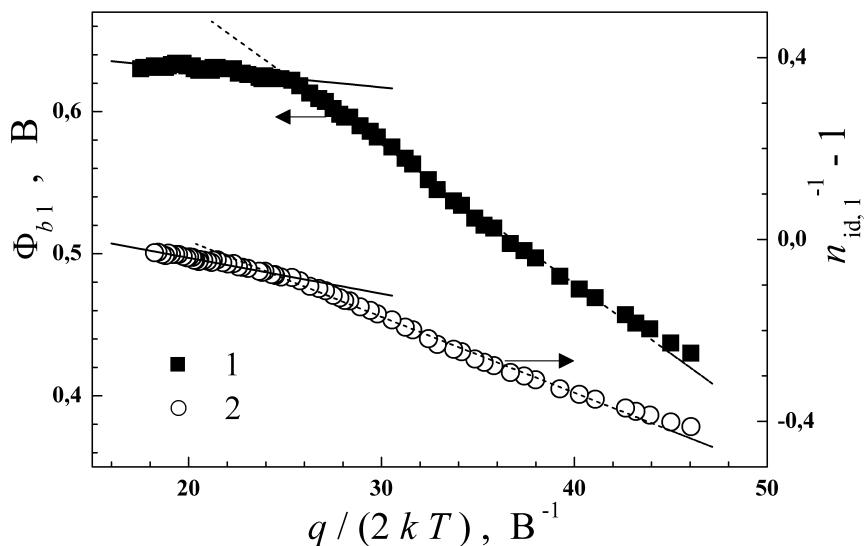
Відповідно до іншої моделі неоднорідного контакту Шотткі [457, 501–503], ВБШ вважається однаковою на всій межі МН, окрім невеликих за площею ділянок (так званих патчів), де значення ВБШ менше – рис. 4.8,б. Ділянки можуть відрізнятися між собою площею та висотою бар’єру, причому розподіл параметру, який характеризує окремий патч:

$$\gamma_p = 3(R_p^2 \Delta_p / 4)^{1/3}, \quad (4.14)$$

( $\Delta_p$  та  $R_p$  – зниження висоти бар’єру в області патча та його розмір, відповідно) також описується функцією Гаусса зі стандартним відхиленням  $\sigma_{\gamma p}$ .

У ряді робіт [499, 500] показано, що ці теорії можуть бути використані сумісно, причому за наявності патчів також має виконуватися співвідношення (4.13), причому величина  $\Phi_b^0$  має зміст ВБШ за межами патчів (в однорідній області), а  $\sigma_{\Phi b}$  пов’язаний з розподілом параметрів патчів:

$$\sigma_{\Phi b} = \sigma_{\gamma p} \left( \frac{qV_{bb}N_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \right)^{1/3}. \quad (4.15)$$



**Рис. 4.9.** Залежності величин  $\Phi_{b1}$  (крива 1) та  $n_{id,1}^{-1} - 1$  (крива 2) від оберненої температури. Прямі — лінійна апроксимація у діапазонах  $T = (130 \div 220)$  К (суцільна) та  $T = (230 \div 330)$  К (пунктир)

Крім того, показано [499–502], що за наявності неоднакових патчів температурна залежність фактора неідеальності має описуватися виразом (4.3), причому

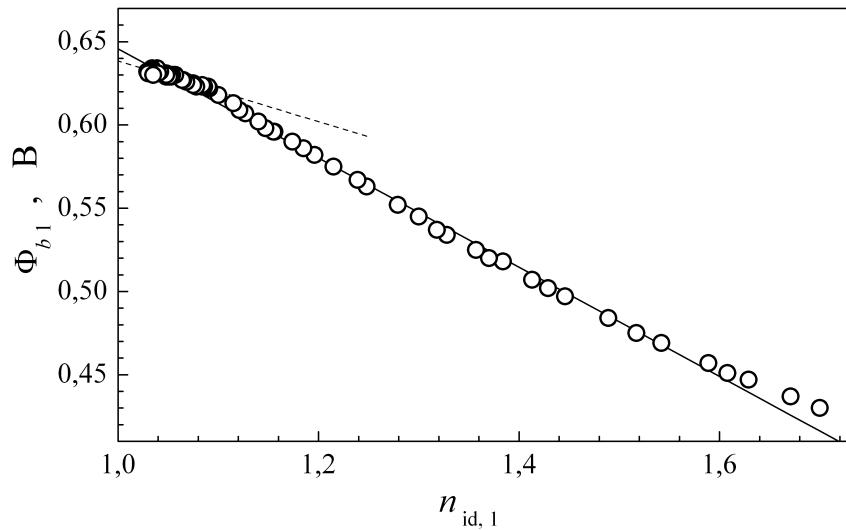
$$T_0 = \frac{q\sigma_{\Phi 0}^2}{3kV_{bb}}, \quad (4.16)$$

де  $V_{bb} = (\Phi_b^0 - V_n - V)$  — вигин зон напівпровідника поблизу контакту.

Зауважимо, що підхід, який передбачає врахування неоднорідності інтерфейсу широко використовується при аналізі ВАХ різноманітних структур із контактом Шотткі [467, 477, 487–489, 493, 495–500, 504–507].

Залежності, побудовані відповідно до виразів (4.12) та (4.13) наведені на рис. 4.9. Видно, що дійсно спостерігається лінійна залежність, у двох окремих температурних діапазонах (130–220) К та (230–330) К. Визначені шляхом лінійної апроксимації величини  $\Phi_b^0$ ,  $\sigma_{\Phi 0}$ ,  $\rho_2$  та  $\rho_3$  для кожного з діапазонів наведено в табл. 4.1.

Використовуючи вираз (4.16) та значення  $\Phi_b^0 \approx 0.663$  В,  $\sigma_{\Phi 0} \approx 0.04$  В була розрахована характерна температура  $T_{0,teor} \approx 11$  К, яка очікується в рамках моделі контакту Шотткі з локальними неоднорідностями для діапазону (230–330) К. Ця величина досить близька до значення  $T_{0,exp} \approx 12$  К, отриманого експериментально (рис. 4.5) у цьому ж діапазоні. Ще одним аргументом на користь того, що струм  $I_1$  може бути описаний в рамках моделі ТЕ через неоднорідний контакт



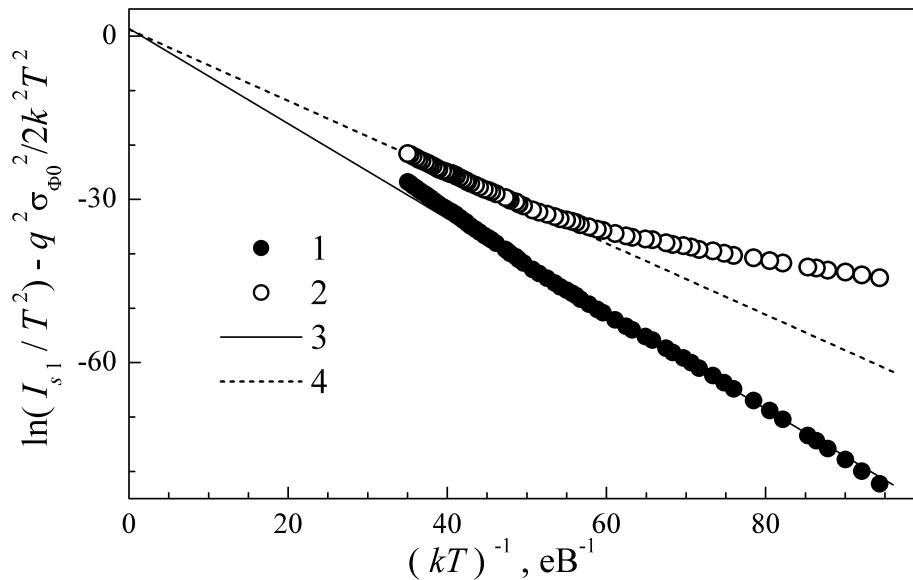
**Рис. 4.10.** Залежність ВБШ від фактора неідеальності для високотемпературної компоненти струму  $I_1$ . Прямі — лінійна апроксимація у діапазонах (130÷220) К (суцільна) та (230÷330) К (пунктир)

є якісний збіг поведінки  $n_{\text{id},1}$  при низьких температурах (рис. 4.5) з очікуваною теоретично ([502, Fig.11(b)]).

У роботах [495, 502, 508] показано, що для випадку контакту з локальними неоднорідностями залежність між отриманими з аналізу ВАХ величинами  $\Phi_b$  та  $n_{\text{id}}$  має бути лінійною, причому  $\Phi_b^0 = \Phi_b + \Delta\Phi_b^{\text{IF}}$  при  $n = n_{\text{id}}^{\text{IF}}$  де  $n_{\text{id}}^{\text{IF}}$  — величина фактора неідеальності з врахуванням впливу сил зображення,  $\Delta\Phi_b^{\text{IF}}$  — зниження бар'єру внаслідок дії сил зображення, згідно з [495]

$$n_{\text{id}}^{\text{IF}} \approx 1 + \frac{1}{4} \left[ \frac{q^3 N_d}{8\pi^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2 V_{bb}^3} \right]^{1/4}, \quad \Delta\Phi_b^{\text{IF}} \approx \left( \frac{q^3 N_d V_{bb}}{8\pi^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2} \right)^{1/4}.$$

На залежності  $\Phi_{b1}$  від  $n_{\text{id},1}$  (рис. 4.10), як і в попередній випадках, спостерігаються дві лінійні області зі зламом при  $T \approx 225$  К. Шляхом екстраполяції отримано, що  $\Phi_b^0$  дорівнює 0,64 В в обох діапазонах, див. табл. 4.1. Зауважимо, що згідно з [495, 508] при зниженні температури зростає роль проходження струму через патчі і, хоча лінійність між  $\Phi_b$  та  $n_{\text{id}}$  зберігається, екстрапольоване значення ВБШ не буде дорівнювати висоті бар'єру в однорідній області. Саме цим пояснюється відмінність величини  $\Phi_b$ , визначену за залежністю  $\Phi_b = f(n_{\text{id}})$  в низькотемпературному діапазоні, від інших, отриманих для (130÷220) К із використанням моделі неоднорідного бар'єру (табл. 4.1).



**Рис. 4.11.** Модифіковані залежності Річардсона, розраховані за формулою (4.17) для  $I_{s1}$ .  $\sigma_{\Phi0}$ , В: 0,099 (крива 1) та 0,04 (2). Прямі 3 та 4 – лінійна апроксимація кривих 1 та 2 в діапазонах (130÷220) К та (230÷330) К, відповідно

У випадку неоднорідного бар’єру Шотткі  $A^*$  може бути визначена за допомогою модифікованої залежності Річардсона [474, 497]:

$$\ln \left( \frac{I_s}{T^2} \right) - \left( \frac{q^2 \sigma_{\Phi0}^2}{2k^2 T^2} \right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_b^0}{kT}. \quad (4.17)$$

Відповідні графіки, побудовані з використанням отриманих значень  $\sigma_{\Phi0}$  показано на рис. 4.11. Лінійна апроксимація отриманих кривих у температурних діапазонах, відповідних тим, де були визначені стандартні відхилення дозволили оцінити середнє значення ВБШ та сталу Річардсона. Дані наведено в табл. 4.1. Зауважимо, що величини  $A^*$ , отримані в різних діапазонах температур в межах похибок збігаються як між собою, так і з літературними даними.

У табл. 4.1 також наведено значення висоти бар’єру, визначене з ВФХ. У цьому випадку [268, 411]:

$$\Phi_{b,CV} = V_n + V_0 + kT/q, \quad (4.18)$$

де  $V_0$  – абсциса точки перетину з віссю напруги прямої, яка апроксимує залежність  $1/C^2 = f(V)$  (рис. 4.2). Зазначимо, що визначена таким способом ВБШ має перевищувати величину, отриману за допомогою ВАХ [411, 467, 477, 487,

493, 497, 506]. Це зумовлено тим, що  $\Phi_{b,CV}$  визначається, насамперед, вигином зон і на неї не впливають сили зображення чи квантово–механічне тунелювання носіїв [411, 467, 493]. Більше того, неоднорідність контакту також не відображається на величині  $\Phi_{b,CV}$  на відміну від ВБШ, яка визначається за допомогою ВАХ [467, 493, 501, 502]. За своєю поведінкою зі зміною температури  $\Phi_{b,CV}$  нагадує ВБШ, визначену за умов плоских зон, наближаючись до неї і за величиною [487, 493, 497, 506]. У нашому випадку спостерігається очікуване співвідношення  $\Phi_{b,CV} > \Phi_b^0$  для всіх значень, отриманих У наближенні неоднорідного контакту.

Отже, наведені результати свідчать, що струм  $I_1$  може бути описаний в рамках моделі ТЕ через неоднорідний бар'єр. Єдине, що потребує детальнішої уваги — відмінність між значеннями  $\Phi_b^0$  та  $\sigma_{\Phi 0}$  в різних температурних діапазонах, яка безпосередньо не передбачається в рамках теорії неоднорідного контакту. Водночас подібна ситуація нерідко спостерігається експериментально, див., наприклад, [474, 488, 489, 497, 498, 503–505, 509]. Причиною вважалося домінування при низьких температурах інших, порівняно з ТЕ, механізмів перенесення заряду (термопольової емісія, тунелювання чи рекомбінаційних процесів), фазові перетворення в металі тощо. Проте, на думку автора, для досліджених структур збіг отриманих значень  $A^*$  із літературними свідчить про застосованість саме теорії ТЕ у всьому температурному діапазоні. Причиною зміни нахилів залежностей на рис. 4.9 та 4.11 може бути збільшення швидкості емісії електронів дефектами на межі МН. Дійсно, звільнення рівнів окремих дефектів при  $T \approx 225$  К має стати причиною зменшення ВБШ, а також того, що частина ділянок неоднорідності, в околі яких концентрація подібних дефектів підвищена, перестане бути зонами полегшеного проходження струму внаслідок ефективного захоплення дрейфуючих електронів пастками. Як наслідок, у більш високотемпературному діапазоні  $\sigma_{\Phi 0}$  має зменшуватися, що і спостерігається на експерименті. Інший варіант пояснення, який пропонується, зокрема, в роботі [503], полягає в тому, що окрім патчів наявна додаткова неоднорідність інтерфейсу метал—напівпровідник. Зазвичай із ВАХ вдається визначити ВБШ для ділянок із меншим значенням  $\Phi_b^0$  і лише при низькотемпературних вимірюваннях нахил модифікованої залежності Річардсона дозволяє отримати інформацію про верхню межу розподілу висоти бар'єру.

Повертаючись до струму  $I_2$ , який превалює при малих зміщеннях у низькотемпературній області, зазначимо наступне. У роботі [502] показано, що у випадку неоднорідного контакту такий додатковий, порівняно з  $I_1$ , струм може з'являтися саме при низьких температурах внаслідок ефективного проходження носіїв через патчі. При цьому експериментальна залежність, показана на рис. 4.3 дуже схожа на передбачену теоретично (див. Fig.6 в [502]). Крім того, у теорії очікується, що для відповідної ділянки ВАХ фактор неідеальності має значно перевищувати одиницю і має спостерігатися суттєвий вплив послідовного опору. Саме це і виявлене у експерименті. У випадку, коли струм через патчі визначається ТЕ, то згідно з [495, 502]

$$I_s = f_p A A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{b,p}}{kT}\right), \quad (4.19)$$

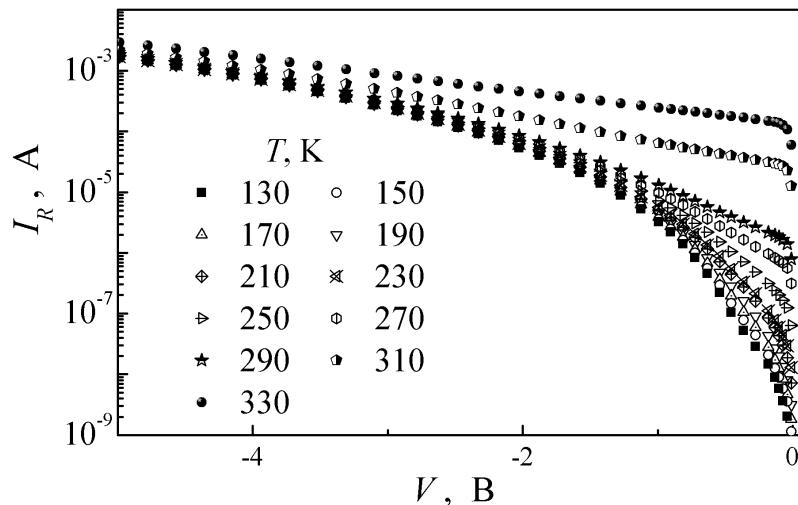
де  $f_p$  — множник, який враховує площину ділянок неоднорідності,  $\Phi_{b,p}$  — ВБШ в області патчу. Порівнюючи вирази (4.19) та (4.2), запишемо:

$$\Phi_b = \Phi_{b,p} - \frac{kT}{q} \ln f_p. \quad (4.20)$$

Як видно з рис. 4.4, величина  $\Phi_{b2}$  дійсно є лінійною функцією температури. Шляхом лінійної апроксимації експериментальних даних визначено, що  $\Phi_{b,p} = (54 \pm 4)$  мВ,  $f_p = (8 \pm 1) \cdot 10^{-13}$ . Отже, додатковий струм, який виникає при низьких температурах, також може бути пояснений з погляду моделі неоднорідного контакту Шотткі.

#### 4.2.2. Зворотне зміщення

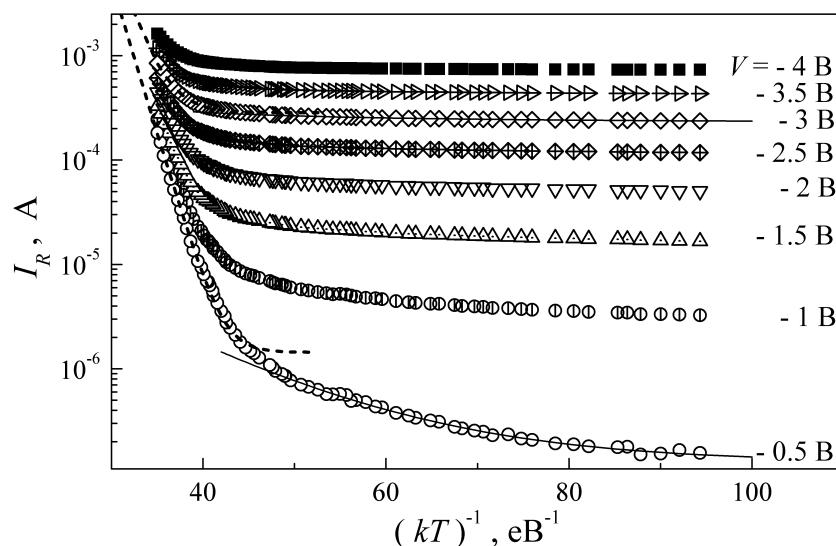
Приклади зворотних гілок ВАХ структур SSDA, виміряних при різних температурах, наведено на рис. 4.12. На представлених характеристиках не спостерігається насичення величини зворотного струму  $I_R$ . Це свідчить, що характеристики не можуть бути описані в рамках моделі ТЕ через бар'єр із постійною для певної температури висотою. Зауважимо, що подібна поведінка (відсутність насичення зворотного струму) є типовою практично для всіх реальних ДШ. Це явище навіть отримало окрему назву — «м'які» («soft») зворотні



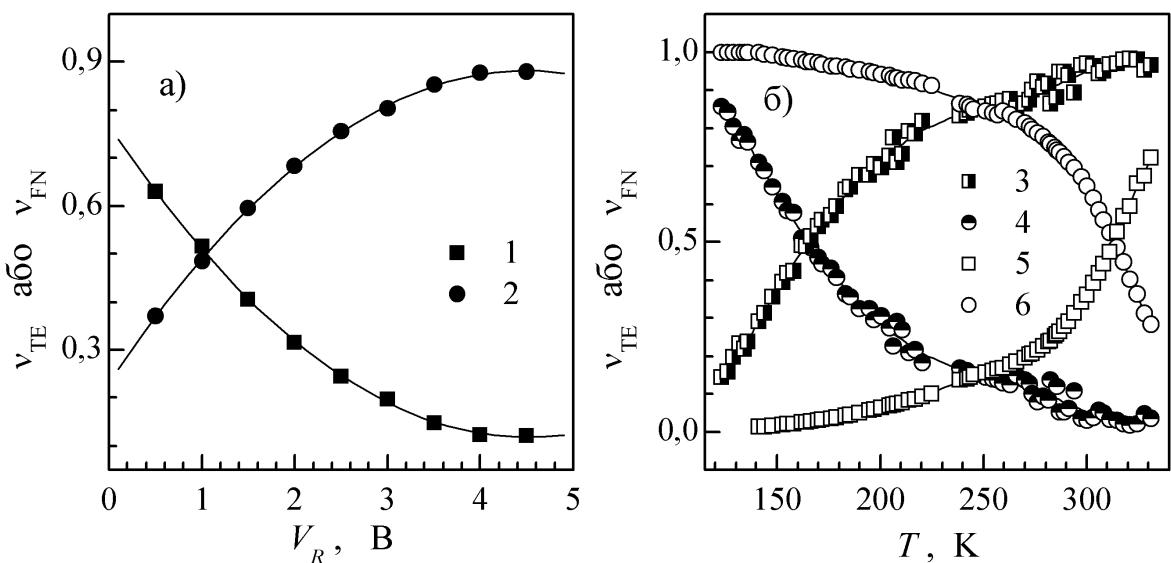
**Рис. 4.12.** Зворотні ділянки ВАХ структур SSDA в температурному діапазоні 130÷330 К. Наведено криві, виміряні з кроком 20 К.

характеристики. Зростання струму при підвищенні температури залежить від зміщення: при збільшенні зворотної напруги  $V_R$  температурна залежність  $I_R$  послаблюється. З метою з'ясування механізму перенесення заряду були побудовані залежності величини струму при певному значенні напруги від температури, представлені на рис. 4.13. З рисунка видно, що

- при аналізі зворотних ВАХ також, як і для прямих гілок, доцільно розглядати два температурних піддіапазони (130÷220) К та (230÷330) К;
- при зворотному зміщенні існує декілька механізмів перенесення заряду.



**Рис. 4.13.** Температурна залежність зворотного струму структур SSDA при різних зміщеннях. Точки — експеримент, лінії — апроксимація згідно з (4.21) (суцільні при (130÷220) К, пунктирні при (230÷330) К).



**Рис. 4.14.** Залежність відносного внеску у зворотний струм ТЕ (криві 1, 3 та 5) та температуро-незалежної (криві 2, 4 та 6) компонент від зміщення при  $T = 300$  К (а) та від температури (б) при  $V_R = 0,5$  В (3 та 4) і  $V_R = 3$  В (5 та 6)

Проведений аналіз показав, що польова та температурна залежність зворотного струму можуть бути описані за допомогою виразу

$$\begin{aligned} I_R(T, V_R) &= I_{TE}(T, V_R) + I_{FN}(V_R) = \\ &= C_{TE}(V_R)T^2 \exp\left[-\frac{E_{TE}(V_R)}{kT}\right] + I_{FN}(V_R), \end{aligned} \quad (4.21)$$

де перший доданок  $I_{TE}$  описує ТЕ компоненту струму, яка залежить від температури та напруги, а другий  $I_{FN}$  — температурно-незалежну; величини  $C_{TE}$  та  $E_{TE}$  також не залежать від температури.

Для оцінки внеску кожної з компонент використані величини

$$v_{TE} = \frac{I_{TE}}{I_R} = \frac{I_{TE}}{I_{TE} + I_{FN}}, \quad v_{FN} = \frac{I_{FN}}{I_R} = \frac{I_{FN}}{I_{TE} + I_{FN}}.$$

Температурна та польова залежності  $v_{TE}$  та  $v_{FN}$  показані на рис. 4.14. Внесок ТЕ складової зростає при підвищенні температури та зменшенні зворотної напруги, проте характер залежностей суттєво залежить від конкретних значень  $T$  та  $V_R$ .

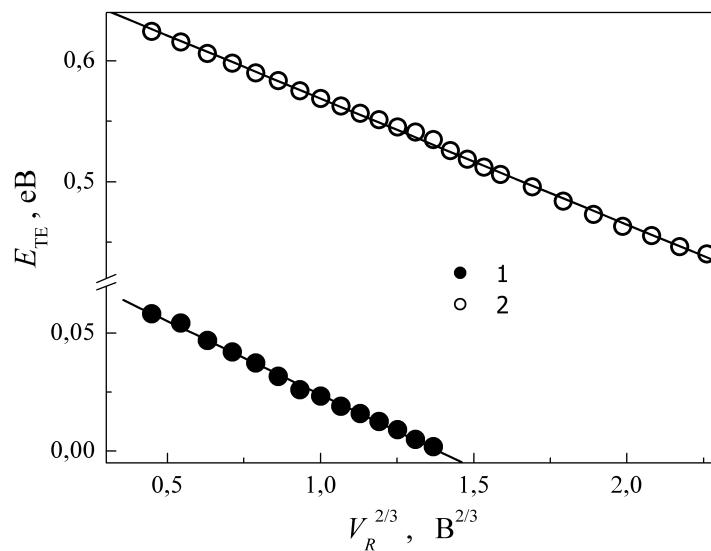
Виявлено залежність характеристичної енергії  $E_{TE}$  від прикладеної напруги є свідченням зміни ВБШ. Відомо [411, 502, 510], що зменшення висоти бар'єру при зворотному зміщенні може відбуватися під дією сил зображення (при цьому зміна ВБШ  $\Delta\Phi_b \sim V_{bb}^{1/4}$ ), електричного поля ( $\Delta\Phi_b \sim V_{bb}^{1/2}$ ), а також завдяки

впливу областей неоднорідності. В останньому випадку за наявності неоднакових патчів  $\Delta\Phi_b \sim V_{bb}^{2/3}$ , а коефіцієнт пропорційності залежить від параметрів цих локальних ділянок [502]. Для досліджених структур  $E_{TE}$  набуває різних значень в кожному з температурних піддіапазонів, проте при збільшенні зворотного зміщення в обох випадках зменшується, лінійно спадаючи зі зростанням  $V_R^{2/3}$  (рис. 4.15). Отже, аналіз зворотних ВАХ також підтверджує, що струм у структурах SSDA описується у рамках теорії неоднорідного контакту з патчами, вплив яких змінюється поблизу температури 225 К.

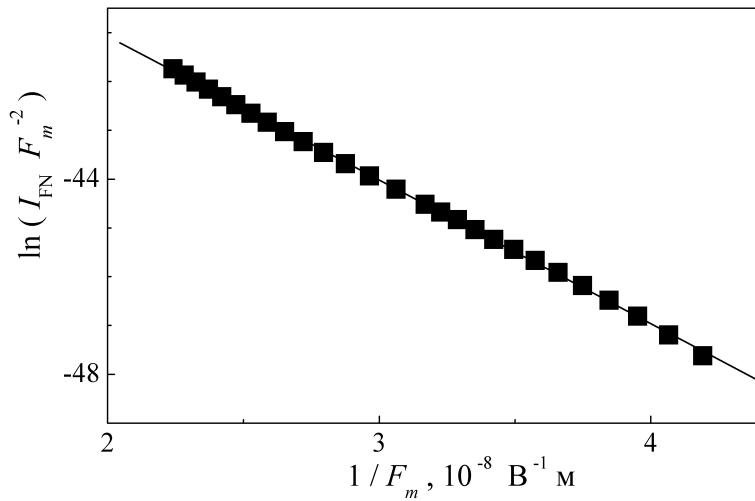
На рис. 4.16 наведено польові залежності величини струму  $I_{FN}$  у координатах Фаулера–Нордгейма  $\ln(I_{FN}/F_m^2) = f(1/F_M)$ , де

$$F_m = \left( \frac{2qN_dV_{bb}}{\varepsilon_s\varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (4.22)$$

напруженість електричного поля на межі метал–напівпровідник [411]; при розрахунках  $F_m$  використовувалися отримані при аналізі прямих ВАХ значення  $\Phi_b^0$  та  $V_n$  при  $T = 250$  К. Лінійність залежності свідчить про тунельний характер цієї компоненти струму [511], що також підтверджується незалежністю величини  $I_{FN}$  від температури.



**Рис. 4.15.** Польові залежності характеристичної енергії ТЕ складової зворотного струму в діапазонах температур (130÷220) К (крива 1) та (230÷330) К (крива 2). Точки — експеримент, прямі — лінійна апроксимація



**Рис. 4.16.** Залежність температуро–незалежної компоненти зворотного струму в координатах Фаулера–Нордгейма. Точки — експеримент, пряма — лінійна апроксимація за методом найменших квадратів

У припущення, що тунелювання відбувається через трикутний бар'єр, для опису струму може бути застосована модифікована формула Фаулера–Нордгейма [411, 512, 513]:

$$\ln\left(\frac{I_{FN}}{F_m^2}\right) \propto -\frac{4\sqrt{2m^*}(qE_{t,\text{eff}})^{3/2}}{3\hbar qF_m}, \quad (4.23)$$

де  $m^*$  — ефективна маса електрону, для Si  $m^* = 1,08 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}$  кг,  $E_{t,\text{eff}}$  — ефективна енергія тунелювання, яка для випадку тунелюванням через центр у забороненій зоні залежить від глибини залягання рівня  $\epsilon_t = E_c - E_t$  [513, 514]:

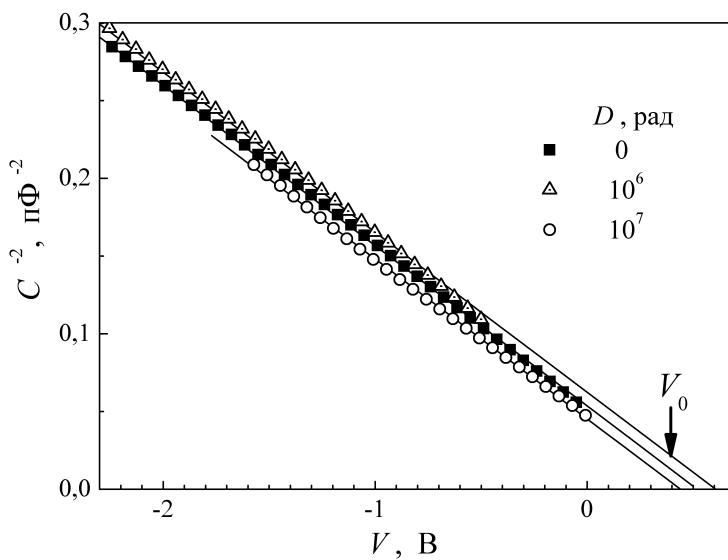
$$E_{t,\text{eff}} = E_g \left\{ \frac{3}{16} \left[ \frac{\pi}{2} - \arcsin\left(1 - \frac{2\epsilon_t}{E_g}\right) \right] - \frac{3}{8} \left(1 - \frac{2\epsilon_t}{E_g}\right) \sqrt{\frac{\epsilon_t}{E_g} - \left(\frac{\epsilon_t}{E_g}\right)^2} \right\}^{2/3} \quad (4.24)$$

Апроксимуючи отриману залежність (рис. 4.16) згідно з (4.23) та використовуючи (4.24), знайдено, що  $E_c - E_t = (120 \pm 5)$  мeВ. Ця величина добре узгоджується з акцепторним рівнем міжвузлового атому вуглецю C<sub>i</sub>:  $E_c - (0,10 \div 0,12)$  eВ [515, 516]. Отже, компонента струму  $I_{FN}$  зумовлена прямим тунелюванням через глибокий центр, яким, імовірно, є міжвузловий атом вуглецю.

### 4.3. $\gamma$ -індуковані ефекти в структурах Al—n—n<sup>+</sup>—Si

Частина структур, використаних для досліджень, опромінена  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ . Як вже згадувалося, на дослідження впливу опромінення на параметри ДШ звертається значна увага. Зокрема, достовірно виявлено [468–472], що іонне та електронне опромінення ДШ, створених на основі напівпровідників із електронною провідністю, викликає монотонні (з підвищеннем дози) зменшення висоти бар'єру і зростання фактора неідеальності та зворотного струму. Ці ефекти виникають внаслідок утворення радіаційних дефектів, які спричиняють зміну концентрації вільних носіїв та збільшення густини станів на інтерфейсній межі, що, в свою чергу, є причиною підсилення тунельного струму. Водночас, у структурах із контактом Шотткі, уражених внаслідок дії  $\gamma$ -квантів, незалежно від матеріалу чи типу провідності, нерідко спостерігається збільшення ВБШ та зменшення фактора неідеальності [473–475]. Для пояснення цього явища запропоновано [475] механізм, який передбачає часткову компенсацію напівпровідника та інтенсифікацію процесів інтерфейсного тунелювання за участю рівнів дефектів (DAT, defect-assisted tunneling). Проте, у літературі також зустрічаються повідомлення щодо зменшення ВБШ внаслідок  $\gamma$ -опромінення [476]. Більше того, якщо визначення ВБШ проводиться за допомогою ВАХ, то зі збільшенням поглинутої дози  $\gamma$ -квантів  $^{60}\text{Co}$  спостерігаються і немонотонні зміни висоти бар'єру [477,478,483]. До речі, про дозову немонотонність зміни електричних параметрів повідомляється не лише при  $\gamma$ -опроміненні ДШ, але й у випадку інших бар'єрних структур [479] та/або типів радіаційного впливу [480–482]. Нарешті, варто зауважити, що виявлені немонотонності впливу опромінення на структури МН також бувають різного типу: наприклад, в роботах [477,480,481] виявлено, що ВБШ збільшується при малих дозах і зростає при великих (немонотонність типу «зростання–спад»), тоді як автори робіт [478,483] описують протилежну тенденцію («спад–зростання»). Причини подібних розходжень до цього часу не знайшли належного пояснення.

У роботі доза  $\gamma$ -опромінення структур SSDA складала  $10^6$  або  $10^7$  рад, для позначення відповідних зразків, як і в розділі 2, використовуються префікси



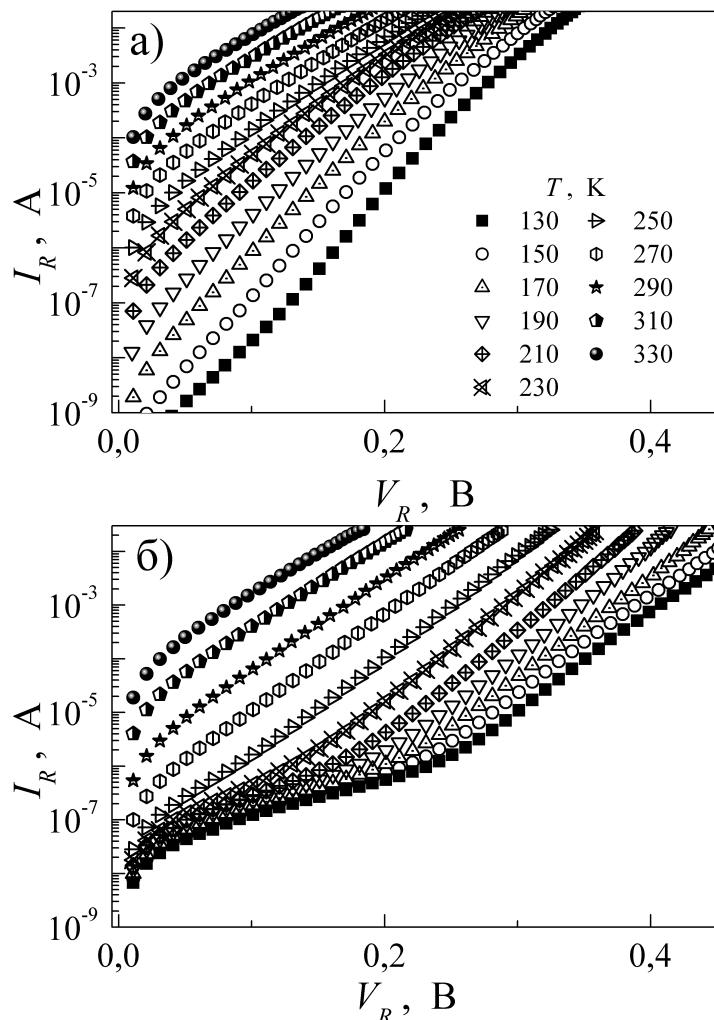
**Рис. 4.17.** Вольт–фарадні характеристики структур  $\text{Al}-n-n^{+}-\text{Si}$  з різним ступенем опромінення. Точки — експеримент, пряма — лінійна апроксимація

«g6» та «g7», відповідно. При виборі дози використані результати роботи [477], де показано, що ВБШ кремнієвих структур зростає, якщо загальна поглинута доза  $\gamma$ -квантів  ${}^{60}\text{Co} \approx 10$  кГр, тоді як при подальшому збільшенні  $D$  до 100 кГр висота бар’єру зменшується (немонотонність типу «зростання–спад»). Водночас використані дози не викликають значних порушень кристалічної ґратки, про що, зокрема, свідчить, відсутність впливу  $\gamma$ -опромінення на концентрацію вільних носіїв заряду — див. рис. 4.17

Нижче, поряд з отриманими результатами для опромінених зразків, нерідко наведено також дані і для вихідних, які детально розглянуті у попередньому підрозділі. Це зроблено з метою зручності порівнянь змін, викликаних опроміненням.

#### 4.3.1. Прямий струм у $\gamma$ -опромінених кремнієвих діодах Шотткі

На рис. 4.18 представлено результати вимірювань прямих гілок ВАХ структур  $\text{Al}-n-n^{+}-\text{Si}$ , опромінених  $\gamma$ -квантами  ${}^{60}\text{Co}$  з різною величиною поглинутої дози. Як і для неопромінених (рис. 4.3) видно, що струм складається з двох складових, одна з них переважає при великих зміщеннях та високих температурах; надалі для скорочення називатимемо її «високотемпературною компонентою



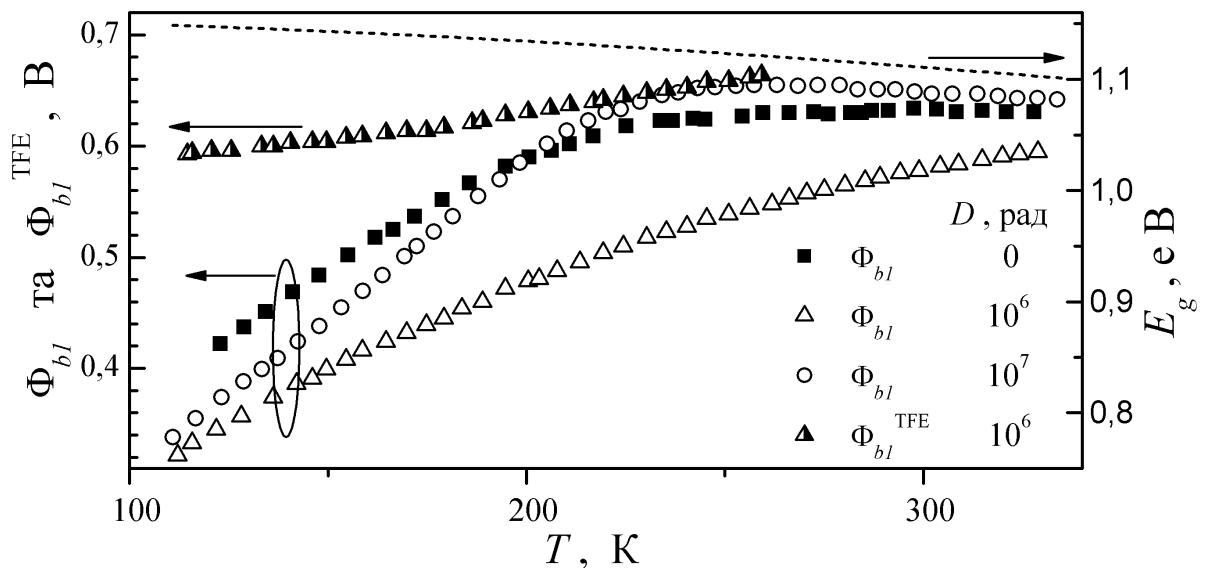
**Рис. 4.18.** Прямі ділянки ВАХ структур g6SSDA (а) та g7SSDA (б) в температурному діапазоні 130÷330 К

струму» (ВТКС), хоча, можливо, ця назва і не повністю віддзеркалює її поведінку. Внесок другої стає помітним при низьких температурах ( $T < 250$  К) і лише при малих напругах ( $V < 0,2$  В); для її позначення будемо використовувати словосполучення «низькотемпературна компонента струму» (НТКС).

Для ВТКС залежність  $\log(I) - V$  залишається лінійною і діапазоні струмів близько трьох порядків незалежно від дози опромінення. НТКС структур g6SSDA також є лінійною в напівлогарифмічному масштабі, тоді як при збільшенні дози опромінення суттєво вираженим є вплив послідовного опору.

Процедура визначення параметрів збігалася з описаною в пункті 4.2.1.

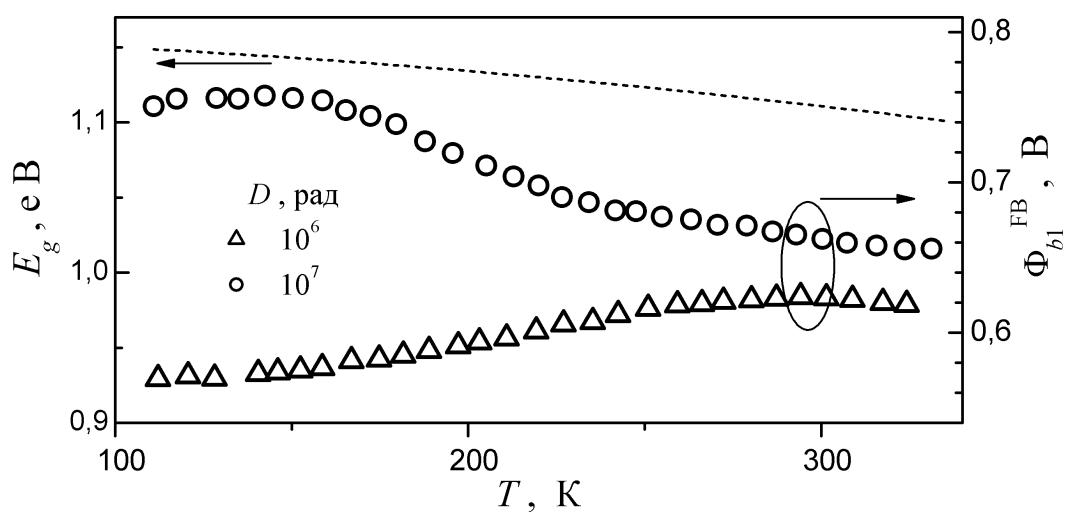
Температурні залежності ВБШ, обчисленої за формулою (4.2) для ВТКС, наведено на рис. 4.19. Рисунок показує, що висота бар'єру при  $\gamma$ -опроміненні



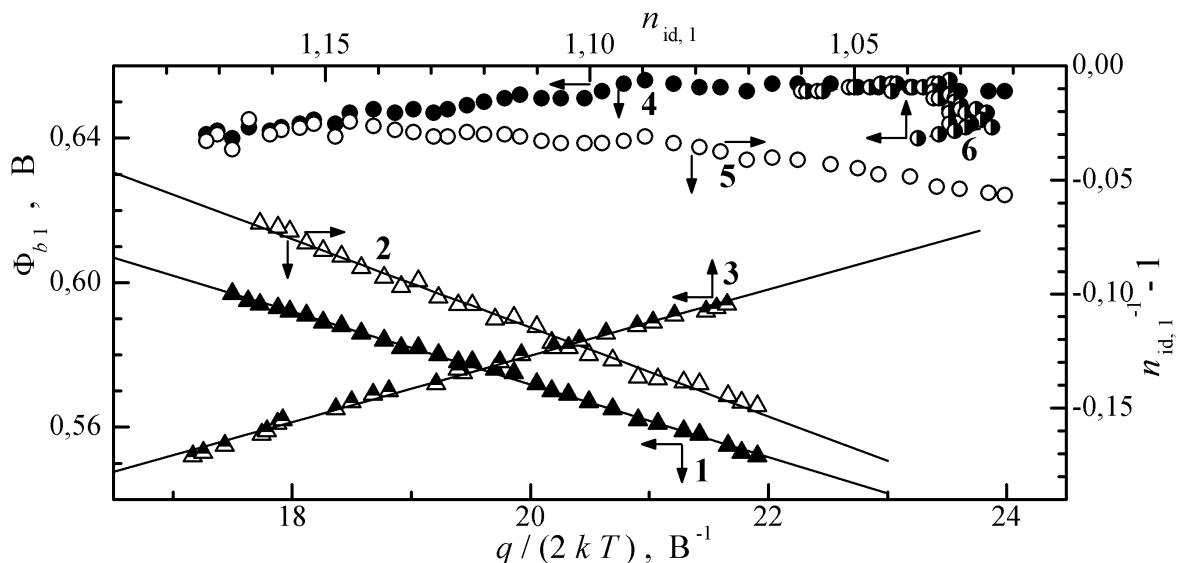
**Рис. 4.19.** Температурні залежності висоти бар'єру, розрахованої в рамках моделі ТЕ та ТПЕ для ВТКС зразків SSDA (квадрати), g6SSDA (трикутники) та g7SSDA (кола). Пунктирна лінія (права вісь)— залежність ширини забороненої зони кремнію

змінюється немонотонно: при малих дозах  $\Phi_b$  зменшується, тоді як при збільшенні  $D$  спостерігається зростання цієї величини («спад–зростання») і при  $T > 200$  К ВБШ при нульовому зміщенні для g7SSDA навіть перевищує відповідне значення для вихідних структур. Дозова немонотонність може бути зумовлена зміною механізму перенесення заряду після опромінення. А саме. Для g7SSDA при  $T > 260$  К температурна залежність  $\Phi_b$  майже збігається із залежністю  $E_g(T)$  (рис. 4.19), що збігається з передбаченнями теорії ТЕ через однорідний бар'єр. Для ДШ із меншою дозою висота бар'єру зростає з підвищенням температури, що не може бути поясненим у наближенні цієї теорії.

Для оцінки можливого впливу неоднорідності контакту на рис. 4.20 наведено температурні залежності  $\Phi_b^{FB}$ , побудовані відповідно до формули (4.9). На відміну від неопромінених структур, для яких залежність ВБШ в наближенні плоских зон майже збігалася з поведінкою  $E_g$  у всьому температурному діапазоні (рис. 4.7), для g6SSDA та g7SSDA поведінки  $\Phi_b^{FB}$  та ширини забороненої зони схожі лише при  $T > 260$  К та  $T > 240$  К, відповідно. Відтак, лише в цих діапазонах можливе домінування процесів ТЕ і саме для цих інтервалів температур побудовані залежності  $\Phi_b$  від  $q/2kT$ , ( $n_{id}^{-1} - 1$ ) від  $q/2kT$  та  $\Phi_b$  від  $n_{id}$ , представлені на рис. 4.21.



**Рис. 4.20.** Температурні залежності ВБШ в наближенні плоских зон (точки, права вісь), розрахованої для ВТКС структур g6SSDA (трикутники) та g7SSDA (кола), та ширини забороненої зони (пунктир, ліва вісь)



**Рис. 4.21.** Залежності величин  $\Phi_{b1}$  (криві 1 та 4, заповнені точки) та  $n_{id,1}^{-1} - 1$  (криві 2 та 5, незаповнені точки) від оберненої температури та залежність ВБШ від фактора неідеальності (криві 3 та 6, напівзаповнені точки)  $D$ , рад:  $10^6$  (1–3),  $10^7$  (4–6). Точки — експеримент, прямі — лінійна апроксимація

Таблиця 4.2

Параметри, визначені з ВАХ структур Al—n—n<sup>+</sup>—Si в наближенні теорії ТЕ

$D$ , рад	0	$10^6$	$10^7$
Діапазон температур, К	230÷330	260÷330	260÷330
$\sigma_{\Phi_0}$ , мВ	$40 \pm 5$	$100 \pm 1$	—
$\rho_2$ , $10^{-2}$	$12 \pm 1$	$27 \pm 1$	—
$\rho_3$ , мВ	$8,0 \pm 0,3$	$19,0 \pm 0,4$	—
$\Phi_b^0$ , мВ <sup>a)</sup>	$663 \pm 3$	$772 \pm 2$	—
$\Phi_b^0$ , мВ	$662 \pm 3$ <sup>б)</sup>	$772 \pm 2$ <sup>б)</sup>	$710 \pm 3$ <sup>в)</sup>
$\Phi_{b,CV}$ , мВ	$683 \pm 2$	$770 \pm 5$	$604 \pm 4$
$A^*$ , $\text{A} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$	$112 \pm 20$	$115 \pm 20$	$1200 \pm 300$
$\Phi_{b,p}$ , мВ	$54 \pm 4$	$74 \pm 6$	—
$f_p$ , $10^{-13}$	$8 \pm 1$	$8 \pm 1$	—

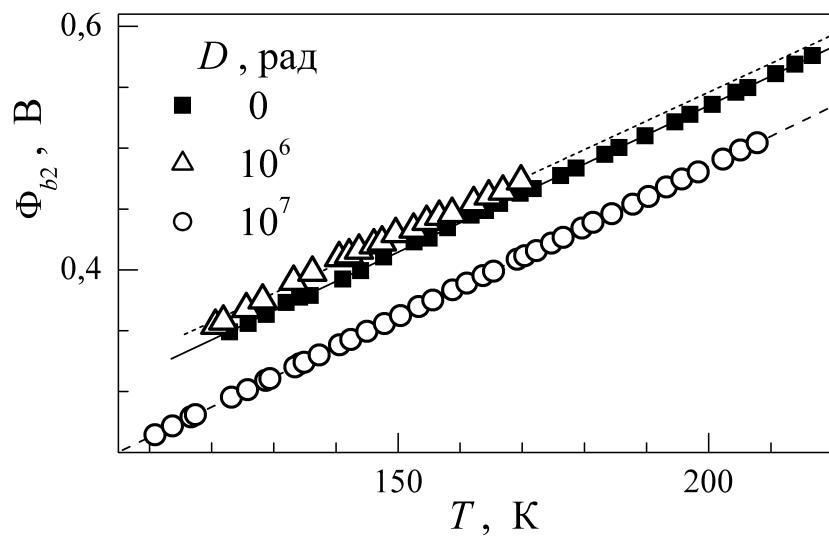
<sup>a)</sup> за залежністю  $\Phi_b = f(\frac{1}{2kT})$

<sup>б)</sup> за модифікованою залежністю Річардсона (4.17)

<sup>в)</sup> за звичайною залежністю Річардсона (4.6)

Якщо має місце ТЕ через неоднорідний бар'єр, то залежності на рис. 4.21 повинні бути лінійними [414, 502, 508]. З рисунка видно, що очікуваний вигляд спостерігається лише для g6SSDA, а відтак згаданий механізм домінує в Al—n—n<sup>+</sup>—Si лише при поглинутій дозі  $\gamma$ -квантів близько  $10^6$  рад при  $T > 260$  К. Обчислені в наближенні моделі струму через неоднорідний контакт висота бар'єру за межами патчів, її стандартне відхилення та коефіцієнти польової залежності розподілу ВБШ наведено в табл. 4.2. Зауважимо, що отримані дані свідчать про збільшення середнього значення висоти бар'єру та стандартного відхилення параметрів патчів при опроміненні ДШ  $\gamma$ -квантами з дозою  $10^6$  рад.

Для g7SSDA всі залежності на рис. 4.21 не є лінійними, а отже модель ТЕ через неоднорідний бар'єр для цього випадку незастосовна. Про це свідчать і температурні залежності ВБШ, розраховані для НТКС — рис. 4.22. Дійсно, у пункті 4.2.1 вже згадувалося, що поява додаткового струму при низьких температурах у випадку неоднорідного контакту зумовлена ефективним проходженням носіїв заряду через патчі, причому висота бар'єру, яка визначається з ВАХ традиційним способом має лінійно зростати з температурою — див. вираз (4.20). Як видно з рисунку, для досліджених структур лінійна залежність спостерігається

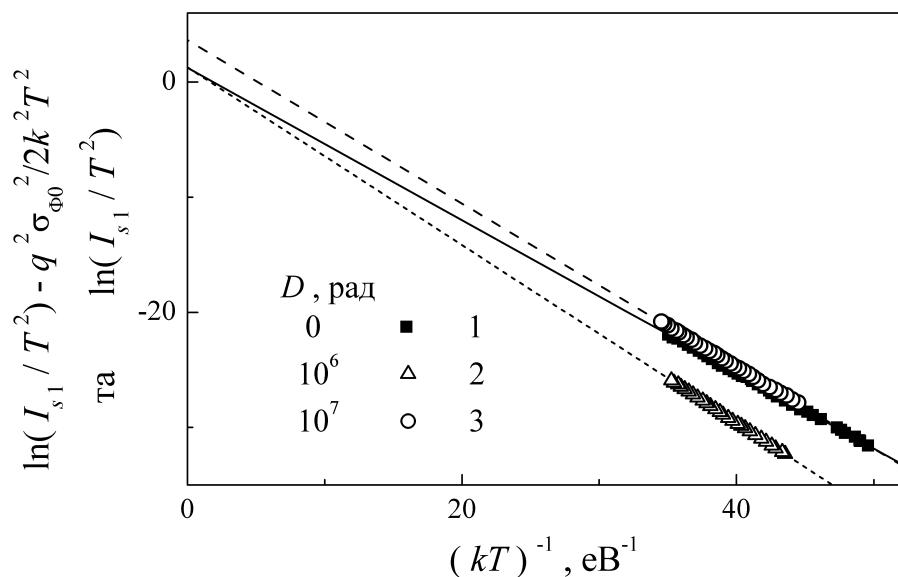


**Рис. 4.22.** Температурні залежності висоти бар’єру, розрахованої в рамках моделі ТЕ для низькотемпературної компоненти струму зразків SSDA (квадрати), g6SSDA (трикутники) та g7SSDA (кола). Прямі — лінійна апроксимація

незалежно від дози. Проте якщо для g6SSDA обчислені дані свідчать про зростання висоти бар’єру в області патчу та про незмінність загальної площини, яку вони займають (див. дані табл. 4.2), то для g7SSDA отримане в рамках моделі від’ємне значення висоти бар’єру  $\Phi_{b,p} \approx -9$  мВ не має фізичного змісту.

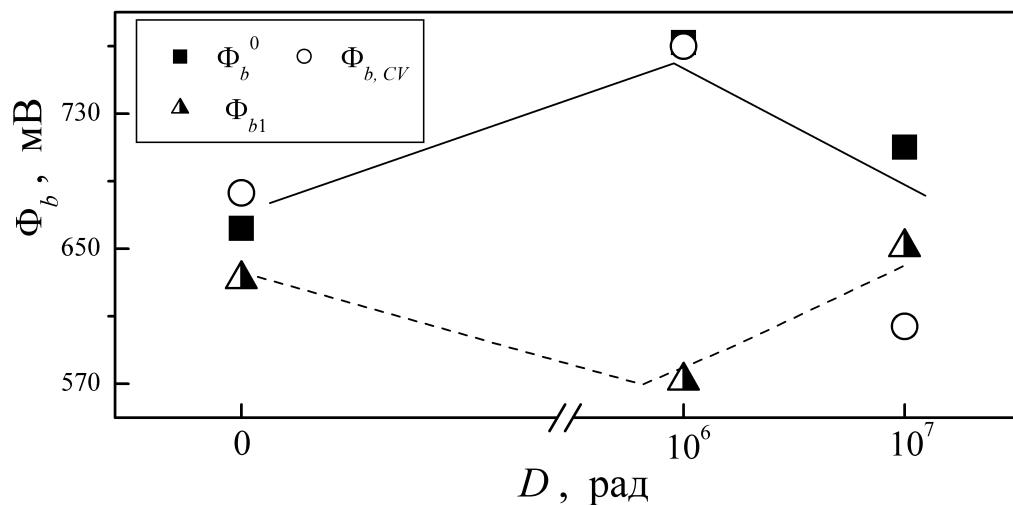
Отже, для оцінки величини  $A^*$  для структур із низьким рівнем  $\gamma$ -опромінення доцільно використовувати модифіковану залежність Річардсона (рис. 4.23), тоді як для g7SSDA такий підхід не є виправданим. На рисунку також наведено звичайну залежність Річардсона для g7SSDA, яка хоч і є лінійною, проте розраховане за її допомогою значення  $A^*$  (табл. 4.2) суттєво відрізняється від очікуваного. Крім того, оцінена таким чином висота бар’єру перевищує значення, отримане з ВФХ, що також суперечить очікуванням — див. пункт 4.2.1. Це може свідчити про наявність додаткового, крім ТЕ через однорідний контакт, механізму перенесення заряду в g7SSDA. Зауважимо, що отримане значення сталої Річардсона для g6SSDA збігається з відомою величиною.

З іншого боку, варто взяти до уваги, що згідно з даними табл. 4.2,  $\Phi_b^0$  зростає після малих поглинутих доз  $\gamma$ -опромінення, тоді як подальше збільшення  $D$  викликає зменшення цієї величини. Характер немонотонності збігається із виявленим раніше в роботах [477, 480, 481] і суперечить даним, отриманим



**Рис. 4.23.** Модифіковані (криві 1 та 2, структури SSDA та g6SSDA, відповідно) та звичайні (3, g7SSDA) залежності Річардсона, розраховані для ВТКС при  $230 \div 330$  К (1) та  $260 \div 330$  К (2, 3).  $\sigma_{\Phi,0}$ , мВ: 99 (1) та 100 (2). Прямі – лінійна апроксимація (суцільна для SSDA, пунктирна для g6SSDA та штрихована для g7SSDA)

безпосередньо з ВАХ (рис. 4.24) та описаним в [478, 483]. Отже, отримані результати показують, що тип немонотонності зміни висоти бар'єру Шотткі, який спостерігається при збільшенні дози  $\gamma$ -опромінення, залежить від ступеня неоднорідності контакту: для однорідного інтерфейсу має спостерігатися перший варіант, для структур із великим впливом патчів – другий.



**Рис. 4.24.** Дозові залежності ВБШ, визначені в рамках моделі неоднорідного контакту та безпосередньо з ВФХ та ВАХ.  $T = 290$  К

Для з'ясування механізму перенесення заряду при низьких температурах в опромінених структурах розглянемо температурні залежності фактора неідеальності — рис. 4.25. Зауважимо, що спостерігаються немонотонні зміни  $n_{id}$  зі зростанням поглинутої дози. Розглянуті результати підтверджують, що для g7SSDA доцільно застосовувати механізм ТЕ при  $T > 260$  К, оскільки в цьому діапазоні температурна залежність  $n_{id}$  добре описується виразом (4.3) — рис. 4.25, крива 3. Водночас з рисунку видно, що для ВТКС структури g6SSDA при  $T < 260$  К (крива 2), для ВТКС g7SSDA при  $T < 130$  К (крива 3) та для НТКС g7SSDA (крива 4) зміни величини фактора неідеальності з підвищеннем температури збігаються із передбаченими формулою (4.4) з різними значеннями характеристичної енергії, наведеними в табл. 4.3. Це свідчить на користь наявності тунелювання носіїв заряду. Зауважимо, що у випадку ТПЕ чи ПЕ величина характеристичної енергії має описуватися виразом (4.5), що для досліджених структур дає величину близько 2 мeВ, яка набагато менше ніж визначені значення. Крім того польова емісія характерна для температур, при яких  $kT \approx E_{00}^{\text{TFE}}$ , що не відповідає дослідженому температурному інтервалу.

При ТПЕ струм насичення через ДШ описується виразом [411, 517]

$$I_s = \frac{A^* T \sqrt{\pi E_{00}(\Phi_b^{\text{TFE}} - V_n)}}{k \cosh\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)} \cdot \exp\left[-\frac{V_n}{kT} - \frac{(\Phi_b^{\text{TFE}} - V_n)}{n_{id}^T kT}\right]. \quad (4.25)$$

На рис. 4.19 (напівзаповнені трикутники) наведено температурну залежність  $\Phi_b^{\text{TFE}}$ , отриману шляхом апроксимації ВАХ структур g6SSDA, у припущені,

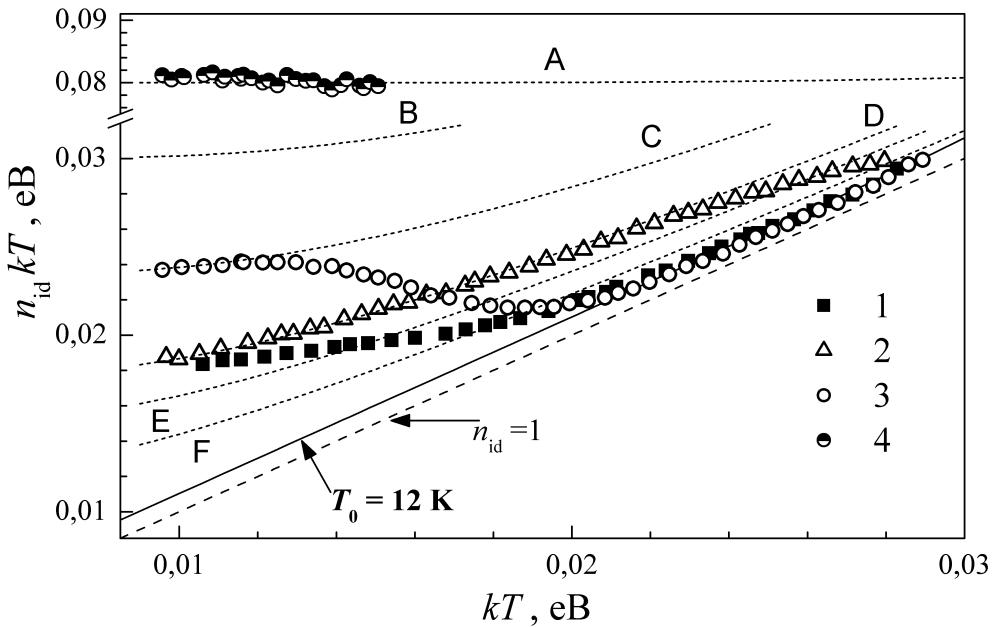
Таблиця 4.3

Параметри, визначені з ВАХ структур Al—n—n<sup>+</sup>—Si в наближенні теорії DAT

$D$ , рад	$10^6$ a)	$10^7$ a)	$10^7$ b)
Діапазон температур, К	120÷240	110÷130	110÷210
$E_{00}$ , мВ	$17,8 \pm 0,5$	$23,5 \pm 0,5$	$80 \pm 10$
$\chi_{\text{calc}}, 10^{-3} \text{ K}^{-1}$	$39 \pm 3$	$26 \pm 2$	$8 \pm 1$
$\chi_{\text{fit}}, 10^{-3} \text{ K}^{-1}$	$73 \pm 6$	$42 \pm 4$	$8 \pm 1$
$I_{s0}, 10^{-14} \text{ A}$	$5 \pm 0,5$	$13 \pm 3$	$(17 \pm 2) \cdot 10^5$

a) для високотемпературної компоненти струму

b) для низькотемпературної компоненти струму



**Рис. 4.25.** Температурна залежність оберненого нахилу ВАХ для ВТСК (1–3) та НТСК (4).  $D$ , рад: 0 (1),  $10^6$  (2),  $10^7$  (3, 4). Точки — експеримент, суцільна лінія розрахована відповідно до формули (4.3) з  $T_0 = 12$  К, пунктирні — з використанням виразу (4.4) при  $E_{00}$ , мeВ: 80 (A), 30 (B), 23.5 (C), 17.8 (D), 15 (E), 12 (F). Штрихована лінія відповідає ідеальному випадку  $n_{\text{id}} = 1$

що струм проходить внаслідок ТПЕ. Наведена залежність відрізняється від поведінки  $E_g$ . Отже, ні термопольова, ні польова емісії не можуть бути причинами появи ні ВТСК, ні НТСК у досліджених структурах.

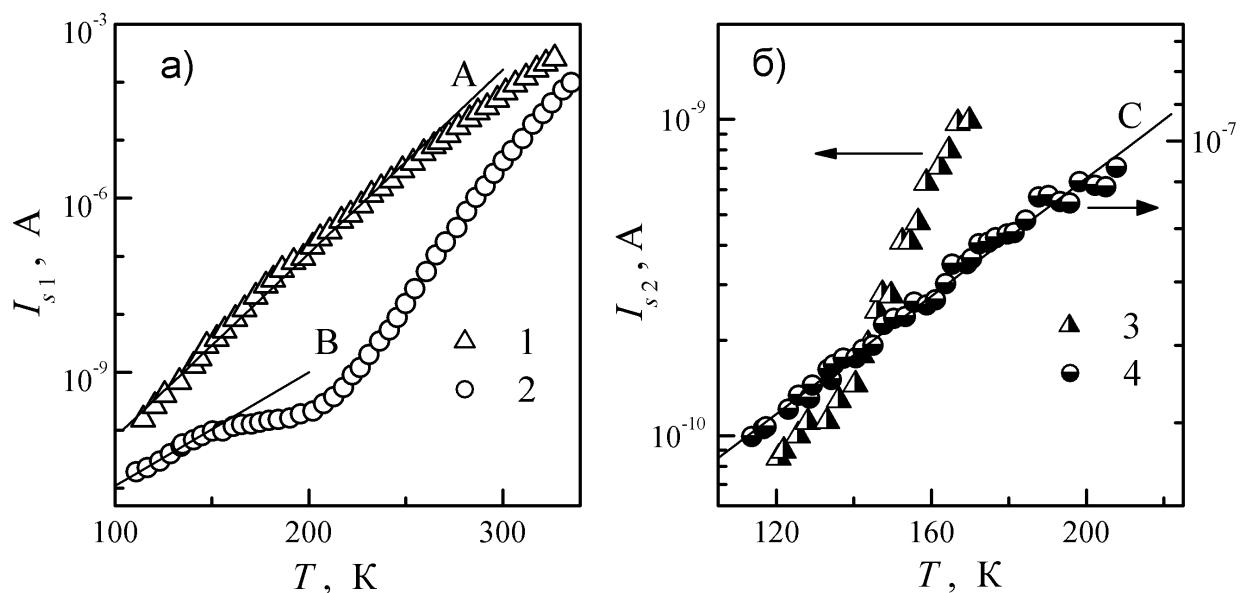
З іншого боку, якщо перенесення заряду відбувається внаслідок багато–стрибкових DAT процесів, то струм насичення описується виразом [461]:

$$I_s = I_{s0} \exp(\chi T), \quad (4.26)$$

$$\chi = \frac{\beta + k \ln(N_c/N_d)}{E_{00}}, \quad (4.27)$$

де  $I_{s0}$  залежить, зокрема, від концентрації дефектів,  $\beta$  — температурний коефіцієнт зниження  $\Phi_b$ . На рис. 4.26 наведено температурні залежності струмів насичення досліджених структур. З рисунка видно, що між  $\ln I_s$  та  $T$  спостерігається лінійна залежність саме в тих температурних діапазонах, де значення фактора неідеальності описується виразом, також характерним для DAT.

Використовуючи вираз (4.27), значення  $\beta = 0,26$  мeВ/К [448, 461] та величини  $E_{00}$ , отримані із залежностей  $n_{\text{id}} = f(T)$  (рис. 4.25), були розраховані



**Рис. 4.26.** Температурні залежності струму насичення ВТКС (а, незаповнені точки) та НТКС (б, напівзаповнені точки).  $D$ , рад:  $10^6$  (1, 3, трикутники),  $10^7$  (2, 4, кола). Лінії розраховані за формулою (4.26).  $\chi, 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ : 73 (А), 42 (В), 26 (С).  $I_s, \text{ А}$ :  $5 \cdot 10^{-14}$  (А),  $1,3 \cdot 10^{-13}$  (В),  $1,7 \cdot 10^{-8}$  (С)

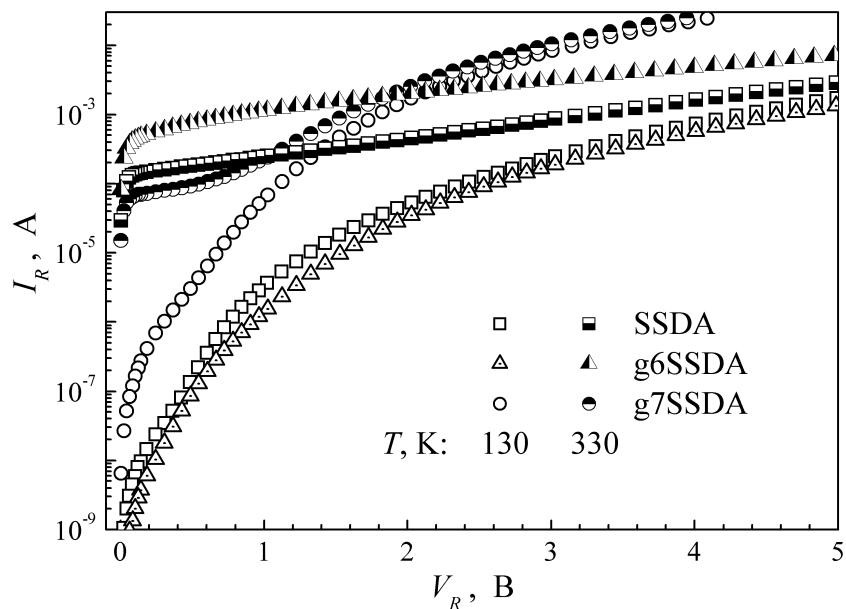
значення  $\chi_{\text{calc}}$  для g6SSDA та g7SSDA, наведені в табл. 4.3. Ця таблиця також містить величини  $\chi_{\text{fit}}$ , отримані шляхом апроксимації залежностей  $I_s$  з використанням виразу (4.26). Як видно з наведених даних, величини, отримані різними способами, не дуже суттєво відрізняються одна від одної. Цей збіг, а також температурні залежності  $I_s$  та  $n_{\text{id}}$  свідчать, що ВТКС в g6SSDA при  $T = 120 \div 240$  K, ВТКС в g7SSDA при  $T < 130$  K і НТКС в g7SSDA визначаються процесами багато–стрибкового DAT.

### 4.3.2. Перенесення заряду в $\gamma$ -опромінених структурах Al–n–n<sup>+</sup>–Si при зворотному зміщенні

Приклади зворотних ВАХ досліджуваних структур при низьких та високих температурах наведено на рис. 4.27. Видно, що  $\gamma$ -опромінення з  $D = 10^6$  рад

- а) залишає майже незмінною величину зворотного струму поблизу азотних температур;

- б) у декілька разів підвищує величину  $I_R$  в околі кімнатних температур;
- в) практично не впливає на польову залежність зворотного струму.



**Рис. 4.27.** Зворотні характеристики структур SSDA при температурах 130 К (незаповнені точки) та 330 К (напівзаповнені точки).  $D$ , рад: 0 (квадрати),  $10^6$  (трикутники),  $10^7$  (кола)

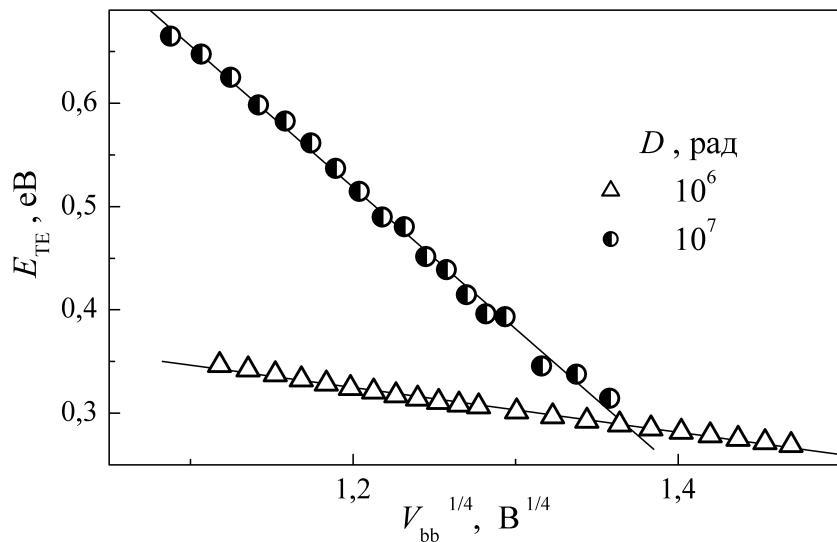
Зі збільшенням поглинутої дози при малих зміщеннях спостерігається збільшення струму при низьких температурах і протилежний ефект при високих; водночас при  $V_R > 2$  В струм практично перестає залежати від температури, зростаючи при цьому приблизно на порядок порівняно з вихідними зразками.

Проведений аналіз показав, що вираз (4.21), який використовувався для опису зворотних гілок ВАХ неопромінених структур, не може з достатньою точністю відтворити температурну та польову залежності  $I_R$  в  $\text{Al}-n-n^+-\text{Si}$  після опромінення. Для апроксимації даних використовувався наступний вираз:

$$I_R(T, V_R) = C_{\text{TE}}(V_R)T^2 \exp \left[ -\frac{E_{\text{TE}}(V_R)}{kT} \right] + I_{\text{FN}}(V_R) + I_{\text{MPT}}(T, V_R), \quad (4.28)$$

де перші два доданки, як і раніше, пов'язані з ТЕ та температуро-незалежною компонентами зворотного струму, а третій залежить як від  $T$ , так і від  $V_R$  та описує шлях перенесення заряду, який виник внаслідок опромінення.

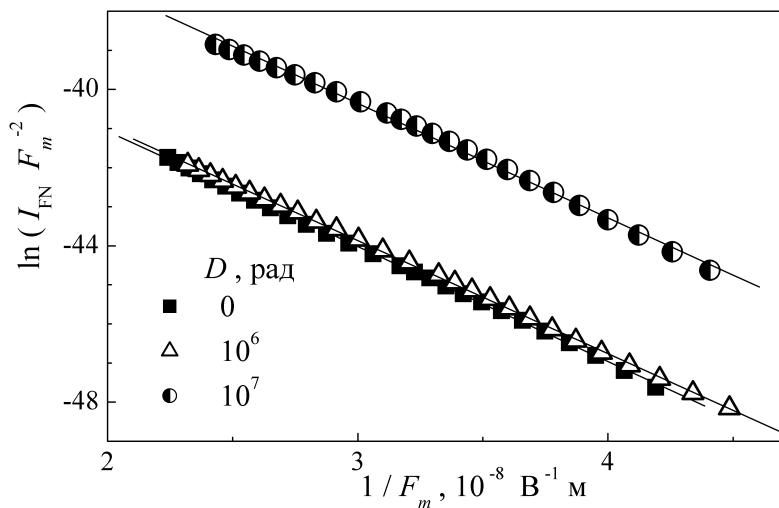
Як і для неопромінених структур, величина  $E_{\text{TE}}$  залежить від зміщення, проте для g6SSDA та g7SSDA характеристична енергія лінійно залежить від  $V_{bb}^{1/4}$  – рис. 4.28. Це є свідченням, що у цьому випадку вплив неоднорідностей на термоемісійний зворотній струм менш суттєвий, а польове зниження ВБШ пов'язане з дією сил зображення [411, 510].



**Рис. 4.28.** Польові залежності характеристичної енергії ТЕ складової зворотного струму структур g6SSDA (трикутники) та g7SSDA (кола). Точки — експеримент, прямі — лінійна апроксимація за методом найменших квадратів

Температуро–незалежна компонента  $I_{FN}$  незалежно від дози опромінення має тунельний характер — див. рис. 4.29, причому її нахил у координатах Фаулера–Нордгейма одинаковий. Згідно з (4.23) та (4.24) це свідчить, що тунелювання відбувається через один і той самий дефектний рівень  $E_c - E_t = 120$  мeВ. З іншого боку, зсув залежності  $I_{FN}/F_m^2 = f(F_m^{-1})$  відображає збільшення концентрації відповідних дефектів, яка особливо помітна для g7SSDA. Це додатково свідчить, що  $I_{FN}$  зумовлена тунелюванням за участю рівнів міжузлового атому вуглецю  $C_i$ , який є вторинним дефектом при опроміненні кремнію  $\gamma$ –квантами  ${}^{60}\text{Co}$  [515]. Оскільки в наших експериментах температура досягала 330 К, необхідно зауважити, що в роботі [516] показана можливість відпалу  $C_i$  в об’ємному кремнії при температурах 300÷350 К шляхом утворення комплексу з міжузловим атомом кисню чи заміщаючим атомом вуглецю. Виявлена стабільність  $C_i$  у досліджених структурах може бути викликана процесами просторового розділення різноміненно–заряджених дефектів, які раніше виявлені при  $\gamma$ –опроміненні бар’єрних структур [518]. Отже, струм  $I_{FN}$  може бути зумовлений прямим тунелюванням за участю рівня  $C_i$ .

Струм  $I_{MPT}$ , який спостерігається лише в опромінених структурах, зростає з підвищеннем поглинутої дози. Поява нового механізму перенесення заряду після  $\gamma$ –опромінення є відомим ефектом [519, 520]. З літератури [461, 514, 521]

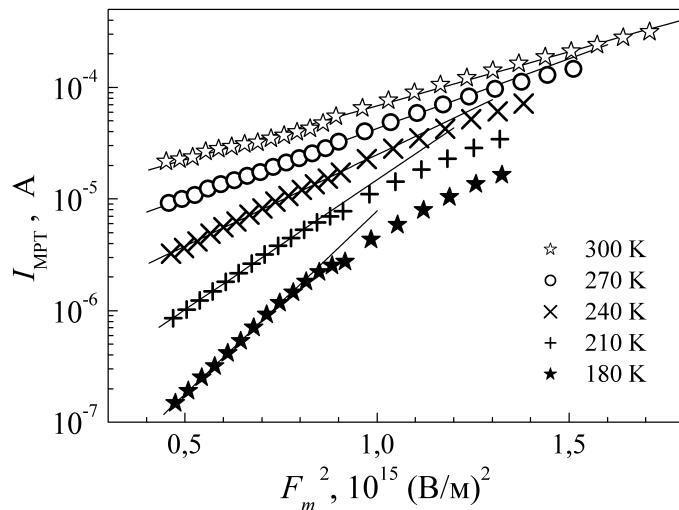


**Рис. 4.29.** Залежність температуро–незалежної компоненти зворотного струму структур SSDA (квадрати), g6SSDA (трикутники) та g7SSDA (кола) у координатах Фаулера–Нордгейма. Точки — експеримент, пряма — лінійна апроксимація

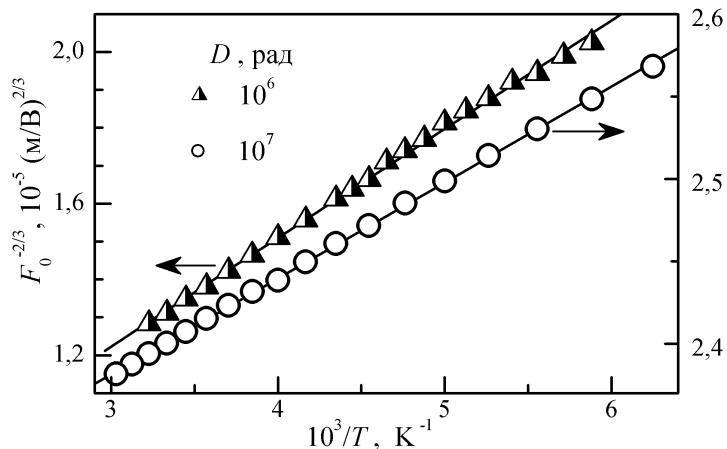
відомо, що у структурах МН може протікати струм, пов’язаний з тунельною багатофононною іонізацією глибоких домішкових центрів. При цьому для кожної температури існує діапазон полів (загалом тим більший, чим вища температура), коли імовірність багатофононної іонізації  $P$  та величина струму експоненційно зростають із підвищеннем напруженості електричного поля  $F_m$  [514, 521, 522]:  $P(F_m, T) = P(0, T) \exp(F_m^2/F_0^2)$ , де  $F_0$  — деяке характеристичне значення напруженості. Саме така залежність спостерігається для  $I_{\text{МРТ}}$  (рис. 4.30). Показано [514, 521, 522], що коефіцієнт нахилу  $F_0$  має залежати від температури:

$$F_0^{-2/3} = \left[ \frac{d(\ln I_{\text{МРТ}})}{d(F_m^2)} \right]^{1/3} \propto \sqrt[3]{\frac{q^2 \hbar^2}{24k^3 m^*}} \frac{1}{T}. \quad (4.29)$$

Нахил залежності  $\ln I_{\text{МРТ}} \sim F^2$  дійсно є лінійною функцією оберненої температури (рис. 4.31). Значення, отримані шляхом лінійної апроксимації даних на рис. 4.31 ( $2,9 \cdot 10^{-3}$  та  $0,6 \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{м}^{2/3} \cdot \text{В}^{-2/3}$  для g6SSDA та g7SSDA, відповідно) цілком задовільно узгоджуються з теоретичним значенням  $q^2 \hbar^2 / (24k^3 m^*) = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{м}^{2/3} \cdot \text{В}^{-2/3}$ . Отже, додаткова складова зворотного струму зумовлена процесами багатофононної іонізації в області просторового заряду за участю рівнів радіаційних дефектів.



**Рис. 4.30.** Польові залежності компоненти зворотного струму  $I_{\text{МРТ}}$  для структури g7SSDA. Точки — експеримент, пряма — лінійна апроксимація

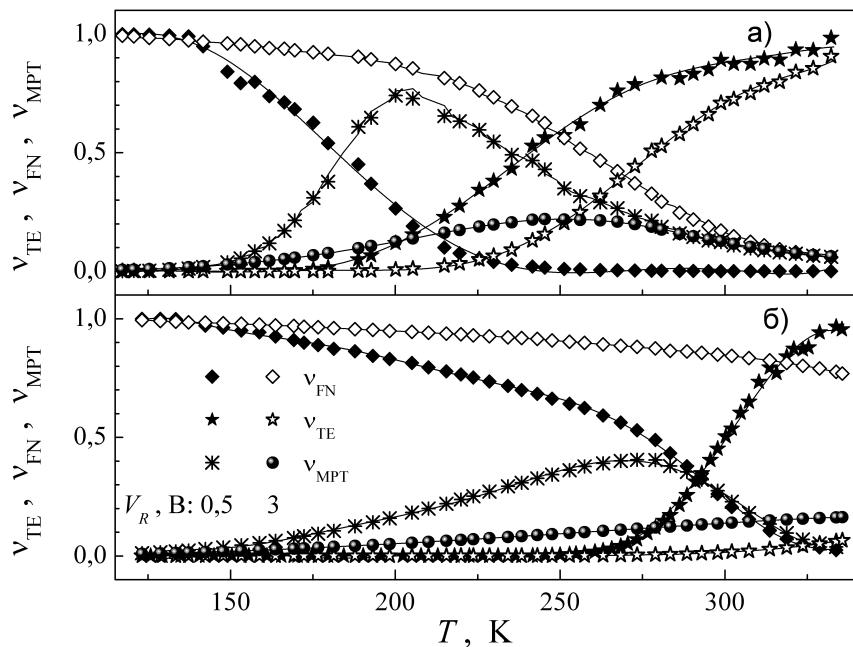


**Рис. 4.31.** Температурна залежність коефіцієнта нахилу польової залежності компоненти зворотного струму  $I_{\text{МРТ}}$ . Точки — експеримент, прямі — лінійна апроксимація за методом найменших квадратів

На рис. 4.32 показані температурні залежності відносних внесків  $\nu_{\text{TE}}$ ,  $\nu_{\text{FN}}$  та  $\nu_{\text{МРТ}}$  кожної з компонент у загальний зворотний струм, розраховані аналогічно до виразів, наведених на с. 170 при певних значеннях  $V_R$ . Видно, що

- струм  $I_{\text{FN}}$  є найбільшим у g7SSDA і переважає при низьких температурах;
- у g6SSDA тунельний струм перевищує TE складову при  $T < 250$  К, що збігається з результатами, отриманими при аналізі прямого струму;
- у g7SSDA внесок  $I_{\text{TE}}$  стає переважаючим лише при  $T > 300$  К, тоді як при нижчих температурах домінуючою є температуро-незалежна компонента.

Зазначимо, що останній факт разом зі слабкою температурною залежністю струму насичення ВТКС у g7SSDA при  $T = 150 \div 220$  К (рис. 4.26,а, крива 2)



**Рис. 4.32.** Температурні залежності відносних внесків у зворотний струм структур g6SSDA (а) та g7SSDA (б) при  $V_R = 0,5$  В та  $V_R = 3$  В

доводить, що в цьому температурному діапазоні тунелювання є основним механізмом перенесення заряду і при прямому зміщенні. Відомо [523], що наявність тунельної компоненти є причиною помилок у визначенні  $A^*$  та ВБШ за допомогою залежності Річардсона. На нашу думку, вплив тунелювання залишається достатньо суттєвим для g7SSDA і в інтервалі температур 260÷330 К і саме це є причиною відмінності отриманого значення сталої Річардсона (табл. 4.2) та відомого з літератури, а також перевищення  $\Phi_b^0$  величини  $\Phi_{b,CV}$ .

Узагальнюючи картину змін параметрів структур Al—n—n<sup>+</sup>—Si внаслідок опромінення  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ , зауважимо наступне. До опромінення перенесення заряду при прямому зміщенні у всьому дослідженному інтервалі температур відбувалося внаслідок ТЕ через неоднорідний бар'єр, причому при  $T > 230$  К середня висота бар'єру  $\Phi_b^0 = 0,663$  В, а стандартне відхилення  $\sigma_{\Phi_0} = 0,04$  В. Після того, як поглинута доза досягла  $10^6$  рад, домінуючим механізмом перенесення заряду в діапазоні температур 120÷240 К як при прямому зміщенні, так і при зворотному стає DAT із характеристичною енергією  $E_{00} = 17,8$  мeВ. Це зумовлено появою у збідненому прошарку РД, зокрема міжузлових атомів вуглецю, які спричиняють збільшення концентрації рівнів у забороненій зоні, і, отже, інтенсифікацію процесів тунелювання, у тому числі і багатофононного.

При  $T > 260$  К основним механізмом залишається термоелектронна емісія через неоднорідний бар'єр, проте значення  $\Phi_b^0$  та  $\sigma_{\Phi}$  зростають до 0,772 В та 0,1 В, відповідно. Аналіз НТКС показав, що появу додаткового струму, як і для неопромінених структур, зумовлена ефективним проходженням носіїв через області зниженого бар'єру, причому загальна площа патчів не змінилась, проте зросла висота бар'єру (з 54 до 74 мВ). Тобто відбуваються радіаційно-індуковані процеси зміни як характеристик області поза межами патчів, так і самих неоднорідностей. Причиною зміни середнього значення ВБШ та  $\Phi_{b,p}$  може бути накопичення на інтерфейсній межі структур МН радіаційних дефектів акцепторного типу. Зауважимо, що ефекти просторового розділення  $\gamma$ -індукованих точкових дефектів із протилежним зарядом внаслідок дії пружних полів у бар'єрних структурах достатньо широко відомі в літературі [518, 524]. Щодо збільшення  $\sigma_{\Phi}$ , то зазначимо, що можливою причиною появи патчів вважаються дислокації [467]. У приповерхневих шарах Si структур Al—n—n<sup>+</sup>—Si, ідентичних дослідженим, виявлено скучення дислокаций та дефекти пакування [480, 525], що є додатковим аргументом на користь того, що причиною появи областей неоднорідності ВБШ є самі ці протяжні дефекти. З іншого боку відомо, що утворені в процесі опроміненні вільні носії можуть захоплюватись на дефекти пакування та бути причиною полегшення руху дислокаций — явище так званого радіаційно-підсиленого дислокаційного ковзання (REDG, radiation-enhanced dislocation glide) [526]. Тобто в нашому випадку  $\gamma$ -опромінення викликає переміщення протяжних дефектів та їхнє часткове перегрупування з утворенням скучень більшого розміру. Ефекти зменшення загальної кількості таких дефектів внаслідок лазерного опромінення спостерігалися і раніше в роботах [480, 525]. У рамках моделі неоднорідного контакту (див. формулі (4.15) та (4.14)), збільшення розкиду розмірів патчів має спричинити зростання  $\sigma_{\Phi}$ . Збільшення впливу патчів маскує зростання ВБШ за їхніми межами і викликає зменшення ефективної висоти бар'єру, яка визначається безпосередньо з ВАХ.

При збільшенні дози до  $10^7$  рад концентрація РД суттєво зростає — див., наприклад табл. 2.6, де представлені результати оцінки дефектоутворення у кристалах кремнію при таких же дозах  $\gamma$ -опроміненням, які використовувалися для модифікації структур SSDA. Відомо [527], що в ДШ релаксація механічних

напруг може відбуватися внаслідок гетерування ТД. Ймовірно, у дослідженіх структурах такими центрами гетерування є саме патчі. Як наслідок накопичення ними від'ємно заряджених дефектів (як радіаційних, так і тих, що збільшили рухливість внаслідок іонізації) характер перенесення заряду через ці області змінився з термоемісійного на тунельний. Тобто патчі почали виконувати роль тунельних шунтів і перестали впливати на ТЕ процеси. Відтак, а) НТКС при прямому зміщенні суттєво зросла, причому перенесення заряду почало відбуватися завдяки процесам DAT із  $E_{00} = 80$  мeВ; б) тунельний струм став основним не лише при зворотному зміщенні практично у всьому дослідженому температурному інтервалі, але й при прямому зміщенні при  $T = (150 \div 220)$  К; в) прямий струм при  $T = 260 \div 330$  К, в основному, визначається ТЕ процесами через бар'єр висотою близько 710 мВ, проте вплив тунелювання у цьому температурному діапазоні не може бути знехтуваний; г) ефективна ВБШ, яка визначається безпосередньо з ВАХ, збільшилась порівняно з  $D = 10^6$  рад, на противагу реальному зменшенню висоти бар'єру в однорідній області внаслідок гетерування дефектів акцепторного типу.

Необхідно зауважити, що зі збільшенням поглинutoї дози  $\gamma$ -квантів  $^{60}\text{Co}$  спостерігалися ефекти як немонотонної зміни механічних напруг в епітаксійних плівках, так і зміни заряду радіаційних дефектів, накопичених на межі розділу [518, 528]. Ці явища також є непрямим доказом на користь запропонованого механізму радіаційно-індукованої перебудови кремнієвих діодів Шотткі.

#### **4.4. Вплив ультразвукового навантаження на перенесення заряду в $\gamma$ -опромінених та неопромінених структурах Al—n-n<sup>+</sup>—Si**

##### **4.4.1. Режими ультразвукового навантаження структур Al—n-n<sup>+</sup>—Si**

Схема акустичного навантаження структур Al—n-n<sup>+</sup>—Si наведено на рис. 1.1,б. Для оцінки параметрів ультразвукового навантаження використовувалися формули (1.3—1.6) та дані табл. 1.1. При дослідженні AI ефектів у зразках збуджувалися повздовжні хвилі. УЗН відбувалось при температурах, близьких

Таблиця 4.4

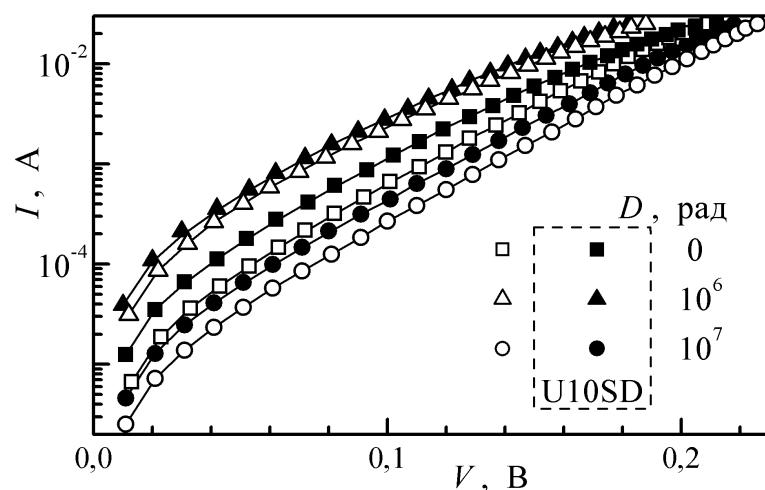
Параметри ультразвукових навантажень структур  $\text{Al}-n-n^+-\text{Si}$

$f_{\text{US}}$ , МГц	Тип хвиль	$W_{\text{US}}$ , Вт/см <sup>2</sup>	$\xi_{\text{US}}$ , $10^{-6}$	$u_{\text{US}}$ , нм	$T$ , К	УЗН	Зразок
9,6	повздовжні	до 0,66	до 3,1	до 0,43	$\sim 305$	U10SD	SSDA
30,1	повздовжні	до 0,42	до 2,5	до 0,11	$\sim 305$	U30SD	SSDA
9,6	повздовжні	до 1,3	до 4,3	до 0,60	$\sim 305$	U10g6SD	g6SSDA
9,6	повздовжні	до 1,1	до 4,0	до 0,56	$\sim 305$	U10g7SD	g7SSDA

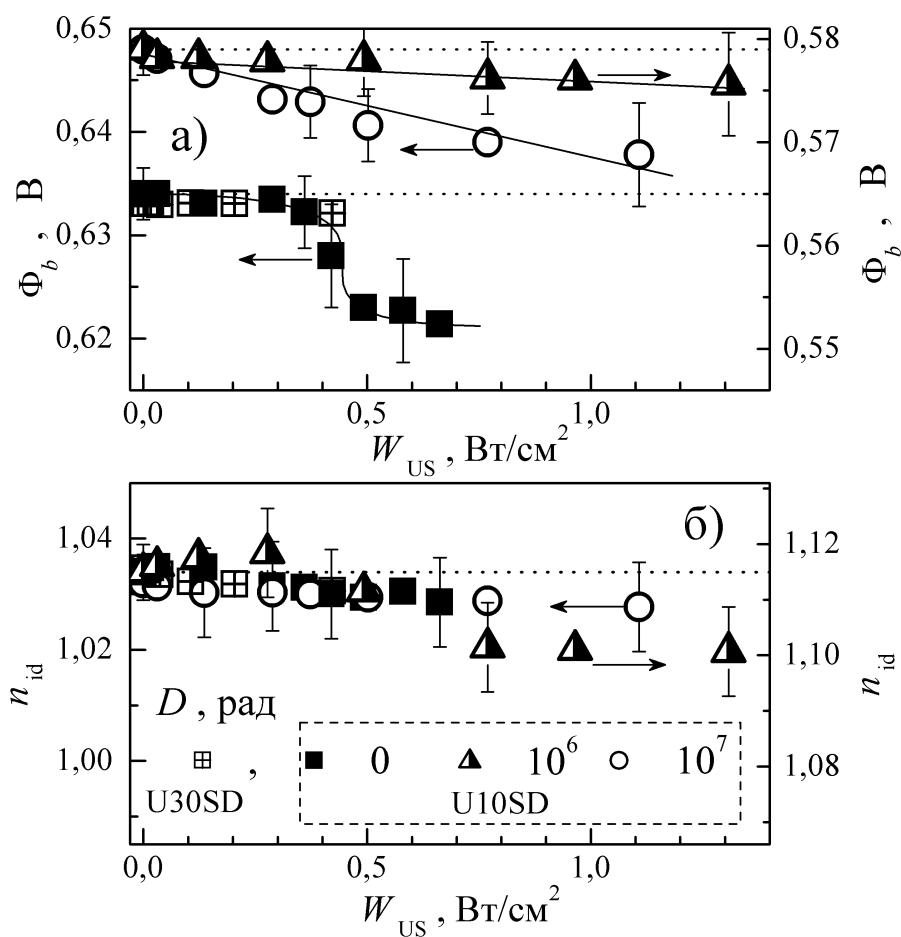
до кімнатної. Параметри УЗН структур  $\text{Al}-n-n^+-\text{Si}$ , їхнє позначення та зразки, до яких вони застосовувалися, наведено в табл. 4.4.

#### 4.4.2. Акусто–індуковані зміни висоти бар’єру Шотткі

На рис. 4.33 показано прямі гілки ВАХ структур  $\text{Al}-n-n^+-\text{Si}$ , виміряні при УЗН та для акустично ненавантажених зразків при однакових температурах. З рисунка видно, що внаслідок дії УЗ прямий струм зростає, причому ефективність AI збільшення залежить як від величини напруги зміщення, так



**Рис. 4.33.** Прямі ВАХ структур SSDA (квадрати), g6SSDA (трикутники) та g7SSDA (кола), виміряні при  $T = 305$  К. Заповнені та порожні точки відповідають вимірам при УЗН та без нього, відповідно.  $W_{\text{US}}$ , Вт/см<sup>2</sup>: 0,7 (SSDA), 1,3 (g6SSDA), 1,1 (g7SSDA).



**Рис. 4.34.** Залежності висоти бар’єру Шотткі (а) та фактора неідеальності (б) від інтенсивності УЗ для структур SSDA (квадрати, ліві вертикальні осі), g6SSDA (трикутники, ліві осі) та g7SSDA (кола, праві осі).  $T = 305$  К. Горизонтальні пунктирні лінії відповідають значенням параметрів, вимірюваних без УЗН

і від ступеню опромінення. Після припинення УЗН, вольт-амперні характеристики відновлювалися, що свідчить про оборотність акусто-індукованих змін.

За методикою, стандартною для даного розділу, визначені характеристики ДШ в умовах поширення акустичних коливань різної інтенсивності. Зауважимо, що оскільки температура УЗН близька до кімнатної, то внесок НТКС знехтувано малий. АІ зміни ВБШ та фактора неідеальності представлена на рис. 4.34. Дані на рисунку дозволяють виділити наступні особливості впливу УЗ на характеристики структури метал—кремній:

- УЗН викликає зменшення ВБШ;
- залежність  $\Delta\Phi_b(W_{US})$  у неопромінених структурах має пороговий характер: величина  $\Phi_b$  залишається практично незмінною поки  $W_{US} < 0,4$  Вт/см<sup>2</sup>, після чого зменшення ВБШ досягає  $(13 \pm 4)$  мВ при  $W_{US} \simeq 0,7$  Вт/см<sup>2</sup>;

- в) при збільшенні  $f_{\text{US}}$  підвищення ефективності впливу УЗН не спостерігається;
- г) після  $\gamma$ -опромінення ефективність впливу УЗН на ВБШ знижується: абсолютне значення  $\Delta\Phi_b$  не перевищує 10 мВ для g7SSDA та 3 мВ для g6SSDA;
- д) на залежності  $\Phi_b$  від  $W_{\text{US}}$  для опромінених структур поріг не спостерігається;
- е) збільшення дози призводить до підсилення ефективності AI змін ВБШ;
- ж) незначні AI зміни фактора неідеальності спостерігаються у випадку, коли  $n_{\text{id}} > 1,1$  (зразок g6SSDA); у випадку, коли  $n_{\text{id}}$  близький до одиниці, в умовах УЗН його величина практично не міняється (зразки SSDA та g7SSDA).

Згідно з (4.13) причиною AI змін ВБШ може бути вплив УЗ на  $\Phi_b^0$  або на  $\sigma_{\Phi_0}$  (або й, звичайно, на обидві величини). У свою чергу, рівняння (4.3), (4.13) та (4.16) дозволяють оцінити, яким чином повинен був би змінюватись фактор неідеальності, якби причиною зміни ВБШ були б зміни лише одного параметра з пари  $(\Phi_b^0; \sigma_{\Phi_0})$ , тоді як інший залишається постійним. Дійсно, при  $\Phi_b^0 = \text{const}$

$$\begin{aligned}\Delta\Phi_b(\Phi_b^0 = \text{const}) &= \Phi_{b,in} - \Phi_{b,US} = \Phi_b^0 - \frac{q\sigma_{\Phi_0,in}^2}{2kT} - \Phi_b^0 + \frac{q\sigma_{\Phi_0,US}^2}{2kT} = \\ &= \frac{q(\sigma_{\Phi_0,US}^2 - \sigma_{\Phi_0,in}^2)}{2kT}, \\ V_{bb,in} &= V_{bb,US}, \\ \Delta n_{\text{id}}(\Phi_b^0 = \text{const}) &= 1 + \frac{q\sigma_{\Phi_0,in}^2}{3kV_{bb}T} - 1 - \frac{q\sigma_{\Phi_0,US}^2}{3kV_{bb}T} = \\ &= \frac{q(\sigma_{\Phi_0,in}^2 - \sigma_{\Phi_0,US}^2)}{3kV_{bb}T} = -\frac{2\Delta\Phi_b}{3V_{bb}}.\end{aligned}$$

Якщо ж незмінним залишається стандартне відхилення висоти бар'єру, то

$$\begin{aligned}\Delta\Phi_b(\sigma_{\Phi_0} = \text{const}) &= \Phi_{b,in}^0 - \Phi_{b,US}^0, \\ V_{bb,in} - V_{bb,US} &= \Delta\Phi_b, \\ \Delta n_{\text{id}}(\sigma_{\Phi_0} = \text{const}) &= \frac{q\sigma_{\Phi_0}^2}{3kV_{bb,in}T} - \frac{q\sigma_{\Phi_0}^2}{3kV_{bb,US}T} = \\ &= -\frac{q\sigma_{\Phi_0}^2 \Delta\Phi_b}{3kT V_{bb,in}(V_{bb,in} - \Delta\Phi_b)}.\end{aligned}$$

Розрахунки, проведені з використанням величини  $\Delta\Phi_b = 0,013$  мВ (випадок U10SD, максимальна інтенсивність) та даних табл. 4.1, показують, що очікувані зміни фактора неідеальності  $\Delta n_{\text{id}}(\Phi_b^0 = \text{const}) \approx -0,02$  та

$\Delta n_{\text{id}}(\sigma_{\Phi_0} = \text{const}) \approx -0.003$ . До експериментальних результатів набагато більше друге значення, тому причиною AI зміни ВБШ є зменшення  $\Phi_b^0$ .

Для ідеальної структури МН в наближенні Шотткі–Мота висота бар’єру визначається різницею між роботою виходу з металу та електронною спорідністю напівпровідника. Для реальних структур на інтерфейсі наявні електронні стані, енергія яких відповідає забороненій зоні напівпровідника. За умови їхньої значної концентрації величина ВБШ прямує до так званої межі Бардіна:  $q\Phi_b^0 = E_g - \varphi_0$ , де  $\varphi_0$  — рівень нейтральності інтерфейсних станів, тобто рівень, до якого всі поверхневі стани мають бути заповненими для того, щоб поверхня була електронейтральна. Якщо густина інтерфейсних станів  $D_{ss}$  не надто велика, то значення ВБШ визначається середньозваженою величиною між цими двома граничними випадками, причому вагові коефіцієнти залежать від  $D_{ss}$ . Оскільки AI ефекти є оборотними, то вони не можуть бути зумовлені зміною кількості станів. Відтак, найімовірнішою причиною зменшення ВБШ при УЗН є зміна  $\varphi_0$  внаслідок, наприклад, AI іонізації дефектів на межі розділу. У неопромінених структурах іонізація відбувається внаслідок коливання дислокацій, наявність яких у подібних структурах вже обговорювалася. У рамках такого припущення знаходять пояснення пороговий характер та частотна незалежність змін  $\Phi_b$ : ефективність коливань дислокаційних відрізків суттєво збільшується при їхньому відриві від стопорів і для використаного частотного діапазону практично не залежить від періоду коливань. Зауважимо, що ефекти AI іонізації дефектів, в тому числі і дислокацій на межі бар’єрних структур, спостерігалися і раніше [13, 155, 529].

Внаслідок  $\gamma$ -опромінення механізм впливу УЗ змінюється. Гетерування РД в області дислокацій викликає закріплennі останніх, як наслідок, лінійні дефекти нездатні ефективно взаємодіяти з АХ при тих самих значеннях  $W_{\text{US}}$ , як і до опромінення. З іншого боку, точкові радіаційні дефекти на кшталт дивакансьї чи А-центрів у  $\gamma$ -опроміненому кремнії є акустоактивними — див. розділ 2, роботу [114]. Якщо зменшення ВБШ в g6SSDA та g7SSDA відбувається внаслідок іонізації точкових РД, то повинно відбуватися підсилення AI ефектів зі збільшенням поглинутої дози. Саме це і спостерігається на експерименті — див. рис. 4.34,а. Крім того, в опромінених структурах УЗ здатен впливати на стан

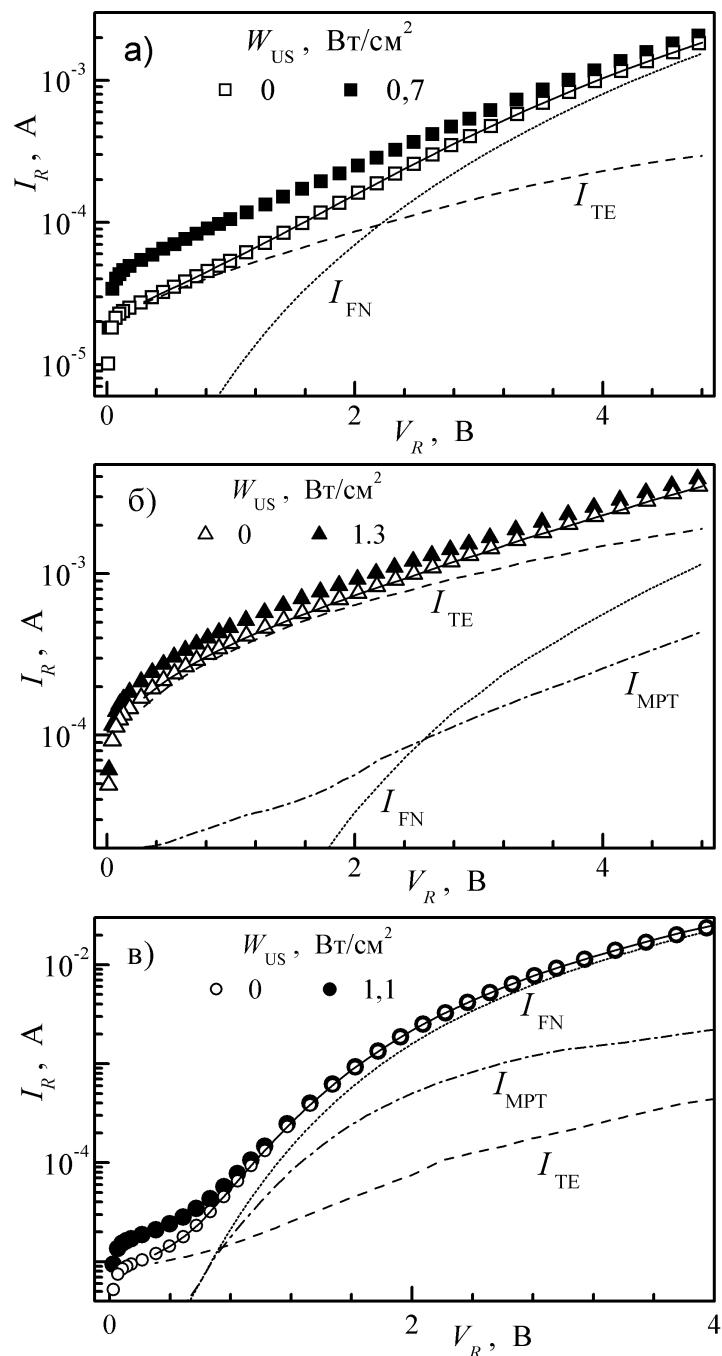
патчів внаслідок взаємодії з РД, захопленими в областях неоднорідності. Це проявляється в AI зміні фактора неідеальності структур g6SSDA, для яких, як показано, вплив неоднорідностей на перенесення заряду при прямому зміщенні достатньо великий. При збільшенні дози, коли модель TE через неоднорідний контакт перестає бути застосовною, зникають і ефекти впливу УЗ на  $n_{id}$ .

#### **4.4.3. Особливості поведінки тунельної та термоемісійної компонент зворотного струму в умовах ультразвукового навантаження**

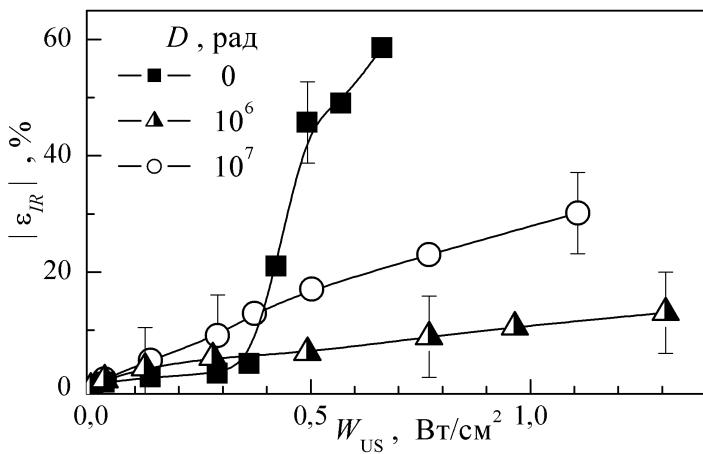
На рис. 4.35 показано зворотні гілки ВАХ структур Al—n—n<sup>+</sup>—Si, виміряні при УЗН та для ненавантажених зразків при одинакових температурах. З рисунку видно, що спостерігається AI збільшення величини  $I_R$  незалежно від ступеню опромінення, проте з підвищенням зворотного зміщення ці ефекти послаблюються. Крім цього, на рисунку показані польові залежності внесків термоемісійної, температуро-незалежної та тунельно-багатофононної компонент зворотного струму в околі кімнатних температур. Максимальні AI зміни  $I_R$  спостерігаються при зміщеннях, коли основним є TE струм.

На рис. 4.36 наведено типові амплітудні залежності величини відносних AI змін зворотного струму. Зауважимо, що на рисунку для зручності наведено залежність модуля  $\varepsilon_{IR}$ , оскільки при зростанні струму результати обчислення згідно з (1.2) від'ємні. Видно, що а) збільшення  $I_R$  може досягати декількох десятків відсотків; б) в неопромінених структурах на амплітудній залежності спостерігається певний поріг, що відповідає  $W_{US} \approx 0,4 \text{ Вт}/\text{см}^2$ ; в) після опромінення спостерігається як зменшення ефективності впливу УЗН, так і зникнення порогу; г) AI зміни зворотного струму зростають з підвищенням поглинутої дози.

Такі особливості акустичного впливу дозволяють запропонувати метод оцінки дози  $\gamma$ -квантів, поглинутих структурою МН. А саме, метод може базуватися на вимірюванні AI зміни величини зворотного струму  $\varepsilon_{IR}$  хоча б при двох значеннях  $W_{US}$ , одне з яких більше, а інше менше порогу для неопроміненого зразка. Відношення отриманих величин дозволить зробити висновок про



**Рис. 4.35.** Зворотні ВАХ структур SSDA (а), g6SSDA (б) та g7SSDA (в), виміряні при  $T = 305$  К. Заповнені та порожні точки відповідають вимірам при УЗН та без нього, відповідно.  $f_{US} = 9,6$  МГц. Суцільні лінії — апроксимація відповідно до формули (4.28), розривні відображають окремі складові зворотного струму для акустично ненавантажених структур



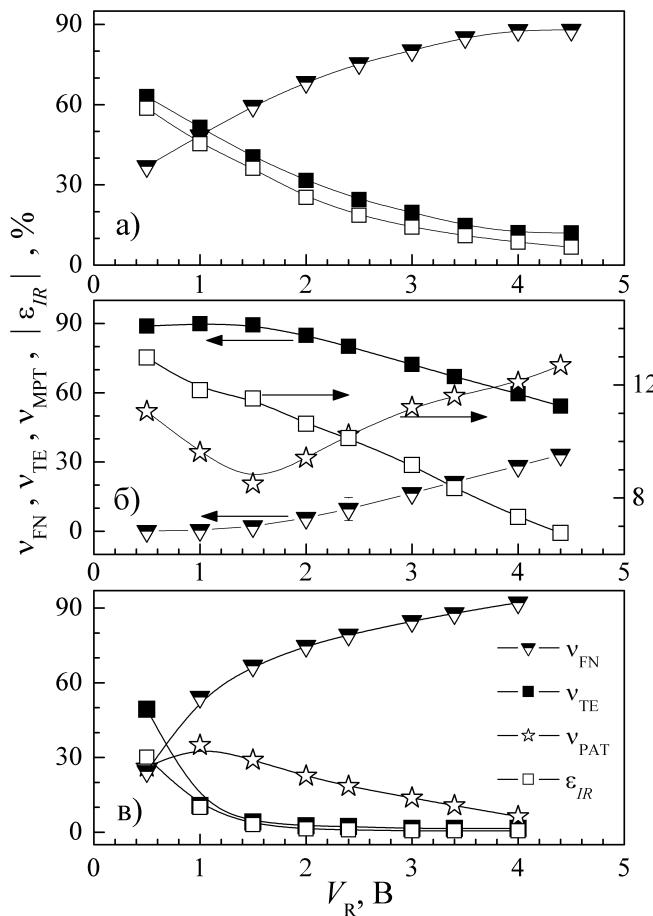
**Рис. 4.36.** Залежності AI відносних змін зворотного струму від інтенсивності УЗ.  $f_{US} = 9,6$  МГц.  $V_R = 0.5$  В.  $T = 305$  К. Точки – експеримент, лінії наведено для зручності

сам факт опромінення, а безпосереднє значення  $\varepsilon_{IR}$  при більшій інтенсивності УЗ пов’язана з дозою. Подібна система ДШ–п’езоперетворювач може бути своєрідним сенсором  $\gamma$ –опромінення.

Дані на рис. 4.37 дозволяють детально порівняти залежності відносних внесків кожної з компонент зворотного струму від прикладеної напруги як для вихідних, так і опромінених структур із відповідними залежностями AI змін загального  $I_R$ . Видно, що незалежно від дози опромінення характер польових залежностей AI змін зворотного струму збігається з поведінкою термоемісійної складової.

Отже, отримані результати свідчать на користь того, що динамічні зміни зворотного струму як  $\gamma$ –опромінених, так і неопромінених структур Al–n–n<sup>+</sup>–Si при УЗН пов’язані з впливом пружних коливань на термоемісійні процеси і пояснюються зменшенням ВБШ, розглянутим у попередньому параграфі. З іншого боку, відсутність впливу УЗН на складові струму, пов’язані з прямим та багатофононним тунелюваннями за участю глибоких центрів, свідчить, що відповідні дефекти не є акустоактивними. Зокрема, центр з енергією іонізації 0.12 еВ ( $C_i$ ) не приймає участі у АДВ. Нагадаємо, що результати досліджень КСЕ (параграф 2.5.3) показали, що не є акустоактивним інший дефект, який містить міжзворотний атом вуглецю,  $C_iO_i$ .

Відсутність впливу УЗН на тунельну складову струму свідчить про вибірковості акустичного впливу, яка не характерна для традиційніших методів



**Рис. 4.37.** Залежності відносних внесків окремих компонент у загальний зворотний струм та відносної AI зміни зворотного струму від напруги зміщення.  $D$ , рад: 0 (а),  $10^6$  (б),  $10^7$  (в).  $W_{US}$ , Вт/см<sup>2</sup>: 0,6 (а), 1,3 (б), 1,1 (в).  $f_{US} = 9,6$  МГц.  $T = 305$  К. Точки — експеримент, лінії наведено для зручності

модифікації параметрів напівпровідниковых структур. Наприклад, іонне або електронне опромінення кремнієвих структур із бар'єром Шотткі викликає збільшення зворотного струму та зменшення  $\Phi_b$ , проте появі радіаційних дефектів інтенсифікує і процеси тунелювання [469, 470, 530]. Відтак, УЗ може бути інструментом вибіркового впливу на параметри структур метал—напівпровідник.

#### Висновки до розділу 4

- Проведено експериментальне дослідження прямих і зворотних вольт–амперних характеристик структур Al–n–n<sup>+</sup>–Si з бар'єром Шотткі в діапазоні температур 130÷330 К. Виявлено, що при підвищенні температури

спостерігається збільшення висоти бар'єру та зменшення фактора неідеальності. Показано, що отримані результати можна пояснити у рамках моделі термоелектронної емісії через неоднорідний контакт у всьому діапазоні температур.

2. Використовуючи модифіковану залежність Річардсона визначено сталу Річардсона —  $(115 \pm 10) \text{ A}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$ . Показано, що при низьких температурах ( $T < 220 \text{ K}$ ) суттєвим стає проходження заряду через області зі зниженим бар'єром і визначено середнє значення висоти бар'єру Шотткі в цих областях —  $54 \pm 4 \text{ мВ}$ . Виявлено, що при зворотному зміщенні в структурах  $\text{Al}-n-n^{+}-\text{Si}$  перенесення заряду відбувається як внаслідок термоелектронної емісії через неоднорідний бар'єр, так і завдяки процесам прямого тунелювання через глибокий центр, яким, імовірно, є міжузловий атом вуглецю.

3. Проведено експериментальне дослідження впливу  ${}^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -випромінювання  ${}^{60}\text{Co}$  на електрофізичні параметри структур  $\text{Al}-n-n^{+}-\text{Si}$ . Показано, що радіаційне опромінення суттєво підсилює процеси тунелювання носіїв заряду як при прямому зміщенні, так і при зворотному. Встановлено, що при прямому зміщенні тунельний механізм перенесення струму стає основним в низькотемпературній області ( $T < 250 \text{ K}$ ), а при зворотному — виникає компонента струму, зумовлена багатофононним тунелюванням.

4. Виявлено, що висота бар'єру, фактор неідеальності та величина зворотного струму немонотонно змінюються при збільшенні поглинутої дози. Встановлено, що причини зміни електрофізичних параметрів  $\gamma$ -опромінених структур різняться для низьких та високих значень поглинутої дози. Зокрема, при низьких дозах відбувається накопичення дефектів акцепторного типу на межі розділу метал—напівпровідник та укрупнення патчів внаслідок радіаційно підсиленного дислокаційного ковзання. При великих дозах цей ефект маскується інтенсифікацією процесів тунелювання внаслідок утворення значної кількості радіаційних дефектів. Показано, що характер дозової немонотонності зміни висоти бар'єру Шотткі різний для однорідних областей та для всього діода загалом: для переважної частини контакту області має місця «зростання—спад», проте ефект може маскуватися внаслідок впливу патчів.

5. Вперше експериментально досліджено вплив ультразвукового навантаження у динамічному режимі при кімнатній температурі на параметри кремнієвих

діодів Шотткі. Виявлено, що при поширенні акустичних хвиль спостерігаються оборотні зменшення висота бар'єру, збільшення зворотного струму та струму насичення, в той час як фактор неідеальності практично не змінюється. Встановлено, що ультразвукове навантаження практично не впливає на процеси прямого тунелювання та багатофононного тунелювання; центр з енергією активації 0.12 eВ не є акустоактивним.

6. Встановлено, що зміни зворотного струму та висоти бар'єру в  $\gamma$ -опромінених кремнієвих структур практично лінійно залежать від інтенсивності УЗ, тоді як у неопромінених діодах Шотткі ця залежність має пороговий характер. Показано, що збільшення термоемісійної складової струму (як прямого, так і зворотного) в умовах акустичного навантаження структур можна пояснити іонізацією дефектів, що знаходяться на межі розділу, внаслідок взаємодії ультразвука з дислокаціями та радіаційними точковими порушеннями періодичності в неопромінених та опромінених структурах, відповідно.

7. Показано, що встановлені відмінності акусто-індукованого впливу в опромінених та неопромінених структурах можуть бути використані для створення сенсора  $\gamma$ -опромінення, робота якого ґрунтуються на порівняння величин акусто-індукованих змін зворотного струму при двох значення інтенсивності звука.

Основні результати даного розділу представлені в роботах [7, 9–12, 41–44, 47, 49].

## РОЗДІЛ 5

### ОСОБЛИВОСТІ ДИНАМІЧНИХ АКУСТО-ІНДУКОВАНИХ ЗМІН ПАРАМЕТРІВ СТРУКТУР $\text{Mo}-n-n^+-\text{Si}$ В ДІАПАЗОНІ 130÷330 К

Застосування УЗ у фізиці напівпровідників не є надто рідкісним явищем. Наприклад, акустичні хвилі використовуються для підсилення інтенсивності електро- [134] та фотолюмінесценції [71, 73], для зв'язування лазерного випромінення в плазмони в графені [531], для модифікації поляризації лазерного випромінення [173] та кінетики випромінювальної рекомбінації в квантових ямах [153], для впливу на властивості вуглецевих нанотрубок [532] та металевих кластерів у оксиді кремнію [136, 137], для маніпуляції наночастинками [533], для кореляції електронного транспорту в гетероструктурах [534, 535], для дослідження спін-орбітальної взаємодії електронів, що рухаються в квантових ямах [194] тощо. Крім того, ряд акусто-керованих ефектів спостерігався у бар'єрних структурах. Наприклад, УЗ може відновлювати параметри радіаційно-опромінених [16] структур метал-кремній та підвищувати однорідність їхніх характеристик [20], покращувати властивості кремнієвих  $p-n$ -переходів, сформованих шляхом іонної імплантациї [129], модифікувати тунельний [103] та генераційно-рекомбінаційні [101, 102] струми в  $p-n$ -структуратах.

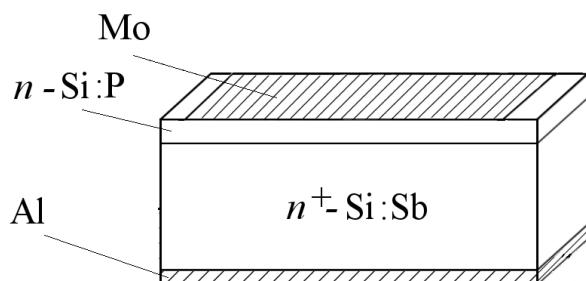
Також вивчаються процеси впливу пружних коливань на різноманітні властивості напівпровідникових структур при знижених температурах [67, 68, 78, 79, 90, 148–150, 155, 157, 167–169, 219, 536–543]. Проте, не зважаючи на достатньо широкий перелік робіт, питання низькотемпературного акустичного впливу не можна назвати всебічно дослідженим. Автори [536–542] зосередили свою увагу на AI змінах стану поверхні; в роботах [67, 68, 78, 79, 157, 167–169] вивчаються ефекти в п'єзоелектричних напівпровідниках, де поширення УЗ супроводжується суттєвими електричними полями; об'єктом дослідження [90, 149, 150, 543] є кристали зі значною кількістю міжзернових границь. Водночас малодислокаційні неп'єзоелектричні кристали, яскравим представником яких є Si, залишаються практично поза увагою науковців із погляду дослідження низькотемпературних AI ефектів. Чи не єдиним відомим автору винятком є роботи [148, 155, 219], де вивчається АДВ у монокристалічному кремнії та  $p-n$ -структуратах на його основі

в широкому діапазоні температур. З іншого боку теоретично передбачено [310] та експериментально показано [149, 150], що при зниженні температури ефективність взаємодії УЗ із дефектами кристалічної ґратки підвищується.

Метою роботи, результати якої розглянуті у цьому розділі, є з'ясування механізмів АДВ у структурах МН на основі кремнію шляхом експериментальне дослідження динамічних AI ефектів в широкому діапазоні температур. Зусилля були спрямовані на вивчення впливу УЗ на параметри, характерні саме для ДШ і тому отримані результати дозволяють розширити наявну базу експериментальних даних і підтверджують, що ідея акустокерування струмом діода може мати практичне застосування в електроніці і заслуговує на подальше дослідження.

### 5.1. Режими ультразвукового навантаження структур Mo—n-n<sup>+</sup>-Si

Безпосереднім об'єктом досліджень, розглянутих у цьому розділі, були діоди Шотткі, виготовлені на основі епітаксійної структури n-n<sup>+</sup>-Si. Товщини епітаксійного шару та підкладки дорівнювали 0,2 мкм та 250 мкм, відповідно. Епітаксійний шар легований атомами фосфору, підкладка — сурмою (КЭС0.01, концентрація вільних електронів  $N_s \approx 4,2 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ). Для створення бар'єру на поверхню епітаксійного прошарку нанесено шар молібдену площею  $7 \times 7 \text{ мм}^2$ . З протилежного боку структури нанесено прошарок алюмінію, який забезпечував наявність омічного контакту. Схематичне зображення структур наведено на рис. 5.1. Структури виготовлені на «Томилинському електронному заводі» (Росія). Надалі для позначення зразків використовується скорочення SSDB.



**Рис. 5.1.** Структура зразків SSDB

Для контролю рівня легування епітаксійного шару проведені вимірювання ВФХ досліджуваних структур при кімнатній температурі. Виявлено, що концентрація електронів у епітаксійному шарі  $N_d$  становить  $7 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ .

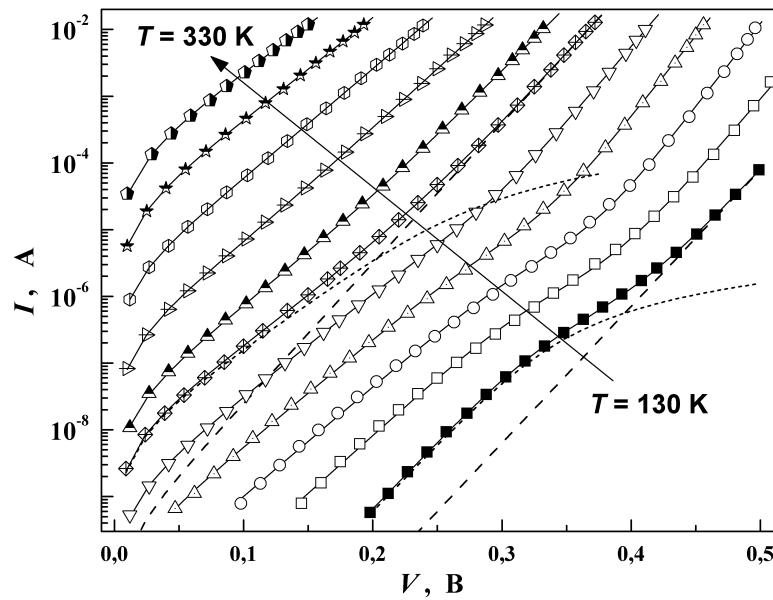
Схема УЗН наведена на рис. 1.1,в. У роботі збудження повздовжніх АХ відбувалося на частотах 4,1, 8,4 та 27,8 МГц. Виміри проводилися як при stałому значенні  $V_{RF}$  при різних температурах, так і при постійній інтенсивності введеного УЗ. Для позначення сімейства УЗН із  $f_{US} = 4,1 \text{ МГц}$  надалі використовується скорочення U4SDB. Аналогічні за змістом скорочення U8SDB та U28SDB застосовуються і до інших сімейств. Дляожної з частот бути проведені калібрувальні виміри, структура яких описана у пункті 1.2.3, і побудовані градуювальні характеристики, аналогічні представленим на рис. 1.5.

## 5.2. Динамічні ефекти впливу ультразвука на $I-V-T$ характеристики кремнієвих структур із бар'єром Шотткі

Набір прямих ВАХ структур SSDB, виміряних при різних температурах без УЗН, представлений на рис. 5.2. Загалом ВАХ схожі на характеристики структур SSDA: при зниженні температури та малих зміщеннях суттєвим стає внесок додаткової компоненти прямого струму, причому на вигляд відповідної ділянки ВАХ значний внесок має послідовний опір. Водночас при високих температурах ВАХ в напівлогарифмічному масштабі близька до лінійної. Враховуючи ці особливості, для апроксимації ВАХ використовувався наступний вираз:

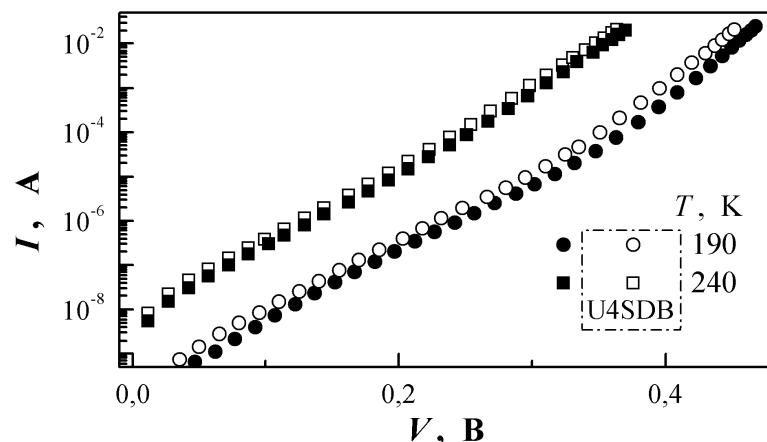
$$I = I_H + I_L = I_{s,H} \left[ \exp \left( \frac{qV}{n_{id,H} kT} \right) - 1 \right] + I_{s,L} \left\{ \exp \left[ \frac{q(V - IR_s)}{n_{id,L} kT} \right] - 1 \right\}, \quad (5.1)$$

де  $I_H$  та  $I_L$  – ВТКС та НТКС, відповідно;  $I_{s,H}$  та  $I_{s,L}$  – струми насичення компонент,  $n_H$  та  $n_L$  – фактори неідеальності. Апроксимація здійснювалась за допомогою методу штучної бджолиної сім'ї, як шукані параметри розглядалися  $I_{s,H}$ ,  $I_{s,L}$ ,  $n_H$ ,  $n_L$  та  $R_s$ . Зауважимо, що метод МАВС використовувався для будь-якої нелінійної апроксимації, яка згадується у розділі 5.2. Результати



**Рис. 5.2.** Прямі ділянки ВАХ структур SSDB в діапазоні 130÷330 К. Наведено криві, виміряні з кроком 20 К. Точки — експеримент, суцільні лінії — апроксимація за формулою (5.1). Штрихові та пунктирні лінії — ВТКС та НТКС, відповідно до апроксимації прямих ВАХ.

При УЗН температурна та польова залежності прямого струму схожі, проте спостерігається збільшення величини  $I$  (рис. 5.3). Нижче окремо розглянуто вплив УЗН на кожну з компонент струму.



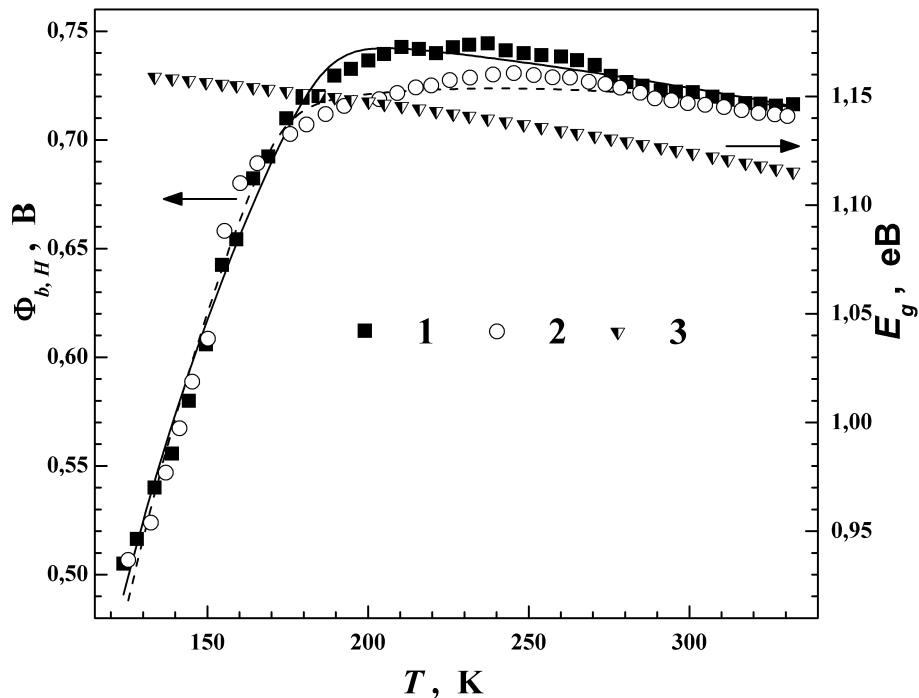
**Рис. 5.3.** Приклади ВАХ структур SSDB, виміряних при однаковій температурі в умовах U8SDB (порожні точки) та без нього (заповнені точки).  $T, \text{ K}$ : 190 (коло), 240 (квадрати)

### 5.2.1. Визначення параметрів високо-температурної компоненти струму

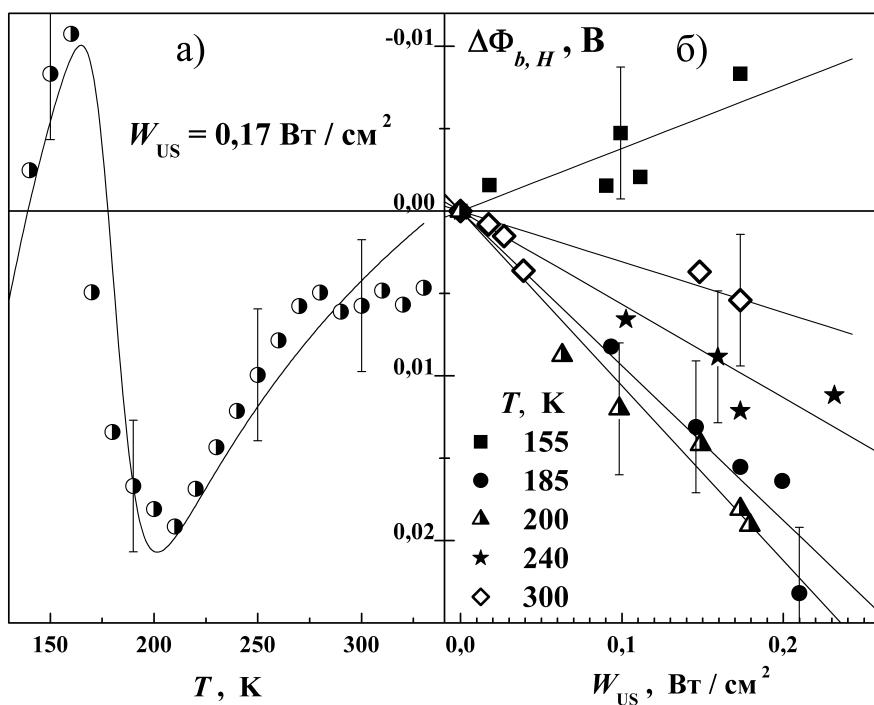
Обчислення висоти бар'єру Шотткі здійснювалось в наближенні теорії ТЕ за допомогою формули (4.2). Температурна залежність ВБШ для високотемпературної компоненти струму ВТКС представлена на рис. 5.4. На рисунку показані результати, отримані для акустично ненавантаженого зразка, а також приклад залежності для УЗН із частотою 4,1 МГц. Видно, що при поширенні УЗ в структурі, висота бар'єру змінюється, причому як величина, так і знак змін залежать від температури. Залежності АІ змін  $\Phi_b$  наведено на рис. 5.5. Зазначимо, згідно з прийнятими позначеннями (див. формулу (1.1)), від'ємне значення  $\Delta\Phi_{b,H}$  відповідає збільшенню висоти бар'єру при дії УЗ і тому додатній напрямок вертикальної осі на рис. 5.5 для зручності спрямовано вниз.

Наведені результати показують, що

- АІ зміна ВБШ є немотонною функцією температури, причому при  $T < 170$  К УЗН викликає зростання  $\Phi_b$ , а при більших значеннях  $T$  — зменшення;



**Рис. 5.4.** Температурні залежності ширина забороненої зони кремнію (3, права вісь) та ВБШ при нульовому зміщенні структур SSDB в умовах U8SDB (2) та без нього (1). Точки — експеримент, лінії — апроксимація за формулою (5.7).  $W_{US}$ , Вт/см<sup>2</sup>: 0 (1, суцільна лінія), 0,17 (2, штрихована лінія)

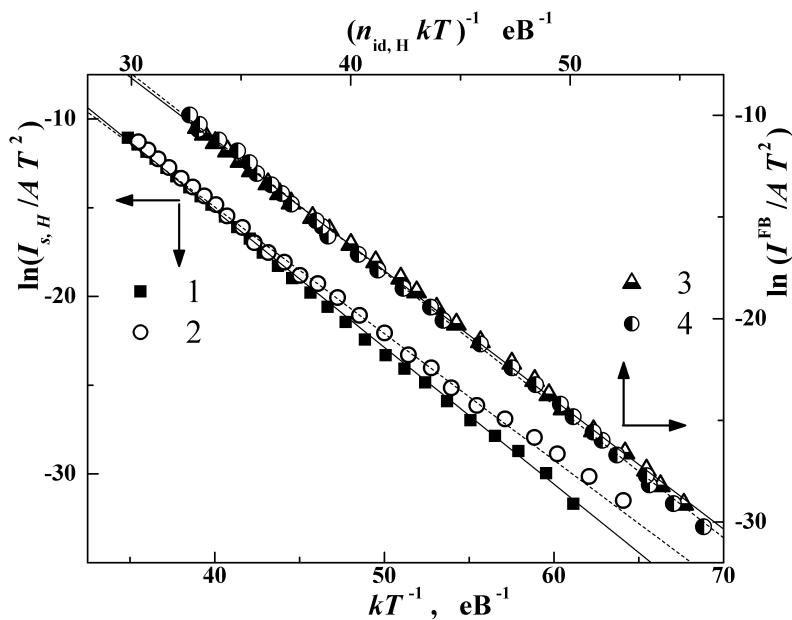


**Рис. 5.5.** Залежності AI змін висоти бар’єру ВТКС від температури (а) та інтенсивності введеного УЗ (б). Точки — експеримент, лінія на рисунку (а) — різниця між апроксимуючими кривими на рис. 5.4, на рисунку (б) — лінійна апроксимація U8SDB.

- б) максимальне зменшення ВБШ спостерігається при  $\sim 210$  К і досягає 22 мВ; з підвищеннем температури ефективність впливу УЗ зменшується;
- в) модуль зміни ВБШ збільшується при зростанні інтенсивності УЗ; відповідні залежності при кожній із температур близькі до лінійних.

Очевидно, що для розуміння можливих причин впливу УЗ необхідно проаналізувати механізм перенесення заряду у досліджених структурах.

Як вже неодноразово згадувалося раніше, для однорідного контакту Шотткі висота бар’єру при зміні температури має змінюватися подібно до ширини забороненої зони [411, 448, 449]. І тому традиційно, поряд із температурною залежністю ВБШ на рис. 5.4 також наведено графік  $E_g(T)$ , розрахований із використанням виразу (2.3). Виявлено, що загалом ці залежності схожі при  $T > 200$  К. Крім того, на рис. 5.6 представлена залежності Річардсона, розраховані згідно з (4.7) для ВТКС в діапазоні температур 200–330 К. Як і очікується для однорідного контакту, ці залежності близькі до лінійних, проте отримані значення сталої Річардсона  $1060 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$  та  $65 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$  для структур без



**Рис. 5.6.** Звичайні (відповідно до формули(4.7), криві 1 та 2) та модифіковані (відповідно до формули(5.5), 3 та 4) залежності Річардсона для структур SSDB при U8SDB (2, 4) та без нього (1, 3) побудовані в інтервалі температур 200  $\div$  330 К. Точки — експеримент, лінії — лінійна апроксимація (суцільні — без УЗН).  $W_{\text{US}}$ , Вт/см $^2$ : 0 (1, 3), 0,17 (2, 4)

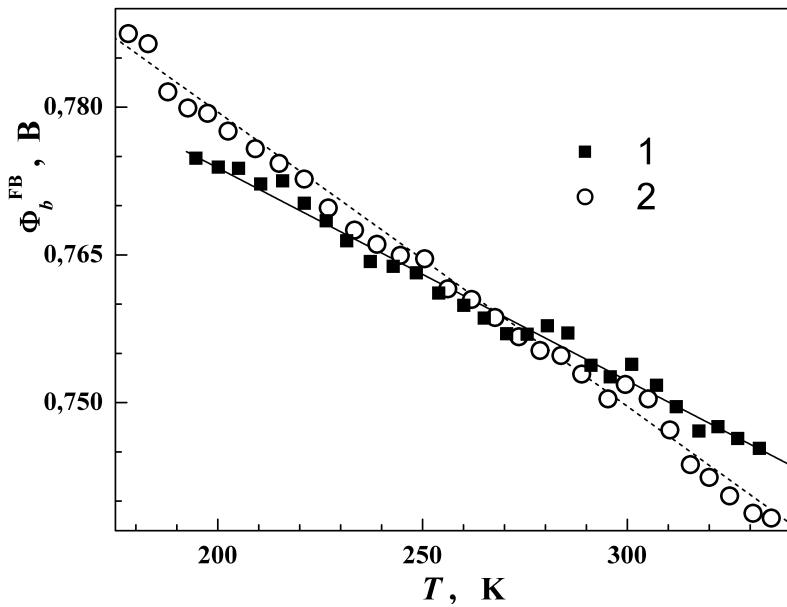
акустичного навантаження та при УЗН, відповідно, суттєво відрізняються від табличного ( $112 \text{ A}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$  для  $n\text{-Si}$ ).

Подібну поведінку залежності Річардсона зазвичай пов'язують із польовою та температурною залежностями ВБШ та фактора неідеальності, які виникають внаслідок неоднорідності контакту МН [492, 495]. З іншого боку, за умов плоских зон вплив латеральних неоднорідностей несуттєвий [492, 544, 545]. Використовуючи визначені традиційним способом із експериментальних ВАХ значення  $n_{\text{id}}$ ,  $\Phi_b$  та  $I_s$ , можна розрахувати ВБШ  $\Phi_b^{\text{FB}}$  (формула (4.9)) та струм насиження  $I^{\text{FB}}$  в наближенні плоских зон [492, 544, 545]:

$$I^{\text{FB}} = I_s \exp \left[ \frac{qV_n(n_{\text{id}} - 1)}{n_{\text{id}}kT} \right]. \quad (5.2)$$

Більше того, температурна залежність  $\Phi_b^{\text{FB}}$  може бути записана наступним чином

$$\Phi_b^{\text{FB}}(T) = \Phi_b^{\text{FB}}(0) + \alpha_{\text{FB}}T, \quad (5.3)$$



**Рис. 5.7.** Температурна залежність висоти бар'єру Шотткі в наближенні плоских зон структур SSDB при U8SDB (2) та без нього (1) побудовані в інтервалі температур  $200 \div 330$  К. Точки — експеримент, лінії — лінійна апроксимація (суцільна — без УЗН).  $W_{\text{US}}$ , Вт/см<sup>2</sup>: 0 (1), 0,17 (2)

де  $\Phi_b^{\text{FB}}(0)$  — ВБШ за умови плоских зон, екстрапольована до  $T = 0$  К,  $\alpha_{\text{FB}}$  — температурний коефіцієнт. Температурна залежність  $\Phi_b^{\text{FB}}$  для ВТКС показана на рис. 5.7. Апроксимація даних на рис. 5.7 відповідно до формули (5.3) дозволила визначити величини  $\Phi_b^{\text{FB}}(0)$  та  $\alpha_{\text{FB}}$ , наведені в табл. 5.1.

Згідно з даними класичного підручника [411], для ВБШ у наближенні плоских справедливим є вираз

$$q\Phi_b^{\text{FB}} = \Theta(\varphi_m - \chi_s) + (1 - \Theta)(E_g - \varphi_0) \quad (5.4)$$

де  $\Theta = [1 + (qD_{ss}\delta)/(\epsilon_0\epsilon_i)]^{-1}$ ,  $\varphi_m$  — робота виходу з металу,  $\chi_s$  — електронна спорідненість напівпровідника (4.05 еВ для Si),  $\delta_i$  та  $\epsilon_i$  — товщина та діелектрична проникність оксидного шару між металом та напівпровідником. Вираз (5.4) не враховує зниження бар'єру внаслідок дії сил зображені. Для молібдену робота виходу залежить від кристалографічної площини та умов виготовлення контакту і перебуває в межах від 4,53 до 4,95 еВ для структури Mo/Si [546]. Отже, величина  $\Phi_b^{\text{FB}}$  має прямувати до межі Шотткі–Мота  $q\Phi_b^{\text{FB,SM}} = \varphi_m - \chi_s = (0,48 \div 0,90)$  еВ при  $D_{ss} \rightarrow 0$  та до межі Бардіна  $q\Phi_b^{\text{FB,B}} = E_g - \varphi_0$  при  $D_s \rightarrow \infty$ .

Таблиця 5.1

Параметри, визначені для структур Mo—n—n<sup>+</sup>—Si з прямих гілок ВАХ

$W_{US}$ , Вт/см <sup>2</sup>	0	0,17
$\alpha_{FB}$ , мВ/К	$-0,22 \pm 0,02$	$-0,30 \pm 0,02$
$\Phi_b^{FB}(0)$ , мВ <sup>a)</sup>	$817 \pm 4$	$839 \pm 5$
$\Phi_b^{FB}(0)$ , мВ <sup>б)</sup>	$821 \pm 4$	$845 \pm 5$
$A^*$ , А·см <sup>-2</sup> ·К <sup>-2</sup>	$116 \pm 5$	$111 \pm 5$
$\varrho_1$	0,9995	0,998
$\varrho_2$	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
$\sigma_{\Phi 0,1}$ , мВ	$18 \pm 2$	$48 \pm 4$
$\sigma_{\Phi 0,2}$ , мВ	$118 \pm 5$	$127 \pm 5$
$\Phi_{b,1}^0(0)$ , мВ	$775 \pm 8$	$809 \pm 8$
$\Phi_{b,2}^0(0)$ , мВ	$1070 \pm 50$	$1170 \pm 50$
$T_{0,H}$ , К	$14 \pm 1$	$18 \pm 1$
$T_{0,L}$ , К	$130 \pm 5$	$143 \pm 5$
$\gamma_p$ , $10^{-5}$ м <sup>2</sup> /3·В <sup>1</sup> /3	$2,7 \pm 0,1$	$2,5 \pm 0,1$
$C_p$ , $10^5$ м <sup>-2</sup>	$2,2 \pm 0,4$	$21 \pm 3$

<sup>a)</sup> за формулою (5.3), рис. 5.7

<sup>б)</sup> за формулою (5.5), рис. 5.6

Отримана для досліджених структур величина перебуває в межах цього теоретично можливого інтервалу.

В наближенні плоских зон зазвичай розглядається модифікована залежність Річардсона:

$$\ln \left( \frac{I^{FB}}{AT^2} \right) = \ln A_{mod}^* - \frac{q\Phi_b^{FB}(0)}{n_{id}kT}, \quad (5.5)$$

де модифікована стала Річардсона  $A_{mod}^*$  пов'язана зі звичайною  $A^*$ :

$$A^* = A_{mod}^* \exp \left( \frac{q\alpha_{FB}}{k} \right). \quad (5.6)$$

На рис. 5.6 (криві 3 та 4) показані модифіковані залежності для ВТКС. Значення  $\Phi_b^{FB}(0)$  та  $A_{mod}^*$  визначені з цього графіку шляхом апроксимації відповідно до формулі (5.5) для навантаженого та ненавантаженого зразка. Після цього, з використанням виразу (5.6), були обчислені величини  $A^*$ . Отримані результати

представлені в табл. 5.1. Наголосимо, що а) значення  $A^*$  дуже близькі до відомих для даного матеріалу і не залежать від УЗН; б) ВБШ в наближенні плоских зон збільшується при дії УЗ; на нашу думку це збільшення зумовлене AI зменшенням  $\varphi_0$  (модифікацією заряду інтерфейсних станів).

Відмінність між даними, отриманими з модифікованої та звичайної залежностей Річардсона, а також характер зміни  $\Phi_{b,H}$  у всьому температурному діапазоні 130÷330 К (рис. 5.4) свідчать на користь необхідності застосування моделі неоднорідного контакту Шотткі. Як вже згадувалось у попередньому розділі, неоднорідну поверхню розділу між металом та напівпровідником можна описати в наближенні загалом однорідної області, яка містить хаотичним чином розміщені ділянки (патчі) зі зменшеною ВБШ [457, 502]. Окремий патч характеризується величиною  $\gamma_p$  (див. вираз (4.14)), його зміни на масиві ділянок неоднорідності описуються розподілом Гауса. При цьому висота бар'єру, визначена з ВАХ (в нашему випадку —  $\Phi_{b,H}$ ) пов'язана з ВБШ в однорідній області співвідношенням (4.13).

Експериментально виявлені залежності ВБШ від оберненої температури нерідко не мають вигляд прямої лінії [496, 509, 547–549], як це очікується з виразу (4.13). У зв'язку з цим запропоновано [509, 548, 549] описувати неоднорідність контакту Шотткі за допомогою концепції подвійного розподілу Гауса. А саме, у цьому наближенні ВБШ може бути записана наступним чином:

$$\Phi_b = -\frac{kT}{q} \ln \left[ \varrho_1 \exp \left( -\frac{q\Phi_{b,1}^0}{kT} + \frac{q^2\sigma_{\Phi,1}^2}{2k^2T^2} \right) + \varrho_2 \exp \left( -\frac{q\Phi_{b,2}^0}{kT} + \frac{q^2\sigma_{\Phi,2}^2}{2k^2T^2} \right) \right], \quad (5.7)$$

де  $\varrho_1$ ,  $\varrho_2 = 1 - \varrho_1$ ,  $\sigma_{\Phi,1}$ ,  $\sigma_{\Phi,2}$ ,  $\Phi_{b,1}^0$  та  $\Phi_{b,2}^0$  — вагові коефіцієнти, стандартні відхилення та середні значення двох розподілів Гауса, відповідно.

Для структур SSDB залежність  $\Phi_{b,H}$  від  $1/T$  також не є прямою для всього температурного інтервалу 130÷330 К. Була проведена апроксимація експериментальних даних відповідно до вираз (5.7). При цьому вважалося, що температурна залежність  $\Phi_{b,i}^0$  описується формулою (3.3), а величини  $\varrho_1$ ,  $\sigma_{\Phi,1}$ ,  $\sigma_{\Phi,2}$  та середні значення ВБШ при нульовій температурі  $\Phi_{b,1}^0(0)$  та  $\Phi_{b,2}^0(0)$  розглядалися як невідомі параметри. Результати апроксимації представлені лініями на рис. 5.4 та даними в табл. 5.1. Різниця між апроксимуючими залежностями  $\Phi_{b,H}(T)$  кривими

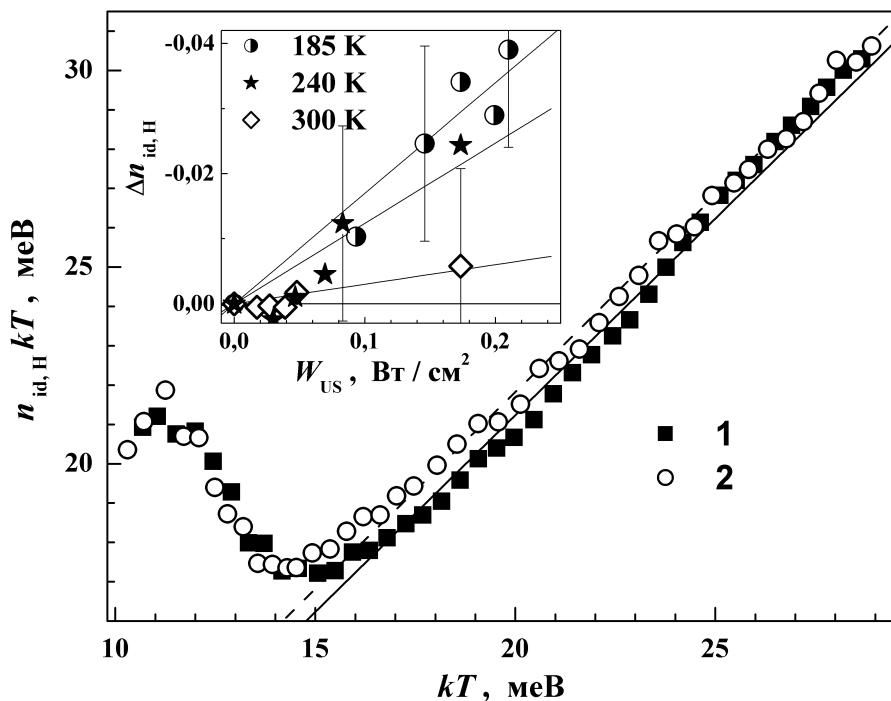
для структур при УЗН та без нього показана лінією на рис. 5.5,а. Видно, що спостерігається досить непогане узгодження між експериментальними даними та апроксимуючими кривими.

Відповідно до роботи [509], розподіл Гауса з меншим внеском (меншою величиною  $\varrho$ ) пов'язаний з патчами, причиною появи яких є неповна та неоднорідна дифузія атомів металу. Відтак, в нашому випадку з цими дефектами можуть бути пов'язані  $\Phi_{b,2}^0$  та  $\sigma_{\Phi,0,2}$ . Величина  $\Phi_{b,2}^0$  свідчить, що таким патчам властиві високе значення густини інтерфейсних станів та низьке значення рівня нейтральності — див. формулу (5.4). Водночас  $\Phi_{b,1}^0$  зумовлена саме однорідною частиною контакту, а  $\sigma_{\Phi,0,1}$  описує патчі іншої природи, які, згідно з [550], можуть бути пов'язані з шорсткістю поверхні, нерівномірним профілем розподілу легуючої домішки, кристалічними дефектами тощо. У роботі [411] показано, що ВБШ має бути нижчою ніж величина, яка отримується в наближенні плоских зон, причому різниця пропорційна максимальному значенню напруженості електричного поля. Для визначених величин виконується співвідношення  $\Phi_b^{FB} > \Phi_{b,1}^0$ , що збігається з передбаченим співвідношенням.

Як видно з табл. 5.1, середнє значення ВБШ, та стандартне відхилення ВБШ збільшується під дією УЗ. Оборотне збільшення ВБШ, на нашу думку, зумовлене перезарядкою чи конфігураційною перебудовою інтерфейсних дефектів у полі напруг АХ, що і є причиною зсуву рівня нейтральності. Подібні AI ефекти спостерігалися і раніше, зокрема описані у попередніх розділах. Уширення розподілу  $\gamma_p$  (збільшення  $\sigma_{\Phi,0}$ ) зумовлене неоднаковим впливом УЗН на патчі з різними параметрами.

На рис. 5.8 показано температурну залежність фактора неідеальності ВТКС. Як видно з рисунку, в інтервалі 180÷250 К спостерігається AI збільшення  $n_{id}$ . Ефективність впливу УЗН із підвищенням температури зменшується — див. вставку на рис. 5.8.

Як вже згадувалося, температурна залежність фактора неідеальності не-рідко описується за допомогою формулі (4.3). Саме вона і була використана для апроксимації експериментальних даних в діапазоні 200÷330 К. Результати апроксимації представлені на рисунку (лінії) та в табл. 5.1 (значення  $T_{0,H}$ ). У випадку неоднорідного контакту,  $T_0$  пов'язано з розподілом параметрів патчів

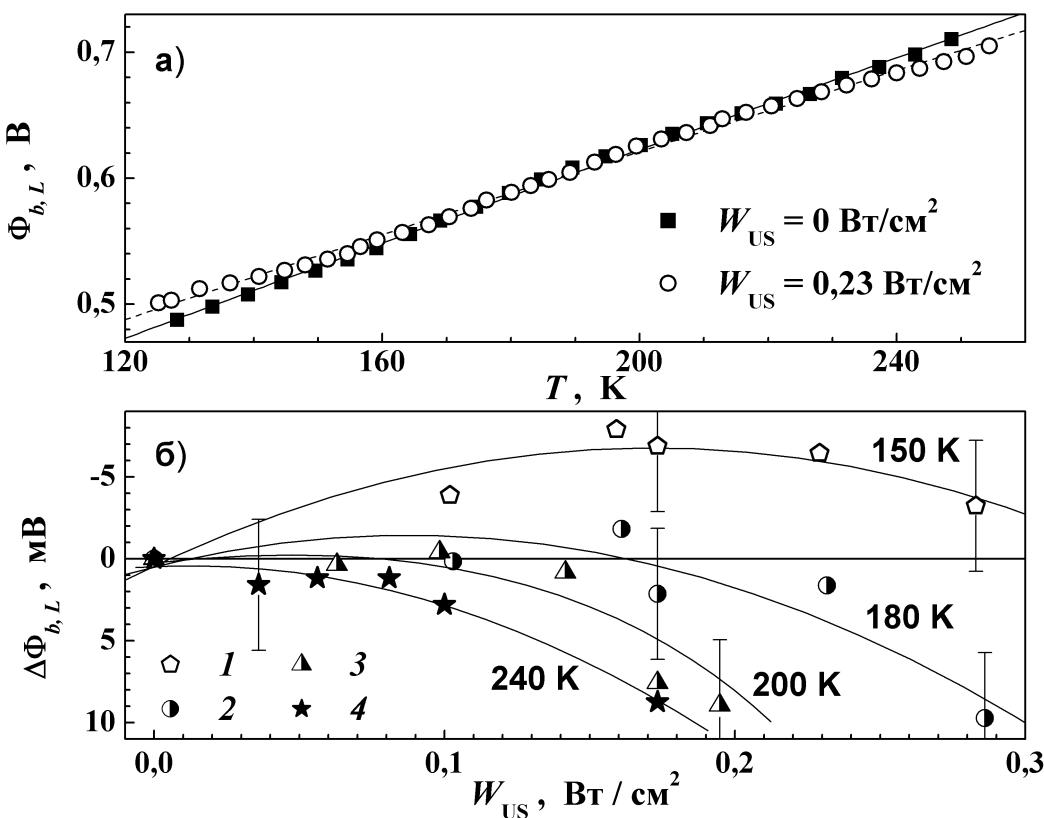


**Рис. 5.8.** Залежність  $n_{id,H} kT$  від оберненої температури для структур SSDB при U8SDB (2) та без нього (1). Точки — експеримент, лінії — апроксимація відповідно до формули (4.3) в інтервалі температур  $200 \div 330$  К (суцільна — без УЗН).  $W_{us}$ , Вт/см<sup>2</sup>: 0 (1), 0,17 (2). На вставці залежності AI змін фактора неідеальності від інтенсивності УЗ при різних температурах; точки — експеримент, лінії — лінійна апроксимація

за допомогою співвідношення (4.16) і тому виявлена тенденція збільшення  $T_{0,H}$  при УЗН якісно збігається з AI збільшенням  $\sigma_{\Phi_0}$ .

### 5.2.2. Характеристики низько–температурної компоненти струму

Формула (4.2) була також використана для обчислення висоти бар'єру НТКС  $\Phi_{b,L}$ , температурна залежність якої представлена на рис. 5.9,а. На другій частині цього рисунка наведена амплітудна залежність змін ВБШ  $\Delta\Phi_{b,L}$  під дією УЗ. Видно, що  $\Phi_{b,L}$  збільшується при малих інтенсивностях пружних коливань та низьких температурах, тоді як при високих значеннях  $T$  або при збільшенні  $W_{us}$  спостерігаються протилежні зміни ВБШ. Подібна немонотонна залежність свідчить про наявність двох конкуруючих механізмів ультразвукового впливу на  $\Phi_{b,L}$ .



**Рис. 5.9.** (а) Температурні залежності висоти бар’єру НТКС структур SSDB при U8SDB та без УЗН. Лінії — апроксимація за формулою (5.9) (суцільна — без УЗН). (б) Залежності AI змін висоти бар’єру від інтенсивності УЗ.  $T, \text{K}$ : 150 (1), 180 (2), 200 (3), 240 (4)

Загалом присутність подвійного вигину на ВАХ у напівлогарифмічному масштабі (рис. 5.2), за наявності якого структура з контактом Шотткі може розглядатися як два паралельно з’єднані діоди, пояснюється наявністю неоднорідностей на інтерфейсному kontaktі [457, 502]. Для компоненти струму, зумовленої низькотемпературним проходженням носіїв заряду через ділянки зі зниженою висотою бар’єру, фактор неідеальності має бути досить високим. Експериментально визначені значення  $n_L$  змінюються від 2 (при 130 K) до 1.55 (при 230 K). Для апроксимації залежності  $n_L(T)$  в інтервалі 130÷230 K використана формула (4.3); отримані значення  $T_{0,L}$  наведено в табл. 5.1. Крім того, очікується [457, 502], що для НТКС мають бути суттєвими омічні ефекти. Зокрема показано [550], що вплив послідовного опору має збільшуватися зі зменшенням температури. Всі зазначені особливості спостерігаються на ВАХ структур SSDB (рис. 5.2), що є доказом того, що НТКС зумовлена проходженням носіїв у області патчів.

У теорії [502] показано, що струм насичення НТКС може спрощено бути записаний у наступному вигляді:

$$I_s = AA^* T^2 \frac{4C_p \pi \gamma_p \eta_b^{2/3} kT}{9V_{bb}^{2/3} q} \cdot \exp \left\{ -\frac{q [\Phi_b^0 - \gamma_p (V_{bb}/\eta_b)^{1/3}]}{kT} \right\}, \quad (5.8)$$

де  $C_p$  — густина патчів,  $\eta_b = \varepsilon_s \varepsilon_0 / q N_d$ . Як випливає з виразів (4.2) та (5.8)

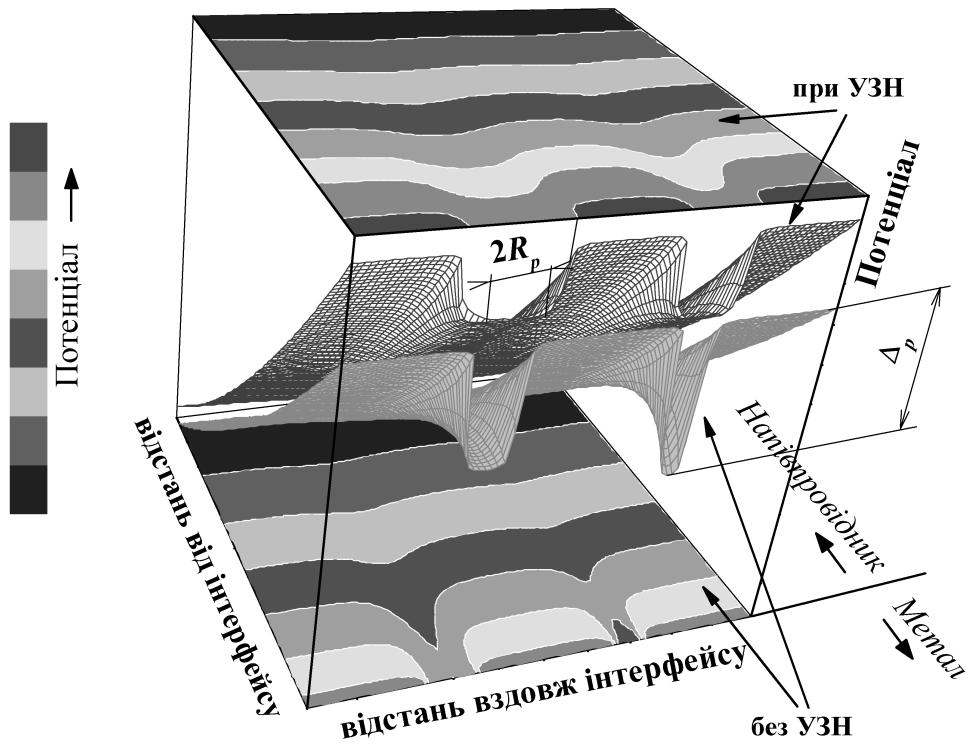
$$\Phi_{b,L} = \Phi_b^0 - \frac{\gamma_p V_{bb}^{1/3}}{\eta_b^{1/3}} - \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{4C_p \pi \gamma_p \eta_b^{2/3} kT}{9V_{bb}^{2/3} q} \right). \quad (5.9)$$

Експериментально отримані температурні залежності  $\Phi_{b,L}$  апроксимувалися з використанням формули (5.9). При цьому  $\gamma_p$  та  $C_p$  розглядалися як шукані параметри, та вважалося, що температурна залежність  $\Phi_b^0$  описується виразом (3.3), а величина  $\Phi_b^0$  при нульовій температурі збігається з  $\Phi_{b,1}^0(0)$ . Результати апроксимації представлені на рис. 5.9 та в табл. 5.1.

Проведені оцінки показують, що при УЗН величина  $C_p$  суттєво (практично на порядок) зростає. Найімовірніше, як і в інших подібних структурах [467], причиною появи патчів у досліджених структурах є дислокації невідповідності, а збільшення їхніх ефективних густини та розміру  $R_p$ , пов'язане з коливним рухом у акустичному полі.

З іншого боку, виявлено, що  $\gamma_p$  під дією УЗ зменшується. Це є свідченням того, що висота бар'єру в області патчів збільшується (зменшується значення  $\Delta_p$ ). Отже, відбувається згладжування потенціалу на межі розділу у полі деформацій, викликаних поширенням АХ. Подібні оборотні AI ефекти раніше спостерігалися в твердих розчинах CdHgTe [543]. Автори цієї роботи вважають, що точкові дефекти, локалізовані на (або біля) протяжних дефектів, внаслідок поглинання УЗ переходят в об'єм кристалічної матриці і це є причиною часткового вирівнювання екстремумів потенціального рельєфу. У нашому випадку причиною подібних ефектів може бути рух дислокаційних перегинів — детальніше можливий механізм розглянуто у наступному пункті.

Збільшення висоти бар'єру в області патчів може бути причиною AI зростання  $\Phi_{b,L}$  при низьких температурах. Водночас при збільшенні як температури,



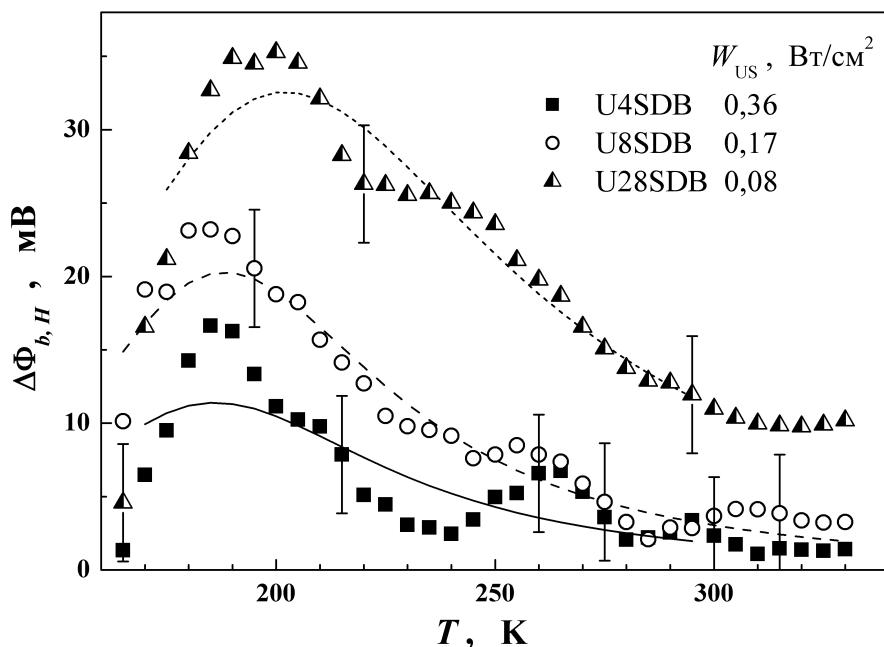
**Рис. 5.10.** Схематичне зображення просторового розподілу поверхневого потенціалу що відображає різницю між випадком УЗН (верхня площа та верхня контурна поверхня) та його відсутністю (нижня площа та нижня контурна поверхня). Рисунок зроблено у припущенні, що наявні два патчі. При розрахунку потенціальних поверхонь використана формула (1.5.3) з [457]

так і пружних напруг, пов'язаних із УЗ, дислокаційні відрізки починають відриватися від точок закріплення і густота патчів зростає ефективніше. Як наслідок, ефект збільшення висоти бар'єру компенсується і  $\Phi_{b,L}$  зменшується (рис. 5.9,б).

Основні виявлені особливості впливу УЗН (збільшення висоти бар'єру за межами патчів, згладжування потенціальних неоднорідностей в області патчів) якісно показані на рис. 5.10.

### 5.2.3. Механізм акусто–дефектної взаємодії у кремнієвих діодах Шотткі

Як вже згадувалося раніше, для пояснення AI ефектів у неп'єзоелектричних кристалах запропоновано чимало механізмів [101, 155, 310, 312–316], які описують взаємодію пружних хвиль як з точковими, так і з протяжними дефектами. Для досліджених структур процеси перенесення заряду зумовлені термоелектронною емісією через бар'єр, який характеризується наявністю



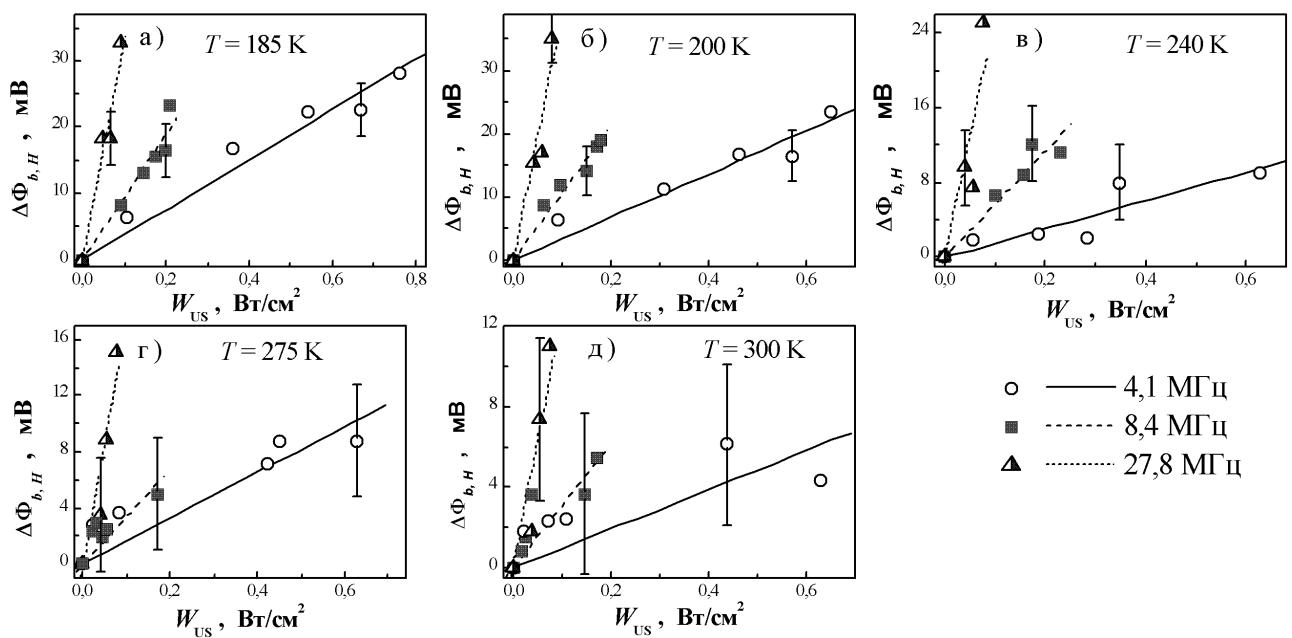
**Рис. 5.11.** Температурні залежності AI змін ВБШ при УЗН на різних частотах. Точки — експеримент, лінії — апроксимація згідно з формулою (5.18)

латеральних неоднорідностей, викликаних дефектами кристалічної структури, зокрема дислокаціями. Відтак, вплив УЗН на електричні параметри ДШ Mo—n—n<sup>+</sup>—Si також доцільно розглядати саме з погляду взаємодії AX із лінійними дефектами (патчами), якими, на нашу думку, є дислокації невідповідності, що виникли внаслідок суттєвої різниці рівнів легування підкладки та епітаксійного шару. Зупинимось детальніше на частотній та температурній залежностях зміни висоти бар’єру ВТКС, наведених на рис. 5.11. З рисунка видно, що а) незалежно від частоти УЗН, AI зміна ВБШ є немонотонною функцією температури; б) температура, при якій спостерігається максимальний вплив УЗ, слабко зростає при збільшенні  $f_{\text{US}}$ .

Амплітуда AI змін ВБШ підвищується при введенні у зразок УЗ із більшою інтенсивністю, причому незалежно від частоти та температури відповідні залежності близькі до лінійних. Ефект проілюстровано на рис. 5.12. Відтак, справедливим є наступне співвідношення

$$\Delta\Phi_{b,H}(f_{\text{US}}, T) = \beta_{\text{US}}(f_{\text{US}}, T) \cdot W_{\text{US}}, \quad (5.10)$$

де  $\beta_{\text{US}}$  характеризує частку енергії AX, витрачену на зміну ВБШ, тобто ефективність впливу УЗ на висоту бар’єру Шотткі. З рисунків 5.11 та 5.12 видно,



**Рис. 5.12.** Залежності AI змін ВБШ від інтенсивності введеного УЗ. Точки — експеримент, лінії — апроксимація згідно з формулою (5.10)

що при збільшенні частоти УЗ  $\beta_{US}$  також зростає. У лінійному наближенні коефіцієнт  $\beta_{US}$  має бути пропорційним коефіцієнта поглинання AX  $\alpha_{US}$  дислокаціями.

Загалом згасання об'ємних УЗ хвиль у кристалах може бути зумовлене різними механізмами [551], зокрема фонон–фононними процесами, термопружними втратами, резонансним поглинанням на малокутових межах субблочних кристалів чи дислокаційним поглинанням. Проте, проведені оцінки показують, що в умовах експерименту (для інтервалу температур 130÷330 К та частот 4÷28 МГц) згасання завдяки першим двом механізмам є досить незначним, тоді як малокутові межі у монокристалічних досліджених структурах відсутні зовсім. Щодо дислокаційного поглинання, то чи найвідомішим наближенням, яка описує подібні процеси є модель Гранато–Люкке. Незважаючи на те, що ця модель дислокаційного тертя була розвинута в ідеалізованому наближенні нульової температури кристала, вона успішно застосовується для аналізу поглинання звука в різних реальних матеріалах, зокрема і у напівпровідниковых кристалах [529, 552]. При такому підході дислокація розглядається як струна, закріплена в певних точках, причому вільні відрізки між точками закріплення можуть вимушено коливатися під дією зовнішньої сили, зокрема, зумовленої поширенням ультразвука. Коефіцієнт поглинання акустичної хвилі при малих

частотах  $\omega_{\text{US}} = 2\pi f_{\text{US}} << \omega_{\text{dis}}$  (де  $\omega_{\text{dis}}$  — власна частота коливань дислокаційного відрізка, яка залежить від його довжини та пружних модулів кристалу) має описуватися наступним співвідношенням [551, 553]:

$$\alpha_{\text{US}} = \frac{4G\rho_{\text{dis}}\omega_{\text{US}}^2}{v_{\text{Si}}\pi^3\rho_{\text{Si}}} \cdot \frac{d}{(\omega_{\text{dis}}^2 - \omega_{\text{US}}^2)^2 + d^2\omega_{\text{US}}^2}, \quad (5.11)$$

де  $G$  — модуль зсуву,  $d = B/(\pi\rho_{\text{Si}}b^2)$  — стала демферування;  $B$  — коефіцієнт динамічної в'язкості;  $b$  — модуль вектора Бюргерса.

Як показують розрахунки,  $\alpha_{\text{US}}$  має досягти максимального значення при  $d_{\text{max}} = (\omega_{\text{dis}}^2 - \omega_{\text{US}}^2)/\omega_{\text{US}}$ . При цьому:

$$\alpha_{\text{US,max}} = \frac{2G\rho_{\text{dis}}\omega_{\text{US}}}{v_{\text{Si}}\pi^3\rho_{\text{Si}}(\omega_{\text{dis}}^2 - \omega_{\text{US}}^2)} \approx \frac{2G\rho_{\text{dis}}\omega_{\text{US}}}{v_{\text{Si}}\pi^3\rho_{\text{Si}}\omega_{\text{dis}}^2}, \quad (5.12)$$

тобто  $\alpha_{\text{US,max}}$  має бути пропорційна частоті УЗ, оскільки резонансна частота коливань дислокаційного відрізка не залежить від частоти зовнішнього збурення. Очікуване згідно з теорією Гранато–Люкке зростання  $\alpha_{\text{US}}$  та  $\alpha_{\text{US,max}}$  з підвищеннем  $\omega_{\text{US}}$  загалом збігається з експериментально отриманою поведінкою коефіцієнта  $\beta_{\text{US}}$ .

Щодо температурної поведінки коефіцієнта поглинання, то мусимо зауважити наступне. З літератури [235] відомо, що зміни пружних модулів кристалів Si у температурному діапазоні, де проводилися дослідження, не перевищують  $(1 \div 2)\%$ . Якщо припустити, що  $\omega_{\text{dis}}$  та  $\rho_{\text{Si}}$  також слабо залежать від температури, то згідно з (5.11) температурна залежність  $\alpha_{\text{US}}$  має визначатися змінами параметра  $d$ , тобто, фактично, коефіцієнтом динамічної в'язкості. У рамках даної моделі передбачається, що гальмування руху дислокацій, у тому числі і коливального в УЗ полі, відбувається завдяки їхній взаємодії з фононами, носіями заряду, а також внаслідок термопружних втрат [551, 553, 554]. Температурна залежність кожного з цих механізмів, а також їхні відносні внески у величину  $B$  та  $d$  можуть суттєво залежати від матеріалу і тому точно описати залежність  $\alpha_{\text{US}}(T)$  в рамках моделі Гранато–Люкке досить складно. Проте у багатьох роботах, зокрема в [551], показано, що в області температур, які відповідають нашим експериментам, величина  $B$  практично лінійно зростає з підвищеннем  $T$ . Отже, враховуючи, що використані частоти УЗН набагато менші  $\omega_{\text{dis}}$ , коефіцієнт

поглинання має монотонно збільшуватися при зростанні температури. Така залежність, зокрема, експериментально зафікована в роботі [555] у кристалах нейтронно-легованого кремнію при  $T = 100 \div 300$  К. Проте в нашому випадку залежності AI змін від температури характеризуються наявністю максимуму, а отже модель Гранато–Люкке не може бути повністю використана для пояснення виявлених ефектів зміни ВБШ.

З іншого боку, в літературі [556] також розглянута модель, запропонована Брейсфолдом для пояснення характерних піків поглинання акустичних хвиль, які спостерігалися у пластично-деформованих металах при низьких температурах. Згідно з цією моделлю дислокація розглядається як послідовність сегментів, орієнтованих у напрямі щільного пакування та з'єднаних різкими перегинами. Дислокація вважається жорстко закріпленою у кінцевих точках, а поглинання УЗ здійснюється внаслідок стимуліваного переміщення перегинів. Припускається, що дифузія перегинів має термоактиваційний характер і коефіцієнт дифузії  $D_k$  описується виразом

$$D_k = D_{0k} \exp\left(-\frac{W_k}{kT}\right), \quad (5.13)$$

де  $W_k$  — енергія активації дифузії,  $D_{0k}$  — певна константа. Між  $f_{\text{US}}$  та температурою, при якій спостерігається максимум поглинання  $T_{\max}$ , має існувати зв'язок:

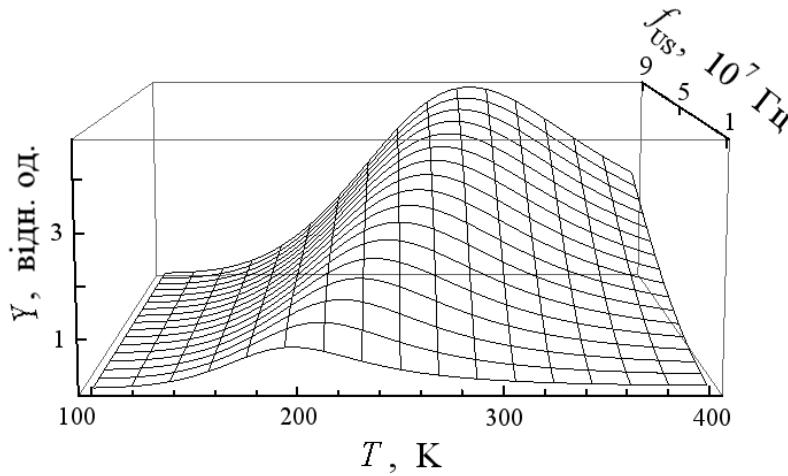
$$f_{\text{US}} = f_k \exp\left(-\frac{W_k}{kT_{\max}}\right), \quad (5.14)$$

де  $f_k = \pi D_{0k}/(20 l_0^2)$  — певний параметр, пов'язаний з середньою довжиною дислокаційного сегмента  $l_0$ .

Згідно з [556] добродійність  $Q_l$ , яка пов'язана з поглинанням AX одним дислокаційним сегментом довжиною  $l$ , має описуватися виразом:

$$Q_l^{-1} = \frac{8Ga^2b^2l^3(n_{0k} + p_{0k})}{V_v k T \pi^4} \cdot \frac{\left(\frac{\omega_{\text{US}} l^2}{20\pi l_0^2 f_k}\right) \exp\left(\frac{W_k}{kT}\right)}{1 + \left(\frac{\omega_{\text{US}} l^2}{20\pi l_0^2 f_k}\right)^2 \exp\left(\frac{2W_k}{kT}\right)}, \quad (5.15)$$

де  $a$  — стала гратки,  $n_{0k}$  та  $p_{0k}$  — рівноважні лінійні концентрації правих та лівих перегинів, відповідно;  $V_v$  — об'єм кристалу. В теорії передбачено, що



**Рис. 5.13.** Температуро–частотна залежність функції  $Y(f_{\text{US}}, T)$ . При розрахунках за формулою (5.17) вважалося, що  $W_k = 0,108 \text{ eB}$ ,  $f_k = 6 \cdot 10^9 \text{ Гц}$ ,  $g = 3,5$

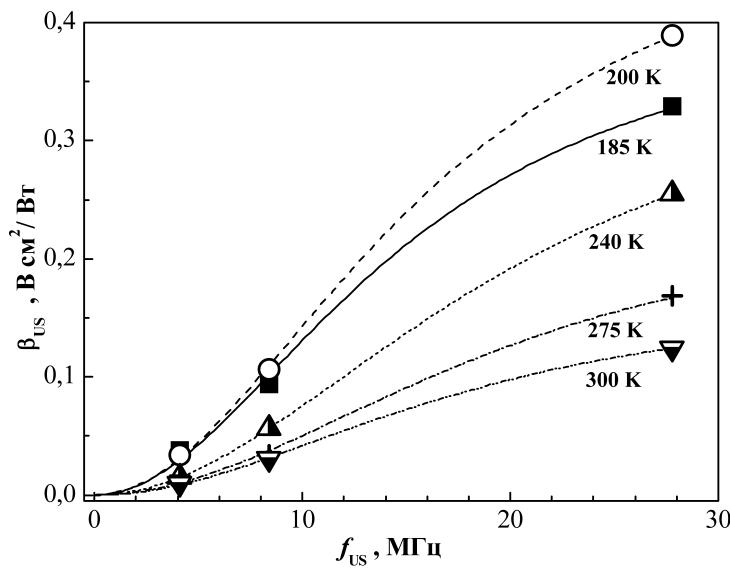
для оцінки загальної добротності кристалу  $Q_{\text{US}}$  необхідно помножити загальну кількість дислокаційних сегментів  $\rho_{\text{dis}} V_v / l_0$  на усереднене з врахуванням розподілу сегментів по довжині значення  $Q_l$ . У спрощеному випадку, якщо замість усереднення замінити у виразі (5.15)  $l$  на певну ефективну довжину сегмента  $l_{eff} = g_l l_0$  та врахувати співвідношення  $Q_{\text{US}}^{-1} = \alpha_{\text{US}} v \ln 10 / (10 \omega_{\text{US}})$ , то вираз, який описує поглинання згідно з моделлю Брейсфолда, набуде наступного вигляду:

$$\alpha_{\text{US}}(f_{\text{US}}, T) = \frac{8G a^2 b^2 g_l^3 D_{0k} (n_{0k} + p_{0k}) \rho_{\text{dis}}}{\ln 10 v_{\text{Si}} f_k k \pi^2} \cdot Y(f_{\text{US}}, T), \quad (5.16)$$

де функція

$$Y(f_{\text{US}}, T) = \frac{f_{\text{US}}}{T} \cdot \frac{\left(\frac{f_{\text{US}} g_l^2}{10 f_k}\right) \exp\left(\frac{W_k}{kT}\right)}{1 + \left(\frac{f_{\text{US}} g_l^2}{10 f_k}\right)^2 \exp\left(\frac{2W_k}{kT}\right)} \quad (5.17)$$

визначає, переважним чином, температурну та частотну залежності коефіцієнта поглинання. Розрахований вигляд функції  $Y(f_{\text{US}}, T)$  наведено на рис. 5.13. Видно, що особливості температурних та частотних залежностей коефіцієнта поглинання УЗ збігаються із поведінкою АІ зміни ВБШ – рис. 5.11.



**Рис. 5.14.** Частотні залежності ефективності впливу УЗ на висоту бар'єру при різних температурах. Точки — експеримент, лінії — апроксимація згідно з (5.18)

Враховуючи формулі (5.10), (5.16) та (5.17), вираз що описує AI зміни висоти бар'єру можна представити у вигляді

$$\Delta\Phi_{b,H}(f_{\text{US}}, T) \sim \frac{f_{\text{US}}}{T} \frac{(f_{\text{US}}/f_k) \exp\left(\frac{W_k}{kT}\right)}{1 + (f_{\text{US}}/f_k)^2 \exp\left(\frac{2W_k}{kT}\right)} W_{\text{US}}. \quad (5.18)$$

При записі останнього співвідношення враховано, що згідно з даними роботи [8] узгодження експериментальних даних щодо коефіцієнта поглинання УЗ із теоретичними досягається при  $g_l = 3,5$ .

Вираз (5.18) був використаний для апроксимації температурних залежностей AI змін ВБШ. Результати представлені на рис. 5.11. Встановлено, що достатньо високе узгодження між експериментальними даними та апроксимуючими кривими спостерігається при  $W_k = (90 \pm 10)$  мeВ та  $f_k = (3 \pm 2) \cdot 10^9$  Гц.

Збільшення  $\beta_{\text{US}}$  при зростанні частоти УЗН (рис. 5.14) також збігається з передбаченнями теорії Брейсфолда. Формула (5.18) та значення  $W_k = 90$  мeВ використані для апроксимації експериментально виявленої частотної залежності AI змін ВБШ. Результати представлені на рис. 5.14.

Отже, виявлено, що модель поглинання УЗ внаслідок руху дислокаційних перегинів цілком застосовна для пояснення особливостей температурних та частотних залежностей динамічного AI впливу на висоту бар'єру Шотткі в

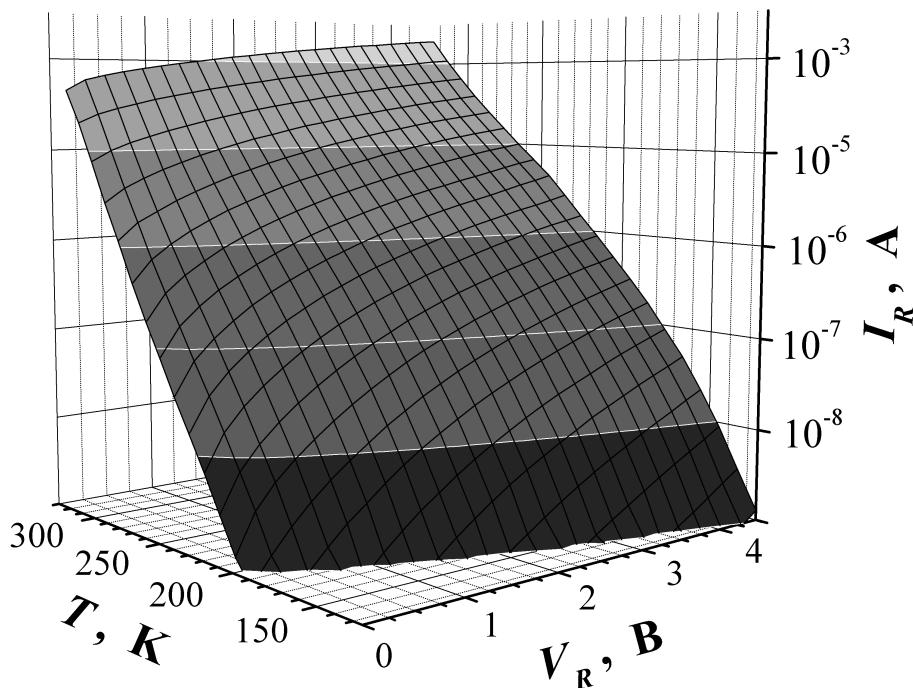
структурах Mo— $n-n^+$ —Si. Зауважимо, що рух елементів тонкої структури дислокаций і раніше застосовувався до пояснення AI явищ у напівпровідниках. Наприклад, саме такий підхід використано у роботі [557] для аналізу причин амплітудо-залежної акустолюмінісценції в іонних кристалах.

### **5.3. Вплив ультразвукового навантаження на струм втрат діодів Шотткі**

Струм втрат є одним із найважливіших параметрів робочих характеристик різноманітних напівпровідниковых пристроїв. Не дивно, що на його вивчення звертається чимала увага — див., наприклад, роботи [463, 558–561]. Можливі причина появи такого струму досить різноманітні, проте більшість механізмів, характерних для структур метал—напівпровідник, пов’язані з дефектами, розташованими поблизу межі розділу. Наприклад, поява надлишкового, порівняно з класичним TE струмом насичення, проходження носіїв заряду може бути зумовлена процесами термоелектронного тунелювання за участю пасток (thermionic trap-assisted tunneling) [463], струмом, обмеженим просторовим зарядом (space-charge limited current, SCLC) [562, 563], термічно-активованою стрибковою провідністю зі змінною довжиною стрибка (the thermally-assisted variable-range-hopping conduction, VRHC) [462, 558, 563], стимулеваним фононами тунелюванням (the phonon-assisted tunneling, PAT) [559, 564]. Крім того, TE струм також суттєво залежить від неоднорідностей межі розділу [457]. Метою досліджень, результати яких розглянуті у наступному підрозділі, є а) ідентифікація механізмів перенесення заряду при зворотному зміщенні в епітаксійних структурах Mo— $n-n^+$ —Si з контактам Шотткі; б) експериментальне вивчення впливу УЗН на відповідні процеси.

#### **5.3.1. Особливості зворотного струму при ультразвуковому навантаженні**

На рис. 5.15 представлена узагальнена картина температурних та польових залежностей зворотного струму структур SSDB, вимірювана при відсутності УЗН.

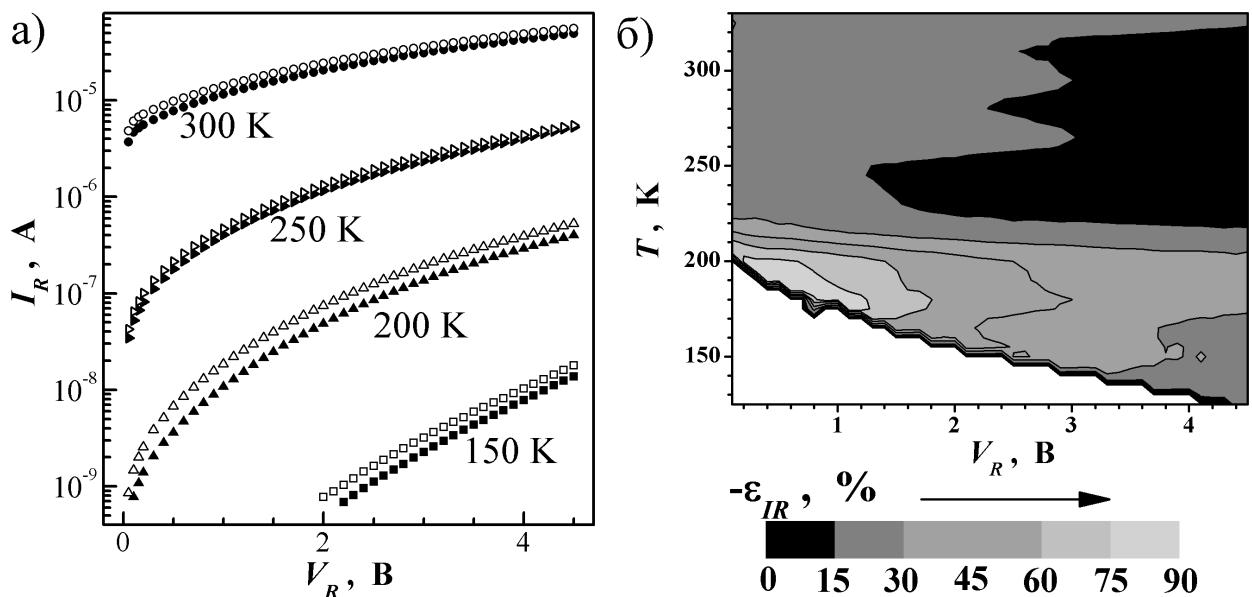


**Рис. 5.15.** Температурно–польові залежності зворотного струму структур SSDB

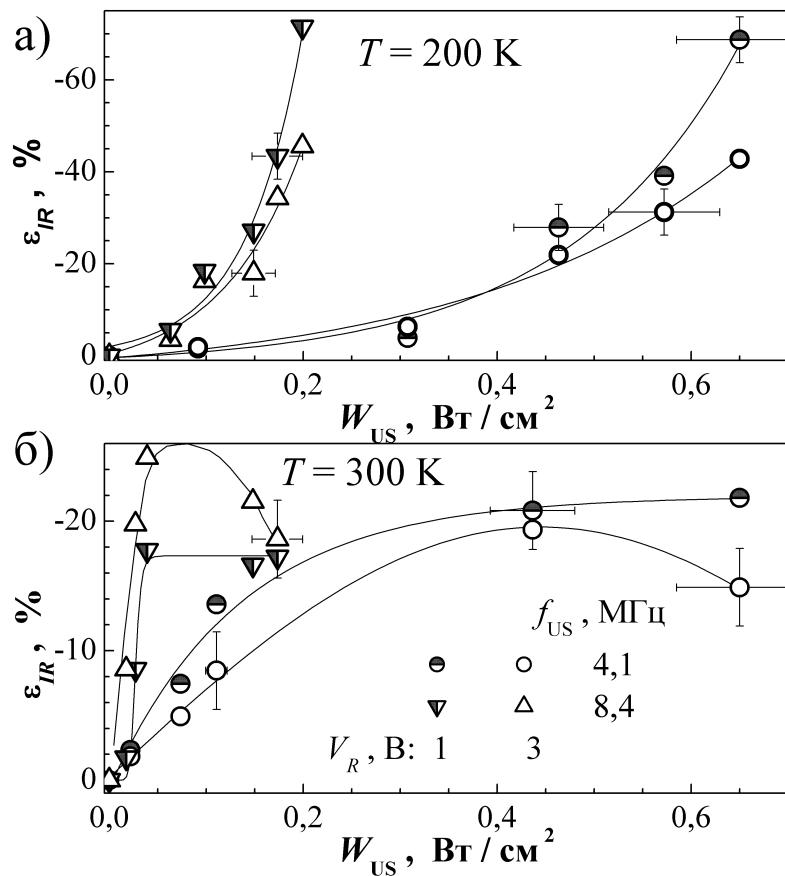
Як і для більшості реальних структур із контактом Шотткі, в даному випадку не спостерігається насичення струму при значних зворотних напругах, тобто ВАХ є "м'якими". При збільшенні температури величина  $I_R$  також зростає; крім того, при високих температурах слабшає залежність зворотного струму від напруги. Наприклад, якщо при  $T = 150$  К зміна  $V_R$  на 1,5 В викликає зростання  $I_R$  на порядок, то при  $T = 330$  К збільшення зворотної напруги на 4 В спричинює лише чотири–кратне підсилення струму.

З рисунку 5.16,а видно, що УЗН збільшує зворотний струм. Зауважимо, що на цьому рисунку наведено лише незначна частина отриманих ВАХ – під час експерименту вимірювання проводилися кожні  $4 \div 6$  К. Виявлені AI зміни зворотного струму оберні і залежать як від температури, так і від величини зміщення (рис. 5.16,б). Нагадаємо, що від'ємні значення відносних змін зворотного струму  $\varepsilon_{IR}$  відповідають AI зростанню цього параметра. На рисунку представлено результати отримані під час УЗН U4SDB, проте вони є характерними і для випадку використання інших частот. Очевидно, що

- AI збільшення зворотного струму досягає декількох десятків відсотків;
- ефективність впливу УЗ падає при зростанні зміщення та температури;
- при  $T > 250$  К польова та температурна залежності  $\varepsilon_{IR}$  стають слабкими.



**Рис. 5.16.** (а) Зворотні гілки ВАХ структур SSDB, виміряні при УЗН (порожні точки) та без нього (заповнені точки) при різних температурах. (б) Залежності відносних AI змін зворотного струму від зміщення та температури.  $f_{\text{US}} = 4,1 \text{ MHz}$ ,  $W_{\text{US}} = 0,65 \text{ Bt/cm}^2$



**Рис. 5.17.** Залежності AI відносних змін зворотного струму від інтенсивності УЗ.  $T, \text{ K}$ : 200 (а), 300 (б).  $f_{\text{US}}$ , МГц: 4,1 (коло), 8,4 (трикутники). Зміщення, В: 1 (порожні точки), 3 (заповнені точки). Лінії наведено для зручності

На рис. 5.17 показані зміни  $\varepsilon_{IR}$  при збільшенні інтенсивності введеного УЗ. Варто звернути увагу на дві особливості. По-перше, характер AI змін не залежить від  $f_{US}$ , проте при застосуванні більших частот УЗН спостерігається тенденція до збільшення величини зворотного струму при тих самих значеннях  $W_{US}$ . По-друге, поведінка функції  $\varepsilon_{IR}(W_{US})$  суттєво залежить від температури: насичення (або немонотонна залежність при великих зміщеннях) спостерігається у високотемпературному діапазоні і різке збільшення AI змін — у низькотемпературному.

### 5.3.2. Механізми виникнення струмів втрат в структурах Mo—n—n<sup>+</sup>Si

Очевидно, що для з'ясування причин виявлених AI ефектів важливо ідентифікувати механізми перенесення заряду, які визначають характеристики досліджених структур. Зазвичай подібна задача розв'язується шляхом аналізу температурних та польових залежностей струму. На рис. 5.18 представлена залежність зворотного струму від оберненої температури при різних напругах зміщення у напівлогарифмічному масштабі. На рисунку можна чітко виділити дві лінійні області, що свідчить про наявність двох механізмів перенесення заряду. Тобто зворотний струм складається з двох компонент  $I_1$  та  $I_2$ :

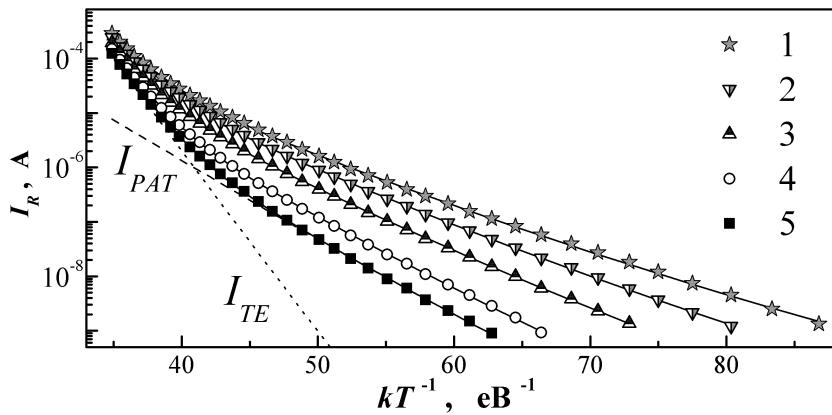
$$I_R(T, V_R) = I_1(T, V_R) + I_2(T, V_R), \quad (5.19)$$

Як вже згадувалося, у структурах МН появу струму може бути зумовлена різноманітними механізмами. Проте, на нашу думку, одна з компонент пов'язана з TE, яка є найтиповішим процесом у ДШ. Відтак, для  $I_1$  може бути записаний наступний вираз

$$I_1 = I_0 T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{V_R}{kT}\right)\right], \quad (5.20)$$

де  $I_0$  — певна константа, а для опису температурної залежності ВБШ  $\Phi_b$  цілком застосовний вираз (3.3).

При визначенні причин появи компоненти  $I_2$  необхідно врахувати наступне. SCLC провідність стає суттєвою, якщо густина інжектованих вільних



**Рис. 5.18.** Залежності зворотного струму структур SSDB від оберненої температури, виміряні при різних напругах зміщення. Точки — експеримент, суцільні лінії — апроксимація відповідно до формули (5.27). Пунктирна та штрихована лінії відображають ТЕ та РАТ компоненти струму, відповідно, для кривої 5.  $V_R$ , В: 4 (1), 3 (2), 2 (3), 1 (4), 0.5 (5).  $W_{US} = 0$ .

носіїв набагато перевищує густину термічно генерованих [563]. Тобто SCLC є більш очікуваним при прямому зміщенні. Модель VRHC передбачає появу низькотемпературного струму з малою енергією активації (декілька мeВ) при низьких значеннях напруженості електричного поля [563]. Ці умови також не відповідають нашому випадку, зокрема нахил кривих на рис. 5.18 відповідає значно більшим значенням активаційної енергії. Отже, цілком ймовірною причиною появи другої компоненти струму є процеси тунелювання, стимульованого фононами. З літератури [559, 564, 565] відомо, що згаданий механізм здатен пояснити залежності зворотного струму в широкому температурному діапазоні і зумовлений тунелюванням носіїв заряду з електронних станів, розташованих у напівпровіднику поблизу межі розділу МН, в зону провідності. Згідно з [559, 566], величина РАТ струму описується наступним чином:

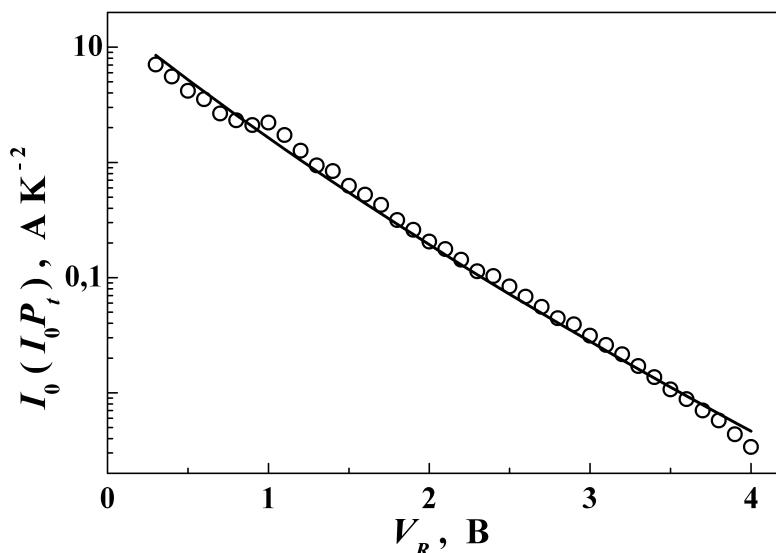
$$I_2 = \frac{q^2 F_m A N_{ss}}{\sqrt{8m^* \epsilon_t}} \sqrt{\frac{\gamma_1 - \gamma}{\gamma_1}} \exp \left\{ -\frac{\sqrt{32m^* \epsilon_t^3} (\gamma_1 - \gamma)^2}{3qF_m \hbar} [\gamma_1 + \frac{1}{2}\gamma] \right\}, \quad (5.21)$$

$$\gamma_1 = (1 + \gamma^2)^{1/2}, \quad (5.22)$$

$$\gamma = \frac{a_{e-ph} \hbar \omega_{ph}^2 \sqrt{2m^*}}{qF_m \sqrt{\epsilon_t}} \left\{ \frac{\exp \left( \frac{\hbar \omega_{ph}}{kT} \right) + 1}{\exp \left( \frac{\hbar \omega_{ph}}{kT} \right) - 1} \right\}, \quad (5.23)$$

де  $N_{ss}$  — густина заповнених рівнів поблизу інтерфейсу,  $\hbar\omega_{ph}$  — енергія фонону,  $a_{e-ph}$  — константа електрон–фононної взаємодії; глибина залігання рівня по відношенню до дна зони провідності  $\epsilon_t$ , напруженість електричного поля на межі розділу МН  $F_m$  та інші величини зустрічалися раніше.

Формули (5.19)–(5.23) використані для апроксимації експериментальних залежностей зворотного струму від температури. Апроксимація здійснювалась із використанням методу диференційної еволюції. При цьому величини  $I_0$ ,  $\epsilon_t$ ,  $N_{ss}$  та ВБШ при нульовій температурі  $\Phi_{b0}$  розглядалися як шукані параметри. При розрахунках використані значення  $\hbar\omega_{ph} = 16$  меВ та  $a_{e-ph} = 6$ . Перша величина відповідає повздовжнім акустичним фононам у Si [567, с. 312], а друга збігається зі значенням, використаним в роботі [565] для найкращого узгодження синтезованих залежностей із експериментальними даними для ДШ на основі  $n$ -Si з шаром окису на поверхні. Результати, отримані для  $I_0$ , показано на рис. 5.19. З рисунку видно, що  $I_0$  не залишається сталою, зменшуючись при збільшенні напруги зміщення. З одного боку це суперечить класичній ТЕ теорії, а з другого — свідчить про необхідність враховувати наявність діелектричного прошарку між металом та напівпровідником. Це означає, що прикладена до структури напруга має бути представлена у вигляді



**Рис. 5.19.** Залежність температуро–незалежного множника ТЕ струму від величини зворотної напруги. Точки отримані з експериментальних даних, лінія — апроксимація з використанням формули (5.26). При розрахунках вважалося, що  $V_i = 0.5V_R$

$$V_R = V_i + V_s, \quad (5.24)$$

де  $V_i$  та  $V_s$  — падіння напруги на ізоляючому прошарку та збідненому шарі напівпровідника, відповідно. Крім того, рівняння (5.19) має бути замінено на

$$I_R(T, V_R) = P_t(V_i) \times [I_1(T, V_s) + I_2(T, V_s)], \quad (5.25)$$

де  $P_t$  — ймовірність переміщення (тунелювання) електрона через ізоляючий прошарок. З врахуванням цих змін необхідно зазначити, що рис. 5.19 відображає залежність не  $I_0$ , а добутку  $P_t I_0$ .

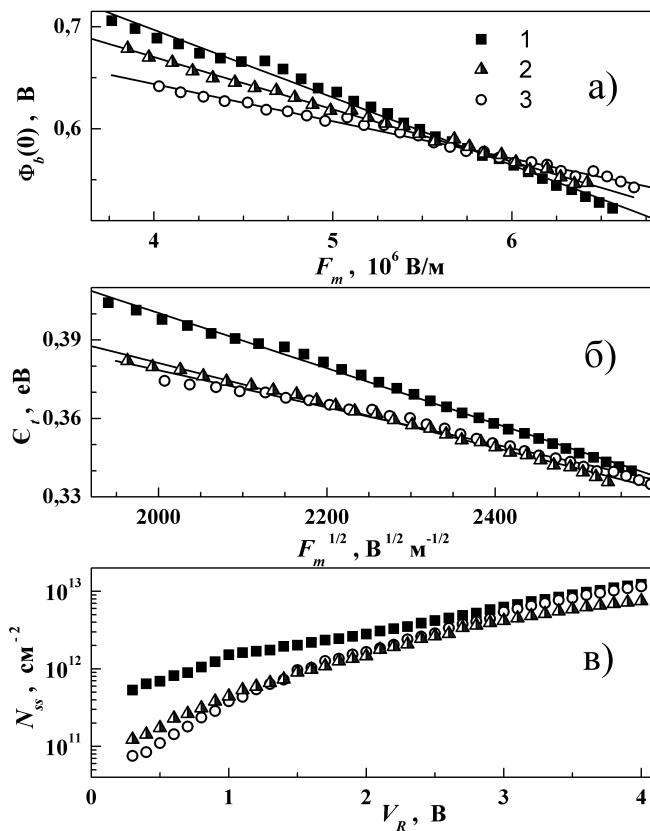
У випадку, якщо з діелектричним прошарком пов'язаний трапеціоїдальний потенційний бар'єр, то ймовірність квантово–механічного тунелювання описується виразом

$$P_t = \exp \left\{ -\frac{4\sqrt{2m_i^* q}}{3\hbar V_i} \left[ (U_0 + V_i)^{3/2} - U_0^{3/2} \right] \delta \right\}, \quad (5.26)$$

де  $U_0$  — висота бар'єру на межі напівпровідник–ізолятор при нульовому зміщенні,  $m_i^*$  — ефективна маса електрону в ізоляторі,  $\delta$  — товщина діелектричного прошарку. Використовуючи значення  $m_i^* = 0,5m_0$  (що відповідає  $\text{SiO}_2$ ) та  $V_i = 0,5V_R$ , проведена апроксимація даних на рис. 5.19 відповідно до формулі (5.26). Результати показані на рисунку суцільною лінією. Отримані значення параметрів  $U_0 = 1$  В та  $\delta = 2,8$  нм є цілком реальними: наприклад, в літературі повідомляється, що товщина шару окису може складати від  $0,2 \div 1$  нм на поверхні кремнієвих пластин [568] та до 10,2 нм на інтерфейсі ДШ [569]. Це підтверджує застосовність використаних припущень.

Отже, узагальнений вираз для зворотного струму набуває вигляд

$$\begin{aligned} I_R &= I_{TE} + I_{PAT} = P_t I_0 T^2 \exp \left( -\frac{q\Phi_b}{kT} \right) \left[ 1 - \exp \left( -\frac{V_s}{kT} \right) \right] + \\ &+ \frac{P_t q^2 F_m A N_{ss}}{\sqrt{8m^* \epsilon_t}} \left( 1 - \frac{\gamma}{\gamma_1} \right)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{4\sqrt{2m^*} \epsilon_t^{3/2} (\gamma_1 - \gamma)^2}{3qF_m \hbar} [\gamma_1 + \frac{1}{2}\gamma] \right\}, \end{aligned} \quad (5.27)$$



**Рис. 5.20.** Польові залежності ВБШ (а), енергії активації пастки (б) та густини інтерфейсних станів (в) для структур SSDB при УЗН (2 та 3) та без нього (1).  $W_{US}$ , Вт/см<sup>2</sup>: 0 (1), 0,17 (2), 0,65 (3).  $f_{US}$ , МГц: 8,4 (2), 4,1 (3)

де  $I_{TE}$  та  $I_{PAT}$  — ТЕ та РАТ компоненти струму, відповідно, причому для обчислення  $F_m$  у виразі (4.22) замість  $V_R$  має бути використано  $V_s$ . Формула (5.27) була використана для апроксимації експериментальних даних. При цьому вважалося, що  $V_s = 0.5V_R$ . Результати апроксимації представлені лініями на рис. 5.18. Для всього діапазону напруг середньоквадратичне відхилення апроксимуючих кривих від експериментальних даних не перевищувало 0,7%. Польові залежності визначених параметрів показані на рис. 5.20, криві 1. Для розрахунку  $N_{ss}$  використані значення  $P_t$ , отримані з рис. 5.19. Зауважимо, що отримані величини густини інтерфейсних станів цілком співмірні зі значенням ( $1,2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>), отриманим раніше авторами роботи [565] для кремнієвих ДШ.

Виявлено (див. рис. 5.20,а), що зниження ВБШ пропорційне  $F_m$ :

$$\Phi_b(0) = \Phi_{b0}(0) - \alpha_F F_m . \quad (5.28)$$

Відомо [411, 457, 570], що подібна залежність спостерігається у випадку, коли зниження висоти бар'єру переважно визначається інтерфейсними рівнями. При цьому  $\alpha_F$  визначає положення максимуму потенціалу, що є результатом суперпозиції поля Шотткі та поля поверхневих станів [570].

Отримане значення  $\epsilon_t$  ( $0.35 \div 0.40$  еВ) приблизно втричі менше ширини забороненої зони кремнію. Подібні співвідношення і раніше були виявлені при дослідженні РАТ струму: наприклад, енергія активації електронів із пастки дорівнювала 0,50 еВ для GaAs [564] та 0,90 еВ для GaN [559]. Як видно з наведених даних (рис. 5.20,б), енергія активації зменшується при зростанні напруженості електричного поля, причому зниження пропорційне  $\sqrt{F_m}$ :

$$\epsilon_t = \epsilon_{t0} - \beta_F F_m^{1/2}, \quad (5.29)$$

де  $\epsilon_{t0}$  — енергія зв'язку електрона на пастці за відсутності поля. Подібний механізм польової емісії відомий в літературі як ефект Пула–Френкеля. Очікується [571, 572], що для параметра  $\beta_F$  справедливе наступне співвідношення

$$\beta_F = \sqrt{\frac{Zq^3}{\pi\epsilon_0\epsilon_s}}, \quad (5.30)$$

де  $Z$  — заряд центру. Для однократно зарядженої пастки в Si теоретичне значення параметра  $\beta_{PF}$ , обчислене використовуючи рівняння (5.30), дорівнює  $2.2 \cdot 10^{-5}$  еВ(м/В) $^{1/2}$ . У нашому випадку отримане значення ( $10.5 \cdot 10^{-5}$  еВ(м/В) $^{1/2}$ ) відрізняється від  $\beta_{PF}$ . Подібні відхилення також описані в літературі. З одного боку, вираз (5.30) справедливий лише в одномірному наближенні, тоді як для реальних структур експериментально спостерігалися [571, 572] величини  $\beta_F < \beta_{PF}$ . З іншого боку, згідно з [572], електрони можуть бути захоплені на пастки, розташовані в кластері позитивно заряджених іонів, утворення яких має флюктуаційний характер. Це викликає збільшення як ефективного заряду  $Z$  (до 10–30 [572]), так і величини  $\beta_F$ ; амплітуда збільшення залежить від розміру кластера. Саме цим ефектом, на думку автора, зумовлена відмінність отриманого значення від  $\beta_{PF}$ . Всі отримані параметри зведені до табл. 5.2 (перший рядок).

Таблиця 5.2

Параметри структур Mo—n—n<sup>+</sup>—Si, визначені зі зворотних ВАХ

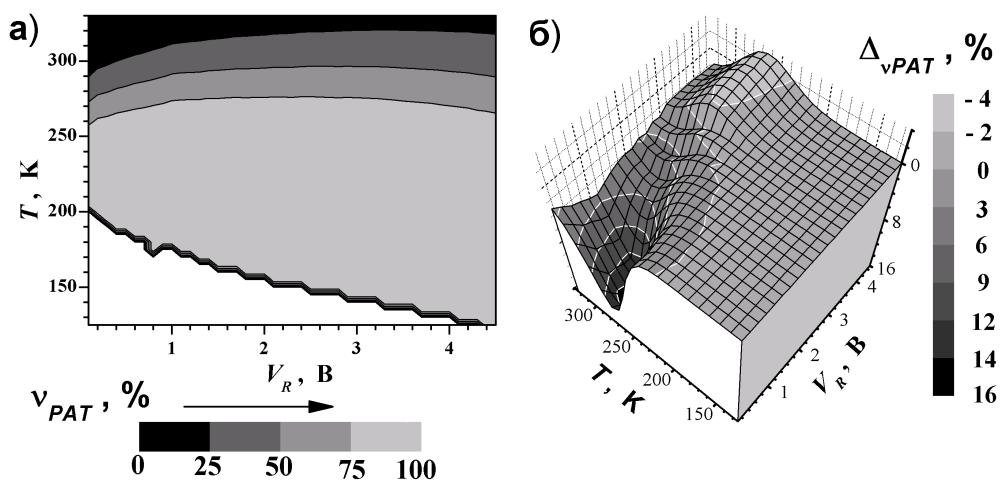
$W_{\text{us}}$ , Вт/см <sup>2</sup>	$f_{\text{us}}$ , МГц	$\Phi_{b0}(0)$ , мВ	$\alpha_F$ , нм	$\epsilon_{t0}$ , меВ	$\beta_F$ , $10^{-5} \text{ еВ}\cdot\text{м}^{1/2}\cdot\text{В}^{-1/2}$
0	—	$960 \pm 10$	$66 \pm 7$	$610 \pm 10$	$10,5 \pm 0,3$
0,17	8,4	$870 \pm 10$	$51 \pm 5$	$540 \pm 10$	$8,1 \pm 0,5$
0,65	4,1	$790 \pm 10$	$36 \pm 7$	$520 \pm 10$	$7,1 \pm 0,5$

### 5.3.3. Вплив ультразвука на характеристики перенесення заряду

Описана в 5.3.2 процедура була також використана для апроксимації залежностей зворотного струму, вимірюваних при УЗН. Отримані при використанні двох режимів УЗН результати зведені на рис. 5.20 (криві 2 та 3) та в табл. 5.2 (другий та третій рядки). Виявлено, що УЗН впливає як на ТЕ, так і РАТ компоненти струму. Зокрема, спостерігається AI зменшення енергії активації носіїв, захоплених на пастки (рис. 5.20,б). Подібний ефект може бути зв'язаний зі зміною заселеності коливальних рівнів дефекту [310] або зі зміщенням домішкових атомів відносно оточення [155]. Згідно з розрахунками, проведеними в роботі [310], ефективність АДВ має збільшуватись при зростанні частоти УЗ; ці очікування збігаються із результатами експерименту.

У свою чергу, якщо при поширенні акустичної хвилі електрон потребує меншої енергії для звільнення з пастки, то можна очікувати, що УЗН має зменшувати густину заповнених станів. Саме така тенденція спостерігається в нашому випадку (рис. 5.20,в). Зауважимо, що вплив УЗ на пастки зменшується зі зростанням напруженості електричного поля.

Згідно з результатами, розглянутими в роботі [570], величина  $\alpha_F$  має зростати при збільшенні концентрації заряджених поверхневих станів та глибини проникнення зумовленого ними поля. Отже, причиною виявленого AI зменшення параметра  $\alpha_F$  є зменшення рівноважної кількості захоплених на поверхні електронів. AI зменшення коефіцієнта  $\beta_F$  відбувається внаслідок зміни розміру дефектного кластера і викликаної цим модифікації ефективної кратності заряду. Можливою причиною цього процесу є локальне підвищення температури кластеру дефектів у акустичному полі — ефект описано в роботі [312]. Зміна розміру може бути і причиною зменшення  $\epsilon_{t0}$ .

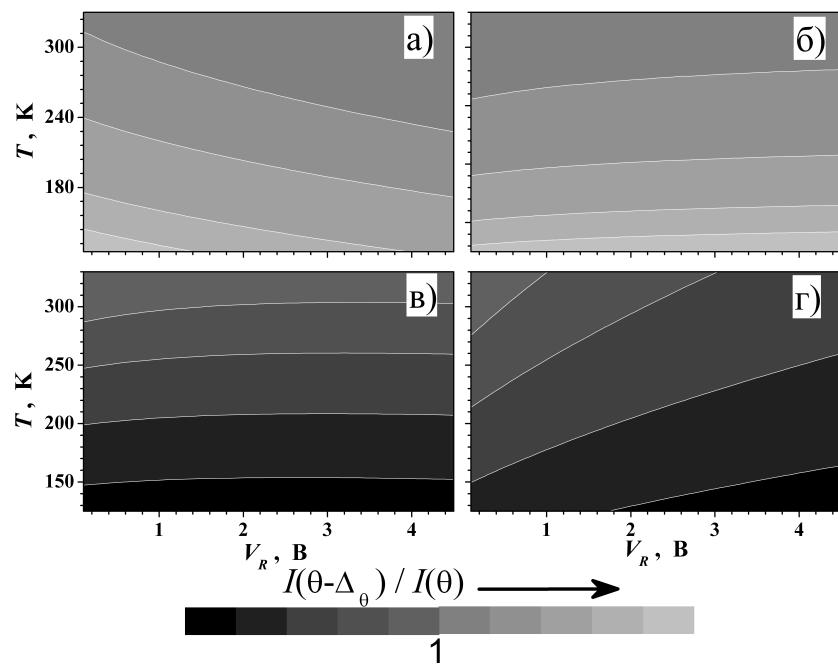


**Рис. 5.21.** Температурні та польові залежності відносного внеску РАТ компоненти зворотного струму (а) та його зміни при дії УЗ із  $f_{US} = 4,1$  МГц,  $W_{US} = 0,65$  Вт/см<sup>2</sup> (б)

Отримані дані показують, що ВБШ зменшується під дією УЗН. Ці результати збігаються із отриманими з аналізу прямих гілок ВАХ і детально описаними у попередніх підрозділах.

Для пояснення польових та температурних залежностей AI змін зворотного струму  $\epsilon_{IR}$  (рис. 5.16, б) розглянемо відносний внесок РАТ компоненти  $\nu_{PAT} = I_{PAT}/(I_{PAT} + I_{TE})$ . На рис. 5.21, а наведено залежності  $\nu_{PAT}$  від напруги та температури для ненавантаженого зразка, а на рис. 5.21, б — зміни  $\nu_{PAT}$  під дією УЗ. Як видно з наведених даних, РАТ компонента є основною при низьких температурах, тоді як термоемісійна складова стає переважаючою при  $T > 260$  К. Крім того, варто взяти до уваги, що а) зменшення  $\epsilon_{t0}$  та  $\beta_F$  (так само як і  $\Phi_{b0}(0)$  та  $\alpha_F$ ) викликають протилежні зміни величини зворотного струму; б) ВБШ сильніше залежить від напруженості електричного поля, ніж енергія активації з пасткового рівня (zmіни  $\Phi_b(0)$  та  $\epsilon_t$  складають 25% та 15%, відповідно — див. рис. 5.20), проте РАТ струм явно залежить від  $F_m$ .

З метою оцінки характеру впливу кожного з чотирьох параметрів ( $\epsilon_{t0}, \beta_F, \Phi_{b0}(0), \alpha_F$ ) на величину зворотного струму при різних температурах та напругах зміщення були проведені спеціальні розрахунки. Вони полягали в тому, що обчислювалися відношення струмів  $\frac{I(\theta - \Delta_\theta)}{I(\theta)}$ , де  $I(\theta)$  та  $I(\theta - \Delta_\theta)$  — струм до і після зменшення величини  $\theta$  ( $\theta$  один із набору  $\{\epsilon_{t0}, \beta, \Phi_{b00}, \alpha\}$ ). Результати розрахунків представлені на рис. 5.22. Аналіз розглянутих результатів показує, що AI зростання зворотного струму в інтервалі 130  $\div$  250 К



**Рис. 5.22.** Якісні залежності змін ТЕ (а, в) та РАТ (б, г) компонент зі  $\epsilon_{t0}$  (а),  $\Phi_{b0}(0)$  (б),  $\beta_F$  (в) та  $\alpha_F$  (г). При розрахунках використані формули (5.20), (5.21), (5.28) та (5.29). Подробиці в тексті

визначається зменшенням  $\epsilon_{t0}$ . Ефект частково компенсується зменшенням  $\beta_F$  та  $N_{ss}$ . Якщо суттєвим стає вплив ТЕ струму, то на перший план виходять зміни ВБШ. Проте ефект зменшення  $\Phi_{b0}(0)$  суттєво маскується внаслідок зменшення  $\alpha_F$ . Зокрема, це маскування спричинює збільшення відносного внеску РАТ при середніх температурах ( $250 \div 300$  К) та високих зміщеннях ( $V_R > 3.5$  В) — див. рис. 5.21, б. Згідно з попереднім припущеннями зміни  $\Phi_{b0}(0)$  та  $\alpha_F$  відбуваються внаслідок поглинання УЗ дислокаціями невідповідності та АІ зменшення кількості електронів, захоплених на поверхневі стани, відповідно. Залежність цих процесів від інтенсивності введеного УЗ різна, що і є причиною немонотонних змін  $\epsilon_{IR}$ , що спостерігаються при високих напругах (рис. 5.17, б).

## Висновки до розділу 5

1. Експериментально досліджено вплив ультразвукового навантаження в діапазоні частот  $8 \div 28$  МГц на електричні властивості структур Mo/ $n-n^+$ -Si з бар'єром Шотткі в діапазоні температур  $130 \div 330$  К. Виявлено акусто-індуковані

оборотні зміни фактора неідеальності та висоти бар'єру Шотткі, причому зміни немонотонно залежать від температури і найефективніший вплив УЗ спостерігається поблизу 200 К. Показано, що зі збільшенням частоти УЗ спостерігається підвищення ефективності акустичного впливу на параметри кремнієвих діодів Шотткі (суттєва залежність), та зростання температури, яка відповідає максимальній ефективності (слабка залежність).

2. Виявлено, що поява додаткової компоненти струму при низьких температурах, а також температурні залежності висоти бар'єру, фактора неідеальності в структурах  $\text{Mo}/n-n^+-\text{Si}$  можуть бути пояснені в межах моделі неоднорідного контакту. Застосування цієї моделі до аналізу акусто-індукованих ефектів показало, що при УЗН відбувається збільшення висоти бар'єру як в області розташування патчів, так і за їхніми межами, а також розширюється розподіл параметрів патчів та збільшується їхня ефективна густина.

3. Показано, що частотні та температурні особливості акусто-індукованих змін параметрів структур  $\text{Mo}/n-n^+-\text{Si}$  можуть бути пояснені в межах моделі поглинання ультразвука внаслідок руху дислокаційних перегинів.

4. Експериментально виявлено ефект оборотного збільшення зворотного струму структур  $\text{Mo}/n-n^+-\text{Si}$  при акустичному навантаженні; показано, що ефект послаблюється при збільшенні температури та зміщення та посилюється при зростанні частоти ультразвука. Показано, що основними механізмами зворотного струму є термоелектронна емісія та тунелювання, стимульоване фононами; ультразвук впливає на характеристики обох механізмів. Виявлено, що в умовах поширення акустичних хвиль відбувається зменшення енергії активації рівнів, що беруть участь у тунелюванні, густини заповнених інтерфейсних станів та коефіцієнта Пула–Френкеля.

5. Показано, що ультразвук може бути ефективним інструментом динамічного керування властивостями структур метал–напівпровідник.

Основні результати розділу представлені в роботах [3, 4, 6, 8, 45, 48, 51, 53].

## РОЗДІЛ 6

### ЗАЛИШКОВІ ЕФЕКТИ, СПРИЧИНЕНІ МІКРОХВИЛЬОВИМИ ТА УЛЬТРАЗВУКОВИМИ ОБРОБКАМИ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУР НА ОСНОВІ GaAs, SiC ТА Si

#### **6.1. Вплив мікрохвильових обробок на дефектну підсистему структур GaAs та монокристалів карбіду кремнію**

Мікроелектроніка є однією з найважливіших галузей сьогодення і тому вивчення впливу різноманітних зовнішніх факторів на властивості напівпровідників та структур на їхній основі є однією з найважливіших задач фізичного матеріалознавства. Загалом цьому питанню присвячена значна кількість теоретичних та експериментальних робіт, що викликано як бажанням зрозуміти механізми деградаційних процесів, які відбуваються у мікроелектронних приладах, так і пошуком нових технологічних шляхів виготовлення таких пристройів. Вплив окремих факторів, наприклад радіації, вивчений достатньо повно — див., наприклад, [372, 573]. Водночас більшої уваги починають потребувати нові засоби активного впливу, такі як, наприклад, УЗО чи мікрохвильова обробка (МХО) [527, 574–591]. В останньому випадку широке застосування надвисокочастотне (НВЧ) електромагнітне опромінення зумовлене його спроможністю викликати розігрів твердих тіл [574, 576, 578], причому визначальними особливостями такого підходу є висока ефективність, здатність як до однорідного, так і просторово–вибіркового підвищення температури та екстремально високі швидкості нагріву [574]. Як наслідок, МХО широко використовується, для синтезу різноманітних, зокрема і напівпровідникових, сполук [574, 579]. Проте подібний засіб зовнішнього впливу є також причиною зміни різноманітних характеристик напівпровідникових матеріалів та приладних структур. Наприклад, виявлено, що НВЧ опромінення викликає релаксацію внутрішніх напруг та модифікацію приповерхневих областей в структурах GaAs та InP [527, 581–584, 586, 587, 590, 591], вирівнювання мікрорельєфу поверхні структур SiC/SiO<sub>2</sub> [580], перерозподіл домішок [580, 588, 590], зміну зарядового стану комплексів [583] та гетерування

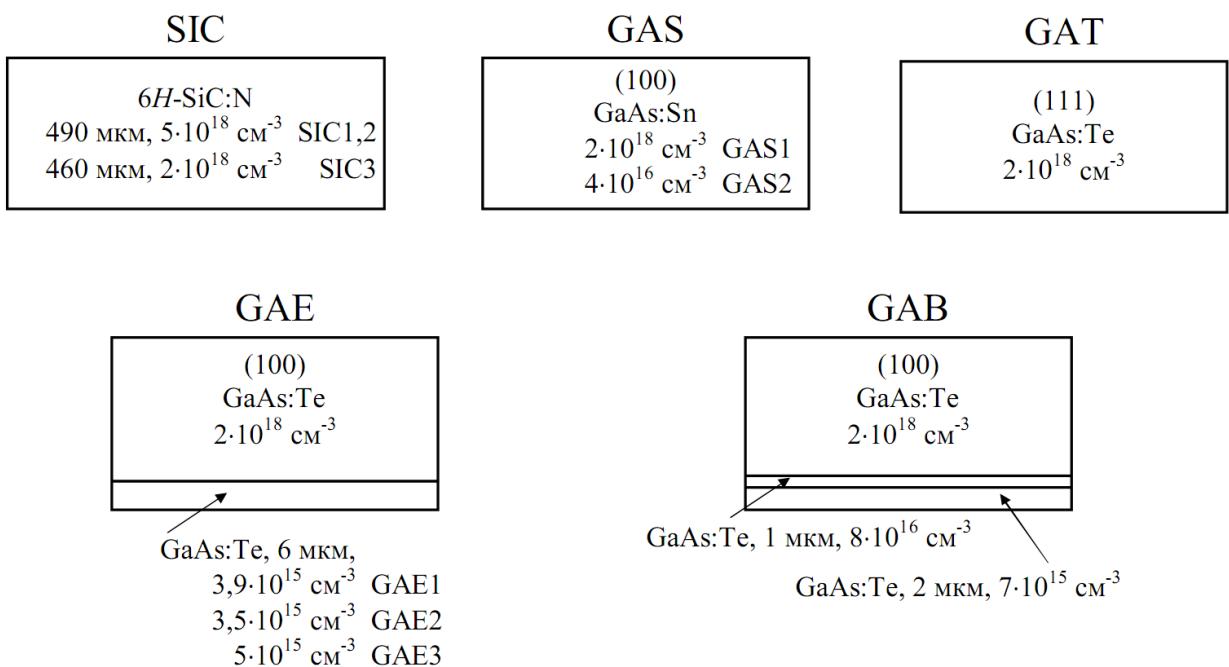
дефектів [588]. Одним із наслідків подібних процесів структурно–домішкового впорядкування є зменшення розкиду параметрів діодів Шотткі [583, 588]. Окрім того, спостерігалася стимульована НВЧ опроміненням зміна властивостей плівок оксидів Ti, Gd та Er, осаджених на карбіді кремнію [589], перебудова спектрів фотолюмісценції пластин GaAs [584, 586, 588], причому особливості ефекту залежали як від типу легуючої домішки, так і від кристалографічної орієнтації зразків. Все це дозволяє розглядати МХО як один із найперспективніших, поряд із УЗО, шляхів модифікації напівпровідниківих приладів.

Водночас детальніша інформація щодо впливу НВЧ опромінення на параметри глибоких центрів практично невідома. Метою досліджень, результати яких наведено у цьому підрозділі є дослідження впливу МХО на параметри глибоких центрів, розташованих у приповерхневій області монокристалів  $n$ –6H–SiC та  $n$ –GaAs, а також арсенід–галієвих епітаксійних структур за допомогою методу акустоелектричної релаксаційної спектроскопії.

### **6.1.1. Параметри структур та методи дослідження**

З літератури [527, 582–587] відомо, що загальний характер впливу МХО на напівпровідникові структури залежить від багатьох факторів; основними з них є початковий рівень структурної досконалості, провідність, діелектрична проникність, топологія структур. З метою оцінки впливу МХО на параметри відібраних різні (за ступенем легування, вихідним рівнем залишкових механічних напруг та структурою) зразки. А саме.

- а) Монокристалічні пластини  $n$ –SiC, політип 6H, вирощені за методом Лелі та леговані азотом. Зразки мали вигляд пластин розміром  $5 \times 10$  мм<sup>2</sup> товщиною 490 мкм із концентрацією носіїв  $(3 \div 6) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> (надалі вони позначені SIC1 та SIC2) і товщиною 460 мкм із концентрацією носіїв  $(1 \div 3) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> (SIC3).
- б) Монокристалічні пластини арсеніду галію товщиною 300 мкм. Пластини орієнтовані в площині (100), леговані оловом, концентрація електронів дорівнювала  $(1,5 \div 2,5) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> для зразка GAS1 та  $(3 \div 5) \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> для зразка GAS2. Позначення GAT використовується для пластини (111), легованої телуром,  $n = (1 \div 2) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.



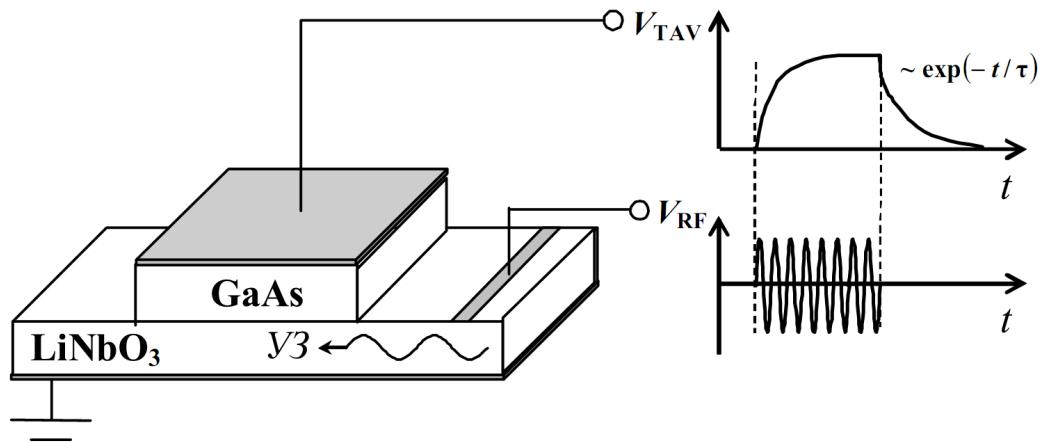
**Рис. 6.1.** Структура зразків для вивчення глибоких рівнів

в) Епітаксійні  $n-n^+$  структури GaAs, які складалися з монокристалічної підкладки товщиною 300 мкм із  $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  та нанесеного на їого поверхню шару товщиною 6 мкм із концентрацією носіїв  $3,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (зразок GAE1),  $3,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (GAE2),  $5,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (GAE3). Підкладка та епітаксійний шар леговані телуром.

г) Епітаксійні  $n-n^+-n^{++}$  структури GaAs:Te з буферним шаром, які складалися з монокристалічної (100) підкладки (300 мкм,  $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), на яку послідовно нанесені шар товщиною 1 мкм з  $n = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  та шар товщиною 2 мкм, у якому  $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Для досліджень використовувалися зразки, вирізані з двох різних пластин та позначені GAB1 та GAB2.

Епітаксійні системи виготовлені за допомогою методу газофазної епітаксії і відповідали стандартним технічним умовам на подібні структури. Використані зразки узагальнені на рис. 6.1.

МХО зразків проводилася у вільному просторі при кімнатній температурі в магнетроні на частоті 2,45 ГГц із питомою потужністю  $1,5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Опромінення епітаксійних структур здійснювалося з боку розташування епітаксійного шару. Загальний час експозиції  $t_{\text{MWT}}$  змінювався в інтервалі  $20 \div 80$  с для різних зразків. З метою запобігання суттєвого нагріву зразків тривалість неперервного опромінення складала 5 с.



**Рис. 6.2.** Схема вимірювання сигналу ПАН. Схематично показано часові залежності радіоімпульсу  $V_{RF}$  для збудження УЗ в пластині п'єзоелектрика та результуючого сигналу ПАН  $V_{TAV}$ .

До та після МХО визначалися такі параметри глибоких центрів, як ефективний поперечний переріз захоплення електронів  $\sigma_n$  та розташування енергетичного рівня центру відносно дна зони провідності  $E_c - E_t$ . Для цього використовувався метод акустоелектричної релаксаційної спектроскопії [224–226], який вже згадувався у пункті 1.1.3. Схема методу зображена на рис. 6.2. Зразки розміщувалися на п'єзоелектричній пластині  $\text{LiNbO}_3$ , в якій імпульсно збуджувалися АХ. Після закінчення УЗ імпульсу відбувається релаксація ПАН згідно з законом

$$V_{TAV}(t) = V_{TAV,0} \exp(-t/\tau). \quad (6.1)$$

Проста експоненційна залежність (6.1) спостерігається у випадку, коли у акустоелектронній взаємодії ефективно приймають участь глибокі центри лише одного типу. Для електронного напівпровідника характерний час релаксації описується співвідношенням [224, 225, 592]

$$\tau = \frac{1}{\sigma_n v_{th,n} N_c} \exp \left( \frac{E_c - E_t}{kT} \right). \quad (6.2)$$

Експериментальні вимірювання релаксаційної ділянки ПАН при різних температурах та їхня подальша апроксимація згідно з (6.1) дозволяли отримати залежність  $\tau(T)$ . Величина  $E_c - E_t$  визначалася за нахилом залежності  $\tau$  від

$(kT)^{-1}$  у напівлогарифмічному масштабі, після чого, з використанням формули (6.2), був розрахований  $\sigma_n$ . Виміри проводилися в інтервалі температур (290÷350) К, за винятком зразків GAB, для яких ПАН досягала достатньої для вимірювання величини лише після нагріву до температур вище 310 К.

Для монокристалічних зразків до та після МХО також проведено визначення радіуса кривизни  $R_{\text{cur}}$  та деформації  $\xi_{\text{cur}}$  приповерхневих кристалографічних площин. Величина  $\xi_{\text{cur}}$  оцінювалася рентгенографічним методом по зміні кутового положення дифракційного максимуму при трансляції зразка [593], кривизна вимірювалася на профілометрі DekTak 3030 Veeco Instruments.  $R_{\text{cur}}$  та  $\xi_{\text{cur}}$  вимірювалися з відносною похибкою, що не перевищувала 2 %. Для монокристалів арсеніду галію досліджувався також характер розподілу структурних дефектів по площині за допомогою методу рентгенівської проекційної топографії за Борманом, а розподіл густини дислокацій та мікронапруг визначався методом аналізу інтенсивності фріделівських пар відбиттів  $hkl$  та  $h\bar{k}\bar{l}$  [594].

### 6.1.2. Вплив мікрохвильових обробок на параметри глибоких рівнів

На рис. 6.3 наведено типові температурні залежності  $\tau$  для зразків до та після МХО. З наведених даних видно, що після дії НВЧ опромінення змінюються як нахил кривих (безпосередньо пов'язаний з розташуванням рівня у забороненій зоні), так і абсолютна величина характерного часу релаксації ПАН. Характер та величина впливу залежать як від часу експозиції, так і від ступеня легування та внутрішньої будови досліджених структур. Отримані результати узагальнені в табл. 6.1. Видно, що в зразках карбіду кремнію зустрічається 2 глибокі рівні, позначені ESC1 та ESC2, в зразках арсеніду галію — шість (EGA1–EGA6).

Для наведених даних є характерною низка особливостей. А саме.

- 1) Величина перерізу захоплення носіїв значно чутливіша до МХО, ніж енергетичне розташування рівнів. Наприклад, виявлено зміни  $\sigma_n$  на порядок величини, тоді як зміщення положення рівнів не перевищує 20%; крім того, модифікація перерізу захоплення спостерігається при менших часах експозиції: так, наприклад, для GAB1 після 20 с НВЧ впливу значення  $(E_c - E_t)$  практично не змінилося, тоді як  $\sigma_n$  зросла приблизно в чотири рази.

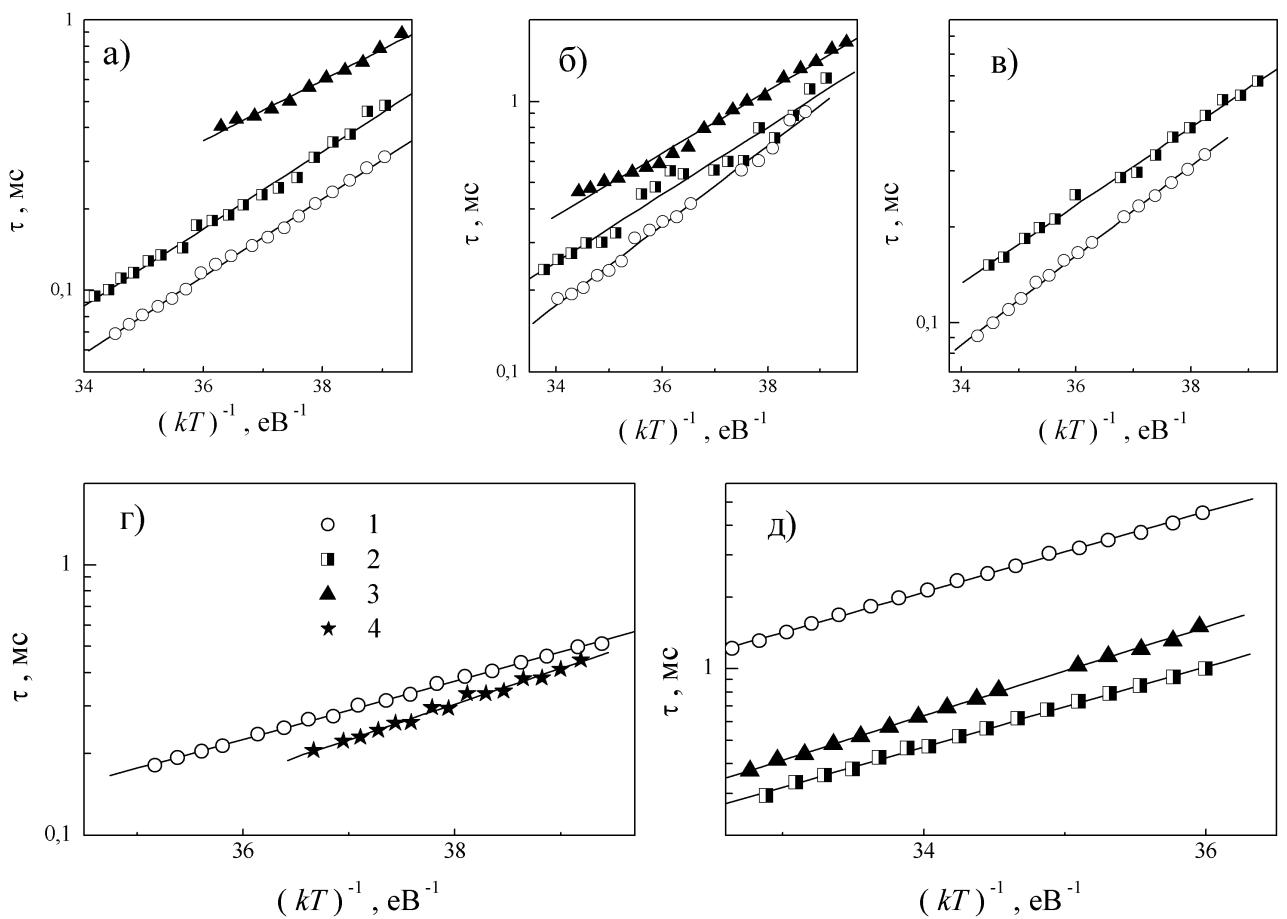
Таблиця 6.1

Визначені параметри дефектів у зразках  $n$ -GaAs та  $n$ -6H-SiC

Зразок	$t_{\text{MWT}}$ , с	Рівень	$(E_c - E_t)$ , еВ	$\sigma_n$ , $\text{см}^2$ a)	$R_{\text{cur}}$ , М	$\xi_{\text{cur}}$
SIC1	0	ESC1	$0,33 \pm 0,01$	$(7 \pm 4) \cdot 10^{-18}$	$\infty$	0
	20	ESC1	$0,33 \pm 0,01$	$(5 \pm 3) \cdot 10^{-19}$	170,2	$8,7 \cdot 10^{-7}$
	40	ESC2	$0,26 \pm 0,01$	$(2 \pm 1) \cdot 10^{-19}$	н/в	
	80	c/c				
SIC2	0	ESC1	$0,33 \pm 0,01$	$(7 \pm 4) \cdot 10^{-18}$	> 2000	$< 1,2 \cdot 10^{-7}$
	20	ESC1	$0,33 \pm 0,01$	$(5 \pm 3) \cdot 10^{-19}$	171,9	$1,4 \cdot 10^{-6}$
SIC3	0	ESC1	$0,34 \pm 0,02$	$(3 \pm 2) \cdot 10^{-18}$	3,8	$6,1 \cdot 10^{-5}$
	20	ESC2	$0,29 \pm 0,01$	$(5 \pm 3) \cdot 10^{-19}$	5,5	$4,2 \cdot 10^{-5}$
	40	ESC2	$0,26 \pm 0,01$	$(10 \pm 7) \cdot 10^{-20}$	н/в	
	80	ESC2	$0,23 \pm 0,01$	$(6 \pm 4) \cdot 10^{-20}$		
GAS1	0	EGA1	$0,32 \pm 0,02$	$(3 \pm 2) \cdot 10^{-17}$	-53,8	$-2,8 \cdot 10^{-6}$
	20	EGA1	$0,31 \pm 0,01$	$(2 \pm 1) \cdot 10^{-17}$	22,9	$6,5 \cdot 10^{-6}$
	40	c/c			н/в	
GAS2	0	EGA1	$0,32 \pm 0,01$	$(4 \pm 2) \cdot 10^{-17}$	17,2	$8,7 \cdot 10^{-6}$
	20	EGA2	$0,28 \pm 0,01$	$(5 \pm 2) \cdot 10^{-18}$	14,7	$1,0 \cdot 10^{-5}$
	40	c/c			н/в	
GAT	0	EGA3	$0,49 \pm 0,02$	$(5 \pm 3) \cdot 10^{-14}$		
	20	EGA4	$0,40 \pm 0,02$	$(2 \pm 1) \cdot 10^{-15}$		
GAE1	0	EGA5	$0,24 \pm 0,01$	$(2 \pm 1) \cdot 10^{-18}$		
	60	EGA2	$0,29 \pm 0,01$	$(10 \pm 6) \cdot 10^{-18}$		
GAE2	0	EGA5	$0,25 \pm 0,01$	$(2 \pm 1) \cdot 10^{-18}$		
	60	EGA2	$0,30 \pm 0,01$	$(2 \pm 1) \cdot 10^{-17}$		
GAE3	0	EGA6	$0,43 \pm 0,01$	$(8 \pm 5) \cdot 10^{-17}$		
	60	EGA6	$0,46 \pm 0,02$	$(7 \pm 4) \cdot 10^{-16}$		
GAB1	0	EGA4	$0,39 \pm 0,01$	$(10 \pm 7) \cdot 10^{-18}$		
	20	EGA4	$0,39 \pm 0,01$	$(4 \pm 2) \cdot 10^{-17}$		
	40	EGA6	$0,43 \pm 0,02$	$(10 \pm 6) \cdot 10^{-17}$		
GAB2	0	EGA4	$0,40 \pm 0,01$	$(10 \pm 6) \cdot 10^{-17}$		
	20	EGA4	$0,41 \pm 0,01$	$(10 \pm 6) \cdot 10^{-17}$		
	40	EGA6	$0,45 \pm 0,02$	$(4 \pm 2) \cdot 10^{-16}$		

a) при  $T = 300$  К для SIC, GA, GAE та при  $T = 340$  К для GAB

н/в — вимірювання не проводилися; c/c — слабкий сигнал ПАН



**Рис. 6.3.** Залежності часу релаксації ПАН від оберненої температури для зразків SIC2 (а), SIC3 (б), GAS2 (в), GAE2 (г) та GAB1 (д) до та після МХО.  $t_{\text{MWT}}$ , с: 0 (криві 1), 20 (2), 40 (3), 60 (4)

- 2) У монокристалах ступінь індукованих МХО змін зростає при зменшенні концентрації вільних носіїв заряду (див. дані для зразків GAS1 та GAS2) та зростанні відносної деформації (зменшенні кривизни поверхні).
- 3) Після тривалої (для GaAs  $t_{\text{MWT}} \geq 40$  с, для SiC  $t_{\text{MWT}} \geq 80$  с) МХО монокристалічних зразків спостерігається суттєве зменшення сигналу ПАН. Це корелює з даними роботи [588], де повідомляється про зменшення концентрації центрів із рівнями у верхній половині забороненої зони внаслідок НВЧ відпалу.
- 4) Доза опромінення, необхідна для суттєвого впливу на параметри центрів у епітаксійних структурах, вища, ніж для монокристалічних зразків. Зокрема про це свідчать дані табл. 6.1 для зразків серій GA та GAB після опромінення протягом 20 с. Зауважимо, що рівень легування підкладки GAB та GAE збігався зі зразками GAS1 і GAT, епітаксійного шару GAB – з GAS2; крім того, в GAB,

GAE та GAT однакова легуюча домішка. Відтак, виявлені відмінності визначаються структурою зразків, а не зумовлені різницею їхніх провідностей.

5) Характер змін у монокристалічних пластинах та епітаксійних структурах протилежний: для SIC, GAS, GAT після МХО спостерігається зменшення  $\sigma_n$  та  $(E_c - E_t)$ , тоді як в GAE та GAB обидва параметри зростають.

Спираючись відомі дані, розглянемо можливу природу центрів, які виявлені у досліджених структурах. При цьому необхідно врахувати, що літературні дані характеризуються наявністю розкиду значень основних параметрів пасток, зокрема відмінності величини поперечного перерізу захоплення можуть досягати чотирьох порядків [595]. Однією з можливих причин цього феномену може бути суттєва залежність швидкості термічної емісії носіїв від напруженості електричного поля [596–598], яка викликана а) зменшенням енергії іонізації внаслідок ефекту Пула–Френкеля чи, наприклад, завдяки кулонівській взаємодії центрів [599]; б) зміною величини  $\sigma_n$  [598, 600]. Зазвичай зміни  $(E_c - E_t)$  складають декілька сотих eВ, тоді зміни перерізу захоплення можуть досягати декількох порядків: наприклад, згідно з даними роботи [600] при кімнатній температурі  $\sigma_n$  для центру EL2 в GaAs при напруженості  $10^5$  В/см збільшується в 200 разів. Як наслідок, при використанні різних методів дослідження дефектів отримані параметри одних і тих же центрів можуть суттєво відрізнятися. Наприклад, можна порівняти результати оглядових робіт, де зібрані дані по різноманітним пасткам в арсеніді галію отримані за допомогою методів нестационарної емісійної спектроскопії [601] та термостимульованих струмів [595]. Наведені дані стосуються дефектів із близьким положенням рівнів і суттєво різними значеннями поперечного перерізу захоплення. Узагальнюючи сказане, зауважимо, що при ідентифікації дефектів будемо орієнтуватися саме на енергетичне розташування пасткових рівнів.

Положення рівня ESC1 ( $E_c - (0,33 \div 0,34)$  eВ), який спостерігався у вихідних монокристалах карбіду кремнію можна зіставити з розташуванням  $S$ -центру ( $E_c - 0,35$  eВ, [602–604]),  $EK3$ -центру ( $E_c - 0,34$  eВ, [605]) чи рівня  $(-/+)$  центру  $E_1$  ( $E_c - 0,34$  eВ, [602]).  $S$ -центр відповідає за безвипромінювальну рекомбінацію і відноситься до власних дефектів у 6H-SiC [602]). Згідно

Таблиця 6.2

Літературні дані для рівнів, близьких за розташуванням до EGA1  
 $(E_c - E_t = (0,31 \div 0,32) \text{ eB}, \sigma_n \approx 3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ , зразки GAS1 та GAS2)

$(E_c - E_t), \text{ eB}$	$\sigma_n, \text{ см}^2$	конфігурація	метод	епі–структурна	посилання
0,33		комплекс з $V_{\text{As}}$	DLTS	ні	[609]
0,33			DLTS	ні	[610]
$0,31 \div 0,33$		$V_{\text{As}}$			[611]
0,33	$1 \cdot 10^{-17}$		TSC	ні	[595]
0,323	$1 \cdot 10^{-14}$		DLTS	так	[612]
0,334	$2 \cdot 10^{-15}$		DLTS	так	[612]
0,35		комплекс з $V_{\text{As}}$	PA	ні	[613]
$0,315 \div 0,325$	$3 \cdot 10^{-17}$		TSC	ні	[614]
0,33			TSC	ні	[615]
$0,30 \div 0,33$			DLTS	ні	[616]

*DLTS – метод нестационарної спектроскопії ГР*

*TSC – метод термостимульованих струмів*

*PA – позитрон–анігіляційна спектроскопія*

з результатами робіт [603, 604]  $S$ –центр та  $R$ –центр ( $E_c - 1,27 \text{ eB}$ ) пов’язані з двома різними зарядовими станами одного й того ж дефекту, тоді як відповідно до даних роботи [606]  $R$ –центр є дивакансією  $V_{\text{Si}}V_{\text{C}}$ . З рівнем  $E_1$ , який є центром із від’ємною кореляційною енергією, пов’язують комплекс кремнієвих вакансій [607]. Після МХО розташування рівня, що відповідає за появу ПАН в SIC, змінюється до  $E_c - (0,26 \div 0,29) \text{ eB}$  (рівень ESC2). При цьому також немає повної однозначності: близьке положення має рівень донорний рівень (0/+) центру  $E_1$  ( $E_c - (0,27 \div 0,28) \text{ eB}$ , [608]) та центр  $X_1$  ( $E_c - 0,3 \text{ eB}$ , [607]). Автори останньої роботи доповідають про суттєву залежність концентрації  $X_1$  від структурної досконалості кристалу та підкреслюють не ідентичність цього центру з  $E_1$ .

Дані для кожного з виявлених рівнів у арсеніді галію узагальнено в таблицях 6.2–6.7. Наведені дані показують, що виявлені центри пов’язані з власними дефектами вакансійного типу.

Можна виділити декілька причин зміни параметрів пасток. А саме.

Таблиця 6.3

Літературні дані для рівнів, близьких за розташуванням до EGA2  
 $(E_c - E_t = (0,31 \div 0,32) \text{ eB}, \sigma_n \approx 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  (моноокристали),  $1 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$   
 (епі-структур), зразки GAS2, GAE1 та GAE2 після опромінення)

$(E_c - E_t)$ , eB	$\sigma_n$ , $\text{см}^2$	конфігурація	метод	епі-структура	посилання
0,28	$5 \cdot 10^{-18}$	$V_{\text{As}}As_i$	TSC	ні	[595]
0,26	$3,5 \cdot 10^{-15}$		DLTS	так	[612]
0,277	$5 \cdot 10^{-17}$		TSC	ні	[614]
0,284	$1 \cdot 10^{-17}$		TSC	ні	[614]
0,28		власний	TP	ні	[617]
0,28	$8 \cdot 10^{-15}$		DLTS	так	[618]
0,30		комплекс з Te	DLTS	ні	[619]
0,30	$6 \cdot 10^{-15}$	$V_{\text{As}}As_i$	DLTS	ні	[620]

TP – релаксація фотопровідності

Таблиця 6.4

Літературні дані для рівнів, близьких за розташуванням до EGA3  
 $(E_c - E_t = 0,49 \text{ eB}, \sigma_n \approx 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ , зразок GAT)

$(E_c - E_t)$ , eB	$\sigma_n$ , $\text{см}^2$	конфігурація	метод	епі-структура	посилання
0,50		$Sb_{\text{Ga}}$	DLTS	ні	[621]
0,48	$4 \cdot 10^{-16}$	$As_{\text{Ga}}^{++}$	TSC	ні	[595]
0,485	$2 \cdot 10^{-16}$		TSC	ні	[614]
0,48		домішка	TP	ні	[617]
0,51	$1 \cdot 10^{-12}$		DLTS	ні	[622]
0,48	$3 \cdot 10^{-13}$		DLTS	ні	[616]
0,50	$1 \cdot 10^{-15}$	$V_{\text{As}}, V_{\text{Ga}}Ga_iV_{\text{As}}$	DLTS	ні	[620]

Таблиця 6.5

Літературні дані для рівнів, близьких за розташуванням до EGA4  
 $(E_c - E_t = (0,39 \div 0,41) \text{ eB}, \sigma_n \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  (моноокристали),  
 $(1 \div 10) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  (епі-структури), зразки GAT та GAB)

$(E_c - E_t)$ , eB	$\sigma_n$ , $\text{см}^2$	конфігурація	метод	епі-структура	посилання
0,42			DLTS	ні	[610]
0,41		$V_{\text{Ga}}V_{\text{As}}$	DLTS	ні	[621]
0,39		$V_{\text{Ga}}\text{Ga}_{\text{As}}$	TSC	ні	[623]
0,41	$2 \cdot 10^{-13}$		DLTS	так	[601]
0,40			SCRC	так	[624]
0,37	$2 \cdot 10^{-14}$		DLTS	так	[625]
0,40		$V_{\text{Ga}}\text{Ga}_{\text{As}}$	DLTS	ні	[626]
0,387	$2 \cdot 10^{-14}$		DLTS	так	[612]

SCRC – температурна залежність струму ОПЗ

Таблиця 6.6

Літературні дані для рівнів, близьких за розташуванням до EGA5  
 $(E_c - E_t = (0,24 \div 0,25) \text{ eB}, \sigma_n \approx 2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , зразки GAE1 та GAE2 до опромінення)

$(E_c - E_t)$ , eB	$\sigma_n$ , $\text{см}^2$	конфігурація	метод	епі-структура	посилання
0,23			DLTS	ні	[610]
0,23	$2 \cdot 10^{-17}$		TSC	ні	[595]
0,22 $\div$ 0,25	$8 \cdot 10^{-19}$		TSC	ні	[627]
0,26		комплекс з $V_{\text{Ga}}$	TSC	ні	[623]
0,24			TSC	ні	[615]
0,23		власний	TP	ні	[617]
0,23		$V_{\text{Ga}}V_{\text{As}}$	DLTS	ні	[628]
0,23	$1 \cdot 10^{-14}$	$V_{\text{Ga}}V_{\text{As}}$	DLTS	ні	[601]
0,23	$7 \cdot 10^{-15}$		DLTS	так	[618]
0,22	$2 \cdot 10^{-15}$		DLTS	ні	[625]
0,258	$4 \cdot 10^{-16}$		DLTS	так	[612]

Таблиця 6.7

Літературні дані для рівнів, близьких за розташуванням до EGA6  
 $(E_c - E_t = (0,43 \div 0,46)0,43 \text{ eB}, \sigma_n \approx 8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2 \text{ (GAE3 до опромінення)}$   
 $\sigma_n \approx 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \text{ (GAE3, GAB після опромінення)})$

$(E_c - E_t)$ , eB	$\sigma_n$ , $\text{см}^2$	конфігурація	метод	епі-структура	посилання
0,44	$1 \cdot 10^{-14}$	$V_{As}As_i, V_{As}$	TSC	ні	[595]
0,44	$9 \cdot 10^{-15}$		TSC	ні	[614]
0,43	$7 \cdot 10^{-16}$	власний	DLTS	так	[601, 629]
0,44	$2 \cdot 10^{-15}$	комплекс з $V_{As}$	DLTS	так	[630]

- 1) Перебудова дефектного комплексу внаслідок його розпаду, долучення додаткової компоненти, зміни відстані між складовими тощо.
- 2) Зміна зарядового стану дефекту.
- 3) Зміна оточення пастки, що призводить, наприклад, до модифікації напруженості електричного поля в околі дефекту.
- 4) Зміна концентрації дефектів даного типу: так, у [599] показано, що зміна енергії іонізації пропорційна кубічному кореню концентрації дефектів.

При аналізі причин виявлених змін необхідно взяти до уваги можливі механізми впливу мікрохвильового випромінення на кристали. Звичайно, в першу чергу варто врахувати ефекти збільшення температури. Вважається, що структурна модифікація внаслідок МХО зумовлена, переважно, зміною зарядового стану дефектів та виникненням полів пружних напруг, обумовлених миттєвим розігрівом дефектних регіонів. Проте, як відомо, для провідних твердих середовищ ці процеси підсилюються при зростанні концентрації вільних носіїв заряду [574], тоді як у нашому випадку при зростанні  $p$  виявлені ефекти послаблюються (зразки GAS1 та GAS2). Крім того, використаний режим опромінення не передбачав довготривалого неперервного впливу НВЧ коливань, що також зменшувало загальний розігрів структур. З іншого боку, багаточисленні дослідження показали, що виявлені ефекти МХО не можуть бути пояснені лише з використанням механізмів швидкого термічного відпалу, а відтак необхідно розглядати атермічні фактори. У літературі знедавна все більша увага звертається на нетеплові механізми впливу МХО (див., наприклад, роботу [631] та посилання

в ній), які можуть бути причиною генерації дислокацій та зменшення розмірів скупчень точкових дефектів у напівпровідникових пластинах [632] чи навіть процесів рекристалізації [631]. У роботі [632] висвітлені можливі атермічні процеси, які змінюють структурні характеристики бінарних напівпровідниківих сполук. Зокрема розглянуто процеси коливання дислокацій під дією механічних напруг та електричного поля (останнє характерне для заряджених лінійних дефектів); вказано, що суттєво впливати на поведінку дислокаційних сегментів можуть декоруючі домішки: з одного боку їхня наявність знижує резонансну частоту коливань та забезпечує наявність електричного заряду, а з іншого — при великих амплітудах коливань вони можуть відриватися від дислокаційних ліній, що викликає появу додаткових хімічних дефектів. У свою чергу, точкові дефекти можуть здійснювати НВЧ-коливання та дифундувати внаслідок МХО.

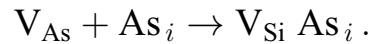
Виявлені зміни параметрів глибоких центрів зумовлені згаданою структурно-домішковою перебудовою приповерхневих областей напівпровідника внаслідок МХО. Як показують результати рентгенографічних досліджень, НВЧ опромінення збільшує опуклість монокристалічних зразків, що свідчить про накопичення в приповерхневому шарі дефектів міжвузлового типу, зокрема внаслідок зародження окремих дислокацій [527, 591]. Подібне накопичення дефектів у поверхневій області матеріалу внаслідок дії НВЧ опромінення описується й іншими авторами [527, 588, 590]. Певним винятком є лише зразок SIC<sub>3</sub>, проте в цьому випадку і до опромінення спостерігався достатньо високий рівень деформації приповерхневого шару. Відомо [527, 580–584], що в такому напруженому стані МХО викликає перероздоділ пружних деформацій, який супроводжується їхнім певним зменшенням — саме це і спостерігалося для SIC<sub>3</sub>. Дані профілометрії корелюють із результатами рентгенівських вимірювань. Структурні дослідження показали, що розподіл густини дислокацій по площині вихідних пластинах GaAs має W-подібний характер; густина дислокацій по діаметру пластини змінювалася від  $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$  до  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ . Така неоднорідність розподілу густини дислокацій свідчить про значний рівень пружних деформацій в зразках.

Проведений аналіз показує, що центри ESC1 та ESC2 є комплексами кремнієвих вакансій, EGA1 зв'язаний з V<sub>As</sub>, а EGA3 — з V<sub>As</sub> або комплексом V<sub>Ga</sub>Ga<sub>i</sub>V<sub>As</sub>. Стимульвана МХО дифузія точкових дефектів, переважно власних

міжвузлових атомів, викликає модифікацію пасток. У карбіді кремнію центр ESC1 перетворюється на ESC2 внаслідок впливу близькорозташованого міжвузлового вуглецю:



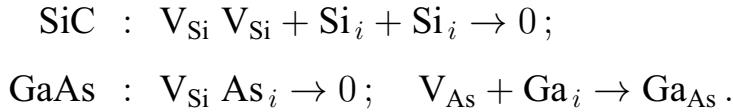
Подальша зміна параметрів ESC2, виявлена у зразку SIC3, викликана підсиленням електричного поля протяжних дефектів. У зразках GAS2 при  $t_{MWT} = 20$  с внаслідок збільшення кількості міжвузлових атомів у приповерхневому шарі відбувається перетворення  $V_{As}$  на комплекс  $V_{As}As_i$ , з яким і пов'язаний центр EGA2:



У GAS1 подібний процес ускладнений внаслідок більшої концентрації носіїв заряду: відомо [578], що з підвищеннем опору зростає глибина проникнення НВЧ хвиль, а відтак і об'єм, звідки відбувається гетерування дефектів у приповерхневому шарі. Крім того, причиною слабкого (порівняно з GAS2) впливу МХО на параметри пасток у GAS1 є відсутність стискаючих напруг, наявність яких, як показують дані для монокристалів карбіду кремнію, інтенсифікує стимульоване МХО комплексоутворення в системі власних дефектів. У зразку GAT, який також характеризуються високою концентрацією вільних електронів, перетворення EGA3 на EGA4 (комплекс  $V_{Ga}Ga_{As}$ ) відбувається згідно з реакцією, розглянутою в [623]:

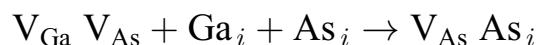


Накопичення великої кількості міжвузлових атомів у приповерхневому шарі при високих дозах опромінення ( $t_{MWT} \approx 40$  с для арсеніду галію і  $t_{MWT} \geq 80$  с для карбіду кремнію) викликає повну анігіляцію вакансій (або перетворення на антиструктурні дефекти, рівні яких в кристалах із електронною провідністю заповнені) і відповідне зникнення сигналу ПАН (зразки GAS1, GAS2, SIC1):



Вважається [224–226], що в епітаксійних структурах появу ПАН, викликаної накопиченням зарядів на пастках, переважно зумовлена дефектами, розташованими на межі розділу між епітаксійним шаром та підкладкою, тобто на внутрішніх поверхнях. Саме відмінність у просторовому розташуванні є причиною різниці дозової залежності змін параметрів дефектів в епітаксійних та монокристалічних зразках.

У роботах [527, 591] в епітаксійних структурах  $n-n^+-\text{GaAs}$  та  $n-n^+-n^{++}-\text{GaAs}$  спостерігалося індуковане МХО збільшення радіуса кривизни контактних систем внаслідок зародження окремих дислокацій та їхнє поширення вздовж площин ковзання вглиб структур. Як наслідок, у приповерхневих регіонах відбуваються зміни напруженостей як електричного, так і механічного полів, що викликає перебудову дефектів, а відтак і зміщення відповідних глибоких рівнів. Як видно з даних таблиць 6.6 та 6.7, рівні EGA5 та EGA6 зв'язані з комплексами  $V_{\text{Ga}}V_{\text{As}}$  та  $V_{\text{As}}\text{As}_i$ , відповідно. Такі пастки, як і EGA2 та EGA4, зустрічалися в епітаксійних структурах і раніше [601, 612, 618, 624, 625, 629, 630]. Виявлені НВЧ-стимульовані перетворення зумовлені зростанням кількості міжузлових атомів і описуються реакціями на кшталт



для GAE1 та GAE2 і



для GAB1 та GAB2. Збільшення енергії активації EGA6 в зразку GAE3 викликане, найімовірніше, зміною кулонівської взаємодії міжузловово–вакансійних комплексів внаслідок зменшенням концентрації, тоді як зростання перерізу захоплення EGA4 в GAB1 при  $t_{\text{MWT}} = 20$  с та EGA6 в GAE3 – зі зростанням напруженості електричного поля, зумовленого зарядженими дислокаціями.

## 6.2. Акусто–індукована корекція структур Au–TiB<sub>x</sub>–n–n<sup>+</sup>–GaAs

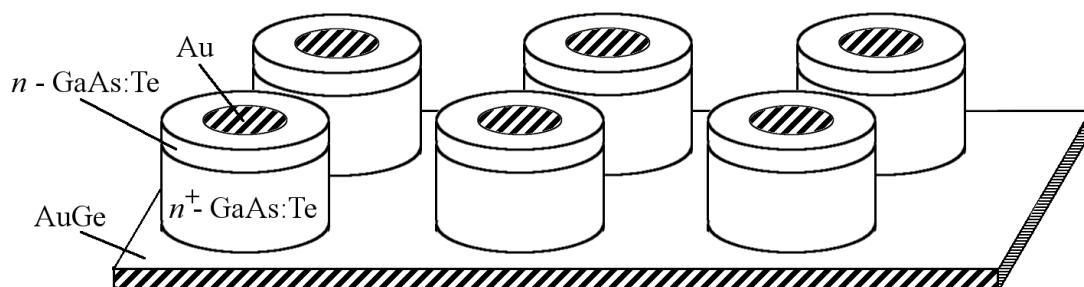
Як вже неодноразово зазначалося раніше, експериментально показано, що УЗ може ефективно впливати на дефектну структуру та, відповідно, електрофізичні властивості напівпровідників та напівпровідникових структур [61, 64, 94, 110, 118, 154]. Більшість отриманих результатів стосується незворотних перетворень дефектної підсистеми, зумовлених процесами акусто–стимульованої дифузії домішкових атомів, перебудови та утворення дефектних комплексів, акусто–індукованої модифікації різноманітних меж розділу. Найчастіше запропоновані механізми подібних ефектів передбачають участь дислокацій як посередників взаємодії пружних коливань із точковими дефектами. Як наслідок, найяскравіше вираженими та найповніше вивченими є залишкові явища акусто–модифікації параметрів у матеріалах із високою густинорою лінійних дефектів чи добре розвиненими міжкристалічними межами. Водночас малодислокаційні кристали, на кшталт Si та GaAs, залишаються поза активною увагою дослідників. Результати, розглянуті у цьому та наступному підрозділах, мають на меті частково доповнити накопичений експериментальний матеріал щодо впливу УЗО на параметри подібних матеріалів. Зокрема у цьому підрозділі наведено результати дослідження впливу УЗО на ВАХ структур Au–TiB<sub>x</sub>–n–n<sup>+</sup>–GaAs з бар'єром Шотткі при використанні АХ різної потужності та частоти. ДШ видаються чи не найпридатнішими об'єктами для досліджень ефектів УЗО. Це пов'язано з тим, що для таких структур, з одного боку, досить добре вивчені фактори, які визначають їхні властивості (див., наприклад [306, 411, 565, 633, 634]) і ці фактори часто визначаються саме дефектним складом. З іншого боку, в подібних об'єктах присутні поля внутрішніх напруг, наявність яких сприяє прояву AI ефектів [64, 94]. Зокрема, виявлено що УЗО змінює механічні напруги в гетеросистемах Ge–GaAs та Si–SiO<sub>2</sub> [91, 93]. Безпосередньою експериментальною передумовою проведених досліджень є робота [110], автори якої показали, що УЗО викликає перебудову дефектно–домішкової структури контакту метал–GaAs та впливає на величину зворотного струму ДШ.

### 6.2.1. Структури Au–TiB<sub>x</sub>–n–n<sup>+</sup>–GaAs. Режими ультразвукової обробки

Для створення досліджених ДШ використовувалися епітаксійні структури n–n<sup>+</sup>–GaAs:Te, виготовлені методом газофазної епітаксії в промислових умовах. Товщини епітаксійного n шару та n<sup>+</sup> підкладки дорівнювали 3 та 350 мкм, відповідно. Концентрація легуючої домішки (телуру) в епі–шарі складала  $6 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, у підкладці —  $2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. На поверхню попередньо фотонно очищеного епітаксійного шару послідовно нанесені (методом магнетронного розпилення порошкоподібних пресованих мішеней в аргоні) шари бориду тітану (TiB<sub>x</sub>,  $x \approx 2$ ) та золота товщиною близько 0,1 мкм кожний. Під час напилення температура підкладки дорівнювала 200°C. Діаметр контакту Шотткі — 40 мкм. З протилежного боку структури був створений омічний контакт на основі евтектики Au–Ge. Структура ДШ показана на рис. 6.4.

Діоди виготовлені за технологією з інтегральним тепловідведенням. Кожний зразок містив близько 20 окремих діодів. ВАХ кожного з діодів зразка вимірювались у темряві при кімнатній температурі як до, так і після УЗО.

УЗО структур проводилися при кімнатних температурах шляхом збудження повз涓ніх АХ. Обробки проводилися в етиловому спирті, який і використовувався для створення акустичного контакту. Детальні параметри УЗО наведено в табл. 6.8, зокрема там вказано тривалість  $t_{UST}$  впливу пружних коливань. Оскільки УЗО необоротно змінює параметрів ДШ, то обробки кожного зі зразків проводилися з використанням лише однієї частоти.



**Рис. 6.4.** Структури Au–TiB<sub>x</sub>–n–n<sup>+</sup>–GaAs

Таблиця 6.8

Параметри ультразвукових обробок структур Au–TiB<sub>x</sub>–n–n<sup>+</sup>–GaAs

$f_{\text{US}}$ , МГц	$W_{\text{US}}$ , Вт/см <sup>2</sup>	$T$ , К	$t_{\text{UST}}$ , год	Позначення
4,1	0,8	300	5	U04–08
4,1	1,8	300	5	U04–18
4,1	3,1	300	5	U04–31
9,4	0,5	300	5	U09–05
9,4	1,6	300	5	U09–16
30,0	0,3	300	5	U30–03

### 6.2.2. Наслідки ультразвукової обробки структур Au–TiB<sub>x</sub>–n–n<sup>+</sup>–GaAs

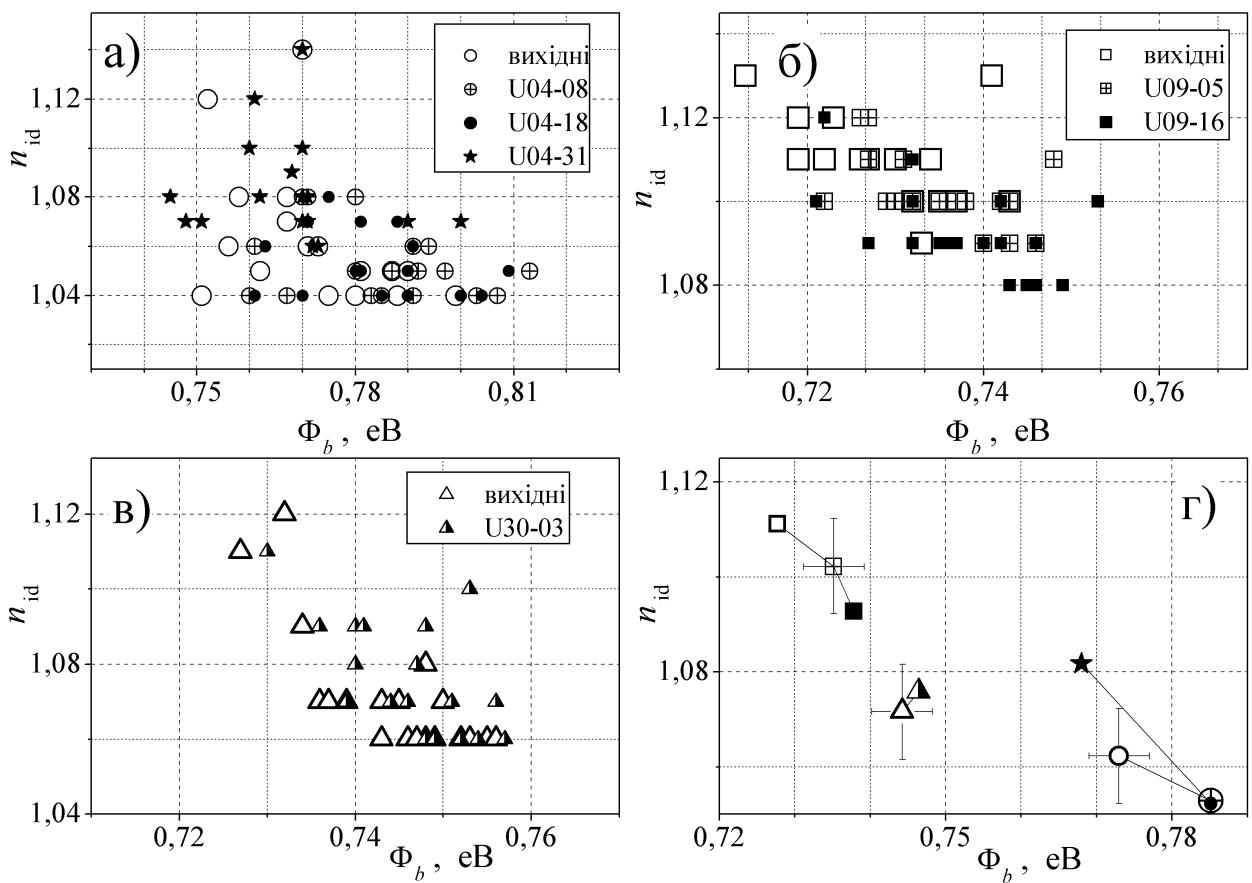
Апроксимація прямих гілок ВАХ структур Au–TiB<sub>x</sub>–n–n<sup>+</sup>–GaAs здійснювалася відповідно до теорії ТЕ:

$$I = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{n_{\text{id}}kT}\right), \quad (6.3)$$

що дозволило визначити ВБШ та фактор неідеальності. Точність визначення цих параметрів складала  $\pm 0,01$  та  $\pm 0,004$  еВ, відповідно. При розрахунках вважалось, що стала Річардсона для GaAs  $A^* = 8,16 \cdot 10^4 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$ . На рис. 6.5 наведено дані щодо значень величин  $\Phi_b$  та  $n_{\text{id}}$  для наборів діодів, які знаходилися на одному зразку, до та після УЗО, а в табл. 6.9 — вибіркові дисперсії.

Зауважимо, що незважаючи на те, що всі діоди створені в єдиному технологічному процесі, існує розкид величин їхніх параметрів. Ця ситуація є достатньо типовою — див., наприклад [583, 635]. Як показують наведені дані, внаслідок УЗО з  $0,5 \text{ Вт/см}^2 \leq W_{\text{US}} < 2,5 \text{ Вт/см}^2$  розкид параметрів дещо зменшився. Переважно це відбулося завдяки збільшенню висоти бар'єру діодів із меншим вихідним значенням  $\Phi_b$  та зменшенням фактора неідеальності ДШ із більшим  $n_{\text{id}}$ . Як наслідок, в середньому по сукупності діодів ВБШ збільшилась приблизно 0,01 еВ, а зменшення  $n_{\text{id}}$  не перевищило 0,02 (рис. 6.5,г).

Загалом AI незворотні зміни прямих ділянок ВАХ досить малі. Зокрема, при УЗО з  $f_{\text{US}} = 30$  МГц акусто–індукованих змін практично не спостерігалося, незважаючи на те, що результати, наведені в попередніх розділах показують, що

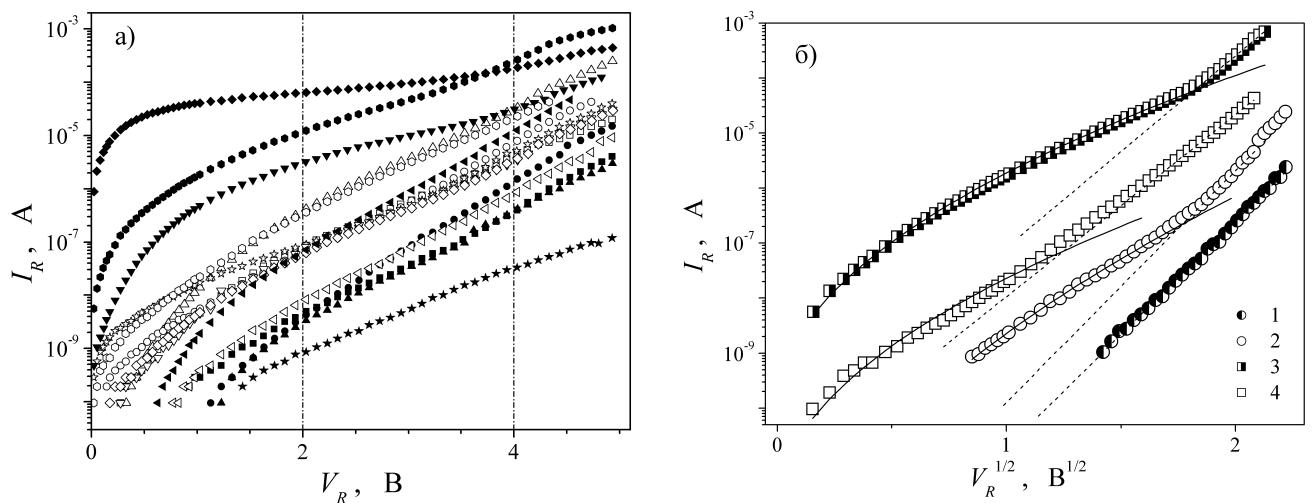


**Рис. 6.5.** Визначені величини ВБШ та фактора неідеальності для набору структур  $\text{Au}-\text{TiB}_x-n-n^+-\text{GaAs}$  з одного зразка до (порожні точки) та після УЗО.  $f_{\text{US}}$ , МГц: 4,1 (а), 9,4 (б), 30 (в). г): середні значення параметрів для діодів одного зразка, позначення точок збігаються з а)-в)

Таблиця 6.9

Вплив УЗО на розкид  $\Phi_b$  та  $n_{id}$  структур  $\text{Au}-\text{TiB}_x-n-n^+-\text{GaAs}$

УЗО	Дисперсія $\Phi_b$ , мВ		Дисперсія $n_{id}$ , $10^{-3}$	
	до УЗО	після УЗО	до УЗО	після УЗО
U04-18	15	14	28	13
U09-16	9	8	11	9
U30-03	8	7	17	15



**Рис. 6.6.** Зворотні гілки ВАХ структур Au–TiB<sub>x</sub>–n–n<sup>+</sup>–GaAs до УЗО (заповнені та напівзаповнені точки) та після U04–18 (порожні точки). Точки однакової форми відповідають одному діоду. а: криві, отримані для частини набору діодів одного зразка; б: типові залежності для діодів із високим (3, 4) та низьким (1, 2) вихідним струмом. Суцільні лінії — апроксимація частини ВАХ згідно з формулою (6.5), пунктирні — згідно з (6.4).  $I_{s,tun}$ , А:  $1,4 \cdot 10^{-15}$  (1),  $4,7 \cdot 10^{-15}$  (2),  $2,7 \cdot 10^{-11}$  (3),  $5,2 \cdot 10^{-12}$  (4);  $a_{tun}$ , В<sup>-1/2</sup>: 9,5 (1), 9,7 (2), 10,5 (3), 10,1 (4)

при збільшенні частоти АХ ефективність ультразвукового впливу зазвичай зростає. Тобто в даному випадку визначальним фактором є інтенсивність УЗ, а не частота, і саме тому УЗО U30–03 викликала мінімальні зміни властивостей ДШ.

З іншого боку, залежність АІ змін від  $W_{US}$  є немонотонною функцією. При перевищенні інтенсивністю певного порогу (блізько  $2,5 \div 3$  Вт/см<sup>2</sup>) АІ зміни параметрів набувають протилежного характеру: ВБШ зменшується, а фактор неідеальності зростає рис.6.5,г. Подібні залежності є досить типовими для УЗО напівпровідників [61, 93, 99] і пов'язуються зазвичай з генерацією дефектів АХ із надпороговою інтенсивністю.

Виміри зворотних гілок ВАХ показали, що розкид параметрів спостерігається і в цьому випадку — див. рис. 6.6,а. За початковою, до УЗО, величиною зворотного струму  $I_R$  досліджені ДШ можна розділити на дві групи. До першої належать діоди із невеликим ( $I_R < 10^{-7}$  А при  $V_R = 2$  В) значенням зворотного струму, характер польової залежності якого залишається незмінним у всьому дослідженному інтервалі зміщенъ. Діоди другої групи характеризуються більшим

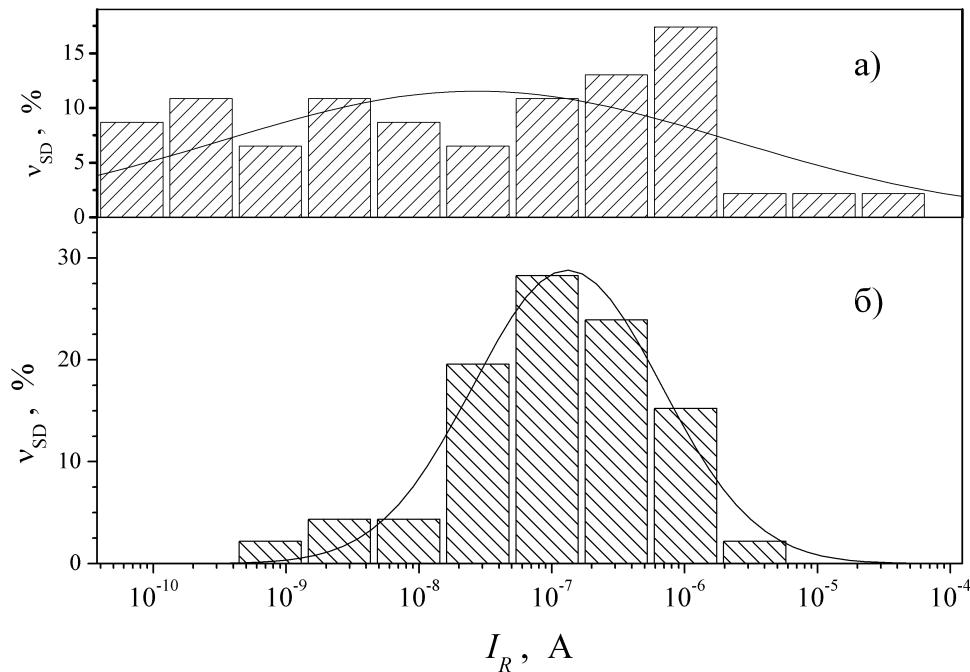
значенням струму ( $I_R \geq 10^{-7}$  А при  $V_R = 2$  В), крім того, на залежності  $I_R(V_R)$  спостерігається злам при  $V_R > (3 \div 3,5)$  В.

Вплив УЗО на зворотні гілки ВАХ, по-перше, виявився суттєво більшим, ніж для прямих ВАХ, та, по-друге, при допорогових інтенсивностях акустичного навантаження характер AI змін відрізняється для діодів означених груп. Для діодів із невисоким початковим зворотнім струмом після УЗО спостерігається зростання  $I_R$  при тому ж значенні прикладеної напруги на  $1 \div 2$  порядки, тоді як для ДШ із другої групи та сама УЗО спричинює зменшення величини  $I_R$  в  $10 \div 500$  разів (рис. 6.6). Як наслідок, після УЗО спостерігається підвищення однорідності характеристик на всьому масиві діодів. Ілюстрацією цього є рис. 6.7, на якому наведено залежність величини частки діодів, для яких зворотній струм перебуває в певному інтервалі  $v_{SD}$ , від величини цього струму. Залежності апроксимовано відповідно до розподілу Гаусса, параметри апроксимації приведені у підпису до рисунку. Як видно з наведених даних, УЗО спричинює певне підвищення середнього значення зворотного струму, проте суттєво покращує такий важливий технологічний параметр при масовому виготовленні структур як однорідність параметрів (дисперсія зменшується в три рази).

На наш погляд, протилежні AI зміни  $I_R$  зумовлені відмінністю переважаючого механізму перенесення заряду через бар'єр у діодах різних груп. Для першої групи залежність зворотного струму від  $V_R^{1/2}$  у напівлогарифмічному масштабі є практично прямою лінією (рис. 6.6, б, крива 1). Тобто ВАХ описується виразом

$$I_R = I_{s,tun} \cdot \exp \left( a_{tun} V_R^{1/2} \right), \quad (6.4)$$

де  $I_{s,tun}$  та  $a_{tun}$  певні константи. Подібна залежність характерна для тунельного механізму струмоперенесення [411]. Проте згідно з класичною теорією Падовані–Стреттона (див., наприклад [411, 633]) польова або термопольова емісія відіграють основну роль при  $kT \leq qE_{00}^{\text{TFE}}$ , де  $E_{00}^{\text{TFE}}$  визначається формулою (4.5). Проведені розрахунки показали, що для нашого випадку ( $m^* = 0,067 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}$  кг,  $\epsilon_s = 12,4$ ,  $N_d = 6 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ )  $qE_{00}^{\text{TFE}} \approx 1,6 \cdot 10^{-6}$  еВ. Отже, термопольовою, а тим більше польовою емісією пояснювати зворотній струм в даних діодах не можна. З іншого боку, з літератури [461, 521, 564, 565, 634] відомо,



**Рис. 6.7.** Порівняльні розподіли величини зворотного струму (при  $V_R = 2$  В) для структур  $\text{Au}-\text{TiB}_x-n-n^+-\text{GaAs}$  до УЗО (а) та після U04–18 і U09–16 (б). Загальна кількість діодів — 40. Лінії — апроксимація відповідно до розподілу Гаусса. Середнє значення, А:  $(2,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$  (а),  $(1,31 \pm 0,01) \cdot 10^{-7}$  (б). Дисперсія:  $9 \pm 2$  (а),  $3,3 \pm 0,2$  (б)

що у структурах МН тунелювання може відбуватися за участю енергетичних рівнів, зумовлених дефектами в ОПЗ. Зокрема, у випадку реалізації механізму, запропонованого в роботах [461, 634], струм проходить внаслідок переміщення електронів крізь потенціальний бар’єр по лунцюжку глибоких центрів, причиною появи яких можуть бути дислокаційні лінії. При тунелюванні за участю дефектів  $I_{s,\text{tun}}$  визначається, насамперед, концентрацією дефектів, а  $a_{\text{tun}}$  залежить від їхнього типу.

Для ДШ другої групи залежність  $\ln I_R$  від зворотної напруги при малих зміщеннях ( $V_R < 2.5$  В) суттєво нелінійна і лише при збільшенні зворотної напруги починає мати вигляд, характерний для тунельного механізму струмо-перенесення. При невеликих напругах отримані експериментальні дані добре апроксимуються (рис. 6.6, б, крива 3) залежністю

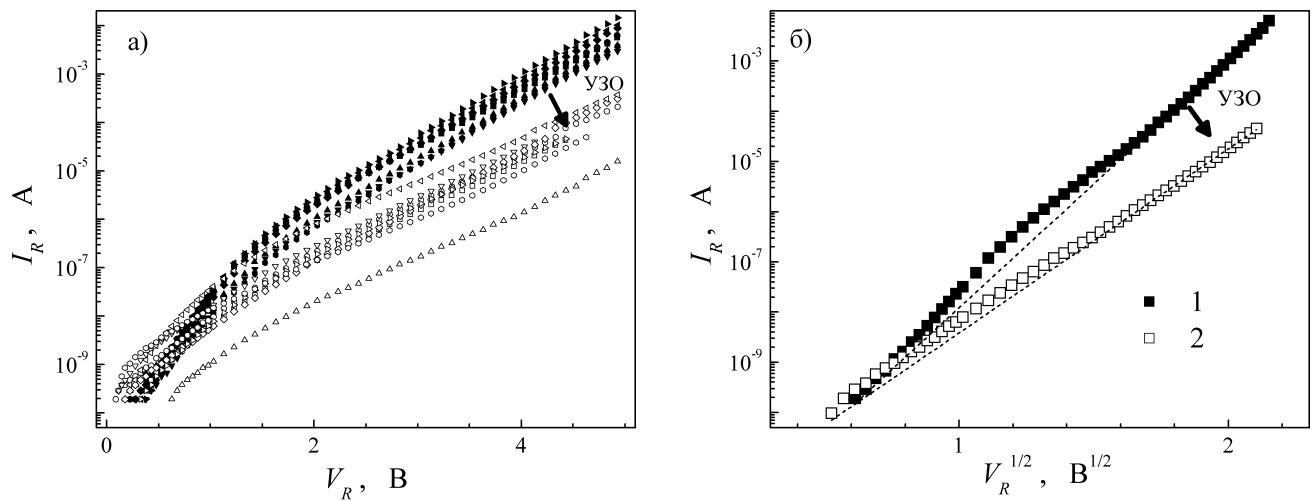
$$I_R = I_{s,\text{TE}} \exp \left( a_{\text{TE}} V_R^{1/4} \right). \quad (6.5)$$

Як відомо [411], така залежність характерна для ТЕ, у випадку, коли висота бар'єру змінюється під дією сил зображення. Досить великі абсолютні значення зворотного струму можуть бути пов'язані як з наявністю енергетичних станів на межі розділу [633, 636], так і з неоднорідністю по площі контакту метал-напівпровідник [637]. Отже, у діодах другої групи при малих зворотних напругах переважаючим механізмом перенесення заряду є термоемісійний, а при зростанні напруженості електричного поля на межі основним механізмом стає тунелювання, зв'язане з дефектами.

УЗО, окрім зміни абсолютної величини зворотного струму, також модифікувала залежності  $I_R(V_R)$ . А саме, у діодах першої групи при  $V_R < 2$  В стає помітним внесок термоемісійних процесів (рис. 6.6,б, крива 2), у ДШ із другої групи тунелювання починає бути переважаючим вже при менших значеннях прикладеної напруги (див. криву 4 на рис. 6.6,б, у порівнянні з кривою 3).

Для пояснення виявлених ефектів пропонується наступний механізм. З літератури відомо, що внаслідок УЗО відбувається згладжування локальних неоднорідностей меж розділу [94] та часткова релаксація внутрішніх механічних напруг [91, 93]. Оскільки УЗО не викликає зміни радіусу кривизни та величини відносної деформації приповерхневих кристалічних площин [110], то причиною подібних ефектів може бути перерозподіл по товщині напівпровідника легуючих домішок [61] чи дефектів іншого типу [64]. Завдяки акусто-стимуліованій дифузії відбуваються зміни концентрації заряджених дефектів (у тому числі, захоплених на дислокації) поблизу поверхні контакту МН. Це впливає на заселеність енергетичних рівнів на межі розділу, а саме вона є одним із визначальних факторів як для висоти бар'єру [411, 633], так і величини фактора неідеальності [638]. Наслідком AI просторового та хімічного впорядкування приконтактної області GaAs є підвищення однорідності розподілу ВБШ. А саме, у місці розташування діодів із невеликим вихідним значенням ВБШ відбувається збільшення висоти бар'єру та зменшення ТЕ компоненти зворотного струму; для діодів, де зворотний струм проходив лише внаслідок тунелювання через високе значення  $\Phi_b$ , має місце протилежна тенденція і зростання  $I_{s,\text{TE}}$ .

Водночас збільшення концентрації дефектів у ОПЗ підсилює тунелювання, що відображається у зростанні відповідної компоненти  $I_R$  та збільшенні  $I_{s,\text{tun}}$ .



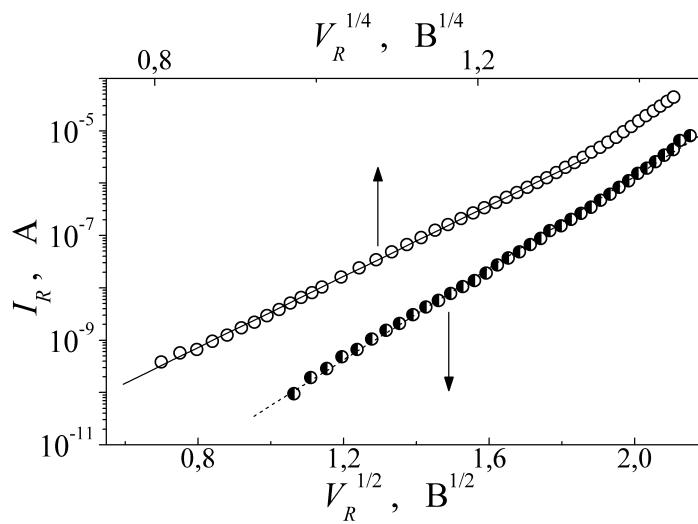
**Рис. 6.8.** Зворотні гілки ВАХ структур Au–TiB<sub>x</sub>–n–n<sup>+</sup>–GaAs до УЗО (заповнені точки) та після U30–03 (порожні точки). Точки однакової форми відповідають одному діоду. а: криві, отримані для частини набору діодів одного зразка; б: типові залежності для одного з діодів. Лінії — апроксимація відповідно до (6.4).  $I_{s,tun}$ , А:  $1,4 \cdot 10^{-13}$  (1),  $8,1 \cdot 10^{-13}$  (2);  $a_{tun}$ , В<sup>-1/2</sup>: 11,4 (1), 8,1 (2)

Таблиця 6.10

Характеристичний параметр тунельної компоненти зворотного струму структур Au–TiB<sub>x</sub>–n–n<sup>+</sup>–GaAs до та після УЗО

УЗО	$a_{tun}$ , В <sup>-1/2</sup>	
	до УЗО	після УЗО
U04–18	9,5÷11,0	9,5÷11,0
U09–16	9,5÷11,3	9,3÷10,1
U30–03	10,1÷11,3	8,3÷9,8

Зауважимо, що при  $f_{US} = 4,1$  МГц змін величини  $a_{tun}$  практично не спостерігається — див. рис. 6.6, табл. 6.10, що свідчить про незмінність типу дефектів, які приймають участь у тунелюванні. При збільшенні частоти УЗО нахил залежності  $\ln I_R$  від  $V_R^{1/2}$  після обробки починає зменшуватись (табл. 6.10). Для ілюстрації на рис. 6.8 наведено зворотні гілки ВАХ до та після U30–03. Наведені дані свідчать, що, незважаючи на невисоку інтенсивність УЗО, при  $f_{US} = 30$  МГц відбувається процеси перебудови центрів, які зумовлюють процеси тунелювання. Тобто, процеси AI перебудови дефектів є суттєво частотозалежними, що, загалом, збігається з результатами, розглянутими у попередній розділах.



**Рис. 6.9.** Зворотні гілки ВАХ структури  $\text{Au}-\text{TiB}_x-n-n^+-\text{GaAs}$  до УЗО (напівзаповнені точки) та після U04–31 (порожні точки). Точки – експеримент, лінії – апроксимація частини ВАХ згідно з (6.5) (суцільна) та (6.4) (пунктир)

При перевищенні інтенсивністю УЗО порогу (близько  $2,5 \div 3 \text{ Вт}/\text{см}^2$ ) спостерігалося значне, на  $1 \div 2$  порядки, зростання величини зворотного струму для обох груп ДШ, переважно зумовлене збільшенням термоемісійної компоненти. Зокрема для діодів першої групи в результаті високоінтенсивної УЗО змінився характер перенесення заряду – див. рис. 6.9. Відомо, що надпорогова УЗО здатна викликати генерацію дефектів різного типу в об’ємі та приповерхневому шарі GaAs [61], спричинити перебудову дефектної структури межі розділу [94]. Для досліджених структур подібні ефекти мають викликати зниження  $\Phi_b$  внаслідок ефекту Шотткі та збільшення величини зворотного струму, що і спостерігається на експерименті.

### 6.3. Акустовідпал $\gamma$ -індукованих дефектів у структурах $\text{Au}-\text{SiO}_2-\text{Si}$

Відомо, що радіаційні дефекти можуть ефективно взаємодіяти з пружними коливаннями. Одним із проявів цього явища є відпал дефектів внаслідок УЗО при температурах, значно нижчих ніж це відбувається при беззвуковому нагріванні. Подібні процеси спостерігалися у монокристалах Si [111–114],

Ge [115], напівпровідникових [116, 639] та лужногалоїдних [117] сполук. Зазвичай вони пов'язуються з розпадом радіаційно–утворених комплексів та AI дифузією дефектів до різноманітних стоків. Крім того, в літературі показана можливість часткового відновлення за допомогою УЗО параметрів опромінених поверхнево–бар'єрних структур, таких як, наприклад, сонячні елементи [120] чи світловипромінюючі діоди [104, 122]. Найчастіше дослідження проводяться для  $\gamma$ -опромінених структур, проте показана можливість ефективного впливу пружних коливань і на порушення періодичності, викликані рентгенівськими променями [117], нейtronами [115] чи електронами [104, 122].

Дослідники не залишили поза увагою і можливість впливу УЗО на властивості таких промислово–важливих структур, як система кремній – оксид кремнію. Зокрема, повідомлено про AI зміни дефектного стану межі Si–SiO<sub>2</sub> [62, 97, 98] та часу життя неосновних носіїв у області кремнію, що прилягає до контакту [93, 94]. Крім того, декілька робіт присвячено виявленню наслідків УЗО структур метал–окис–напівпровідник (МОН) на основі кремнію, опромінених  $\gamma$ -квантами <sup>60</sup>Со з дозою  $10^6$  рад [118, 119]. Об'єктом досліджень були структури Si–SiO<sub>2</sub>, виготовлені методом термічного окислення *n*–кремнію з питомим опором 0,2 Ом·см. У результаті вимірювань ВФХ зроблено висновок про зменшення ефективного поверхневого заряду та генераційного часу життя у приконтактній області кремнію і незначне зростання швидкості поверхневої рекомбінації. Автори пов'язали виявлені ефекти з дифузією дефектів та розпадом домішкових асоціатів у акустичному полі, причому зазначають, що виявлені процеси послаблені, порівняно з неопроміненими структурами, внаслідок радіаційно–стимульованої релаксації напруг на межі Si–SiO<sub>2</sub>.

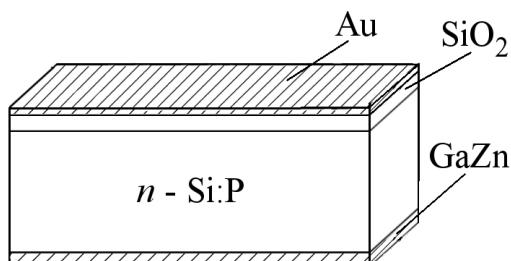
У підрозділі розглянуто результати досліджень впливу УЗО на перенесення заряду в опромінених структурах Au–SiO<sub>2</sub>–Si. Мета полягала у з'ясуванні можливості відновлення працездатності діодів Шотткі, створених на основі МОН структур і суттєво деградованих внаслідок опромінення. Хоча зазначені роботи [118, 119] і були певними експериментальними передумовами для наших досліджень, проте суттєвими відмінностями представлених результатів є те, що вони отримані а) для систем зі значно вищою концентрацією радіаційних дефектів; б) при розгляді робочого режиму ДШ, тобто при проходженні струму.

Зразки для досліджень виготовлені з кристалічного кремнію, вирощеного методом зонної плавки. Для легування використовувалися атоми фосфору, питомий опір кристалів складав  $4000 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . З об'ємного матеріалу було вирізано зразки у формі паралелепіпеда розмірами  $1 \times 5 \times 10 \text{ мм}^3$ . Для формування структури МОН одна з поверхонь площею  $50 \text{ мм}^2$  хімічно очищувалася в розчині  $\text{HF}-\text{HNO}_3-\text{CH}_3\text{COOH}$  (об'ємне співвідношення компонент  $3:5:3$ ), після чого в атмосферному повітрі при  $T = 300 \text{ К}$  протягом 24 год на ній формувався шар  $\text{SiO}_2$ . Надалі шляхом вакуумного напилення на поверхню наносився шар золота ( $30 \text{ мкг}/\text{см}^2$ ). На протилежній грані за допомогою евтектики  $\text{GaZn}$  створювався омічний контакт. Схематична структура зразків показано на рис. 6.10.

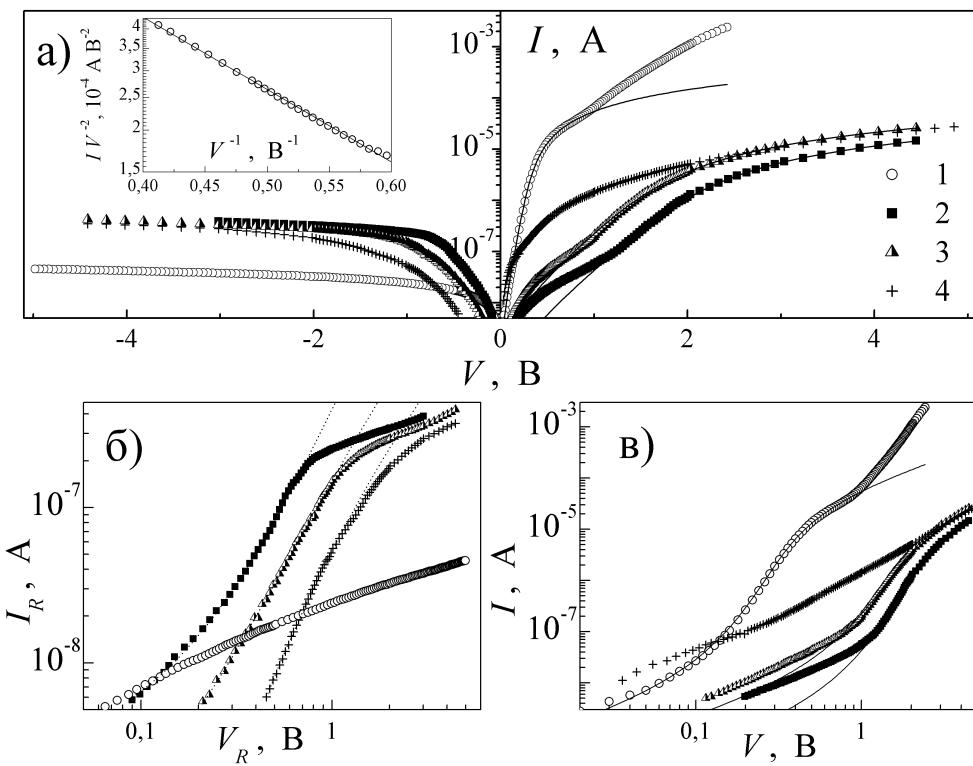
Опромінення здійснювалося при кімнатній температурі  $\gamma$ -квантами  ${}^{60}\text{Co}$ , доза дорівнювала  $5 \cdot 10^7 \text{ рад}$ . Як показали вимірювання, після еквівалентного опромінення провідність монокристалічних зразків, залишаючись електронною, зменшилася приблизно в 2 рази, що зумовлено частковою компенсацією в процесі радіаційного дефектоутворення. Зауважимо, що питомий опір досліджених кристалів на чотири порядки більший, ніж в роботах [118, 119], а відтак частка енергетичних втрат, не зумовлених іонізацією, для  $\gamma$ -квантів у нашому випадку значно вища. Доза також на півтора порядку більша, і тому очікувана концентрація радіаційних дефектів суттєво вища.

УЗО опромінених структур інтенсивністю  $2 \text{ Вт}/\text{см}^2$  здійснювалася за допомогою  $\text{LiNbO}_3$  п'єзоелектричного перетворювача. У зразку збуджувалися повз涓ні хвилі частотою  $4 \text{ МГц}$ . Проведено дві послідовні УЗО, кожна тривалістю 30 хв. Під час УЗО температура зразка не перевищувала  $350 \text{ К}$ .

На рис. 6.11 наведено ВАХ структур  $\text{Au}-\text{SiO}_2-\text{Si}$  до  $\gamma$ -опромінення, після нього та після наступних УЗО. З рисунка видно, що у вихідному стані ВАХ є



**Рис. 6.10.** Структура зразків  $\text{Au}-\text{SiO}_2-\text{Si}$



**Рис. 6.11.** Прямі (а, в) та зворотні (а, б) ВАХ структур Au–SiO<sub>2</sub>–Si до (криві 1) та після (2–4) опромінення  $\gamma$ -квантами в напівлогарифмічному (а) та подвійному логарифмічному (б, в) масштабах.  $t_{UST}$ , хв: 0 (2), 30 (3), 60 (4).  $T = 300$  К. Точки — експеримент, лінії — апроксимація за формулами (3.1) (суцільні) та (6.10) (пунктир). Параметри апроксимацій вказані в табл. 6.11. На вставці: залежність прямої компоненти струму неопроміненого зразка (при  $V > 1,6$  В) в координатах Фаулер–Нордгейма; пряма — лінійна апроксимація

типову для ДШ: при прямому зміщенні струм зумовлений ТЕ через бар'єр, при зворотному — визначається зміною висоти бар'єру під дією електричного поля ( $I_R \sim V_R^{1/2}$ ). Для апроксимації прямої гілки ВАХ був використаний вираз (3.1); результат апроксимації показано на рис. 6.11, а та б, визначені параметри наведені в табл. 6.11. Зауважимо, що наявність шару оксиду не дозволяє визначити ВБШ безпосередньо використовуючи величину струму насичення та формулу (3.2), оскільки необхідно також враховувати ймовірність проходження через діелектричний прошарок [640, 641]. Крім того, як видно з рисунку, при  $V > 1$  В у неопромінених структурах величина струму перевищує значення, очікуване відповідно до виразу (3.1). Найімовірніше причиною є тунелюванням через шар SiO<sub>2</sub>, яке, загалом, може бути описане виразом (4.23). На користь цього припущення свідчить лінійність польової залежності величини прямого

струму в координатах Фаулера–Нордгейма при великих прямих зміщеннях — див. вставку на рис. 6.11. При побудові цієї залежності враховано, що величина електричного поля в прошарку оксиду товщиною  $d_{ox}$  пропорційна прикладеній напрузі  $F_m \sim V/d_{ox}$ .

Внаслідок  $\gamma$ -опромінення характер проходження струму суттєво змінився — див. криві 2 на рис. 6.11. Особливо це стосується зворотної гілки ВАХ (рис. 6.11,б), де кардинальні видозміни польової залежності струму свідчать про зміну механізму перенесення заряду. При прямому зміщенні залежність  $I(V)$ , очікувана в рамках ТЕ моделі, спостерігається лише при напрузі, більшій 1 В (рис. 6.11,в), а величина струму суттєво менша, ніж до опромінення. Як показала апроксимація відповідної ділянки ВАХ згідно з формулою (3.1), у результаті опромінення відбулося значне зростання фактора неідеальності та послідовного опору (причому зміни останнього суттєво перевищують зміни питомого опору, які спостерігаються в об'ємних зразках). Радіаційно–індуковане збільшення  $n_{id}$ , зумовлене утворенням дефектів, і є головною причиною зменшення величини термоемісійного струму. У роботі [642] проведено дослідження процесів дефектоутворення у кремнії, метод вирощування і питомий опір якого збігається із дослідженими структурами, при опромінення  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$  з дозою близько  $9 \cdot 10^7$  рад. Авторами показано, що основними радіаційними дефектами в цьому випадку є комплекси  $\text{VO}_i$ ,  $\text{C}_i\text{C}_s$ ,  $H$ –центр ( $\text{V}_2\text{O}_i$ ),  $\Gamma$ –центр та міжузловий дефект  $I^{0/-}$ . Останній є вторинним дефектом і саме з ним пов’язуються процеси компенсації (інверсії) провідності.

Зростання послідовного опору (приблизно на порядок) призвело до зменшення падіння напруги на діелектричному прошарку. Як наслідок, напруження електричного поля перестало бути достатнім для ефективного тунелювання Фаулера–Нордгейма і відповідна компонента струму не спостерігається.

При малих зміщеннях ( $V < 1$  В), як видно з рис. 6.11,в, пряма ВАХ опромінених структур добре описується показниковою залежністю

$$I = I_0 V^{m_F}, \quad (6.6)$$

де  $m_F = \frac{V}{I} \frac{\partial V}{\partial I}$  — диференційний показник ступеня. Залежність (6.6) характерна для проходження струму, обмеженого просторовим зарядом [563, 643, 644], при

Таблиця 6.11

Визначені параметри структур Au–SiO<sub>2</sub>–Si

Стан структури				
$\gamma$ -опромінення	–	+	+	+
$t_{UST}$ , хв	0	0	30	60
Параметр				
$I_s, 10^{-9}\text{A}$	3,3	1,1	4,9	
$R_s, 10^4\text{Ом}$	1,1	13	8,8	
$n_{id}$	1,7	10,3	9,9	
$m_F$		1,3	1,6	1,8
$I_0$		$4,5 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$
$I_{0,\text{TAT}}, \text{відн.од.}$		1	0,14	0,04
$U_d, \text{B}$		0,73	0,44	0,12
$R_{\text{TAT}}, \text{відн.од.}$		1	0,54	0,33
$K_{\text{RECT}} (V = 0,5 \text{ B})$	770	0,22	1,33	5,4

цьому величина  $m_F$  відображає енергетичний розподіл пасток, які емітують носії струму. Для структур після  $\gamma$ -опромінення і перед УЗО  $m_F \approx 1,3$ , що свідчить про експоненційний розподіл рівнів пасток по енергії. Як відомо [563, 643, 644], при цьому  $I_0$  залежить від загальної концентрації пасток  $N_t$

$$I_0 \sim 1/N_t^{m_F-1}, \quad (6.7)$$

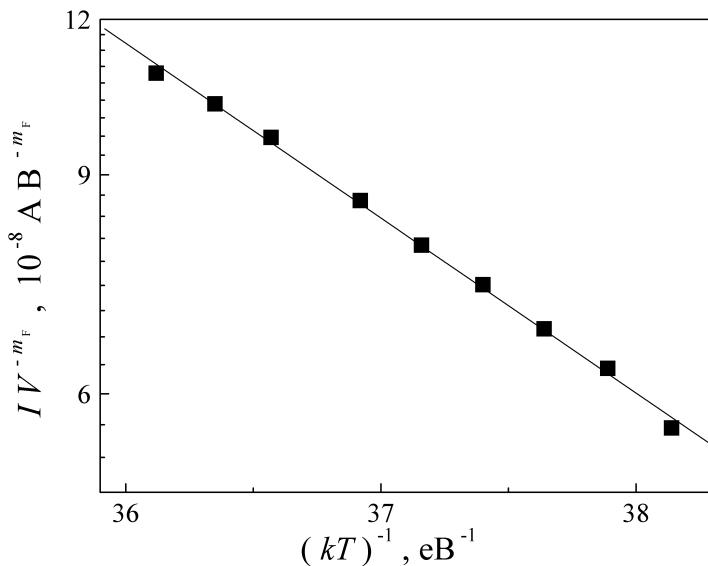
а температурна залежність показника ступеня описується виразом

$$m_F = 1 + T_c/T, \quad (6.8)$$

де  $T_c$  – характеризує розподіл пасток по енергії: концентрація рівнів на одиницю енергії  $E$  пропорційна  $\exp(-E/kT_c)$ .

Вираз для струму в SCLC-режимі також часто записують у вигляді [563]:

$$I(V,T) = C \exp\left(-\frac{E_x}{kT}\right) V^{m_F(T)}, \quad (6.9)$$



**Рис. 6.12.** Температурна залежність SCLC–струму ( $V = 0,4$  В)  $\gamma$ –опроміненої МОН структури до УЗО. Точки — експеримент, пряма — лінійна апроксимація

де  $C$  — певна константа,  $E_x$  — енергія активації, що визначається положенням заповнених пасток стосовно зони провідності. На рис. 6.12 представлена температурна залежність прямого струму при  $V = 0,4$  В, скорегована з врахуванням температурної залежності показника ступеня (6.8). Видно, що вона дійсно добре описується виразом (6.9), причому  $E_x = (0,32 \pm 0,01)$  еВ.

Як відомо з літератури [645], при  $\gamma$ –опроміненні в системі Si–SiO<sub>2</sub> відбувається релаксація механічних напруг, утворюються нові заряджені дефекти та заряджаються пастки, що вже були раніше. Внаслідок цих процесів рельєф густини об'ємного заряду вирівнюється. Вважається, що основними пастками, які захоплюють негативний заряд є центри на інтерфейсній межі розділу, тоді як позитивний заряд накопичується на  $E'$ –центратах,  $E'_\delta$  – центратах та трьох рівнях, пов'язаних з напруженими зв'язками [646, 647]. Проте при фотонному дефектоутворенні (використанні рентгенівських променів чи  $\gamma$ –квантів) останні рівні утворюються у значно меншій кількості, ніж два перших [646]. Зауважимо, для досліджених зразків достатньо низькі температура та парціальний тиск кисню призводили до утворення тонких шарів окису кремнію, проте в літературі [648] показано, що при цьому утворюються такі самі радіаційні дефекти, як і для прошарків більшої товщини.

Зазначимо, що ключовим фактором створення електричноактивних радіаційних дефектів у кремнієвих МОН структурах вважається вміст водню [648].

Плівки  $\text{SiO}_2$  отримані термічним шляхом містять значну кількість атомів водню [645]. Утворення інтерфейсних рівнів пов'язується з розривом зв'язків  $\equiv \text{Si} - \text{H}$  на межі  $\text{Si}-\text{SiO}_2$  за наявності гарячих носіїв заряду [649, 650]. Утворені ненасичені зв'язки  $\equiv \text{Si}-$  діють як електронні пастки. Загалом розрізняють дефекти подібного типу залежно від орієнтації кремнієвої підкладки, на якій вирощено шар окису. Вважається, що на межі з кремнієм, орієнтованим у площині (111), з'являються  $P_b$ -центрі, для (100) підкладки характерним є поява  $P_{b1}$ -та  $P_{b0}$ -центрів [651]. Ці центри хімічно ідентичні, проте характеризуються різною електричною активністю. Крім того, при  $\gamma$ -опроміненні систем  $\text{Si}-\text{SiO}_2$ , вирощених на (111) підкладках, густина радіаційних поверхневих центрів вища ніж для (100) і досягає величини близько  $10^{12}$  еВ/см для дози  $10^7$  рад [645].

Відомо що при перевищенні дозою опромінення  $\gamma$ -квантами величини близько  $5 \cdot 10^5$  рад у структурах  $\text{Si}-\text{SiO}_2$  на основі кремнію з електронною провідністю спостерігається немонотонних розподіл інтерфейсних станів по енергії [645]. Згідно з даними роботи [652] найбільша густина поверхневих станів спостерігається при  $E_c = (0,32 \pm 0,04)$  еВ, що збігається з отриманим значенням  $E_x$ . Це свідчить, що проходження струму при малих прямих зміщеннях в досліджених структурах після опромінення зумовлене саме захопленням електронів  $P_b$ -центраторами. Накопичення від'ємного заряду на інтерфейсі також викликає збільшення висоти бар'єру, що відображається у виявленому зменшенні ТЕ струму. У літературі і раніше повідомлялося про зменшення струму внаслідок опромінення МОН-структур [653]. Проте, як вже зазначалося, основною причиною зменшення ТЕ компоненти струму є дефектоутворення у приповерхневому шарі кремнію та відповідне зростання  $n_{id}$ .

У результаті УЗО, як видно з рис. 6.11, спостерігається збільшення струму, обмеженого просторовим зарядом. Зокрема, при  $t_{UST} = 60$  хв, цей струм перевищив термоемісійний у всьому дослідженному діапазоні напруг. Параметри, отримані шляхом апроксимації ВАХ, зведені в табл. 6.11. Виявлене збільшення  $I_0$  свідчить, відповідно до формулі (6.7), про AI зменшення концентрації  $P_b$ -центрів, а зростання  $m_F$  (або, що те саме,  $T_c$ ) — про звуження енергетичного розподілу відповідних рівнів. З літератури [654, 655] відомо, що відпал

$P_b$ -центрів відбувається внаслідок пасивації ненасичених зв'язків атомами водню. Тобто отримані результати свідчать, що УЗО стимулює дифузію водню. Загалом подібні процеси спостерігалися і раніше [59, 60, 97], проте в нашому випадку мова йде про AI відпал радіаційних дефектів.

Як відомо [563], випадок  $m_F = 2$  відповідає наявності пасток з однаковим енергетичним рівнем. Виявлене звуження енергетичного розподілу свідчить про певну вибірковість AI процесів пасивації: внаслідок УЗО атоми H осідають переважно на зв'язки, яким відповідає цілком певне розташування рівнів у забороненій зоні. На погляд автора, визначальним фактором того, які саме зв'язки будуть заповнені під час AI відпала є механічні напруги, неоднорідним чином розподілені на інтерфейсі. Відомо, що дифузійна здатність домішок у напівпровідниках залежить від механічних напруг [656] (що може бути основною причиною переміщення водню в полі УЗ). Відтак, від рівня деформації залежить ефективність AI пасивації, а УЗО сприяє підвищенню однорідності структури.

Наслідком зменшення від'ємного заряду, накопиченого  $P_b$ -центраторами, є часткове відновлення висоти бар'єру, що викликає зростання TE струму — див. дані для  $I_s$  в табл. 6.11. Виявлене зменшення послідовного опору свідчить про частковий AI відпал радіаційних дефектів у об'ємі напівпровідника.

Звільнені під час утворення  $P_b$ -центрів при  $\gamma$ -опроміненні атоми водню можуть а) взаємодіяти з іншими зв'язаними атомами H на межі, викликаючи їхній відрив та утворення додаткових  $P_b$ -центрів [646]; б) переміщуючись у кремнієву підкладку генерувати дефекти та деактивувати легуючу домішку [657]; б) рухатися в об'єм діелектрика, де, за наявності гарячих носіїв заряду, призводити до появи  $E'$ -центрів (так званих, об'ємних пасток, bulk-oxide trap) внаслідок розриву зв'язків у системі  $\equiv \text{Si} - \text{O}$  [649, 650]. За своєю структурою  $E'$ -центри — це вакансії кисню в  $\text{SiO}_2$  [646, 654], які накопичують позитивний заряд. Загальна концентрація цих дефектів при  $\gamma$ -опроміненні з дозою  $10^7$  рад становить приблизно  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , проте по товщині оксидної плівки вони розподілені нерівномірно, найбільша кількість спостерігається біля межі з кремнієм [645]. Ці центри стабільні при кімнатній температурі [649], температура відпала становить  $(200 \div 400)^\circ\text{C}$ .

Наявність розрваних зв'язків у об'ємі оксиду є причиною появи так званих напруго-індукованих струмів втрат (stress-induced leakage current, SILC) [649, 657]. Саме цей струм реєструється в опромінених структурах при зворотному зміщенні (рис. 6.11, а та б). Дійсно, відомо [650, 657], що SILC зумовлений тунелювання по пасткам (trap-assisted tunneling, TAT). Відповідно до [393, 658, 659], польова залежність TAT-струму має вигляд:

$$I_R = I_{0,\text{TAT}} (U_d + V_R) \exp\left(-\frac{R_{\text{TAT}}}{F_m}\right), \quad (6.10)$$

де параметри  $I_{0,\text{TAT}}$  та  $R_{\text{TAT}}$  не залежать від напруги,  $I_{0,\text{TAT}}$  пропорційний концентрації пасток,  $U_d$  — висота бар'єру. На рис. 6.11 наведено результати апроксимації експериментально отриманих зворотних гілок ВАХ згідно з формулою (6.10), що підтверджують припущення щодо природу цього струму. Відхилення від очікуваної залежності при великих зміщеннях може бути зумовлене впливом послідовного опору. Дані табл. 6.11 свідчать про низькотемпературний ( $\sim 80^\circ\text{C}$ ) AI відпал радіаційно утворених пасток та зниження висоти бар'єру. На нашу думку, відпал  $E'$ -центрів також зумовлений акустодифузією міжвузлових атомів, у даному випадку кисню.

Збільшення прямого струму та зменшення зворотного в результаті УЗО викликає збільшення коефіцієнта випрямлення  $K_{\text{RECT}}$ , який суттєво зменшився в результаті  $\gamma$ -опромінення. У табл. 6.11 наведено значення цієї величини при напрузі 0,5 В. Дані свідчить, що УЗО при температурах, близьких до кімнатних, здатна частково відновлювати характеристики радіаційно-деградованих МОН пристройів.

## Висновки до розділу 6

- Експериментально досліджено вплив мікрохвильового опромінення на параметри точкових дефектів (поперечний переріз захоплення електронів, розташування енергетичних рівнів у забороненій зоні) в монокристалах  $n$ -6H-SiC,  $n$ -GaAs та епітаксійних структурах на основі арсеніду галію.

2. Показано, що у приповерхневому шарі присутні центри захоплення носії заряду, пов'язані з власними дефектами вакансійного типу. Виявлені зміни параметрів пасток обумовлені індукованим мікрохвильовим випроміненням збільшенням кількості міжвузлових атомів. Показано, що наявність стискуючих напруг у приповерхневому шарі сприяє перетворенню дефектних комплексів внаслідок високочастотного опромінення.

3. Вперше експериментально досліджено вплив ультразвукової обробки на параметри структур  $\text{Au}-\text{TiB}_{x-n-n^+}-\text{GaAs}$  з контактом Шотткі залежно від частоти та інтенсивності акустичних хвиль. Експериментально встановлено, що при допороговій інтенсивності (менше  $2,5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ ) характер ультразвукового впливу на зворотний струму залежить від механізму перенесення заряду: якщо домінуючим механізмом є тунельний, то УЗО викликає збільшення зворотного струму, якщо термоемісійний — зменшення. Показано, що причиною виявлених ефектів при допороговій інтенсивності УЗО може бути акусто-стимульована дифузія точкових дефектів, тоді як зростання зворотного струму при надпороговій інтенсивності зумовлене акусто-індукованою генерацією дефектів. Виявлено, що зі збільшенням частоти ультразвукової обробки інтенсифікуються процеси передбудови дефектів, які забезпечують проходження тунельного струму.

4. Показано, що ультразвукова обробка здатна викликати зменшення розкиду параметрів і підвищення однорідності характеристик напівпровідникових пристрій, створених в єдиному технологічному процесі.

5. Виявлено можливість низькотемпературного відпалу радіаційних дефектів у системі  $\text{Si}-\text{SiO}_2$ . Показано, що акусто-індукований відпал зумовлений дифузією міжвузлових атомів. Виявлено, що ультразвукова обробка сприяє звуженню енергетичного спектра радіаційно-індукованих пасток на інтерфейсі системи  $\text{Si}-\text{SiO}_2$ .

Основні результати даного розділу представлені в роботах [16, 20–22, 24, 27, 29, 30, 33, 36].

## ВИСНОВКИ

1. Вперше експериментально досліджено вплив ультразвукового навантаження на параметри монокристалічних кремнієвих сонячних елементів у діапазоні температур  $290 \div 340$  К та виявлено оборотну акусто-індуковану деградацію фотоелектричних властивостей, зумовлену зменшенням часу життя носіїв заряду в акустичному полі. Виявлено, що в умовах акустичного навантаження збільшується внесок у рекомбінаційні процеси мілкіших рівнів. Встановлено, що кисневмісні преципітати ефективно впливають на процеси рекомбінації та беруть участь у акусто-дефектній взаємодії. Запропоновано модель акустоактивного комплексного дефекту для пояснення особливостей акусто-індукованих ефектів. Виявлено ефект акусто-індукованого зменшення опору шунтування та запропоновано його пояснення із застосуванням моделі дислокаційно-індукованого імпедансу.

2. Вперше досліджено вплив ультразвукового навантаження на параметри кремнієвих структур із  $p-n$ -переходом, опромінених реакторними нейтронами та  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ . Виявлено, що в опромінених структурах, порівняно з неопроміненими, спостерігається підвищення ефективності акусто-індукованого зменшення опору шунтування та часу життя неосновних носіїв заряду в базі діода. З'ясовано, що акусто-індуковані оборотні зміни фактора неідальності та часу життя носіїв заряду в області просторового заряду мають різний знак в опромінених та неопромінених зразках. Встановлено, що в нейтронно-опромінених діодах основними акустоактивними центрами є дівакансії, а в  $\gamma$ -опромінених — комплекс вакансії та міжвузлового кисню. Виявлено, що комплекс із міжвузлового вуглецю та міжвузлового кисню не приймає участі в акусто-дефектній взаємодії.

3. Проведено порівняльний аналіз та тестування 16 основних методів визначення параметрів діодів Шотткі із вольт-амперних характеристик. Спираючись на результати тестування методів на експериментальних та синтезованих ВАХ, запропоновано шляхи оптимізації методів Nord, Bohlin та Mikhelashvili з метою

збільшення точності розрахунку. Запропоновано адаптивну процедуру оптимізації вибору діапазону ВАХ, який використовується для побудови допоміжних функцій при застосуванні аналітичних методів визначення параметрів структур метал—напівпровідник. Показано, що така процедура дозволяє суттєво (приблизно на порядок при кімнатних температурах у випадку низького рівня похибок вимірювання) підвищити точність визначення параметрів.

4. Встановлено, що найефективнішими методами з погляду точності визначення параметрів та швидкості розрахунків є еволюційні алгоритми, метод Gromov із адаптивною процедурою та метод Lee. Показано, що використання функції Ламберта при числовому визначенні параметрів діодів Шотткі дозволяє зменшити похибки. Встановлено залежності точності визначення послідовного опору, висоти бар'єру Шотткі та фактора неідеальності від рівня випадкових помилок при вимірюванні вольт–амперних характеристик.

5. Виявлено, що при прямому зміщенні перенесення заряду в структурах Al–n–n<sup>+</sup>–Si з бар'єром Шотткі у діапазоні температур 130÷330 К відбувається внаслідок термоелектронної емісії через неоднорідний контакт. Показано, що при низьких температурах ( $T < 220$  К) суттєвим стає проходження заряду через області зі зниженим бар'єром і визначено середнє значення висоти бар'єру Шотткі в цих областях. Виявлено, що при зворотному зміщенні в структурах Al–n–n<sup>+</sup>–Si перенесення заряду відбувається як внаслідок термоелектронної емісії через неоднорідний бар'єр, так і завдяки процесам тунелювання через глибокий центр (міжвузловий атом вуглецю).

6. Показано, що опромінення  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$  структур Al–n–n<sup>+</sup>–Si суттєво підсилює процеси тунелювання носіїв заряду як при прямому зміщенні, так і при зворотному. Встановлено, що при прямому зміщенні тунельний механізм перенесення заряду стає основним у низькотемпературній області ( $T < 250$  К), при зворотному — виникає компонента струму, зумовлена багатофононним тунелюванням. Виявлено, що висота бар'єру, фактор неідеальності та величина зворотного струму немонотонно змінюються при збільшенні поглинутої дози. З'ясовано, що при поглинутій дозі  $10^6$  рад зміна електрофізичних параметрів відбувається внаслідок накопичення дефектів акцепторного типу на межі метал—напівпровідник та укрупнення патчів, викликаного радіаційно підсиленим

дислокаційним ковзанням. При дозі  $10^7$  рад причинами змін властивостей діодів Шотткі є інтенсифікація процесів тунелювання внаслідок утворення значної кількості радіаційних дефектів та гетерування останніх в областях зі зниженим бар'єром. Встановлено взаємозв'язок характеру дозової немонотонності зміни висоти бар'єру Шотткі та ступеню неоднорідності контакту.

7. Вперше досліджено динамічний вплив ультразвукового навантаження при кімнатній температурі на параметри кремнієвих діодів Шотткі  $\text{Al}-n-n^{+}-\text{Si}$ . Виявлено, що при поширенні акустичних хвиль спостерігаються оборотні зменшення висоти бар'єру, збільшення зворотного струму та струму насищення, тоді як фактор неідеальності практично не змінюється. З'ясовано, що акустичне навантаження не впливає на процеси прямого та багатофононного тунелювання. Встановлено, що вплив ультразвука на термоемісійну складову струму структур пояснюється іонізацією дефектів на межі метал—напівпровідник внаслідок взаємодії ультразвука з дислокаціями та радіаційними точковими порушеннями періодичності в неопромінених та опромінених структурах, відповідно.

8. Вперше експериментально досліджено динамічний вплив ультразвукового навантаження в діапазоні частот  $8 \div 28$  МГц на електричні властивості структур  $\text{Mo}/n-n^{+}-\text{Si}$  з бар'єром Шотткі в діапазоні температур  $130 \div 330$  К. Виявлено акусто-індуковані оборотні зміни фактора неідеальності та висоти бар'єру Шотткі, причому зміни немонотонно залежать від температури, а най-ефективніший вплив ультразвука спостерігається поблизу 200 К. Показано, що зі збільшенням частоти ультразвука спостерігається як загальне підвищення ефективності акустичного впливу на параметри кремнієвих діодів Шотткі, так і зростання температури максимуму ефективності. Використовуючи модель неоднорідного контакту встановлено, що при ультразвуковому навантаженні відбувається збільшення висоти бар'єру як в області розташування патчів, так і за їхніми межами, а також розширюється розподіл параметрів патчів та збільшується їхня ефективна густина. З'ясовано, що механізм акусто-індукованих змін параметрів структур  $\text{Mo}/n-n^{+}-\text{Si}$  зумовлений рухом дислокаційних перегинів.

9. Виявлено ефект оборотного збільшення зворотного струму структур  $\text{Mo}/n-n^{+}-\text{Si}$  при акустичному навантаженні. Встановлено, що ефект послаблюється при збільшенні температури та зміщення і посилюється при зростанні

частоти ультразвука. Показано, що основними механізмами зворотного струму є термоелектронна емісія та тунелювання, стимульоване фононами; в умовах поширення акустичних хвиль відбувається зменшення енергії активації рівнів, що беруть участь у тунелюванні, густини заповнених інтерфейсних станів та коефіцієнта Пула–Френкеля.

10. Виявлено вплив мікрохвильового опромінення на параметри точкових дефектів у монокристалах  $n$ –6H–SiC,  $n$ –GaAs та епітаксійних структурах на основі арсеніду галію. Встановлено, що причинами радіаційно–індукованих змін поперечного перерізу захоплення електронів та розташування енергетичних рівнів пасток у забороненій зоні є збільшення кількості міжузлових атомів у приповерхневому шарі. Показано, що процеси перетворення дефектних комплексів, викликані надвисокочастотним опроміненням, інтенсифікуються за наявності механічних напруг.

11. Вперше експериментально досліджено вплив ультразвукової обробки на параметри структури Au–TiB<sub>x</sub>–n–n<sup>+</sup>–GaAs з контактами Шотткі залежно від частоти та інтенсивності акустичних хвиль. Встановлено, що при допороговій (менше 2,5 Вт/см<sup>2</sup>) інтенсивності ультразвука відбувається збільшення однорідності параметрів арсенід–галієвих діодів Шотткі, створених в єдиному технологічному процесі, зумовлене акусто–стимульованою дифузією дефектів.

12. Виявлено, що ультразвукова обробка викликає зменшення концентрації та звуження енергетичного спектра радіаційних дефектів у системі Si–SiO<sub>2</sub>. Показано, що причиною акустовідпали є акусто–індукована дифузія атомів водню та кисню.

Автор висловлює подяку завідувачу кафедри загальної фізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка, проф. Боровому М. О. за всебічну підтримку досліджень та надану можливість наукового пошуку, проф. Конаковій Р. В. (Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАНУ) за спрямування частини досліджень, надані зразки та позитивне ставлення до отриманих результатів, всіх співавторів за можливість спільної роботи та колектив кафедри загальної фізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка за всебічну допомогу при проведенні експериментальних досліджень.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Acousto-defect interaction in irradiated and non-irradiated silicon  $n^+ - p$  structure / O. Ya. Olikh, A. M. Gorb, R. G. Chupryna, O. V. Pristay-Fenenkov // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Apr. — Vol. 123, no. 16. — P. 161573.
2. *Olikh, O.Ya.* Acoustically driven degradation in single crystalline silicon solar cell / O.Ya. Olikh // *Superlattices Microstruct.* — 2018. — May. — Vol. 117. — Pp. 173–188.
3. *Olikh, Oleg.* On the mechanism of ultrasonic loading effect in silicon-based Schottky diodes / Oleg Olikh, Katerina Voytenko // *Ultrasonics.* — 2016. — Mar. — Vol. 66, no. 1. — Pp. 1–3.
4. Effect of ultrasound on reverse leakage current of silicon Schottky barrier structure / O. Ya. Olikh, K. V. Voytenko, R. M. Burbelo, Ja. M. Olikh // *Journal of Semiconductors.* — 2016. — Dec. — Vol. 37, no. 12. — P. 122002.
5. *Olikh, O. Ya.* Review and test of methods for determination of the Schottky diode parameters / O. Ya. Olikh // *J. Appl. Phys.* — 2015. — Jul. — Vol. 118, no. 2. — P. 024502.
6. *Olikh, O. Ya.* Ultrasound influence on I–V–T characteristics of silicon Schottky barrier structure / O. Ya. Olikh, K. V. Voytenko, R. M. Burbelo // *J. Appl. Phys.* — 2015. — Jan. — Vol. 117, no. 4. — P. 044505.
7. *Olikh, Oleg.* Reversible influence of ultrasound on  $\gamma$ -irradiated Mo/n-Si Schottky barrier structure / Oleg Olikh // *Ultrasonics.* — 2015. — Feb. — Vol. 56. — Pp. 545–550.
8. Особливості дислокаційного поглинання ультразвуку в безсубблочних кристалах  $Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$  / І. О. Лисюк, Я. М. Оліх, О. Я. Оліх, Г. В. Бекетов // УФЖ. — 2014. — Т. 59, № 1. — С. 50–57.
9. *Olikh, O. Ya.* Non-Monotonic  $\gamma$ -Ray Influence on Mo/n-Si Schottky Barrier Structure Properties / O. Ya. Olikh // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 2013. — Feb. — Vol. 60, no. 1. — Pp. 394–401.
10. *Оліх, О. Я.* Особливості впливу ультразвуку на перенесення заряду в кремнієвих структурах з бар'єром Шотки залежно від дози  $\gamma$ -опромінення /

- О. Я. Оліх // *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. — 2013. — Т. 10, № 1. — С. 47–55.
11. *Olich, O. Я.* Влияние ультразвукового нагружения на протекание тока в структурах Mo/n-n<sup>+</sup>-Si с барьером Шоттки / О. Я. Олих // *Физика и техника полупроводников*. — 2013. — Т. 47, № 7. — С. 979–984.
  12. *Olich, O. Я.* Особливості перенесення заряду в структурах Mo/n-Si з бар'єром Шотки / О. Я. Оліх // *УФЖ*. — 2013. — Т. 58, № 2. — С. 126–134.
  13. *Olich, O. Я.* Особенности динамических акустоиндуцированных изменений фотоэлектрических параметров кремниевых солнечных элементов / О. Я. Олих // *Физика и техника полупроводников*. — 2011. — Т. 45, № 6. — С. 816–822.
  14. *Olich, Я. M.* Інформаційний чинник акустичної дії на структуру дефектних комплексів у напівпровідниках / Я. М. Оліх, О. Я. Оліх // *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. — 2011. — Т. 2(8), № 2. — С. 5–12.
  15. *Olich, O. Я.* Особливості впливу нейтронного опромінення на динамічну акустодефектну взаємодію у кремнієвих сонячних елементах / О. Я. Оліх // *УФЖ*. — 2010. — Т. 55, № 7. — С. 770–776.
  16. Ultrasonically Recovered Performance of  $\gamma$ -Irradiated Metal-Silicon Structures / A.M. Gorb, O.A. Korotchenkov, O.Ya Olikh, A.O. Podolian // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 2010. — June. — Vol. 57, no. 3. — Pp. 1632–1639.
  17. *Olich, O. Я.* Изменение активности рекомбинационных центров в кремниевых p–n–структурах в условиях акустического нагружения / О. Я. Олих // *Физика и техника полупроводников*. — 2009. — Т. 43, № 6. — С. 774–779.
  18. *Olich, O. Я.* Робота кремнієвих сонячних елементів в умовах акустично-го навантаження мегагерцового діапазону / О. Я. Оліх, Р. М. Бурбело, М. К. Хіндерс // *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. — 2007. — Т. 4, № 3. — С. 40–45.
  19. *Burbelo, Roman M.* The Dynamic Ultrasound Influence on the Diffusion and Drift of the Charge Carriers in Silicon p-n Structures / Roman M. Burbelo, Oleg Y. Olikh, Mark K. Hinders // *MRS Proceedings*. — 2007. — Vol. 994. — Pp. 0994-F03-11.

20. Олих, О. Я. Акустостимулированные коррекции вольт–амперных характеристик арсенид–галлиевых структур с контактом Шоттки / О. Я. Олих, Т. Н. Пинчук // *Письма в Журнал Технической Физики.* — 2006. — Т. 32, № 12. — С. 22–27.
21. Конакова, Р.В. Влияние микроволновой обработки на уровень остаточной деформации и параметры глубоких уровней монокристаллах карбида кремния / Р.В. Конакова, П.М. Литвин, О.Я. Олих // *Физика и химия обработки материалов.* — 2005. — № 2. — С. 19–22.
22. Конакова, Р.В. Влияние микроволновой обработки на глубокие уровни монокристаллов GaAs и SiC / Р.В. Конакова, П.М. Литвин, О.Я. Олих // *Петербургский журнал электроники.* — 2004. — № 1. — С. 20–24.
23. Olikh, Ja. M. Active ultrasound effects in the future usage in sensor electronics / Ja. M. Olikh, O.Ya. Olikh // *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології.* — 2004. — Т. 1, № 1. — С. 19–29.
24. Olikh, O.Ya. Acoustoelectric transient spectroscopy of microwave treated GaAs-based structures / O.Ya. Olikh // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics.* — 2003. — Vol. 6, no. 4. — Pp. 450–453.
25. Оліх, О.Я. Акустостимульовані динамічні ефекти в сонячних елементах на основі кремнію / О.Я. Оліх // *Вісник Київського ун-ту, Сер.: Фізико-математичні науки.* — 2003. — № 4. — С. 408–414.
26. Оліх, О. Я. Ефекти активного ультразвуку в напівпровідникових кристалах / О. Я. Оліх // 1–а Українська наукова конференція з фізики напівпровідників, Одеса, Україна. — Т. 1. — Одеса: 2002. — С. 80.
27. Влияние СВЧ облучения на остаточный уровень внутренних механических напряжений и параметры глубоких уровней в эпитаксиальных структурах GaAs / Р. В. Конакова, А. Б. Камалов, О. Я. Олих и др. // Труды III международной конференции «Радиационно–термические эффекты и процессы в неорганических материалах», Томск, Россия. — Томск: 2002. — С. 338–339.
28. Оліх, О. Я. Про роль теплових і деформаційних механізмів дії ультразвуку на роботу кремнієвих сонячних елементів / О. Я. Оліх // Міжнародна науково–технічна конференція «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології СЕМСТ–1», Одеса, Україна. Тези доповідей. — Одеса: 2004. —

- C. 163.
29. *Olikh, O.* Acoustoelectric transient spectroscopy of microwave treated GaAs-based structures / O. Olikh // 2004 IEEE International Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control Joint 50<sup>th</sup> Anniversary Conference. Montreal, Canada. Abstracts. — Montreal: 2004. — Pp. 230–231.
  30. *Олих, О. Я.* Влияние быстрых термических отжигов и ультразвуковой обработок на параметры арсенидгалиевых структур с барьером Шоттки / О. Я. Олих // Труды девятой международной научно–технической конференции «Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники», Дивноморское, Россия. — Дивноморское: 2004. — С. 278–279.
  31. Influence of acoustic wave on forming and characteristics of silicon p–n junction / J. Olikh, A. Evtukh, B. Romanyuk, O. Olikh // 2005 IEEE International Ultrasonics Symposium and Short Courses. Rotterdam, Netherlands. Abstracts. — Rotterdam: 2005. — P. 542.
  32. *Olikh, O.* Dynamic ultrasound effects in silicon solar sell / O. Olikh, R. Burbelo, Hinders M. // 2007 International Congress on Ultrasonics. Program and Book of Abstracts. Vienna, Austria. — Vienna: 2007. — P. 94.
  33. *Olikh, O.* Influence of the ultrasound treatment on Au-TiB-n-n<sup>+</sup>-GaAs structure electrical properties / O. Olikh // 2007 International Congress on Ultrasonics. Program and Book of Abstracts. Vienna, Austria. — Vienna: 2007. — P. 94.
  34. *Olikh, O.* The Dynamic Ultrasound In-fluence on Diffusion and Drift of the Charge Carriers in Silicon p–n Structures / O. Olikh, R. Burbelo, M. Hinders // MRS 2007 Spring Meeting, Symposium F: Semiconductor Defect Engineering — Materials, Synthetic Structures, and Devices II. San Francisco, USA. — San Francisco: 2007. — P. 3.11.
  35. *Оліх, О. Я.* Робота кремнієвих сонячних елементів в умовах акустичного навантаження мегагерцового діапазону / О. Я. Оліх // III Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН–3, Одеса, Україна. Тези доповідей. — Одеса: 2007. — С. 322.
  36. *Оліх, О. Я.* Вплив ультразвукової обробки на вольт–амперні характеристики

- опромінених кремнієвих структур / О. Я. Оліх, А. М. Горб // VI Міжнародна школа–конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників», Дрогобич, Україна. Тези доповідей. — Дрогобич: 2008. — С. 114.
37. *Olich, O. Я.* Акустичні збурення дефектної підсистеми кремнієвих p–n–структур / О. Я. Оліх // VI Міжнародна школа–конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників», Дрогобич, Україна. Тези доповідей. — Дрогобич: 2008. — С. 174.
  38. *Olich, O. Я.* Особливості механізму ультразвукового впливу на фото–електричний струм у нейтронно–опромінених Si–p–n–структурах / О. Я. Оліх // IV Українська наукова конференція з фізики напівпровідників, Запоріжжя, Україна. Тези доповідей. — Т. 2. — Запоріжжя: 2009. — С. 59.
  39. *Olich, O.* Ultrasound influence on the recombination centers in silicon p-n–structures / O. Olich // 13th International Conference on Defects — Recognition, Imaging and Physics in Semiconductors. Wheeling, USA. Final program. — Wheeling: 2009. — Pp. 9–10.
  40. *Olich, Я. М.* Про можливості практично-го застосування ультразвуку для керування характеристиками перетворювачів сонячної енергії / Я. М. Оліх, О. Я. Оліх // Четверта міжнародна науково–практична конференція «Матеріали електронної техніки та сучасні інформаційні технології», Кременчук, Україна. Тези доповідей. — Кременчук: 2010. — С. 147–148.
  41. *Olich, O. Я.* Немонотонний вплив  $\gamma$ –опромінення на електричні властивості кремнієвих структур з бар'єром Шотки / О. Я. Оліх, С. В. Онисюк // VII Міжнародна школа–конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників», Дрогобич, Україна. Тези доповідей. — Дрогобич: 2010. — С. 171–172.
  42. *Olich, O. Я.* Особливості динамічного ультразвукового впливу на  $\gamma$ –опромінені кремнієві  $m – s$ –структури / О. Я. Оліх, С. В. Онисюк // Збірник тез V Української наукової конференції з фізики напівпровідників УНКФН–5, Ужгород, Україна. — Ужгород: 2011. — С. 339–340.
  43. *Olich, O. Я.* Вплив ультразвуку на термоемісійні процеси в Mo/n–n<sup>+</sup>–Si структурах / О. Я. Оліх // Матеріали Всеукраїнської наукової конференції

- «Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики», Тернопіль, Україна. — Тернопіль: 2012. — С. 101–103.
44. *Olikh, O. Ya.* Reversible Alteration of Reverse Current in Mo/n–Si Structures Under Ultrasound Loading / O. Ya. Olikh, Ya. M. Olikh // Фізика і технологія тонких плівок та наносистем. Матеріали XIV Міжнародної конференції / Під ред. Д.М. Фреїка. — Івано–Франківськ: Видавництво Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника, 2013. — С. 322.
  45. *Olikh, O. Ya.* Modification of reverse current in the Mo/n–Si structures under conditions of ultrasonic loading / O. Ya. Olikh, K. V. Voytenko // VIII International school-conference «Actual problems of semiconductor physics», Drohobych, Ukraine. Abstract book. — Drohobych: 2013. — Pp. 101–102.
  46. *Olikh, Ya. M.* About acoustical-stimulated a self-organization defect structures in semiconductor during ion implantation / Ya. M. Olikh, O. Ya. Olikh // International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials», Bukovel, Ukraine. Abstract book. — Bukovel: 2013. — P. 240.
  47. *Оліх, О. Я.* Вплив  $\gamma$ -опромінення на механізм перенесення заряду в структурах Mo/n–Si / О. Я. Оліх // VI Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН–6. Чернівці, Україна. Тези доповідей. — Чернівці: 2013. — С. 121–122.
  48. *Olikh, Ya.* New approach to ultrasonic absorption in subgrain-free Cd<sub>0,2</sub>Hg<sub>0,8</sub>Te crystals / Ya. Olikh, I. Lysyuk, O. Olikh // 2014 IEEE International Ultrasonics Symposium. Chicago, Illinois, USA. Abstract book. — Chicago: 2014. — Pp. 439–440.
  49. *Olikh, O.* Ultrasonically induced effects in Schottky barrier structure depending on a  $\gamma$ -irradiation / O. Olikh // 2014 IEEE International Ultrasonics Symposium. Chicago, Illinois, USA. Abstract book. — Chicago: 2014. — Pp. 645–646.
  50. *Оліх, О. Я.* Характеризація  $\gamma$ -опромінених кремнієвих р–п–структур методом диференційних коефіцієнтів / О. Я. Оліх, О. В. Пристай // 6-та Міжнародна науково–технічна конференція «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології», Одеса, Україна. Тези доповідей. — Одеса: 2014. — С. 193.
  51. *Olikh, O.Ya.* Ultrasonic Loading Effects on Silicon-based Schottky Diodes /

- O.Ya. Olikh, K. V. Voytenko // 2015 International Congress on Ultrasonics. Metz, France. Abstract book. — Metz: 2015. — P. 225.
52. Оліх, О. Я. Порівняння ефективності методів визначення параметрів діодів Шотки / О. Я. Оліх // Сучасні проблеми фізики конденсованого стану: Праці IV-ї міжнародної конференції. Київ, Україна. — Київ: 2015. — С. 32–34.
  53. Ультразвукова модифікація стимульованого фононами тунелювання у кремнієвих діодах Шотки / О. Я. Оліх, К. В. Войтенко, Р. М. Бурбело, Я. М. Оліх // VII Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН–7. Дніпро, Україна. Тези доповідей. — Дніпро: 2016. — С. 190–191.
  54. Оліх, О. Я. Акусто–керована модифікація властивостей кремнієвих фотолектроперетворювачів / О. Я. Оліх // Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних і комп’ютерних систем. Тези доповідей на II Всеукраїнській науково–практичній конференції MEICS–2017. Дніпро, Україна. — Дніпро: 2017. — С. 302–303.
  55. Смирнов, Л.С. Атомные процессы в полупроводниковых кристаллах / Л.С. Смирнов // *Физика и техника полупроводников*. — 2001. — Т. 35, № 9. — С. 1029–1031.
  56. Ultrasonic treatment of GaP and GaAs / D. Klimm, B. Tippelt, P. Paufler, P. Haasen // *Phys. Status Solidi A*. — 1993. — Aug. — Vol. 138, no. 2. — Pp. 517–521.
  57. Механизм изменения подвижности носителей заряда при ультразвуковой обработке полупроводниковых твердых растворов / П.И. Баранский, А.Е. Беляев, С.М. Комиренко, Шевченко Н.В. // *Физика твердого тела*. — 1990. — Т. 32, № 7. — С. 2159–2161.
  58. Ostapenko, S. Defect passivation using ultrasound treatment: fundamentals and application / S. Ostapenko // *Applied Physics A: Materials Science & Processing*. — 1999. — Aug. — Vol. 69, no. 2. — Pp. 225–232.
  59. Activation of luminescence in polycrystalline silicon thin films by ultrasound treatment / J. Koshka, S. Ostapenko, T. Ruf, J. M. Zhang // *Appl. Phys. Lett.* — 1996. — Oct. — Vol. 69, no. 17. — Pp. 2537–2539.
  60. Ostapenko, Sergei S. Mechanism of Ultrasonic Enhanced Hydrogenation in Poly–Si Thin Films / Sergei S. Ostapenko // *Defects in Semiconductors* 19.

- Vol. 258 of *Materials Science Forum*. — Trans Tech Publications, 1997. — 12. — Pp. 197–202.
61. Заверюхин, Б.Н. Изменение коэффициента отражения излучения от поверхности полупроводников в спектральном диапазоне  $\lambda = 0.2 \div 20$   $\mu\text{м}$  под воздействием ультразвуковых волн / Б.Н. Заверюхин, Н.Н. Заверюхина, О.М. Турсункулов // *Письма в журнал технической физики*. — 2002. — Т. 28, № 18. — С. 1–12.
  62. Акустостимулированное изменение плотности и энергетического спектра поверхностных состояний в монокристаллах р–кремния / Н.Н. Заверюхина, Е.Б. Заверюхина, С.И. Власов, Б.Н. Заверюхин // *Письма в журнал технической физики*. — 2008. — Т. 34, № 6. — С. 36–42.
  63. Акустостимулированная адгезия медных пленок к кремнию / Б.Н. Заверюхин, Х.Х. Исмаилов, Р.А. Муминов и др. // *Письма в журнал технической физики*. — 1996. — Т. 22, № 15. — С. 25–27.
  64. Островский, И.В. Стимулированное ультразвуком низкотемпературное перераспределение примесей в кремнии / И.В. Островский, А.Б. Надточий, А.А. Подолян // *Физика и техника полупроводников*. — 2002. — Т. 36, № 4. — С. 389–391.
  65. Островский, И.В. Образование поверхностного упрочненного слоя в бездислокационном кремнии при ультразвуковой обработке / И.В. Островский, Л.Л. Стебленко, А.Б. Надточий // *Физика и техника полупроводников*. — 2000. — Т. 34, № 3. — С. 257–260.
  66. Влияние ультразвуковой обработки на экситонную и примесную люминесценцию CdTe / Б.Н. Бабенцов, С.И. Горбань, И.Я. Городецкий и др. // *Физика и техника полупроводников*. — 1991. — Т. 25, № 7. — С. 1243–1245.
  67. Безактивационное движение доноров под действием ультразвука в кристаллах CdS / Л.В. Борковская, Б.Р. Джумаев, И.А. Дроздова и др. // *Физика твердого тела*. — 1995. — Т. 37, № 9. — С. 2745–2748.
  68. Athermal Motion of Donors under Ultrasound in CdS Crystals / Moissei K. Sheinkman, L.V. Borkovskaya, B.R. Dzhymaev et al. // Defects in Semiconductors 18 / Ed. by M. Suezawa, H. Katayama-Yoshida. — Vol. 196 of *Materials Science Forum*. — Trans Tech Publications, 1995. — 11. —

- Pp. 1467–1470.
69. Redistribution of mobile point defects in CdS crystals under ultrasound treatment / L.V. Borkovska, M.P. Baran, N.O. Korsunska et al. // *Physica B: Condensed Matter*. — 2003. — Dec. — Vol. 340–342. — Pp. 258–262.
  70. Механизмы изменения электрических и фотоэлектрических свойств моно-кристаллов твердых растворов  $Zn_xCd_{1-x}Te$  под действием ультразвука / Г. Гарягдыев, И.Я. Городецкий, Б.Р. Джумаев и др. // *Физика и техника полупроводников*. — 1991. — Т. 25, № 3. — С. 409–412.
  71. Ultrasound treatment for porous silicon photoluminescence enhancement / A. El-Bahar, S. Stolyarova, A. Chack et al. // *Phys. Status Solidi A*. — 2003. — May. — Vol. 197, no. 2. — Pp. 340–344.
  72. Клименко, И.А. Влияние акустической обработки на фотопроводимость кристаллов селенида цинка / И.А. Клименко, В.П. Мигаль // *Письма в журнал технической физики*. — 1999. — Т. 25, № 24. — С. 24–29.
  73. Влияние ультразвуковой обработки на фотоэлектрические и люминесцентные свойства кристаллов ZnSe / Е.М. Зобов, М.Е. Зобов, Ф.С. Габибов и др. // *Физика и техника полупроводников*. — 2008. — Т. 42, № 3. — С. 282–285.
  74. Заверюхина, Н.Н. Акустостимулированное изменение коэффициента поглощения арсенида галлия в диапазоне длин волн  $\lambda = 0.81 \div 1.77\mu\text{m}$  / Н.Н. Заверюхина, Е.Б. Заверюхина, Б.Н. Заверюхин // *Письма в журнал технической физики*. — 2007. — Т. 33, № 9. — С. 1–10.
  75. Влияние ультразвуковой обработки на энергетический спектр электронных ловушек монокристаллов n-GaAs / Ф.С. Габибов, Е.М. Зобов, М.Е. Зобов и др. // *Письма в журнал технической физики*. — 2015. — Т. 41, № 8. — С. 9–16.
  76. Effect of ultrasound treatment on the optical properties of  $C_{60}$  fullerene films / U. Ritter, P. Scharff, V.V. Kozachenko et al. // *Chem. Phys. Lett.* — 2008. — Dec. — Vol. 467, no. 1–3. — Pp. 77–79.
  77. Wosinski, T. Transformation of native defects in bulk GaAs under ultrasonic vibration / T. Wosinski, A. Makosa, Z. Witczak // *Semicond. Sci. Technol.* — 1994. — Nov. — Vol. 9, no. 11. — Pp. 2047–2052.

78. Ultrasound regeneration of EL2 centres in GaAs / I. A. Buyanova, S. S. Ostapenko, M. K. Sheinkman, M. Murrikov // *Semicond. Sci. Technol.* — 1994. — Feb. — Vol. 9, no. 2. — Pp. 158–162.
79. Influence of Ultrasound Vibrations on the Stable-Metastable Transitions of EL2 Centers in GaAs / I.A. Buyanova, Sergei S. Ostapenko, A.U. Savchuk, Moissei K. Sheinkman // Defects in Semiconductors 17 / Ed. by Helmut Heinrich, Wolfgang Jantsch. — Vol. 143 of *Materials Science Forum*. — Trans Tech Publications, 1993. — 10. — Pp. 1063–1068.
80. *Онанко, А.П.* АВлияние ультразвуковой обработки на внутреннее трение в кремнии / А.П. Онанко, А.А. Подолян, И.В. Островский // *Письма в журнал технической физики*. — 2003. — Т. 29, № 15. — С. 40–44.
81. *Ostapenko, S. S.* Change of minority carrier diffusion length in polycrystalline silicon by ultrasound treatment / S. S. Ostapenko, L. Jastrzebski, B. Sopori // *Semicond. Sci. Technol.* — 1995. — Nov. — Vol. 10, no. 11. — Pp. 1494–1500.
82. *Ostapenko, S. S.* Ultrasound stimulated dissociation of Fe–B pairs in silicon / S. S. Ostapenko, R. E. Bell // *J. Appl. Phys.* — 1995. — May. — Vol. 77, no. 10. — Pp. 5458–5460.
83. Increasing short minority carrier diffusion lengths in solar-grade polycrystalline silicon by ultrasound treatment / S. S. Ostapenko, L. Jastrzebski, J. Lagowski, B. Sopori // *Appl. Phys. Lett.* — 1994. — Sep. — Vol. 65, no. 12. — Pp. 1555–1557.
84. *Баранский, П.И.* Роль малоугловых границ в изменении электрофизических параметров кристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  под действием ультразвука / П.И. Баранский, К.А. Мысливец, Я.М. Олих // *Физика твердого тела*. — 1989. — Т. 31, № 9. — С. 278–281.
85. *Мысливец, К.А.* Роль малоугловых границ в изменении рекомбинационной активности глубоких центров кристаллов  $n\text{--}Cd_xHg_{1-x}Te$  под действием ультразвука / К.А. Мысливец, Я.М. Олих // *Физика твердого тела*. — 1990. — Т. 32, № 10. — С. 2912–2916.
86. *Любченко, А.В.* Рекомбинация носителей через акцепторные уровни собственных дефектов в кристаллах  $n\text{--}Cd_xHg_{1-x}Te$ , подвергнутых ультразвуковой обработке / А.В. Любченко, К.А. Мысливец, Я.М. Олих // *Физика*

- и техника полупроводников.* — 1990. — Т. 24, № 1. — С. 171–174.
87. Layered structure formation in  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  films after high-frequency sonication / R.K. Savkina, F.F. Sizov, A.B. Smirnov, V.V. Tetyorkin // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. — 2006. — Vol. 9, no. 4. — Pp. 31–35.
  88. Олих, Я.М. Акустостимулированное подавление шума  $1/F$  в «субблочных» кристаллах  $Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te$  / Я.М. Олих, Ю.Н. Шавлюк // *Физика твердого тела*. — 1996. — Т. 38, № 11. — С. 3365–3371.
  89. Savkina, R. K. The effect of high-frequency sonication on charge carrier transport in LPE and MBE  $HgCdTe$  layers / R. K. Savkina, A. B. Smirnov, F.F. Sizov // *Semicond. Sci. Technol.* — 2007. — Feb. — Vol. 22, no. 2. — Pp. 97–102.
  90. Savkina, R.K. Sonic-Stimulated Change of the Charge Carrier Concentration in n- $Cd_xHg_{1-x}Te$  Alloys with Different Initial State of the Defect Structure / R.K. Savkina, O.I. Vlasenko // *Phys. Status Solidi B*. — 2002. — Mar. — Vol. 229, no. 1. — Pp. 275–278.
  91. Стимулированные ультразвуком структурные изменения в напряженных гетеросистемах / В.Ф. Бритун, Н.Я. Горидько, В.А. Корчная и др. // *Физика твердого тела*. — 1991. — Т. 33, № 8. — С. 2340–2344.
  92. Влияние акустических колебаний на тензорезистивный эффект в пленках p-Ge / Н.Д. Василенко, В.В. Гордиенко, В.Л. Корчная и др. // *Письма в журнал технической физики*. — 1990. — Т. 16, № 9. — С. 32–36.
  93. Здебский, А.П. Влияние ультразвука на точечные дефекты в структурах  $Si-SiO_2$  / А.П. Здебский, Д.И. Кропман, Шейнкман М.К. // *Журнал технической физики*. — 1989. — Т. 59, № 8. — С. 131–134.
  94. Влияние ультразвукового воздействия на генерационные характеристики границы раздела кремний–диоксид кремния / П.Б. Парчинский, С.И. Власов, Л.Г. Лигай, О.Ю. Щукина // *Письма в журнал технической физики*. — 2003. — Т. 29, № 9. — С. 83–88.
  95. Власов, С.И. Влияние ультразвуковой обработки на генерационные характеристики границы раздела полупроводник–стекло / С.И. Власов, А.В. Овсянников, Б.Н. Заверюхин // *Письма в журнал технической физики*.

- 2009. — Т. 35, № 7. — С. 41–45.
96. Влияние ультразвука на фотоэлектрические характеристики тонкопленочных электролюминесцентных структур / В.Г. Акульшин, В.В. Дякин, В.Н. Лысенко, В.Е. Родионов // *Журнал технической физики*. — 1989. — Т. 59, № 10. — С. 156–158.
  97. Enhanced hydrogenation in polycrystalline silicon thin films using low-temperature ultrasound treatment / S. Ostapenko, L. Jastrzebski, J. Lagowski, R. K. Smeltzer // *Appl. Phys. Lett.* — 1996. — May. — Vol. 68, no. 20. — Pp. 2873–2875.
  98. Effect of ultrasonic treatment on the defect structure of the Si–SiO<sub>2</sub> system / D. Kropman, V. Seeman, S. Dolgov, A. Medvids // *Phys. Status Solidi C*. — 2016. — Oct. — Vol. 13, no. 10–12. — Pp. 793–797.
  99. Акустостимулированное расширение коротковолнового диапазона спектральной чувствительности AlGaAs/GaAs–солнечных элементов / Е.Б. Заверюхина, Н.Н. Заверюхина, Л.Н. Лезилова и др. // *Письма в журнал технической физики*. — 2005. — Т. 31, № 1. — С. 54–66.
  100. Effect of ultrasound treatment on CuInSe<sub>2</sub> solar cells / I. Dirnstorfer, W. Burkhardt, B. K. Meyer et al. // *Solid State Commun.* — 2000. — Sep. — Vol. 116, no. 2. — Pp. 87–91.
  101. *Davletova, A.* Open-circuit voltage decay transient in dislocation-engineered Si p–n junction / A. Davletova, S. Zh. Karazhanov // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2008. — Aug. — Vol. 41, no. 16. — P. 165107.
  102. *Davletova, A.* A study of electrical properties of dislocation engineered Si processed by ultrasound / A. Davletova, S. Zh. Karazhanov // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. — 2009. — June. — Vol. 70, no. 6. — Pp. 989–992.
  103. Сукач, А.В. Трансформация электрических свойств InAs p–n–переходов в результате ультразвуковой обработки / А.В. Сукач, В.В. Тетеркин // *Письма в журнал технической физики*. — 2009. — Т. 35, № 11. — С. 67–75.
  104. Acoustic-stimulated relaxation of GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> LEDs electroluminescence intensity / O.V. Konoreva, M.V. Lytovchenko, Ye.V. Malyi et al. // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. — 2016. — Vol. 19, no. 1. — Pp. 34–38.

105. *Mirsagatov, Sh. A. Ultrasonic Annealing of Surface States in the Heterojunction of a p–Si/n–CdS/n<sup>+</sup>–CdS Injection Photodiode / Sh. A. Mirsagatov, I. B. Sapayeva, Zh.T. Nazarov // Inorganic Materials. — 2015. — Dec. — Vol. 51, no. 1. — Pp. 1–4.*
106. *Electrophysical and Photoelectric Properties of Injection Photodiode Based on pSi–nCdS–In Structure and Influence of Ultrasonic Irradiation on them / Sh. A. Mirsagatov, I.B. Sapayev, Sh. R. Valieva, D. Babajanov // Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics. — 2015. — Mar. — Vol. 9, no. 6. — Pp. 834–843.*
107. *Пашаев, И.Г. Влияние различных обработок на свойства диодов Шоттки / И.Г. Пашаев // Физика и техника полупроводников. — 2012. — Т. 46, № 8. — С. 1108–1110.*
108. *Pashayev, I. The Influence of Ultrasonic Treatment on the Properties of Schottky Diodes / I. Pashayev // Open Journal of Acoustics. — 2013. — Vol. 3, no. 3A. — Pp. 9–12.*
109. *Tagaev, M.B. Effect of Ultrasonic Treatment of Silicon Impatt Diodes, Power Schottky Diodes and Zener Diodes on their Electrical Characteristics / М.В. Tagaev // УФЖ. — 2000. — Т. 45, № 3. — С. 364–367.*
110. *Влияние ультразвуковой обработки на деформационные эффекты и структуру локальных центров в подложке и приконтактных областях структур M/n–n<sup>+</sup>–GaAs (M=Pt, Cr, W) / И.Б. Ермолович, В.В. Миленин, Р.В. Конакова и др. // Физика и техника полупроводников. — 1997. — Т. 31, № 4. — С. 503–508.*
111. *Островский, И.В. Влияние ядерной радиации и ультразвука на фотопроводимость кремния / И.В. Островский, О.А. Коротченков // Журнал технической физики. — 1986. — Т. 56, № 11. — С. 2283–2284.*
112. *Подолян, А.А. Восстановление времени жизни носителей заряда под воздействием ультразвуковой обработки в γ-облученном кремнии / А.А. Подолян, А.Б. Надточий, О.А. Коротченков // Письма в журнал технической физики. — 2012. — Т. 38, № 9. — С. 15–22.*
113. *Подолян, А.А. Влияние ультразвука на отжиг радиационных дефектов в*

- кремнии при комнатных температурах / А.А. Подолян, В.И. Хиврич // *Письма в журнал технической физики*. — 2005. — Т. 31, № 10. — С. 11–16.
114. Олих, Я.М. Акустостимулированное преобразование радиационных дефектов в  $\gamma$ -облученных кристаллах кремния n-типа / Я.М. Олих, Н.Д. Тимочко, А.П. Долголенко // *Письма в журнал технической физики*. — 2006. — Т. 32, № 13. — С. 67–73.
115. Олих, Я.М. О влиянии ультразвука на отжиг радиационных дефектов в нейтронно–легированном германии / Я.М. Олих, Н.И. Карась // *Физика и техника полупроводников*. — 1991. — Т. 30, № 8. — С. 1455–1459.
116. Thermoacoustic annealing of radiation-induced defects in indium–phosphide crystal / Ya.M. Olikh, V.P. Tartachnik, I.I. Tichyna, Vernidub R.M. // The proceeding of 5<sup>th</sup> conference «Acoustoelectronics' 91». — 1991. — May. — Pp. 95–96. — Varna, Bulgaria.
117. Radiation defects manipulation by ultrasound in ionic crystals / I. Ostrovskii, N. Ostrovskaya, O. Korotchenkov, J. Reidy // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 2005. — Dec. — Vol. 52, no. 6. — Pp. 3068–3073.
118. Влияние ультразвука на параметры структур металл–диэлектрик–полупроводник / П.Б. Парчинский, С.И. Власов, Р.А. Муминов и др. // *Письма в журнал технической физики*. — 2000. — Т. 26, № 10. — С. 40–45.
119. Парчинский, П.Б. Исследование влияния ультразвукового воздействия на генерационные характеристики предварительно облученной границы раздела кремний–диоксид кремния / П.Б. Парчинский, С.И. Власов, Л.Г. Лигай // *Физика и техника полупроводников*. — 2006. — Т. 40, № 7. — С. 829–832.
120. Гусейнов, Н.А. Восстановление фотоэлектрических параметров кремниевых солнечных элементов, облученных  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ , с помощью ультразвуковой обработки / Н.А. Гусейнов, Я.М. Олих, Аскеров Ш.Г. // *Письма в журнал технической физики*. — 2007. — Т. 33, № 1. — С. 38–44.
121. Пашаев, И.Г. Исследования релаксации избыточного тока кремниевых диодов Шоттки / И.Г. Пашаев // *Физика и техника полупроводников*. — 2014. — Т. 48, № 10. — С. 1426–1429.
122. The influence of acoustic–dislocation interaction on intensity of the bound

- exciton recombination in initial and irradiated GaAsP LEDs structures / O.V. Konoreva, Ya. M. Olikh, M.B. Pinkovska et al. // *Superlattices Microstruct.* — 2017. — Feb. — Vol. 102. — Pp. 88–93.
123. Литовченко, В.Г. Формування нанорозмірних фаз при акусто-стимульованому іонно-променевому синтезі / В.Г. Литовченко, В.П. Мельник, Б.М. Романюк // УФЖ. — 2015. — Т. 60, № 1. — С. 66–75.
124. Mechanisms of Silicon Amorphization at the Ultrasound Action during Ion Implantation / B. Romanyuk, D. Kruger, V. Melnik та ін. // УФЖ. — 2001. — Т. 46, № 2. — С. 191–195.
125. Peculiarities of the Defect Formation in the Near-surface Layers of Si Single Crystals under Acoustostimulated Implantation of Ions of Boron and Arsenic / O.I. Gudymenko, V.P. Kladko, V.P. Melnik та ін. // УФЖ. — 2008. — Т. 53, № 2. — С. 140–145.
126. Effect of in situ ultrasonic treatment on tungsten surface oxidation / Andriy Romanyuk, Peter Oelhafen, Roland Steiner et al. // *Surf. Sci.* — 2005. — Dec. — Vol. 595, no. 1–3. — Pp. 35–39.
127. Ultrasound-assisted oxidation of tungsten in oxygen plasma: the early stages of the oxide film growth / Andriy Romanyuk, Roland Steiner, Viktor Melnik, Verena Thommen // *Surface and Interface Analysis.* — 2006. — Aug. — Vol. 38, no. 8. — Pp. 1242–1246.
128. Modification of the Si amorphization process by in situ ultrasonic treatment during ion implantation / B. Romanyuk, V. Melnik, Ya. Olikh et al. // *Semicond. Sci. Technol.* — 2001. — May. — Vol. 16, no. 5. — Pp. 397–401.
129. Characteristics of silicon p–n junction formed by ion implantation with in situ ultrasound treatment / V.P. Melnik, Y.M. Olikh, V.G. Popov et al. // *Materials Science and Engineering: B.* — 2005. — Dec. — Vol. 124–125. — Pp. 327–330.
130. Enhanced relaxation of SiGe layers by He implantation supported by in situ ultrasonic treatments / B. Romanjuk, V. Kladko, V. Melnik et al. // *Materials Science in Semiconductor Processing.* — 2005. — Feb. — Vol. 8, no. 1–3. — Pp. 171–175.
131. Influence of in situ ultrasound treatment during ion implantation on amorphization and junction formation in silicon / D. Krüger, B. Romanyuk, V. Melnik

- et al. // *J. Vac. Sci. Technol. B.* — 2002. — Jul. — Vol. 20, no. 4. — Pp. 1448–1451.
132. *Amulevicius, A.* Mössbauer studies of Fe–Si–C system structure changes by laser and ultrasound treatment / A. Amulevicius, K. Mazeika, A. Daugvila // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2000. — Aug. — Vol. 33, no. 16. — Pp. 1985–1989.
133. *Kalem, S.* Effect of Light Exposure and Ultrasound on the Formation of Porous Silicon / S. Kalem, O. Yavuzcetin, C. Altineller // *Journal of Porous Materials.* — 2000. — Jan. — Vol. 7, no. 1. — Pp. 381–383.
134. Improved electroluminescence performance of ZnS:Cu,Cl phosphors by ultrasonic treatment / Wendeng Wang, Fuqiang Huang, Yujuan Xia, Anbao Wang // *J. Lumin.* — 2008. — Feb. — Vol. 128, no. 2. — Pp. 199–204.
135. Ultrasonic-assisted mist chemical vapor deposition of II–oxide and related oxide compounds / Shizuo Fujita, Kentaro Kaneko, Takumi Ikenoue et al. // *Phys. Status Solidi C.* — 2014. — Jul. — Vol. 11, no. 7–8. — Pp. 1225–1228.
136. *Romanyuk, A.* Influence of in situ ultrasound treatment during ion implantation on formation of silver nanoparticles in silica / A. Romanyuk, V. Spassov, V. Melnik // *J. Appl. Phys.* — 2006. — Feb. — Vol. 99, no. 3. — P. 034314.
137. Use of ultrasound for metal cluster engineering in ion implanted silicon oxide / A. Romanyuk, P. Oelhafen, R. Kurps, V. Melnik // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Jan. — Vol. 90, no. 1. — P. 013118.
138. *Jivanescu, M.* Influence of in situ applied ultrasound during Si<sup>+</sup> implantation in SiO<sub>2</sub> on paramagnetic defect generation / M. Jivanescu, A. Romanyuk, A. Stesmans // *J. Appl. Phys.* — 2010. — June. — Vol. 107, no. 11. — P. 114307.
139. Light emission from nanocrystalline silicon clusters embedded in silicon dioxide: Role of the suboxide states / A. Romanyuk, V. Melnik, Y. Olikh et al. // *J. Lumin.* — 2010. — Jan. — Vol. 130, no. 1. — Pp. 87–91.
140. *Majhi, Abhijit.* Comparative Study of Ultrasound Stimulation and Conventional Heating Methods on the Preparation of Nanosized γ-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> / Abhijit Majhi, G. Pugazhenthi, Anupam Shukla // *Industrial & Engineering Chemistry Research.* — 2010. — Vol. 49, no. 10. — Pp. 4710–4719.
141. *Behboudnia, M.* Synthesis and characterization of CdSe semiconductor nanoparticles by ultrasonic irradiation / M. Behboudnia, Y. Azizianekalandaragh // *Materials Science and Engineering: B.* — 2007. — Mar. — Vol. 138, no. 1.

- Pp. 65–68.
142. Ultrasonic-assisted chemical reduction synthesis and structural characterization of copper nanoparticles / Nguyen T. Anh-Nga, Nguyen Tuan-Anh, Nguyen Thanh-Quoc, Do Tuong Ha // *AIP Conference Proceedings*. — 2018. — Vol. 1954, no. 1. — P. 030010.
  143. Evolution of CdS:Mn nanoparticle properties caused by pH of colloid solution and ultrasound irradiation / A. I. Savchuk, G. Yu. Rudko, V. I. Fediv et al. // *Phys. Status Solidi C*. — 2010. — Jun. — Vol. 7, no. 6. — Pp. 1510–1512.
  144. Effect of particle size on optical and electrical properties in mixed CdS and NiS nanoparticles synthesis by ultrasonic wave irradiation method / V. Mohanraj, R. Jayaprakash, R. Robert et al. // *Mater. Sci. Semicond. Process.* — 2016. — Dec. — Vol. 56. — Pp. 394–402.
  145. Effect of ultrasonic wave on the syntheses of Au and ZnO nanoparticles by laser ablation in water / N. Takada, A. Fujikawa, N. Koshizaki, K. Sasaki // *Applied Physics A: Materials Science & Processing*. — 2013. — Mar. — Vol. 110, no. 4. — Pp. 835–839.
  146. Greenhall, J. Ultrasound directed self-assembly of user-specified patterns of nanoparticles dispersed in a fluid medium / J. Greenhall, F. Guevara Vasquez, B. Raeymaekers // *Appl. Phys. Lett.* — 2016. — Mar. — Vol. 108, no. 10. — P. 103103.
  147. Taillan, Christophe. Nanoscale Self-Organization Using Standing Surface Acoustic Waves / Christophe Taillan, Nicolas Combe, Joseph Morillo // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Feb. — Vol. 106. — P. 076102.
  148. Оліх, Я.М. Прямое наблюдение релаксации проводимости в gamma-облученном кремнии n-типа под влиянием импульсов ультразвука / Я.М. Оліх, Н.Д. Тимочко // *Письма в журнал технической физики*. — 2011. — Т. 37, № 1. — С. 78–84.
  149. Оліх, Я.М. Особливості протікання струму при ультразвуковому навантаженні в сильно компенсованих низькоомних кристалах CdTe:Cl / Я.М. Оліх, М.Д. Тимочко // *УФЖ*. — 2016. — Т. 61, № 5. — С. 389–399.
  150. Olikh, Ya. M. Reverse ultrasonic changes of electrical conductivity in CdTe:Cl crystals / Ya. M. Olikh, M. D. Tymochko // *Superlattices Microstruct.* — 2016.

- Jul. — Vol. 95. — Pp. 78–82.
151. Власенко, А.И. Акустостимулированная активация связанных дефектов в твердых растворах CdHgTe / А.И. Власенко, Я.М. Олих, Р.К. Савкина // *Физика и техника полупроводников*. — 1999. — Т. 33, № 4. — С. 410–414.
  152. Власенко, А.И. Подвижность носителей заряда в кристаллах  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в условиях динамического ультразвукового нагружения / А.И. Власенко, Я.М. Олих, Р.К. Савкина // *Физика и техника полупроводников*. — 2000. — Т. 34, № 6. — С. 670–676.
  153. Acoustically driven optical phenomena in bulk and low-dimensional semiconductors / I.V. Ostrovskii, O.A. Korotchenkov, O.Ya Olikh et al. // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* — 2001. — July. — Vol. 3, no. 4. — Pp. S82–S86.
  154. Олих, О.Я. Увеличение длины диффузии электронов в кристаллах  $p$ -кремния под действием ультразвука / О.Я. Олих, И.В. Островский // *Физика твердого тела*. — 2002. — Т. 44, № 7. — С. 1198–1202.
  155. Korotchenkov, O.A. Long-wavelength acoustic-mode-enhanced electron emission from Se and Te donors in silicon / O.A. Korotchenkov, H.G. Grimmliss // *Phys. Rev. B*. — 1995. — Nov. — Vol. 52, no. 20. — Pp. 14598–14606.
  156. Мукашев, Б.Н. Метастабильные и бистабильные дефекты в кремнии / Б.Н. Мукашев, Ю.В. Абдуллин, Ю.В. Горелкинский // *Успехи физических наук*. — 2000. — Т. 170, № 2. — С. 143–155.
  157. The Ultrasonics-Induced-Quenching of PPC Related to DX Centers in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  / A.E. Belyaev, Hans Jürgen von Bardeleben, M.L. Fille et al. // *Defects in Semiconductors 17* / Ed. by Helmut Heinrich, Wolfgang Jantsch. — Vol. 143 of *Materials Science Forum*. — Trans Tech Publications, 1993. — 10. — Pp. 1057–1062.
  158. Процессы дрейфа неравновесных носителей тока в GaAs–фотоприемниках под действием переменной деформации / Б.Н. Заверюхин, Н.Н. Заверюхина, Р.А. Муминов, О.М. Турсункулов // *Письма в журнал технической физики*. — 2002. — Т. 28, № 5. — С. 75–83.
  159. Вплив ультразвуку на вольт–амперні характеристики гетероструктур GaAs/AlGaAs / В. В. Курилюк, А. М. Горб, О. О. Коротченков, О. Я. Оліх // *Вісник Київського ун-ту, Сер.: Фізико-математичні науки*. — 2003. — № 3.

- С. 298–300.
160. *Kuryliuk, Vasyl.* Acoustically driven charge separation in semiconductor heterostructures sensed by optical spectroscopy techniques / Vasyl Kuryliuk, Artem Podolian, Oleg Korotchenkov // *Cent. Eur. J. Phys.* — 2009. — Jun. — Vol. 8, no. 1. — Pp. 65–76.
161. Деградационно-релаксационные явления в светоизлучающих *p-n*-структуратах на основе фосфида галлия, стимулированные ультразвуком / А.Н. Гонтарук, Д.В. Корбутяк, Е.В. Корбут и др. // *Письма в журнал технической физики*. — 1998. — Т. 24, № 64–68. — С. 22–27.
162. *Oстровський, И.В.* Акустолюминисценция и дефекты кристаллов / И.В. Островський. — К.: Вища школа, 1993. — 223 с.
163. Sonoluminescence and acoustically driven optical phenomena in solids and solid–gas interfaces / I.V. Ostrovskii, O.A. Korotchenkov, T. Goto, H.G. Grimmeiss // *Physics Reports*. — 1999. — Jan. — Vol. 311, no. 1. — Pp. 1–46.
164. Acoustically driven emission of light in granular and layered semiconductors: recent advances and future prospects / O. A. Korotchenkov, T. Goto, H. G. Grimmeiss et al. // *Reports on Progress in Physics*. — 2002. — Jan. — Vol. 65, no. 1. — Pp. 73–97.
165. *Korotchenkov, O. A.* Powder agglomeration patterns at acoustic driving observed by sonoluminescence technique / O. A. Korotchenkov, T. Goto // *J. Appl. Phys.* — 1999. — Jan. — Vol. 85, no. 2. — Pp. 1153–1158.
166. *Ostrovskii, I.V.* Characrerization of unstable point defects in crystals / I.V. Ostrovskii, O.A. Korotchenkov // *Solid State Commun.* — 1992. — Apr. — Vol. 82, no. 4. — Pp. 267–270.
167. *Korotchenkov, O.A.* Study on bound exciton dynamics in CdS crystals at acoustic driving / O.A. Korotchenkov, T. Goto // *Physica B: Condensed Matter*. — 1998. — Oct. — Vol. 253, no. 3–4. — Pp. 203–214.
168. *Korotchenkov, O.* Acoustically driven bound exciton lifetimes in CdS crystals / O Korotchenkov, Takenari Goto // *Appl. Phys. Lett.* — 1998. — 04. — Vol. 72, no. Apr. — Pp. 1733–1735.
169. Effect of surface acoustic waves on low-temperature photoluminescence of GaAs / K. S. Zhuravlev, D. V. Petrov, Yu. B. Bolkhovityanov, N. S. Rudaja //

- Appl. Phys. Lett.* — 1997. — Jun. — Vol. 70, no. 25. — Pp. 3389–3391.
170. Acoustic driving effect on radiative decays of excitons in ZnSe/ZnS single quantum wells / O. A. Korotchenkov, A. Yamamoto, T. Goto et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 1999. — May. — Vol. 74, no. 21. — Pp. 3179–3181.
171. Acoustically Driven Storage of Light in a Quantum Well / C. Rocke, S. Zimmermann, A. Wixforth et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — May. — Vol. 78. — Pp. 4099–4102.
172. Conversion of bound excitons to free excitons by surface acoustic waves / S. Völk, A. Wixforth, D. Reuter et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Oct. — Vol. 80. — P. 165307.
173. The rotation of the polarization plane of quantum-well heterolasers emission under the ultrasonic strain / Liudmila Kulakova, Vladislav Gorelov, Andrey Lutetskiy, Nikita S. Averkiev // *Solid State Commun.* — 2012. — Sept. — Vol. 152, no. 17. — Pp. 1690–1693.
174. Полевая зависимость скорости термической эмиссии дырок с комплекса  $V_{Ga}S_{As}$  в арсениде галлия / Л.А. Кулакова, Н.С. Аверкиев, А.В. Лютецкий, В.А. Горелов // *Физика и техника полупроводников.* — 2013. — Т. 47, № 1. — С. 137–142.
175. *Kulakova, Liudmila A.* Acousto-optic interaction in nanodimensional laser heterostructures / Liudmila A. Kulakova // *Appl. Opt.* — 2009. — Feb. — Vol. 48, no. 6. — Pp. 1128–1134.
176. *Кулакова, Л.А.* Тонкая спектроскопия динамики излучения гетеролазеров в присутствии ультразвуковой деформации / Л.А. Кулакова // *Физика твердого тела.* — 2009. — Т. 51, № 1. — С. 73–80.
177. Управление спектром излучения квантоворазмерных гетеролазеров с помощью ультразвуковой деформации / Л.А. Кулакова, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, И.С. Тарасов // *ЖЭТФ.* — 2007. — Т. 131, № 5. — С. 790–797.
178. *Кулакова, Л. А.* Перестройка частоты генерации гетеролазера под влиянием ультразвуковых волн / Л. А. Кулакова, И. С. Тарасов // *Письма в ЖЭТФ.* — 2003. — Т. 78, № 2. — С. 77–81.
179. *Кулакова, Л.А.* Градиентное управление направлением излучения

- InGaAsP/InP гетеролазеров / Л.А. Кулакова, А.В. Лютецкий, В.Б. Волошинов // *Письма в журнал технической физики*. — 2010. — Т. 36, № 12. — С. 48–54.
180. Курилюк, В.В. Управление процессами фотоэлектрического преобразования в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с помощью пьезоэлектрических полей акустических колебаний / В.В. Курилюк, О.А. Коротченков // *Журнал технической физики*. — 2009. — Т. 79, № 8. — С. 146–149.
181. Spatially modulated photoluminescence properties in dynamically strained GaAs/AlAs quantum wells by surface acoustic wave / Tetsuomi Sogawa, Haruki Sanada, Hideki Gotoh et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — Apr. — Vol. 100, no. 16. — P. 162109.
182. Acoustically induced current in graphene by aluminum nitride transducers / Yan Chen, Hongxiang Zhang, Hao Zhang et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2016. — Jan. — Vol. 108, no. 3. — P. 033107.
183. Acoustic charge transport induced by the surface acoustic wave in chemical doped graphene / Shijun Zheng, Hao Zhang, Zhihong Feng et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2016. — Oct. — Vol. 109, no. 18. — P. 183110.
184. Poole, T. Acoustoelectric photoresponse in graphene / T. Poole, L. Bandhu, G. R. Nash // *Appl. Phys. Lett.* — 2015. — Mar. — Vol. 106, no. 13. — P. 133107.
185. Acoustically induced current flow in graphene / V. Miseikis, J. E. Cunningham, K. Saeed et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — Mar. — Vol. 100, no. 13. — P. 133105.
186. On the acoustoelectric current in a one-dimensional channel / J. M. Shilton, D. R. Mace, V. I. Talyanskii et al. // *J. Phys.: Condens. Matter*. — 1996. — Jun. — Vol. 8, no. 24. — Pp. L337–L343.
187. Neto, A. Ranciaro. Electronic transport in disordered chains mediated by interactions with acoustic waves / A. Ranciaro Neto, M.O. Sales, F.A.B.F. de Moura // *Solid State Commun.* — 2016. — Mar. — Vol. 229. — Pp. 22–27.
188. Single-electron acoustic charge transport by two counterpropagating surface acoustic wave beams / J. Cunningham, V. I. Talyanskii, J. M. Shilton et al. // *Phys. Rev. B*. — 1999. — Aug. — Vol. 60. — Pp. 4850–4855.
189. The anomalous acoustoelectric current in single-electron transport devices with

- three pairs of shallow–etched gates / L.B. Liu, J. Gao, H.Z. Guo et al. // *Physica B: Condensed Matter*. — 2011. — Feb. — Vol. 406, no. 3. — Pp. 430–434.
190. On-demand single-electron transfer between distant quantum dots / R. P. G. McNeil, M. Kataoka, C. J. B. Ford et al. // *Nature*. — 2011. — Sep. — Vol. 477, no. 9. — Pp. 439–442.
191. Spin Pumping with Coherent Elastic Waves / M. Weiler, H. Huebl, F. S. Goerg et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Apr. — Vol. 108. — P. 176601.
192. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers / L. Thevenard, C. Gourdon, J. Y. Prieur et al. // *Phys. Rev. B*. — 2014. — Sep. — Vol. 90. — P. 094401.
193. *Couto, Odilon D. D.* Spin dynamics in (110) GaAs quantum wells under surface acoustic waves / Odilon D. D. Couto, R. Hey, P. V. Santos // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Oct. — Vol. 78. — P. 153305.
194. Acoustically Induced Spin-Orbit Interactions Revealed by Two-Dimensional Imaging of Spin Transport in GaAs / H. Sanada, T. Sogawa, H. Gotoh et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — May. — Vol. 106, no. 21. — P. 216602.
195. Magnetic recording with acoustic waves / Weiyang Li, Benjamin Buford, Albrecht Jander, Pallavi Dhagat // *Physica B: Condensed Matter*. — 2014. — Sep. — Vol. 448. — Pp. 151–154.
196. A sound idea: Manipulating domain walls in magnetic nanowires using surface acoustic waves / J. Dean, M. T. Bryan, J. D. Cooper et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2015. — Oct. — Vol. 107, no. 14. — P. 142405.
197. *Buscemi, Fabrizio.* Quantum teleportation of electrons in quantum wires with surface acoustic waves / Fabrizio Buscemi, Paolo Bordone, Andrea Bertoni // *Phys. Rev. B*. — 2010. — Jan. — Vol. 81. — P. 045312.
198. *Cuberes, M. T.* Atomic force microscopy manipulation with ultrasonic excitation / M. T. Cuberes // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2008. — Vol. 100. — P. 052013.
199. Ultrasonic assisted nanomanipulations with atomic force microscope / P. M. Lytvyn, O. Ya. Olikh, O. S. Lytvyn et al. // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. — 2010. — Vol. 13, no. 1. — Pp. 36–42.
200. *Andrade, Marco A. B.* Acoustic levitation of a large solid sphere / Marco

- A. B. Andrade, Anne L. Bernassau, Julio C. Adamowski // *Appl. Phys. Lett.* — 2016. — Jul. — Vol. 109, no. 4. — P. 044101.
201. Observation of Low-Temperature Elastic Softening due to Vacancy in Crystalline Silicon / Terutaka Goto, Hiroshi Yamada-Kaneta, Yasuhiro Saito et al. // *J. Phys. Soc. Jpn.* — 2006. — Apr. — Vol. 75, no. 4. — P. 044602.
  202. Strong Quadrupole-Strain Interaction of Vacancy Orbital in Boron-Doped Czochralski Silicon / Kazuki Okabe, Mitsuhiro Akatsu, Shotaro Baba et al. // *J. Phys. Soc. Jpn.* — 2013. — Dec. — Vol. 82, no. 12. — P. 124604.
  203. Elastic Softening of Surface Acoustic Wave Caused by Vacancy Orbital in Silicon Wafer / Keisuke Mitsumoto, Mitsuhiro Akatsu, Shotaro Baba et al. // *J. Phys. Soc. Jpn.* — 2014. — Mar. — Vol. 83, no. 3. — P. 034702.
  204. Ultrasonic study of vacancy in single crystal silicon at low temperatures / M. Akatsu, T. Goto, H. Y-Kaneta et al. // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2009. — Vol. 150, no. 4. — P. 042002.
  205. Ultrasonic exploration of vacancy centres with the Jahn-Teller effect. Application to the ZnSe crystal / N. S. Averkiev, I. B. Bersuker, V. V. Gudkov et al. // *Phys. Status Solidi B*. — 2014. — Aug. — Vol. 251, no. 8. — Pp. 1590–1595.
  206. Ultrasonic investigation of the Jahn-Teller effect in GaAs semiconductors doped by transition metals / N. S. Averkiev, I. B. Bersuker, V. V. Gudkov et al. // *J. Appl. Phys.* — 2014. — Sep. — Vol. 116, no. 10. — P. 103708.
  207. Effect of deep native defects on ultrasound propagation in  $\text{TiInS}_2$  layered crystal / MirHasan Yu. Seyidov, Rauf A. Suleymanov, Andrei P. Odrinsky, Cafer Kırbaş // *Physica B: Condensed Matter*. — 2016. — Sep. — Vol. 497. — Pp. 86–92.
  208. Numerical adiabatic potentials of orthorhombic Jahn-Teller effects retrieved from ultrasound attenuation experiments. Application to the  $\text{SrF}_2:\text{Cr}$  crystal / I. V. Zhevstovskikh, I. B. Bersuker, V. V. Gudkov et al. // *J. Appl. Phys.* — 2016. — Jun. — Vol. 119, no. 22. — P. 225108.
  209. *Hui, Kong.* Ultrasonic study on the Jahn-Teller effect near different phase transitions in  $\text{La}_{1/3}\text{Sr}_{2/3}\text{MO}_3$  ( $\text{M}=\text{Mn, Fe, Co}$ ) / Kong Hui, Zhu Changfei // *Solid State Commun.* — 2012. — Sep. — Vol. 152, no. 18. — Pp. 1715–1718.
  210. *Yi, Jianxing.* Ultrasonic study of the Jahn-Teller effect in  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{CoO}_3$  ( $0.1 \leq x \leq 0.5$ ) / Jianxing Yi, Xiangyu Wang, Mingming Li, Shengliang Guo, Jun Wang // *Physica B: Condensed Matter*. — 2014. — Sep. — Vol. 469. — Pp. 10–15.

- $x \leq 0.2)$  / Jianxing Yi, Hui Kong, Changfei Zhu // *Journal of Alloys and Compounds*. — 2009. — Apr. — Vol. 474, no. 1–2. — Pp. 38–41.
211. *Belyaev, A.* Resonance ultrasonic diagnostics of defects in full-size silicon wafers / A. Belyaev, S. Ostapenko // *Physica B: Condensed Matter*. — 2001. — Dec. — Vol. 308–310. — Pp. 1137–1140. — International Conference on Defects in Semiconductors.
212. Non-contact defect diagnostics in Cz-Si wafers using resonance ultrasonic vibrations / A. Belyaev, V. A. Kochelap, I. Tarasov, S. Ostapenko // *AIP Conference Proceedings*. — 2001. — Vol. 550, no. 1. — Pp. 207–211.
213. Resonance ultrasonic vibrations in Cz-Si wafers as a possible diagnostic technique in ion implantation / Z. Y. Zhao, S. Ostapenko, R. Anundson et al. // *AIP Conference Proceedings*. — 2001. — Vol. 576, no. 1. — Pp. 1036–1039.
214. *Dallas, W.* Resonance ultrasonic vibrations for crack detection in photovoltaic silicon wafers / W. Dallas, O. Polupan, S. Ostapenko // *Meas. Sci. Technol.* — 2007. — Mar. — Vol. 18, no. 3. — P. 852.
215. Ultrasonically stimulated temperature rise around dislocation: extended defect mapping and imaging / R. K. Savkina, A. B. Smirnov, V. V. Tetyorkin, N. M. Krolevc // *The European Physical Journal Applied Physics*. — 2004. — Jul. — Vol. 27, no. 1–3. — Pp. 375–377.
216. *Savkina, R.K.* Temperature rise in crystals subjected to ultrasonic influence / R.K. Savkina, A.B. Smirnov // *Infrared Physics & Technology*. — 2005. — Jun. — Vol. 46, no. 5. — Pp. 388–393.
217. Evaluation of radiation damage using nonlinear ultrasound / K. H. Matlack, J. J. Wall, J.-Y. Kim et al. // *J. Appl. Phys.* — 2012. — Mar. — Vol. 111, no. 5. — P. 054911.
218. A local defect resonance to enhance acoustic wave-defect interaction in ultrasonic nondestructive evaluation / Igor Solodov, Juxing Bai, Sumbat Bekgulyan, Gerd Busse // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — Nov. — Vol. 99, no. 21. — P. 211911.
219. *Коротченков, О.А.* Об идентификации точечных дефектов вблизи границы раздела полупроводников посредством возмущения акустической волной / О.А. Коротченков // *Физика и техника полупроводников*. — 1996. — Т. 30, № 7. — С. 1274–1278.

220. Ультразвуковое воздействие на спектры оптического пропускания и показатель преломления в кристаллах CdS / О.А. Коротченков, А.Х. Рожко, А.М. Антонов, И.В. Островский // *Физика твердого тела*. — 1993. — Т. 35, № 8. — С. 2244–2249.
221. Коротченков, О.А. Изучение эпитаксиальных структур GaAs методом акустомодуляции отражения света / О.А. Коротченков // *Физика и техника полупроводников*. — 1994. — Т. 28, № 7. — С. 1149–1154.
222. Characterization of semiconductor heterostructures by acousto-optical perturbation technique / I.V. Ostrovskii, O.A. Korotchenkov, R.M. Burbelo, H.G. Walther // *Materials Science and Engineering: B*. — 2000. — Jul. — Vol. 76, no. 2. — Pp. 139–144.
223. Fritz, I. J. Semiconductor characterization by a new contactless electroreflectance technique employing surface acoustic waves / I. J. Fritz, T. M. Brennan // *Semicond. Sci. Technol.* — 1997. — Jan. — Vol. 12, no. 1. — P. 19.
224. Островский, И.В. Спектроскопия поверхностных состояний в GaAs посредством акустоэлектрического эффекта / И.В. Островский, С.В. Сайко // *Физика твердого тела*. — 1993. — Т. 44, № 4. — С. 1043–1050.
225. Ostrovskii, I. V. Determination of deep levels' parameters in epi-GaAs by a transient acoustoelectric technique / I. V. Ostrovskii, S. V. Saiko, H. G. Walther // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 1998. — Sep. — Vol. 31, no. 18. — Pp. 2319–2325.
226. Ostrovskii, I.V. Characterization of interface deep levels in As vapor grown EPI–GaAs / I.V. Ostrovskii, O.Ya. Olikh // *Solid State Commun.* — 1998. — Jul. — Vol. 107, no. 7. — Pp. 341–343.
227. Громашевский, В.Л. Использование поперечного акустоэлектрического эффекта для исследования заряжения поверхности кремния при адсорбции воды / В.Л. Громашевский, Н.П. Татьяненко, Б.А. Снопок // *Физика и техника полупроводников*. — 2013. — Т. 47, № 4. — С. 557–563.
228. Investigation of interface states distribution in metal-oxide-semiconductor structures with very thin oxides by acoustic spectroscopy / P. Bury, I. Bellan, H. Kobayashi et al. // *J. Appl. Phys.* — 2014. — Oct. — Vol. 116, no. 14. — P. 144302.

229. Noncontact determination of thin films conductance by SH0 plate acoustic waves / I. E. Kuznetsova, B. D. Zaitsev, V. I. Anisimkin et al. // *J. Appl. Phys.* — 2014. — Jan. — Vol. 115, no. 4. — P. 044504.
230. Acoustic studies of ac conductivity mechanisms in  $n$ -GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As in the integer and fractional quantum Hall effect regime / I. L. Drichko, I. Yu. Smirnov, A. V. Suslov, D. R. Leadley // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Jun. — Vol. 83. — P. 235318.
231. *Olikh, Ya.M.* In Situ Observation of the Relaxation of Conductivity in  $\gamma$ -Irradiated n-Type Silicon under the Action of Ultrasound Pulses / Ya.M. Olikh, M.D. Tymochko // *Tech. Phys. Lett.* — 2011. — Jan. — Vol. 37, no. 1. — Pp. 37–40.
232. *Дъелисан, Э.* Упругие волны в твёрдых телах. Применение для обработки сигналов / Э. Дъелисан, Д. Руайе. — М.: Наука, 1982. — 424 с.
233. Акустические кристаллы / А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, Н.В. Переломова и др.; Под ред. М. П. Шаскольской. — М.: Наука, 1982. — 632 с.
234. *Smith, R. T.* Temperature Dependence of the Elastic, Piezoelectric, and Dielectric Constants of Lithium Tantalate and Lithium Niobate / R. T. Smith, F. S. Welsh // *J. Appl. Phys.* — 1971. — May. — Vol. 42, no. 6. — Pp. 2219–2230.
235. Ultrasonic study of vacancy in single crystal silicon at low temperatures / M. Akatsu, T. Goto, H. Y-Kaneta et al. // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2009. — Vol. 150, no. 4. — P. 042002.
236. *Breitenstein, O.* Understanding the current-voltage characteristics of industrial crystalline silicon solar cells by considering inhomogeneous current distributions / O. Breitenstein // *Opto-Electronics Review*. — 2013. — Sep. — Vol. 21, no. 3. — Pp. 259–282.
237. *Breitenstein, Otwin.* Non-Ideal I–V–Characteristics of Block–Cast Silicon Solar Cells / Otwin Breitenstein, J. Heydenreich // *Solid State Phenomena*. — 1994. — Vol. 37–38. — Pp. 139–144.
238. Updated NIEL calculations for estimating the damage induced by particles and  $\gamma$ -rays in Si and GaAs / A. Akkerman, J. Barak, M.B. Chadwick et al. // *Radiat. Phys. Chem.* — 2001. — Oct. — Vol. 62, no. 4. — Pp. 301–310.
239. Nonionizing energy loss (NIEL) for heavy ions / S.R. Messenger, E.A. Burke,

- G.P. Summers et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 1999. — Dec. — Vol. 46, no. 6. — Pp. 1595–1602.
240. Gamma non-ionizing energy loss: Comparison with the damage factor in silicon devices / E. El Allam, C. Inguimbert, A. Meulenberg et al. // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Mar. — Vol. 123, no. 9. — P. 095703.
241. *Bräunig, D.* Atomic displacement and total ionizing dose damage in semiconductors / D. Bräunig, F. Wulf // *Radiat. Phys. Chem.* — 1994. — Jan–Feb. — Vol. 43, no. 1–2. — Pp. 105–107.
242. *Huhtinen, M.* Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon / M. Huhtinen // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2002. — Sep. — Vol. 491, no. 1–2. — Pp. 194–215.
243. *Jafari, H.* Analytical modeling for gamma radiation damage on silicon photodiodes / H. Jafari, S.A.H. Feghhi // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2016. — Apr. — Vol. 816. — Pp. 62–69.
244. 75 MeV boron ion irradiation studies on Si PIN photodiodes / Y.P. Prabhakara Rao, K.C. Praveen, Y. Rejeena Rani et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B.* — 2013. — Dec. — Vol. 316. — Pp. 205–209.
245. Comparison of defects produced by fast neutrons and  $^{60}\text{Co}$ -gammas in high-resistivity silicon detectors using deep-level transient spectroscopy / M. Moll, H. Feick, E. Fretwurst et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 1997. — Apr. — Vol. 388, no. 3. — Pp. 335–339.
246. *Srour, J.R.* Review of displacement damage effects in silicon devices / J.R. Srour, C.J. Marshall, P.W. Marshall // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 2003. — Jun. — Vol. 50, no. 3. — Pp. 653–670.
247. A contribution to the identification of the E5 defect level as tri-vacancy (V3) / Alexandra Junkes, Ioana Pintilie, Eckhart Fretwurst, Doris Eckstein // *Physica B: Condensed Matter.* — 2012. — Aug. — Vol. 407, no. 15. — Pp. 3013–3015.
248. Positron probing of disordered regions in neutron-irradiated silicon / Nikolay Arutyunov, Nick Bennett, Neil Wight et al. // *Phys. Status Solidi B.* — 2016. — Nov. — Vol. 253, no. 11. — Pp. 2175–2179.
249. *Londos, C. A.* Di-interstitial defect in silicon revisited / C. A. Londos, G. Antonaras, A. Chroneos // *J. Appl. Phys.* — 2013. — Nov. — Vol. 114, no. 19. —

- P. 193513.
250. *Tanero, K.I.* Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения / К.И. Танеро, В.Н. Улимов, А.М. Членов. — М.: «БИНОМ. Лаборатория знаний», 2012. — 304 с.
  251. *Hu, Binxin.* Reflection-type single long-pulse solar simulator for high-efficiency crystalline silicon photovoltaic modules / Binxin Hu, Buyin Li, Tiechen Zhao, Rixin Yang // *Rev. Sci. Instrum.* — 2011. — Jun. — Vol. 82, no. 6. — P. 065104.
  252. Electronically stimulated degradation of silicon solar cells / J. Schmidt, K. Bothe, D. Macdonald et al. // *Journal of Materials Research.* — 2006. — Jan. — Vol. 21, no. 1. — Pp. 5–12.
  253. *Lindroos, Jeanette.* Review of light-induced degradation in crystalline silicon solar cells / Jeanette Lindroos, Hele Savin // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2016. — Apr. — Vol. 147. — Pp. 115–126.
  254. Degradation of Crystalline Silicon Due to Boron–Oxygen Defects / Tim Niewelt, Jonas Schön, Wilhelm Warta et al. // *IEEE Journal of Photovoltaics.* — 2017. — Jan. — Vol. 7, no. 1. — Pp. 383 –398.
  255. Modeling of light-induced degradation due to Cu precipitation in p-type silicon. II. Comparison of simulations and experiments / H. Vahlman, A. Haarahiltunen, W. Kwapil et al. // *J. Appl. Phys.* — 2017. — May. — Vol. 121, no. 19. — P. 195704.
  256. Recombination parameters of lifetime-limiting carrier-induced defects in multicrystalline silicon for solar cells / Carlos Vargas, Yan Zhu, Gianluca Coletti et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2017. — Feb. — Vol. 110, no. 9. — P. 092106.
  257. Acceleration and mitigation of carrier-induced degradation in p-type multi-crystalline silicon / D. N. R. Payne, C. E. Chan, B. J. Hallam et al. // *Phys. Status Solidi RRL.* — 2016. — Mar. — Vol. 10, no. 3. — Pp. 237–241.
  258. Explanation of potential-induced degradation of the shunting type by Na decoration of stacking faults in Si solar cells / Volker Naumann, Dominik Lausch, Angelika Hahnel et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2014. — Jan. — Vol. 120. — Pp. 383–389.
  259. *Hoffmann, Stephan.* Effect of humidity and temperature on the potential-induced degradation / Stephan Hoffmann, Michael Koehl // *Progress in Photovoltaics:*

- Research and Applications.* — 2012. — Feb. — Vol. 22, no. 2. — Pp. 173–179.
260. Influence of surface structure of n-type single-crystalline Si solar cells on potential-induced deInfluence / Kohjiro Hara, Kinichi Ogawa, Yusuke Okabayashi et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2017. — Jul. — Vol. 166. — Pp. 132–139.
261. A study on the variation of c-Si solar cell parameters under 8 MeV electron irradiation / Sathyanarayana Bhat, Asha Rao, Sheeja Krishnan et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2014. — Jan. — Vol. 120. — Pp. 191–196.
262. *Karazhanov, S. Zh.* Mechanism for the anomalous degradation of silicon space solar cells / S. Zh. Karazhanov // *Appl. Phys. Lett.* — 2000. — May. — Vol. 76, no. 19. — Pp. 2689–2691.
263. Acoustostimulated changes in the density of surface states and their energy spectrum in p-type silicon single crystals / N.N. Zaveryukhina, E.B. Zaveryukhina, S.I. Vlasov, B.N. Zaveryukhin // *Tech. Phys. Lett.* — 2008. — Mar. — Vol. 34, no. 3. — Pp. 241–243.
264. *Ishaque, Kashif.* Simple, fast and accurate two-diode model for photovoltaic modules / Kashif Ishaque, Zainal Salam, Hamed Taheri // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2011. — Feb. — Vol. 95, no. 2. — Pp. 586–594.
265. *Bühler, Alexandre Jose.* Method for photovoltaic parameter extraction according to a modified double-diode model / Alexandre Jose Bühler, Arno Krenzinger // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications.* — 2013. — Aug. — Vol. 21, no. 5. — Pp. 884–893.
266. *Sproul, A. B.* Intrinsic carrier concentration and minority-carrier mobility of silicon from 77 to 300 K / A. B. Sproul, M. A. Green // *J. Appl. Phys.* — 1993. — Feb. — Vol. 73, no. 3. — Pp. 1214–1225.
267. *Green, Martin A.* Intrinsic concentration, effective densities of states, and effective mass in silicon / Martin A. Green // *J. Appl. Phys.* — 1990. — Mar. — Vol. 67, no. 6. — Pp. 2944–2954.
268. *Schroder, D. K.* Semiconductor Material and Device Characterization / D. K. Schroder. — Third edition. — New Jersey: John Wiley & Sons, 2006. — 781 pp.
269. Solar Cells. Materials, Manufacture and Operation / Ed. by Augustin McEvoy, Tom Markvart, Luis Castaner. — Second edition. — Oxford: Academic Press,

2013. — 641 pp.
270. *Sun, Jianyong.* DE/EDA: A new evolutionary algorithm for global optimization / Jianyong Sun, Qingfu Zhang, Edward P.K. Tsang // *Inform. Sci.* — 2005. — Feb. — Vol. 169, no. 3–4. — Pp. 249–262.
271. *Wang, Kaier.* Parameter determination of Schottky–barrier diode model using differential evolution / Kaier Wang, Meiyi Ye // *Solid-State Electron.* — 2009. — Feb. — Vol. 53, no. 2. — Pp. 234–240.
272. Adaptive differential evolution algorithm with novel mutation strategies in multiple sub–populations / Laizhong Cui, Genghui Li, Qiuzhen Lin et al. // *Computers & Operations Research.* — 2016. — Mar. — Vol. 67. — Pp. 155–173.
273. Series resistance characterization of industrial silicon solar cells with screen–printed contacts using hotmelt paste / A. Mette, D. Pysch, G. Emanuel et al. // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications.* — 2007. — Sep. — Vol. 15, no. 6. — Pp. 493–505.
274. Modeling of light–induced degradation due to Cu precipitation in p–type silicon. II. Comparison of simulations and experiments / H. Vahlman, A. Haarahiltunen, W. Kwapisil et al. // *J. Appl. Phys.* — 2017. — May. — Vol. 121, no. 19. — P. 195704.
275. Implications of Accelerated Recombination–Active Defect Complex Formation for Mitigating Carrier–Induced Degradation in Silicon / Brett J. Hallam, Malcolm D. Abbott, Nitin Nampalli et al. // *IEEE Journal of Photovoltaics.* — 2016. — Jan. — Vol. 6, no. 1. — Pp. 92–99.
276. *Razeghi, M.* Semiconductor ultraviolet detectors / M. Razeghi, A. Rogalski // *J. Appl. Phys.* — 1996. — May. — Vol. 79, no. 10. — Pp. 7433–7473.
277. *Фаренбрух, А.* Солнечные элементы. Теория и эксперимент / А. Фаренбрух, Р. Бьюб. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 280 с.
278. *Гаман, В.И.* Физика полупроводниковых приборов / В.И. Гаман. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 1989. — 336 с.
279. *Rajkanan, K.* Absorption coefficient of silicon for solar cell calculations / K. Rajkanan, R. Singh, J. Shewchun // *Solid-State Electron.* — 1979. — Sep. — Vol. 22, no. 9. — Pp. 793–795.
280. *Khan, Firoz.* Effect of illumination intensity on cell parameters of a silicon solar

- cell / Firoz Khan, S.N. Singh, M. Husain // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2010. — Sep. — Vol. 94, no. 9. — Pp. 1473–1476.
281. Investigation of unusual shunting behavior due to phototransistor effect in n-type aluminum-alloyed rear junction solar cells / Adeline Sugianto, Budi S. Tjahjono, Ly Mai, Stuart R. Wenham // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2009. — Nov. — Vol. 93, no. 11. — Pp. 1986 – 1993.
282. *Robinson, S. J.* Departures from the principle of superposition in silicon solar cells / S. J. Robinson, A. G. Aberle, M. A. Green // *J. Appl. Phys.* — 1994. — Dec. — Vol. 76, no. 12. — Pp. 7920–7930.
283. *Breitenstein, O.* A two-diode model regarding the distributed series resistance / O. Breitenstein, S. Rißland // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2013. — Mar. — Vol. 110. — Pp. 77–86.
284. Effect of oxygen precipitation on the performance of Czochralski silicon solar cells / Lin Chen, Xuegong Yu, Peng Chen et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2011. — Nov. — Vol. 95, no. 11. — Pp. 3148–3151.
285. Identification of lifetime limiting defects by temperature- and injection-dependent photoluminescence imaging / Jonas Schön, Amanda Youssef, Sungeun Park et al. // *J. Appl. Phys.* — 2016. — Sep. — Vol. 120, no. 10. — P. 105703.
286. Evaluating Crystalline Silicon Solar Cells at Low Light Intensities Using Intensity-Dependent Analysis of I–V Parameters / Karola Rühle, Mattias K. Juhl, Malcolm D. Abbott, Martin Kasemann // *IEEE Journal of Photovoltaics.* — 2015. — May. — Vol. 5, no. 3. — Pp. 926–931.
287. Crystalline silicon cell performance at low light intensities / N.H. Reich, W.G.J.H.M. van Sark, E.A. Alsema et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2009. — Sep. — Vol. 93, no. 9. — Pp. 1471–1481.
288. The Influence of Parasitic Effects on Injection–Level–Dependent Lifetime Data / Florence W. Chen, Jeffrey E. Cotter, Malcolm D. Abbott et al. // *IEEE Trans. Electron Devices.* — 2007. — Nov. — Vol. 54, no. 11. — Pp. 2960–2968.
289. *Macdonald, Daniel.* Reduced fill factors in multicrystalline silicon solar cells due to injection–level dependent bulk recombination lifetimes / Daniel Macdonald, Andres Cuevas // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications.* — 2000. — Jul. — Vol. 8, no. 4. — Pp. 363–375.

290. Recombination rate saturation mechanisms at oxidized surfaces of high-efficiency silicon solar cells / S. J. Robinson, S. R. Wenham, P. P. Altermatt et al. // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Oct. — Vol. 78, no. 7. — Pp. 4740–4754.
291. Bandlike and localized states at extended defects in silicon / W. Schröter, J. Kronewitz, U. Gnauert et al. // *Phys. Rev. B.* — 1995. — Nov. — Vol. 52. — Pp. 13726–13729.
292. Особливості формування рекомбінаційного струму в області просторово-го заряду кремнієвих сонячних елементів / А.В. Саченко, В.П. Костильов, В.М. Власюк та ін. // УФЖ. — 2016. — Т. 61, № 10. — С. 923–928751.
293. *Schroder, D.K.* The concept of generation and recombination lifetimes in semiconductors / D.K. Schroder // *IEEE Trans. Electron Devices.* — 1982. — Aug. — Vol. 29, no. 8. — Pp. 1336–1338.
294. Analysis of  $n^+p$  silicon junctions with varying substrate doping concentrations made under ultraclean processing technology / Herzl Aharoni, Tadahiro Ohmi, Mauricio Massazumi Oka et al. // *J. Appl. Phys.* — 1997. — Feb. — Vol. 81, no. 3. — Pp. 1270–1288.
295. Explanation of High Solar Cell Diode Factors by Nonuniform Contact Resistance / A. S. H. van der Heide, A. Schonecker, J. H. Bultman, W. C. Sinke // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications.* — 2005. — Jan. — Vol. 13, no. 1. — Pp. 3–16.
296. *Beier, Jutta.* Humps in dark I–V–curves — Analysis and explanation / Jutta Beier, Bernhard Voss // Proceedings of the 23rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference. — 1993. — May. — Pp. 321–326. — Louisville, KY, USA.
297. Experimental analysis and theoretical model for anomalously high ideality factors ( $n \gg 2.0$ ) in AlGaN/GaN p–n junction diodes / Jay M. Shah, Y.-L. Li, Th. Gessmann, E. F. Schubert // *J. Appl. Phys.* — 2003. — Aug. — Vol. 94, no. 4. — Pp. 2627–2630.
298. Conduction processes in silicon solar cells / A. Kaminski, J. J. Marchand, H. E. Omari et al. // Proceedings of the 25th IEEE Photovoltaic Specialists Conference. — 1996. — May. — Pp. 573–576. — Washington, DC, USA.
299. Direct observation of intercenter charge transfer in dominant nonradiative recombination channels in silicon / W. M. Chen, B. Monemar, E. Janzén,

- J. L. Lindström // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Sep. — Vol. 67, no. 14. — Pp. 1914–1917.
300. Observation of rapid direct charge transfer between deep defects in silicon / A. M. Frens, M. T. Bennebroek, A. Zakrzewski et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — May. — Vol. 72, no. 18. — Pp. 2939–2942.
301. Schenka, Andreas. Coupled defect-level recombination: Theory and application to anomalous diode characteristics / Andreas Schenka, Ulrich Krumbein // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Sep. — Vol. 78, no. 5. — Pp. 3185–3192.
302. Explanation of commonly observed shunt currents in c-Si solar cells by means of recombination statistics beyond the Shockley-Read-Hall approximation / Silke Steingrube, Otwin Breitenstein, Klaus Ramspeck et al. // *J. Appl. Phys.* — 2011. — July. — Vol. 110, no. 1. — P. 014515.
303. Influence of Defects on Solar Cell Characteristics / Otwin Breitenstein, Jan Bauer, Pietro P. Altermatt, Klaus Ramspeck // *Solid State Phenomena*. — 2010. — Vol. 156–158. — Pp. 1–10.
304. Defect induced non-ideal dark I–V characteristics of solar cells / O. Breitenstein, J. Bauer, A. Lotnyk, J.-M. Wagner // *Superlattices Microstruct.* — 2009. — Apr. — Vol. 45, no. 4–5. — Pp. 182 – 189.
305. Non–Radiative Carrier Recombination Enhanced by Two–Level Process: A First–Principles Study / Ji-Hui Yang, Lin Shi, Lin-Wang Wang, Su-Huai Wei // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6. — P. 21712.
306. Sze, S. M. Semiconductor Devices: Physics and Technology / S. M. Sze, M.K. Lee. — Second edition. — New York: John Wiley & Sons, Inc, 2012. — 578 pp.
307. The effect of oxide precipitates on minority carrier lifetime in p–type silicon / J. D. Murphy, K. Bothe, M. Olmo et al. // *J. Appl. Phys.* — 2011. — Sep. — Vol. 110, no. 5. — P. 053713.
308. Schlangenotto, H. Temperature dependence of the radiative recombination coefficient in silicon / H. Schlangenotto, H. Maeder, W. Gerlach // *Phys. Status Solidi A*. — 1974. — Jan. — Vol. 21, no. 1. — Pp. 357–367.
309. Kerr, Mark J. General parameterization of Auger recombination in crystalline silicon / Mark J. Kerr, Andres Cuevas // *J. Appl. Phys.* — 2002. — Feb. —

- Vol. 91, no. 4. — Pp. 2473–2480.
310. *Pavlovich, V. N.* Enhanced Diffusion of Impurities and Defects in Crystals in Conditions of Ultrasonic and Radiative Excitation of the Crystal Lattice / V. N. Pavlovich // *Phys. Status Solidi B.* — 1993. — Nov. — Vol. 180, no. 1. — Pp. 97–105.
311. *Мирзаде, Ф.Х.* Нелинейные продольные волны взаимодействующих полей деформации и концентрации дефектов в германии и кремнии / Ф.Х. Мирзаде // *Физика и техника полупроводников.* — 2006. — Т. 40, № 3. — С. 269–275.
312. *Mirzade, Fikret.* Elastic wave propagation in a solid layer with laser-induced point defects / Fikret Mirzade // *J. Appl. Phys.* — 2011. — Sep. — Vol. 110, no. 6. — P. 064906.
313. *Пелещак, Р.М.* Формування періодичних структур під впливом акустичної хвилі у напівпровідниках з двокомпонентною дефектною підсистемою / Р.М. Пелещак, О.В. Кузик, О.О. Даньків // УФЖ. — 2016. — Т. 61, № 8. — С. 746–751.
314. *Krevchik, V. D.* Influence of ultrasound on ionic diffusion process in semiconductors / V. D. Krevchik, R. A. Muminov, A. Ya. Yafasov // *Phys. Status Solidi A.* — 1981. — Feb. — Vol. 63, no. 2. — Pp. K159–K162.
315. *Mirzade, F.Kh.* Nonlinear longitudinal strain wave interacting with point defect in metal plates / F.Kh. Mirzade // *J. Appl. Phys.* — 2005. — Apr. — Vol. 97, no. 8. — P. 084911.
316. *Ostrovskii, I.V.* Characterization of unstable point defects in crystals / I.V. Ostrovskii, O.A. Korotchenkov // *Solid State Commun.* — 1992. — Apr. — Vol. 82, no. 4. — Pp. 267–270.
317. *Thurston, R. N.* Interpretation of Ultrasonic Experiments on Finite-Amplitude Waves / R. N. Thurston, M. J. Shapiro // *The Journal of the Acoustical Society of America.* — 1967. — Mar. — Vol. 41, no. 4B. — Pp. 1112–1125.
318. *Cantrell, John H.* Acoustic-radiation stress in solids. I. Theory / John H. Cantrell // *Phys. Rev. B.* — 1984. — Sep. — Vol. 30. — Pp. 3214–3220.
319. *Yost, W. T.* Acoustic-radiation stress in solids. II. Experiment / W. T. Yost, John H. Cantrell // *Phys. Rev. B.* — 1984. — Sep. — Vol. 30. — Pp. 3221–3227.
320. *Philip, Jacob.* Temperature variation of some combinations of third-order elastic

- constants of silicon between 300 and 3 °K / Jacob Philip, M. A. Breazeale // *J. Appl. Phys.* — 1981. — May. — Vol. 52, no. 5. — Pp. 3383–3387.
321. *Thomas, D. G.* Kinetics of Radiative Recombination at Randomly Distributed Donors and Acceptors / D. G. Thomas, J.J. Hopfield, W. M. Augistyniak // *Phys. Rev.* — 1965. — Oct. — Vol. 140, no. 1A. — Pp. A202–A220.
322. Impact of phosphorus gettering parameters and initial iron level on silicon solar cell properties / Ville Vahanissi, Antti Haarahiltunen, Heli Talvitie et al. // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications.* — 2013. — Aug. — Vol. 21, no. 5. — Pp. 1127–1135.
323. *Schmidt, Jan.* Effect of Dissociation of Iron–Boron Pairs in Crystalline Silicon on Solar Cell Properties / Jan Schmidt // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications.* — 2005. — Jun. — Vol. 13, no. 4. — Pp. 325–331.
324. *Mchedlidze, Teimuraz.* Iron-related carrier traps near the n<sup>+</sup>p-junctions of crystalline silicon solar cells: impacts of feedstock and of the fabrication processes / Teimuraz Mchedlidze, Jorg Weber // *Phys. Status Solidi B.* — 2014. — Aug. — Vol. 251, no. 8. — Pp. 1608–1613.
325. Local detection of deep carrier traps in the pn-junction of silicon solar cells / T. Mchedlidze, L. Scheffler, J. Weber et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Jul. — Vol. 103, no. 01. — P. 013901.
326. Minority carrier lifetime in silicon photovoltaics: The effect of oxygen precipitation / J.D. Murphy, J.D. McGuire, K. Bothe et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2014. — Jan. — Vol. 120. — Pp. 402–411.
327. Parameterisation of injection-dependent lifetime measurements in semiconductors in terms of Shockley–Read–Hall statistics: An application to oxide precipitates in silicon / J. D. Murphy, K. Bothe, R. Krain et al. // *J. Appl. Phys.* — 2012. — Jun. — Vol. 111, no. 11. — P. 113709.
328. *Porrini, M.* Minority carrier lifetime of p-type silicon containing oxygen precipitates: influence of injection level and precipitate size/density / M. Porrini, P. Tessariol // *Materials Science and Engineering: B.* — 2000. — Apr. — Vol. 73, no. 1–3. — Pp. 244–249.
329. Modulating the extent of fast and slow boron-oxygen related degradation in

- Czochralski silicon by thermal annealing: Evidence of a single defect / Moonyong Kim, Malcolm Abbott, Nitin Nampalli et al. // *J. Appl. Phys.* — 2017. — Feb. — Vol. 121, no. 5. — P. 053106.
330. *Wijaranakula, W.* The Reaction Kinetics of Iron-Boron Pair Formation and Dissociation in P-Type Silicon / W. Wijaranakula // *J. Electrochem. Soc.* — 1993. — Jan. — Vol. 140, no. 1. — Pp. 275–281.
331. *Hwang, J. M.* Recombination properties of oxygen-precipitated silicon / J. M. Hwang, D. K. Schroder // *J. Appl. Phys.* — 1986. — Apr. — Vol. 59, no. 7. — Pp. 2476–2487.
332. Impact of oxygen related extended defects on silicon diode characteristics / J. Vanhellemont, E. Simoen, A. Kaniava et al. // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Jun. — Vol. 77, no. 11. — Pp. 5669–5676.
333. Oxygen defect processes in silicon and silicon germanium / A. Chroneos, E. N. Sgourou, C. A. Londos, U. Schwingenschlögl // *Applied Physics Reviews*. — 2015. — Jun. — Vol. 2, no. 2. — P. 021306.
334. Impurity engineering of Czochralski silicon / Xuegong Yu, Jiahe Chen, Xiangyang Ma, Deren Yang // *Materials Science and Engineering: R: Reports*. — 2013. — Jan–Feb. — Vol. 74, no. 1–2. — Pp. 1–33.
335. Effect of oxide precipitates on minority-carrier lifetime in Czochralski-grown silicon / Masami Miyagi, Kazumi Wada, Jiro Osaka, Naohisa Inoue // *J. Appl. Phys.* — 1982. — Apr. — Vol. 40, no. 8. — Pp. 719–721.
336. Impact of interstitial iron on the study of meta-stable B–O defects in Czochralski silicon: Further evidence of a single defect / Moonyong Kim, Daniel Chen, Malcolm Abbott et al. // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Apr. — Vol. 123, no. 16. — P. 161586.
337. Определение параметров глубоких уровней по дифференциальным коэффициентам вольт–амперных характеристик / С.В. Булярский, М.О. Воробьев, Н.С. Грушко, А.В. Лакалин // *Письма в журнал технической физики*. — 1999. — Т. 25, № 5. — С. 22–27.
338. *Лугаков, П.Ф.* Влияние примесного состава на образование центров рекомбинации при облучении n–кремния  $\gamma$ -квантами высоких энергий /

- П.Ф. Лугаков, В.Д. Ткачев, Шуша В.В. // *Физика и техника полупроводников.* — 1979. — Т. 13, № 5. — С. 875–880.
339. Electronic properties of dislocations introduced mechanically at room temperature on a single crystal silicon surface / Masatoshi Ogawa, Shoji Kamiya, Hayato Izumi, Yutaka Tokuda // *Physica B: Condensed Matter.* — 2012. — Aug. — Vol. 407, no. 15. — Pp. 3034–3037.
340. Electrical properties of dislocations and point defects in plastically deformed silicon / P. Omling, E. R. Weber, L. Montelius et al. // *Phys. Rev. B.* — 1985. — Nov. — Vol. 32, no. 10. — Pp. 6571–6581.
341. *Kittler, Martin.* Influence of contamination on the electrical activity of crystal defects in silicon / Martin Kittler, Winfried Seifert, Klaus Knobloch // *Microelectron. Eng.* — 2003. — Apr. — Vol. 66, no. 1–4. — Pp. 281–288.
342. Electronic and dynamical properties of the silicon trivacancy / J. Coutinho, V. P. Markevich, A. R. Peaker et al. // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Nov. — Vol. 86. — P. 174101.
343. Trivacancy and trivacancy–oxygen complexes in silicon: Experiments and *ab initio* modeling / V. P. Markevich, A. R. Peaker, S. B. Lastovskii et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Dec. — Vol. 80, no. 23. — P. 235207.
344. Transformation of divacancies to divacancy–oxygen pairs in p-type Czochralski–silicon; mechanism of divacancy diffusion / N. Ganagona, L. Vines, E. V. Monakhov, B. G. Svensson // *J. Appl. Phys.* — 2014. — Jan. — Vol. 115, no. 3. — P. 034514.
345. *Лукьяница, В.В.* Уровни вакансий и межузельных атомов в запрещенной зоне кремния / В.В. Лукьяница // *Физика и техника полупроводников.* — 2003. — Т. 37, № 4. — С. 422–431.
346. *Kuchinskii, P.V.* The effect of thermal and radiation defects on the recombination properties of the region of diffused silicon p–n structures / P.V. Kuchinskii, V.M. Lomako // *Solid-State Electron.* — 1986. — Oct. — Vol. 29, no. 10. — Pp. 1041–1051.
347. *Karazhanov, S. Zh.* Methods for determining deep defect concentration from dependence of excess carrier density and lifetime on illumination intensity / S. Zh. Karazhanov // *Semicond. Sci. Technol.* — 2001. — Apr. — Vol. 16, no. 4.

- Pp. 276–280.
348. The vacancy-donor pair in unstrained silicon, germanium and SiGe alloys / A. R. Peaker, V. P. Markevich, F.D. Auret et al. // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2005. — Jun. — Vol. 17, no. 22. — Pp. S2293–S2302.
349. Ion mass effect on vacancy-related deep levels in Si induced by ion implantation / E. V. Monakhov, J. Wong-Leung, A. Yu. Kuznetsov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2002. — May. — Vol. 65, no. 24. — P. 245201.
350. Nakashima, H. Electrical and thermal properties of structurally metastable iron-boron pairs in silicon / H. Nakashima, T. Sadoh, T. Tsurushima // *Phys. Rev. B.* — 1994. — Jun. — Vol. 49, no. 24. — Pp. 16983–16993.
351. Istratov, A. A. Iron and its complexes in silicon / A. A. Istratov, H. Hieslmair, E.R. Weber // *Applied Physics A: Materials Science & Processing.* — 1999. — Jul. — Vol. 69, no. 1. — Pp. 13–44.
352. Перебудова дефектної структури та центрів дислокаційної люмінісценції у приповерхневих шарах  $p$ -Si / Б. В. Павлик, М. О. Кушлик, Д. П. Слободзян, Р. М. Лис // *Журнал фізичних досліджень.* — 2017. — Т. 21, № 1–2. — С. 1601–1–1601–8.
353. The self-interstitial in silicon and germanium / R. Jones, A. Carvalho, J.P. Goss, P.R. Briddon // *Materials Science and Engineering: B.* — 2009. — Mar. — Vol. 159–160. — Pp. 112–116.
354. Rein, S. Electronic properties of the metastable defect in boron-doped Czochralski silicon: Unambiguous determination by advanced lifetime spectroscopy / S. Rein, S. W. Glunz // *Appl. Phys. Lett.* — 2003. — Feb. — Vol. 82, no. 7. — Pp. 1054–1056.
355. Mchedlidze, Teimouraz. Electrical Activity of Defects Induced by Oxygen Precipitation in Czochralski-Grown Silicon Wafers / Teimouraz Mchedlidze, Kei Matsumoto, Eiichi Asano // *Japanese Journal of Applied Physics.* — 1999. — Jun. — Vol. 38, no. 6A. — Pp. 3422–3425.
356. Deep levels associated with oxygen precipitation in CZ silicon and correlation with minority carrier lifetimes / S. S. Chan, C. J. Varker, J. D. Whitfield, R. W. Carpenter // *Materials Research Society Symposium Proceedings* / Ed. by N. M. Johnson, S. G. Bishop, G. D. Watkins. — Vol. 46. — North-Holland, NY:

1985. — Pp. 281–286.
357. *Seebauer, Edmund G.* Charged point defects in semiconductors / Edmund G. Seebauer, Meredith C. Kratzer // *Materials Science and Engineering: R: Reports*. — 2006. — Dec. — Vol. 55, no. 3–6. — Pp. 57 – 149.
358. Recent insights into boron–oxygen related degradation: Evidence of a single defect / Brett Hallam, Moonyong Kim, Malcolm Abbott et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2017. — Dec. — Vol. 173. — Pp. 25 – 32.
359. *Cavalcoli, D.* Defect states in plastically deformed *n*-type silicon / D. Cavalcoli, A. Cavallini, E. Gombia // *Phys. Rev. B*. — 1997. — Oct. — Vol. 56, no. 15. — Pp. 10208–10214.
360. *Kveder, Vitaly V.* Dislocations in Silicon and D–Band Luminescence for Infrared Light Emitters / Vitaly V. Kveder, Martin Kittler // *Materials Science Forum*. — 2008. — Vol. 590. — Pp. 29–56.
361. Electrical levels of dislocation networks in p– and n–type Si / I. Isakova, A. Bondarenko, O. Vyvenko et al. // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2011. — Vol. 281, no. 1. — P. 012010.
362. Челядинский, А.Р. Модель пары: атом фосфора–междоузельный атом кремния / А.Р. Челядинский, В.А. Буренков // *Физика твердого тела*. — 1998. — Т. 40, № 11. — С. 1995–1998.
363. Electrical activity of multivacancy defects in silicon / P. Santos, J. Coutinho, M. J. Rayson, P. R. Briddon // *Phys. Status Solidi C*. — 2012. — Oct. — Vol. 9, no. 10–11. — Pp. 2000–2004.
364. Reconfigurations and diffusion of trivacancy in silicon / V. P. Markevich, A. R. Peaker, B. Hamilton et al. // *Physica B: Condensed Matter*. — 2012. — Aug. — Vol. 407, no. 15. — Pp. 2974–2977.
365. *Harris, R. D.* Negative–U defect: Interstitial boron in silicon / R. D. Harris, J. L. Newton, G. D. Watkins // *Phys. Rev. B*. — 1987. — Jul. — Vol. 36, no. 2. — Pp. 1094–1104.
366. *Hu, S.M.* Nonequilibrium point defects and diffusion in silicon / S.M. Hu // *Materials Science and Engineering: R: Reports*. — 1994. — Oct. — Vol. 13, no. 3. — Pp. 105 – 192.
367. Fast and slow lifetime degradation in boron–doped Czochralski silicon described

- by a single defect / Brett Hallam, Malcolm Abbott, Tine Nærland, Stuart Wenham // *Phys. Status Solidi RRL.* — 2016. — Jul. — Vol. 10, no. 7. — Pp. 520–524.
368. Defect engineering of Czochralski single-crystal silicon / T. Sinno, E. Dornberger, W. von Ammon et al. // *Materials Science and Engineering: R: Reports.* — 2000. — Jul. — Vol. 28, no. 5–6. — Pp. 149–198.
369. Defects involving interstitial boron in low-temperature irradiated silicon / L. I. Khirunenko, M. G. Sosnin, A. V. Duvanskii et al. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Dec. — Vol. 94, no. 23. — P. 235210.
370. Voronkov, V. The nature of boron–oxygen lifetime-degrading centres in silicon / V. Voronkov, R. Falster // *Phys. Status Solidi C.* — 2016. — Dec. — Vol. 13, no. 10–12. — Pp. 712–717.
371. Kveder, V. Recombination activity of contaminated dislocations in silicon: A model describing electron-beam-induced current contrast behavior / V. Kveder, M. Kittler, W. Schröter // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Mar. — Vol. 63, no. 11. — P. 115208.
372. Козловский, В.В. Модифицирование полупроводников пучками протонов Обзор / В.В. Козловский, В.А. Козлов, В.Н. Ломасов // *Физика и техника полупроводников.* — 2000. — Т. 34, № 2. — С. 129–147.
373. Челядинский, А.Р. Дефектно-примесная инженерия в имплантированном кремнии / А.Р. Челядинский, Ф.Ф. Комаров // *Успехи физических наук.* — 2003. — Т. 173, № 8. — С. 813–846.
374. Moll, Michael. Radiation damage in silicon particle detectors: Microscopic defects and macroscopic properties: Ph.D. thesis / Universität Hamburg. — 1999. — 259 pp.
375. Колковский, И.И. Особенности накопления радиационных дефектов вакансационного и межузельного типов в бездислокационном кремнии с различным содержанием кислорода / И.И. Колковский, В.В. Лукьяница // *Физика и техника полупроводников.* — 1997. — Т. 31, № 4. — С. 405–409.
376. Deep defect levels in standard and oxygen enriched silicon detectors before and after  $^{60}\text{Co}-\gamma$ -irradiation / J. Stahl, E. Fretwurst, G. Lindström, I. Pintilie // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2003. — Oct. — Vol. 512, no. 1–2. — Pp. 111–116.

377. Radiation hard silicon detectors – developments by the RD48 (ROSE) collaboration / G. Lindström, M. Ahmed, S. Albergo et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2001. — Jul. — Vol. 406, no. 2. — Pp. 308–326.
378. Radiation-induced point- and cluster-related defects with strong impact on damage properties of silicon detectors / Ioana Pintilie, Gunnar Lindstroem, Alexandra Junkes, Eckhart Fretwurst // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2009. — Nov. — Vol. 611, no. 1. — Pp. 52–68.
379. *Siemieniec, R.* Applying device simulation for lifetime-controlled devices / R. Siemieniec, W. Sudkamp, J. Lutz // Proceedings of the Fourth IEEE International Caracas Conference on Devices, Circuits and Systems. — Oranjestad, Aruba, Netherlands: 2002. — Apr. — Pp. D029–1–D029–6.
380. Radiation damage studies on MCz and standard and oxygen enriched epitaxial silicon devices / E. Fretwurst, F. Hönniger, G. Kramberger et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2007. — Dec. — Vol. 583, no. 1. — Pp. 58–63.
381. Interstitial Defect Reactions in Silicon / Lionel C. Kimerling, M.T. Asom, J.L. Benton et al. // Defects in Semiconductors 15 / Ed. by G. Ferenczi. — Vol. 38 of *Materials Science Forum*. — Trans Tech Publications, 1991. — 1. — Pp. 141–150.
382. Bistable interstitial–carbon–substitutional–carbon pair in silicon / L. W. Song, X. D. Zhan, B. W. Benson, G. D. Watkins // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Sep. — Vol. 42, no. 9. — Pp. 5765–5783.
383. Бистабильность и электрическая активность комплекса вакансия–два атома кислорода в кремнии / Л.И. Мурин, В.П. Маркевич, И.Ф. Медведева, L. Dobaczewski // *Физика и техника полупроводников*. — 2006. — Т. 40, № 11. — С. 1316–1320.
384. *Gaubas, E.* Spectroscopy of neutron irradiation induced deep levels in silicon by microwave probed photoconductivity transients / E. Gaubas, A. Uleckas, J. Vaitkus // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2009. — Aug. — Vol. 607, no. 1. — Pp. 92–94.
385. *Kolkovskii, I. I.* Charge–carrier recombination in silicon irradiated with  $\gamma$ –rays of different energies / I. I. Kolkovskii, P. F. Lugakov, V. V. Shusha // *Phys. Status Solidi A*. — 1984. — May. — Vol. 83, no. 1. — Pp. 299–306.

386. Evolution from point to extended defects in ion implanted silicon / J. L. Benton, S. Libertino, P. Kringsjø et al. // *J. Appl. Phys.* — 1997. — Jul. — Vol. 82, no. 1. — Pp. 120–125.
387. Depth profiles of vacancy– and interstitial-type defects in MeV implanted Si / S. Coffa, V. Privitera, F. Priolo et al. // *J. Appl. Phys.* — 1997. — Feb. — Vol. 81, no. 4. — Pp. 1639–1644.
388. Defects in p-type Cz-silicon irradiated at elevated temperatures / Naveen-goud Ganagona, Bahman Raeissi, Lasse Vines et al. // *Phys. Status Solidi C.* — 2012. — Oct. — Vol. 9, no. 10–11. — Pp. 2009–2012.
389. Formation and origin of the dominating electron trap in irradiated p-type silicon / Lasse Vines, E. V. Monakhov, A. Yu. Kuznetsov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Aug. — Vol. 78, no. 8. — P. 085205.
390. Brotherton, S. D. Defect production and lifetime control in electron and  $\gamma$ -irradiated silicon / S. D. Brotherton, P. Bradley // *J. Appl. Phys.* — 1982. — Aug. — Vol. 53, no. 8. — Pp. 5720–5732.
391. Shunt Types in Crystalline Silicon Solar Cells / O. Breitenstein, J. P. Rakotonianina, M. H. Al Rifai, M. Werner // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications.* — 2004. — Nov. — Vol. 12, no. 7. — Pp. 529–538.
392. Breitenstein, O. Material-induced shunts in multicrystalline silicon solar cells / O. Breitenstein, J. Bauer, Rakotonianina J.P. // *Физика и техника полупроводников.* — 2007. — Vol. 41, no. 4. — Pp. 454–457.
393. Gopal, Vishnu. A new approach to investigate leakage current mechanisms in infrared photodiodes from illuminated current–voltage characteristics / Vishnu Gopal // *J. Appl. Phys.* — 2014. — Aug. — Vol. 116, no. 8. — P. 084502.
394. Baker, I.M. Summary of HgCdTe 2D Array Technology in the U.K. / I.M. Baker, C.D. Maxey // *J. Electron. Mater.* — 2001. — Jun. — Vol. 30, no. 6. — Pp. 682–689.
395. On the electronic properties of a single dislocation / Manfred Reiche, Martin Kittrler, Wilfried Erfurth et al. // *J. Appl. Phys.* — 2014. — May. — Vol. 115, no. 19. — P. 194303.
396. Gopal, Vishnu. Effect of Dislocations on the Zero-Bias Resistance-Area Product,

- Quantum Efficiency, and Spectral Response of LWIR HgCdTe Photovoltaic Detectors / Vishnu Gopal, Sudha Gupta // *IEEE Trans. Electron Devices*. — 2003. — May. — Vol. 50, no. 5. — Pp. 1220–1226.
397. *Gopal, Vishnu*. Contribution of Dislocations to the Zero-Bias Resistance-Area Product of LWIR HgCdTe Photodiodes at Low Temperatures / Vishnu Gopal, Sudha Gupta // *IEEE Trans. Electron Devices*. — 2004. — Jul. — Vol. 51, no. 7. — Pp. 1078–1083.
398. Experimental Evidence of Dislocation Related Shallow States in *p*-Type Si / A. Castaldini, D. Cavalcoli, A. Cavallini, S. Pizzini // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Aug. — Vol. 95, no. 7. — P. 076401.
399. Combined CL/EBIC/DLTS investigation of a regular dislocation network formed by Si wafer direct bonding / X. Yu, O. Vyvenko, M. Kittler et al. // *Физика и техника полупроводников*. — 2007. — Vol. 41, no. 4. — Pp. 471–474.
400. Electronic States of Oxygen-free Dislocation Networks Produced by Direct Bonding of Silicon Wafers / M. Trushin, O. Vyvenko, T. Mchedlidze et al. // *Solid State Phenomena*. — 2010. — Vol. 156–158. — Pp. 283–288.
401. *Kittler, Martin*. Dislocations as Active Components in Novel Silicon Devices / Martin Kittler, Manfred Reiche // *Advanced Engineering Materials*. — 2009. — Apr. — Vol. 11, no. 4. — Pp. 249–258.
402. Combined CL/EBIC/DLTS investigation of a regular dislocation network formed by Si wafer direct bonding / X. Yu, O. Vyvenko, M. Kittler et al. // *Semiconductors*. — 2007. — Apr. — Vol. 41, no. 4. — Pp. 458–461.
403. Recombination properties of dislocations in GaN / Eugene B. Yakimov, Alexander Y. Polyakov, In-Hwan Lee, Stephen J. Pearton // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Apr. — Vol. 123, no. 16. — P. 161543.
404. *Green, Martin A*. General temperature dependence of solar cell performance and implications for device modelling / Martin A. Green // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. — 2003. — Aug. — Vol. 11, no. 5. — Pp. 333–340.
405. *Dupre, O*. Sol. Energy Mater. Sol. Cells / O. Dupre, R. Vaillon, M.A. Green // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. — 2015. — Sep. — Vol. 140. — Pp. 92–100.

406. *Green, Martin A.* Optical properties of intrinsic silicon at 300 K / Martin A. Green, Mark J. Keevers // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. — 1995. — Vol. 3, no. 3. — Pp. 189–192.
407. Ellipsometric determination of optical constants for silicon and thermally grown silicon dioxide via a multi-sample, multi-wavelength, multi-angle investigation / C. M. Herzinger, B. Johs, W. A. McGahan et al. // *J. Appl. Phys.* — 1998. — Mar. — Vol. 83, no. 6. — Pp. 3323–3336.
408. *Green, Martin A.* Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients / Martin A. Green // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. — 2008. — Nov. — Vol. 92, no. 11. — Pp. 1305–1310.
409. *Кизель, В.А.* Отражение света / В.А. Кизель. — М.: Наука, 1973. — 352 с.
410. *Коротченков, О.О.* Ультразвуковий вплив на спектри відбиття світла епітаксіальних плівок GaAs / О.О. Коротченков, О.М. Антонов // *УФЖ*. — 1994. — Т. 39, № 6. — С. 667–668.
411. *Rhoderick, E. H.* Metal–Semiconductor Contacts / E. H. Rhoderick, R. H. Williams. — Second edition. — Oxford: Clarendon Press, 1988. — 252 pp.
412. *Norde, H.* A modified forward /-V plot for Schottky diodes with high series resistance / H. Norde // *J. Appl. Phys.* — 1979. — Jul. — Vol. 50, no. 7. — Pp. 5052–5053.
413. *Lien, C. D.* An improved forward I-V method for nonideal Schottky diodes with high series resistance / C. D. Lien, F.C.T. So, M.A. Nicolet // *IEEE Trans. Electron Devices*. — 1984. — Oct. — Vol. ED-31, no. 10. — Pp. 1502–1503.
414. *Werner, Jurgen H.* Schottky Barrier and pn-Junction I/V Plots–Small Signal Evaluation / Jurgen H. Werner // *Appl. Phys. A*. — 1988. — Nov. — Vol. 47, no. 3. — Pp. 291–300.
415. *Cheung, S.K.* Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics / S.K. Cheung, N. W. Cheung // *Appl. Phys. Lett.* — 1986. — Jul. — Vol. 49, no. 2. — Pp. 85–87.
416. *Gromov, D.* Modified methods for the calculation of real Schottky-diode parameters / D. Gromov, V. Pugachevich // *Appl. Phys. A*. — 1994. — Sep. — Vol. 59, no. 3. — Pp. 331–333.
417. A systematic approach to the measurement of ideality factor, series resistance,

- and barrier height for Schottky diodes / T. C. Lee, S. Fung, C.D. Beling, H.L. Au // *J. Appl. Phys.* — 1992. — Nov. — Vol. 72, no. 10. — Pp. 4739–4742.
418. *Bohlin, K. E.* Generalized Norde plot including determination of the ideality factor / K. E. Bohlin // *J. Appl. Phys.* — 1986. — Aug. — Vol. 60, no. 3. — Pp. 1223–1224.
419. *Cibils, Roberto M.* Forward I-V plot for nonideal Schottky diodes with high series resistance / Roberto M. Cibils, Roman H. Buitrago // *J. Appl. Phys.* — 1985. — Jul. — Vol. 58, no. 2. — Pp. 1075–1077.
420. Schottky diode: Comments concerning the diode parameters determination from the forward I-V plot / J.-C. Manifacier, N. Brortryb, R. Ardebili, J.-P. Charles // *J. Appl. Phys.* — 1988. — Sep. — Vol. 64, no. 5. — Pp. 2502–2504.
421. On the extraction of linear and nonlinear physical parameters in nonideal diodes / V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, V. Garber et al. // *J. Appl. Phys.* — 1999. — May. — Vol. 85, no. 9. — Pp. 6873–6883.
422. *Kaminski, A.* I-V methods to extract junction parameters with special emphasis on low series resistance / A. Kaminski, J.J. Marchand, A. Laugier // *Solid-State Electron.* — 1999. — Apr. — Vol. 43, no. 4. — Pp. 741–745.
423. A generalized model for a two-terminal device and its applications to parameter extraction / A.. Ortiz-Conde, F.J. Garsia Sanchez, J.J. Liou et al. // *Solid-State Electron.* — 1995. — Jan. — Vol. 38, no. 1. — Pp. 265–266.
424. *Durmus, Haziret.* Extraction of voltage-dependent series resistance from I-V characteristics of Schottky diodes / Haziret Durmus, Ulfet Atav // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — Aug. — Vol. 99, no. 9. — P. 093505.
425. On a rapidly converging iterative algorithm for diode parameter extraction from a single IV curve / Enrico Cataldo, Alberto Di Lieto, Francesco Maccarrone, Giampiero Paffuti // *J. Phys. Commun.* — 2017. — Dec. — Vol. 1, no. 5. — P. 055008.
426. *Sato, K.* Study of forward /-V plot for Schottky diodes with high series resistance / K. Sato, Y. Yasumura // *J. Appl. Phys.* — 1985. — Nov. — Vol. 58, no. 9. — Pp. 3655–3657.
427. *Lyakas, M.* Analysis of nonideal Schottky and p-n junction diodes — Extraction of parameters from I-V plots / M. Lyakas, R. Zaharia, M. Eizenberg // *J. Appl.*

- Phys.* — 1995. — Nov. — Vol. 78, no. 9. — Pp. 5481–5489.
428. Direct extraction of semiconductor device parameters using lateral optimization method / A.. Ortiz-Conde, Y. Ma, J. Thomson et al. // *Solid-State Electron.* — 1999. — Apr. — Vol. 43, no. 4. — Pp. 845–848.
429. Extraction of Schottky diode (and p–n junction) parameters from I–V characteristics / E.K. Evangelou, L. Papadimitriou, C.A. Dimitriades, G.E. Giakoumakis // *Solid-State Electron.* — 1993. — Nov. — Vol. 36, no. 11. — Pp. 1633–1635.
430. A self consistent approach to IV–measurements on rectifying metal–semiconductor contacts / D. Donoval, J. de Sousa Pires, P.A. Tove, R. Harman // *Solid-State Electron.* — 1989. — Nov. — Vol. 32, no. 11. — Pp. 961–964.
431. Extraction of Schottky diode parameters including parallel conductance using a vertical optimization method / A. Ferhat-Hamida, Z. Ouennoughi, A. Hoffmann, R. Weiss // *Solid-State Electron.* — 2002. — May. — Vol. 46, no. 5. — Pp. 615–619.
432. *Jung, W.* Schottky diode parameters extraction using Lambert W function / W. Jung, M. Guziewicz // *Materials Science and Engineering: B.* — 2009. — Nov. — Vol. 165, no. 1–2. — Pp. 57–59.
433. *Ortiz-Conde, Adelmo.* Extraction of non–ideal junction model parameters from the explicit analytic solutions of its I–V characteristics / Adelmo Ortiz-Conde, Francisco J. Garsia Sanchez // *Solid-State Electron.* — 2005. — Mar. — Vol. 49, no. 3. — Pp. 465–472.
434. *Дубинов, А. Е.* *W*–функция Ламберта и ее применение в математических задачах физики / А. Е. Дубинов, И. Д. Дубинова, К. С. Сайков. — Саров: ФГУП «РФЯЦ–ВНИИЭФ», 2006. — 160 с.
435. *Ye, Meiyiing.* Parameter extraction of solar cells using particle swarm optimization / Meiyiing Ye, Xiaodong Wang, Yousheng Xu // *J. Appl. Phys.* — 2009. — May. — Vol. 105, no. 9. — P. 094502.
436. *Li, Yiming.* An automatic parameter extraction technique for advanced CMOS device modeling using genetic algorithm / Yiming Li // *Microelectron. Eng.* — 2007. — Feb. — Vol. 84, no. 2. — Pp. 260–272.
437. A critical evaluation of EA computational methods for Photovoltaic cell parameter extraction based on two diode model / Kashif Ishaque, Zainal Salam,

- Hamed Taheri, Amir Shamsudin // *Solar Energy*. — 2011. — Sep. — Vol. 85, no. 9. — Pp. 1768–1779.
438. Patel, Sanjaykumar J. Extraction of solar cell parameters from a single current–voltage characteristic using teaching learning based optimization algorithm / Sanjaykumar J. Patel, Ashish K. Panchal, Vipul Kheraj // *Applied Energy*. — 2014. — Apr. — Vol. 119. — Pp. 384–393.
439. Karaboga, Nurhan. The parameter extraction of the thermally annealed Schottky barrier diode using the modified artificial bee colony / Nurhan Karaboga, Serdar Kockanat, Hulya Dogan // *Appl. Intell.* — 2013. — Apr. — Vol. 38, no. 3. — Pp. 279–288.
440. Wang, Kaier. Parameter estimation of Schottky–barrier diode model by particle swarm optimization / Kaier Wang, Meiyng Ye // *Int. J. Mod. Phys. C*. — 2009. — May. — Vol. 20, no. 5. — Pp. 687–699.
441. Sellai, A. Extraction of illuminated solar cell and Schottky diode parameters using a genetic algorithm / A. Sellai, Z. Ouennoughi // *Int. J. Mod. Phys. C*. — 2005. — Jul. — Vol. 16, no. 7. — Pp. 1043–1050.
442. Roy, Indrajit G. On estimating differential conductance from noisy I–V measurements in delineating device parameters / Indrajit G. Roy // *Acta Electrotechnica et Informatic*. — 2017. — Dec. — Vol. 17, no. 4. — Pp. 3–8.
443. Mikhelashvili, V. Simplified parameter extraction method for single and back–to–back Schottky diodes fabricated on silicon–on–insulator substrates / V. Mikhelashvili, R. Padmanabhan, G. Eisenstein // *J. Appl. Phys.* — 2017. — Jul. — Vol. 122, no. 3. — P. 034503.
444. Ortiz-Conde, Adelmo. A new approach to the extraction of single exponential diode model parameters / Adelmo Ortiz-Conde, Francisco J. García-Sánchez // *Solid-State Electronics*. — 2018. — Jun. — Vol. 144. — Pp. 33–38.
445. Aubry, V. Schottky diodes with high series resistance: Limitations of forward I–V methods / V. Aubry, F. Meyer // *J. Appl. Phys.* — 1994. — Dec. — Vol. 76, no. 12. — Pp. 7973–7984.
446. Determination of the Schottky barrier height in diodes based on Au–TiB<sub>2</sub>–n–SiC 6H from the current–voltage and capacitance–voltage characteristics / Ya. Ya. Kudryk, V. V. Shynkarenko, V. S. Slipokurov et al. // *Semiconductor*

*Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics.* — 2014. — Vol. 17, no. 4. — Pp. 398–402.

447. Калиткин, Н. Н. Численные методы / Н. Н. Калиткин. — Санкт–Петербург: «БХВ–Петербург», 2011. — 592 с.
448. Aboelfotoh, M.O. Electrical characteristics of W–Si(100) Schottky barrier junctions / M.O. Aboelfotoh // *J. Appl. Phys.* — 1989. — Jul. — Vol. 66, no. 1. — Pp. 262–272.
449. A BEEM study of the temperature dependence of the barrier height distribution in PtSi/n–Si Schottky diodes / S. Zhua, R. L. Van Meirhaeghe, C. Detaverniera et al. // *Solid State Commun.* — 1999. — Oct. — Vol. 112, no. 11. — Pp. 611–615.
450. Temperature dependence of the indirect bandgap in ultrathin strained silicon on insulator layer / J. Munguia, J.-M. Bluet, O. Marty et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — Mar. — Vol. 100, no. 10. — P. 102107.
451. Temperature dependence of the ideality factor of GaAs and Si Schottky diodes / T. C. Lee, T. P. Chen, H. L. Au et al. // *Phys. Status Solidi A.* — 1995. — Dec. — Vol. 152, no. 2. — Pp. 563–571.
452. Barrier characteristics of PtSi/p–Si Schottky diodes as determined from I–V–T measurements / P. G. McCafferty, A. Sellai, P. Dawson, H. Elabd // *Solid-State Electron.* — 1996. — Apr. — Vol. 39, no. 4. — Pp. 583–592.
453. Saxena, A.N. Forward current-voltage characteristics of Schottky barriers on n-type silicon / A.N. Saxena // *Surf. Sci.* — 1969. — Jan. — Vol. 13, no. 1. — Pp. 151–171.
454. Analysis of the temperature dependence of the forward voltage characteristics of GaInN light-emitting diodes / David S. Meynard, Jaehee Cho, E. Fred Schubert et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Sep. — Vol. 103, no. 12. — P. 121103.
455. Temperature dependence and effect of series resistance on the electrical characteristics of a polycrystalline diamond metal–insulator–semiconductor diode / W. P. Kang, J. L. Davidson, Y. Gurbuz, D. V. Kerns // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Jul. — Vol. 78, no. 2. — Pp. 1101–1107.
456. Effects of temperature on series resistance determination of electrodeposited Cr/n–Si/Au–Sb Schottky structures / O. Dermircioglu, S. Karatas, N. Yildirim, O.F. Bakkaloglu // *Microelectron. Eng.* — 2011. — Sep. — Vol. 88, no. 9. —

Pp. 2997–3002.

457. *Tung, Raymond T.* Recent advances in Schottky barrier concept / Raymond T. Tung // *Materials Science and Engineering: R: Reports.* — 2001. — Nov. — Vol. 35, no. 1–3. — Pp. 1–138.
458. *Dokme, Ilbilge.* On the intersecting behaviour of experimental forward bias current–voltage (I–V) characteristics of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes at low temperatures / Ilbilge Dokme, Semsettin Altindal // *Semicond. Sci. Technol.* — 2006. — Aug. — Vol. 21, no. 8. — Pp. 1053–1058.
459. *Colinge, J.P.* Physics of Semiconductor Device / J.P. Colinge, C.A. Colinge. — New York, Boston, Dordrecht, London, Moscow: Kluwer academic publishers, 2002. — 436 pp.
460. *Стриха, В.И.* Контактные явления в полупроводниках / В.И. Стриха. — Киев: Выша школа, 1982. — 224 с.
461. Туннельно-избыточный ток в невырожденных барьерных *p* – *n*- и *m* – *s*-структурах A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> на Si / В.В. Евстропов, Ю.В. Жиляев, М. Джумаева, Н. Назаров // *Физика и техника полупроводников.* — 1997. — Т. 31, № 2. — С. 152–158.
462. *Lee, Chang Hyun.* Carrier transport through boron-doped amorphous diamond-like carbon *p* layer of amorphous silicon based *p*–*i*–*n* solar cells / Chang Hyun Lee, Koeng Su Lim // *Appl. Phys. Lett.* — 1999. — Jul. — Vol. 75, no. 4. — Pp. 569–571.
463. *Sathaiya, D. Mahaveer.* Thermionic trap-assisted tunneling model and its application to leakage current in nitrided oxides and AlGaN/GaN high electron mobility transistors / D. Mahaveer Sathaiya, Shreepad Karmalkar // *J. Appl. Phys.* — 2006. — May. — Vol. 99, no. 9. — P. 093701.
464. Dislocation-governed current-transport mechanism in (Ni/Au)–AlGaN/AlN/GaN heterostructures / Engin Arslan, Şemsettin Altindal, Süleyman Özçelik, Ekmel Ozbay // *J. Appl. Phys.* — 2009. — Jan. — Vol. 105, no. 2. — P. 023705.
465. Current transport and barrier height evaluation in Ni/InAlN/GaN Schottky diodes / D. Donoval, A. Chvála, R. Šramatý et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — May. — Vol. 96, no. 22. — P. 223501.

466. Study of the leakage current mechanism in Schottky contacts to Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>N/GaN heterostructures with AlN interlayers / Sen Huang, Bo Shen, Fu-Jun Xu et al. // *Semicond. Sci. Technol.* — 2009. — May. — Vol. 24, no. 5. — P. 055005.
467. Correlation between barrier inhomogeneities of 4H–SiC 1A/600V Schottky rectifiers and deep-level defects revealed by DLTS and Laplace DLTS / L. Gelczuk, P. Kamyczek, E. Płaczek-Popko, M. Dąbrowska-Szata // *Solid-State Electron.* — 2014. — Mar. — Vol. 99. — Pp. 1–6.
468. Influence of swift heavy ion irradiation on electrical characteristics of Au/ n–Si (100) Schottky barrier structure / Sandeep Kumar, Y. S. Katharria, Y. Batra, D. Kanjilal // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 2007. — Nov. — Vol. 40, no. 22. — Pp. 6892–6897.
469. Effect of 8 MeV Electrons on Au/n–Si Schottky diodes / A. Rao, S. Krishnan, G. Sanjeev, K. Siddappa // *Int. J. Pure Appl. Phys.* — 2009. — Vol. 5, no. 1. — Pp. 55–62.
470. Kumar, Sandeep. Swift heavy ion irradiation–induced defects and electrical characteristics of Au/n–Si Schottky structure / Sandeep Kumar, Y. S. Katharria, D. Kanjilal // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 2008. — May. — Vol. 41, no. 10. — P. 105105.
471. In-situ current–voltage analysis of Au/GaAs Schottky diode under nitrogen ion irradiation / A.T. Sharma, Shahnawaz, Sandeep Kumar et al. // *Surf. Coat. Technol.* — 2009. — Vol. 203, no. 17–18. — Pp. 2667–2669.
472. Radiation damage of SiC Schottky diodes by electron irradiation / H. Ohyama, K. Takakura, T. Watanabe et al. // *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* — 2005. — Vol. 16, no. 7. — Pp. 455–458.
473. Tataroğlu, A. <sup>60</sup>Co  $\gamma$  irradiation effects on the current–voltage (*I*-*V*) characteristics of Al/SiO<sub>2</sub>/p–Si (MIS) Schottky diodes / A. Tataroğlu, Ş. Altındal, M.M. Bülbül // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2006. — Dec. — Vol. 568, no. 2. — Pp. 863–868.
474. The role of <sup>60</sup>Co  $\gamma$ –ray irradiation on the interface states and series resistance in MIS structures / İlke Taşçıoğlu, Adem Tataroğlu, Akif Özbay, Şemsettin Altındal // *Radiat. Phys. Chem.* — 2010. — Apr. — Vol. 79, no. 4. — Pp. 457–461.

475. *Tataroğlu, A.* Analysis of interface states and series resistance at MIS structure irradiated under  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays / A. Tataroğlu, Ş. Antindal // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2007. — Oct. — Vol. 580, no. 3. — Pp. 1588–1593.
476. *Tataroğlu, A.* Electrical characteristics of  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -ray irradiated MIS Schottky diodes / A. Tataroğlu, Ş. Altındal // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B.* — 2006. — Nov. — Vol. 252, no. 2. — Pp. 257–262.
477. *Karatas, S.* Electrical properties of Sn/p-Si (MS) Schottky barrier diodes to be exposed to  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -ray source / S. Karatas, A. Turut // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2006. — Oct. — Vol. 566, no. 2. — Pp. 584–589.
478. Annealing of  $^{60}\text{Co}$  gamma radiation-induced damage in n-GaN Schottky barrier diodes / G. A. Umana-Membreño, J. M. Dell, G. Parish et al. // *J. Appl. Phys.* — 2007. — Mar. — Vol. 101, no. 5. — P. 054511.
479. Radiation effect on pn-SiC diode as a detector / Akimasa Kinoshita, Motohiro Iwami, Ken ichi Kobayashi et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2005. — Apr. — Vol. 541, no. 1–2. — Pp. 213–220.
480. Исследование физических механизмов лазерной коррекции и стабилизации параметров структур Al-n-n<sup>+</sup>-Si-Al с барьером Шоттки / Г.И. Воробец, М.М. Воробец, В.Н. Стребежев и др. // *Физика и техника полупроводников.* — 2004. — Т. 38, № 6. — С. 690–692.
481. Effect of temperature and electron irradiation on the I–V characteristics of Au/CdTe Schottky diodes / Manjunatha Pattabi, Sheeja Krishnan, Ganesh, X. Mathew // *Solar Energy.* — 2007. — Jan. — Vol. 81, no. 1. — Pp. 111–116.
482. Влияние нейтронного облучения на фотоэлектрические параметры структур ITO–GaSe / З.Д. Ковалюк, П.Г. Литовченко, О.А. Политанская и др. // *Физика и техника полупроводников.* — 2007. — Т. 41, № 5. — С. 570–574.
483. Recovery of Electrical Characteristics of Au/n-Si Schottky Junction Under  $^{60}\text{Co}$  Gamma Irradiation / S. Verma, K. C. Praveen, A. Bobby, D. Kanjilal // *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability.* — 2014. — June. — Vol. 14, no. 2. — Pp. 721–725.
484. *Salari, M. Abdolahpour.* The effects of gamma irradiation on electrical characteristics of Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb structure / M. Abdolahpour Salari, B. Güzeldir, M. Sağlam // *AIP Conference Proceedings.* — 2018. — Feb. — Vol. 1935, no. 1.

- P. 050002.
485. Aging and degradation of aluminium–silicon structures with a Schottky barrier after a pulsed laser irradiation / G.I. Vorobets, O.I. Vorobets, A.P. Fedorenko, A.G. Shkavro // *Functional Materials*. — 2003. — Vol. 10, no. 3. — Pp. 468–473.
486. Стриха, В.И. Физические основы надежности контактов металл–полупроводник в интегральной электронике / В.И. Стриха, Е. В. Бузанева. — М.: Радио и связь, 1987. — 253 с.
487. Soylu, M. Barrier characteristics of gold Schottky contacts on moderately doped n-InP based on temperature dependent  $I$ – $V$  and  $C$ – $V$  measurements / M. Soylu, B. Abay // *Microelectron. Eng.* — 2009. — Jan. — Vol. 86, no. 1. — Pp. 88–95.
488. Current–voltage and capacitance–voltage characteristics of Al Schottky contacts to strained Si-on-insulator in the wide temperature range / I. Jyothi, V. Janardhanam, Hyobong Hong, Chel-Jong Choi // *Mater. Sci. Semicond. Process.* — 2015. — Nov. — Vol. 39. — Pp. 390–399.
489. A detailed study on current–voltage characteristics of Au/n-GaAs in wide temperature range / E. Özavcı, S. Demirezen, U. Aydemir, Ş. Altındal // *Sens. Actuators, A*. — 2013. — May. — Vol. 194. — Pp. 259–268.
490. Effect of  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -irradiation on the nature of electronic transport in heavily doped n-type GaN based Schottky photodetectors / Abhishek Chatterjee, Shailesh K. Khamari, S. Porwal et al. // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Apr. — Vol. 123, no. 16. — P. 161585.
491. Bozhkov, V. G. Influence of the nonlinear bias dependence of the barrier height on measured Schottky–barrier contact parameters / V. G. Bozhkov, A. V. Shmar-gunov // *J. Appl. Phys.* — 2011. — Jun. — Vol. 109, no. 11. — P. 113718.
492. Aldemir, Durmus Ali. Temperature dependent ideality factor and barrier height of Ni/n-GaAs/In Schottky diodes / Durmus Ali Aldemir, Ali Kokce, Ahmet Faruk Ozdemir // *Microelectron. Eng.* — 2012. — Oct. — Vol. 98. — Pp. 6–11.
493. Double Gaussian distribution of barrier height observed in densely packed GaN nanorods over Si (111) heterostructures / Lokesh Mohan, Greeshma Chandan, Shruthi Mukundan et al. // *J. Appl. Phys.* — 2014. — Dec. — Vol. 116, no. 23. — P. 234508.

494. *Dökme, İlbilge.* The distribution of the barrier height in Al–TiW–Pd<sub>2</sub> Si/n–Si Schottky diodes from *I*–*V*–*T* measurements / İlbilge Dökme, Şemsettin Altindal, Izzet M Afandiyeva // *Semicond. Sci. Technol.* — 2008. — Mar. — Vol. 23, no. 3. — P. 035003.
495. *Sarpatwari, K.* Effects of barrier height inhomogeneities on the determination of the Richardson constant / K. Sarpatwari, S. E. Mohney, O. O. Awadelkarim // *J. Appl. Phys.* — 2011. — Jan. — Vol. 109, no. 01. — P. 014510.
496. *İlke Taşçıoğlu.* The explanation of barrier height inhomogeneities in Au/n–Si Schottky barrier diodes with organic thin interfacial layer / İlke Taşçıoğlu, Umut Aydemir, Şemsettin Altindal // *J. Appl. Phys.* — 2010. — Sep. — Vol. 108, no. 6. — P. 064506.
497. *Yıldırım, Nezir.* On temperature-dependent experimental I–V and C–V data of Ni/n–GaN Schottky contacts / Nezir Yıldırım, Kadir Ejderha, Abdulmecit Turut // *J. Appl. Phys.* — 2010. — Dec. — Vol. 108, no. 11. — P. 114506.
498. *Mamor, M.* Interface gap states and Schottky barrier inhomogeneity at metal/n-type GaN Schottky contacts / M. Mamor // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2009. — Aug. — Vol. 21, no. 33. — P. 335802.
499. Barrier inhomogeneity and electrical properties of Pt/GaN Schottky contacts / Ferdinando Iucolano, Fabrizio Roccaforte, Filippo Giannazzo, Vito Raineri // *J. Appl. Phys.* — 2007. — Dec. — Vol. 102, no. 11. — P. 113701.
500. Temperature behavior of inhomogeneous Pt/GaN Schottky contacts / F. Iucolano, F. Roccaforte, F. Giannazzo, V. Raineri // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Feb. — Vol. 90, no. 9. — P. 092119.
501. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study / J. P. Sullivan, R. T. Tung, M. R. Pinto, W. R. Graham // *J. Appl. Phys.* — 1991. — Dec. — Vol. 70, no. 12. — Pp. 7403–7424.
502. *Tung, R. T.* Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory / R. T. Tung // *Phys. Rev. B.* — 1992. — Jun. — Vol. 45, no. 23. — Pp. 13509–13523.
503. *Tung, Raymond T.* The physics and chemistry of the Schottky barrier height / Raymond T. Tung // *Applied Physics Reviews.* — 2014. — Mar. — Vol. 1, no. 1. — P. 011304.

504. *Durmuş, Perihan.* Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Au/n-Si (111) Schottky barrier diodes at low temperatures / Perihan Durmuş, Mert Yıldırım // *Mater. Sci. Semicond. Process.* — 2014. — Nov. — Vol. 27. — Pp. 145–149.
505. Temperature dependent current–voltage characteristics of Au/n-type Ge Schottky barrier diodes with graphene interlayer / Zagarzusem Khurelbaatar, Min-Sung Kang, Kyu-Hwan Shim et al. // *J. Alloys Compd.* — 2015. — Nov. — Vol. 650. — Pp. 658–663.
506. *Cetin, Hidayet.* Temperature dependence of electrical parameters of the Au/n-InP Schottky barrier diodes / Hidayet Cetin, Enise Ayyildiz // *Semicond. Sci. Technol.* — 2005. — Jun. — Vol. 20, no. 6. — Pp. 625–631.
507. *Li, Ang. J.* Moderately-doped Schottky barriers: a description using thermionic emission over a wide temperature range / Ang. J. Li, Arthur. F. Hebard // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2016. — Nov. — Vol. 49, no. 45. — P. 455101.
508. *Schmitsdorf, R. F.* Explanation of the linear correlation between barrier heights and ideality factors of real metal–semiconductor contacts by laterally nonuniform Schottky barriers / R. F. Schmitsdorf, T. U. Kampen, W. Mönch // *J. Vac. Sci. Technol. B.* — 1997. — Jul. — Vol. 15, no. 4. — Pp. 1221–1226.
509. Ni/Si solid phase reaction studied by temperature–dependent current–voltage technique / Yu-Long Jiang, Guo-Ping Ru, Fang Lu et al. // *J. Appl. Phys.* — 2003. — Jan. — Vol. 93, no. 2. — Pp. 866–870.
510. *Andrews, J.M.* Reverse current-voltage characteristics of metal-silicide Schottky diodes / J.M. Andrews, M.P. Lepsetler // *Solid-State Electron.* — 1970. — Jule. — Vol. 13, no. 7. — Pp. 1011–1023.
511. Механизм токопрохождения в электролюминесцентных структурах пористый кремний / монокристаллический кремний / А.А. Евтух, Э.Б. Каганович, Э.Г. Манойлов, Н.А. Семененко // *Физика и техника полупроводников.* — 2006. — Т. 40, № 2. — С. 180–184.
512. *Новиков, Ю.Н.* Энергонезависимая память, основанная на кремниевых нанокластерах / Ю.Н. Новиков // *Физика и техника полупроводников.* — 2009. — Т. 43, № 8. — С. 1078–1083.

513. Курносова, О.В. Туннелирование с глубоких примесных центров в электрическом поле в полупроводниках AlPbV / О.В. Курносова, А.А. Пахомов // *Физика и техника полупроводников*. — 1986. — Т. 20, № 10. — С. 1868–1874.
514. Булярский, С.В. Анализ механизмов переноса тока, определяющих характер обратных вольт–амперных характеристик барьеров металл–GaAs / С.В. Булярский, А.В. Жуков // *Физика и техника полупроводников*. — 2001. — Т. 35, № 5. — С. 560–563.
515. Вавилов, В.С. Дефекты в кремнии и на его поверхности / В.С. Вавилов, В.Ф. Киселев, Б.Н. Мукашев. — М.: Наука, 1990. — 216 с.
516. Song, L.W. Identification of a bistable defect in silicon: The carbon interstitial-carbon substitutional pair / L.W. Song, B.W. Benson, G.D. Watkins // *Appl. Phys. Lett.* — 1987. — Oct. — Vol. 51, no. 15. — Pp. 1155–1157.
517. Temperature dependent electrical transport behavior of InN/GaN heterostructure based Schottky diodes / Basanta Roul, Mohana K. Rajpalke, Thirumaleshwara N. Bhat et al. // *J. Appl. Phys.* — 2011. — Feb. — Vol. 109, no. 4. — P. 044502.
518. Музарова, С.А. Влияние  $\gamma$ -облучения на механизм переноса тока в гетероструктурах n–CdS/p–CdTe / С.А. Музарова, Ш.А. Мирсагатов, Ф.Н. Джамалов // *Физика и техника полупроводников*. — 2009. — Т. 43, № 2. — С. 187–192.
519. Gamma irradiation-induced changes at the electrical characteristics of organic-based Schottky structures / O. Gullu, M. Cankaya, M. Biber, A. Turut // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2008. — Jul. — Vol. 41, no. 13. — P. 135103.
520. Karatas, S. Effects of  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -ray irradiation on the electrical characteristics of Au/n–GaAs (MS) structures / S. Karatas, A. Turut, S. Altindal // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*. — 2005. — Dec. — Vol. 555, no. 1–2. — Pp. 260–265.
521. Distinction between the Poole-Frenkel and tunneling models of electric-field-stimulated carrier emission from deep levels in semiconductors / S. D. Ganichev, E. Ziemann, W. Prettl et al. // *Phys. Rev. B*. — 2000. — Apr. — Vol. 61, no. 15. — Pp. 10361–10365.

522. Ганичев, С.Д. Ионизация глубоких примесных центров дальним инфракрасным излучением / С.Д. Ганичев, И.Н. Яссиевич, В. Преттл // *Физика твердого тела*. — 1997. — Т. 39, № 11. — С. 1905–1932.
523. The role of the tunneling component in the current–voltage characteristics of metal–GaN Schottky diodes / L. S. Yu, Q. Z. Liu, Q. J. Xing et al. // *J. Appl. Phys.* — 1998. — Aug. — Vol. 84, no. 4. — Pp. 2099–2104.
524. Особенности образования радиационных дефектов в слое кремния структур «кремний на изоляторе» / К.Д. Щербачев, В.Т. Бублик, В.Н. Мордкович, Д.М. Пажин // *Физика и техника полупроводников*. — 2011. — Т. 45, № 6. — С. 738–742.
525. Vorobets, G.I. Laser manipulation of clusters, structural defects and nanoaggregates in barrier structures on silicon and binary semi-conductors / G.I. Vorobets, O.I. Vorobets, V.N. Strebgev // *Appl. Surf. Sci.* — 2005. — Jul. — Vol. 247, no. 1–4. — Pp. 590–601.
526. Expansion of Shockley stacking fault observed by scanning electron microscope and partial dislocation motion in 4H–SiC / Yoshifumi Yamashita, Ryu Nakata, Takeshi Nishikawa et al. // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Apr. — Vol. 123, no. 16. — P. 161580.
527. Релаксация внутренних механических напряжений в арсенидгаллиевых приборных структурах, стимулированная микроволновой обработкой / Н.С. Болтовец, А.Б. Камалов, Е.Ю. Колядина и др. // *Письма в журнал технической физики*. — 2002. — Т. 28, № 4. — С. 57–64.
528. Исследование методом электроотражения влияния  $\gamma$ -облучения на оптические свойства эпитаксиальных пленок GaN / А.Е. Беляев, Н.И. Клюй, Р.В. Конакова и др. // *Физика и техника полупроводников*. — 2012. — Т. 46, № 3. — С. 317–320.
529. Островський, І.В. Фізична акустооптика / І.В. Островський, О.О. Коротченков. — К.: ВЦ «Київський університет», 2000. — 347 с.
530. Singh, R. Swift heavy ion irradiation induced modification of electrical characteristics of Au/n-Si Schottky barrier diode / R. Singh, S.K. Arora, D. Kanjilal // *Mater. Sci. Semicond. Process.* — 2001. — Oct. — Vol. 4, no. 5. — Pp. 425–432.

531. Coupling Light into Graphen Plasmons through Surface Acoustic Waves / Jurgen Schiefele, Jorge Pedros, Fernando Sols et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Dec. — Vol. 111, no. 23. — P. 237405.
532. Ultrasonicated double wall carbon nanotubes for enhanced electric double layer capacitance / Srikrishna Pandey, Uday N. Maiti, Kowsalya Palanisamy et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — Jun. — Vol. 104, no. 23. — P. 233902.
533. Raeymaekers, Bart. Manipulation of diamond nanoparticles using bulk acoustic waves / Bart Raeymaekers, Cristian Pantea, Dipen N. Sinha // *J. Appl. Phys.* — 2011. — Jan. — Vol. 109, no. 1. — P. 014317.
534. Ultrahigh-frequency surface acoustic wave generation for acoustic charge transport in silicon / S. Buyukkose, B. Vratzov, J. van der Veen et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Jan. — Vol. 102, no. 1. — P. 013112.
535. He, Jian-Hong. Correlated electron transport assisted by surface acoustic waves in micron-separated quasi-one-dimensional channels / Jian-Hong He, Jie Gao, Hua-Zhong Guo // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — Sep. — Vol. 97, no. 12. — P. 122107.
536. Savkina, R.K. Semiconductor surface structurization induced by ultrasound / R.K. Savkina // *Functional Materials.* — 2012. — Vol. 19, no. 1. — Pp. 38–43.
537. Savkina, R.K. Properties of the crystalline silicon strained via cavitation impact / R.K. Savkina // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics.* — 2013. — Vol. 16, no. 1. — Pp. 43–44.
538. Савкина, Р.К. Образование нитридов на поверхности монокристаллического GaAs в криогенной жидкости при облучении ультразвуком / Р.К. Савкина, А.Б. Смирнов // *Письма в ЖТФ.* — 2015. — Т. 41, № 4. — С. 15–23.
539. Savkina, R. K. The photoresponse of crystalline silicon strained via ultrasonic cavitation processing / R. K. Savkina, A. B. Smirnov // *Phys. Status Solidi C.* — 2015. — Aug. — Vol. 12, no. 8. — Pp. 1090–1093.
540. Sonosynthesis of microstructures array for semiconductor photovoltaics / R.K. Savkina, A.B. Smirnov, T. Kryshtab, A. Kryvko // *Mater. Sci. Semicond. Process.* — 2015. — Sep. — Vol. 37. — Pp. 179–184.
541. Savkina, R. K. Nitrogen incorporation into GaAs lattice as a result of the surface

- cavitation effect / R. K. Savkina, A. B. Smirnov // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2010. — Oct. — Vol. 43, no. 42. — P. 425301.
542. *Kryshtab, Tetyana G.* Nanoscale Structuration of Semiconductor Surface Induced by Cavitation Impact / Tetyana G. Kryshtab, Rada K. Savkina, Alexey B. Smirnov // *MRS Proceedings*. — 2013. — Vol. 1534. — Pp. A87–A92.
543. *Власенко, А.И.* Подвижность носителей заряда в кристаллах n–Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1–x</sub>Te в условиях динамического ультразвукового нагружения / А.И. Власенко, Я.М. Олих, Р.К. Савкина // *Физика и техника полупроводников*. — 2000. — Т. 34, № 6. — С. 670–676.
544. *Unewisse, M. H.* Conduction mechanisms in erbium silicide Schottky diodes / M. H. Unewisse, J. W. V. Storey // *J. Appl. Phys.* — 1993. — Apr. — Vol. 73, no. 8. — Pp. 3873–3879.
545. *Korkut, H.* Temperature-dependent current–voltage characteristics of Cr/n-GaAs Schottky diodes / H. Korkut, N. Yildirim, A. Turut // *Microelectron. Eng.* — 2009. — Jan. — Vol. 86, no. 1. — Pp. 111–116.
546. An Adjustable Work Function Technology Using Mo Gate for CMOS Devices / Ronald Lin, Qiang Lu, Pushkar Ranade et al. // *IEEE Electron Device Letters*. — 2002. — Jan. — Vol. 23, no. 1. — Pp. 49–51.
547. Temperature dependence of 1/f noise in Ni/n-GaN Schottky barrier diode / Ashutosh Kumar, K. Asokan, V. Kumar, R. Singh // *J. Appl. Phys.* — 2012. — Jul. — Vol. 112, no. 12. — P. 024507.
548. Schottky Barrier Height Inhomogeneity of Ti/n-GaAs Contact Studied by the I-V-T Technique / Yu-Long Jiang, Guo-Ping Ru, Fang Lu et al. // *Chin. Phys. Lett.* — 2002. — Apr. — Vol. 19, no. 4. — Pp. 553–556.
549. *Yildirim, Nezir.* The theoretical and experimental study on double–Gaussian distribution in inhomogeneous barrier–height Schottky contacts / Nezir Yildirim, Abdulmecit Turut, Veyis Turut // *Microelectron. Eng.* — 2010. — Nov. — Vol. 87, no. 11. — Pp. 2225–2229.
550. Modelling the inhomogeneous SiC Schottky interface / P. M. Gammon, A. Perez-Tomas, V. A. Shah et al. // *J. Appl. Phys.* — 2013. — Dec. — Vol. 114, no. 22. — P. 223704.
551. *Труэлл, Р.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела / Р. Труэлл,

- Ч. Эльбаум, Б. Чик. — М.: Мир, 1972. — 307 с.
552. Никаноров, С.П. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов / С.П. Никаноров, Б.К. Кардашев. — М.: Наука, 1985. — 252 с.
553. Granato, A. Theory of Mechanical Damping Due to Dislocations / A. Granato, K. Lücke // *J. Appl. Phys.* — 1956. — Jun. — Vol. 27, no. 6. — Pp. 583–593.
554. Судзуки, Т. Динамика дислокаций и пластичность / Т. Судзуки, Х. Ёсинавага, С. Такеути. — М.: Мир, 1989. — 296 с.
555. Поглощение и скорость распространения ультразвука в нейтронно-легированном кремнии / Я. М. Олих, А. Д. Беляев, Е. Г. Миселюк и др. // *Электронная техника. Сер. 6: Материалы.* — 1983. — Т. 175, № 2. — С. 40–43.
556. Brailsford, A. D. Abrupt–Kink Model of Dislocation Motion / A. D. Brailsford // *Phys. Rev.* — 1961. — May. — Vol. 122, no. 3. — Pp. 778–786.
557. Loktev, V.M. On the nature of ionic crystals' sonoluminescence excitation threshold: point-defect generation / V.M. Loktev, Julia Khalack // *J. Lumin.* — 1998. — Feb. — Vol. 76-77. — Pp. 560–563.
558. Transport–mechanism analysis of the reverse leakage current in GaInN light-emitting diodes / Qifeng Shan, David S. Meynard, Qi Dai et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — 10.1063/1.3668104. — Vol. 99, no. 25. — P. 253506.
559. Pipinys, P. Temperature dependence of reverse-bias leakage current in GaN Schottky diodes as a consequence of phonon-assisted tunneling / P. Pipinys, V. Lapeika // *J. Appl. Phys.* — 2006. — May. — Vol. 99, no. 9. — P. 093709.
560. Low-leakage and NBTI-mitigated N -type domino logic / Liang Huaguo, Xu Hui, Huang Zhengfeng, Yi Maoxiang // *Journal of Semiconductors.* — 2014. — Jan. — Vol. 35, no. 1. — P. 015009.
561. Design of novel DDSCR with embedded PNP structure for ESD protection / Bi Xiuwen, Liang Hailian, Gu Xiaofeng, Huang Long // *Journal of Semiconductors.* — 2015. — Nov. — Vol. 36, no. 12. — P. 124007.
562. Abu-Samaha, F. S. Temperature dependent of the current–voltage (I–V) characteristics of TaSi<sub>2</sub>/n–Si structure / F. S. Abu-Samaha, A. A. A. Darwish, A. N. Mansour // *Mater. Sci. Semicond. Process.* — 2013. — Dec. — Vol. 16, no. 6. — Pp. 1988–1991.

563. *Jafar, M M Abdul-Gader.* High-bias current–voltage–temperature characteristics of undoped rf magnetron sputter deposited boron carbide (B<sub>5</sub>C)/p-type crystalline silicon heterojunctions / M M Abdul-Gader Jafar // *Semicond. Sci. Technol.* — 2003. — Jan. — Vol. 18, no. 1. — Pp. 7–22.
564. *Pipinys, P.* Phonon-assisted tunneling in reverse biased Schottky diodes / P. Pipinys, A. Pipiniene, A. Rimeika // *J. Appl. Phys.* — 1999. — Dec. — Vol. 86, no. 12. — Pp. 6875–6878.
565. *Пипинис, П.А.* Температурная зависимость обратного тока в диодах с барьером Шоттки / П.А. Пипинис, А.К. Римейка, В.А. Лапейка // *Физика и техника полупроводников.* — 1998. — Т. 32, № 7. — С. 882–885.
566. *Kiveris, A.* Release of Electrons from Traps by an Electric Field with Phonon Participation / A. Kiveris, S. Kudzmauskas, P. Pipinys // *Phys. Status Solidi A.* — 1976. — Sep. — Vol. 37, no. 1. — Pp. 321–327.
567. *Шалимова, К.В.* Физика полупроводников / К.В Шалимова. — СПб.: Издательство «Лань», 2010. — 400 с.
568. Electron spin resonance study of surface and oxide interface spin-triplet centers on (100) silicon wafers / H. Saito, S. Hayashi, Y. Kusano et al. // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Apr. — Vol. 123, no. 16. — P. 161582.
569. Interface and transport properties of gamma irradiated Au/n-GaP Schottky diode / N. Shiwakoti, A. Bobby, K. Asokan, Bobby Antony // *Mater. Sci. Semicond. Process.* — 2018. — Feb. — Vol. 74. — Pp. 1–6.
570. Electric field dependence of GaAs Schottky barriers / G.H. Parker, T.C. McGill, C.A. Mead, D. Hoffman // *Solid-State Electron.* — 1968. — Feb. — Vol. 11, no. 2. — Pp. 201–204.
571. *Mitrofanov, Oleg.* Poole-Frenkel electron emission from the traps in AlGaN/GaN transistors / Oleg Mitrofanov, Michael Manfra // *J. Appl. Phys.* — 2004. — Jun. — Vol. 95, no. 11. — Pp. 6414–6419.
572. Ионизация мелких примесей электрическим полем в случайному кулоновском потенциале / Н.Г. Жданова, М.С. Каган, Е.Г. Ландсберг и др. // *Письма в ЖЭТФ.* — 1995. — Т. 62, № 2. — С. 108–111.
573. *Коршунов, Ф.П.* Воздействие радиации на интегральные микросхемы /

- Ф.П. Коршунов, Ю.В. Богатырев, Вавилов В.А. — Минск: Наука и техника, 1986. — 254 с.
574. Modern Microwave Methods in Solid-State Inorganic Materials Chemistry: From Fundamentals to Manufacturing / Helen J. Kitchen, Simon R. Vallance, Jennifer L. Kennedy et al. // *Chem. Rev.* — 2014. — Vol. 114, no. 2. — Pp. 1170–1206.
575. СВЧ нагрев как метод термообработки полупроводников / А.В. Ржанов, Н.Н. Герасименко, С.В. Васильев, В.И. Ободников // *Письма в журнал технической физики*. — 1981. — Т. 7, № 20. — С. 1221–1223.
576. Paton, Boris E. Gyrotron Processing of Materials / Boris E. Paton, Vladislav E. Sklyarevich, Marko M.G. Slusarczuk // *MRS Bulletin*. — 1993. — Nov. — Vol. 18, no. 11. — Pp. 58–63.
577. Использование мощного СВЧ излучения для отжига арсенида галлия / Е.В. Винник, В.И. Гурошев, А.В. Прохорович, М.В. Шевелев // *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника*. — 1989. — Т. 15. — С. 48–50.
578. Thermal processing of silicon wafers with microwave co-heating / H. Zohm, E. Kasper, P. Mehringer, G.A. Müller // *Microelectron. Eng.* — 2000. — Dec. — Vol. 54, no. 3–4. — Pp. 247–253.
579. Bhunia, S. Microwave synthesis, single crystal growth and characterization of ZnTe / S. Bhunia, D.N. Bose // *J. Cryst. Growth*. — 1998. — Mar. — Vol. 186, no. 4. — Pp. 535–542.
580. Влияние сверхвысокочастотного отжига на структуры двуокись кремния–карбид кремния / Ю.Ю. Бачериков, Р.В. Конакова, А.Н. Кочеров и др. // *Журнал технической физики*. — 2003. — Т. 73, № 5. — С. 75–78.
581. Пашков, В.И. Влияние отжига в поле СВЧ излучения на остаточную деформацию и примесный состав приповерхностных слоев кремния / В.И. Пашков, В.А. Перевощиков, В.Д. Скупов // *Письма в журнал технической физики*. — 1994. — Т. 20, № 8. — С. 14–18.
582. Немонотонность процессов структурной релаксации при СВЧ обработке арсенида галлия / Т.Г. Крыштаб, Г.Н. Семенова, П.М. Литвин и др. // *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника*. — 1996. — Т. 31. — С. 140–145.
583. Физико–химические процессы на границе раздела контактов

- Au/Pt/Cr/Pt/GaAs, подвергнутых СВЧ отжигу / В.В. Миленин, Р.В. Конакова, В.А. Статов и др. // *Письма в журнал технической физики*. — 1994. — Т. 20, № 4. — С. 32–36.
584. Effect of microwave and laser radiations on the parameters of semiconductor structures / A.E. Belyaev, E.F. Venger, I.B. Ermolovich et al. — Kyiv: Intac, 2002. — 192 pp.
585. The effects of photogenerated free carriers and microwave electron heating on exciton dynamics in GaAsAlGaAs quantum wells / B.M. Ashkinadze, E. Cohen, Arza Ron et al. // *Solid-State Electron*. — 1996. — Vol. 40, no. 1–8. — Pp. 561–565.
586. Photoluminescent investigations of SHF irradiation effect on defect states in GaAs:Sn(Te) and InP crystals / Irene B. Ermolovich, Evgenie F. Venger, Raisa V. Konakova et al. // *Proc. SPIE*. — 1998. — Vol. 3359. — Pp. 265–272.
587. Влияние внешних радиационных СВЧ и механических возбуждений на образование дефектов в неметаллических кристаллах / Е. Ф. Венгер, И. Б. Ермолович, В. В. Миленин и др. // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение*. — 1999. — № 2. — С. 60–72.
588. Влияние сверхвысокочастотной обработки на электрофизические характеристики технически важных полупроводников и поверхностно–барьерных структур / А.А. Беляев, А.Е. Беляев, И.Б. Ермолович и др. // *Журнал технической физики*. — 1998. — Т. 68, № 12. — С. 49–53.
589. Изменение характеристик оксидных пленок гадолиния, титана и эрбия на поверхности n-6H-SiC под воздействием сверхвысокочастотной обработки / Ю.Ю. Бачериков, Р.В. Конакова, В.В. Миленин и др. // *Физика и техника полупроводников*. — 2008. — Т. 42, № 7. — С. 888–892.
590. Структурные трансформации в гомо- и гетерогенных системах на основе GaAs, обусловленные СВЧ-облучением / Н.С. Заяц, Р.В. Конакова, В.В. Миленин и др. // *Журнал технической физики*. — 2015. — Т. 85, № 3. — С. 114–118.
591. Влияние микроволнового облучения на сопротивление омических контактов Au–TiB<sub>x</sub>–Ge–Au–n–n<sup>+</sup>–n<sup>++</sup>–GaAs(InP) / А.Е. Беляев, А.В. Саченко,

- Н.С. Болтовец и др. // *Физика и техника полупроводников*. — 2012. — Т. 46, № 4. — С. 558–561.
592. Ржанов, А. В. Характер энергетического спектра поверхностных состояний и кинетика импульсного эффекта поля / А. В. Ржанов // *Физика и техника полупроводников*. — 1972. — Т. 6, № 8. — С. 1495–1501.
593. Godwod, K. The application of the X-ray triple-crystal spectrometer for measuring the radius of curvature of bent single crystals / K. Godwod, A. T. Nagy, Z. Rek // *Phys. Status Solidi A*. — 1976. — Apr. — Vol. 34, no. 2. — Pp. 705–710.
594. Структурная релаксация в полупроводниковых кристаллах и приборных структурах (механизмы релаксации, методы исследования, роль в деградации приборов) / Е. Ф. Венгер, М. Грендель, В. Данишка и др.; Под ред. Ю.А Тхорика. — Київ: Видавництво «Фенікс», 1994. — 246 с.
595. Pavlović, M. Complete set of deep traps in semi-insulating GaAs / M. Pavlović, U. V. Desnica, J. Gladić // *J. Appl. Phys.* — 2000. — Oct. — Vol. 88, no. 8. — Pp. 4563–4570.
596. Булярский, С.В. Полевая зависимость скорости термической эмиссии дырок с комплекса  $V_{Ga}S_{As}$  в арсениде галлия / С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.В. Жуков // *Физика и техника полупроводников*. — 2000. — Т. 34, № 1. — С. 41–45.
597. Makram-Ebeid, S. Quantum model for phonon-assisted tunnel ionization of deep levels in a semiconductor / S. Makram-Ebeid, M. Lannoo // *Phys. Rev. B*. — 1982. — May. — Vol. 25. — Pp. 6406–6424.
598. Шишияну, Ф.С. Диффузия и деградация в полупроводниковых материалах и приборах / Ф.С. Шишияну. — Кишинев: Штиинца, 1978. — 230 с.
599. Defects and defect behaviour in GaAs grown at low temperature / M. Stellmacher, R. Bisaro, P. Galtier et al. // *Semicond. Sci. Technol.* — 2001. — Jun. — Vol. 16, no. 6. — Pp. 440–446.
600. Bourgoin, J. C. The defect responsible for non-radiative recombination in GaAs materials / J. C. Bourgoin, N. De Angelis // *Semicond. Sci. Technol.* — 2001. — Jun. — Vol. 16, no. 6. — Pp. 497–501.
601. Bourgoin, J. C. Native defects in gallium arsenide / J. C. Bourgoin, H. J. von Bardeleben, D. Stiévenard // *J. Appl. Phys.* — 1988. — Nov. — Vol. 64,

- no. 9. — Pp. R65–R92.
602. *Лебедев, А.А.* Центры с глубокими уровнями в карбиде кремния. Обзор / А.А. Лебедев // *Физика и техника полупроводников*. — 1999. — Т. 33, № 2. — С. 129–155.
603. Высокотемпературный диод Шоттки Au–SiC–6H / М.М. Аникин, А.Н. Андреев, А.А. Лебедев и др. // *Физика и техника полупроводников*. — 1991. — Т. 25, № 2. — С. 328–333.
604. Рекомбинационные процессы в 6H–SiC p–n–структурах и влияние на них глубоких центров / М.М. Аникин, А.С. Зубрилов, А.А. Лебедев и др. // *Физика и техника полупроводников*. — 1991. — Т. 25, № 3. — С. 479–486.
605. *Кузнецов, Н.И.* Влияния глубоких уровней на релаксацию тока в 6H–SiC–диодах / Н.И. Кузнецов, J.A. Edmond // *Физика и техника полупроводников*. — 1997. — Т. 31, № 10. — С. 1220–1224.
606. Радиационные дефекты в n–6H–SiC, облученном протонами с энергией 8 МэВ / А.А. Лебедев, А.И. Вейнгер, Д.В. Давыдов и др. // *Физика и техника полупроводников*. — 2000. — Т. 34, № 8. — С. 897–902.
607. Влияние степени структурного совершенства на спектр глубоких центров в 6H–SiC / А.А. Лебедев, Д.В. Давыдов, А.С. Трегубова и др. // *Физика и техника полупроводников*. — 2001. — Т. 35, № 12. — С. 1434–1436.
608. *Hemmingsson, C. G.* Observation of negative-U centers in 6H silicon carbide / C. G. Hemmingsson, N. T. Son, E. Janzén // *Appl. Phys. Lett.* — 1999. — Feb. — Vol. 74, no. 6. — Pp. 839–841.
609. Activation energies of the EL6 trap and of the 0.15 eV donor and their correlation in GaAs / T. Richter, G. Kühnel, W. Siegel, J. R. Niklas // *Semicond. Sci. Technol.* — 2000. — Nov. — Vol. 15, no. 11. — Pp. 1039–1044.
610. *Neild, S. T.* Signature of the gallium–oxygen–gallium defect in GaAs by deep level transient spectroscopy measurements / S. T. Neild, M. Skowronski, J. Lagowski // *Appl. Phys. Lett.* — 1991. — Feb. — Vol. 58, no. 8. — Pp. 859–861.
611. *Schultz, Peter A.* The E 1–E 2 center in gallium arsenide is the divacancy / Peter A. Schultz // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2015. — Feb. — Vol. 27, no. 7. — P. 075801.
612. Electron irradiation induced defects and schottky diode characteristics for

- metalorganic vapor phase epitaxy and molecular beam epitaxial n–GaAs / G. H. Yousefi, J. B. Webb, R. Rousina, S. M. Khanna // *J. Electron. Mater.* — 1995. — Jan. — Vol. 24, no. 1. — Pp. 15–20.
613. Microscopic nature of thermally stimulated current and electrical compensation in semi-insulating GaAs / S. Kuisma, K. Saarinen, P. Hautojärvi et al. // *J. Appl. Phys.* — 1997. — Apr. — Vol. 81, no. 8. — Pp. 3512–3521.
614. *Pavlović, M.* Precise determination of deep trap signatures and their relative and absolute concentrations in semi-insulating GaAs / M. Pavlović, U. V. Desnica // *J. Appl. Phys.* — 1998. — Aug. — Vol. 84, no. 4. — Pp. 2018–2024.
615. *Tomozane, Mamoru.* Improved Thermally Stimulated Current Spectroscopy to Characterize Levels in Semi-Insulating GaAs / Mamoru Tomozane, Yasuo Nannichi // *Japanese Journal of Applied Physics.* — 1986. — Apr. — Vol. 25, no. 4. — Pp. L273–L275.
616. Study of electron traps in n–GaAs grown by molecular beam epitaxy / D. V. Lang, A. Y. Cho, A. C. Gossard et al. // *J. Appl. Phys.* — 1976. — Jun. — Vol. 47, no. 6. — Pp. 2558–2564.
617. *Abele, J. C.* Transient photoconductivity measurements in semi-insulating GaAs. II. A digital approach / J. C. Abele, R. E. Kremer, J. S. Blakemore // *J. Appl. Phys.* — 1987. — Sep. — Vol. 62, no. 6. — Pp. 2432–2438.
618. *Mircea, A.* A study of electron traps in vapour-phase epitaxial GaAs / A. Mircea, A. Mitonneau // *Applied physics.* — 1975. — Sep. — Vol. 8, no. 1. — Pp. 15–21.
619. *Кольченко, Т.И.* Новый метастабильный центр в облученном GaAs / Т.И. Кольченко, В.М. Ломако // *Физика и техника полупроводников.* — 1994. — Т. 28, № 5. — С. 857–860.
620. *Pons, D.* Irradiation-induced defects in GaAs / D. Pons, J. C. Bourgoin // *J. Phys. C: Solid State Phys.* — 1985. — Jul. — Vol. 18, no. 20. — Pp. 3839–3871.
621. *Самойлов, В. А.* Влияние изовалентной примеси сурьмы на образование электрически активных центров в n–GaAs, полученном жидкофазной эпитаксией из расплава висмута / В. А. Самойлов, Н. А. Якушева, В. Я. Принц // *Физика и техника полупроводников.* — 1994. — Т. 28, № 9. — С. 1617–1626.
622. *Martin, G. M.* Electron traps in bulk and epitaxial GaAs crystals / G. M. Martin,

- A. Mitonneau, A. Mircea // *Electronics Letters*. — 1977. — March. — Vol. 13, no. 7. — Pp. 191–193.
623. Study of defects in LEC-grown undoped SI-GaAs by thermally stimulated current spectroscopy / Zhaoqiang Fang, Lei Shan, T.E. Schlesinger, A.G. Milnes // *Materials Science and Engineering: B*. — 1990. — Feb. — Vol. 5, no. 3. — Pp. 397–408.
624. Non-extrinsic conduction in semi-insulating gallium arsenide / A. Ashby, G.G. Roberts, D.J. Ashen, J.B. Mullin // *Solid State Commun.* — 1976. — Oct. — Vol. 20, no. 1. — Pp. 61–63.
625. *Fang, Zhao-Qiang*. Evidence for EL6 ( $E_c = 0.35$  eV) acting as a dominant recombination center in n-type horizontal Bridgman GaAs / Zhao-Qiang Fang, T. E. Schlesinger, A. G. Milnes // *J. Appl. Phys.* — 1987. — Jun. — Vol. 61, no. 11. — Pp. 5047–5050.
626. Определение параметров глубоких центров в полуизолирующем GaAs по релаксации фотопроводимости при лазерном возбуждении / Ю. Вайткус, Ю. Стораста, А. Пинцевичюс и др. // *Литовский физический сборник*. — 1988. — Т. 28, № 6. — С. 744–751.
627. *Lin, Alice L.* Photoelectronic properties of high-resistivity GaAs:O / Alice L. Lin, Eric Omelianovski, Richard H. Bube // *J. Appl. Phys.* — 1976. — May. — Vol. 47, no. 5. — Pp. 1852–1858.
628. *Morrow, Richard A.* In-diffusing divacancies as sources of acceptors in thermally annealed GaAs / Richard A. Morrow // *J. Appl. Phys.* — 1991. — Mar. — Vol. 69, no. 5. — Pp. 3396–3398.
629. *Lefèvre, H.* Double correlation technique (DDLTS) for the analysis of deep level profiles in semiconductors / H. Lefèvre, M. Schulz // *Applied physics*. — 1977. — Jan. — Vol. 12, no. 1. — Pp. 45–53.
630. Особенности дефектообразования в эпитаксиальном арсениде галлия, содержащем изовалентную примесь индия / Т.И. Кольченко, В.М. Ломако, А.В. Родионов, Ю.Н. Свешников // *Физика и техника полупроводников*. — 1989. — Т. 23, № 4. — С. 626–629.
631. *Nozariasbmarz, Amin*. Field induced decrystallization of silicon: Evidence of

- a microwave non-thermal effect / Amin Nozariasbmarz, Kelvin Dsouza, Daryoosh Vashaee // *Appl. Phys. Lett.* — 2018. — Feb. — Vol. 112, no. 9. — P. 093103.
632. Об особенностях модификации дефектной структуры в бинарных полупроводниках под действием микроволнового облучения / И.Б. Ермолович, Г.В. Миленин, В.В. Миленин и др. // *Журнал технической физики*. — 2007. — Т. 77, № 9. — С. 71–75.
633. Singh, A. Reverse I–V and C–V characteristics of Schottky barrier type diodes on Zn doped InP epilayers grown by metalorganic vapor phase epitaxy / A. Singh, P. Cova, R. A. Masut // *J. Appl. Phys.* — 1994. — Aug. — Vol. 76, no. 4. — Pp. 2336–2342.
634. Дислокационное происхождение и модель избыточно–туннельного тока в  $p-n$ -структур на основе GaP / В.В. Евстропов, М. Джумаева, Ю.В. Жильев и др. // *Физика и техника полупроводников*. — 2000. — Т. 34, № 11. — С. 1357–1362.
635. Statistics on Applied Voltages in Schottky Barrier Diodes at Same Forward Current in a Fabrication Process / K. Zhang, H. D. Zhao, H. S. Ahmed, M. Sun // *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*. — 2017. — Feb. — Vol. 30, no. 1. — Pp. 86–89.
636. Tseng, Hsun-Hua. A simple technique for measuring the interface-state density of the Schottky barrier diodes using the current–voltage characteristics / Hsun-Hua Tseng, Ching-Yuan Wu // *J. Appl. Phys.* — 1987. — Jan. — Vol. 61, no. 1. — Pp. 299–304.
637. Аскеров, Ш.Г. Влияние степени неоднородности границы раздела на электрофизические свойства структур металл – вакуум и метал – полупроводник: Ph.D. thesis / Баку. — 1999. — 399 с.
638. Analysis of GaAs Schottky/tunnel metal–insulator–semiconductor diode characteristics based on an interfacial layer model / Hideaki Ikoma, Toshiki Ishida, Kenji Sato et al. // *J. Appl. Phys.* — 1993. — Feb. — Vol. 73, no. 3. — Pp. 1272–1278.
639. Островский, И. В. Отжиг точечных дефектов ультразвуком в твердых телах / И. В. Островский, О. А. Коротченков, В. А. Лысых // *Физика твердого тела*. — 1987. — Т. 20, № 7. — С. 2153–2156.

640. Ozbek, A. Merve. Tunneling coefficient for GaN Schottky barrier diodes / A. Merve Ozbek, B. Jayant Baliga // *Solid-State Electron.* — 2011. — Aug. — Vol. 62, no. 1. — Pp. 1–4.
641. Mechanism of carrier transport through a silicon–oxide layer for indium–tin–oxide/silicon–oxide/silicon solar cells / H. Kobayashi, T. Ishida, Y. Nakato, H. Mori // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Sep. — Vol. 78, no. 6. — Pp. 3931–3939.
642. Second–order generation of point defects in gamma–irradiated float-zone silicon, an explanation for «type inversion» / I. Pintilie, E. Fretwurst, G. Lindström, J. Stahl // *Appl. Phys. Lett.* — 2003. — Mar. — Vol. 82, no. 13. — Pp. 2169–2171.
643. Effect of Si nanoparticles on electronic transport mechanisms in P-doped silicon-rich silicon nitride/c-Si heterojunction devices / Deng-Hao Ma, Wei-Jia Zhang, Rui-Ying Luo et al. // *Mater. Sci. Semicond. Process.* — 2016. — Aug. — Vol. 50. — Pp. 20–30.
644. Temperature dependence of the current–voltage characteristics of Sn/PANI/p–Si/Al heterojunctions / M. Kaya, H. Çetin, B. Boyarbay et al. // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2007. — Oct. — Vol. 19, no. 40. — P. 406205.
645. Першеников, В.С. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем / В.С. Першеников, В.Д. Попов, А.В. Шальнов. — М.: Энергоатомиздат, 1988. — 256 с.
646. Devine, R. A. B. The structure of  $\text{SiO}_2$ , its defects and radiation hardness / R. A. B. Devine // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 1994. — Jun. — Vol. 41, no. 3. — Pp. 452–459.
647. Lenahan, P. M. What can electron paramagnetic resonance tell us about the Si/SiO<sub>2</sub> system? / P. M. Lenahan, J. F. Conley Jr. // *J. Vac. Sci. Technol. B.* — 1998. — Jul. — Vol. 16, no. 4. — Pp. 2134–2153.
648. Cantin, J. L. Irradiation effects in ultrathin Si/SiO<sub>2</sub> structures / J. L. Cantin, H. J. von Bardeleben, J. L. Autran // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 1998. — Jun. — Vol. 45, no. 3. — Pp. 1407–1411.
649. On the generation and recovery of interface traps in MOSFETs subjected to NBTI, FN, and HCI stress / S. Mahapatra, D. Saha, D. Varghese, P. B. Kumar // *IEEE Trans. Electron Devices.* — 2006. — July. — Vol. 53, no. 7. — Pp. 1583–1592.

650. *Esseni, D.* On interface and oxide degradation in VLSI MOSFETs. I. Deuterium effect in CHE stress regime / D. Esseni, J. D. Bude, L. Selmi // *IEEE Trans. Electron Devices*. — 2002. — Feb. — Vol. 49, no. 2. — Pp. 247–253.
651. *Schroder, Dieter K.* Negative bias temperature instability: Road to cross in deep submicron silicon semiconductor manufacturing / Dieter K. Schroder, Jeff A. Babcock // *J. Appl. Phys.* — 2003. — Jul. — Vol. 94, no. 1. — Pp. 1–18.
652. *Парчинский, П.Б.* Влияние  $\gamma$ -облучения на характеристики границы раздела кремний–свинцово-боросиликатное стекло / П.Б. Парчинский, С.И. Власов, А.А. Насиров // *Физика и техника полупроводников*. — 2004. — Т. 38, № 11. — С. 1345–1348.
653. Electrical probing of surface and bulk traps in proton-irradiated gate-assisted lateral PNP transistors / G. Niu, G. Banerjee, J. D. Cressler et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 1998. — Dec. — Vol. 45, no. 6. — Pp. 2361–2365.
654. Recovery behaviour resulting from thermal annealing in n-MOSFETs irradiated by 20 MeV protons / K. Takakura, H. Ohyama, A. Ueda et al. // *Semicond. Sci. Technol.* — 2003. — Jun. — Vol. 18, no. 6. — Pp. 506–511.
655. *Wurzer, H.* Annealing of degraded npn-transistors-mechanisms and modeling / H. Wurzer, R. Mahnkopf, H. Klose // *IEEE Trans. Electron Devices*. — 1994. — Apr. — Vol. 41, no. 4. — Pp. 533–538.
656. *Aziz, Michael J.* Stress effects on defects and dopant diffusion in Si / Michael J. Aziz // *Mater. Sci. Semicond. Process.* — 2001. — Oct. — Vol. 4, no. 5. — Pp. 397–403.
657. *DiMaria, D. J.* Mechanism for stress-induced leakage currents in thin silicon dioxide films / D. J. DiMaria, E. Cartier // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Sep. — Vol. 78, no. 6. — Pp. 3883–3894.
658. *Gilmore, Angelo Scotty.* I-V modeling of current limiting mechanisms in HgCdTe FPA detectors / Angelo Scotty Gilmore, James Bangs, Amanda Gerrish // *Proc.SPIE*. — 2004. — Vol. 5563. — Pp. 46–54.
659. *Gopal, V.* Excess dark currents in HgCdTe p<sup>+</sup>–n junction diodes / V. Gopal, S. K. Singh, R. M. Mehra // *Semicond. Sci. Technol.* — 2001. — May. — Vol. 16, no. 5. — Pp. 372–376.