

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 РАДІАЦІЙНОІНДУКОВАНІ ЯВИЩА В
ПОВЕРХНЕВО-БАР'ЄРНИХ КРЕМНІЄВИХ ТА АРСЕНІД ГАЛІЄВИХ
СТРУКТУРАХ

Спеціальність 104— «Фізика та астрономія»

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

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

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. 161573–1–161573–12.
2. Olikh, O.Ya. Acoustically driven degradation in single crystalline silicon solar cell / O.Ya. Olikh // Superlattices Microstruct. — 2018. — May. — Vol. 117. — P. 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. — P. 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. 122002–1–122002–7.
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. 024502–1–024502–14.
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. 044505–1–044505–7.
7. Olikh, Oleg. Reversible influence of ultrasound on γ -irradiated Mo/n-Si Schottky barrier structure / Oleg Olikh // Ultrasonics. — 2015. — Feb. — Vol. 56. — P. 545–550.
8. Особливості дислокаційного поглинання ультразвуку в безсублочних 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 γ -Ray Influence on Mo/n-Si Schottky Barrier Structure Properties / O. Ya. Olikh // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 2013. — Feb. — Vol. 60, no. 1. — P. 394–401.
10. Оліх, О. Я. Особливості впливу ультразвуку на перенесення заряду в кремнієвих структурах з бар'єром Шотки залежно від дози γ -опромінення /

- О. Я. Оліх // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. — 2013. — Т. 10, № 1. — С. 47–55.
11. Олих, О. Я. Влияние ультразвукового нагружения на протекание тока в структурах Mo/n-n⁺-Si с барьером Шоттки / О. Я. Олих // Физика и техника полупроводников. — 2013. — Т. 47, № 7. — С. 979–984.
 12. Оліх, О. 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. Олих, О. 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. Оліх, Я. М. 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. Оліх, О. 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 γ -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. — P. 1632–1639.
 17. Олих, О. 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. Оліх, О. 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. Olikh, O.Ya. The Dynamic Ultrasound Influence on Diffusion and Drift of the Charge Carriers in Silicon p–n Structures / O.Ya. Olikh, R. Burbelo, M. Hinders // Semiconductor Defect Engineering – Materials, Synthetic, Structures and Devices II / Ed. by S. Ashok, P. Kiesel, J. Chevallier, T. Ogino. — Vol. 994

- of Materials Research Society Symposium Proceedings. — Warrendale, PA: 2007. — Р. 269–274.
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. — P. 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 эпитак-сиальных 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. — С. 163.

29. Olikh, O. Investigation of microwave treated epitaxial GaAs structures by acoustoelectric method / O. Olikh // 2004 IEEE International Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control Joint 50th Anniversary Conference. Montreal, Canada. Abstracts. — Montreal: 2004. — Pp. 230–231.
30. Олих, О. Я. Влияние СВЧ облучения на остаточный уровень внутренних механических напряжений и параметры глубоких уровней в эпитак-сиальных структурах GaAs / 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⁺-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. Оліх, О. 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. Оліх, О. 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. Оліх, 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.
40. Оліх, О. Я. Немонотонний вплив γ -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.
41. Оліх, О. Я. Особливості динамічного ультразвукового впливу на γ -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.
42. Оліх, О. Я. Вплив ультразвуку на термоемісійні процеси в Mo/n–n⁺–Si структурах / О. Я. Оліх // Матеріали Всеукраїнської наукової конференції

«Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики», Тернопіль, Україна. — Тернопіль: 2012. — С. 101–103.

43. 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.
44. 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.
45. 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.
46. Оліх, О. Я. Вплив γ -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.
47. Olikh, Ya. New approach to ultrasonic absorption in subgrain-free Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te crystals / Ya. Olikh, I. Lysyuk, O. Olikh // 2014 IEEE International Ultrasonics Symposium. Chicago, Illinois, USA. Abstract book. — Chicago: 2014. — Pp. 439–440.
48. Olikh, O. Ultrasonically induced effects in Schottky barrier structure depending on a γ -irradiation / O. Olikh // 2014 IEEE International Ultrasonics Symposium. Chicago, Illinois, USA. Abstract book. — Chicago: 2014. — Pp. 645–646.
49. Оліх, О. Я. Характеризація γ -опромінених кремнієвих р–n–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.

50. 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.
51. 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.
52. 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.
53. Оліх, О. Я. Акусто-керована модифікація властивостей кремнієвих фотоелектроперетворювачів / 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.

Зміст

	Стр.
Перелік умовних скорочень та позначень	9
Вступ	14
Розділ 1. Передумови та перспективи використання активного ультразвуку в мікроелектроніці	16
1.1 Залишкові акустоіндуковані ефекти	16
1.2 Динамічні акустоіндуковані ефекти	16
Розділ 2. Динамічні акустоіндуковані ефекти в радіаційно опромінених та неопромінених кремнієвих структурах з p-n переходом	17
2.1 Особливості використання активного ультразвуку	17
2.2 Структура кремнієвих сонячних елементів та режими їх радіаційного опромінення	20
2.3 Режими ультразвукового навантаження кристалічних кремнієвих сонячних елементів	22
2.4 Оборотна акустокерована деградація неопромінених кристалічних кремнієвих сонячних елементів	24
2.4.1 Особливості визначення параметрів КСЕ	26
2.4.2 Вплив ультразвукового навантаження на фотоелектричне перетворення в КСЕ	32
2.4.3 Особливості акустичного керування рекомбінацією в КСЕ	35
2.4.4 Модель акустоактивного комплексного дефекту	45
2.4.5 Чисельний розрахунок залежностей напруги холостого ходу та фактора форми в рамках моделі подвійного діоду	52
2.4.6 Вплив інтенсивного освітлення на параметри КСЕ	55
2.5 Зміна активності рекомбінаційних центрів у кремнієвих p-n структуратах за умов ультразвукового навантаження	61

2.5.1	Метод визначення енергетичного положення рівнів в ОПЗ	61
2.5.2	Виявлені рівні та їх можлива ідентифікація	63
2.5.3	Акустоіндуковані зміни в системі рекомбінаційних центрів	69
2.6	Особливості акусто–дефектної взаємодії у	
	радіаційно–опромінених кремнієвих структурах з p–n переходом .	74
2.6.1	Оцінка радіаційноіндукованих змін	75
2.6.2	Область просторового заряду	77
2.6.3	Квазі–нейтральна область	82
2.6.4	Акустоіндуковані зміни шунтуючого опору	86
2.6.5	Особливості впливу ультразвукового навантаження на	
	фотогенерацію струму в нейтронно–опромінених	
	структурах	90
	Висновки до розділу 2	96

Розділ 3.	Порівняльний аналіз та оптимізація методів розрахунку	
	параметрів структур метал–напівпровідник	99
3.1	Загальні підходи до визначення параметрів діодів Шотки	99
3.2	Контрольні вольт–амперні характеристики	101
3.2.1	Ідеальні синтезовані ВАХ	101
3.2.2	Синтезовані ВАХ з випадковими похибками	103
3.2.3	Експериментальні ВАХ	104
3.3	Критерії точності методів	104
3.4	Методи визначення параметрів діодів Шотки	105
3.4.1	Аналітичні методи	105
3.4.2	Чисельні методи	115
3.4.3	Еволюційні алгоритми	116
3.5	Порівняння ефективності методів визначення параметрів	
	структур метал–напівпровідник	122
3.5.1	Точність визначення параметрів на основі ідеальних ВАХ	122
3.5.2	Швидкодія методів визначення параметрів діодів Шотки .	132

3.5.3	Вплив випадкових похибок на точність визначення параметрів структур метал–напівпровідник	134
3.5.4	Визначення параметрів реальних структур метал–напівпровідник	137
	Висновки до розділу 3	141
Розділ 4. Ефекти впливу гамма–опромінення та ультразвукового навантаження при кімнатних температурах на структури $\text{Al} - n - n^+ - \text{Si} - \text{Al}$ з контактами Шотки		143
4.1	Структури $\text{Al} - n - n^+ - \text{Si} - \text{Al}$	145
4.2	Особливості перенесення заряду в структурах $\text{Al} - n - n^+ - \text{Si} - \text{Al}$ з бар'єром Шотки	146
4.2.1	Перенесення заряду при прямому зміщенні	146
4.2.2	Перенесення заряду при зворотному зміщенні	161
4.3	Вплив γ –опромінення на електрофізичні властивості структур $\text{Al} - n - n^+ - \text{Si} - \text{Al}$	166
4.3.1	Прямий струм у γ –опромінених кремнієвих діодах Шотки	168
4.3.2	Зворотній струм у γ –опромінених кремнієвих діодах Шотки	177
4.4	Вплив ультразвукового навантаження на перенесення заряду в γ –опромінених та неопромінених структурах $\text{Al} - n - n^+ - \text{Si} - \text{Al}$.	185
4.4.1	Режими ультразвукового навантаження структур $\text{Al} - n - n^+ - \text{Si} - \text{Al}$	185
4.4.2	Акустоіндуковані зміни висоти бар'єру Шотки	186
4.4.3	Особливості поведінки тунельної та термоемісійного компонент зворотного струму в умовах ультразвукового навантаження	190
	Висновки до розділу 4	194
Розділ 5. Особливості динамічних акустоіндукованих змін параметрів кремнієвих діодів Шотки $\text{Mo}/n - n^+ - \text{Si}$ в широкому температурному діапазоні		197

5.1	Загальна характеристика структур Mo/n – n ⁺ –Si	198
5.2	Особливості ультразвукового навантаження при низьких температурах	199
5.3	Динамічні ефекти впливу ультразвуку на I–V–T характеристики кремнієвих структур з бар'єром Шотки	204
5.3.1	Параметри високо–температурної компоненти струму . . .	206
5.3.2	Характеристики низько–температурної компоненти струму	214
5.3.3	Особливості акусто–дефектної взаємодії у кремнієвих діодах Шотки	217
5.4	Вплив ультразвукового навантаження на струм втрат діодів Шотки Mo/n – n ⁺ –Si	223
5.4.1	Особливості зворотного струму в умовах ультразвукового навантаження	224
5.4.2	Механізми струм втрат структур Mo/n – n ⁺ –Si	227
5.4.3	Ефект впливу ультразвуку на характеристики перенесення заряду	233
	Висновки до розділу 5	236
Розділ 6. Залишкові ефекти мікрохвильових та ультразвукових обробок в напівпровідникових структурах на основі GaAs, SiC та Si . .		238
6.1	Вплив мікрохвильових обробок на дефектну підсистему структур GaAs та монокристалів карбіду кремнію	238
6.1.1	Параметри структур та методи досліджень	239
6.1.2	Вплив мікрохвильових обробок на параметри глибоких рівнів	242
6.2	Акустоіндуковані корекції вольт–амперних характеристик структур Au–TiB _x –n–n ⁺ –GaAs з бар'єром Шотки	253
6.2.1	Структури Au–TiB _x –n–n ⁺ –GaAs та режими їх ультразвукової обробки	254
6.2.2	Ефекти ультразвукової обробки у структури Au–TiB _x –n–n ⁺ –GaAs	255

6.3 Акустовідпал гамма-індукованих дефектів в структурах Si–SiO ₂ –Au	263
Висновки до розділу 6	272
Висновки	275
Список використаних джерел	281

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
DE	differential evolution, метод диференційної еволюції
FRC	fast-formed recombination center, швидко сформовані ВО дефекти
NIEL	non-ionizing energy losses, втрати, не пов'язані з іонізацією
MABC	modified artificial bee colony, метод штучної бджолиної сім'ї
OSFR	oxidization induced stacking-faults ring, кільцеві дефекти пакування, що виникли при окисненні
PAT	phonon-assisted tunneling, стимулюване фононами тунелювання
PSO	particle swarm optimization, метод оптимізації зграї частинок
RT	running time, час, необхідний для визначення параметрів
SCLC	space-charge limited current, струм, обмежений просторовим зарядом
SRC	slow-formed recombination center, повільно сформовані ВО дефекти
TLBO	teaching learning based optimization, метод оптимізованого викладання та навчання
VRHC	thermally-assisted variable-range-hopping conduction, термічно-активована стрибкова провідність зі змінною довжиною стрибка
ААД	акустоактивний дефект
АДВ	акусто-дефектна взаємодія
AI	акустоіндукований
АХ	акустична хвиля
АЧХ	амплітудно-частотна характеристика
ВАХ	вольт-амперна характеристика
ВБШ	висота бар'єру Шотки
ВТКС	високотемпературна компонента струму
ВФХ	вольт-фарадна характеристика
ГР	глибокий рівень
ДШ	діод Шотки
EA	еволюційний алгоритм

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
ПЕ	польова емісія
ППЗ	поперечний переріз захоплення
РД	радіаційний дефект
ТД	точковий дефект
ТЕ	термоелектронна емісія
ТПЕ	термопольова емісія
УЗ	ультразвук
УЗН	ультразвукове навантаження
УЗО	ультразвукова обробка
ШРХ	теорія Шоклі–Ріда–Хола
α	коєфіцієнт поглинання світла
α_R	температурний коєфіцієнт опору
α_{FB}	температурний коєфіцієнт ВБШ в наближенні плоских зон
β	коєфіцієнт квантового виходу
β_1, β_2	коєфіцієнти Варшні
ΔP	абсолютна АІ зміна параметра P
ε	діелектрична проникність матеріалу
ε_0	діелектрична стала
ε_P	відносна АІ зміна параметра P
ξ_{cur}	відносна деформація приповерхневих кристалічних площин
ξ_{us}	амплітуда деформації гратки при поширенні УЗ
ϑ	темп генерації РД

λ	довжина хвилі падаючого світла
ρ_{LNO}	густина ніобату літію
ρ_{Si}	густина кремнію
$\sigma_{\Phi 0}$	стандартне відхилення висоти бар'єру при нульовому зміщенні
σ_n	поперечний переріз захоплення електронів дефектом
σ_p	поперечний переріз захоплення дірок дефектом
τ	час релаксації заряду на пастках
τ_g	ефективний час життя носіїв заряду в ОПЗ
τ_n	ефективний час життя електронів
$\tau_{n,\text{RD}}$	час життя електронів при рекомбінації на РД
v_{LNO}	швидкість звуку в ніобаті літію
$v_{\text{th},n}$	теплова швидкість електронів
$v_{\text{th},p}$	теплова швидкість дірок
v_{Si}	швидкість звуку в кремнії
Φ_b	ВБШ при нульовому зміщенні
Φ_b^0	середнє значення ВБШ при нульовому зміщенні (ВБШ в однорідній області)
Φ_b^{FB}	ВБШ в наближені плоских зон
Ψ	флюенс опромінення
ϕ_0	рівень нейтральності інтерфейсних станів у структурі МН
ζ	диференційний показник нахилу ВАХ
ω_{ph}	частота фонону
ω_{US}	циклічна частота АХ
A	площа зразка
A_{LNO}	площа п'єзоперетворювача
A^*	ефективна стала Річардсона
a	стала гратки
a_B	радіус Бора
B	коефіцієнт динамічної в'язкості
b	модуль вектора Бюргерса
C	ємність діоду Шотки
c	швидкість світла

D	доза опромінення
D_d	displacement damage dose, ефективна доза, пов'язана з дефектоутворенням
D_{ss}	густота 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 границі розділу метал-напівпровідник
f_r	резонансна частота п'езоперетворювача
f_{us}	частота УЗ
G	модуль зсуву
h, \hbar	стала Планка
I	струм
I_s	струм насищення
I_R	зворотний струм
J	густота струму
J_{ph}	густота фотогенерованого струму
J_s	густота струму короткого замикання
k	стала Больцмана
L_n	довжина дифузії електронів
m^*	ефективна маса електрону
N_c	ефективна густота станів біля дна зони провідності
N_d	концентрація електронів поблизу контакту МН
$N_{t,RD}$	концентрація радіаційних дефектів
N_v	ефективна густота станів біля вершини валентної зони
n_i	концентрація власних носіїв заряду
n	концентрація електронів
n_{id}	фактор неідеальності
n_n	концентрація основних носіїв у електронному напівпровіднику
n_p	концентрація неосновних носіїв у дірковому напівпровіднику

q	елементарний заряд
p	концентрація дірок
p_n	концентрація неосновних носіїв у електронному напівпровіднику
p_p	концентрація основних носіїв у дірковому напівпровіднику
R	температура рекомбінації
R_{cur}	радіус кривизни зразка
R_{DA}	параметр зв'язку у моделі CDLR
R_{ph}	коефіцієнт відбивання світла
R_s	послідовний опір
R_{sh}	шунтуючий опір
T	абсолютна температура
T_0	константа температурної залежності фактора неідеальності
T_{US}	період АХ
t	час
t_{MWT}	час експозиції при МХО
t_{UST}	час експозиції при УЗО
u_{US}	амплітуда зміщень атомів при поширенні УЗ
V	напруга
V_{bb}	вигин зон напівпровідника поблизу контакту
V_d	падіння напруги в околі бар'ру
V_n	різниця потенціалів між дном зони провідності та положенням рівня Фермі в об'ємі напівпровідника
V_{oc}	напруга холостого ходу
V_R	зворотна напруга
V_{TAV}	величина ПАН
V_{RF}	амплітуда високочастотної напруги, прикладеної до п'єзоперетворювача
V_v	об'єм кристалу
W_{ph}	інтенсивність освітлення
W_{US}	інтенсивність акустичної хвилі

Вступ

Особистий внесок здобувача. Внесок автора у отримання наукових результатів полягає у постановці задачі роботи та визначенні методів їх вирішення, виборі об'єктів та формулюванні основних напрямків досліджень, розробці методології експериментальних досліджень. Переважна більшість експериментальних та теоретичних досліджень виконані автором особисто. 12 з 25 наукових публікацій опублікованих за темою дисертації є одноосібними роботами пошукача. У наукових працях, опублікованих зі співавторами, автору належить аналіз та узагальнення отриманих даних, накопичених в результаті проведених досліджень, інтерпретація результатів, участь у написанні наукових статей.

Апробація результатів дисертації. Основні результати, викладені в роботі, доповідались на наукових семінарах кафедри загальної фізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка і 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 міжнародная конференция «Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах» (Томск, 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); 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 МЕ-ICS–2017 (Дніпро, Україна, 2017).

Публікації. За отриманими результатами опубліковано 25 наукових праць, з них 24 статті у фахових журналах і 1 у матеріалах наукової конференції.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається із вступу, шести розділів, загальних висновків та списку використаних джерел. Загальних обсяг дисертації складає 347 сторінок, включаючи 123 рисунки та 30 таблиць.

[1–53]

Розділ 1. Передумови та перспективи використання активного ультразвуку в
мікроелектроніці

1.1 Залишкові акустоіндуковані ефекти

1.2 Динамічні акустоіндуковані ефекти

Основні результати даного розділу представлені в роботах [14, 23, 26, 45].

Розділ 2. Динамічні акустоіндуковані ефекти в радіаційно опромінених та неопромінених кремнієвих структурах з р–п переходом

2.1 Особливості використання активного ультразвуку

Значна частина представлених у дисертаційній роботі результатів (розділи 2, 4, 5 та 6) пов’язана з дослідженням ефектів, які відбуваються в напівпровідникових структурах внаслідок поширення в них акустичних хвиль (АХ) мегагерцевого діапазону. У зв’язку з тим, що використання ультразвуку (УЗ), на жаль, ще не є стандартним способом впливу на напівпровідникові кристали, у цьому параграфі представлено узагальнена інформація щодо відповідних експериментальних методик.

Зокрема, представлені описи процедур ультразвукової обробки (УЗО) та ультразвукового навантаження (УЗН). Відмінності у використанні цих термінів пов’язані з оборотністю АІ процесів. Так, в першому випадку (УЗО), внаслідок поширення пружних хвиль відбуваються незворотні (залишкові) зміни властивостей напівпровідниківих структур. Тоді як в другому випадку (УЗН), ефекти є оборотніми (динамічними), зміни електрофізичних параметрів спостерігаються лише за умов поширення АХ; після припинення дії УЗ параметри поступово повертаються до своїх вихідних (до початку УЗН) значень.

Для збудження УЗ у досліджуваних структурах використовувалися п’єзоелектричні перетворювачі, виготовлені з пластин ніобату літію (LiNbO_3) з металізацією обох граней шляхом вакуумного напилення алюмінію. Для збудження повздовжніх та поперечних акустичних хвиль використовувалися пластини зі зрізами ($Y + 36^\circ$) та ($Y + 163^\circ$), відповідно.

З літератури [54–57] відомо, що АХ з частотою, що знаходиться в діапазоні $1 \div 30$ МГц, здатні впливати на стан дефектів у кремнії. Саме такий частотний діапазон був використаний у дослідженнях, результати яких представлені далі. В експериментах проводилось збудження УЗ з частотою f_{US} , яка знаходилась поблизу першої або третьої гармоніки товщинного резонансу пластинки. Значення резонансної частоти перетворювачів визначалось за допомогою приладу

для дослідження АЧХ Х1–38. Безпосереднє значення f_{us} , при якому введення пружних коливань у зразок відбувається найбільш ефективно, визначалось стандартним методом за максимальною амплітудою коливань краплі води (або вакуумного масла), розміщеної на поверхні перетворювача, при прикладанні до його граней змінної напруги.

Попередні дослідження різних авторів [55–58] показали, що використання УЗ з інтенсивністю, як правило, $W_{\text{us}} \geq 3 \text{ Вт}/\text{см}^2$ спричинює необоротні (залишкові) зміни властивостей кремнієвих структур. Ці процеси можуть бути пов’язані з відпалом радіаційних дефектів, формуванням нових дефектів або переміщенням вже існуючих, на відстані, що значно перевищують міжатомну відстань. Так як метою частини роботи (розділи 2, 4 та 5) було дослідження саме оборотних AI ефектів, то переважна більшість УЗН проводилась при $W_{\text{us}} \leq 1 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Детальніше процедура оцінки W_{us} та інших параметрів УЗ впливу наведена у параграфах 2.3 та 5.2.

Для того, щоб під час УЗН позбавитися впливу п’єзоелектричного поля, яке супроводжує механічні коливання пластини LiNbO_3 , як на параметри напівпровідниковых структур, так і на процес вимірювання електрофізичних параметрів, перетворювач екранувався. Як наслідок, можна стверджувати, що виявлені під час УЗН ефекти визначаються лише знакозмінною деформацією. Для створення акустичного контакту при різних УЗН використовувалися вакуумне масло, клей БФ6, піцеїн. Детальні схеми акустичного навантаження зразків наведено у кожному розділі.

Структури, в яких проводилися дослідження ефектів УЗН, містили енергетичний бар’єр, пов’язаний з наявністю контакту МН або $p - n$ переходу, розміщений поблизу однієї з поверхонь зразка. Введення УЗ відбувалось з боку грані, протилежної до місця розташування бар’єру. Тобто, 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 цьому, при використанні повздовжніх хвиль вимушенні зміщення атомів відбуваються у тому самому напрямі, тоді як для поперечних хвиль коливання частинок спрямовані перпендикулярно до електричного струму у площині бар’єру.

Раніше показано [54, 59, 60], що характерний час зміни властивостей кремнієвих структур під дією УЗ не перевищує $2 \cdot 10^3$ с. Для того, щоб дочекатися закінчення всіх перехідних АІ 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. В роботі проводилося порівняння значень параметрів, отриманих за однакових температур в умовах УЗН зразків та без нього. Це дозволяло виокремити АІ зміни характеристик напівпровідниковых структур, від змін, пов'язаних з їх розігрівом під час УЗН. Для оцінки величини впливу УЗ на певний параметр P (яким могла бути напруга холостого ходу, фактор неідеальності, величина зворотного струму тощо), використовувалися його абсолютні

$$\Delta P = P_{in} - P_{US} \quad (2.1)$$

чи відносні зміни

$$\varepsilon_P = \frac{P_{in} - P_{US}}{P_{in}}, \quad (2.2)$$

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

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

2.2 Структура кремнієвих сонячних елементів та режими їх радіаційного опромінення

Сонячні елементи, які досліджувалися в роботі, були створені на основі пластин кремнію діаметром близько 100 мм. Пластини товщиною 300 мкм з орієнтацією (111) були вирізані зі злитків, вирощених за методом Чохральського. Легування здійснювалось шляхом додавання у розплав атомів бору (кремній марки КДБ10). У дослідженому температурному діапазоні концентрація основних носіїв заряду складала величину $p_p = 1,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Для створення n^+ емітера проводилась імплантация іонів фосфору, після закінчення якої було проведено активізуючий відпал. Як наслідок, був створений шар з електронною провідністю товщиною близько 0,5 мкм з концентрацією вільних носіїв заряду 10^{19} см^{-3} .

Поверхня пластини була пасивована шляхом нанесення плівки Al_2O_3 . Крім того, на фронтальну поверхню був нанесений антивідбиваючий шар діоксиду титану (TiO_2) з використанням методу APCVD (atmospheric pressure chemical vapour deposition). З використанням методу трафаретного друку (screen printing) було створено омічні алюмінієві електроди (суцільний на задній поверхні та металева сітка на передній). Нарешті, був проведений швидкий відпал отриманих структур при температурі 800°C тривалістю декілька хвилин. Структура досліджених кремнієвих сонячних елементів (КСЕ) зображена на Рис. 2.1,а. Зауважимо, що цей рисунок наведено без збереження масштабних співвідношень між окремими частинами.

Для досліджень використовувалися зразки площею $1,5 \div 2,1 \text{ cm}^2$, вирізані з різних (переважно центральних) областей пластини. Прина гідно зауважимо, що, як показують дані робіт [61,62], для КСЕ з площею, яка перевищує 100 mm^2 , ні густина струму, ні питомий опір не залежать від розміру структури, тобто для зразків із такою площею крайовими ефектами можна знехтувати. Для позначення зразків надалі використовується запис на кшталт SSCx , де x — номер зразка. Місце розташування зразків на вихідній пластині показано на Рис. 2.1,б.

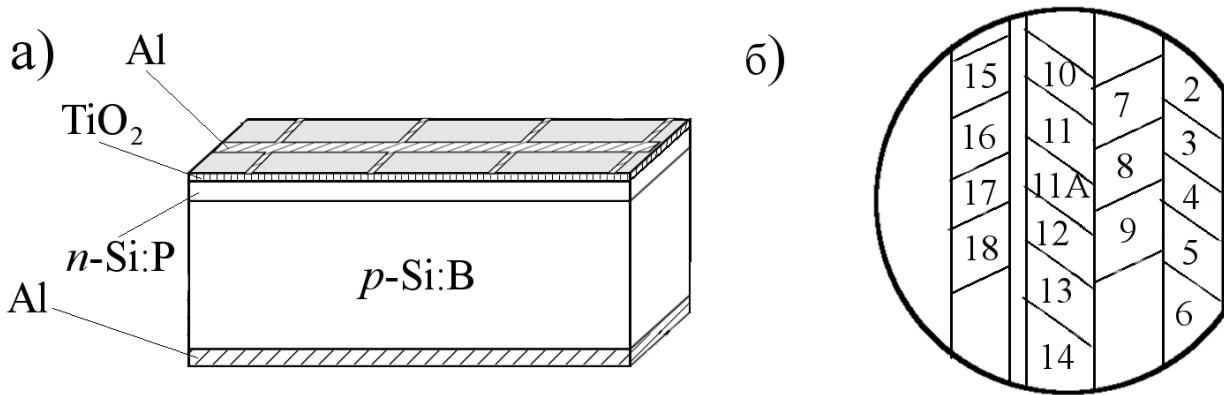


Рис. 2.1 – Структура кремнієвих сонячних елементів (а) та місце розташування зразків (б).

Частина зразків, використаних для досліджень, була опромінена або реакторними нейтронами, або гамма-квантами ^{60}Co . Флюенс Ψ нейтронного опромінення складав $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, для позначення нейтронно опромінених зразків використовується префікс «n» (наприклад «nSC4»). Доза D опромінення гамма-квантами дорівнювала 10^6 або 10^7 рад, для позначення відповідних зразків використовуються префікси «g6» та «g7», відповідно.

Значення доз та флюенсів наведено в Таблиці 1. Для визначення кореляцій між D та Ψ для нейтронного та γ - ^{60}Co опромінення використовувалися дані робіт [63, 66]. У цій таблиці також наведено дані щодо величини NIEL (non-ionizing energy losses, енергетичні втрати, не пов'язані з іонізацією) при поширенні нейтронів та гамма-квантів ^{60}Co в кристалах кремнію. NIEL характеризує втрати енергії налітаючої частинки на одиницю довжини шляху, пов'язані зі зміщенням атомів ґратки [64, 67], тобто, фактично, процеси радіаційного дефектоутворення. Зокрема, вважається що радіаційне ушкодження кристалів характеризується такою величиною, як $D_d = \Psi \cdot \text{NIEL}$ (displacement

Табл. 1 – Параметри опромінених кремнієвих сонячних елементів.

Зразок	Тип опромінення	D , рад	Ψ , см^{-2}	NIEL, $\text{MeB} \cdot \text{см}^2/\text{г}$	D_d , $\text{MeB}/\text{г}$
nSC4	нейтрони	$4,5 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{11}$	$2,04 \cdot 10^{-3}$	$8,2 \cdot 10^8$
g6SC8	γ - ^{60}Co	$1 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^{15}$	$(1,07 \div 1,31) \cdot 10^{-7}$	$(1,7 \div 2,1) \cdot 10^8$
g7SC12	γ - ^{60}Co	$1 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^{16}$	[63–65]	$(1,7 \div 2,1) \cdot 10^9$

damage dose) [64]. Величини D_d для досліджених структур також розміщені у Таблиці 1. З наведених даних видно, що як при використанні нейтронів, так і γ -квантів очікуване пошкодження кристалічної структури є близьким. Проте, як відомо, опромінення різного типу викликає появу різних за структурою дефектів. Зокрема, γ -промені викликають появу, переважно, А-центрів [68–70], тоді як нейтрони призводять до появи вакансійних кластерів [71, 72], областей розупорядкування [73] та комплексів C_iO_i [70, 74]. Більш детально це питання розглянуте у розділі 2.6.

Відомо [75], що після радіаційного опромінення, особливо нейтронного, [70, 71] у кристалах кремнію відбуваються довготривалі перехідні процеси, пов'язані з утворенням вторинних радіаційних дефектів (РД). Для того, щоб уникнути впливу подібних процесів зразки після опромінення перед початком досліджень, результати який наведено далі, зберігались протягом п'яти років при кімнатній температурі.

2.3 Режими ультразвукового навантаження кристалічних кремнієвих сонячних елементів

Схема акустичного навантаження зразків наведено на Рис. 2.2. Акустичний контакт створювався за допомогою вакуумного масла при використанні повздовжніх хвиль та клею БФ6 — для поперечних.

Для оцінки інтенсивності АХ введеної у кремнієву структуру використовувалася формула плоского п'єзоперетворювача [76]:

$$W_{\text{US}} = 4K_{\text{LNO}}^2 C_{\text{LNO}} f_r \frac{\rho_{\text{LNO}} v_{\text{LNO}}}{\rho_{\text{Si}} v_{\text{Si}}} \frac{V_{\text{RF}}^2}{A_{\text{LNO}} M_0}, \quad (2.3)$$

де K_{LNO} — коефіцієнт електромеханічного зв'язку, C_{LNO} та A_{LNO} — статична ємність закріленого перетворювача та його площа, відповідно; для використаних в роботі перетворювачів ємність складала $(1 \div 3) \cdot 10^{-10}$ Ф залежно від площини та товщини; f_r — резонансна частота; ρ_{LNO} та ρ_{Si} — густина LiNbO_3 та кремнію, відповідно; v_{LNO} та v_{Si} — швидкості поширення звуку в ніобаті літію та Si,

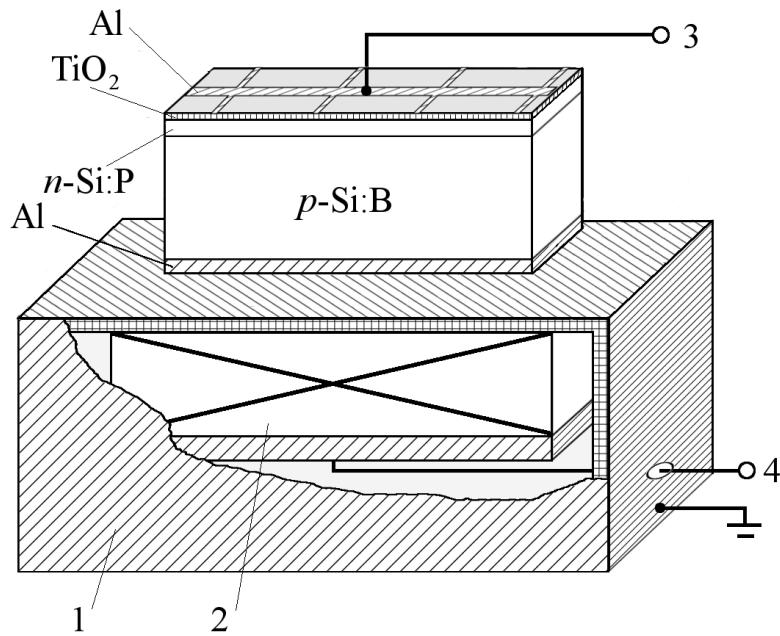


Рис. 2.2 – Схема УЗН кремнієвих сонячних елементів. 1 – екран (алюмінієва фольга, товщина 0,012 мм); 2 – п’зоелектричний перетворювач (LiNbO_3); 3 – контакти для вимірювання ВАХ; 4 – контакти для збудження УЗ.

відповідно; V_{RF} — амплітуда високочастотної напруги, прикладеної до перетворювача, а коефіцієнт M_0 розраховується за допомогою співвідношення

$$M_0 = \frac{\left[\cos \left(\pi \frac{f_{\text{US}}}{f_r} \right) \right]^2 + \left[\frac{\rho_{\text{LNO}} v_{\text{LNO}}}{\rho_{\text{Si}} v_{\text{Si}}} \sin \left(\pi \frac{f_{\text{US}}}{f_r} \right) \right]^2}{\left[\sin \left(\frac{\pi}{2} \frac{f_{\text{US}}}{f_r} \right) \right]^4}. \quad (2.4)$$

При цьому при поширенні АХ має місце відносна деформація

$$\xi_{\text{US}} = \sqrt{\frac{2W_{\text{US}}}{\rho_{\text{Si}} v_{\text{Si}}^3}}, \quad (2.5)$$

а амплітуда зміщень атомів

$$u_{\text{US}} = \sqrt{\frac{W_{\text{US}}}{2 \pi^2 f_{\text{US}}^2 \rho_{\text{Si}} v_{\text{Si}}}}. \quad (2.6)$$

Параметри, які використовувалися при розрахунках, наведено в Таблиці 2.

Дослідження проводились у достатньо вузькому температурному діапазоні $290 \div 340$ К. При цьому вважалось, що параметри п’зоелектричного перетворювача змінюються мало, сталість величини V_{RF} забезпечує незмінність W_{US} для всього діапазону температур. Вплив металевого екрануючого прошарку на інтенсивність звуку, введеного в зразок, вважався знахтувано малим, так як їх товщина значно менша ніж половина довжини АХ.

Табл. 2 — Деякі параметри ніобату літію та кремнію при кімнатній температурі [76, 77].

K_{LNO}^2	зріз ($Y+36^\circ$)	0,24
	зріз ($Y+163^\circ$)	0,46
v_{LNO} , м/с	повздовжні хвилі	7340
	поперечні хвилі	4560
v_{Si} , м/с	повздовжні хвилі, [100]	8430
	повздовжні хвилі, [111]	9850
	повздовжні хвилі, [110]	9130
	поперечні хвилі, [110] / [1 $\bar{1}$ 0]	4670
	поперечні хвилі, [110] / [001]	5840
	поперечні хвилі, [111] / довіл.	5090
ρ_{LNO} , кг/м ³		4700
ρ_{Si} , кг/м ³		2328

Параметри УЗ навантажень КСЕ, їх позначення та зразки, до яких вони застосовувалися, наведено в Таблиці 3.

2.4 Оборотна акустокерована деградація неопромінених кристалічних 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 їх виготовлення [78]. Першочерговою задачею виробників КСЕ (як і інших напівпровідникових пристройів) є можливість керування їх властивостями, що, насамперед, пов'язане з розумінням причинно–наслідкових зв'язків процесів, які відбуваються під час фотогенерації та руху носіїв заряду. Наприклад, виявлено, що зменшення ефективності роботи КСЕ може відбуватися внаслідок

Табл. 3 — Параметри ультразвукових навантажень КСЕ.

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

- а) інтенсивного освітлення — процес, який у випадку СЕ на основі кристалічного кремнію носить назву LID (light-induced degradation) [79–82], тоді як для мікрокристалічного Si широко використовується абревіатура CID (carrier-induced degradation) [83, 84];
- б) прикладання високої (декілька сотень вольт і більше) напруги — PID (potential-induced degradation) [85–87];
- в) радіаційного опромінення — RID (radiation-induced degradation) [88, 89].

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

В той же час, УЗ також здатний ефективно взаємодіяти з дефектами в кремнії. Наприклад, було експериментально показано що УЗ викликає трансформацію домішкових та радіаційних дефектів [54, 90–92], модифікацію спектру [93] та густини [94] поверхневих станів, зміну дифузійної довжини електронів [60, 95] та впливає на проходження струму у бар'єрних структурах [55, 56, 96]. Детальніше ці ефекти описані в розділі 1. Тобто, цілком очікуваним є те, що внаслідок поширення АХ в КСЕ може виникати ефект акустоіндукованої деградації (USID, ultrasound-induced degradation). При використанні УЗ не надто високої інтенсивності, параметри матеріалу після припинення поширення АХ повертаються до вихідних значень [60, 90, 95] навіть без застосування відпалу. Тому очікується, що USID має бути оборотною при кімнатних температурах на відміну від деградацій інших типів. Представлені у даному параграфі результати отримані в результаті експериментального дослідження AI змін фото-електричних параметрів КСЕ.

2.4.1 Особливості визначення параметрів КСЕ

Для визначення параметрів КСЕ проводилось вимірювання у режимі постійного струму прямих ділянок ВАХ зразків у темряві та при освітленні. Вимірювання проводились в температурному інтервалі 290–340 К як за умов УЗН, так і без нього. Приклад декількох залежностей наведено на Рис. 2.3.

Густину струму короткого замикання J_{sc} , напруга холостого ходу V_{oc} та фактор форми FF визначалися з ВАХ, отриманих при освітленні, традиційним способом за перетином експериментальної кривої з координатними осями та по розташуванню максимуму потужності.

В рамках моделі подвійного діоду залежність густини струму J від прикладеної напруги V для n⁺-p сонячного елементу має описуватися наступним виразом [97, 98]:

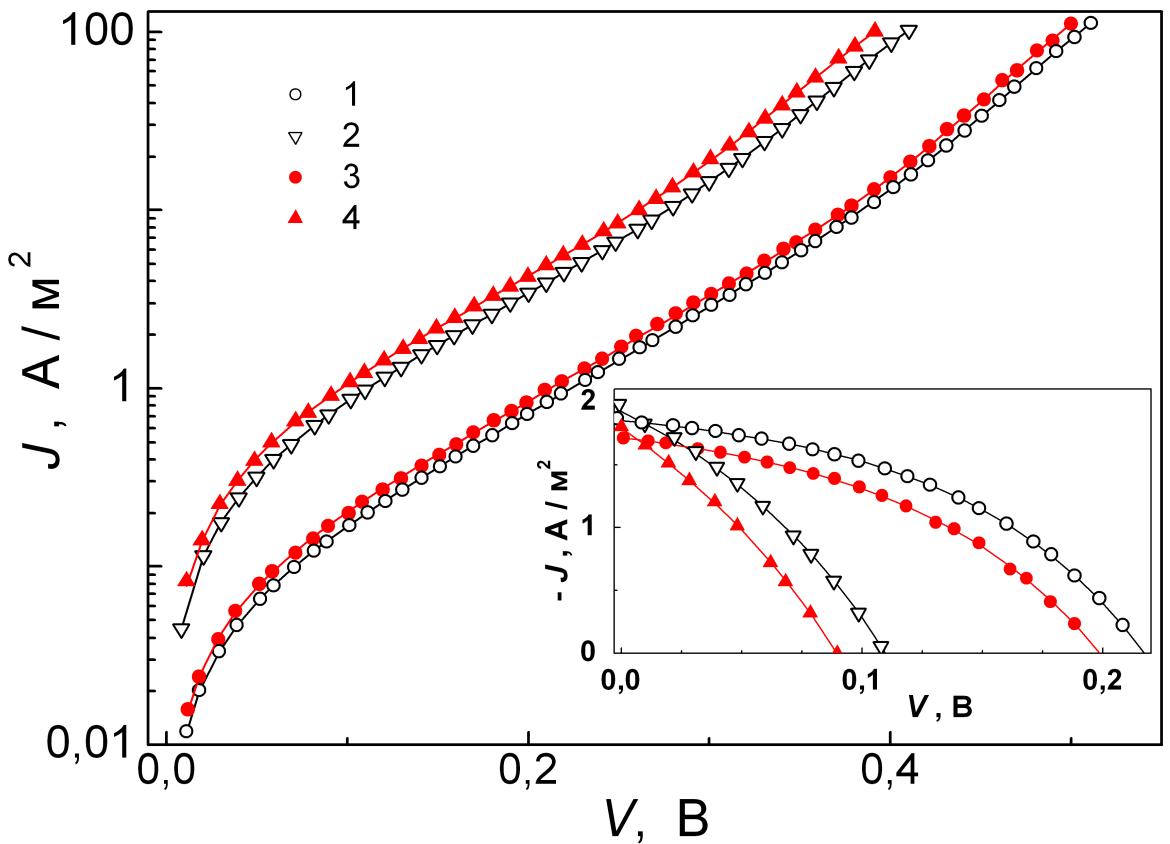


Рис. 2.3 – Темнові ВАХ, виміряні при температурах 301 К (криві 1 та 2, кола) та 341 К (криві 2 та 4, трикутники) за умов УЗН (U-Tb3, криві 2, 4, заповнені точки) та для ненавантаженого зразка (криві 1 та 3, порожні точки) На вставці наведено частину ВАХ при освітлені в діапазоні прямих зміщень від 0 до V_{oc} . Точки відображають результати вимірювань, лінії отримані шляхом апроксимації за формулами (2.7) та (2.8).

$$\begin{aligned} J(V, T) &= (I_{SCR} + I_{base} + I_{sh}) / A = \\ &= -J_{ph} + \frac{qn_i d}{2\tau_g} \left\{ \exp \left[\frac{q(V - JR_s)}{n_{id} kT} \right] - 1 \right\} + \\ &\quad + \frac{qn_i^2}{p_p} \sqrt{\frac{\mu_n kT}{\tau_n}} \left\{ \exp \left[\frac{q(V - JR_s)}{kT} \right] - 1 \right\} + \frac{V - JR_s}{R_{sh}}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

де I_{SCR} описує загальну рекомбінацію в області просторового заряду (ОПЗ), I_{base} пов'язане з процесами рекомбінації у квазі–нейтральній області (КНО), I_{sh} – шунтуючий струм, A – площа діоду, T – абсолютна температура, J_{ph} – густина фотогенерованого струму, q – елементарний заряд, n_i – концентрація власних носіїв заряду, τ_g – ефективний час життя носіїв заряду в ОПЗ,

d — товщина ОПЗ:

$$d(V, T) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(p_p + n_n)}{qp_p n_n} \left[\frac{E_g}{q} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_v N_c}{p_p n_n} \right) - \frac{2kT}{q} - V \right]}, \quad (2.8)$$

ϵ_0 — діелектрична стала, ϵ — діелектрична проникність матеріалу (для Si $\epsilon = 11,7$), p_p та n_n — концентрація основних носіїв заряду в p -та n -області, відповідно; 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} — послідовний та шунтуючий опори, відповідно; μ_n та τ_n — рухливість та час життя електронів (неосновних носіїв) в базі діоду. 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 (2.7)–(2.8) були використані для апроксимації експериментальних даних, причому невідомими величинами вважалися τ_g , τ_n , n_{id} , R_{sh} , R_s та J_{ph} (остання лише для ВАХ при освітленні). При цьому вважалося, що $n_i(T) = 1,64 \cdot 10^{15} T^{1,706} \exp(-E_g/2kT) \text{ см}^{-3}$ [99], $N_c(T) = 2,86 \cdot 10^{19} (T/300)^{1,58} \text{ см}^{-3}$, $N_v(T) = 3,10 \cdot 10^{19} (T/300)^{1,85} \text{ см}^{-3}$ [100], а температурні залежності забороненої зони та рухливості електронів описуються формулами Varshni та Caughey–Thomas, відповідно:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\beta_1 T^2}{(T + \beta_2)}, \quad (2.9)$$

де $E_g(0) = 1,169 \text{ eB}$, $\beta_1 = 7,021 \cdot 10^{-4} \text{ eB/K}^2$, $\beta_2 = 1108 \text{ K}$ [101, 102] та

$$\mu_n(T) = \mu_{min} + \frac{\mu_0}{1 + (p_p/N_{ref})^\zeta}. \quad (2.10)$$

де $\mu_{min} = 92 \cdot (T/300)^{-0,57} \text{ см}^2/(\text{B}\cdot\text{c})$, $\mu_0 = 1268 \cdot (T/300)^{-2,33} \text{ см}^2/(\text{B}\cdot\text{c})$, $N_{ref} = 1,3 \cdot 10^{17} \cdot (T/300)^{2,4} \text{ см}^{-3}$, $\zeta = 0,91 \cdot (T/300)^{-0,146}$ [101, с. 505, Table A8.2]. Апроксимація проводилася з використанням методу диференційної еволюції [103–105], який більш детально описано в параграфі 3.4.3. Приклади результуючих апроксимуючих кривих наведено на Рис. 2.3. Видно, що вони досить добре апроксимують експериментальні дані.

Відомо [98], що $J_{sc} \approx J_{ph} R_{sh} / (R_{sh} + R_s)$. Для всіх досліджених зразків $R_s \approx 1,5 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$, що збігається з типовим значенням $0,5 \div 2 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ [61, 106] для

КСЕ. Величина R_{sh} суттєво залежала від температури та конкретного зразка, проте для розглянутого температурного інтервалу не було меншим $4 \text{ кОм}\cdot\text{см}^2$. Отже, очікується, що в нашому випадку має бути $J_{sc} \approx J_{ph}$. І дійсно, подібне співвідношення спостерігається між величиною J_{ph} , отриманою шляхом багатопараметричної апроксимації повної залежності густини струму від напруги, та значенням J_{sc} , яке відображає ординату перетину ВАХ з віссю струмів.

Для освітлення КСЕ використовувалося монохроматичне (довжина хвилі $\lambda = 900 \text{ нм}$) світло з низькою інтенсивністю. Відомо, що освітлення з інтенсивністю W_{ph} більше $5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ викликає дисоціацію пар залізо–бор [107], а при $W_{ph} > 0.01 \text{ suns}$ ($1 \text{ sun} = 1000 \text{ Вт}/\text{м}^2$) в кремнії p -типу утворення дефектів можуть утворюватись дефекти [108]. Ці процеси впливають на час життя носіїв заряду, а так як метою роботи було дослідження АІ ефектів, то з метою запобігання будь-яких світло-індукованих деградаційних процесів було використане освітлення з інтенсивністю $W_{ph} = (8 \pm 4) \text{ Вт}/\text{м}^2$. Монохроматичність світла дозволила спростити аналіз причин АІ змін струму короткого замикання. А саме, для використаної довжини хвилі фотогенерований струм пов'язаний, переважно, з утворенням електронно–діркових пар в p -області. У випадку, якщо база СКЕ перевищує у декілька разів довжину дифузії неосновних носіїв $L_n = \sqrt{\mu_n kT \tau_n / q}$, то для J_{sc} справедливий вираз [102, 109, 110]:

$$J_{sc} = \frac{W_{ph}(1 - R_{ph})q\beta\lambda}{hc} \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n}, \quad (2.11)$$

де α — коефіцієнт поглинання світла, R_{ph} — коефіцієнт відбивання, β — коефіцієнт квантового виходу.

Формулу (2.11) було використано для апроксимації експериментальної залежності $J_{sc}(T)$, при чому L_n розглядалась як невідомий параметр. Під час розрахунків вважалося, що R_{ph} та β не змінюються (згідно з [111], для кремнію при використаній довжині хвилі $\beta = 1$), а температурна залежність α описується виразом [102, 112]

$$\begin{aligned} \alpha(\lambda, T) = & \sum_{\substack{i=1,2 \\ j=1,2}} C_i A_j \left\{ \frac{[hc/\lambda - E_{gj}(T) + E_{pi}]^2}{\exp(E_{pi}/kT) - 1} + \frac{[hc/\lambda - E_{gj}(T) - E_{pi}]^2}{1 - \exp(-E_{pi}/kT)} \right\} + \\ & + A_d [hc/\lambda - E_{gd}(T)]^{1/2}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

де h — стала Планка, c — швидкість світла, $E_{p1} = 1,827 \cdot 10^{-2}$ еВ, $E_{p2} = 5,773 \cdot 10^{-2}$ еВ — 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 $^{-1}$ еВ $^{-2}$, $A_2 = 7,237 \cdot 10^3$ см $^{-1}$ еВ $^{-2}$, $A_d = 1,052 \cdot 10^6$ см $^{-1}$ еВ $^{-2}$; температурна залежність E_{g1} , E_{g2} та E_{gd} описується виразом 2.9), причому $E_{g1}(0) = 1,169$ еВ, $E_{g2}(0) = 2,5$ еВ та $E_{gd}(0) = 3,2$ еВ. Крім того, припускалося що $L_n \sim T^{0.5}$. Основою для цього були результати, отримані при апроксимації окремих ВАХ (детальніше див. параграф 2.4.3).

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

Ще раз підкреслимо, що всі АІ ефекти, описані у цьому розділі є оборотними. Тобто, 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 АІ ефектів ілюструє Рис. 2.4. Часовий інтервал між початком 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 про те, що УЗ не спричинює ні дифузію дефектів, ні зміну їх концентрації.

Загалом такі параметри дво-діодної моделі як τ_g , n_{id} , R_{sh} та R_s можуть залежати від освітлення [61, 113, 114]. Наприклад, шунтуючий опір при освітленні, може бути або більшим за величину, отримане з темнових ВАХ [113], або меншим [61, 114]. В літературі [61] подібний ефект пов'язують з 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 струму (I_{ph}). В свою чергу, відхилення можуть бути пов'язані з насиченням рекомбінації за участю дефектів, збуренням концентрації носіїв у збіденому шарі внаслідок протікання фотоструму [115] або з впливом послідовного опору [116]. Проте відмінності параметрів стають суттєвими, коли

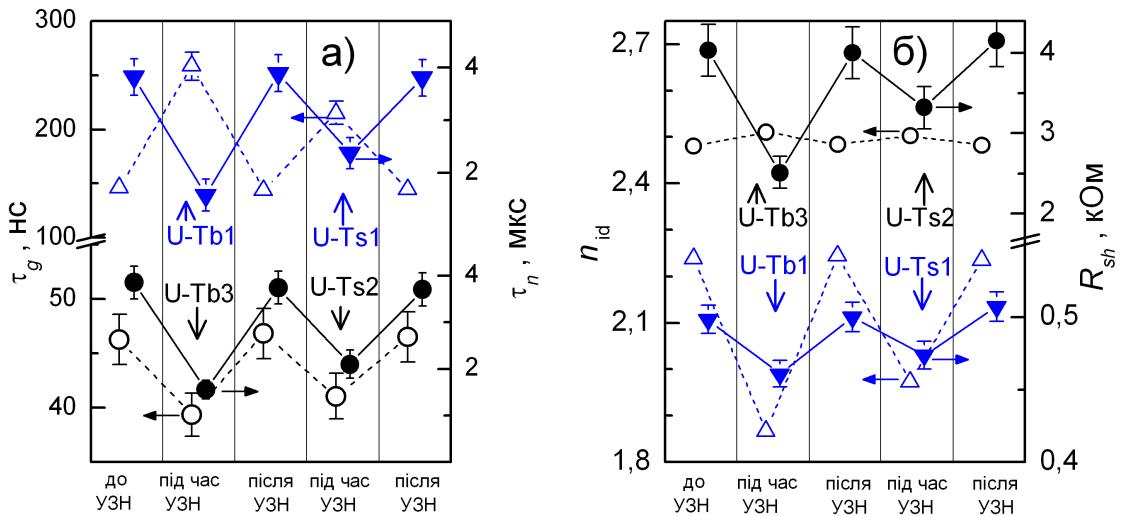


Рис. 2.4 — Значення часу життя в ОПЗ (а, ліва вісь, незаповнені точки) та КНО (а, права вісь, заповнені точки), фактору неідеальності (б, ліва вісь, незаповнені точки) та шунтуючого опору (б, права вісь, заповнені точки), отримані до, під час та після УЗН при температурі 330 К. Представлені дані для зразків SC11 (кола) та g7SC12 (трикутники).

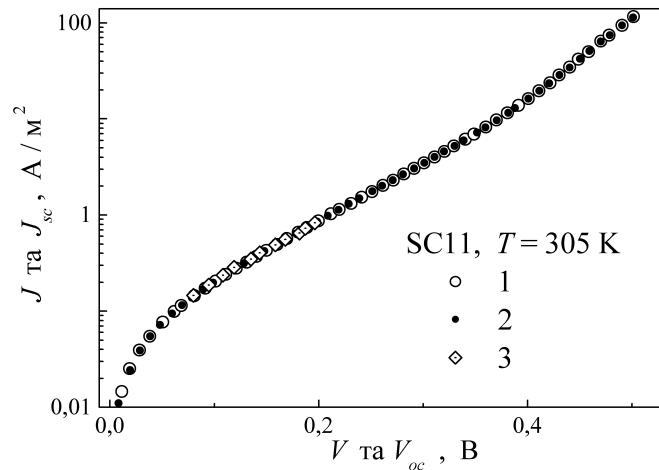


Рис. 2.5 — Темнова ВАХ (1), світлова ВАХ, зміщена на величину струму короткого замикання (2) та залежність $I_{sc} - V_{oc}$ (3). Зразок SC11. $T = 305$ K.

інтенсивність освітлення перевищує 0,1 sun [61]. В нашому випадку темнові ВАХ та світлові, зміщені на величину струму короткого замикання, практично збігаються (Рис. 2.5), як і величини τ_g , τ_n , n_{id} , R_{sh} та R_s , отримані з ВАХ, які вимірюні у темряві та при 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 співпадає з темновою ВАХ свідчить про малий вплив послідовного опору [115].

Відомо, що дефекти розподіляються по площі напівпровідниковых пластин нерівномірно (див., наприклад, [117, 118]), а отже, нерівномірним є і розподіл фізичних параметрів. В нашому випадку також спостерігався розкид величин визначених параметрів зразків, вирізаних з різних частин вихідної пластини (див. Рис. 2.1,б). Проте характер AI змін цих параметрів для всіх зразків був подібний. Тому з усього набору досліджених структур (5 зразків) надалі в цьому параграфі представлено типові результати переважно лише для двох (SC11 та SC17), вихідні параметри яких відрізнялися найбільше.

2.4.2 Вплив ультразвукового навантаження на фотоелектричне перетворення в КСЕ

Отримані температурні залежності густини струму короткого замикання, напруги холостого ходу та фактору форми наведено на Рис. 2.6. Значення параметрів при температурі 320 K представлена в Таблиці 4. Необхідно зауважити, що не тільки J_{sc} та V_{oc} , але й коефіцієнт корисної дії, FF та час життя неосновних носіїв заряду зменшуються за умов освітлення з низькою інтенсивністю [119–121]. Зокрема, збільшення часу життя неосновних носіїв при зростанні їх концентрації може спостерігатися а) за наявності точкових рекомбінаційних центрів з суттєво різними за величиною коефіцієнтами захоплення носіїв різного знаку [61, 122]; б) коли рекомбінація відбувається на протяжних дефектах, які здатні накопичувати неосновні носії, що викликає появу потенційного бар’єру та зменшення коефіцієнта захоплення [123, 124].

Таким чином, дані на Рис. 2.6 та в Таблиці 4 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°C , спектр AM1.5G). Проте вони ілюструють AI ефекти. Крім того, середньо-річна енергетична ефективність сонячних батарей в наших широтах суттєво залежить від їх продуктивності при низькому рівні освітлення.

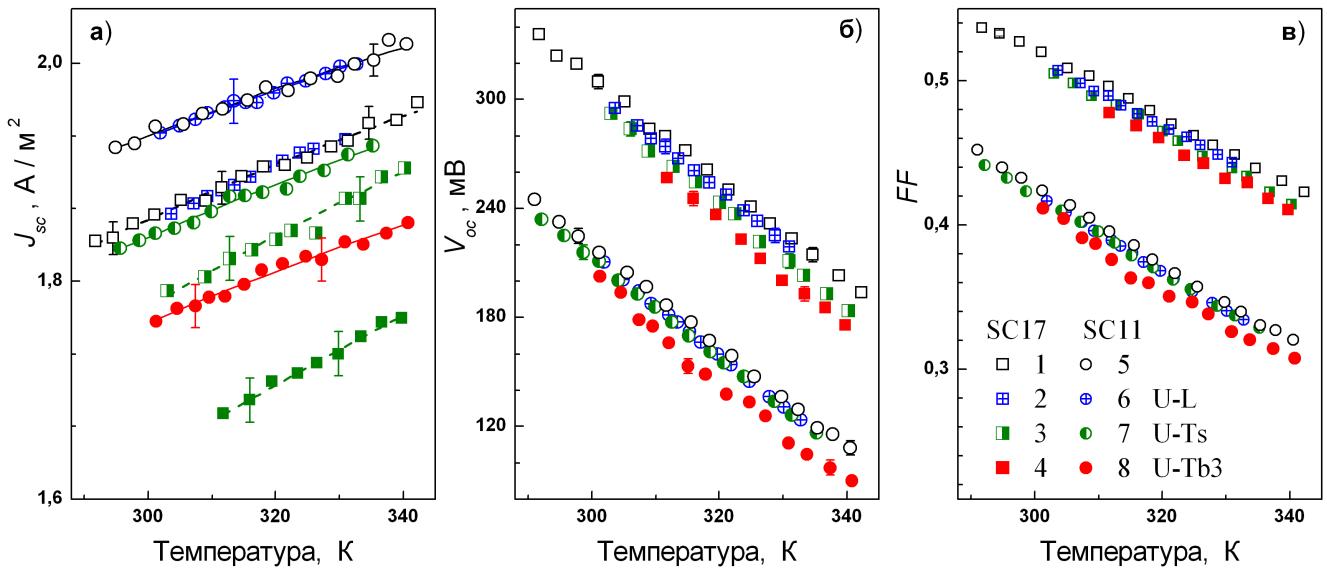


Рис. 2.6 — Температурна залежність густини струму короткого замикання (а), напруги холостого ходу (б) та фактору форми (в) для структур SC17 (квадрати) and SC11 (кола). Криві 1 та 5 (незаповнені точки) отримані без УЗН, решта — під час УЗН: U-L (криві 2 та 6), U-Ts1 (3), U-Ts2 (7) та U-Tb3 (4 та 8). Точки відповідають експериментально отриманим результатам, лінії — результати апроксимації згідно з формулою (2.11).

Табл. 4 — Визначені параметри КСЕ ($T = 320$ K).

Параметр	SC17				SC11			
	УЗН		УЗН		УЗН		УЗН	
—	U-L	U-Ts1	U-Tb3	—	U-L	U-Ts2	U-Tb3	—
J_{sc} , 0.01A/m^2	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^{-3}	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
τ_n^{ph} , 10^{-7} с*	31±3	26±3	14±2	9±1	49±5	48±5	33±4	30±3
τ_n , 10^{-7} с	26±3	21±3	7±2	3.5±0.7	35±3	31±3	20±3	15±2
τ_g , 10^{-9} с	70±4	66±3	57±3	48±2	35±2	31±2	30±2	29±2
E_{τ_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} , $\text{m}^{-2}\text{C}^{-1}$	$(3.3\pm0.5)\times10^{24}$				$(5.0\pm0.2)\times10^{23}$			
R_{sh} , $\text{kO}\cdot\text{m}\cdot\text{cm}^2$	$> 10^{12}$	$> 10^{12}$	$> 10^{12}$	$> 10^{12}$	12±1	13±1	10±1	8±1

Табл. 5 — Акустоіндуковані зміни параметрів КСЕ.

Параметр	SC17 УЗН			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
ε_{FF} , %	2±1	3±1	4±1	2±1	2±1	5±1
ε_{Ln}^{ph} , %	7±7	32±7	44±7	1±7	18±7	22±7
ε_{Ln} , %	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
- Δn_{id} , 10^{-2}	1±1	2±1	4±1	1±1	2±1	3±1
ε_{Rsh} , %				-8±10	17±10	33±10

Так, Рис. 2.6 показує, що має місце акустокерована деградація як струму короткого замикання, так і напруги холостого ходу та фактора форми. Відносні AI зміни параметрів наведено в Таблиці 5. Зауважимо, величина AI змін слабко залежить від температури у розглянутому температурному діапазоні практично для всіх параметрів, які розглядались в роботі.

Значення інтенсивності AX під час УЗН U–L, U–Ts1 та U–Ts2 близькі (див. Таблицю 3). Проте наведені дані свідчать, що J_{sc} та V_{oc} більше змінюються під час U–Ts1 та U–Ts2, тобто при використанні поперечних хвиль. В той же час, U–L та U–Ts відрізняються значеннями f_{us} та u_{us} (ξ_{us}). Проте раніше [3, 13] було показано, що збільшенні частоти УЗН ефективність впливу ультразвуку на кремнієві структури зростає. Отже, ефективність УЗ дії на КСЕ визначається насамперед зміщенням атомів (деформацією гратки), а не інтенсивністю AX (загальною енергією коливань, енергією яку отримує кристал під час УЗН). З цієї точки зору поперечні AX є більш ефективним інструментом впливу, ніж повздовжні, так як за однакових енергетичних затрат дозволяють досягти більшого ефекту.

Рівняння (2.11) показує, J_{sc} суттєво залежить від довжини дифузії неосновних носіїв. Визначені шляхом апроксимації експериментальних залежностей значення L_n^{ph} та розраховані на їх основі величини τ_n^{ph} , а також їх зміни в умовах УЗН наведено в Таблицях 4 та 5. Лінії Рис. 2.6,а відображають результати апроксимації. 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 діоду у літературі не запропоновано. В той же час аналіз виразів на кшталт

$$J_{sc} = \frac{qn_id}{2\tau_g} \left(e^{\frac{qV_{oc}}{n_{id}kT}} - 1 \right) + \frac{qn_i^2}{p_p} \sqrt{\frac{\mu_n kT}{\tau_n}} \left(e^{\frac{qV_{oc}}{kT}} - 1 \right) + \frac{V_{oc}}{R_{sh}} \quad (2.13)$$

$$J_{sc} \left(2 + \frac{R_s}{R_{sh}} \right) = \frac{qn_id}{2\tau_g} \left(e^{-\frac{qJ_{sc}R_s}{n_{id}kT}} - 1 \right) + \frac{qn_i^2}{p_p} \sqrt{\frac{\mu_n kT}{\tau_n}} \left(e^{-\frac{qJ_{sc}R_s}{kT}} - 1 \right) \quad (2.14)$$

з одного боку дещо утруднений, проте з іншого показує напруга холостого ходу та фактор форми залежать від τ_n , n_{id} , τ_g , та R_{sh} . У наступному параграфі розглянуто вплив УЗ на ці параметри. Причини змін V_{oc} та FF обговорені в параграфі 2.4.5.

2.4.3 Особливості акустичного керування рекомбінацією в КСЕ

Традиційно, під час аналізу процесів, які відбуваються у структурах з $p-n$ -переходом окремо розглядаються рекомбінацію в ОПЗ та в КНО. Зокрема, вплив рекомбінації в ОПЗ є суттєвим для КСЕ (особливо з тиловою металізацією зокрема), які працюють в області низьких освітленостей та при вимірах малосигнальних значень фото-ерс [125] — тобто за умов, які відповідають нашим експериментам.

Параметрами ВАХ, які пов'язані з процесами в області просторового заряду є n_{id} та $J_{0SCR} = (qdn_i/2\tau_g)$. Під час аналізу отриманих результатів вважалося, що УЗ з невисокою інтенсивністю, використаний в роботі, не викликає зміни параметрів напівпровідника, які визначаються основною граткою (тобто

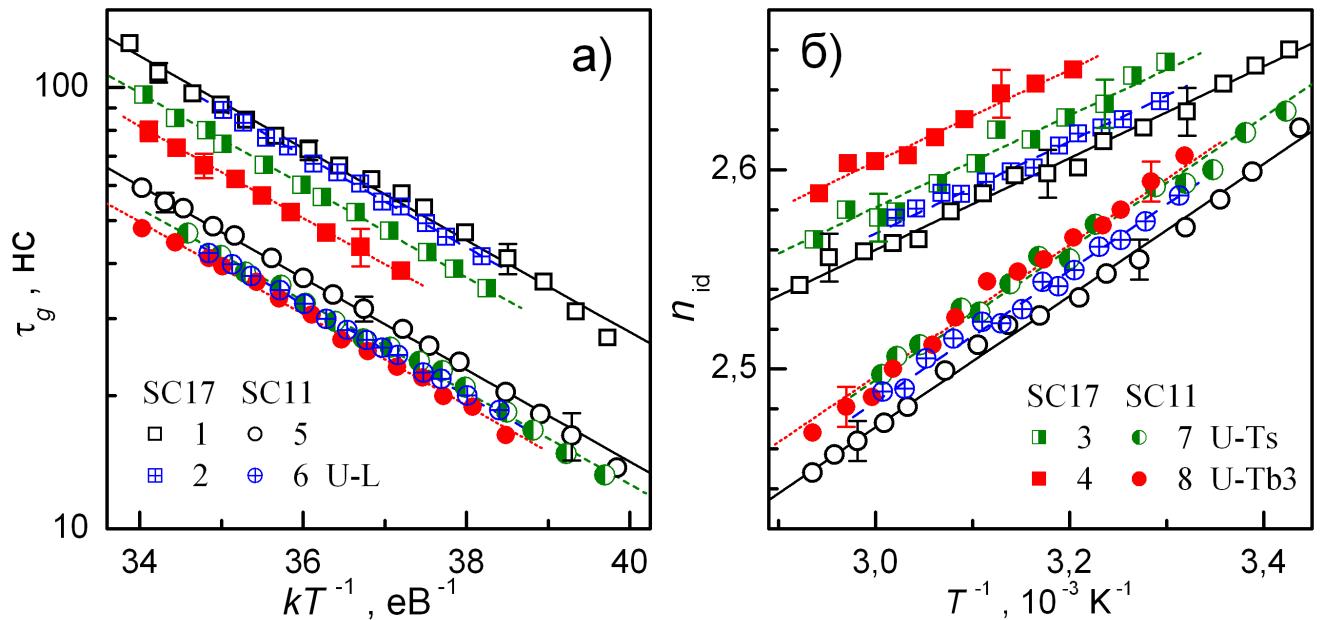


Рис. 2.7 — Температурні залежності часу життя носіїв в ОПЗ (а) та фактору неідеальності (б) для зразків SC17 (криві 1–4, квадрати) та SC11 (5–8, кола). Криві 1 та 5 (незаповнені точки) отримані без УЗН, решта — під час УЗН: U-L (криві 2 та 6), U-Ts1 (3), U-Ts2 (7) та U-Tb3 (4 та 8). Точки — експеримент, лінії — результат апроксимації з використанням виразу (2.15) і $E_{\tau g} = 0.24$ eV (а) та формули (2.16) і $T_{id} = 330$ або 230 K (б).

E_g , N_c , N_v тощо). Тому замість розгляду величини J_{0SCR} як цілого, основна увага була приділена τ_g . Отримані температурні залежності часу життя носіїв в ОПЗ та фактору неідеальності наведені на Рис. 2.7, а та Рис. 2.7, б, відповідно. Виявлено, що експериментальна температурна залежність τ_g цілком задовільно описується виразом

$$\tau_g(T) = \tau_{g0} \exp\left(-\frac{E_{\tau g}}{kT}\right). \quad (2.15)$$

Як показано на Рис. 2.7, б, фактор неідеальності зменшується зі зростанням температури, а залежність n_{id} від $1/T$ близька до лінійної. Таким чином, залежність $n_{id}(T)$ може бути описана наступним чином

$$n_{id}(T) = n_{id,\infty} + T_{id}/T. \quad (2.16)$$

Величини T_{id} та $E_{\tau g}$, обчислені для зразків в умовах УЗН та без нього, наведено в Таблиці 4.

Як видно з наведених на Рис. 2.7 та в Таблиці 4 даних

- a) УЗН призводить збільшення n_{id} та зменшення τ_g ; величини АІ змін показано в Таблиці 5;
- б) τ_g та n_{id} змінюються більш ефективно при використанні поперечних АХ;
- в) ε_{τ_g} та Δn_{id} збільшуються при використанні УЗ з більшими значеннями W_{US} ;
- г) УЗН не впливає на E_{τ_g} та T_{id} ; $E_{\tau_g} = 0.24 \pm 0.01$ еВ для всіх досліджених зразків, тоді як характерна температура фактору неідеальності залежить від місця розташування зразка на пластині: $T_{id} = 330 \pm 30$ 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 τ_g .

Відповідно до класичної теорії Шоклі–Ріда–Хола (ШРХ), фактор неідеальності має бути не більшим ніж 2, а температурна залежність τ_g має описуватися виразом [126, 127]:

$$\tau_g \simeq 2 \tau_n \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_p}} \cosh \left(\frac{E_t - E_i}{kT} \right) \quad (2.17)$$

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

В літературі для пояснення великих значень фактору неідеальності, які нерідко зустрічаються на практиці, запропоновано декілька моделей. Наприклад, згідно з [128], неоднорідність фронтального металізованого контакту може викликати появу значних величин n_{id} . Проте це модель передбачає, що фактор неідеальності має залежати від інтенсивності освітлення, тоді як в нашому випадку змін n_{id} для різних значень W_{ph} не спостерігалося. Beier та Voss [129] пояснюють великі можливі значення n_{id} ефектами насичення (пов'язаними з наявністю декількох рекомбінаційних центрів) в рамках моделі ШРХ. Проте це теорія не здатна пояснити величини J_{0SCR} , які в нашому випадку значно перевищують очікувані, згідно з теорією ШРХ, значення для кремнію. Крім

того, значні величини фактору неідеальності також пов'язуються з тунелюванням за участю глибоких рівнів (ГР) [130, 131]. Проте при такому підході n_{id} не має залежати від температури.

В той же час, всі експериментально спостережені 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, розташованим поблизу один одного. Це явище спочатку було виявлене експериментально [132, 133], а потім використане для пояснення процесів, які відбуваються у напівпровідникових діодах [61, 134–137]. На початкових етапах розвитку моделі вважалося [134], що щонайменше один з рівнів має бути мілким. Надалі було запропоновано, що такі процеси можуть проходити і за участю дефектів, рівні яких не розташовані близько до границь дозволених зон; проте темп рекомбінації буде максимальним, якщо дефект акцепторного типу утворює пару з дефектом донорного типу [135]. Надалі, для скорочення замість термінів «дефект акцепторного типу» та «дефект донорного типу» будемо використовувати «акцептор» та «донор», не маючи на увазі, що завдяки цим дефектом суттєво змінюється провідність кристалу. Зазначимо, що в цьому випадку мова не йде про утворення стійкої конфігурації на кшталт комплексного точкового дефекту (ТД), між компонентами якого виникає високоінтенсивний зв'язок. У запропонованій парі (acceptor-like defect is coupled with donor-like defect) складові взаємодіють між собою лише внаслідок того, що електрон з рівня однієї (наприклад, донора) може переходити на рівень іншої (наприклад, акцептора).

Принагідно зауважимо, що це не єдина модель, згідно з якою у рекомбінації приймає участь два дефектні рівні. Так нещодавно [138] був запропонований 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.

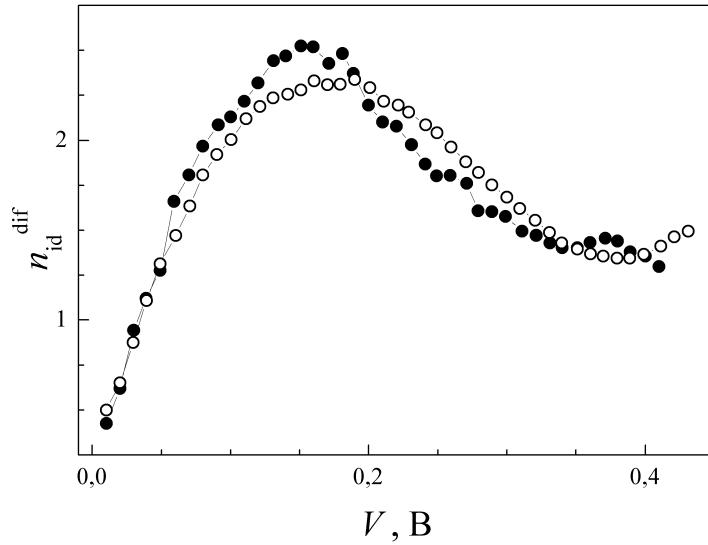


Рис. 2.8 — Залежність диференційного фактору неідеальності від напруги. Незаповнені точки — без УЗН, заповнені — при УЗН U–Tb3. Зразок SC17, $T = 335$ К.

Повертаючись до моделі CDLR, зауважимо, що згідно з нею високі значення фактору неідеальності пов'язані з насиченням міжрівневого рекомбінаційного каналу. Крім того, очікується [61, 135], що на залежності диференційного фактору неідеальності $n_{\text{id}}^{\text{dif}} = \frac{1}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)}$ від прикладеної напруги має спостерігатися максимум, величина та розташування якого залежить від енергетичного положення та ППЗ рівнів, а також від характеристик міжрівневої рекомбінації. Саме така залежність спостерігається і для досліджених структур — див. Рис. 2.8.

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 [134]:

$$R = \frac{R_{12} - \sqrt{R_{12}^2 - 4\tau_n^D \tau_p^A (np - n_i^2)(1 - \epsilon)}}{2\tau_n^D \tau_p^A (1 - \epsilon)}, \quad (2.18)$$

$$R_{12} = \frac{(n + n_D)(p + p_A)}{R_{DA}} + \tau_n^D (p + p_D) + \tau_p^A (n + n_A), \quad (2.19)$$

$$\tau_n^D = (N_D \sigma_n^D v_{\text{th},n})^{-1}, \quad \tau_p^A = (N_A \sigma_p^A v_{\text{th},p})^{-1}, \quad (2.20)$$

де R_{DA} — так званий параметр зв'язку, N_D та N_A — густини донорів та акцепторів, відповідно; σ_n^D та σ_p^A — ППЗ електронів донором та дірок акцептором,

відповідно; $v_{\text{th},n}$ та $v_{\text{th},p}$ — теплові швидкості електронів та дірок, відповідно; $n_{\text{D,A}}$, $p_{\text{D,A}}$ та ϵ залежать від E_t^{D} , E_t^{A} та факторів виродження рівнів.

Відповідно до [135], ППЗ для дефекту в парі відрізняється від значення, характерного для ізольованого дефекту, і залежить від відстані r між донором та акцептором

$$\sigma_{n,p}^{\text{D,A}}(r) = C_{n,p}^{\text{D,A}} r^2, \quad (2.21)$$

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 доно, і акцептор характеризуються водне–подібними хвильовими функціями і однаковим радіусом Бора a_B , то [135]

$$R_{\text{DA}}(r) \sim N_{\text{D}} N_{\text{A}} \left[1 + \frac{r}{a_B} + \frac{1}{3} \left(\frac{r}{a_B} \right)^2 \right] e^{-r/a_0}. \quad (2.22)$$

На жаль, вираз, який би дозволяв аналітично описати взаємозв'язок між параметрами ВАХ (наприклад, n_{id} та τ_g) і характеристиками дефектів, які беруть участь у CDLR, відсутній. Однак, показано [134, 136] що n_{id} збільшується зі зменшенням R_{DA} . Так як $\tau_g \sim R^{-1}$, то видається цілком очікуваним, що $n_{\text{D,A}}$, $p_{\text{D,A}}$ та ϵ забезпечують термоактиваційний характер часу життя носіїв в ОПЗ. На нашу думку, величина E_{τ_g} насамперед визначається енергетичними рівнями зв'язаних дефектів, тобто залежить від їх типу та конфігурації. В той же час, значення T_{id} залежить також і від N_{D} та N_{A} . Таким чином, отримані результати свідчать, що

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

При записі виразу для J_{base} (див. формулу (2.7)) вважалося, що дифузійний струм виникає внаслідок інжекції електронів з емітера в базу. Загалом, при проходженні струму відбуваються також процеси інжекції дірок з бази в емітер, проте для несиметричного $p-n$ переходу ($n_n \gg p_p$) цією складовою можна знехтувати [61]. Крім того, вираз $J_{0\text{base}} = (qn_i^2/n_n) \sqrt{\mu_n kT/\tau_n}$ справедливий лише

за умови, що товщина бази у декілька разів перевищує довжину дифузії неосновних носіїв [139]. Як показують дані Таблиці 4, ця умова в нашому випадку також виконується.

Величина $J_{0base} = (qn_i^2/n_n)\sqrt{\mu_n kT/\tau_n}$ відображає процеси, що відбуваються в КНО сонячного елементу. Під час аналізу вважалося, що n_n та μ_n не залежать від УЗН. Підставами для цього бути а) експериментально виявлене незалежність послідовного опору від УЗН; б) загальновідомий факт, що для дослідженого температурного діапазону рухливість визначається насамперед розсіянням на атомах гратки. У зв'язку з цим основна увага була приділена τ_n , температурна поведінка якого показана на Рис. 2.9. Як і очікувалось відповідно до літературних даних, час життя неосновних носіїв збільшується з підвищенням температури. Визначені шляхом апроксимації експериментальних залежностей значення τ_n та розраховані на їх основі величини L_n , а також їх зміни в умовах УЗН наведено в Таблицях 4 та 5. Наведені результати показують, що УЗН призводить до зменшення τ_n , причому ефект достатньо значний: при поширення АХ значення часу життя може зменшуватись до 20 % вихідної значення.

Отримані таким чином величини $L_{n,in}$ цілком співрозмірні зі значеннями $L_{n,in}^{ph}$, отримані на основі аналізу залежностей $J_{sc}(T)$. Невеликі кількісні відмінності між ε_{Ln}^{ph} та ε_{Ln} , на нашу думку, пов'язані з певною АІ зміною температурної залежності довжини дифузії (див. Рис.2.9), яка не враховувалася під час апроксимації температурної залежності струму короткого замикання.

Час життя неосновних носіїв в загальному випадку описується наступним чином [140]:

$$\tau_n^{-1} = \tau_{\text{bb}}^{-1} + \tau_{\text{CE Auger}}^{-1} + \tau_{\text{SRH}}^{-1}, \quad (2.23)$$

де τ_{bb} — час життя, пов'язаний з випромінювальною міжзонною рекомбінацією

$$\tau_{\text{bb}}^{-1} = B(p_p + n_p + \Delta n), \quad (2.24)$$

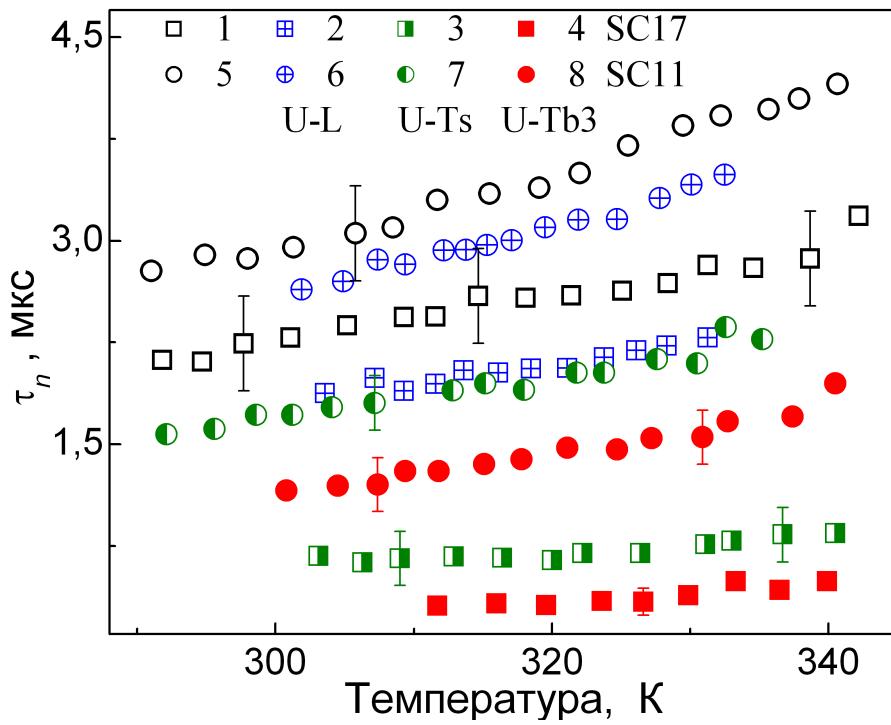


Рис. 2.9 — Температурні залежності часу життя неосновних носіїв в КНО для зразків SC17 (криві 1–4, квадрати) та SC11 (5–8, кола). Криві 1 та 5 (незаповнені точки) отримані без УЗН, решта — під час УЗН: U-L (криві 2 та 6), U-Ts1 (3), U-Ts2 (7) та U-Tb3 (4 та 8).

B — коефіцієнт міжзонної рекомбінації, $B = 1 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3 \text{с}^{-1}$ [140, 141], Δn — концентрація нерівноважних електронів, $\tau_{\text{CE Auger}}$ визначається Оже-рекомбінацією, підсиленою внаслідок кулонівської взаємодії [142]

$$\tau_{\text{CE Auger}} = \frac{\Delta n}{np \left(1,8 \cdot 10^{-24} n_p^{0,65} + 6 \cdot 10^{-25} p_p^{0,65} + 3 \cdot 10^{-27} \Delta n^{0.8} \right)}, \quad (2.25)$$

n та p — концентрації електронів та дірок, відповідно; τ_{SRH} — час рекомбінації ШРХ. В наших дослідах Δn не перевищувала $8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Як наслідок, розрахунки показали, що $\tau_{\text{bb}}^{-1} \leq 14 \text{ с}^{-1}$, $\tau_{\text{CE Auger}}^{-1} \leq 6 \text{ с}^{-1}$. А отже, міжзонною рекомбінацією та рекомбінацією Оже можна знехтувати, $\tau_n = \tau_{\text{SRH}}$.

За умови низького рівня інжекції якщо в кристалі присутні декілька рекомбінаційних центрів τ_{SRH} описується виразом

$$\tau_n^{-1} = \sum_i^{M_d} \tau_{n,i}^{-1} = \sum_i^{M_d} N_{d,i} \sigma_{n,i} v_{\text{th},n}, \quad (2.26)$$

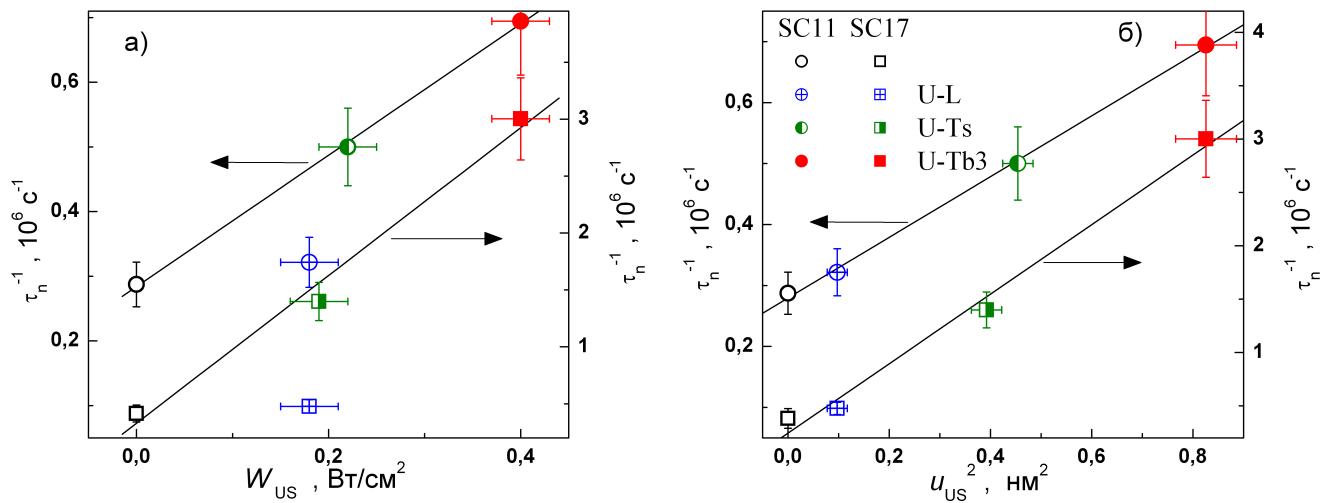


Рис. 2.10 — Залежність оберненого часу життя в ОПЗ від інтенсивності введеного звуку (а) та від квадрату амплітуди AI зміщень атомів для SC17 (квадрати, праві осі обох графіків) та SCR11 (кола, ліві осі) при 320 К. Заповнення точок залежить від УЗН і збігається з наведеним на Рис. 2.9.

Прямі - лінійна апроксимація (для а - лише даних, отриманих при використанні поперечних хвиль.

де M_d — загальна кількість типів центрів, $\tau_{n,i}$ описує час життя при рекомбінації лише за участь дефектів i -го типу, які характеризуються концентрацією $N_{d,i}$ та ППЗ електронів $\sigma_{n,i}$.

На Рис. 2.10 наведено залежність оберненого часу життя в ОПЗ від параметрів УЗН, причому в одному випадку таким параметром вибрана W_{US} , а в другому $-u_{US}^2$. Видно, що τ_n^{-1} лінійно зростає з підвищеннем інтенсивності введеного УЗ, тобто AI зміни часу життя можна записати у вигляді

$$\tau_n^{-1} = \tau_{n,in}^{-1} + K_{US}^* W_{US}, \quad (2.27)$$

або

$$\tau_{n,US}^{-1} = \tau_{n,in}^{-1} + K_{US} u_{US}^2, \quad (2.28)$$

де K_{US}^* та K_{US} характеризують акусто-дефектну взаємодію (АДВ) і залежать від властивостей дефекту та характеристик кристалу. Проте використання другого виразу є більш доцільним, так як K_{US}^* залежить також і від типу збуджених хвиль, тоді як K_{US} визначається лише АДВ. Іншими словами, саме зміщення атомів (а не інтенсивність АХ) є основним фактором впливу УЗН на рекомбінацію носіїв заряду. Зауважимо, що вирази (2.27) та (2.28) за формулою схожі з

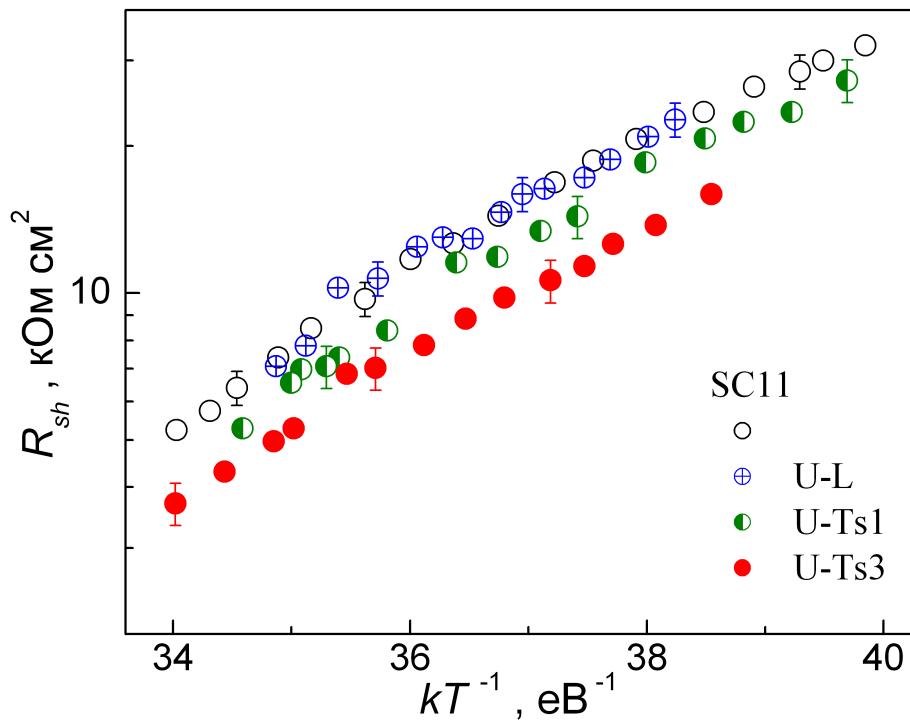


Рис. 2.11 — Температурні залежності шунтувочого опору SC11, отримані за умов УЗН та без нього (порожні кола).

добре відомою формулою Messenger—Spratt [102], яка описує зміни часу життя внаслідок радіаційного опромінення, причому роль флюєнса відіграє $u_{\text{US}}^2 (W_{\text{US}})$.

Визначені величини K_{US} наведено в Таблиці 4.

На Рис. 2.11 показана температурна залежність шунтувочого опору зразка SC11. Зауважимо, що для SC17 $R_{sh} > 10^{15} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ незалежно від температури та УЗН і шунтувачий опір не впливав на ВАХ. З усього дослідженого набору зразків лише цей мав подібну особливість. З рисунка видно, що УЗН з використанням поперечних хвиль викликає зменшення R_{sh} , тоді як повз涓ожні хвилі практично не впливають на величину шунтувочого опору. Розраховані величини як R_{sh} , так і його AI змін наведені в Таблицях 4 та 5. Детальний розгляд можливих причин виникнення R_{sh} та впливу на нього УЗН наведено у параграфі 2.6.4.

2.4.4 Модель акустоактивного комплексного дефекту

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

- а) зміна заселеності коливних рівнів, зв'язаних з домішками [143];
- б) зміщення домішкових атомів порівняно з їх оточенням [90, 144–146];
- в) зменшення енергії активації дифузії дефектів [147];
- г) локальне підвищення температури в області кластерів точкових дефектів [148];
- д) поглинання УЗ дислокаціями [55, 149];

тощо. Проте повна теорія АДВ в кремнії ще не побудована, причиною чого, зокрема, є недостатня кількість експериментальних досліджень, сфокусованих на вивчення AI ефектів.

На нашу думку, виявлені оборотні AI зміни рекомбінаційних параметрів КСЕ можна пояснити зміною відстані між компонентами дефектного комплексу в умовах УЗН. Зокрема, якщо мова йде про AI модифікацію n_{id} та τ_g , то відбувається зміна відстані між донором та акцептором, які приймають участь у CDLR.

Дійсно, з літератури [145, 146] відомо, що для сили F_d , яка діє на точковий дефект під час УЗН, є справедливим вираз

$$F_d = \chi \Delta\Omega_d \frac{\partial \xi(z,t)}{\partial z}, \quad (2.29)$$

де χ — об'ємний модуль пружності, $\Delta\Omega_d$ — зміна об'єму кристалу, що припадає на один дефект (для міжвузлових 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 $\Delta\Omega_d < 0$); ξ — деформація кристалічної гратки; при цьому вважається, що АХ поширюється в напрямі осі Z ; $\partial \xi(z,t)/\partial z \sim \xi_{us} \sim u_{us} \sim \sqrt{W_{us}}$. Таким чином, під час УЗН точковий дефект здійснює коливання, причому їх амплітуда та фаза визначаються як параметрами самого ТД, так і інтенсивністю АХ.

На Рис. 2.12 показана спрощена якісна модель поведінки дефектного комплексу, який містить дві складові, в умовах поширення АХ. У вихідному стані,

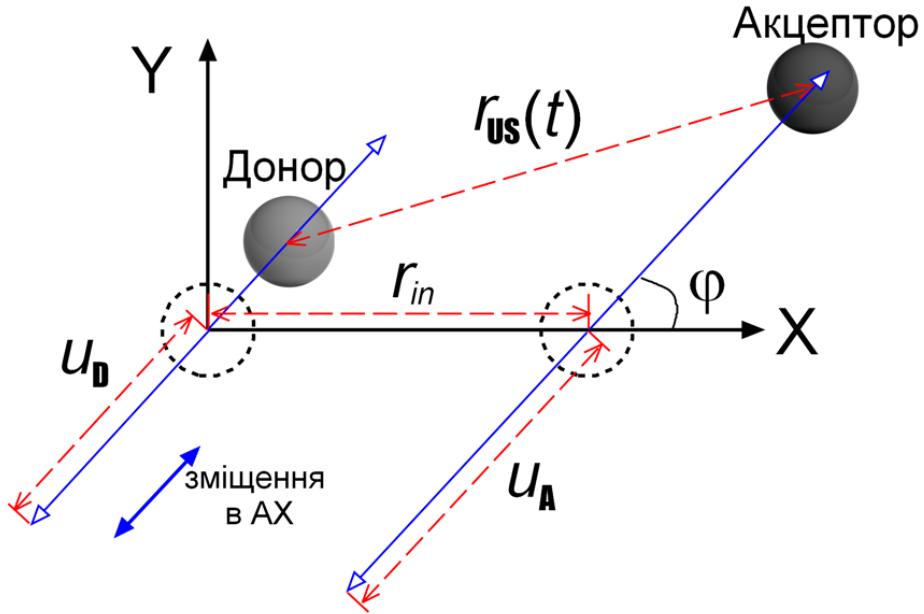


Рис. 2.12 — Модель поведінки дефектного комплексу в умовах УЗН.

до УЗН, донор та акцептор перебувають на відстані r_{in} один від одного, вісь X спрямована вздовж прямої, яка з'єднує дефекти. В умовах УЗН дефекти коливаються з амплітудами u_D та u_A . Напрям коливань збігається з напрямом зміщень в AX та утворює кут φ з віссю X . u_D та u_A залежать від ξ_{US} , пружних полів дефекту (значень $\Delta\Omega_d^D$ та $\Delta\Omega_d^A$, пов'язаних з кожною окремою складовою), енергії зв'язку комплексу і можуть відрізнятися між собою. Відповідно, відстань між донором та акцептором за умов УЗН залежить від часу t :

$$r_{US}(t) = \{ [r_{in} + u_A \cos(\omega_{US} t + \delta) - u_D \cos(\omega_{US} t)]^2 \cos^2 \varphi + [u_A \cos(\omega_{US} t + \delta) - u_D \cos(\omega_{US} t)]^2 \sin^2 \varphi \}^{0.5}, \quad (2.30)$$

де ω_{US} — циклічна частота УЗ, а δ — зсув фаз між коливаннями донора та акцептора.

Зміна відстані між компонентами комплексу, згідно з моделлю CDLR, має викликати зміни ППЗ носіїв та величини R_{DA} . Використовуючи формули (2.21) and (2.22), були проведені розрахунки AI відносних змін поперечного перерізу захоплення $\varepsilon_\sigma = [\sigma_{US} - \sigma(r_{in})]/\sigma(r_{in})$ та параметру зв'язку $\varepsilon_{RDA} = [R_{DA,US} - R_{DA}(r_{in})]/R_{DA}(r_{in})$, де σ_{US} та $R_{DA,US}$ були усереднені по періоду AX T_{US} :

$$\sigma_{US} = \frac{1}{T_{US}} \int_0^{T_{US}} \sigma(r_{US}(t)) dt, \quad (2.31)$$

$$R_{DA,US} = \frac{1}{T_{US}} \int_0^{T_{US}} R_{DA}(r_{US}(t)) dt. \quad (2.32)$$

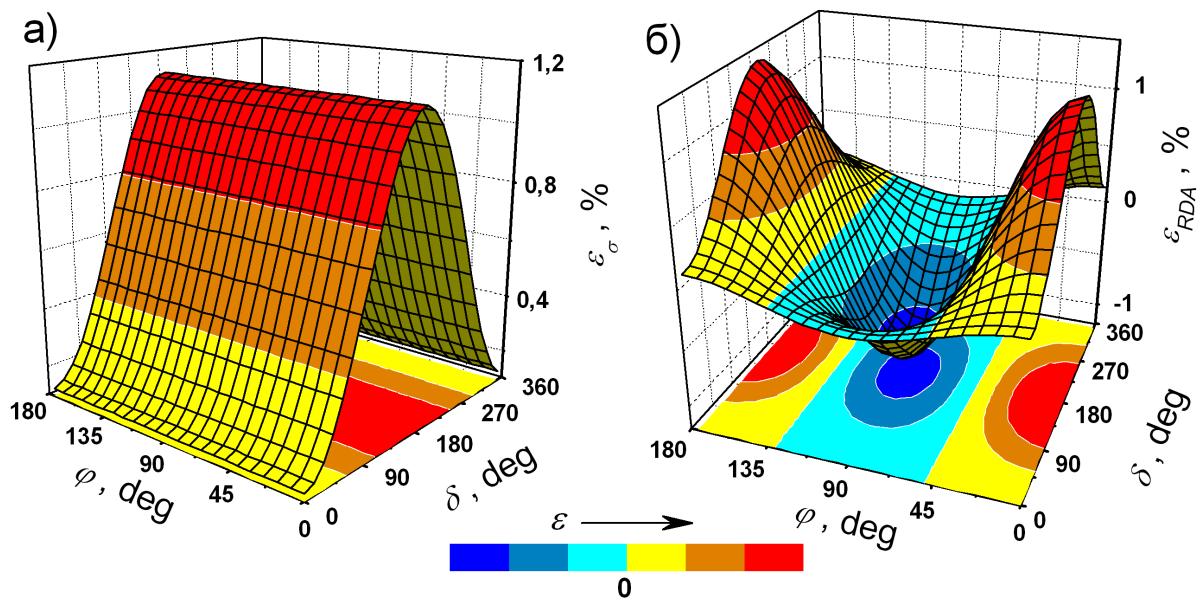


Рис. 2.13 – Розраховані залежності AI змін поперечного перерізу захоплення носіїв (а) та параметру зв’язку (б) від зсуву фаз між коливаннями та від взаємного розташування вісі комплексу та напряму зміщення в AX. При розрахунках вважалося, що $a_B = 3.23$ нм, $r_{in} = 10$ нм, $u_A = 1$ нм та $u_D = 0.5$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

Декілька типових прикладів результатів розрахунків показано на Рис. 2.13 та Рис. 2.14. Під час їх проведення 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 [135];
- в) значення u_D та u_A співрозмірні з u_{US} ; проте при цьому потрібно взяти до уваги, що зміщення домішкових атомів, які не утворюють ковалентних зв’язків з оточенням, може перевищувати зміщення атомів, які утворюють кристалічну гратку.

Додатковою причиною зміни відстані між компонентами комплексу може бути постійна механічна напруга, яка виникає при поширенні AX у кристалі. Цей ефект спочатку був передбачений теоретично [150, 151], а потім спостережений експериментально, зокрема у кремнії [152]. Величина додаткового тиску пропорційна квадрату частоти УЗ, квадрату зміщень у хвилі та коефіцієнту нелінійності [152]. Коефіцієнт нелінійності анізотропний, зокрема для Si при поширенні УЗ вздовж напрямку [111] його величина займає проміжне положення між значеннями, характерними для розповсюдження AX паралельно напрямам

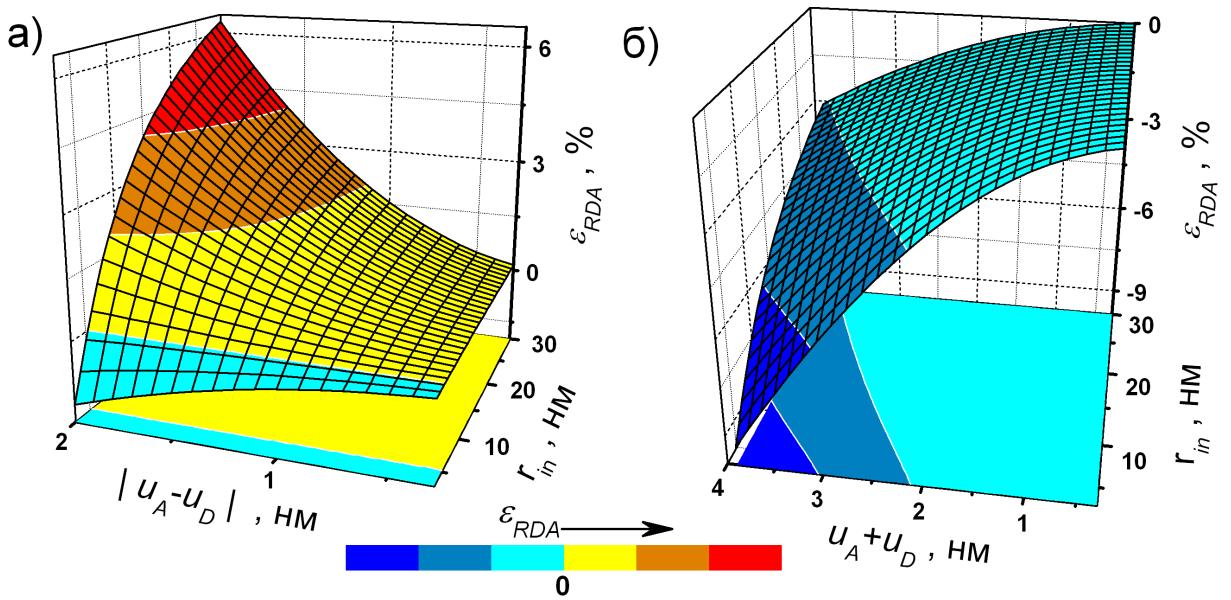


Рис. 2.14 — Розраховані залежності АІ змін параметру зв'язку від амплітуди коливань та початкової відстані між компонентами. При розрахунках вважалося, що $\varphi = 0^\circ$, $\delta = 0^\circ$ (а) та $\varphi = 90^\circ$, $\delta = 180^\circ$ (б).

[100] та [110] [153]. 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 АІ змін параметру зв'язку більш складні і не монотонні – див. Рис. Fig. 2.13,б. Зокрема, очікується зменшення R_{DA} якщо $\varphi \approx 90^\circ$ (тобто вісь комплексу перпендикулярна до напрямку зміщення в AX, див. Рис. 2.14,б) або при малих значеннях r_{in}/a_B (див. Рис. 2.14,а). До речі, в останньому випадку передбачається [134, 135], що процеси CDLR будуть відбуватися найбільш інтенсивно.

У спрощеному випадку незначної дисипації енергії пружних коливань на дефектах δ може бути рівним або 0° (якщо $(\Delta\Omega_d^{\text{D}} \cdot \Delta\Omega_d^{\text{A}}) > 0$) або 180° (якщо $(\Delta\Omega_d^{\text{D}} \cdot \Delta\Omega_d^{\text{A}}) < 0$). Виявляється, що при цьому величина ε_{RDA} не залежить від абсолютнох значень u_A та u_D , а визначається лише їх сумою $|u_D + u_A|$ (при $\delta = 180^\circ$) або модулем їх 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 (при $\delta = 180^\circ$ і при $\delta = 0^\circ$). Декілька прикладів таких розрахованих залежностей наведено на Рис. 2.15.

Залежність відносної зміни ППЗ від амплітуди коливань має подібний характер, більше того вона не залежить від φ :

$$\varepsilon_\sigma = \frac{(u_D \pm u_A)^2}{2 r_{in}^2}, \quad (2.33)$$

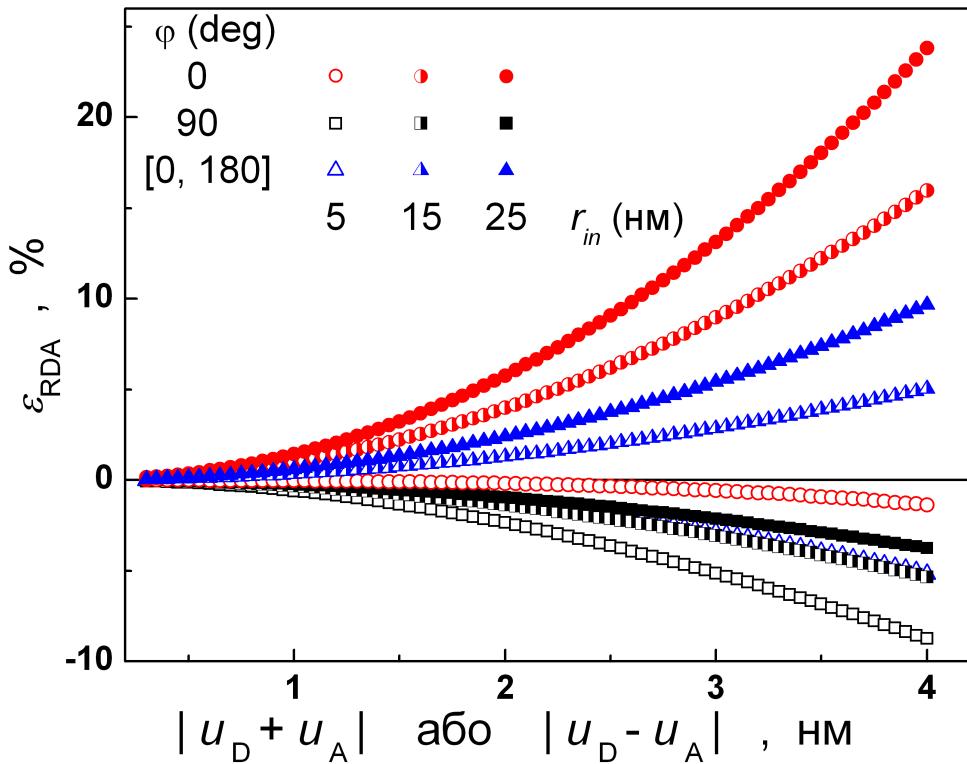


Рис. 2.15 — Розраховані залежності AI змін параметру зв'язку від амплітуди коливань. По горизонталі відкладено $|u_D - u_A|$ для випадків $\delta = 0^\circ$ та $|u_D + u_A|$ при $\delta = 180^\circ$. При розрахунках вважалося, що $a_B = 3.23$ нм, $r_{in} = 5$ нм (незаповнені точки), 15 нм (напівзаповнені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

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, так як в цьому випадку вона визначається сумою зміщень компонент пари, тоді як в протилежному — їх різницею

Враховуючи, що $u_D, u_A \sim \xi_{US} \sim u_{US} \sim \sqrt{W_{US}}$, остання формула може бути записана у вигляді

$$\varepsilon_\sigma = K_{US}^{DA} u_{US}^2 = K_{US}^{DA*} W_{US}, \quad (2.34)$$

де K_{US}^{DA} (K_{US}^{DA*}) характеризує взаємодію УЗ з парою донор–акцептор та залежить від властивостей дефектів та кристалічної гратки (і ще й від типу хвиль для K_{US}^{DA*}).

Звичайно, можлива орієнтація пари зумовлена мінімізацією її повної енергії, а отже існують визначається кристалографічними осями. 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, пов'язаний з CDLR процесами протікає переважно в околі протяжних дефектів [135, 136]. Нарешті, дислокації в ОПЗ нерідко розташовуються перпендикулярно площині $p - n$ переходу і досліджені структури не є винятком (див. параграф 2.6.4). Якщо дефектна пара та дислокація розташовані поблизу один одного, то дислокація з крайовою компонентою буде впливати на просторове розташування пари. Як наслідок, у ідеальному випадку пара 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) найбільш цікавими будуть наступні випадки

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

$$\varphi = 90^\circ \text{ (поперечні хвилі)} \text{ та } \varphi = 0^\circ \text{ (повздовжні хвилі)}$$

при $\delta = 180^\circ$ (випадок $\Delta\Omega_d^D \cdot \Delta\Omega_d^A < 0$):

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

Іншими словами, якщо зміна об'єму кристалу, пов'язана з донором, протилежна за знаком 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.

Таким чином, в рамках запропонованої моделі очікується, що УЗН спричинює зміну відстані між донором та акцептором, що стає причиною появи ε_σ та ε_{RDA} , величина яких переважно визначається AI зміщенням атомів. Згідно з CDLR теорією, збільшення ППЗ та зменшення параметру зв'язку має викликати зменшення часу життя носіїв та збільшення фактору неідеальності, що і спостерігається на експерименті.

Запропонована модель може бути використана і для пояснень впливу УЗ на процеси рекомбінації в КНО (див. Рис. 2.9). Так як AI зміни оборотні, то

зміна часу життя, згідно з (2.26), може бути пов'язана лише зі збільшенням σ_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. В літературі [154] запропоновано, що для подібних ТД також має виконуватись емпіричне співвідношення (2.21), причому в такому випадку r визначається відстанню між компонентами комплексного ТД, яка менша, ніж відстань між донором та акцептором в CDLR. В цьому випадку, згідно з описаною моделлю, УЗН також викликає зміну r та σ_n відповідно до виразу (2.34). Проте якщо для випадку CDLR зміна ППЗ носіїв донором (i/або акцептором) доповнюється зміною параметру 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 [91] і не всі дефекти в кремнії є акустоактивними (ААД). Якщо M_d^{AA} та M_d^{nonAA} — загальна кількість типів ААД та не акустоактивних (non-AA) центрів, то вираз (2.26) для τ_n^{-1} в умовах УЗН та без нього може бути записаний у вигляді

$$\tau_{n,in}^{-1} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} v_{\text{th},n} + \sum_l^{M_d^{\text{nonAA}}} N_{d,l} \sigma_{n,l} v_{\text{th},n}, \quad (2.35)$$

$$\tau_{n,\text{US}}^{-1} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{\text{US}} v_{\text{th},n} + \sum_l^{M_d^{\text{nonAA}}} N_{d,l} \sigma_{n,l} v_{\text{th},n}. \quad (2.36)$$

Враховуючи, що $\sigma_{n,j}^{\text{US}} = (\varepsilon_{\sigma,j} + 1)\sigma_{n,j}^{in}$ останнє співвідношення може бути записано у вигляді

$$\begin{aligned} \tau_{n,\text{US}}^{-1} &= \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} v_{\text{th},n} + \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} \varepsilon_{\sigma,j} v_{\text{th},n} + \sum_l^{M_d^{\text{nonAA}}} N_{d,l} \sigma_{n,l} v_{\text{th},n} = \\ &= \tau_{n,in}^{-1} + \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} \varepsilon_{\sigma,j} v_{\text{th},n}. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Взявши до уваги (2.34), отримуємо

$$\begin{aligned}\tau_{n,\text{US}}^{-1} &= \tau_{n,in}^{-1} + \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} K_{\text{US},j} u_{\text{US}}^2 v_{\text{th},n} = \\ &= \tau_{n,in}^{-1} + u_{\text{US}}^2 \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} K_{\text{US},j} v_{\text{th},n},\end{aligned}\quad (2.38)$$

де $K_{\text{US},j}$ описує взаємодію УЗ з дефектом j -го типу. Порівнявши з (2.28) можемо сказати, що параметр K_{US} , який кількісно описує експериментально виявлений вплив УЗ на час життя неосновних носіїв в базі КСЕ, залежить від кількості АА дефектів та їх концентрації:

$$K_{\text{US}} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} K_{\text{US},j} v_{\text{th},n} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} \frac{K_{\text{US},j}}{\tau_{n,j}^{in}}. \quad (2.39)$$

Більше значення K_{US} , отримане для SC17 (див. Таблицю 4), свідчить про наявність у цьому зразку більшої кількості ААД та/або більшої їх концентрації.

Виявлена лінійність залежності зворотного часу життя від амплітуди атомних зміщень (див. Рис. 2.10,б) підтверджує справедливість запропонованої моделі. Крім того, зауважимо що так як початкова відстань r_{in} між компонентами комплексного ТД, яка менша, ніж початкова відстань між донором та акцептором в CDLR, то, згідно з формулою (2.33), очікується що УЗ має більш ефективно впливати в першому випадку. Саме таке співвідношення ($\varepsilon_{\tau n} > \varepsilon_{\tau g}$) і спостерігається на експерименті — див. Таблицю 5.

2.4.5 Чисельний розрахунок залежностей напруги холостого ходу та фактора форми в рамках моделі подвійного діоду

Як вже згадувалося раніше, аналітичні вирази, які б відображали залежність напруги холостого ходу та фактора форми сонячного елементу від τ_g , τ_n , n_{id} та R_{sh} в рамках моделі подвійного діода відсутні. З метою візуалізації подібних залежностей були проведені чисельні розрахунки. Вони полягали в тому, то використовуючи формули (2.7)–(2.12) був синтезований набір ВАХ, які

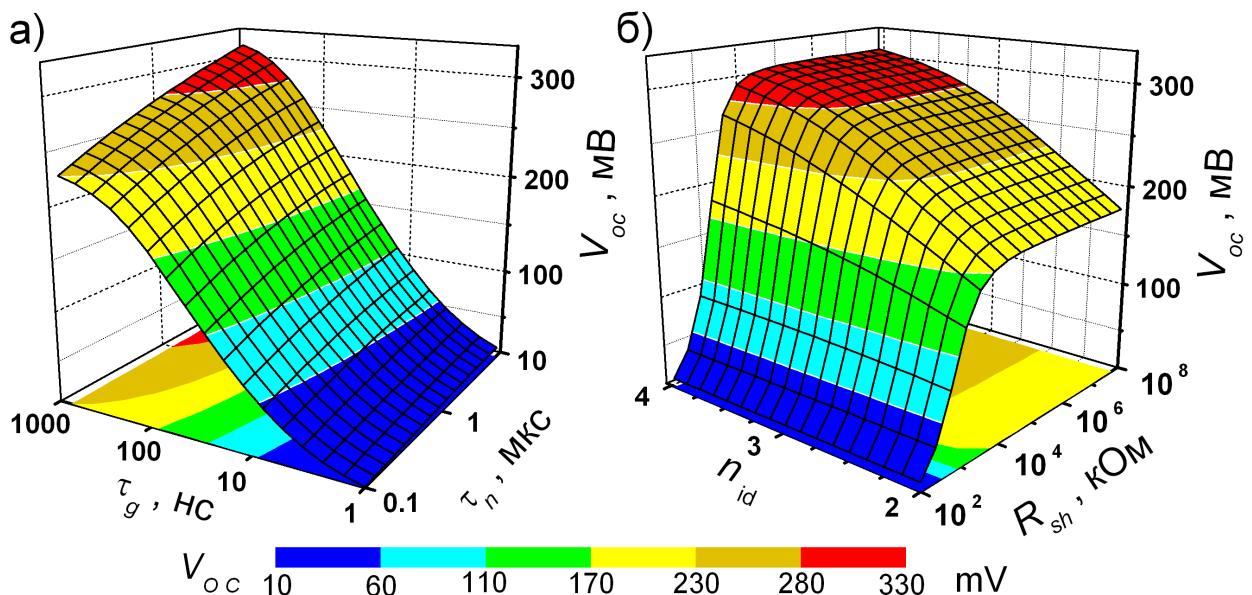


Рис. 2.16 – Результати моделювання в рамках моделі подвійного діоду залежності напруги холостого ходу КСЕ від часу життя носіїв заряду в ОПЗ та КНО (а) і фактору неідеальності та шунтуючого опору (б). При розрахунках вважалося, що $n_{id} = 2.55$ (а), $R_{sh} = 5 \times 10^3$ Ом (а), $\tau_n = 3 \times 10^{-6}$ с (б), $\tau_g = 5 \times 10^{-8}$ с (б), $T = 320$ К, освітлення монохроматичне ($\lambda = 900$ нм) та низькоінтенсивне ($W_{ph} = 8$ Вт/м²).

відповідали різним значенням параметрів. При цьому використовувалися значення параметрів, що були близькі до тих, якими характеризувалися досліджені КСЕ. Після цього з штучних ВАХ використовуючи традиційний спосіб були визначені V_{oc} та FF . Типові приклади результатів обчислень, які відповідають температурі 320 К, наведено на Рис. 2.16 та Рис. 2.17.

Як видно з Рис. 2.16,а та Рис. 2.17,а, зменшення τ_g викликає зменшення як V_{oc} , так і FF . Водночас, для досліджених КСЕ напруга холостого ходу та фактор форми слабко залежать від часу життя неосновних носіїв в КНО. Зауважимо, що при розрахунках використовувалися значення W_{ph} , яке відповідало експерименту, тобто розглядалося низько-інтенсивне освітлення. В цьому випадку 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 [61].

В свою чергу, Рис. 2.16,б та Рис. 2.17,б показують, що на величину V_{oc} та FF загалом впливає як n_{id} , так і R_{sh} , проте ступінь цих залежностей суттєво

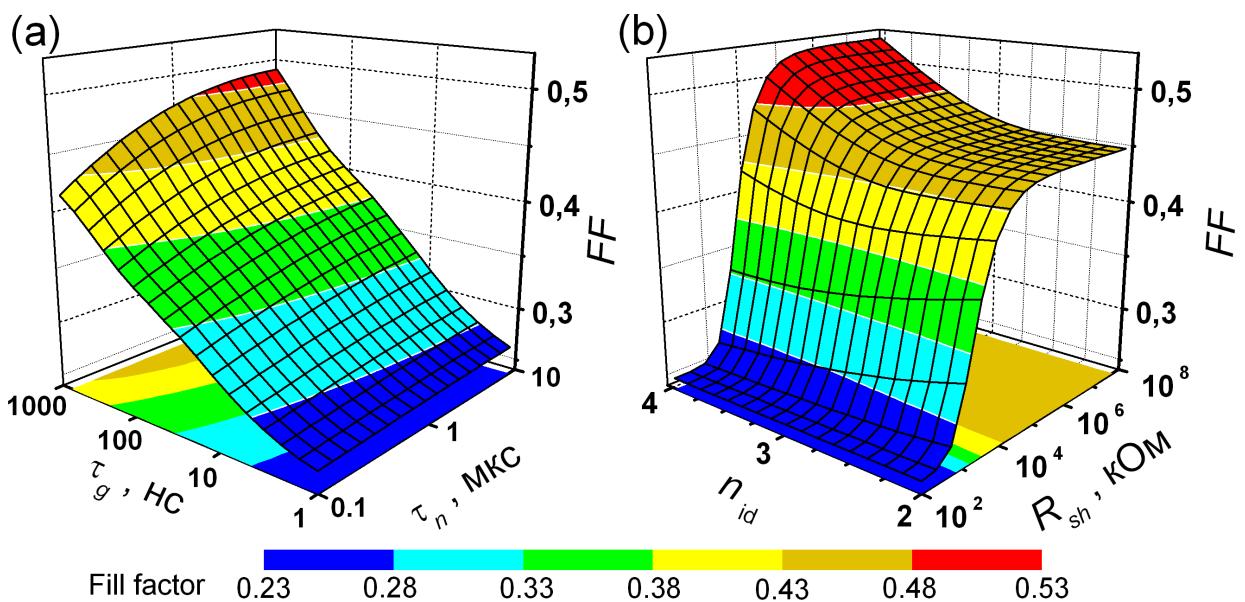


Рис. 2.17 – Результати моделювання в рамках моделі подвійного діоду залежності фактору форми СЕ від часу життя носіїв заряду в ОПЗ та КНО (а) і фактору неідеальності та шунтуючого опору (б). При розрахунках вважалося, що $n_{id} = 2.55$ (а), $R_{sh} = 5 \times 10^3 \text{ Ом}$ (а), $\tau_n = 3 \times 10^{-6} \text{ с}$ (б), $\tau_g = 5 \times 10^{-8} \text{ с}$ (б), $T = 320 \text{ K}$, освітлення монохроматичне ($\lambda = 900 \text{ нм}$) та низькоінтенсивне ($W_{ph} = 8 \text{ Вт/м}^2$).

визначається величиною шунтуючого опору. Наприклад, при $R_{sh} > 10^5 \text{ Ом}$ (що відповідає випадку зразка SC17), а) V_{oc} зростає з підвищенням величини фактора неідеальності; б) V_{oc} та FF практично не залежать від значення R_{sh} . В той же час, при $R_{sh} \leq 10^4 \text{ Ом}$ (випадок зразка SCR11), а) напруга холостого ходу та фактор форми зменшуються зі зменшенням шунтуючого опору; б) лише FF слабко залежить від n_{id} .

Таким чином, розглянута у параграфі 2.4.3 зменшення τ_g викликає AI деградацію як напруги холостого ходу, так і фактора форми. Цей ефект деградації підсилюється в SC11 внаслідок AI зменшення R_{sh} та частково компенсується в SC15 через AI збільшення n_{id} , що і пояснює відмінність величин $\varepsilon_{V_{oc}}$ та ε_{FF} в Таблиці 5.

2.4.6 Вплив інтенсивного освітлення на параметри КСЕ

Раніше не було висловлено ніяких припущень, щодо того, які саме дефекти впливають на час життя носіїв заряду та беруть участь у АДВ. Даний параграф присвячений розгляду саме цього питання.

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

- а) комплекси, що містять бор та кисень (так звані ВО дефекти) [80, 81];
- б) пари залізо–бор [140, 155, 156] (або інші залізовмісні пастки, виявлені в $n^+ - p$ переходах [157, 158]);
- в) кисневмісні преципітати [117, 118, 140, 159–161].

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

Для інтенсивного освітлення зразків була використана галогенова лампа (інтенсивністю близько 2 Suns). Освітлення проводилось при температурі близько 305 K, час одного освітлення вар'ювався в інтервалі від 1 до 8 год. Після освітлення зразки знаходилися в темряві при кімнатній температурі. Протягом перших 5 год після закінчення освітлення проводилось вимірювання темнових ВАХ з інтервалом часу $10 \div 15$ хв. Метод цих вимірювань було визначення кінетики можливих оборотних змін параметрів КСЕ, викликаних освітленням. Для оцінки величини необоротних змін, також було 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, після якого при кімнатній температурі знову проводилось визначення параметрів. Після цього цикли освітлення–відпал повторювалися.

Відомо [80, 81], що інтенсивне освітлення викликає перетворення ВО дефектів, що, в свою чергу, призводить до суттєвого (до 10 % від вихідного значення

при тривалому освітленні) зменшення часу життя неосновних носіїв. При кімнатній температурі ці зміни є залишковими, ВО дефекти не повертаються до вихідної конфігурації. Проте десяти–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 [81, 108, 162].

Таким чином, якщо якийсь з параметрів (τ_g , τ_n , n_{id} чи R_{sh}) визначається ВО дефектами, то внаслідок вибраної експериментальної процедури мають спостерігатися його необоротні зміни після інтенсивного освітлення і відновлення величини після відпалу. Якщо припустити, що в дослідженіх КСЕ конфігурація ВО дефектів одразу відповідала деградованому стану, то описані в попередньому реченні перетворення мають спостерігатися після першого відпалу.

На Рис. 2.18 показані стаціонарні значення параметрів зразків після освітлень та відпалів. Як видно з наведених даних, для різних зразків були використані різноманітні режими. Проте в будь–якому випадку, освітлення не викликає змін ні τ_g , ні τ_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 діоду.

В Si:B переважна кількість домішкових атомів заліза утворює пари з бором. Водночас пара Fe_iB_s достатньо легко дисоціює і звільнені таким чином міжвузольні атоми заліза викликають зменшення часу життя, яке залежить від рівня легування та концентрації надлишкових носіїв заряду [156]. Після припинення освітлення, в темряві, пари Fe_iB_s відновлюються, при цьому зменшення концентрації Fe_i має описуватися виразом [140, 163]

$$N_{Fe}(t) = (N_{Fe,0} - N_{Fe,eq}) \exp\left[-\frac{t}{\tau_{rep}}\right] + N_{Fe,eq}, \quad (2.40)$$

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

$$\tau_{rep} = 770 \cdot p_p^{-2/3} \exp\left(\frac{E_{D,Fe}}{kT}\right), \quad (2.41)$$

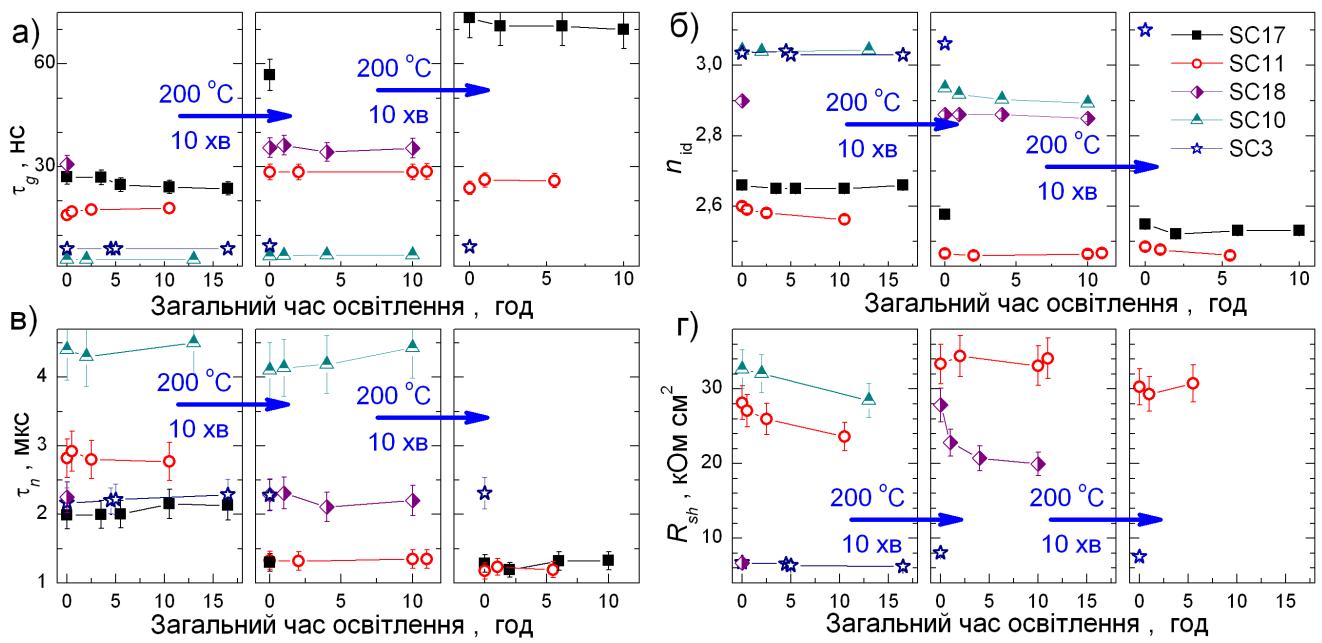


Рис. 2.18 – Залежності стаціонарних величин часу життя в ОПЗ (а), фактору неідеальності (б), часу життя в КНО (в) та шунтуючого опору (г) від повної тривалості високоінтенсивного освітлення та відпалу. Лінії наведено лише для зручності. Для зразка SC10 після першого відпалу значення

$$R_{sh} > 10^{12} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2.$$

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

Типова релаксаційна залежність зміни параметрів КСЕ після інтенсивного освітлення показана на Рис. 2.19. Так як τ_n не змінюється після освітлення (див. Рис. 2.19,в), то можна зробити висновок про те, що пари Fe_iB_s суттєво не впливають на час життя в ОПЗ.

З іншого боку, виявлено збільшення n_{id} (приблизно на 0.03) та зменшення τ_g (приблизно на 10 %) безпосередньо після освітлення — див. Рис. 2.19,а та Рис. 2.19,б. В темряві ці зміни поступово зникають. Було зроблено припущення, що еволюція τ_g та n_{id} може бути описана виразом, подібним до (2.40). При використанні величини $\tau_{rep} = [1,3 \cdot 10^{-3} (1,4 \times 10^{15})^{2/3} \exp(-\frac{0,68}{295k})]^{-1} = 2,53 \cdot 10^4 \text{ с}$, яка очікується для відомого значення $E_{D,\text{Fe}} = 0,63 \text{ eV}$, апроксимуюча крива достатньо добре збігається з експериментальними даними (суцільні лінії на Рис. 2.19,а та б). В той же час застосування іншої величини для $E_{D,\text{Fe}}$ викликає суттєві відмінності між розрахованими та вимірюними 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

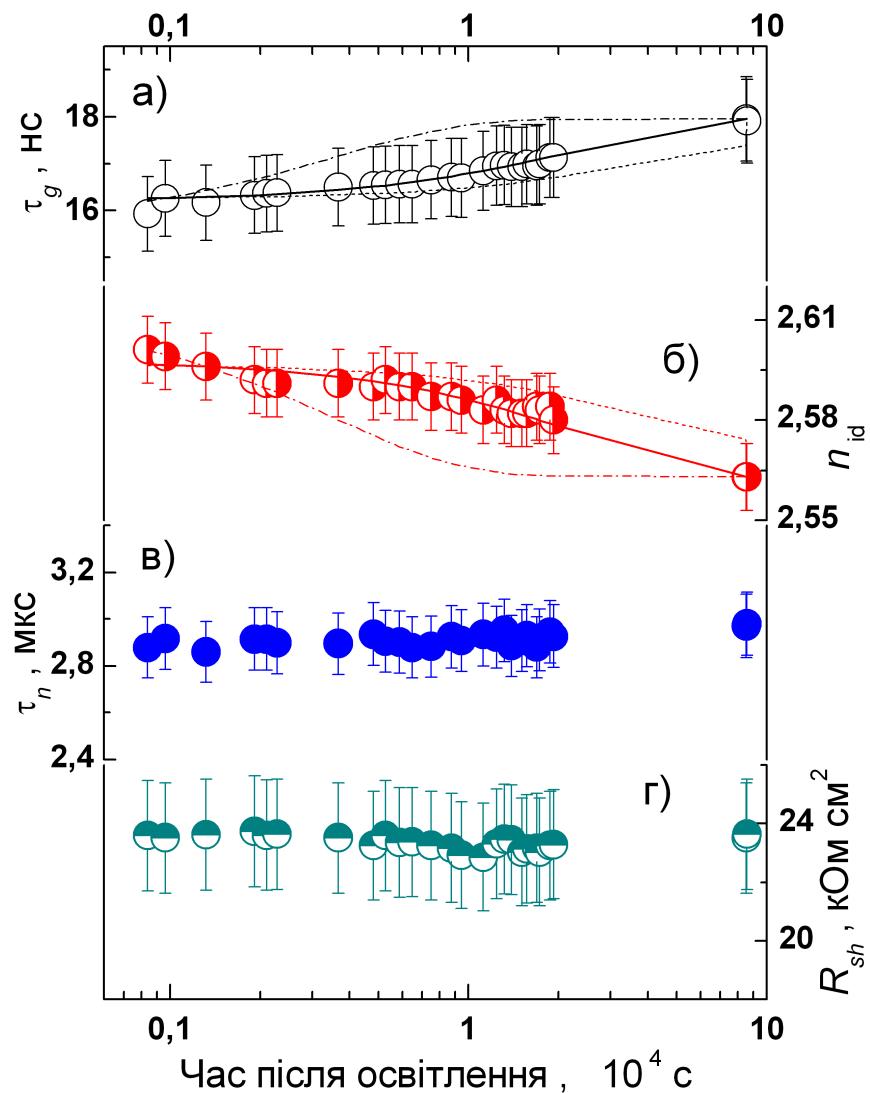


Рис. 2.19 – Залежність часу життя в ОПЗ (а), фактору неідеальності (б), часу життя в КНО (в) та шунтуючого опору (г) від часу, що пройшов після припинення освітлення. Зразок SC11, $T = 295 \text{ K}$. Точки – результати вимірювань, лінії – апроксимація з використанням формул (2.40) та (2.41) і $E_{D,Fe} = 0,63 \text{ eV}$ (штрих–пунктирна лінія), $0,68 \text{ eV}$ (суцільна лінія) та $0,73 \text{ eV}$ (штрихова лінія).

стані дорівнює «+1», а отже у CDLR процесах 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 ($\Delta\Omega_d(\text{B}_s) < 0$), тоді як для міжвузольного заліза $\Delta\Omega_d(\text{Fe}_i) > 0$. Більше того, в літературі [54, 164] представлені результати 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 [140]. А так як, τ_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.

Таким чином, можна зробити висновок, що рекомбінація як в ОПЗ, так і в КНО відбувається, переважно, завдяки кисневмісним преципітатам (КП). За своєю будовою це скупчення 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 ангстрім залежно від режиму обробки. При їх утворенні у загалом бездислокаційному Cz–Si виникають лінійні дефекти та дефекти пакування [165, 166]. Наявність КП суттєво впливає на час життя носіїв як в ОПЗ, так і в КНО. наприклад, у кристалах з високою концентрацією преципітатів довжина дифузії неосновних носіїв може зменшуватись до декількох мікрон [165]. Водночас КП виконують роль гетерів для домішкових атомів металів, які неминуче потрапляють у кристал під час виробництва інтегральних схем і відіграють згубну роль для їх властивостей [167, 168]. Цей процес гетерування є дуже важливим з точки зору збільшення відсотку виходу придатної мікроелектронної продукції. Проте за наявності надмірної кількості КП та супроводжуючих їх появу дислокації спостерігається зменшення механічної міцності Cz–Si [168].

В досліджуваних зразках утворення певної кількості цих дефектів, і, відповідно, зменшення τ_n могло відбутися під час відпалу, який застосовувався для переведення імплантованих іонів фосфору у електрично–активний стан. Подібні процеси відомі з літератури. Наприклад, в роботі [169] показано, що відпал при температурі 750–850°C може викликати збільшення концентрації КП та зменшення часу життя.

З точки зору моделі CDLR це також цілком придатні об'єкти. Дійсно, згідно з результатами, представленими в [159, 160], рекомбінацію на 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 $\sigma_p/\sigma_n = 1200$ [160]. 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 [135, 136]. Водночас, в літературі [140, 159, 160] показано, що дислокації та дефекти пакування, які оточують КП, можуть змінювати ППЗ та збільшувати концентрації двох вищезазначених дефектів, проте не викликають появи нових рівнів у забороненій зоні.

В літературі [140] також показано, що ефективний коефіцієнт захоплення носіїв кисневмісними преципітатами збільшується в декілька разів за умов перебування дефекту в полі механічних напруг. В нашому випадку додатковим джерелом подібних напруг, поряд з оточуючими КП дислокаціями та дефектами пакування, є УЗ і тому зменшення часу життя носіїв може бути викликано і цією причиною також.

Скупчення SiO_x, як правило, нерівномірно розподілені по площині пластини Cz–Si [118] або сонячних елементів [117]. Це може бути причиною зміни параметрів від зразка до зразка. Нарешті, стан КП залежить від обробки кристалу при підвищенні температурі. В досліджених структурах відпал, на відміну від освітлення, викликає певні зміни параметрів (див. Рис.2.18). Виявлені зростання τ_g і R_{sh} та спад τ_n і n_{id} , на нашу думку, пов'язані саме з видозміною КП.

З іншого боку, дефекти різного типу зустрічаються в кремнієвих структурах одночасно. Наприклад, у роботі [170] показано, що значна частина експериментальних особливостей зміни часу життя внаслідок утворення ВО–дефектів може бути пояснена наявністю (та світло–індукованим розпадом) пар Fe_iB_s. А саме, визначальними для величини τ_n є комплекси, що містять бор та кисень, проте наявність домішкового заліза впливає на процеси визначення параметрів кристалу. Подібна супутникова роль пар Fe_iB_s спостерігається і в нашему випадку.

Таким чином, на підставі зазначених вище 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 параметрами Fe_iB_s .

2.5 Зміна активності рекомбінаційних центрів у кремнієвих $p-n$ структурах за умов ультразвукового навантаження

2.5.1 Метод визначення енергетичного положення рівнів в ОПЗ

Методи нерівноважної модифікації дефектно–домішкової підсистеми з метою отримання нових властивостей напівпровідникових кристалів, структур чи пристрій, тобто методи так званої «інженерії дефектів» викликають все більшу зацікавленість дослідників [171]. Це зумовлено перспективами створення за допомогою подібних методів елементної бази твердотільної електроніки нового покоління за рахунок контролюваного формування та видозміни активних центрів або нанокластерів. Безумовні, лідерами цієї галузі є радіаційні методи — див., наприклад, [172, 173]. Проте цікаві результати отримані і при дослідженнях альтернативних способів впливу на дефектну підсистему напівпровідників, зокрема при використанні з цією метою АХ. Наприклад, УЗО стимулює перегрупування дефектів [174], розпад [175] та утворення [176] різноманітних комплексів, формування наночастинок [177] в об’ємі напівпровідника, зміну концентрації дефектних центрів на границі розділу окис–напівпровідник [178]. Однією з переваг використання УЗ є можливість перебудовувати дефекти оборотним чином, що відкриває перспективи створення функціональних електронних пристрій з динамічним керуванням характеристиками.

В цьому параграфі представлені результати експериментального дослідження впливу УЗН на енергетичне положення в забороненій зоні та рекомбінаційну активність електронних станів, пов’язаних з дефектами в кремнієвих

p-n структурах. Для досліджень використовувалися зразки, вирізані як з центральної частини платини, так і з області поблизу її краю (SC11A та SC3, див. Рис. 2.2). Подібний вибір викликаний тим, що розподіл дефектів по площі напівпровідникової пластини неоднорідний і, відповідно, можна було очікувати певну відмінність у впливі УЗ.

Параметри ГР визначалися згідно з методикою, яка запропонована в [179]. Вона базується на вивченні диференційного показника нахилу ВАХ ζ :

$$\zeta = \frac{qI}{kT} \left(\frac{\partial I}{\partial V} \right)^{-1}. \quad (2.42)$$

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 абсцисою відповідного максимуму $V_{0,i}$:

$$E_c - E_{t,i} \approx \frac{E_g - qV_{0,i}}{2}. \quad (2.43)$$

Формула (2.43) справедлива з точністю до систематичної похибки δ_{Et} , що залежить від матеріалу і властивостей ГР. Так, для випадку 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 коефіцієнти захоплення електрону та дірки цим центром). 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 того чи іншого центру [179].

Була використана наступна процедура. Вимірювання ВАХ коректувалася з врахуванням величини шунтувочого опору і на її основі будувалася залежність $\partial\zeta/\partial V = f(V)$. Після цього проводилася апроксимація отриманої залежності сумою гаусових кривих, кількість яких визначалася кількістю максимумів. Використовуючи знайдені таким чином $V_{0,i}$ за допомогою Формули (2.43) були розраховані значення $E_c - E_{t,i}$ для кожного ГР. При цьому також проводилася оцінка відносного внеску η_i кожного з максимумів у загальну площину

$$\eta_i = \frac{S_i}{S_\Sigma}, \quad (2.44)$$

де S_i — площа під гаусіаною, яка описує i -ий максимум, S_Σ — загальна площа під всією апроксимуючою кривою. Надалі величина η_i розглядалась як показник питомого внеску у загальну рекомбінацію кожного з ГР.

2.5.2 Виявлені рівні та їх можлива ідентифікація

На Рис. 2.20,а наведена виявлене залежність $\partial\zeta/\partial V$ для зразка SC11A. На ній спостерігається три максимуми, що, згідно з [179], свідчить про наявність трьох типів рівнів, що визначають генераційно–рекомбінаційні процеси під час проходження струму. Ці рівні надалі позначені E1, E2 та E3. Абсциси максимумів дорівнюють, відповідно, 0,14, 0,21 та 0,28 В. Розрахунок за формулою (2.43) показав, що $E_c - E_{t,i}$ для рівнів E1, E2 та E3 складає величини $(0,48 \pm 0,01)$, $(0,44 \pm 0,01)$ та $0,40 \pm 0,01$ еВ, відповідно — див. Таблицю 6. З наведеної на Рис. 2.20,а видно, що за відсутності УЗН максимальний внесок у рекомбінацію робить найбільш глибокий рівень.

Під час УЗН картина максимумів змінюється — див. Рис. 2.20,б та Рис. 2.20,в. А саме, змінюються співвідношення площ під максимумами (внески в рекомбінацію різних ГР), відбувається незначний зсув положення максимумів (зміна енергії активації ГР), змінюється кількість максимумів (проявляються новий ГР). Зокрема, при U–L4t та U–L8t з'являється сигнал ще від одного ГР, позначеного E4, для якого $E_c - E_{t,i} = (0,37 \pm 0,01)$ еВ. Більш детально AI зміни розглянуті в параграфі 2.5.3.

Результати, отримані для SC3, наведено на Рис. 2.21 та в Таблиці 6. Видно, що в цьому випадку картина більш складна, ніж для SC11A: навіть за відсутності УЗН присутній максимум E4 та, крім того, спостерігається ще один максимум, позначений E11, який пов'язаний з рівнем $E_c - E_{t,i} = (0,46 \pm 0,01)$ еВ. Характер AI змін для SC3, загалом, збігається з виявленими в SC11A ефектами.

Загалом, в літературі відомо чимало дефектів в 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

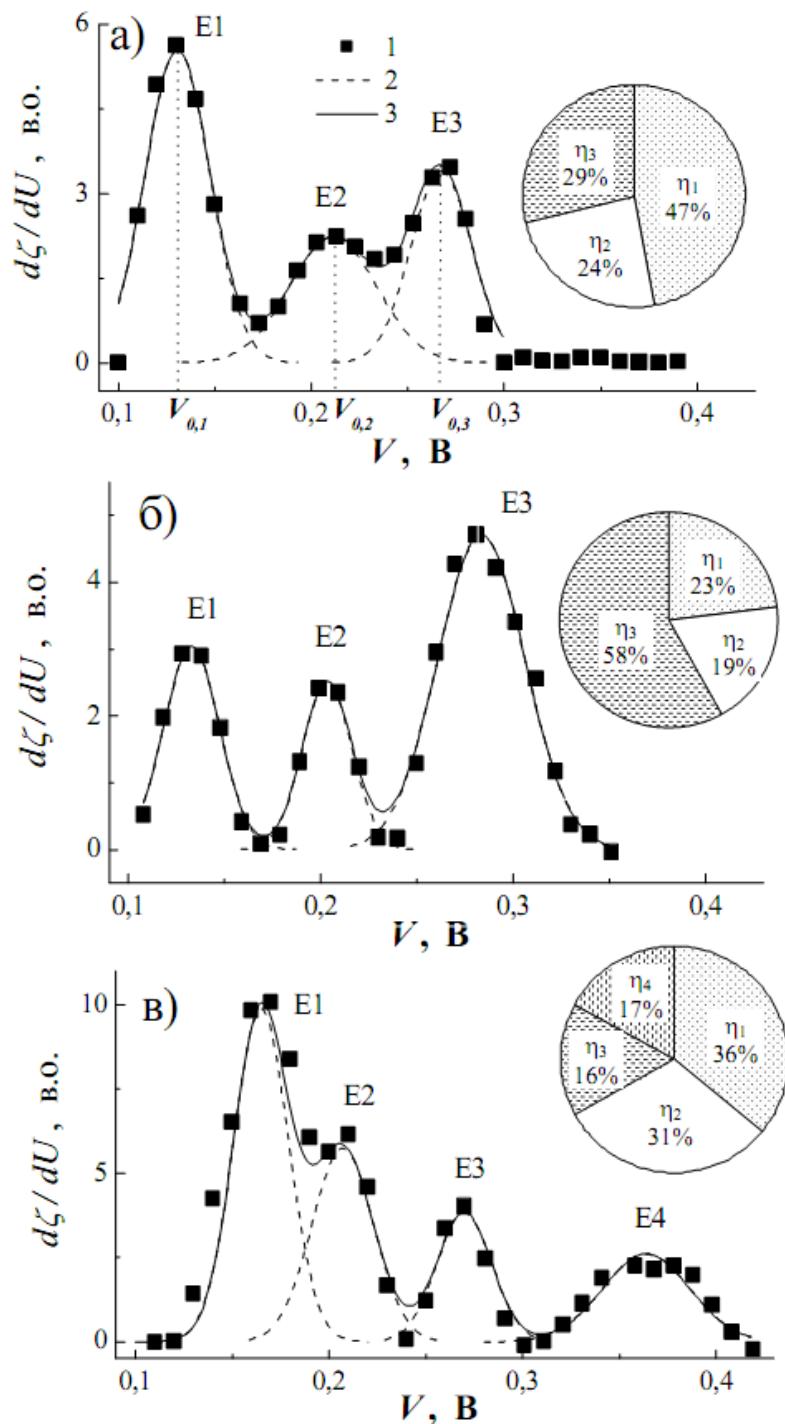


Рис. 2.20 — Польова залежність похідної диференційного показника нахилу ВАХ за відсутності УЗН (а) та за його наявності ($U-L26t$, $W_{us} = 0,1 \text{ Вт}/\text{см}^2$ та $U-L4t$, $W_{us} = 0,25 \text{ Вт}/\text{см}^2$ для б та в, відповідно). 1 — точки, отримані після диференціювання експериментальних ВАХ, 2 — гаусіани, якими апроксимувалися максимуми, 3 — сума всіх гаусіан. Зразок SC11A. Справа біля кривих наведено діаграми питомих внесків η_i кожного з максимумів у загальну криву.

Табл. 6 — Порівняння отриманих значень енергій активації глибоких рівнів та літературних даних.

Отримані результати					Літературні дані		
Рівень	SC11A		SC3		$E_c - E_t$, eВ	Тип дефекту	Джерело
	без УЗ	УЗН	без УЗ	УЗН			
	$(E_c - E_t)$, ±0,01 eВ						
E1	0,48	0,47	0,48	0,48	0,475	COV ₂	[180]
					0,50–0,52	дисл.	[181–183]
E11	—	—	0,46	0,46	0,46	V ₃	[184, 185]
					0,46	V ₂ O	[186]
					0,46	V ₃ O	[185]
E2	0,44	0,425	0,43	0,42	0,42–0,46	VP _s	[187–190]
					0,43	дисл.	[166]
					0,43–0,44	V ₂	[186, 191]
					0,43	Fe _i B _s ^{orth}	[192, 193]
					0,45	Fe _i O _i	[194]
					0,43–0,44	Si _i	[187, 195]
E3	0,40	0,40	0,40	0,39	0,41	BO _{SRC}	[79–81, 196]
					0,41–0,43	SiO _x	[166, 197, 198]
					0,39	V	[199]
E4	—	0,37	0,37	0,355	0,36–0,38	BO _{FRC}	[81, 200]
					0,37	B _i	[180]
					0,34–0,36	V ₃	[184, 185]
					0,34	V ₃ O	[185]
					0,37–0,39	дисл.	[165, 183, 201–203]
					0,36; 0,39	Si _i	[195, 199]

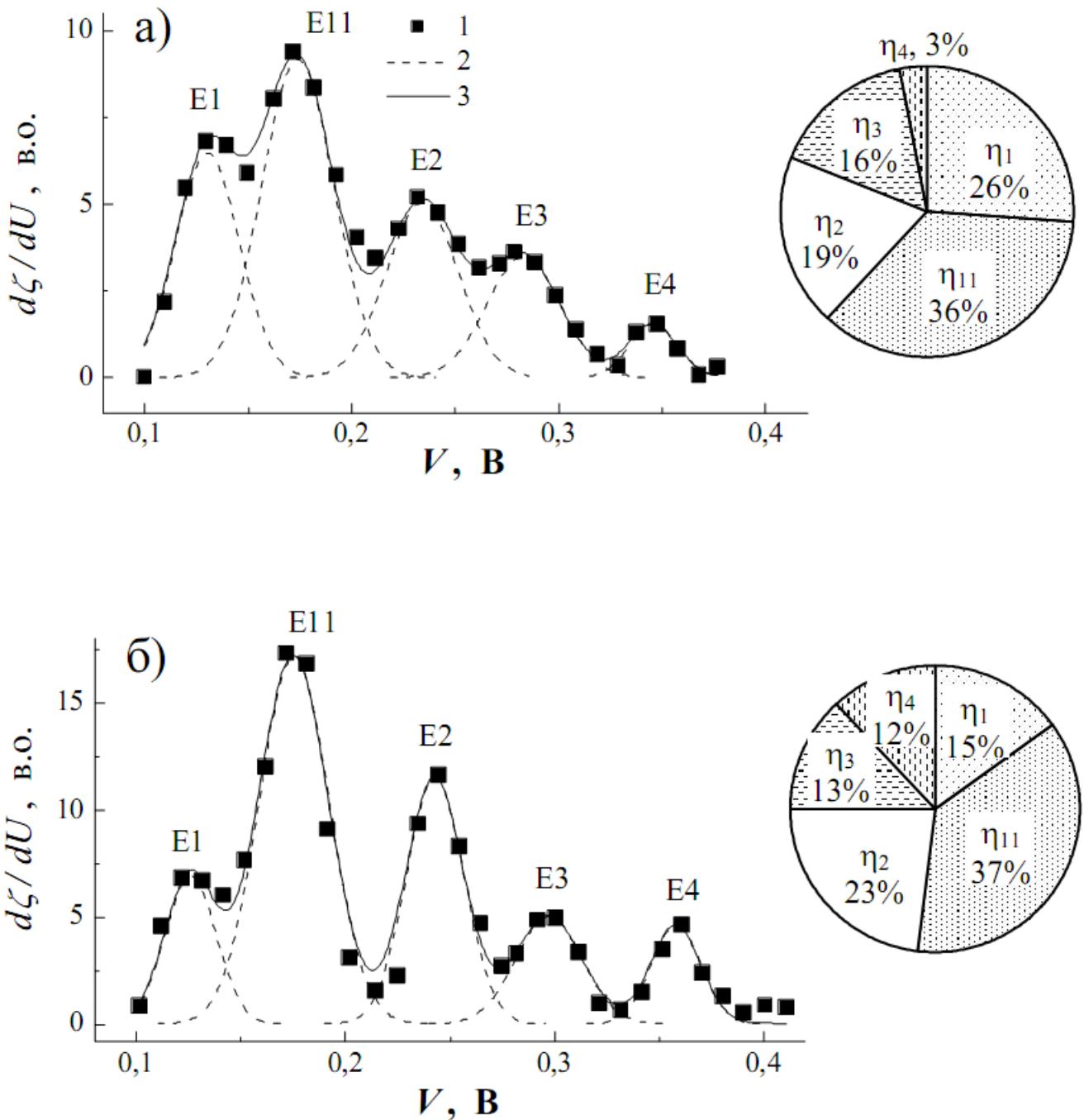


Рис. 2.21 — Польова залежність похідної диференційного показника нахилу ВАХ за відсутності УЗН (а) та за його наявності (U–L4t, $W_{US} = 0,60 \text{ Вт/см}^2$, б). 1 — точки, отримані після диференціювання експериментальних ВАХ, 2 — гаусіани, якими апроксимувалися максимуми, 3 — сума всіх гаусіан. Зразок SC3. Справа біля кривих наведено діаграмами питомих внесків η_i кожного з максимумів у загальну криву.

наведено в правій частині Таблиці 6. Спираючись на отримані величини $E_c - E_t$, технологію виготовлення зразків та літературні дані визначемо, які конкретні дефекти можуть бути співставлені рівням Е1–Е4.

Досліджені структури містять несиметричний $n^+ - p$ перехід і ОПЗ знаходиться 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 імплантациї фосфору. В таких структурах, як в n -, так і в p -областях, можуть часто зустрічатися так званий Е-центр, тобто комплекс вакансії та заміщуючого атома фосфору VP_s . Цьому дефекту відповідає рівень з енергетичним положенням $E_t = E_c - (0,42 \div 0,46)$ еВ [187–190], що близько до параметрів центру Е2. Проте відомо [188, 190], що цей рівень є акцепторним, йому відповідає зарядовий стан $(-/0)$ і він є рекомбінаційно–активним переважно в n -Si. Тому вважаємо, що Е-центр не відповідає за появу рівня Е2. Після імплантациї та відпалу атоми фосфору не зустрічаються у складі міжвузлових комплексів [204] і тому подібні дефекти ми також виключимо з розгляду.

Іншими типовими дефектами, які виникають внаслідок іонного 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 [180]. Проте цей центр спостерігався в n -Si, опроміненому або електронами, або γ -квантами [180] і тому його поява в досліджених структурах малоймовірна.

За своїм енергетичним положенням у верхній частині забороненої зони рівні дивакансії $(-/0)$ $E_c - (0,43 \div 0,44)$ еВ [186, 191], вакансії $(2 - /-)$ $E_c - 0,39$ еВ [199], тривакансії $(2 - /-)$ $E_c - (0,34 \div 0,36)$ еВ та $(-/0)$ $E_c - 0,46$ еВ [184, 185] 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 ($n > 3$) [205].

Утворені після імплантациї фосфору вакансії є достатньо рухливими і в Cz-Si утворюють (особливо після відпалу) комплекси з киснем [206]. Глибина

залигання рівня E4 близька до розташування стану V₃O (2−/−) (0,34 еВ нижче дна зона провідності [185]), а рівня E11 — до станів V₃O (−/0) ($E_c - 0,46$ еВ [185]) та V₂O (2 − /−) ($E_c - 0,46$ еВ [186]). Проте ці рівні також акцепторні. Таким чином, 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, попередньо легованого бором, у значній кількості утворюються власні міжвузольні дефекти та B_i. Положення рівня міжвузольного бору $E_c - 0,37$ еВ [207] близьке до енергії активації E4. Тоді як з Si_i пов'язують декілька рівнів: $E_c - 0,36$ еВ [199], $E_c - 0,39$ еВ [195, 199], $E_c - 0,43$ еВ [195] та $E_c - 0,44$ еВ [187]. Зауважимо, що перший з них є нестабільним і спостерігається лише після опромінення при низьких температурах [199]. Ці характеристики близькі до енергій активацій рівнів E2 та E4.

Раніше, у параграфі 2.4.6, 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 [208]:



З самими КП пов'язують рівні, розташовані на відстані 0,41–0,43 еВ від дна зони провідності [166, 197, 198], що, враховуючи δ_{Et} , достатньо близько до енергії активації E3.

Подібне розташування ($E_t = E_c - 0,41$ еВ, [79–81, 196, 209]) 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 [80] або B_iO_{3i} [209]. Проте серед ВО виділяють дефекти, що утворюються швидко (FRC, fast-formed recombination center) та повільно (SRC, slow-formed recombination center). Означений вище рівень відносять до SRC–форми, тоді як BO_{FRC} характеризується рівнем $E_c - (0,36 \div 0,38)$ еВ [81, 200], який також потрапляє у діапазон, що нас цікавить (рівень E4).

При утворенні КП, окрім власних міжвузольних 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 [168, 210].

З дислокаціями в кремнії пов'язують цілий ряд енергетичних рівнів, зокрема $E_c = (0,37 \div 0,39)$ eВ [165, 183, 201–203], $E_c = 0,43$ eВ [166, 201] $E_c = (0,50 \div 0,52)$ eВ [181–183], близькі за параметрами до Е4, Е2 та Е1, відповідно.

Щодо рівнів, пов'язаних з дефектами, які містять залізо, то у діапазоні енергій, який розглядається, знаходяться рівні $E_c = 45$ eВ, пов'язаний з комплексом FeO [194], та $E_c = 43$ eВ, що співставляється з парою Fe_iB_s , що має ромбічну симетрію [192, 193]. Як видно з даних Таблиці 6, ці значення співрозмірні з енергією активації Е2.

Таким чином, серед типових дефектів у кремнієвих структурах є декілька кандидатів, які можуть біти відповідальними за появу рівнів Е1, Е2, Е3 та Е4 та, фактично, жодного на роль Е11. У наступному параграфі, спираючись на виявлені АІ ефекти, це коло буде звужене (розширене).

2.5.3 Акустоіндуковані зміни в системі рекомбінаційних центрів

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. 2.22 та Рис. 2.23, відповідно. Узагальнюючи представлені результати зазначимо, що

- зі збільшенням інтенсивності УЗ збільшується роль у рекомбінаційних процесах рівнів, розташованих біжче до дна зона провідності; зокрема збільшується внесок рівня Е3 та зменшується внесок рівня Е1, причому залежності показників питомого внеску рівнів від амплітуди зміщення атомів у AX ($\eta_i \sim U_{\text{US}}$);
- АІ зміни відбуваються більш ефективно при підвищенні частоти УЗН — див Рис. 2.22,г та Рис. 2.23,в;
- в умовах УЗН в зразку SC11A з'являється сигнал від ще одного ГР (Е4), тоді як в SC3 відповідний сигнал наявний і за відсутності пружних коливань; внесок цього рівня η_4 збільшується зі зростанням U_{US} ;
- спостерігається незначний, 0,010–0,015 eВ, зсув положення рівнів біжче до дна зони провідності; зауважимо що величина зсуву співрозмірна з похибкою

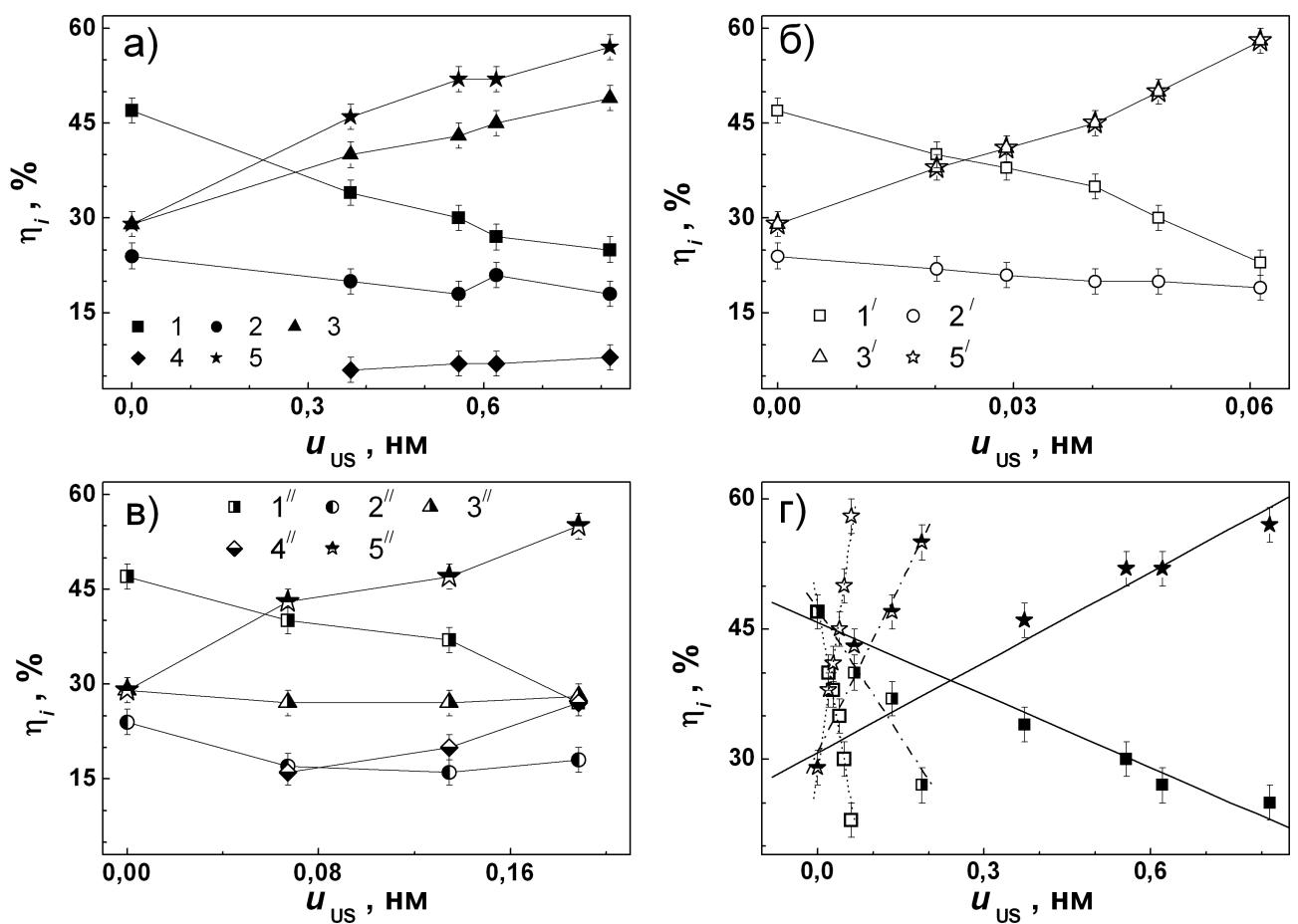


Рис. 2.22 — Залежність питомих внесків у загальну рекомбінацію рівнів E1 (криві 1, 1' та 1'', квадрати), E2 (криві 2, 2' та 2'', кола), E3 (криві 3, 3' та 3'', трикутники) та E4 (криві 4, та 4'', ромби), а також сумарного внеску E3 та E4 (криві 5, 5' та 5'', зірки) від амплітуди зміщень атомів при U-L4t (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.

визначення енергії активації і причиною виокремлення цього ефекту є лише постійність його знаку для всіх зразків та режимів.

Зупинимось на причинах AI появи рівня E4. У випадку, коли цей рівень пов'язаний з міжвузольним атомом бору, можна запропонувати наступним механізмом цього ефекту. При УЗН може відбуватися звільнення власних міжвузольних атомів, захоплених дислокаційними петлями поблизу $p-n$ переходу (можливість існування значної кількості Si_i та дислокацій згадувалась у передньому параграфі); після цього Si_i дифундує в глибину p -області, де витісняють легуючі атоми В з вузлів за механізмом Воткінса. Проте а) при

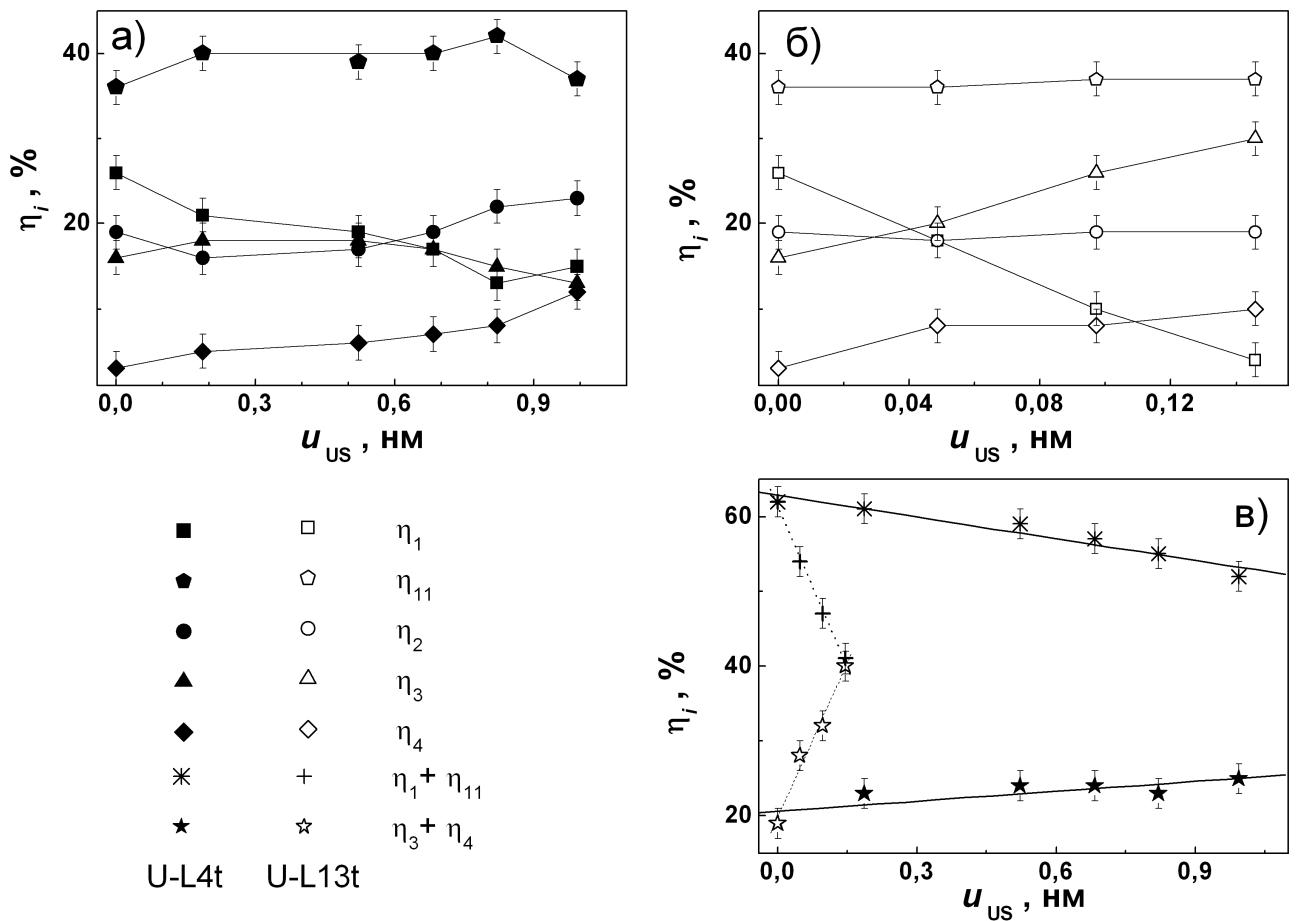


Рис. 2.23 — Залежність питомих внесків у загальну рекомбінацію рівнів E1 (квадрати), E11 (п'ятикутники), E2 (кола), E3 (трикутники) та E4 (ромби), а також сумарного внеску E1 та E11 (хрести) і E3 та E4 (зірки) від амплітуди зміщень атомів при U–L4t (а, в, заповнені точки) та U–L13t (б, в, порожні точки). Зразок SC3. На а–в лінії наведені лише для зручності, на г — лінії результат лінійної апроксимації.

такому варіанті незрозумілим залишається зникнення сигналу від E4 в SC11A після припинення УЗН (всі виявлені ефекти є оборотними); б) B_i є центром з від’ємною кореляційною енергією, його донорний рівень $E_t = E_c - 0,13$ eВ [207] знаходиться близче до E_c , тому ймовірність спостереження акцепторного рівня $E_t = E_c - 0,37$ eВ в *p*-Si дуже мала; в) дефект відпалюється вже при температурах 240–250 K, перетворюючись на комплекс B_iO_i ($E_c - 0,23$ eВ) [211]. Як наслідок, подібний механізм, як і те, що E4 пов’язаний саме з B_i , видається малоймовірним.

Інший цікавий з точки зору АДВ варіант появи E4 полягає в тому, що в умовах УЗН відбувається перебудова ВО дефекту з однієї конфігурації в іншу:

$\text{BO}_{\text{CRC}} \rightarrow \text{BO}_{\text{FRC}}$. Тобто і Е3, і Е4 відносяться до одного й того ж ВО дефекту у різних конфігураціях, УЗН викликає збільшення частки дефектів у конфігурації 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 вказують, що в цілому внесок ВО комплексу в рекомбінацію при дії пружних коливань зростає. Як було розглянуто раніше (параграф 2.4.4), згідно з моделлю акустоактивного комплексу найбільш очікуваною АДВ є для системи, складові якої характеризуються різним за знаком надлишковим об'ємом. В цілому, ВО задовольняє цій умові для конфігурацій, що містять заміщаючий атом бору ($\text{B}_i\text{B}_s\text{O}_i$ та B_sSi_i). Дійсно, так як ковалентний радіус бору дорівнює $0,8 \text{ \AA}$, а кремнію – $1,18 \text{ \AA}$, то $\Delta\Omega_d(\text{B}_s) < 0$, тоді як для міжвузольних 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 [162, 200, 209, 212], а отже AI перехід $\text{BO}_{\text{CRC}} \rightarrow \text{BO}_{\text{FRC}}$ неможливий. По–друге, згідно з результатами, викладеними в параграфі 2.4.6, в досліджуваних зразках ВО центри не впливають на рекомбінацію, а отже ні Е3, ні Е4 з ВО дефектами не зв'язані.

На наш погляд, правильна картина AI появі Е4 наступна. Відомо, що на периферійних ділянках напівпровідникових пластин концентрація дефектів вища, ніж для центральних. В нашому випадку про це, зокрема, свідчить менше значення шунтуючого опору в ($\sim 2 \cdot 10^3 \text{ Ом}$ при кімнатній температурі) порівняно з SC11A ($\sim 2 \cdot 10^4 \text{ Ом}$). В досліджуваних структурах шунтуючий опір визначається дислокаціями, які перпендикулярні до площини $p-n$ переходу, причому в умовах УЗН їх рекомбінаційна активність зростає (R_{sh} зменшується) – детально це описано в параграфі 2.6.4. Якщо припустити, що Е4 зв'язаний з дислокаціями (див. Таблицю 6), яких більше в SC3, то зрозумілим стає наявність відповідного максимуму в цьому зразку без УЗН і зростання η_4 при УЗН.

Щодо рівня Е3 (для якого η_3 також збільшується при поширенні АХ), то він має бути пов'язаний з КП SiO_x . Дійсно, згідно з результатами, представленими в параграфах 2.4.3 та 2.4.6, саме кисневмісні преципітати наявні в досліджених структурах і підвищують свою рекомбінаційну активність під дією УЗ.

Повертаючись до співставлення виявлених рівнів з конкретними дефектами зауважимо, що Е1 може бути пов'язаний з OSFR та відповідними частковими дислокаціями. Відомо, що при захопленні дислокаціями домішок, їх рекомбінаційна активність збільшується у декілька разів [183, 213]. При УЗН відбувається часткове звільнення цих захоплених атомів, що і викликає зменшення η_1 . Крім того, в літературі описано уширення лінії дислокаційної люмінесценції внаслідок захоплення домішки [201]. Більш висока концентрація домішок в SC3, у тому числі і захоплених на дислокаційні петлі, на нашу думку і викликає наявність в діапазоні $E_c - (0,46 \div 0,48)$ еВ двох рівнів (Е1 та Е11), внесок яких в рекомбінацію суттєво вищий, ніж в SC11A — див. Рис. 2.20 та Рис. 2.21. Отже, внесок цих рівнів в рекомбінаційні процеси також можна розглядати разом ($\eta_1 + \eta_{11}$, див. Рис. 2.23).

В параграфі 2.4.6 також було показано, що в ОПЗ присутні також домішкові атоми заліза. Саме з ними і пов'язаний рівень Е2. Вибираючи між Fe_iB_s та Fe_iO_i (див. Таблицю 6), 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 [157, 158]. Пара Fe_iB_s є бістабільною, може перебувати в двох конфігураціях, які відрізняються відстанню між компонентами комплексу на симетрією (тригональна або ромбічна). Рівень, з 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 досить низька. 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 Fe_iB_s є потенційно акустоактивним центром, тоді як для Fe_iO_i $\Delta\Omega_d(\text{Fe}_i) \cdot \Delta\Omega_d(\text{O}_i) > 0$. Таким чином, кращим кандидатом для Е2 виглядає комплекс Fe_iO_i .

Наприкінці зауважимо, що зменшення енергії активації в кремнієвих структурах за умов УЗ навантаження спостерігалося і раніше як для центрів,

пов'язаних з дислокаціями [214], так і з точковими дефектами [90]. Причому в останньому випадку автори пов'язували ефект зі зміщенням домішки з рівноважного положення під дією механічної напруги, яка виникає під час поширення УЗ.

Таким чином, приведені результати підтверджують практичну перспективність динамічного акустичного керування властивостями напівпровідників та характеристиками приладів на їх основі. Необхідно зауважити, що нерівноважний стан дефектів (в нашому випадку рекомбінаційних центрів), який виникає при появі нерівноважних носіїв заряду, є важливим фактором підвищення ефективності АДВ загалом. Саме в такому випадку додаткова коливальна деформація зовнішнього УЗ стає більш ефективним засобом керування характеристиками приладу. Безумовно, питання фізичного механізму акустоіндукованих перетворень структури, конфігурації, зарядового стану дефектів у напівпровідниках потребують подальших досліджень.

2.6 Особливості акусто–дефектної взаємодії у радіаційно–опромінених кремнієвих структурах з p–n переходом

У цьому параграфі 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 [91] і далеко не всі дефекти кристалічної структури кремнію є акустоактивними і здатні змінювати свою конфігурацію в умовах УЗН. Одним з найбільш поширених та вивчених способів зміни дефектної підсистеми напівпровідників є опромінення. З точки зору АДВ, з одного боку, виявлено [16, 178, 215, 216], що високоінтенсивна УЗО здатна незворотнім чином змінювати властивості опромінених кремнієвих структур. Цей ефект пов'язаний з АІ відпалом РД, насамперед точкових. З іншого боку, опромінення може бути причиною появи оборотних АІ явищ [176, 217], яка пов'язана з формуванням акустоактивних РД. На жаль, експериментальному дослідженню акустокерованих ефектів в опромінених кремнієвих структурах

присвячено достатньо небагато робіт. Представлені результати частково доповнюють картину АДВ в подібних системах. Зокрема проведено порівняння AI ефектів, яки виникають при використанні опромінення різного типу (нейтронів та гамма-квантів), а отже при появі дефектів різного типу. Так як наслідки опромінення кремнію вивчені достатньо добре, то вдалося, зокрема, вирізнати вплив УЗ на різні за типом РД. Зразки та деталі радіаційного впливу описані у параграфі 2.2.

Проводилось вимірювання ВАХ зразків у темряві за умов УЗН та без нього, спираючись на які було визначено параметри КСЕ. Загалом процедура, за винятком об'єкту безпосереднього експериментального дослідження, збігалася з описаною у параграфі 2.4.1. Відмінності мали місце лише при отриманні результатів, наведених у параграфі 2.6.5, але на його початку експериментальні деталі описані окремо. На Рис. 2.24 наведено декілька прикладів 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 (2.7)) 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 шунтувочого опору, схожі з параметрами SC4, SC8, SC12. Так як при вивченні AI ефектів в опромінених структурах використовувалися лише поперечні АХ, то для порівняння наведено результати впливу на SC11 УЗН з таким самим типом хвиль.

2.6.1 Оцінка радіаційноіндукованих змін

При передбаченні структури РД, які утворюються внаслідок опромінення кристалів кремнію, необхідно враховувати рівень та тип легування, концентрацію кисню та дозу. В нашому випадку використовувалися зразки $p\text{-Si}$ з концентрацією бору $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, вирощені за методом Чохральського, зі значною концентрацією кисню, $\sim 7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та достатньо низькі дози

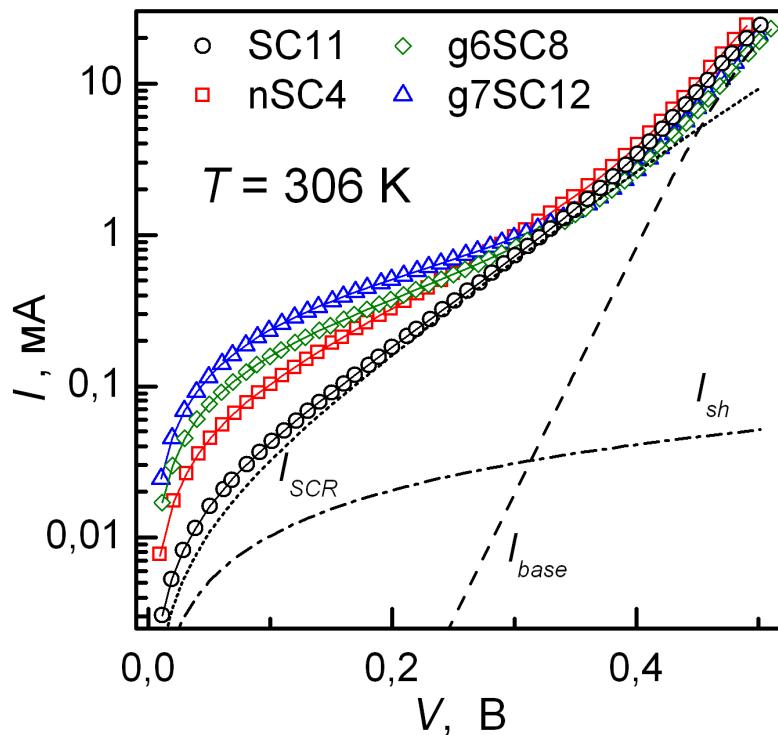


Рис. 2.24 — Темнові ВАХ неопроміненого зразка (кола), нейtronно-опроміненого (квадрати) та γ -опроміненого (ромби та трикутники) виміряні при температурі 306 К без УЗН. Точки відображають результати вимірюв, лінії отримані шляхом апроксимації за формулами (2.7) та (2.8).

Штрихованою, пунктирною та штрих-пунктирною лініями показано розраховані складові повного струму, пов'язані з рекомбінацією в КНО, в ОПЗ та шунтуючу складову, відповідно, для неопроміненого зразка.

опромінення. В цьому випадку очікується [218–220], що при нейtronному опроміненні будуть виникати К-центрі (пара міжвузольний вуглець–міжвузольний кремній, C_iO_i), вакансійні кластери V_n (дивакансії V_2 , тривакансії V_3 , ...) та А-центрі (пара вакансія–міжвузольний атом кисню, VO_i). В той же час γ -промені мають викликати появу лише, переважно, C_iO_i та VO_i [220–223]. Відомо, що концентрація РД $N_{t,RD}$ лінійно залежить від дози (флюєнсу) опромінення:

$$N_{t,RD} = \vartheta^D D = \vartheta^\Psi \Psi, \quad (2.45)$$

де ϑ^D (ϑ^Ψ) — швидкість введення (генерації) дефектів. Запропоновані в літературі значення темпів генерації при опроміненні нейtronами ϑ_n та гамма-квантаами ϑ_γ наведено в Таблиці 7. В цій же таблиці також наведені очікувані значення $N_{t,RD}$ для досліджених зразків.

Табл. 7 — Швидкості введення та концентрації дефектів у дослідженіх зразках.

Дефект	ϑ_n^Ψ , см $^{-1}$ [220]	ϑ_γ^Ψ , см $^{-1}$ [222]	ϑ_γ^D , рад $^{-1}$ см $^{-3}$ [221]	$N_{t,RD}, 10^{11}$ 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

У таблиці представлені дані лише для основних дефектів. Окрім них при γ -та нейтронному опроміненні кремнію можуть також утворюватися а) I_p центри, пов'язані з міжвузольними атомами; б) бістабільні донори (BD-дефекти); в) пари міжвузольний бор–міжвузольний кремній (B_iO_i); г) пари міжвузольний вуглець–заміщуючий вуглець (C_iC_s). Проте в досліджуваних зразках їх впливом можна знехтувати. Так, утворення бістабільних донорів та I_p центрів характеризується порівняно малою швидкістю введення. Наприклад, як показують результати робіт [219, 224], в nSC4 та g7SC12 очікувана концентрація BD дорівнює лише $(1 \div 2) \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$. практично повна відсутність пар B_iO_i пов'язана з невисокою концентрацією легуючого бору [225]. Нарешті, відомо [218, 221, 222], 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 [226], а наше дослідження, фактично, пов'язане з вивчення впливу УЗН на рекомбінаційні процеси в КСЕ.

2.6.2 Область просторового заряду

Як вже згадувалося раніше, n_{id} та τ_g є саме тими параметрами ВАХ, які відображають рекомбінаційні процеси в області просторового заряду. Отримані температурні залежності фактору неідеальноті та часу життя в ОПЗ наведено на Рис. 2.25 та Fig. 2.26, відповідно.

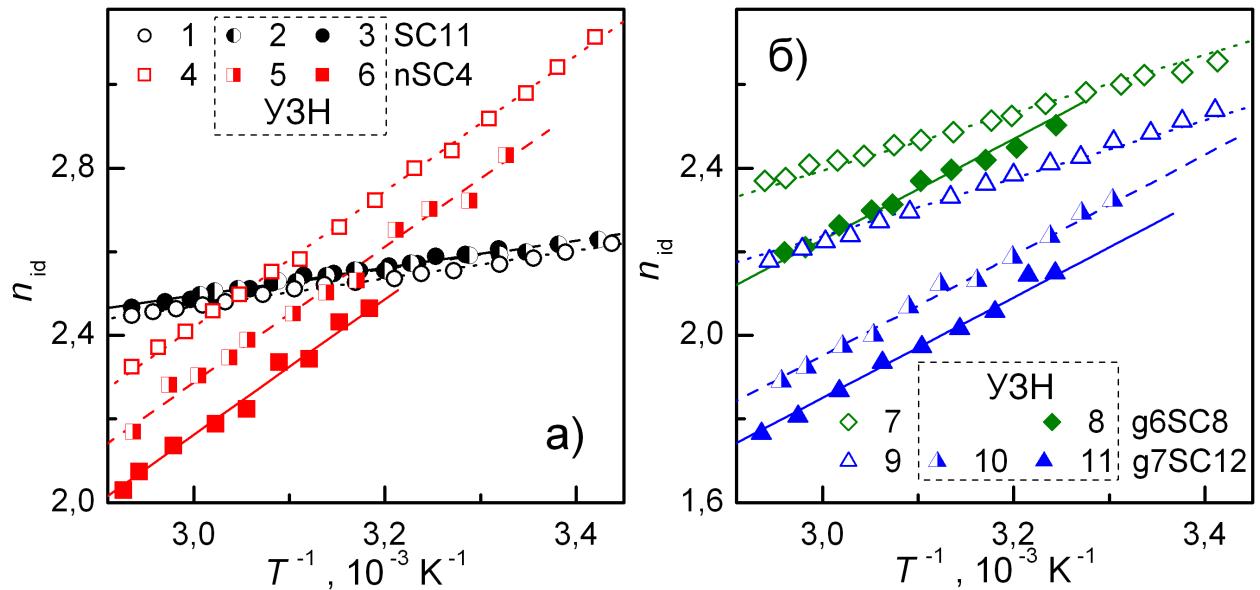


Рис. 2.25 — Температурні залежності фактору неідеальності для неопроміненого (криві 1–3, кола), нейтронно–опроміненого (4–6, квадрати) та гамма–опромінених (7–11, ромби та трикутники) зразків. Криві 1, 4, 7 та 9 (незаповнені точки) отримані без УЗН, криві 3 та 6 відповідають УЗН U–Tb3, 2, 5, 8, 10 та 11 — U–Ts2, U–Ts3, U–Tb2, U–Ts1 та U–Tb1, відповідно. Точки — експеримент, лінії — результат апроксимації з використанням формули (2.16).

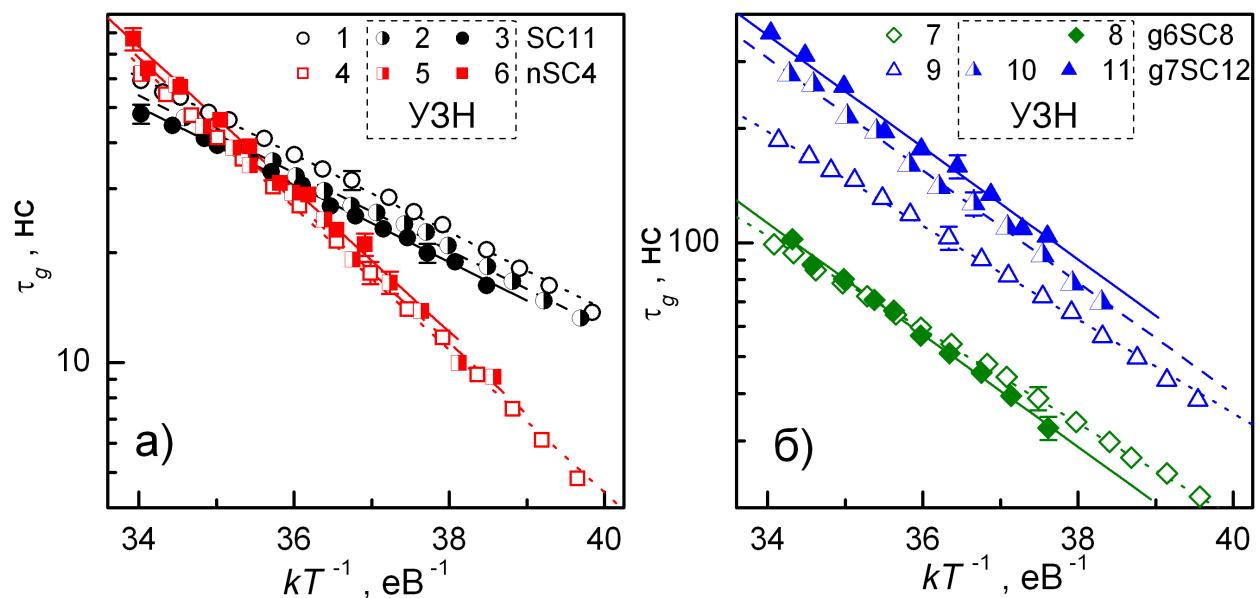


Рис. 2.26 — Температурні залежності часу життя в ОПЗ. Позначення кривих збігаються з Рис. 2.25. Точки — експеримент, лінії — результат апроксимації з використанням формули (2.15).

Табл. 8 — Характеристичні величини температурних залежностей параметрів опромінених та неопромінених структур $n^+ - p - \text{Si}$.

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

З рисунків видно, що фактор неідеальності у опромінених структурах зі зменшенням температури зростає, тоді як для τ_g спостерігається зворотна залежність. Загалом, зміни n_{id} та τ_g з температурою добре описуються, як і для неопромінених зразків (див. параграф 2.4.3), формулами (2.16) та (2.15), відповідно. Результати відповідної апроксимації також наведені на Рис. 2.25 та Fig. 2.26, а визначені значення T_{id} and E_{τ_g} — в Таблиці 8.

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

- опромінення викликає зміну величин T_{id} та E_{τ_g} , причому для g6SC8 характеристична температура фактора неідеальності та характеристична енергія часу життя в ОПЗ близькі, за схожих умов, до відповідних значень g7SC12;
- в умовах УЗН спостерігається, як і для неопромінених структур, модифікація величин n_{id} та τ_g ; величини відповідних змін наведено в Таблиці 9;
- Δn_{id} та ε_{τ_g} змінюються при збільшенні $W_{\text{УЗН}}$, тоді як T_{id} та E_{τ_g} практично не залежать від інтенсивності УЗН;
- УЗН викликає збільшення як T_{id} , так і E_{τ_g} в γ -опромінених структурах (див. Рис. 2.25,б та Рис. 2.26,б), тоді як подібний ефект не спостерігається в неопромінених та нейтронно-опромінених зразках (див. Рис. 2.25,а та Рис. 2.26,а);

Табл. 9 — Акустоіндуковані зміни параметрів структур $n^+‐p‐Si$ (при 330 К).

Зразок	УЗН	Δn_{id} , ± 0.01	ε_{τ_g} , $\pm 5\%$	ε_{1/τ_n} , ± 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

- д) AI зміни фактору неідеальності та часу життя в ОПЗ в опромінених та неопромінених зразках мають протилежний знак (для g6SC8 не у всьому температурному діапазоні);
- е) зміни фактору неідеальності в умовах УЗН значно більші в радіаційно–модифікованих структурах.

Особливості рекомбінації в ОПЗ (великі значення n_{id} , малі величини та температурна залежність τ_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 підголовнику 2.4.3. Для пояснені AI змін параметрів також доцільно залучити модель акустоактивного комплексного дефекту - див. параграф 2.4.4. А отже, враховуючи експериментально отримані результати та оцінки, отримані на основі моделі,

- а) так як E_{τ_g} (особливо) та T_{id} (менше) визначаються положенням рівнів, зв'язаних зі спареними дефектами, то їх зміна в nSC4, g6SC8 та g7SC12 порівняно з SC11 свідчить про те, 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 за типом дефекти (проте з різною концентрацією, так як T_{id} збігаються не абсолютно), які відрізняються від рекомбінаційно активних дефектів в ОПЗ нейтронно–опроміненого зразка;

- б) AI зміни E_{τ_g} (та T_{id}), які спостерігаються лише в g6SC8 and g7SC12, свідчать про перебудову РД, створених внаслідок γ -опромінення; так як зміни оборотні, то йде мова про те, що відповідні гамма-індуковані РД є конфігураційно бістабільними (або метастабільними) і під дією УЗ відбувається їх перебудова з основного стану, властивого ненавантаженій внаслідок поширення пружних коливань ґратці; подібні AI перетворення дефектів спостерігалися і раніше [217, 227, 228];
- в) знак AI ε_σ не міняється (див. Рис. 2.13,а та формулу (2.33)), тоді як знак ε_{RDA} може мінятися для пари, що складається з дефектів, яким відповідають протилежні змінами об'єму кристалу (див. Рис. 2.15); отже зміна знаків Δn_{id} та ε_{τ_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 зроблений в параграфі 2.4.6 про те, що в неопромінених структурах процеси CDLR проходять за участю кисневих преципітатів та комплексу Fe_iB_s свідчить на користь останнього твердження, так як обидва ці дефекти характеризуються $\Delta\Omega_d > 0$, тобто є дефектами міжвузольного типу. Таким чином, в опромінених структурах один з компонентів CDLR-пари має мати вакансійний тип ($\Delta\Omega_d < 0$).

Щодо nSC4, то дефектом, який здатен пояснити AI зміни τ_g та n_{id} , цілком може бути дивакансія, значна кількість яких утворюється при нейтронному опроміненні. Проте у гамма-опромінених зразках очікується поява бістабільного (або метастабільного) дефекту. Загалом у кремнії відомо лише декілька подібних дефектів з $\Delta\Omega_d < 0$, а саме

- VO_2 [229],
- V_3 [185],
- VO_i [230].

Проте комплекс VO_2 утворюється в радіаційно-опромінених кристалах після відпали при $300^\circ C$, V_3 не є типовим дефектом для кремнію, опроміненого γ - ^{60}Co , тоді як VO_i при цьому утворюються у достатній кількості (див. Таблицю 7) і можуть приймати участь в CDLR в околі $n^+ - p$ інтерфейсу в g6SC8 and g7SC12. Метастабільний стан VO_i зазвичай спостерігається при низьких

температурах і відрізняється більшою відстанню між вакансією та киснем та глибшим розташуванням енергетичного рівня [230]. Для комплексу як цілого $\Delta\Omega_d(\text{VO}_i) < 0$, проте для його компонент $\Delta\Omega_d(\text{V}) < 0$ та $\Delta\Omega_d(\text{O}_i) > 0$. Таким чином, згідно зі зробленими при розгляді акустоактивного комплексу припущеннями, VO_i є цілком придатним для АІ зміни відстані між компонентами. Отримані результати свідчать, що під дією УЗН відбувається перехід VO_i у метастабільну конфігурацію, що, в свою чергу, викликає зміни T_{id} та E_{τ_g} .

2.6.3 Квазі–нейтральна область

Чисельним показником рекомбінаційних процесів, які відбуваються в КНО *p-n* структури є час життя неосновних носіїв заряду. Рис. 2.27 відображає виявлену поведінку τ_n зі зміною температури як для опромінених зразків, так і неопромінених, як при застосуванні УЗН, так і без нього. Загалом, залежності τ_n від температури та УЗН не змінюються після радіаційного впливу. Вихідні значення τ_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 саме з радіаційним впливом, а швидше визначається неоднорідністю вихідної пластини, з якої були виготовлені зразки. Подібна неоднорідність зустрічається досить часто [117, 118].

З іншого боку, для опису радіаційно–індукованого зменшення часу життя використовується формула Messenger–Spratt [102]:

$$\tau_n^{-1} = \tau_{n0}^{-1} + K_\tau \Psi, \quad (2.46)$$

де τ_{n0} відповідає неопроміненому зразку, а K_τ — константа пошкодження часу життя (lifetime damage constant). Загалом K_τ залежить від кристалу, типу опромінення і насамперед визначається величиною NIEL. Відомі з літератури значення K_τ для Cz–Si та проведені з використанням виразу (2.46) оцінки відповідних змін оберненого часу життя наведено в Таблиці 10. Як видно з наведених даних, оцінені значення радіаційно–індукованих змін τ_n^{-1} складають

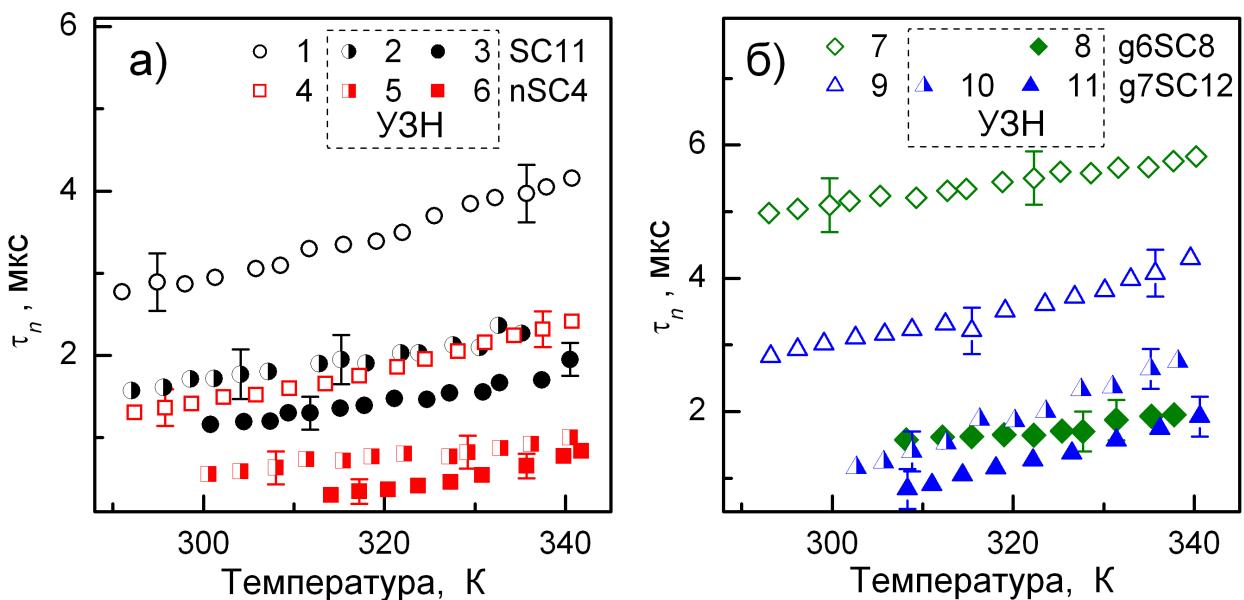


Рис. 2.27 — Температурні залежності часу життя неосновних носіїв заряду в КНО для неопроміненого (криві 1–3, кола), нейtronно–опроміненого (4–6, квадрати) та гамма–опромінених (7–11, ромби та трикутники) зразків. Криві 1, 4, 7 та 9 (незаповнені точки) отримані без УЗН, криві 3 та 6 відповідають УЗН U–Tb3, 2, 5, 8, 10 та 11 — U–Ts2, U–Ts3, U–Tb2, U–Ts1 та U–Tb1, відповідно.

Табл. 10 — Виміряні та оцінені параметри часу життя в КНО.

Зразок	$\tau_{n,in}^{-1}$ (320 K), 10^5 с ⁻¹	K_τ , см ² /с	$K_\tau \times \Psi$, 10^4 с ⁻¹	$K_{\text{US}}^{\text{eff}}$, см ² /Вт
SC11	2,9	3,5
nSC4	4,7	10^{-7} [68] 2×10^{-7} [231]	4÷8	7,1
g6SC8	1,8	5×10^{-12}	0,8	6,0
g7SC12	2,8	[68, 232]	8	5,2

лише (8-17), 4 та 29% вимірюних значень для зразків nSC4, g6SC8 та g7SC12, відповідно, а отже не можуть пояснити експериментально виявлений розкид даного параметру.

З іншого боку, оцінка впливу утворених РД на час життя неосновних носіїв заряду в КНО може бути проведена спираючись на вираз (2.26). При цьому необхідно взяти до уваги, що VO_i не є рекомбінаційно–активним центром у p –Si [232–236]. Була проведена оцінка величин $\tau_{n,RD}^{-1}$ (оберненого часу

життя, пов'язаного з рекомбінацією на окремих РД) для C_iO_i , V_2 та V_3 , спираючись на їх концентрацію (див. Таблицю 7) та відомі з літератури значення ППЗ електронів. Отримані результати наведено в Таблиці 11. Видно, що на τ_n в гамма–опромінених зразках переважно впливають комплекси C_iO_i , тоді як для nSC4 основні очікувані зміни часу життя пов'язані з вакансійними кластерами. Зауважимо, що для nSC4, g6SC8 та g7SC12 сума величин $\tau_{n,RD}^{-1}$ для різних дефектів непогано збігається з відповідними значеннями ($K_\tau \cdot \Psi$) (Таблиця 10)

Рис. 2.27 показує, що УЗН викликає зменшення τ_n . З виразу (2.26) видно, що при аналізі змін τ_n зручніше розглядати відносні зміни оберненого часу життя

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

AI значення наведено в Таблиці 9.

Використовуючи модель акустоактивного комплексу (параграф 2.4.4, формули (2.34) та (2.37)) вираз для ε_{τ_n} можна перетворити наступним чином

$$\varepsilon_{1/\tau_n} = K_{US}^{\text{eff}} W_{US}, \quad (2.47)$$

де K_{US}^{eff} характеризує АДВ у зразку і залежить від концетрацій як ААД, так і не акустоактивних (non-AA) центрів

$$K_{US}^{\text{eff}} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} \frac{\tau_{n,in}}{\tau_{n,j,in}} K_{US,j}^*. \quad (2.48)$$

Як вже було зазначено, $K_{US,j}^*$ описує взаємодію j -го рекомбінаційного центру з ультразвуком. Отримані залежності ε_{1/τ_n} від W_{US} показано на Рис. 2.28. Лінійність цих залежностей ще раз підтверджує справедливість припущень,

Табл. 11 — Оцінка впливу окремих РД на час життя неосновних носіїв в КНО.

Дефект	$\sigma_n, 10^{-15} \text{ см}^2$	$\tau_{n,RD}^{-1}, 10^4 \text{ с}^{-1}$		
		nSC	g6SC	g7SC
C_iO_i	0,7 [221], 0,9 [222]	0,8–1	0,9–1,1	9–11
V_2	3 [221], 2 [237]	2,2–3,3	0,1–0,2	1–2
V_3	2,4 [185]	0,7	—	—

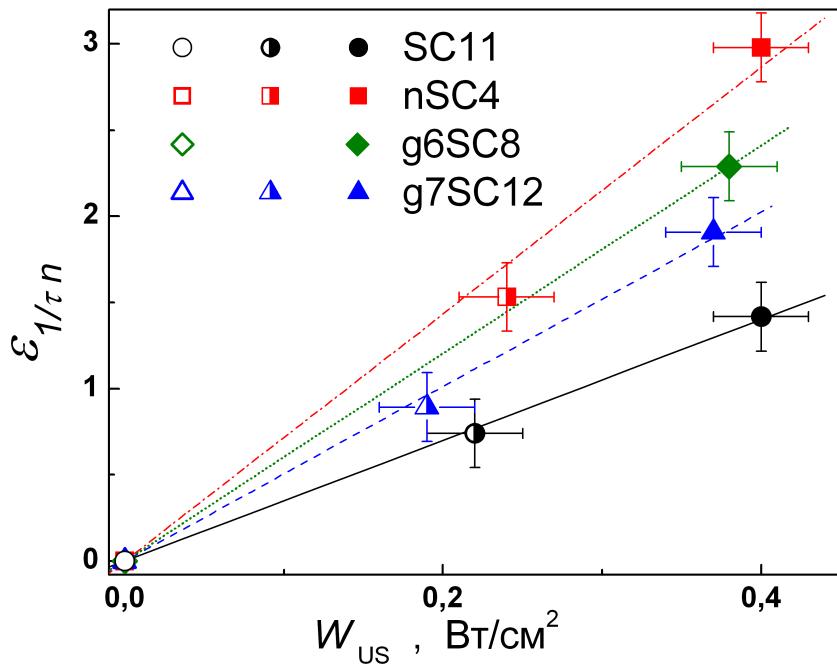


Рис. 2.28 — Залежності відносних змін оберненого часу життя в ОПЗ від інтенсивності УЗ для неопроміненого (кола), нейтронно–опроміненого (квадрати) та γ –опромінених (трикутники та ромби) зразків. Лінії — апроксимація згідно з формулою (2.47).

використаних при побудові моделі. Визначені величини K_{US}^{eff} наведено в Таблиці 10.

Припустимо, що в неопромінених зразках присутні ААД лише одного типу, тобто $M_d^{\text{AA}} = 1$. Відповідно до результатів, наведених в параграфі 2.4.6, 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. В цьому випадку вираз для K_{US}^{eff} в неопромінених та опромінених зразках матиме вигляд (2.49) та (2.50), відповідно:

$$K_{US}^{\text{eff}} = K_{US}^{\text{AA}} \tau_{n,in}^{\text{AA}} / \tau_{n,in}^{\text{AA}}, \quad (2.49)$$

$$K_{US}^{\text{eff}} = K_{US}^{\text{AA}} \tau_{n,in}^{\text{AA}} / \tau_{n,in}^{\text{AA}} + K_{US}^{\text{CO}} \tau_{n,in}^{\text{CO}} / \tau_{n,RD}^{\text{CO}} + K_{US}^{\text{V}} \tau_{n,in}^{\text{V}} / \tau_{n,RD}^{\text{V}}. \quad (2.50)$$

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

Для аналізу найбільш придатні два граничні випадки. В першому з них вважається, що ААД розподілені однорідно по кремнієвій пластині, тоді як non–AA рекомбінаційні центри — неоднорідно. Іншими словами, значення $\tau_{n,in}^{\text{AA}}$

для зразків SC11, nSC4, g6SC8 та g7SC12 однакове, тоді як різниця величин $(\tau_{n,in}^{-1} - K_\tau \cdot \Psi)$ визначається non-АА дефектами. Використовуючи вирази (2.49) та (2.50) а також дані таблиць 10 та 11 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 с^{-1} . Ці рівняння є справедливими за умови, що $K_{\text{US}}^{\text{AA}} \cdot (\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} = (10 \pm 3) \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$, $K_{\text{US}}^{\text{V}} = (42 \pm 15) \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$, $K_{\text{US}}^{\text{CO}} = 0$. Так як $(\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} < 1.83$, то $K_{\text{US}}^{\text{AA}} > 5 \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$.

У іншому граничному випадку вважається, що non-АА розподілені по пластині рівномірно, тоді як ААД 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 експериментально 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-АА рекомбінаційні центри відсутні).

Таким чином, отримані результати дозволяють зробити висновок, що лише частина дефектів, пов'язаних з КП, є акустоактивними. Вони розподілені достатньо рівномірно по вихідній кремнієвій пластині і саме їх модифікація в умовах УЗН є причиною виявлених змін часу життя неосновних носіїв заряду в неопромінених та γ -опромінених зразках. Ефект AI зміни τ_n підсилюється внаслідок AI модифікації дівакансій у нейтронно-опромінених структурах. Іншими словами, C_iO_i не є акустоактивним дефектом, тоді як V_2 має подібні властивості.

2.6.4 Акустоіндуковані зміни шунтувочого опору

На Рис. 2.29 наведено залежність величини шунтувочого опору опромінених та неопромінених структур за умов УЗН та без нього для дослідженого

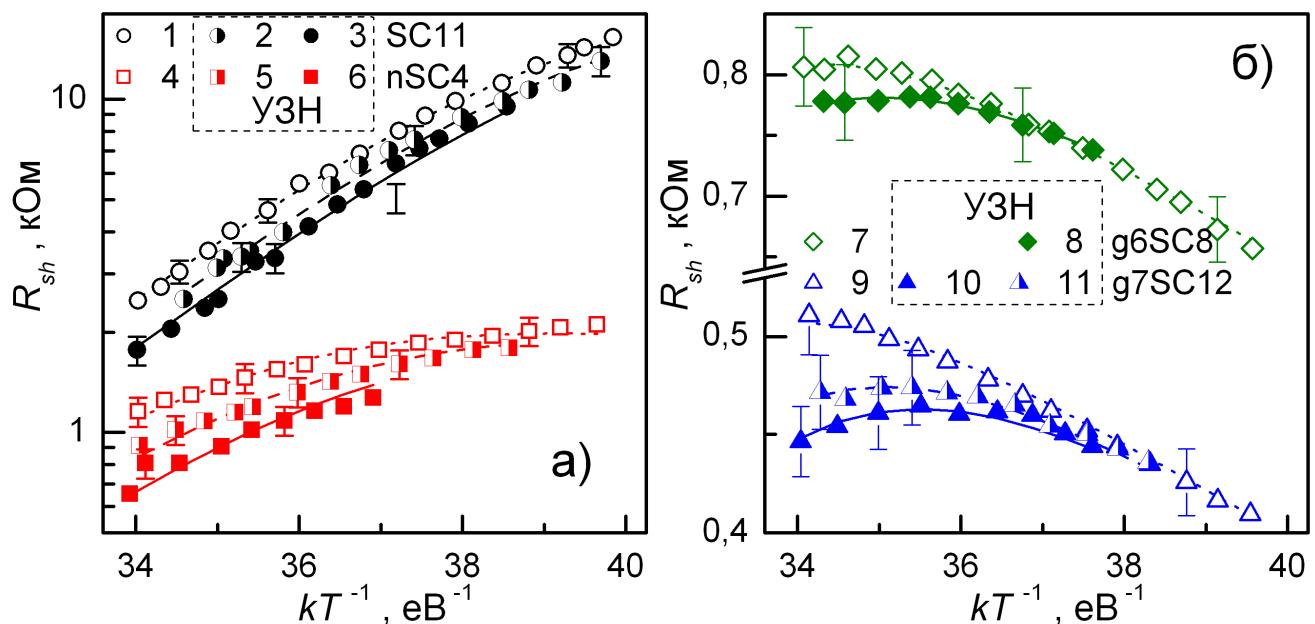


Рис. 2.29 — Температурні залежності величини шунтуочого опору для неопроміненого (криві 1–3, кола), нейтронно–опроміненого (4–6, квадрати) та гамма–опромінених (7–11, ромби та трикутники) зразків. Криві 1, 4, 7 та 9 (незаповнені точки) отримані без УЗН, криві 3 та 6 відповідають УЗН U–Tb3, 2, 5, 8, 10 та 11 – U–Ts2, U–Ts3, U–Tb2, U–Ts1 та U–Tb1, відповідно. Точки — експеримент, лінії — результат апроксимації з використанням формул (2.51)–(2.53).

температурного інтервалу. Як видно з рисунку, опромінення викликає достатньо суттєве зниження шунтуочого опору, а отже і збільшення шунтуочого струму. Крім того, після γ –опромінення відбувається зміна температурної залежності R_{sh} : так, якщо для SC11 та nSC4 спостерігається зменшення шунтуочого опору з ростом температури, то для g6SC8 та g7SC12 в околі 293 K спостерігається майже лінійне збільшення залежності R_{sh} від T . Зауважимо, що вісь R_{sh} на Рис. 2.29,а має логарифмічний масштаб і лінійний на Рис. 2.29,б.

Відомо [61, 238, 239], що для появи шунтуочого опору в $p-n$ структурах існує декілька причин, не пов’язаних з механічним ушкодженням. Так, причиною його появи можуть бути часточки алюмінію, макроскопічні включення Si_3N_4 , кристалічні волокна SiC або утворення інверсійних шарів в околі преципітатів. Проте три останні утворення зустрічаються переважно у мультикристалічних КСЕ [61, 238] і не можуть бути причиною шунтуочого опору для

досліджених кристалічних зразках. В той же час вважається, що під час відпалау, 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 з базою.

Крім того, в літературі показано [238, 240–242], що дислокації, які перетинають область $p-n$ переходу, теж можуть бути причиною появи омічного струму. Наприклад, наявність навіть декількох дислокацій в діодних кремнієвих структурах викликає зменшення питомого опору та зміну форми ВАХ, характерну для підвищення ролі шунтуючого опору [242]. В досліджених структурах причиною появи дислокацій можуть бути кисневмісні преципітати, при утворенні яких виникають лінійні дефекти [165, 166], а також напруги, що виникають на границі сильнолегованої n -області та слабколегованої бази.

На нашу думку, в досліджених структурах присутні і дислокациї, і частки алюмінію. В цьому випадку повний шунтуючий опір може бути записаний у вигляді

$$R_{sh}^{-1} = R_{sh,Al}^{-1} + R_{sh,dis}^{-1}, \quad (2.51)$$

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

$$R_{sh,Al} = R_{293,Al}[1 + \alpha_R(T - 293)], \quad (2.52)$$

де $R_{293,Al}$ — величина шунтуючого опору при 293 K, а α_R — температурний коефіцієнт опору.

З іншого боку, відповідно до моделі дислокаційно-індукованого імпедансу фотовольтаїчних детекторів, запропонованої в роботах [243, 244], $R_{sh,dis}$ може бути записаний у вигляді:

$$R_{sh,dis} = \frac{T}{\sigma_{dis}} \left[\cosh \left(\frac{E_{dis} - E_i}{kT} \right) + \cosh \left(\frac{U_s}{kT} \right) \right], \quad (2.53)$$

де

$$\sigma_{dis} = \rho_{dis} A q^2 A_{dis} \sqrt{K_n K_p} N_{dis} (n_p + p_p) / k, \quad (2.54)$$

E_{dis} — енергетичне положення рівня, що відповідає за появу дислокаційного рекомбінаційного струму; U_s — потенціал на поверхні дислокаційного ядра, ρ_{dis} та

A_{dis} — густина та площа поверхні дислокацій, K_n та K_p — ймовірності захоплення електронів та дірок дислокаційними станами, are the probabilities for electrons and holes capture by the dislocation states, N_{dis} — густина поверхневих станів на кожній дислокації. Вираз (2.53) записано для спрощеного випадку $K_p = K_n$.

В 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 коефіцієнту опору об'ємного алюмінію ($4,3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$), що підтверджує доцільність зроблених припущень. Надалі, використовуючи отримане значення α_R , була проведена апроксимація температурних залежностей R_{sh} відповідно до формул (2.51)–(2.53). При цьому шуканими параметрами вважалися $R_{293,\text{Al}}$, $(E_{\text{dis}} - E_i)$, U_s та σ_{dis} . Виявилося, що експериментальні залежності добре описуються апроксимуючими кривими (див. Рис. 2.29) при значеннях $(E_{\text{dis}} - E_i) = (0.46 \pm 0.02) \text{ eV}$ та $U_s = (5 \pm 4) \times 10^{-8} \text{ eV}$, 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 eV , яка спостерігалася раніше [203, 213, 245–248], у тому числі і в Cz–Si:B [203, 245, 249]. Зауважимо, що дислокаціям в напівпровідникових кристалах відповідають як мілкі, так і глибокі рівні [250]; якщо в параграфі 2.5 акцент було зроблено на глибокі, то на шунтуючий опір, як виявилося, переважний вплив мають мілкі.

Отримані значення $R_{293,\text{Al}}$ та σ_{dis} наведено в Таблиці 8. $R_{293,\text{Al}}$ не залежить від УЗН та зростає з опроміненням. На нашу думку, виявлена зміна характеру температурної залежності шунтуючого опору пояснюється наступним чином. Для неопромінених зразків $R_{sh,\text{dis}}$ менший ніж $R_{sh,\text{Al}}$ і шунтуючий опір у структурі визначається насамперед рекомбінацією на дислокаціях, які перетинають площину $p - n$ переходу, утворюючи канали для проходження носіїв заряду. При опроміненні утворюються вакансії, що полегшує дифузію атомів Al з електродів, насамперед з фронтального у емітер. В результаті кількість часточок Al та їх розмір зростає, $R_{sh,\text{Al}}$ зменшується, перетворюючись при високих дозах на ключовий фактор визначення повного шунтуючого опору. Дифузія Al у γ -опромінених зразках відбувається більш ефективно через те, що при такому способі впливу утворюються окремі рівномірно розподілені по об'єму

вакансії, тоді як при нейтронному опроміненні виникають рідко розташовані вакансійні кластери. Як наслідок, в nSC4 величина $R_{sh,Al}$ хоч і зменшується, проте залишається більшою ніж дислокаційно-індукований опір на відміну від γ -опромінених зразків.

Розкид σ_{dis} в наборі зразків корелює з дисперсією τ_n — див. підголовок 2.6.3. Отже, відмінності σ_{dis} також пов'язані з неоднорідністю властивостей вихідної пластини. УЗН викликає збільшення σ_{dis} , відносні величини AI змін наведено в Таблиці 9. На нашу думку, ці зміни пов'язані зі зростанням величини A_{dis} під час поширення АХ. Дійсно, під час УЗН з 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 впливу на величину шунтуючого опору при такому УЗН не спостерігається (Рис. 2.11).

2.6.5 Особливості впливу ультразвукового навантаження на фотогенерацію струму в нейтронно-опромінених структурах

Для оцінки фотоелектричного перетворення в роботі також проводились вимірювання фотогенерованого струму в радіаційно-опромінених структурах при монохроматичному освітленні в режимі короткого замикання КСЕ (замість вимірювання повної ВАХ). На Рис. 2.30 наведено отримані температурні залежності фотоструму (струму короткого замикання) за умов УЗН та при нагріванні без збудження АХ. Криві 1 та 2 взяті з Рис. 2.6.

З рисунка видно, що при збільшенні температури J_{ph} зростає як до радіаційного впливу, так і після. З літератури [110, 251, 252] відомо, що подібна поведінка фотоструму зумовлена, переважно, двома факторами:

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

Показано [251, 252], що при аналізі температурної залежності доцільно розглядати густину фотоструму у вигляді

$$J_{ph} = J_{Lg} f_c, \quad (2.55)$$

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. В цьому випадку температурний коефіцієнт фотоструму $\beta_{J_{ph}}^T$ може бути записаний у вигляді

$$\beta_{J_{ph}}^T = \frac{1}{J_{ph}} \frac{dJ_{ph}}{dT} = \frac{1}{J_{Lg}} \frac{dJ_{Lg}}{dE_g} \frac{dE_g}{dT} + \frac{1}{f_f} \frac{df_c}{dT}, \quad (2.56)$$

причому перший доданок для кремнію у випадку сонячного освітлення становить близько $167 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Визначені з експерименту значення температурних коефіцієнтів наведено в Таблиці 12. 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 інтенсивно опроміненого опроміненого гамма-квантами зразка).

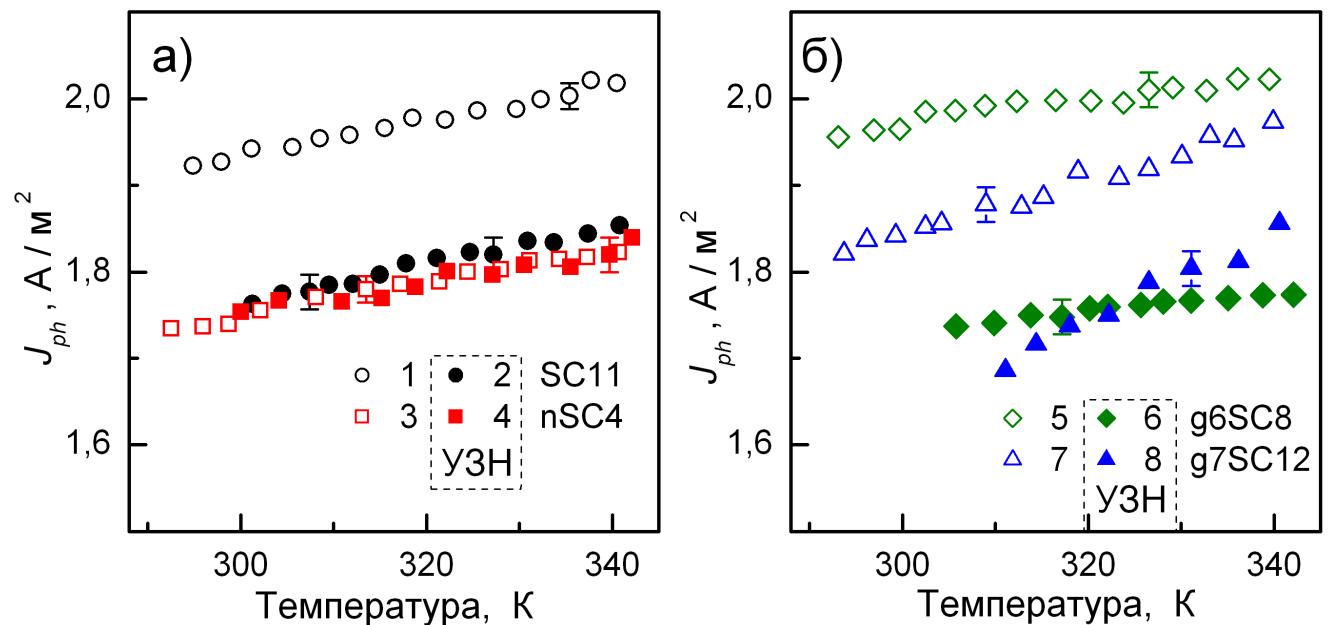


Рис. 2.30 — Температурні залежності густини фотоструму для неопроміненого (криві 1 та 2, кола), нейтронно-опроміненого (3 та 4, квадрати) та гамма-опромінених (5–8, ромби та трикутники) зразків. Криві 1, 3, 5 та 7 (незаповнені точки) отримані без УЗН, криві 2 та 4 відповідають УЗН U–Tb3, 6 та 8 — U–Tb2 та U–Tb1, відповідно.

Табл. 12 — Температурний коефіцієнт струму короткого замикання.

Зразок	$\beta_{Jph}^T, 10^{-3}\text{K}^{-1}$		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

На Рис. 2.30 звертає на себе увагу той факт, що у нейтронно–опроміненому зразку фактично не спостерігається зміни величини фотоструму під дією УЗН. Цей результат є досить несподіваним, враховуючи те, що, як було показано раніше, УЗ викликає зменшення часу життя неосновних носіїв в КНО і в нейтронно–опроміненому зразку також — див. Рис. 2.27, Таблицю 9. Причому ефективність AI змін τ_n в нейтронно–опроміненому зразку навіть вища (Таблиця 9, Рис. 2.28), що, як було показано в параграфі 2.6.3, зв’язано з акустоактивністю дівакансій.

На Рис. 2.31 наведено більш детальне порівняння AI змін фотоструму в нейтронно–опроміненому та неопроміненому зразках при різних режимах УЗН з використанням повздовжніх хвиль. З рисунка видно, J_{ph} зменшується (нагадаємо, що, як і для всіх інших параметрів, $\varepsilon_{Jph} = (J_{ph,in} - J_{ph,us})/J_{ph,in})$) 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 більш детального вивчення виявленої особливості було проведено дослідження змін довжини дифузії неосновних носіїв заряду. Для визначення L_n використовувався варіант методу SSSCC (steady-state short-circuit current) [101]. А саме, як вже було згадано раніше, величина фотоструму в досліджених структурах описується виразом (2.11). Тобто, J_{ph} має лінійно залежати від кількості фотонів $N_{ph} = W_{ph}\lambda/hc$, якіпадають на поверхню структури за одиницю часу:

$$J_{ph} = K_{ph}N_{ph}, \quad (2.57)$$

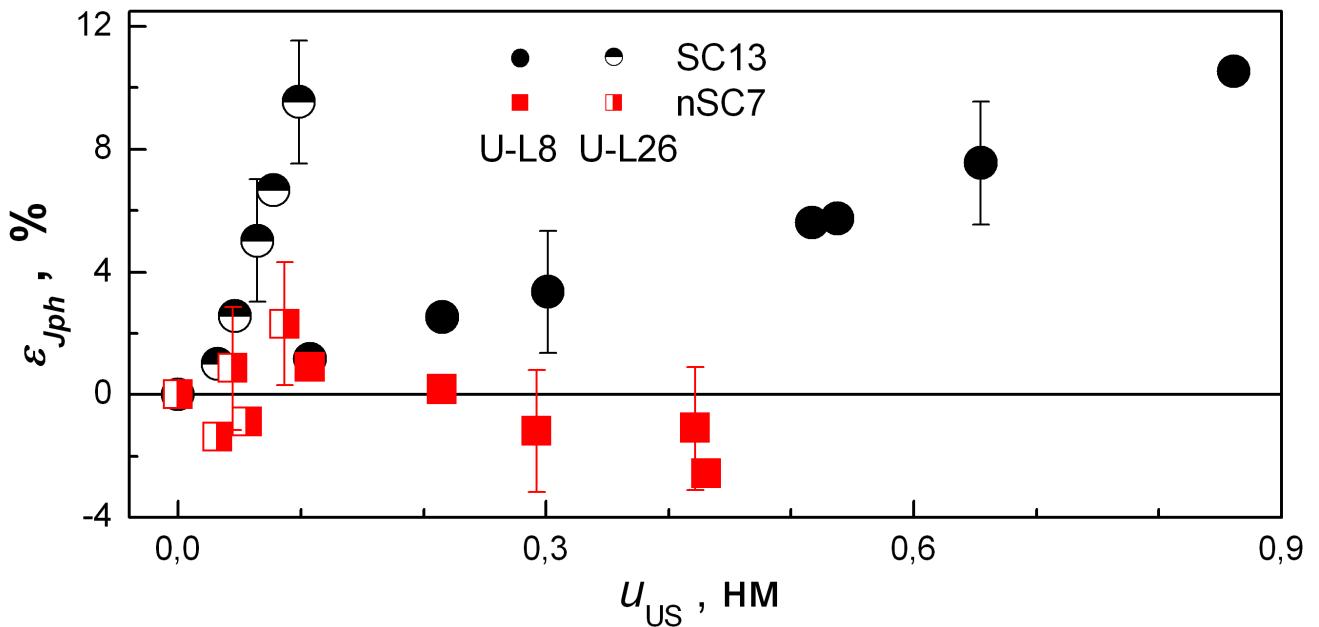


Рис. 2.31 – Залежності AI змін фотоструму від амплітуди зміщень атомів в неопроміненому (кола) та опроміненому (квадрати) зразках. f_{US} , Гц: 8,0 (U–L8, заповнені точки), 26,1 (U–L26, напівзаповнені точки).

де коефіцієнт пропорційності

$$K_{ph} = \frac{(1 - R_{ph}) q \beta \alpha L_n}{1 + \alpha L_n}. \quad (2.58)$$

Таким чином, знаючи коефіцієнти K_{ph1} та K_{ph2} для двох довжин хвиль λ_1 і λ_2 , можна визначити L_n :

$$L_n = \frac{(K_{ph1}\alpha_2)/(K_{ph2}\alpha_1) - 1}{\alpha_2(1 - K_{ph1}/K_{ph2})}, \quad (2.59)$$

де α_1 та α_2 — коефіцієнти поглинання для світла з довжиною хвилі λ_1 та λ_2 , відповідно.

В роботі використовувалися довжини світла 900 та 950 нм, попереднє калібрування величини W_{ph} здійснювалось за допомогою германієвого фотодіоду 9Э111А. На Рис. 2.32 показано типові залежності фотоструму від кількості падаючих фотонів для двох довжин хвиль, які дійсно були лінійні. Зауважимо, що вираз (2.59) є справедливим, за умови, що R_{ph} та β є однаковими для обох довжин. Проте з літератури відомо, що для використаних довжин хвиль $\beta = 1$ [111], а зміна коефіцієнту відбивання не перевищує 1% [253–255]. Таким чином, для визначення L_n використовувалася формула (2.59), причому K_{ph1} та K_{ph2} були виміряні експериментально, а значення коефіцієнтів поглинання обчислювалися за допомогою виразу (2.12).

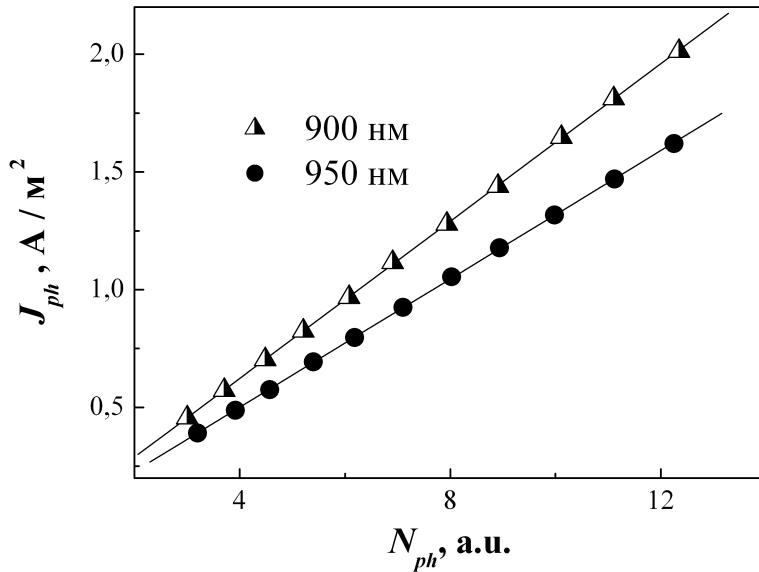


Рис. 2.32 – Залежність густини фотоструму від кількості падаючих фотонів. Точки – експеримент, лінії – лінійна апроксимація. λ , нм: 900 (трикутники), 950 (кола). Зразок SC13. $T = 290$ К.

З виразу (2.11) 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 $\varepsilon_{J_{ph}}^T = [J_{ph}(T) - J_{ph}(T_0)] / J_{ph}(T_0)$ ($T_0 = 290$ 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. 2.33.

Наведені дані показують, що при нагріванні за відсутності УЗН і для неопроміненого, і для нейтронно-опроміненого зразка зміна фотоструму визначається зміною L_n : точки на Рис. 2.33,а розташовані дуже близько до діагоналі. Подібна картина спостерігається і для неопроміненого зразка в умовах УЗН (Рис. 2.33,б). Тобто, зміна фотоструму в цьому випадку пов’язана з АІ зменшенням довжини дифузії (часу життя) неосновних носіїв заряду в квазі-нейтральній області внаслідок перебудови акустоактивних рекомбінаційних центрів — ефект, розглянутий раніше. Збільшення ефективності АІ змін зі зростанням частоти УЗ, яке спостерігається в експериментах, може бути пов’язане з наближенням f_{us} до власних частот коливань домішкового комплексу. Подібний резонансний характер АДВ спостерігався і раніше [256].

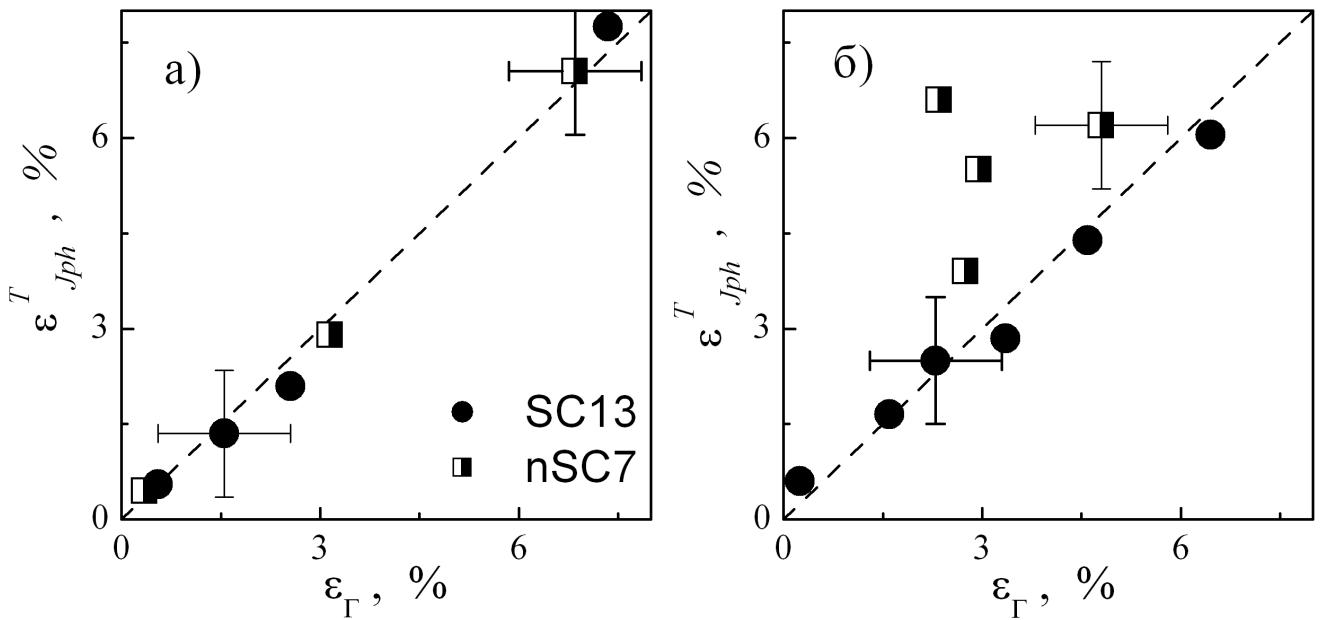


Рис. 2.33 – Порівняння відносних змін фотоструму зі змінами довжини вільного пробігу неосновних носіїв заряду при беззвуковому нагріванні (а) та нагріванні під час УЗН (U–L8, б) для неопроміненого (кола) та опроміненого (квадрати) зразків.

Водночас у нейтронно-опромінених структурах зміна фотоструму при УЗН більша, ніж це можна очікувати виходячи зі значень зміни коефіцієнта Γ , пов'язаних з AI зростанням L_n – Рис. 2.33,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 AI збільшення активності рекомбінаційних центрів – Рис. 2.30 та Рис. 2.31. Водночас у структурах, опромінених γ -квантами даний механізм не відіграє суттєвої ролі.

Як видно з виразу (2.11), однією з причиною цього може бути зменшення коефіцієнту відбивання від поверхні зразка. В роботі [257] наведені результати, які свідчать про те, що в результаті УЗО кремнію відбувається зменшення R_{ph} у спектральному діапазоні, який використовувався в наших дослідах. Проте мусимо зазначити, що цей ефект мав залишковий характер і автори [257] пов'язували його зі зменшенням концентрації легуючої домішки у приповерхневому шарі напівпровідника внаслідок її акустостимульованої дифузії вглиб кристалу. В наших експериментах використовувалися AX зі значно меншою потужністю, ніж в [257] (1 та 5 Вт/см², відповідно), виявлені ефекти зміни фотоструму мали

оборотний характер і тому пов'язувати виявлений ефект з дифузією фосфору в УЗ полі не варто. З іншого боку, відомо (див., наприклад, [258]), 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 ААД. Це підтверджується і попередньо наведеними даними, і результатами інших авторів [176]. АІ перебудова або зміна заселеності рівнів комплексів під час УЗН і спричинює зменшення коефіцієнта відбивання і появу додаткового механізму зростання фотоструму. До речі, такі процеси, а саме зменшення до 8% R_{ph} за рахунок зміни заселеності рівнів в процесі акустичного навантаження спостерігалися раніше в епітаксійних плівках GaAs [259]. Іншою причиною зменшення коефіцієнта відбивання може бути певне текстурування поверхні нейтронно-опромінених структур в умовах УЗН.

Таким чином в результаті нейтронного опромінення може відбуватися зміна просторового розташування області ефективної акусто–дефектної взаємодії і дані процеси починають ефективно відбуватися також в 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 звуку менше $0,5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ спостерігається оборотна акустоіндукована деградація КСЕ. Шляхом аналізу температурних залежностей вольт–амперних характеристик з'ясовано, що така деградація фотолектричних властивостей пов'язана з акустоіндукованим зменшенням часу життя носіїв заряду. Порівняння величин ефектів, викликаних застосуванням повздовжніх та поперечних пружних коливань показало,

що визначальним фактором ефективності впливу є, насамперед, амплітуда коливань атомів, а вже потім інтенсивність ультразвуку.

2. Проведено аналіз механізмів рекомбінації і показано, що в 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–В та кисневмісних преципітатів у визначенні властивостей структур. Показано, що саме кисневмісні преципітати ефективно впливають на процеси рекомбінації та беруть участь у акусто–дефектній взаємодії. Встановлено, що ефективність взаємодії акустичних хвиль з точковими дефектами зростає з підвищенням частоти акустичних коливань. Запропонована якісна модель акустоактивного комплексного дефекту, в рамках якої пояснено особливості акустоіндукованих ефектів.
3. Виявлено, що в умовах акустичного навантаження збільшується внесок у рекомбінаційні процеси більш мілких рівнів, причому зміни величини відносних змін внесків різних центрів у загальну рекомбінацію практично лінійно залежать від амплітуди коливання атомів. Виявлено зменшення енергії термічної активації енергетичних рівнів, пов'язаних з дефектами, в умовах УЗН.
4. Виявлено ефект акустоіндукованого зменшення шунтувочого опору в КСЕ. Показано доцільність використання моделі дислокаційно–індукованого імпедансу для пояснення температурних залежностей шунтувочого опору та його змін за умов ультразвукового навантаження. 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 з *p-n* переходом, опромінених реакторними нейtronами та γ -квантами ^{60}Co . Виявлено, що в опромінених структурах, порівняно з неопроміненими, спостерігається підвищення ефективності

акустоіндукованого зменшення шунтуючого опору та часу життя неосновних носіїв заряду в базі діоду. З'ясовано, що акустоіндуковані оборотні зміни фактору неідеальності та часу життя носіїв в області просторового заряду мають різний знак в опромінених та неопромінених структурах.

6. Проведено аналіз взаємодії акустичних хвиль з радіаційними дефектами в кремнії. Встановлено, що виявлені ефекти в нейтронно-опромінених діодах пов'язані зі впливом ультразвуку на стан дивакансій, тоді як в гамма-опромінених діодах основним акустоактивним центром є комплекс вакансії та міжвузольного кисню. Отримані результати свідчать, що ультразвукове навантаження викликає перебудову комплексу VO_i . Водночас виявлено, що комплекс з міжвузольного вуглецю та міжвузольного кисню практично не приймає участі у акусто-дефектній взаємодії.
7. Вивлено, що вплив ультразвуку на фотогенерацію струму в нейтронно-опромінених кремнієвих $p-n$ структурах пов'язаний не лише з акустоіндукованим зменшенням часу життя неосновних носіїв заряду, але й існує альтернативний механізм, результатом дії якого є підвищення ефективності фотоелектричного перетворення. Показано, що причиною подібних процесів може бути зменшення коефіцієнта відбивання світла за умов ультразвукового навантаження. Таким чином, в нейтронно-опромінених кремнієвих структурах ефективна акусто-дефектна взаємодія відбувається як в об'ємі, так і в приповерхневому шарі напівпровідника.
8. Показано, що ультразвук може бути ефективним інструментом впливу на стан дефектів у кремнієвих структурах, а отже і на їх властивості. Основні результати даного розділу представлені в роботах [1, 2, 13, 15, 17–19, 25, 28, 31, 32, 34, 35, 37–39, 49, 53].

Розділ 3. Порівняльний аналіз та оптимізація методів розрахунку параметрів структур метал–напівпровідник

3.1 Загальні підходи до визначення параметрів діодів Шотки

Напівпровідникові бар'єрні структури, як вже зазначалося раніше, надзвичайно широко застосовуються у техніці. Параметри подібних структур є найбільш суттєвим фактором для можливості практичного використання, а їх визначення відіграє надзвичайну важливу роль під час розробки, проектування та виготовлення пристройів. Одним з найпроширеніших шляхів визначення параметрів полягає у вимірюванні вольт–амперних характеристик (ВАХ). В цьому випадку взаємозв'язок між струмом та напругою описується за допомогою певних фізичних моделей, в результаті чого з'являється можливість вичленити параметри, спираючись на результати експериментальних вимірювань. Наприклад, пряма гілка ВАХ ДШ згідно з моделлю термоемісії має описуватися [260] 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 насичення, R_s — послідовний опір, n_{id} — фактор неідеальності, A^* — ефективна стала Річардсона, Φ_b — висота бар'єру Шотки (ВБШ) при нульовому зміщенні. Φ_b (або I_s), n_{id} та R_s є найбільш фундаментальними параметрами даної моделі та повинні бути максимально точно визначені з експериментальних ВАХ.

В літературі запропоновано декілька методів визначення параметрів ДШ. Найпростіший стандартний метод вимагає наявності лінійної області на залежності $\ln(I)$ від V [139, 260]. В цьому випадку два параметри, n_{id} та Φ_b , можуть бути визначені 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) перетворюється у трансцендентне, що суттєво ускладнює математичні аспекти визначення параметрів. З одного боку, існує цілий набір аналітичних методів екстраполяції параметрів ДШ. Вони базуються на безпосередніх алгебраїчних наближеннях і використовують різноманітні допоміжні функції [261–269], процедури диференціювання [270] або інтегрування [271–273] ВАХ, розбиття діапазону напруг на декілька частин [274], вимірювання ВАХ при декількох температурах [275] або з використанням додаткового зовнішнього опору [276].

З іншого боку, визначення параметрів є багатовимірною задачею чисельної оптимізації і тому для її вирішення запропоновані різноманітні чисельні методи [277–280]. Зазвичай, вони використовують метод найшвидшого градієнтного спуску для мінімізації різниці між виміряними та апроксимуючими значеннями. При цьому деякі автори [281, 282] шукають розв’язок рівняння (3.1) використовуючи W -функцію Ламберта [283]. Зазвичай, чисельні методи характеризуються більш високим рівнем достовірності визначення параметрів, проте нерідко вимагають відносно довгого часу для розрахунку. Крім того, спостерігається тенденція збіжності у локальний екстремум замість глобального.

Нарешті, порівняно нещодавно було запропоновано використовувати еволюційні алгоритми (EA) для визначення параметрів напівпровідниковых пристроїв [104, 284–290]. EA це стохастичний метод, який виявляє дуже високу ефективність при оптимізації дійсних цільових функцій багатьох змінних. На відміну від чисельних методів, EA може бути застосований до нелінійних функцій без необхідності розрахунку похідних, а також слабко залежить від початкових наближень значень параметрів. EA вважаються [286] найбільш багатообіцяючими методами розрахунку параметрів.

Про важливість задачі визначення параметрів ДШ свідчить хоча б той факт, що незважаючи на досить тривалу історію вивчення цього питання і накопичений достатньо широкий асортимент методів вирішення цього завдання, в літературі постійно з’являються пропозиції щодо нових варіантів методів. Наприклад, серед подібних робіт лише у другій половині 2017 року можна виділити [274, 291, 292].

У літературі наявні роботи [278, 293, 294], 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 даному розділі, полягала у порівнянні ефективності (точності визначення параметрів та швидкості роботи) різних методів визначення параметрів МН-структур з ВАХ. Крім того, розглянуто питання впливу величини окремих параметрів на точність визначення всього набору. Було розглянуто підгрупу методів, які дозволяють визначити ВБШ, фактор неідеальності та послідовний опір використовуючи лише одну ВАХ. Зокрема, увага сфокусована на 10 аналітичних методах, 2 чисельних 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 [261–263, 265–268, 270, 271] та чисельних [278, 279]

методів, а також еволюційних алгоритмів [284, 286, 287] використовують структури на основі кремнію. Керуючись таким загальноприйнятым підходом, під час синтезу ВАХ вважалося, що використовуються кремнієвий ДШ. ВАХ були розраховані за допомогою рівняння (3.1), для розв'язку якого застосовувався метод дихотомії [295, с. 158]. При цьому використовувалися значення $A = 3,14 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ та $A^* = 112 \text{ А см}^{-2}\text{K}^{-2}$ (випадок $n\text{-Si}$ [101]). Напруга змінювалась з кроком 0,01 В, струм вар'ювався в діапазоні $10^{-9} \div 10^{-2} \text{ А}$.

Задача полягала у перевірці ефективності методів при різних значеннях параметрів і тому дані були синтезовані для діапазону температур від 130 до 330 К. В той же час, ми намагались синтезувати ВАХ, які близькі до характеристик реальних діодів. Тому температурні залежності Φ_b , n_{id} та R_s були обрані, спираючись на наступні міркування. Як передбачено теорією [260] та спостережено на експерименті [296, 297], для випадку однорідного контакту Шотки ВБШ має зменшуватись з підвищенням температури, причому очікувана залежність подібна до температурної залежності ширини забороненої зони напівпровідника. Тому для апроксимації температурної залежності ВБШ використовувалося рівняння Варшні [298]

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

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

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

де величина константи T_0 для випадку кремнію знаходиться в діапазоні $20 \div 50 \text{ К}$ [296, 299–301]. Для синтезу ВАХ було використане значення $T_0 = 35 \text{ К}$. Температурна залежність послідовного опору може бути описана виразом [139, 302, 303]

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

де E_a – енергія активації легуючої домішки. В роботі були використані значення $E_a = 0,044 \text{ еВ}$ (що відповідає домішковому атому фосфору) та $R_{s0} = 0.25 \text{ Ом}$.

Як наслідок, набір синтезованих для аналізу ВАХ складався з 21 кривої, які відповідали інтервалу температур $130 \div 330 \text{ К}$ з кроком 10 К. При цьому

Φ_b , n_{id} змінювались R_s 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 з випадковими похибками

Для того, щоб моделювати можливі випадкові похибки, які виникають під час вимірювань, та проаналізувати стійкість методів визначення параметрів до їх наявності, були також синтезовані набори ВАХ, в яких значення напруги та струму вибиралися з певним рівнем шуму. В цьому випадку напруга V_i та струм I_i , які відповідали i -й точці ВАХ вибиралися випадковим чином використовуючи розподіл Гаусса. 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 σ_V вибиралася сталою для всього набору (21 криві) ВАХ. Стандартне відхилення сили струму σ_I залежало від величини сили струму $\sigma_I = \sigma_I^\varepsilon \cdot \bar{I}_i$, де постійна для набору ВАХ величина σ_I^ε — 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 σ_V та σ_I^ε . Фактично, для ідеальних синтезованих ВАХ $\sigma_V = 0$ В and $\sigma_I^\varepsilon = 0$.

3.2.3 Експериментальні ВАХ

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

3.3 Критерії точності методів

У випадку, коли методи застосовувалися для аналізу синтезованих ВАХ, проводилося оцінювання точності визначення параметрів. Зокрема, для кількісної оцінки точності кожного з методів використовувалися наступні величини. Наприклад, оцінювання визначення фактору неідеальності з однієї ВАХ χ_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.

Точність визначення n_{id} на всьому наборі ВАХ ε_n обчислювалася наступним чином:

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

де N_{IV} — загальна кількість ВАХ у наборі. Зауважимо, що ε_n — це квадратних корінь з середньо-геометричного значення χ_n^q . Для оцінювання точності визначення ВБШ та послідовного опору з однієї ВАХ використовувалися величини χ_Φ^q та χ_R^q , а для набору ВАХ — ε_Φ and ε_R , для розрахунку яких використовувалися вирази, аналогічні (3.7) та (3.8), відповідно.

3.4 Методи визначення параметрів діодів Шотки

3.4.1 Аналітичні методи

Модифікований метод Норда [261, 262, 275, 304] 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 γ_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 в більш широкому струмовому діапазоні, від 10^{-9} до 10^{-2} А.

Нарешті, проведенні розрахунки показали, що точність методу Норда залежить від вибраної величини γ_N . Відповідні залежності наведено на Рис. 3.1. Зокрема показано, що похибка визначення Φ_b збільшується зі зростанням γ_N як для випадку ідеальних синтезованих ВАХ, так і при використанні зашумлених даних. В той же час, похибка визначення R_s зменшується зі зростанням

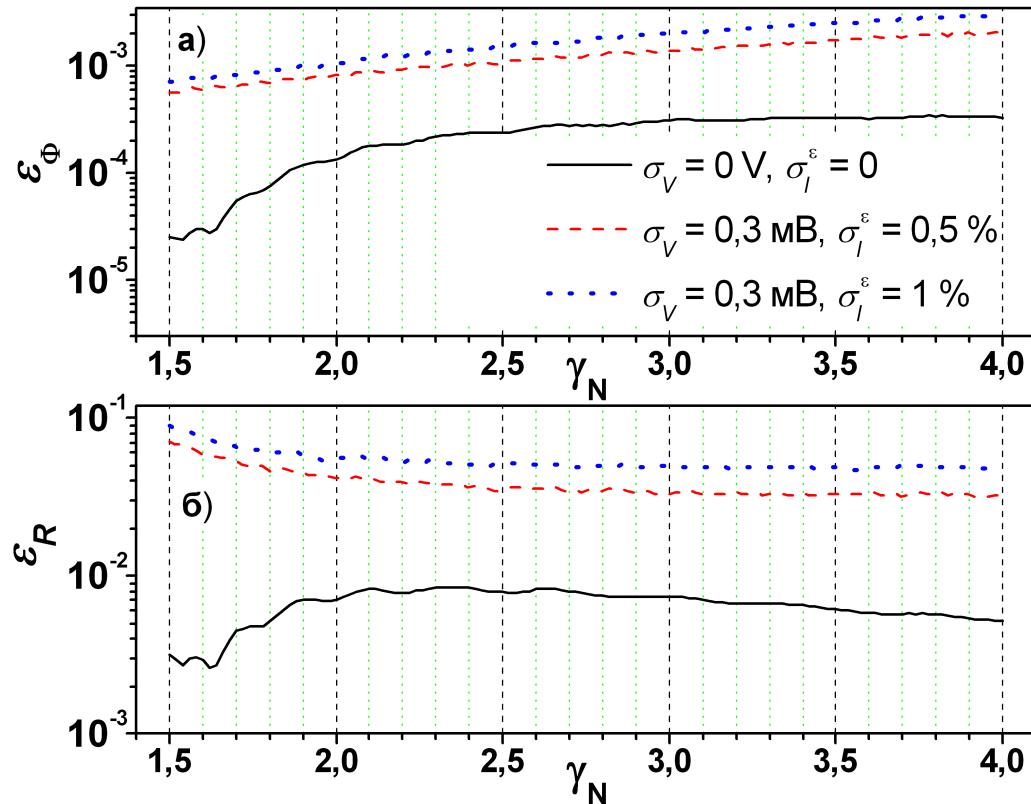


Рис. 3.1 – Залежності точності визначення Φ_b (а) та R_s (б) від величини γ_N . при застосуванні метода Норда до набору ідеальних синтезованих ВАХ (сувільні лінії) та зашумлених даних (штрихові лінії).

γ_N при $\gamma_N < 2$ і залишається сталою при $\gamma_N > 2,5$ для зашумлених даних; б) немонотонно залежить від γ_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 з використанням методу Норда, використовується мітка «Norde».

J. Werner [263] показав, що за умови коли падіння напруги в області бар'ю $V_d = (V - IR_s) \gg nkT/q$, то

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

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 [295, 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 визначенім (під час апроксимації функції (3.12)) значенням n_{id} . В роботі розглянуто обидва випадки. Якщо величини R_s and n_{id} визначались шляхом лінійної апроксимації функції (3.12), а Φ_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 Φ_b and n_{id} обчислюються потім із залежності $\ln I = f(V_d)$, то використовується позначення «Werner*». Подібний підхід до позначень отриманих результатів (із зірочкою та без неї належно від того, скільки незалежних величин використовується при апроксимації скорільованих відповідно до визначеного раніше значення послідовного опору ВАХ) використовуються і для інших методів, детальніше описаних нижче.

R. Cibils та R. Buitrago [268] запропонували використовувати допоміжну функцію у вигляді

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

де V_a практично довільне значення напруги, $V_a \geq 99,5I_sR_s + n_{id}kT/q$. 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 [268] лінійною:

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

В 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 [271] запропонували два методи. Перший з них використовує допоміжну функцію, яка будується з використанням інтегрування ВАХ. Так, ордината та абсциса j -ої точки допоміжного графіку

розраховуюся 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, $i \in (1, \dots, N_p)$, $j \in (2, \dots, N_p)$. Згідно з цим методом очікується, що залежність Y від X має бути лінійною, причому

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

Тобто, лінійна апроксимація допоміжної функції дозволяє визначити R_s та n_{id} .

В роботі лінійна апроксимація здійснювалась за допомогою методу найменших квадратів. Чисельне інтегрування ВАХ здійснювалось за методом трапецій [295, с. 98]. Отримані результати позначені мітками «Kaminski I» та «Kaminski* I».

У другому методі, розглянутому в роботі [271], 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 [267], використовуються дві функції Норда, побудовані з використанням двох різних значень γ_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

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

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

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

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.

Проведені чисельні дослідження показали, що, як і в методі Норда, в цьому випадку точність визначення параметрів залежить від вибору величин γ_1 та γ_2 . Отримані результати приведені на Рис. 3.2. Зокрема виявлено, що похибка екстрагування параметрів зростає при збільшенні модуля різниці параметрів $|\gamma_1 - \gamma_2|$. З метою мінімізації помилок методу в подальшому наведені результати, отримані при використанні величин $\gamma_1 = 1,6$ та $\gamma_2 = 3,5$. Отримані результати позначені міткою «Bohlin».

В роботі [266] для визначення параметрів ДШ 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

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

та параметри c_1 , c_2 та c_3 мають бути визначені. Тоді очікується [266], що при $V > 3kT/q$, залежність $I_a = -c_3/c_2$ від V_a має бути лінійною:

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

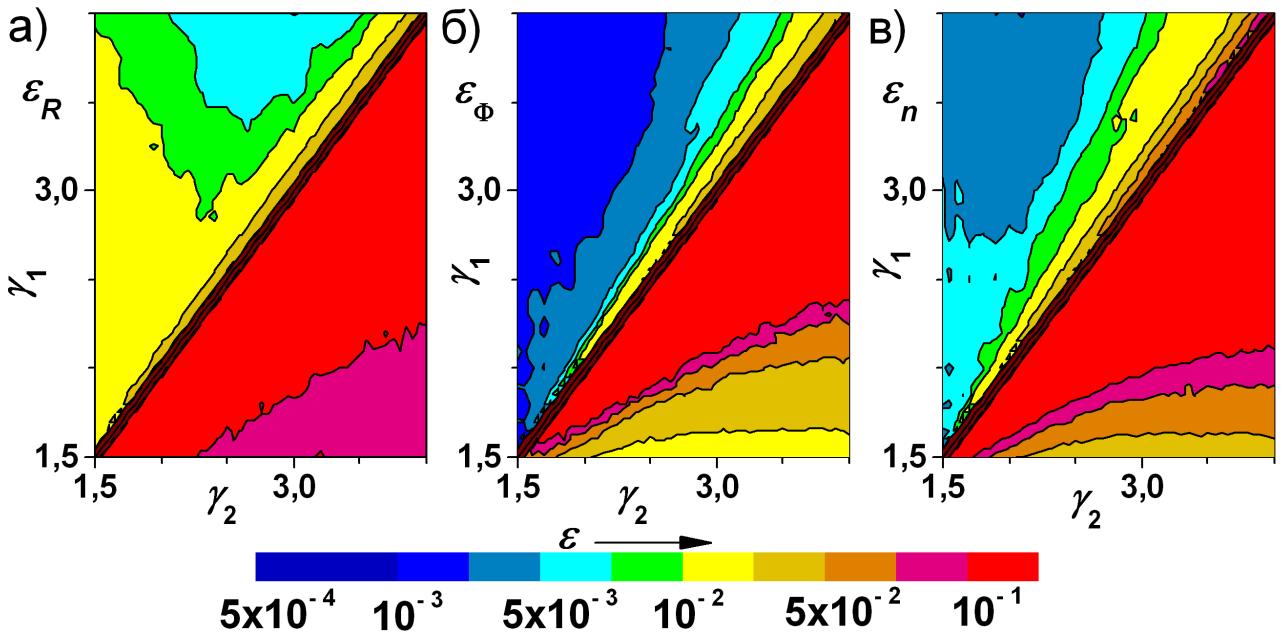


Рис. 3.2 — Залежності точностей визначення R_s (а), Φ_b (б) та n_{id} (в) від величини параметрів γ_1 та γ_2 при застосуванні метода Бохліна. Наведено результати, отримані для наборів ідеальних ($\sigma_V = 0$ В, $\sigma_I^\epsilon = 0$) синтезованих ВАХ (область $\gamma_1 > \gamma_2$) та зашумлених ($\sigma_V = 0,3$ мВ, $\sigma_I^\epsilon = 1\%$) даних (область $\gamma_2 > \gamma_1$).

що дозволяє визначити послідовний опір та фактор неідеальності. В свою чергу, Φ_b може бути розрахований [266] за допомогою виразу

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

В роботі при застосуванні даного методу використовувалися значення V_a починаючи з 40 мВ з кроком 20 мВ; апроксимація $F_L(I)$ здійснювалась за методом найменших квадратів. Отримані дані позначені міткою «Lee».

В роботі Д. Громова та В. Пугачевича [265] розглянуто два можливі шляхи визначення параметрів ДШ. Згідно з першим з них, залежність напруги від струму може бути апроксимована виразом (3.24) причому

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

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

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

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

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

В цьому випадку [265]

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

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

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

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 [266] та згаданого трохи вище. Тобто ці методи не є незалежними.

З іншого боку, проведені оцінки показали, що точність визначення параметрів за допомогою цих методів залежить від діапазону вихідної ВАХ, який використовується для побудови допоміжної функції, яка потім апроксимується залежністю (3.24). Так, 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 спостерігається екстремальне значення точності при певних значеннях ширини діапазону. Причому ширина та положення діапазону, при якому точність визначення параметрів найбільша, 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 в тому, що параметрів визначаються для всіх можливих діапазонів, кількість яких залежить від кількості точок вихідної ВАХ. Після цього для кожного отриманого набору параметрів обчислюється величина $\theta = \sum_{i=1}^{N_p} [1 - I_{\text{calc}}(V_i)/I_i]^2$, де $I_{\text{calc}}(V_i)$ розраховується з використанням виразів (3.1) та (3.2). Найкращим за точністю вважається той набір параметрів, для якого спостерігається мінімум величини θ .

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

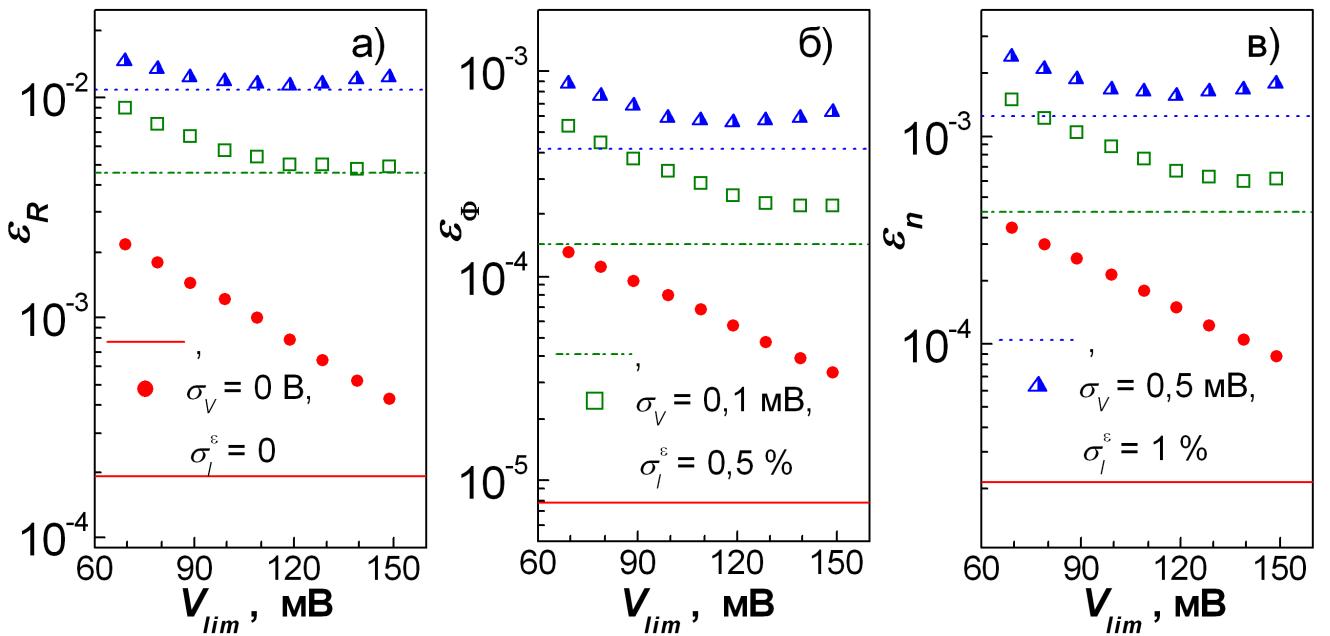


Рис. 3.3 — Залежності точності визначення R_s (а), Φ_b (б) та n_{id} (в) при використанні методу Громова. Наведено результати, отримані при апроксимуванні залежностю (3.24) допоміжної функції, побудованої на основі ділянки ВАХ в діапазоні напруг від V_{lim} до максимально значення. Горизонтальні лінії вказують похиби значень параметрів ДШ, які отримані при використанні адаптивної процедури (див. текст). Представлені 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)

боку, ця процедура може бути автоматизована, а також дозволяє підвищити точність — див. лінії на Рис. 3.3.

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

В роботі [264] запропоновано визначати параметри ДШ шляхом побудови залежностей функцій $H(V)$

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

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_{id} на основі рівняння (3.35), а потім Φ_b , використовуючи вираз (3.36) та обчислене на попередньому кроці значення n_{id} . Отримані результати позначені міткою «Chung».

Ще одним методом, де використовуються диференційні коефіцієнти ВАХ, є запропонований в роботі [270]. В цьому випадку все починається з обчислення функції $\alpha(V)$:

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

Визначення параметрів відбувається з використанням співвідношень

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

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

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

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

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

Рис. 3.4(а) показує, що при використанні експериментальних ВАХ чи зашумлених даних чисельне диференціювання викликає появу багаточисленних локальних екстремумів на залежності функції α від V . Ці екстремуми заважають автоматичному виявленню точки максимуму через наявність багатьох

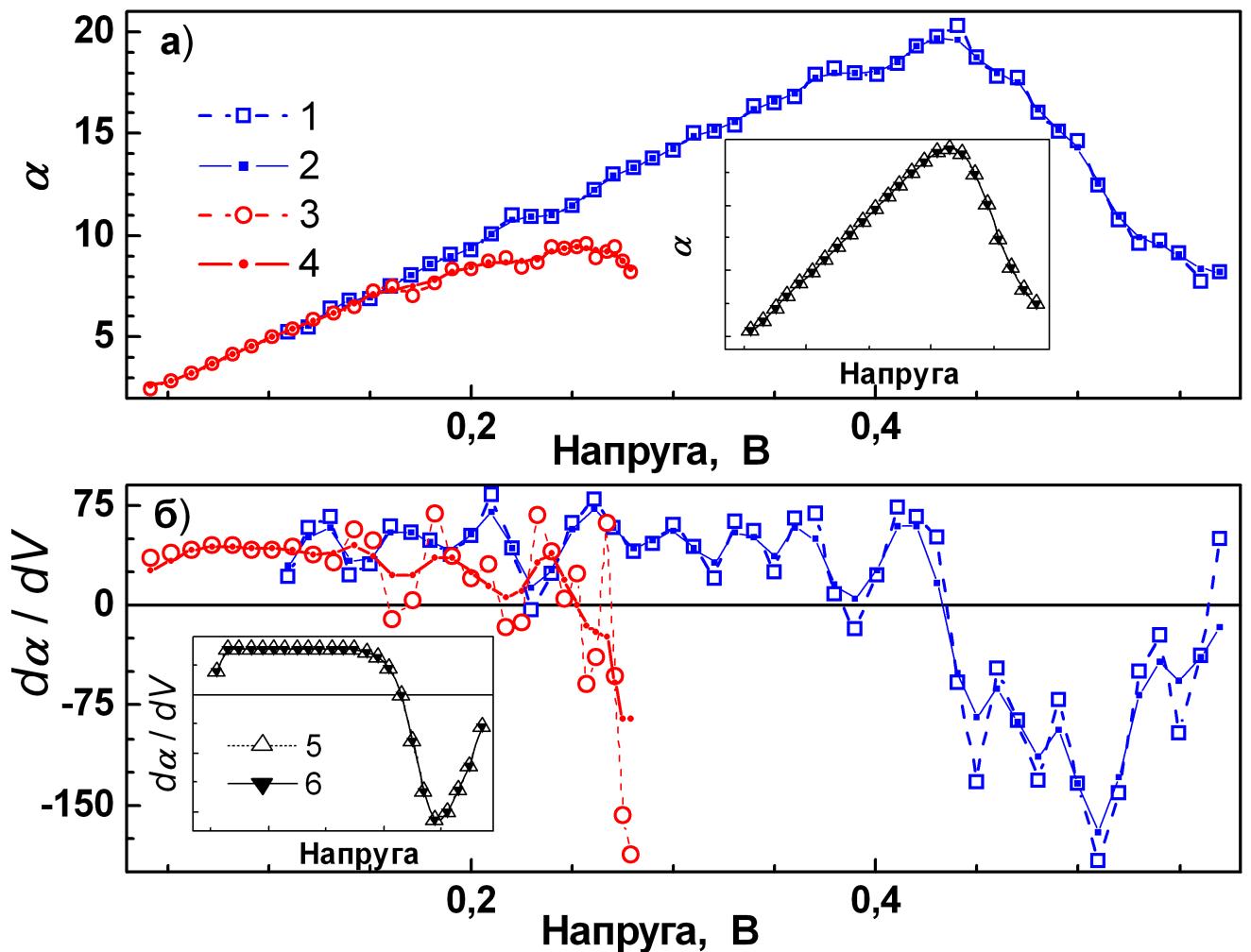


Рис. 3.4 — Залежності функції (3.37) (а) та її похідної (б) від напруги. Наведено графіки для зашумлених даних ($\sigma_V = 0,3$ мВ, $\sigma_I^\varepsilon = 1\%$, криві 1 та 2), для експериментально вимірюваних ВАХ (криві 3 та 4) та для ідеальних синтезованих ВАХ (вставка, криві 5 та 6) до (1, 3, 5)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

нульових точок на залежності $d\alpha/dV$ від V — див. Рис. 3.4(б). З метою подолання цих труднощів, в роботі запропоновано проводити спеціальну 2-стадійну процедуру обробки даних. А саме, на першій стадії обробки до отриманої з ВАХ залежності α від V пропонується застосовувати 3-точковий медіанний фільтр, після чого, на другій стадії, проводити згладжування. І лише після цього, проводити визначення положення максимуму, знаходження величин α_{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 покращити точність методу. Згладжування здійснюється завдяки

усередненню по трьом сусіднім точкам з ваговими коефіцієнтами, які визначаються розподілом Гауса з дисперсією, рівною 0,6.

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

3.4.2 Чисельні методи

Надалі також наведені результати отримані при використанні стандартного методу найменших квадратів зі статистичними ваговими коефіцієнтами [295, с. 67]. В цьому випадку параметри визначались шляхом мінімізації квадратичної форми

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

де I_{calc} — значення сили струму, отримане при інтерполяції. При мінімізації шукався розв'язок системи рівнянь, отриманих з умов $\partial S / \partial I_s = 0$, $\partial S / \partial n_{\text{id}} = 0$ та $\partial S / \partial R_s = 0$. Пошук розв'язку цієї системи нелінійних рівнянь проводився за допомогою методу покоординатного градієнтного спуску [295, с. 231]. Як критерій зупинки ітераційного процесу було 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 віссю залежності $(dV/dI)/I$ від $1/I$, побудованої з використанням останніх п'яти точок ВАХ. Початкові наближення I_s та n_{id} отримувалися шляхом лінійної апроксимації залежності $\ln I$ від V_d , причому для визначення останньої величини використовувалися початкове наближення R_s .

Було розглянуто два варіанти методу найменших квадратів. В першому з них для обчислення I_{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».

В другому випадку при побудові квадратичної форми використовувалася W -функція Ламберта. За визначенням, функція W є розв'язком рівняння $z = W(z) \cdot \exp(W(z))$, ії значення обчислюються за допомогою ряду [283]. Згідно з результатами, представленими в роботі [281], явний розв'язок трансцендентного рівняння (3.1) може бути виражений за допомогою основної гілки функції Ламберта, причому у випадку нехтування впливом шунтуючого опору 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 форми (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. При своїй роботі 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. Кожен із розв'язків (претендентів на звання остаточного розв'язку) 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 потрібно оптимізувати. В нашому випадку $N_D = 3$, $\vec{X} = \{R_s, n_{\text{id}}, \ln I_s\}$.

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 границі простору, де шукаються розв'язки, відповідно. В даній роботі проводився пошук у просторі, границі якого задані 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 кроku 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 $\vec{X}_{N_{it}}^{opt}$.

В даній 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 кожен з розв'язків називається особою, а послідовність дій на j -му ітераційному кроці має наступний вигляд [104, 105]:

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

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

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 [286], в даній роботі в даній роботі були використана штрафна функція, яка запобігає виходу розв'язків за межі пошукового простору. А саме, будь-який параметр, значення якого перевищувала допустимі межі, замінювався 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 [104], 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 пов'язаний зі 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 [284]:

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

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

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

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

- Вектор швидкості кожної частинки змінюється відповідно до наступного виразу

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

де l_1 та l_2 називаються коефіцієнти 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 \vec{v}^{max} призначена стримувати надлишкові блукання частинок. Зазвичай [284] \vec{v}^{max} вибирається рівним максимально можливому відхиленню даної частинки в певному напрямі.

- Кожна частинка переміщується у нове положення:

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

Згідно з даними роботи [284], було використано наступні значення параметрів: $l_1 = l_2 = 2$, $w_{max} = 0,9$, $w_{min} = 0,4$ та $N_S = 15N_D = 45$. 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, пов'язаній з 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. Дії, які передбачені під час j -ої ітерації наступні [288]:

- 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 вибраний 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 $r_{[0,1]} < p_k$, $k = 1, \dots, N_S$;
 - b) 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

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

де $Limit$ — регулюючий параметр алгоритму, який визначає допустиме число поколінь, протягом яких кожне джерело їжі має бути відкинуто.

В розрахунках були використані значення $L_{limit} = 36$ та $N_S = 24$ [288]. Крім того вважалося, що найкращий розв'язок не може біти відкинуто. Виявлено, що збіжність результатів досягається при $N_{it} = 250$. Отримані результати позначені міткою «MABC».

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. Звичні дії на j -му кроці ітераційного процесу описуються наступним чином [287]:

- Етап учителя. Модифікація знань учня $\vec{T}_{k,j}$ здійснюється з використанням виразу

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

для кожної особи $\vec{X}_{k,j-1}$ в класі за виключенням вчителя (\vec{X}_{j-1}^{opt}). Тут

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

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

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

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

$$\begin{aligned} & \text{if } Fit(\vec{X}_{k,j-1}) > Fit(\vec{X}_{r,j-1}) \\ \vec{U}_{k,j} &= \vec{X}_{k,j-1} - r_{[0,1]} \left(\vec{X}_{k,j-1} - \vec{X}_{r,j-1} \right), \end{aligned} \quad (3.65)$$

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

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

В 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 з окремої ВАХ залежно від температури, при якій її синтезовано, наведено на Рис. 3.5. Насамперед зауважимо, що наведені дані показують:

- а) при використанні всіх еволюційних алгоритмів для аналізу однакових ВАХ були отримані дуже близькі значення як послідовного опору, так і ВБШ та фактору неідеальності; це цілком очікуваний результат, пов'язаний з 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 чисельних 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 шляхом лінійної апроксимації допоміжної функції доцільно визначати лише величину послідовного опору, тоді як Φ_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) найбільшу точність при аналізі ідеальних синтезованих ВАХ вдається досягти при використанні еволюційних алгоритмів, апроксимації за допомогою методу найменших квадратів з використанням функції Ламберта, Norde (при визначенні Φ_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).

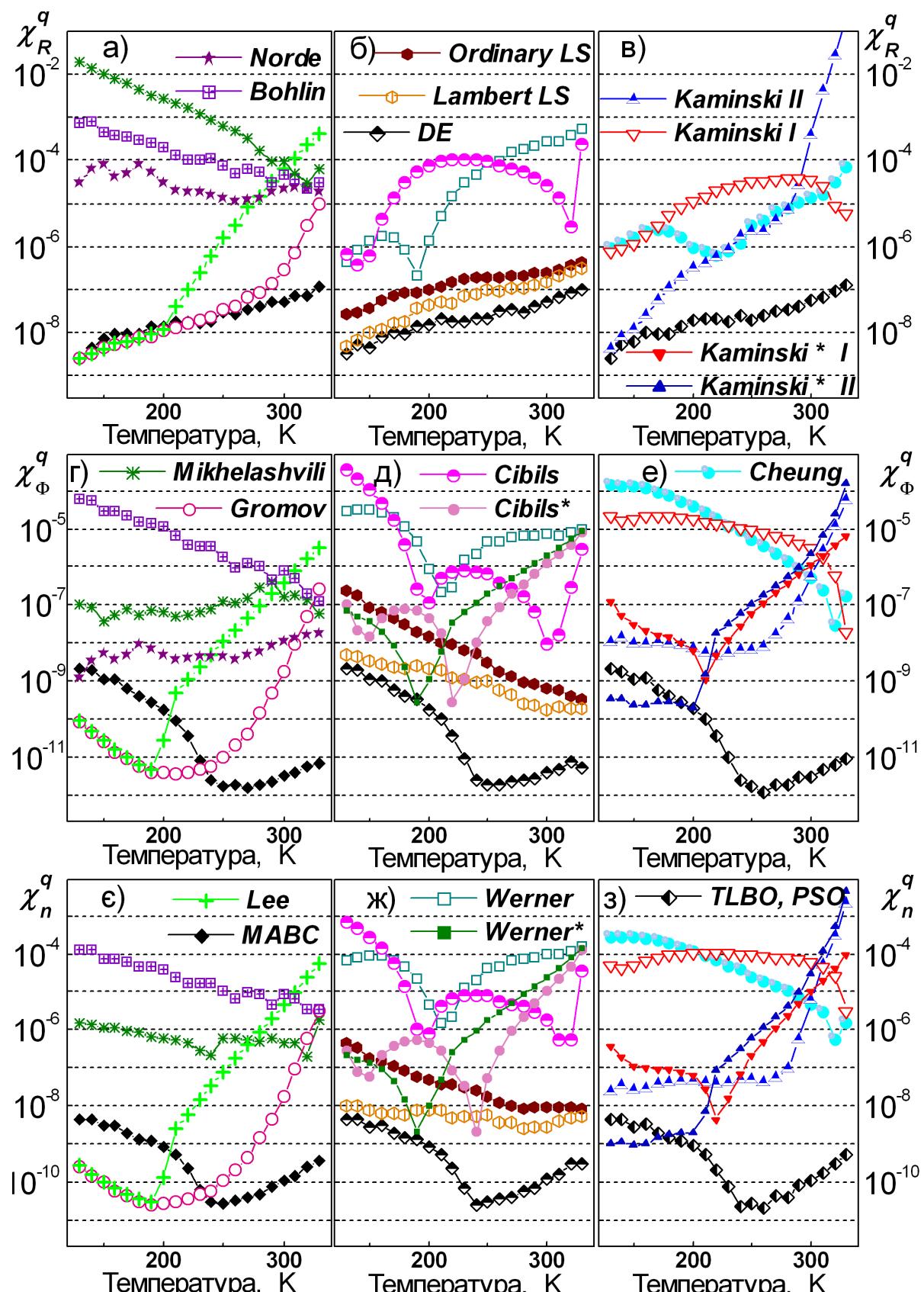


Рис. 3.5 – Залежності точності визначення послідовного опору (а – в), ВШ (г – е) та фактору неідеальності (є – з) при використанні різних методів від температури. Результати отримані при використанні ідеальних синтезованих BAX.

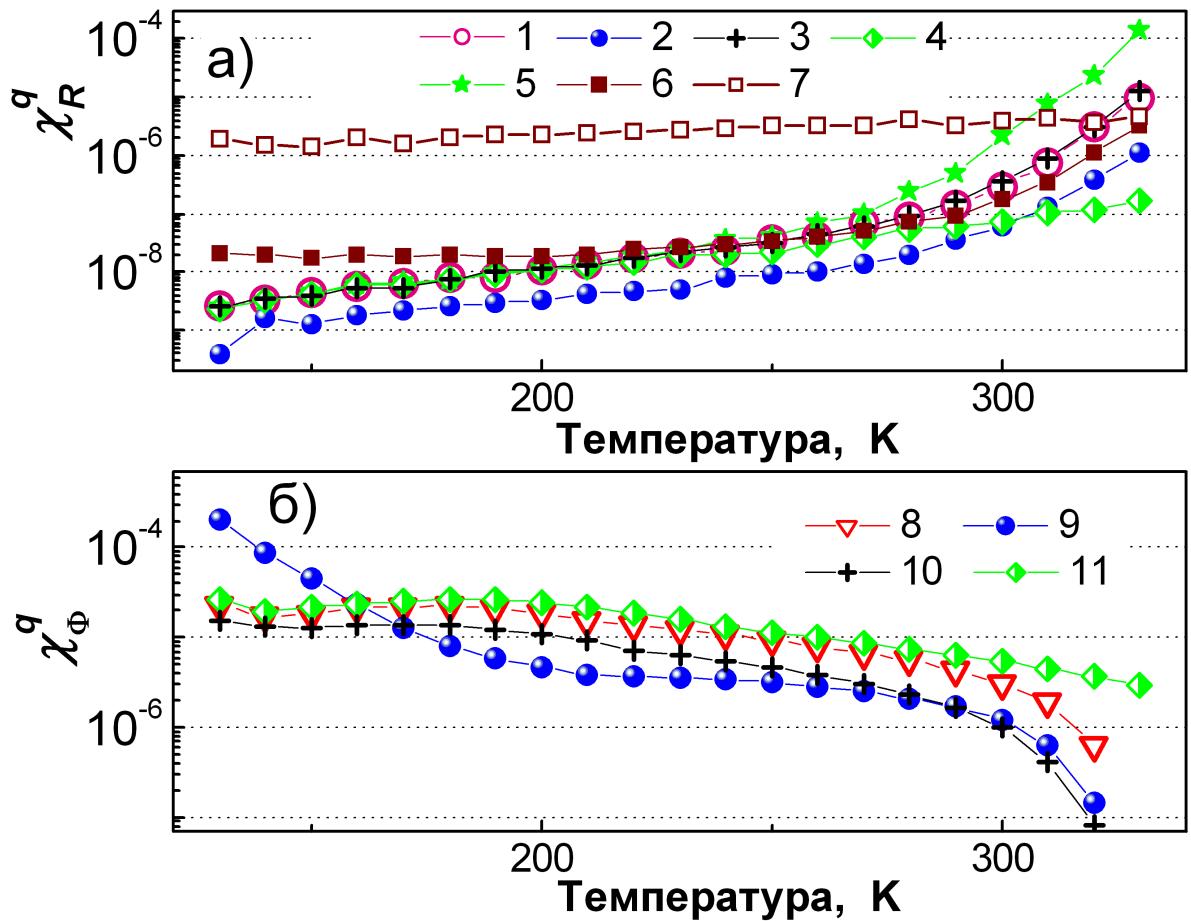


Рис. 3.6 — Температурні залежності точності визначення R_s (а) та Φ_b (б) при використанні методів Gromov (а) та Kaminskii I (б). Під час синтезу ВАХ використовувалися параметри, величини яких переважно визначались формулами (3.2–3.5), проте для побудови кривих 2 та 9 використовувалися ВАХ для яких значення R_s було в 3 рази більше, для кривих 3 та 10 величина n_{id} була в 1,2 рази більша, для кривих 4 та 11 величина I_s була в 100 разів менша, для кривої 5 значення Φ_b було зменшено на 0,1 еВ, для кривої 6 величини R_s та Φ_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 були незмінні та рівні 2 Ом та 10^{-5} А, відповідно.

З іншого боку, наведені результати показують, що точність визначення параметрів змінюється для різних ВАХ з одного набору (залежить від температури, при якій ВАХ була синтезована). Фактично мова йде про те, що похибка визначення параметру з масиву $\{R_s, n_{id}, I_s\}$ залежить як від його величини, так і від значення інших характеристик ДШ з цього набору. Для виявлення подібних залежностей всі методи були також застосовані до синтезованих даних, при створенні яких вважалося, що одна з величин з набору $(R_s, \Phi_b, I_s, n_{id})$ відрізняється за значенням від того, який очікується згідно з виразами (3.2–3.5). Деякі характерні результати наведені на Рис. 3.6.

Рис. 3.6,а показує що, похибки визначення послідовного опору при використанні методу Gromov

- а) зростають з підвищеннем Φ_b ;
- б) зменшуються при збільшенні R_s та зменшенні I_s ;
- в) залишаються практично постійними при зміні n_{id} .

Очевидно, що I_s та Φ_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. Так, крива 6 була отримана для набору ВАХ, які синтезовані використовуючи припущення що незалежними від температури є як R_s , так і Φ_b . Незважаючи на ці обмеження, χ_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 Φ_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 Φ_b зменшується у випадку більших значень фактору неідеальності (криві 8 та 10). В той же час збільшення послідовного опору немонотонно впливає на точність екстракції ВБШ (криві 8 та 9 на Рис. 3.6,б): при низьких температурах (високих значеннях Φ_b) χ_Φ^q зростає, при високих T — навпаки, зменшується.

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

Для того, щоб виявити основні тенденції цих залежностей були проведенні додаткові дослідження. А саме, були синтезовані набори ВАХ, при побудові яких вважалося, що деякі параметри є незалежними від температури. В цьому випадку 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) розраховувалися 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 кожен з методів було застосовано до кожного з набору ВАХ, визначено величини параметрів, а також їх похибки. Найбільш типові 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 Таблиці 13. В цій таблиці використано ряд символів для опису поведінки точності визначення параметрів при зміні величини фактору впливу. А саме. Якщо помилка визначення монотонно зростає або зменшується зі збільшенням впливаючого фактору, 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, може залежати від фактору впливу не лише монотонно. Наприклад, Рис. 3.6,б та Рис. 3.8,а показують, що при використанні методу Kaminskii I похибка визначення Φ_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 Таблиці 13 використовується символ

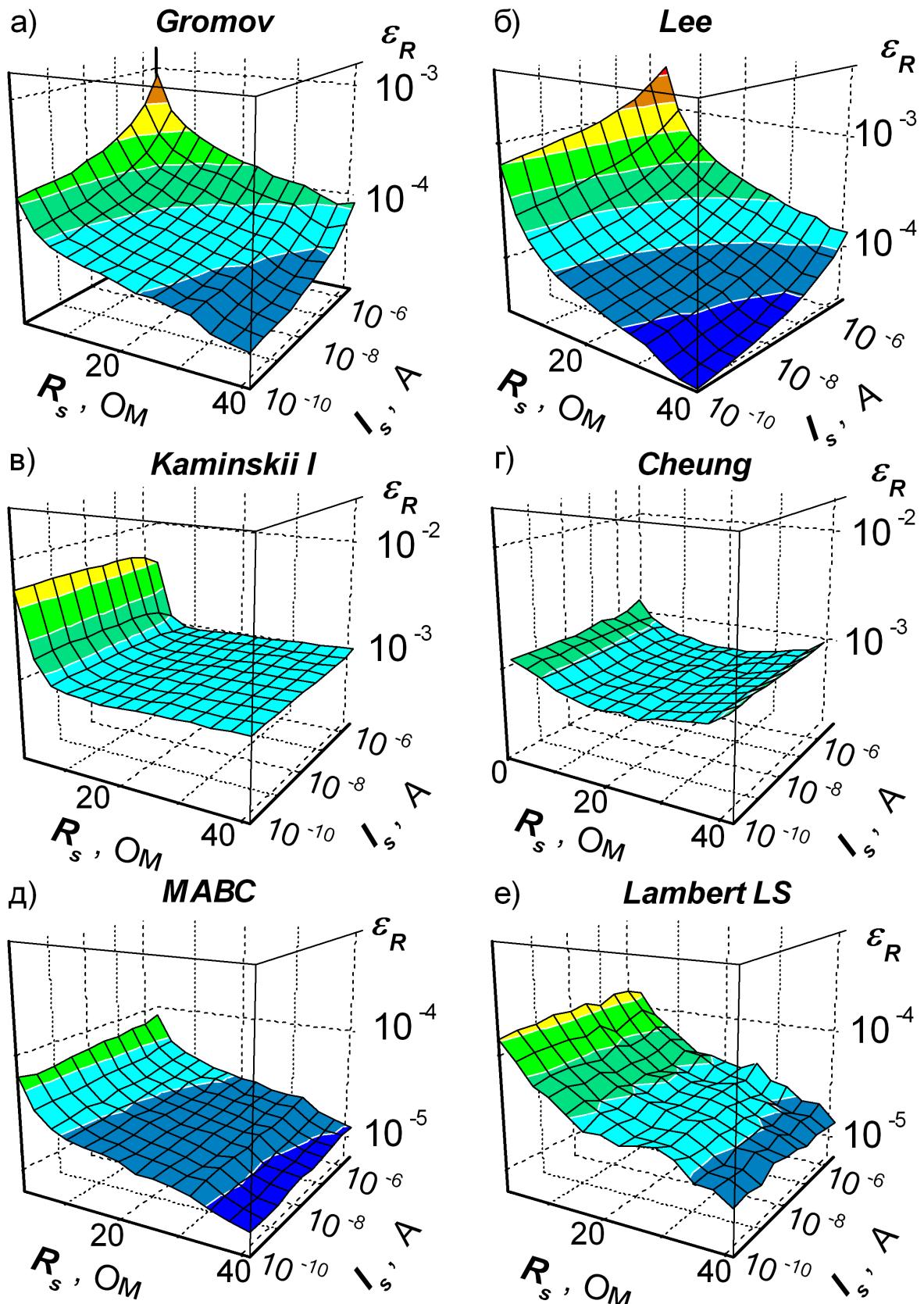


Рис. 3.7 – Точність визначення величини послідовного опору з набору ВАХ, який був синтезований при постійних значеннях R_s та I_s . Показані результати застосування методів Gromov (а), Lee (б), Kaminskii I (в), Cheung (г), MABC (д) та Lambert LS (е).

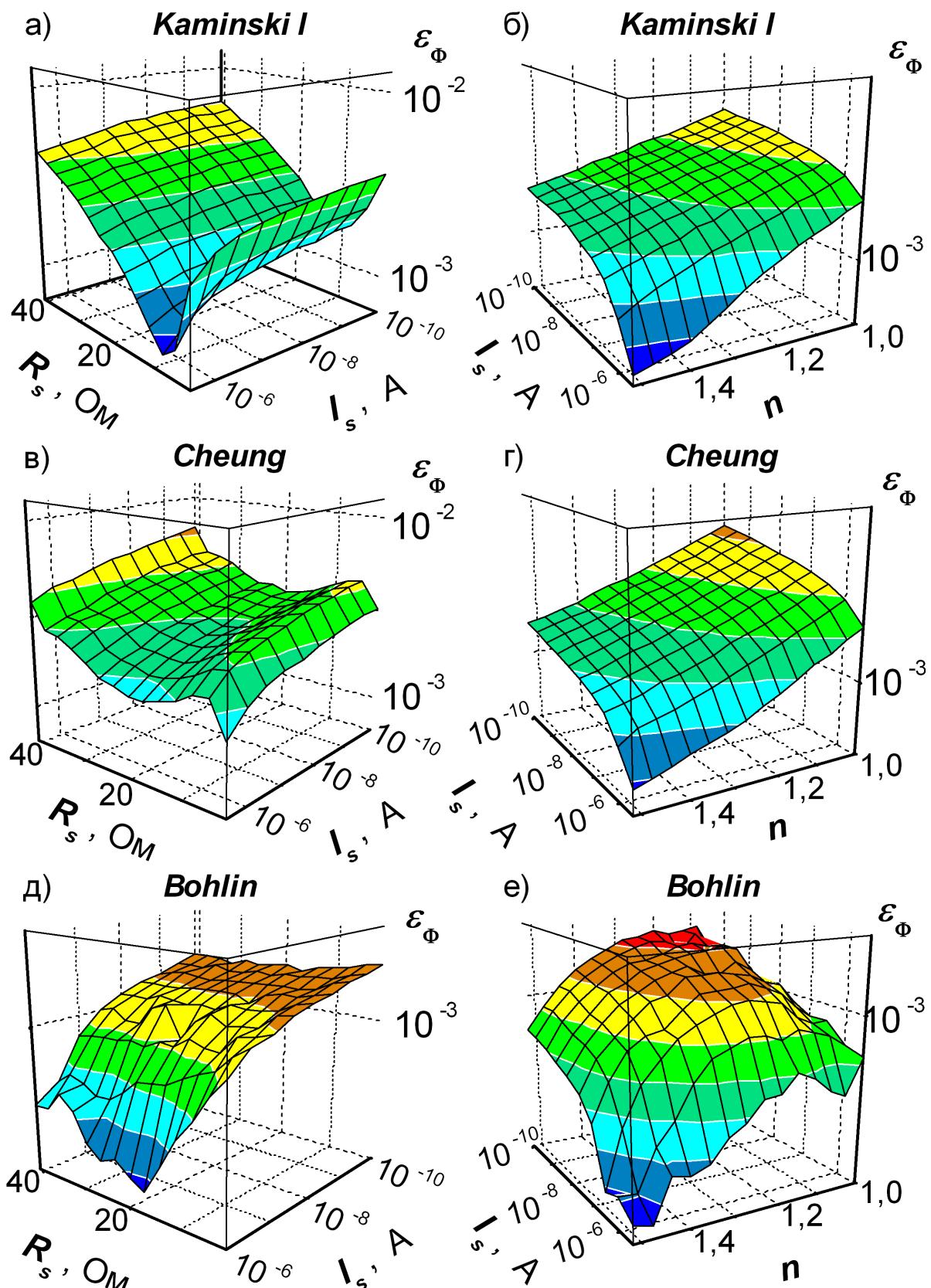


Рис. 3.8 — Точність визначення величини висоти бар'єру Шотки опору з набору ВАХ, який був синтезований при постійних значеннях R_s та I_s (рисунки а, в та д) або постійних значеннях n_{id} та I_s (рисунки б, г, е).

Показані результати застосування методів Kaminskii I (а, б), Cheung (в, г) та Bohlin (д, е).

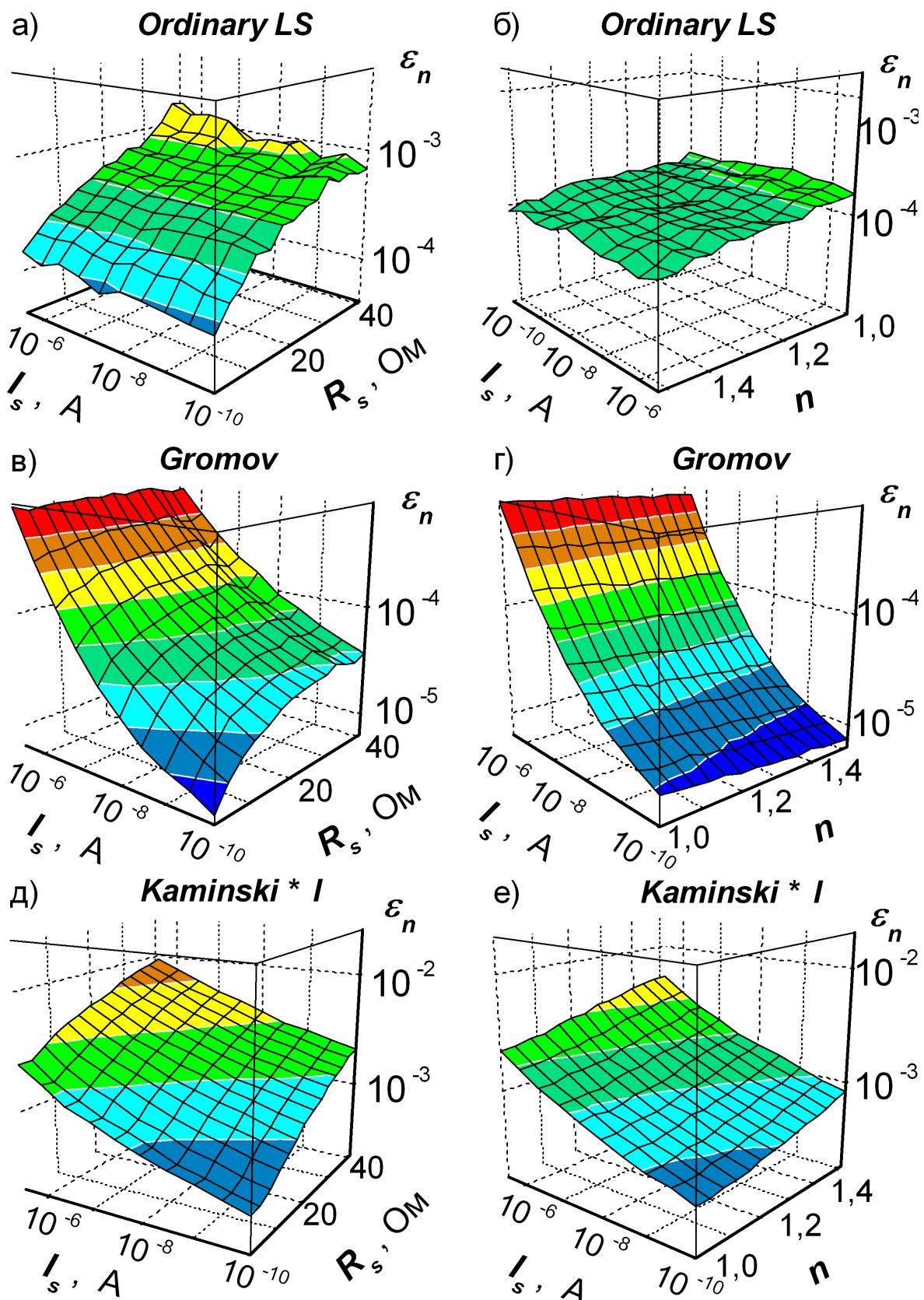


Рис. 3.9 — Точність визначення величини фактору неідеальності з набору ВАХ, який був синтезований при постійних значеннях R_s та I_s (рисунки а, в та д) або постійних значеннях n_{id} та I_s (рисунки б, г, е). Показані результати застосування методів Ordinary LS (а, б), Gromov (в, г) та Kaminskii* I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

Табл. 13 — Фактори впливу на точність визначення параметрів ДШ.¹⁾

Метод	Визначений параметр		
	R_s	Φ_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	$R_s(\downarrow), I_s^w(\uparrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\vee), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\vee), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$

¹⁾Наявність R_s або I_s або n_{id} в клітинці означає вплив величини, відповідно, по-слідовного опору або струму насичення або фактору неідеальності на точність визначення параметру; верхній індекс та символ в дужках пов'язані з характеристиком поведінки точності визначення параметру при збільшенні R_s або I_s або n_{id} — деталі див. у тексті.

« \vee ». Подібна залежність спостерігається при використанні метода Chueng для визначення R_s — див. 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 Таблиці 13 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 точності визначення параметру від величини фактору впливу має не мінімум, а максимум (див., наприклад, Рис. 3.8,е), то 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 « \leftarrow » якщо помилки зростають або зменшуються, відповідно, лише при великих значеннях фактору впливу.

З наведених даних, зокрема, видно, що фактори, які впливають на точність екстракції Φ_b та n_{id} подібні для більшості методів, які розглядалися в роботі. Використання адаптивної процедури в методі Gromov призводить до того, що точність визначення Φ_b та n_{id} стає залежною від величини R_s , тоді як вплив величини фактору неідеальності послаблюється. Точність методів Werner*, Cibils* та Kaminskii* більш чутлива до величин параметрів ніж при використанні варіантів цих же методів без зірочок. Найбільш стійкими до величин параметрів є точності чисельних методів, особливо при використанні функції Ламберта (Lambert LS).

3.5.2 Швидкодія методів визначення параметрів діодів Шотки

Ще одним, поряд з точністю, критерієм для характеризації різних методів визначення параметрів структур МН є час, необхідний для визначення параметрів (RT, running time). Для оцінки RT були 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 процесору 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 Таблиці 14. 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 з великою кількістю експериментальних точок RT чисельних методів може досягати значних величин;
- в) використання функції Ламберта призводить до збільшення часу роботи чисельних методів; однією з причин цього є необхідність використовувати чи-словий ряд для обчислення значення самої функції;
- г) використання адаптивної функції очікувано викликає збільшення необхідного часу на декілька порядків, проте абсолютне значення RT залишається досить малим;
- д) серед еволюційних алгоритмів найбільш швидким при визначенні параметрів ДШ є МАВС, тоді як найбільш повільним — TLBO.

Табл. 14 — 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 ¹⁾	$4.5 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$
Cibils ¹⁾	$5.3 \cdot 10^{-3}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$
Kaminskii I ¹⁾	$8.0 \cdot 10^{-5}$	$4.5 \cdot 10^{-5}$
Kaminskii II ¹⁾	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-4}$
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 ²⁾	$4.6 \cdot 10^{-5}$	$2.7 \cdot 10^{-5}$
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

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

²⁾Для випадку, коли адаптивна процедура не використовується.

Узагальнюючи результати, отримані при дослідженні застосування методів до ідеальних синтезованих ВАХ, зауважимо, що еволюційні алгоритми видаються найбільш придатними для визначення параметрів ДШ завдяки низькому рівню помилок, помірній чутливості точності до величини параметрів та допустимому часу роботи. Поряд з цим, іншими методами, яким також варто надавати перевагу є аналітичний метод Gromov з 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 вимірювань). Проте залежності правильності визначення параметрів з однієї ВАХ схожі до отриманих при аналізі ідеальних синтезованих ВАХ. Як наслідок, фактори впливу на точність також ідентичні, тобто дані Таблиці 13 цілком застосовні і в цьому випадку. Крім того, інші характерні особливості методів, виявлені раніше, проявляються і в цьому випадку. Наприклад, використання функції Ламберта дозволяє досягнути більшої точності чисельних методів при визначенні параметрів ДШ. Еволюційні алгоритми, методи Gromov та Lee характеризуються найменшими помилками. З іншого боку, 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 більш точним, ніж це 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 чисельних методів, або й навіть переважає її — див. Рис. 3.10. Метод Norde дозволяє достатньо точно визначати висоту бар'єру Шотки, проте фактор неідеальності можна отримати лише застосовуючи інші методи.

Залежності точності 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 також. Видно, що величини помилок при визначенні всіх параметрів практично лінійно залежать як від похибок вимірювання напруги, так і від відносних

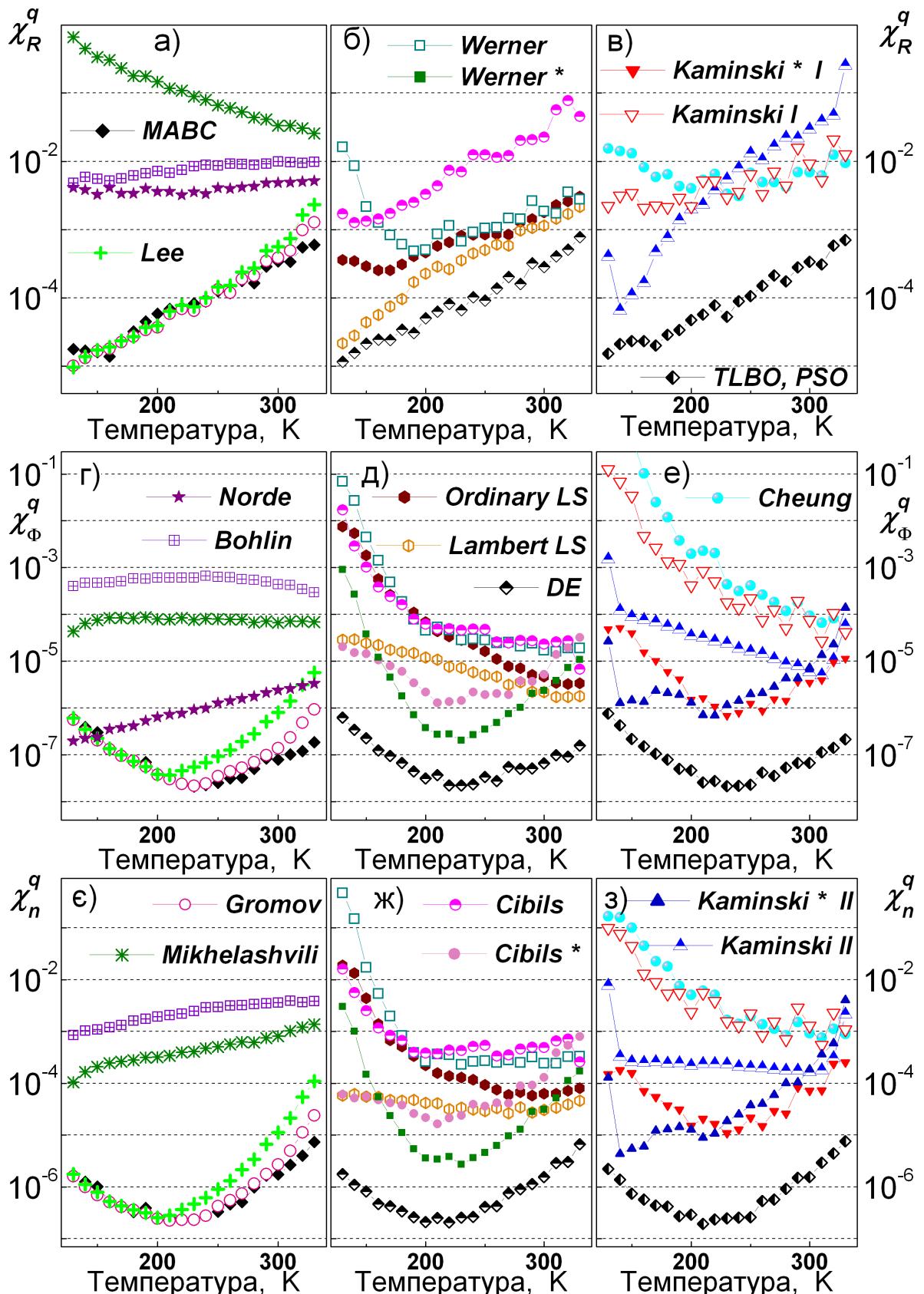


Рис. 3.10 – Залежності точності визначення послідовного опору (а – в), ВБШ (г – е) та фактору неідеальності (є – з) при використанні різних методів від температури. Результати отримані при використанні наборів зашумлених даних. $\sigma_V = 0,3$ мВ, $\sigma_I^\varepsilon = 1\%$.

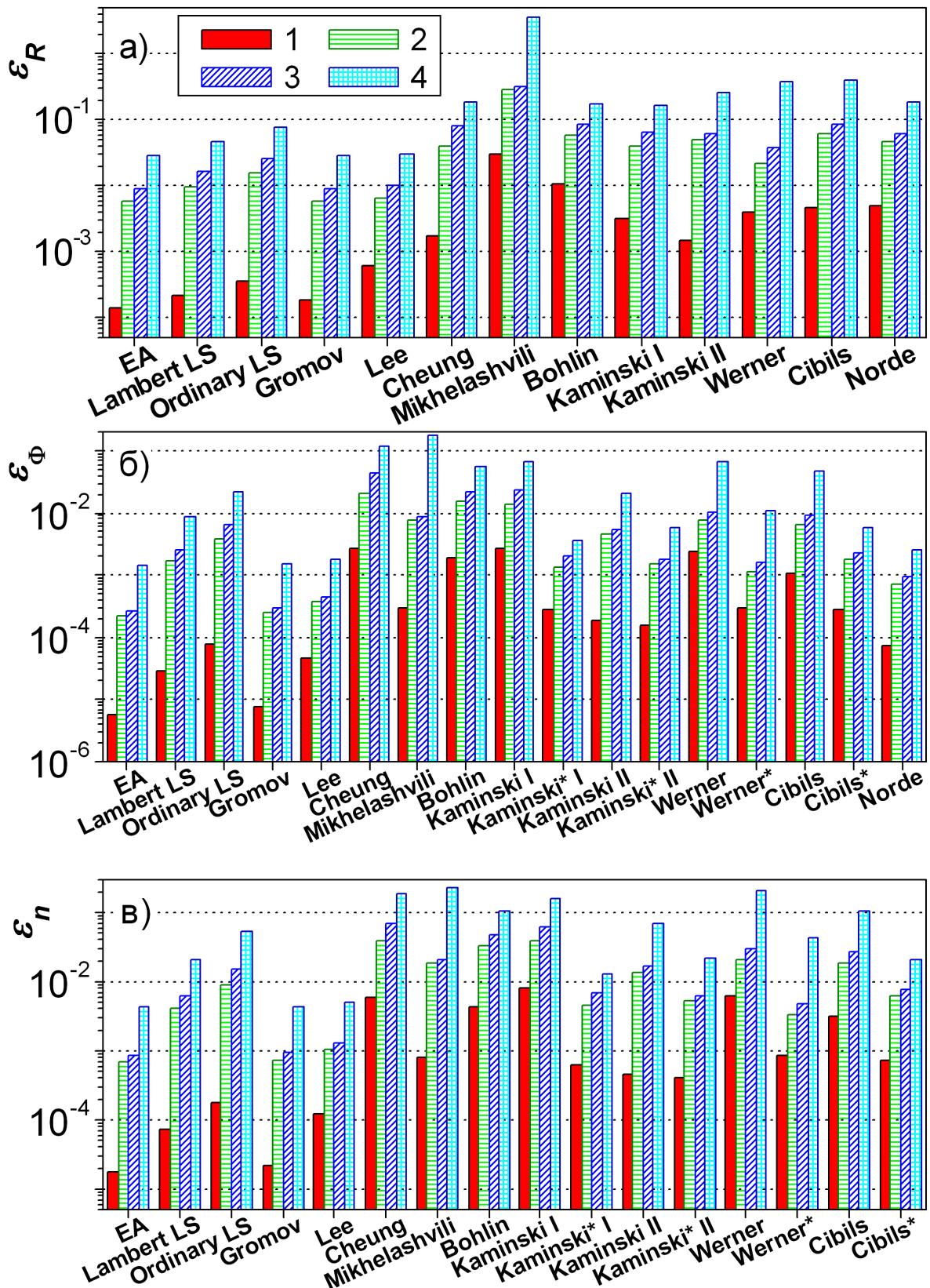


Рис. 3.11 — Точність визначення R_s (а), Φ_b (б) та n_{id} (в) з наборів зашумлених даних. σ_V , мВ: 0 (1), 0,3 (2, 3), 2 (4). σ_I^ε , %: 0 (1), 0,5 (2), 1 (3, 4).

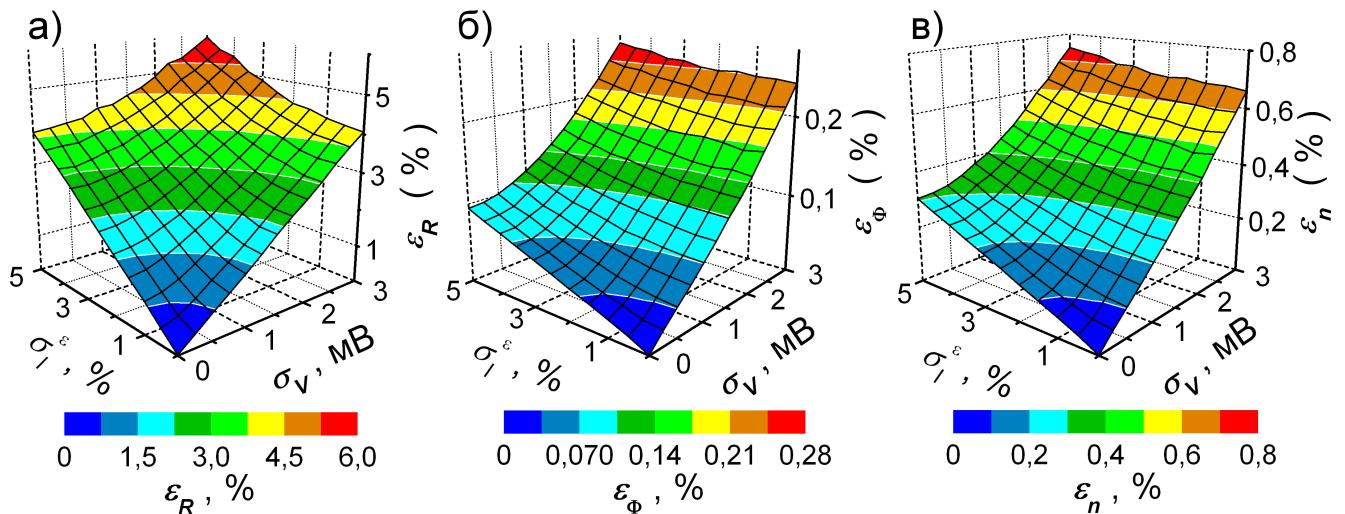


Рис. 3.12 – Залежності точності визначення R_s (а), Φ_b (б) та n_{id} (в) при використанні методу Gromov від похибок вимірювання сили струму та напруги.

похибок сили струму. Крім того, помилки визначення Φ_b та n_{id} , викликані неточністю вимірювання напруги та сили струму, значно більші, ніж помилки визначення послідовного опору за тих самих умов.

3.5.4 Визначення параметрів реальних структур метал–напівпровідник

Температурні залежності параметрів, отриманих з експериментальних ВАХ наведені на Рис. 3.13. Зауважимо, що в цьому випадку при застосуванні метода Bohlin були 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 пов’язано з тим, що для діапазону сил струму, у якому були отримані експериментальні дані, відсутній мінімум функції Норда з $\gamma_N = 3,5$.

Виявлена температурна залежність висоти бар’єру, які відрізняється від виразу (3.3), що використовувався при синтезі ВАХ, може бути пов’язана з неточністю контакту МН [9, 305]. Зростання послідовного опору при високих температурах в літературі [306] пов’язується з тим, що за цих умов визначальним для R_s буде контактний опір, а не опір об’єму напівпровідника.

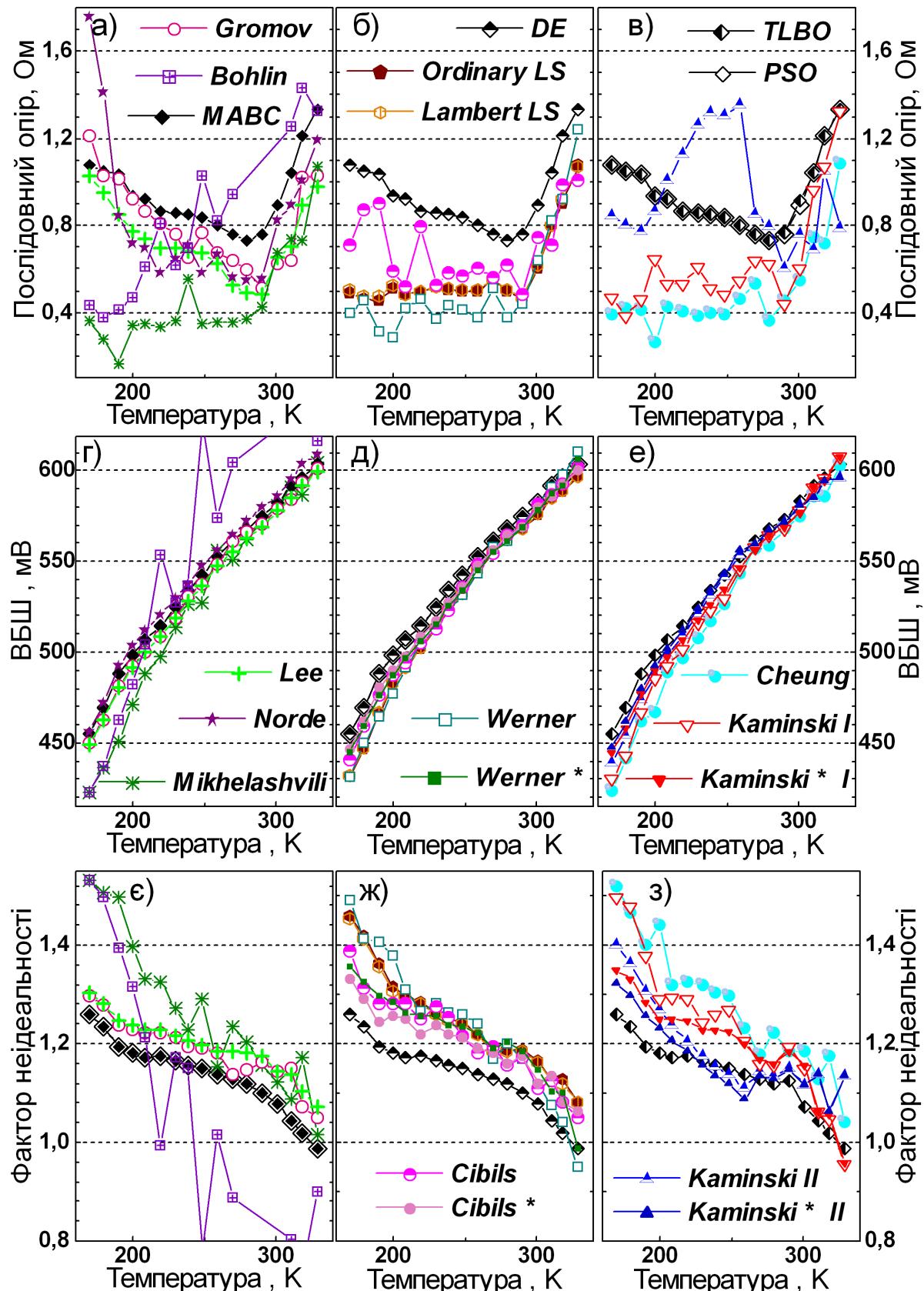


Рис. 3.13 – Залежності точності визначення послідовного опору (а – в), ВБШ (г – е) та фактору неідеальності (е – з) при використанні різних методів від температури. Результати отримані при використанні експериментальних ВАХ.

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 (див. Рис. 3.5,а, 3.7,а, 3.7,б та 3.10,а), можна зробити висновок, що величини, отримані при застосуванні еволюційних алгоритмів, більш правильні. З фізичної точки зору, виявлена 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 (див. Рис. 3.13,б). З іншого боку, 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 Φ_b суттєво менший ніж для n_{id} , що корелює з меншою величиною похибки визначення ВБШ (див. Рис. 3.10 – 3.12). Найбільш погані результати отримані при використанні методів Bohlin, Mikhelashvili та Cheung.

Для оцінки розходжень вимірюваних та апроксимуючих ВАХ було використане середнє значення відхилення сили струму Δ_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 Δ_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.

Як було сказано раніше, і експериментальні ВАХ отримані для кремнієвих структур, і при синтезі даних вважалося, що ДШ створені з використанням саме цього напівпровідника. На мою думку, висновки щодо того, які методи є

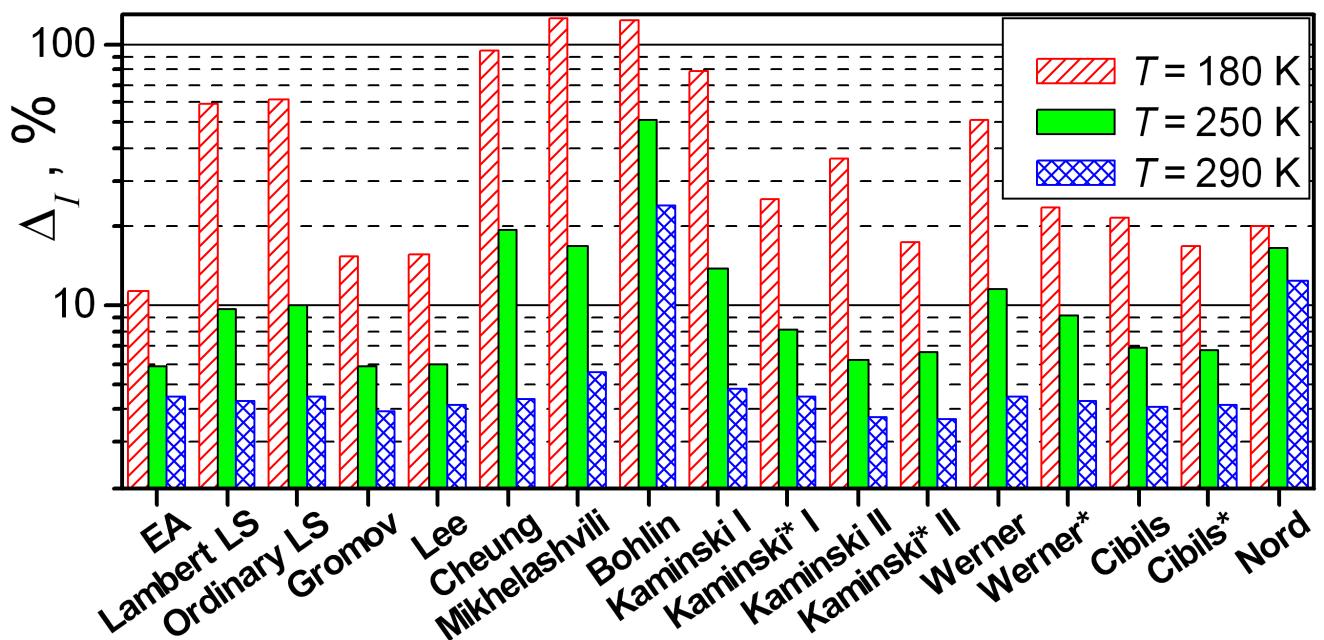


Рис. 3.14 — Середні значення відносного відхилення розрахованих значень сили струму від експериментальних даних.

найбільш достовірними та такими, що мають перевагу, залишаються справедливими і при дослідженні структур не на основі кремнію. Дійсно, для діодів з іншого матеріалу можуть спостерігатися зміни величин Φ_b , n_{id} , R_s та їх співвідношень. Проте еволюційні алгоритми, методи Lee та Gromov з 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 Таблиці 13.

Проте необхідно підкреслити, що отримані результати будуть коректними для тих ДШ, для яких ВАХ описуються рівнянням (3.1). Так, наприклад, відхилення від цього закону характеристик реальних діодів може бути пов'язане з наявністю шунтуючого опору чи неоднорідністю бар'єру [6, 305]. Проте в 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 відомих методів визначення параметрів діодів Шотки з вольт–амперних характеристик. Спираючись на результати тестування методів на експериментальних та синтезованих ВАХ, запропоновано шляхи їх оптимізації з метою збільшення точності розрахунку.
2. Для методу Норда проведено чисельний аналіз залежності величин похибок визначення ВБШ та послідовного опору в методі Норда від величини параметра γ_N на масиві синтезованих ідеальних та зашумлених ВАХ. Виявлено, що похибка визначення висоти бар'ру зростає зі збільшенням даного параметру, тоді як залежність похибки розрахунку послідовного опору є немонотонною функцією γ_N . Показано, що оптимальним значенням є $\gamma_N = 1,8$.
3. Проведено чисельний аналіз залежності величин похибок визначення висоти бар'єру, фактору неідеальності та послідовного опору при використанні Bohlin–методу від величин параметрів γ_1 та γ_2 . Встановлено, що в цьому методі похибка екстрагування параметрів зростає при збільшенні величини $|\gamma_1 - \gamma_2|$. Запропоновані оптимальні (для температурного діапазону 130 \div 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 знаходженням положення її максимуму. Показано доцільність застосування запропонованої процедури при опрацюванні реальних ВАХ для підвищення точності методу, що пов'язано зі можливістю знаходження 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, найбільш придатними з точки зору точності визначення параметрів є еволюційні алгоритми (особливо МАВС завдяки найменшому часу розрахунку), метод Gromov з адаптивною процедурою та метод Lee. Перший є найбільш коректним при малих (декілька Ом)значеннях послідовного опору або великих значеннях струму насиження (високих температурах). Показано, що використання функції Ламберта при чисельному визначенні параметрів ДШ дозволяє зменшити похибки визначення та вплив на них інших факторів; з іншого боку, час роботи алгоритму зростає. Проаналізовано залежності точностей визначення послідовного опору, висоти бар'єру Шотки та фактора неідельності від величин параметрів та рівня випадкових помилок вимірювання ВАХ.

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

Основні результати даного розділу представлені та використані в роботах [3–6, 51].

Розділ 4. Ефекти впливу гамма–опромінення та ультразвукового навантаження при кімнатних температурах на структури Al–n – n⁺–Si–Al з контактами Шотки

Як відомо, структури метал–напівпровідник є основою для створення різноманітних польових транзисторів, детекторів високочастотного випромінювання, сонячних елементів тощо; діоди з контактами Шотки широко використовуються під час виробництва високошвидкісних логічних, інтегральних та оптоелектронних елементів і тому інтерес до подібних структур з боку науковців є цілком зрозумілим. Одним з основних підходів для опису струму через контакт МН є теорія термоелектронної емісії (ТЕ), згідно з якою [139, 260, 307, 308] 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 [307]. Проте для реальних структур МН ці вирази нерідко є занадто спрощеними, так як потрібно враховувати дію сил зображення, наявність проміжного діелектричного прошарку та електронних станів на границі розділу, неоднорідність контакту, падіння прикладеної напруги не лише в області збідненого шару напівпровідника тощо. Як наслідок, зокрема, величини Φ_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 тощо [260, 309–314]. В результаті, сумарний струм часто розглядають у вигляді суми декількох доданків, кожен з яких пов’язаний з окремим механізмом перенесення заряду і може бути домінуючим у своєму температурному чи польовому діапазоні [309–311, 315]. Зауважимо, що через суттєве різноманіття факторів впливу, задача про передбачення за певних (у тому числі і температурних) умов механізму струмопереносу в структурах з бар’єром Шотки є складною і такою, що не має загального вирішення.

З іншого боку, технічний розвиток передбачає розширення вимог до умов, в яких мають функціонувати напівпровідникові прилади. Так напівпровідникової прилади нерідко повинні функціонувати за умов різноманітного опромінення, наприклад, у космосі чи на атомних електростанціях. Електрофізичні властивості структур МН дуже чутливі до стану границі розділу між металом та напівпровідником і будь-які зовнішні фактори, що модифікують інтерфейс, суттєво впливають також і на властивості ДШ. Радіаційне вплив є одним з 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 радіації та твердого тіла, але й через своє широке практичне застосування.

Звичайно, подібним дослідження приділяється чимала увага — див., наприклад, [316–332]. Проте результати, отримані різними дослідниками, нерідко не збігаються. Наприклад, було виявлено що ВБШ внаслідок радіаційного опромінення може як зменшуватися [316–320, 324], так і збільшуватися [321–323]; крім того, спостерігалися також ефекти немонотонної зміни висоти бар'єру при зміні дози опромінення [325–331]. А отже, дане питання вимагає подальших досліджень.

Нарешті, незважаючи на достатньо широке експериментальне підтвердження можливості ефективного використання УЗ для впливу на властивості різноманітних напівпровідників та пристройів на їх основі [55, 174, 178, 217, 333–340], роботи, присвячені акустодинамічним явищам в ДШ, практично відсутні. Таким чином, основна мета досліджень, результати яких представлені у даному розділі полягала у наступному:

1. З'ясування механізмів перенесення заряду при прямому та зворотньому зміщеннях у структурах $\text{Al}-n-n^+-\text{Si}-\text{Al}$, виготовлених стандартним промисловим способом при температурах, нижчих за номінальний робочий діапазон та поблизу кімнатних;
2. Дослідження немонотонного впливу γ -опромінення на кремнієві ДШ;
3. Вивчення впливу УЗН при кімнатній температурі на процеси перенесення заряду в МН-структурах на основі Si.

4.1 Структури Al—n—n⁺—Si—Al

В цьому розділі представлені результати дослідження діодів Шотки Al—n—n⁺—Si—Al, виготовлених за стандартною технологією [341,342] на пластинах кремнію КЭФ-1 товщиною 250 мкм з орієнтацією (111). Пластини хімічно очищалися, з неробочої поверхні повністю видалявся попередньо сформований шар SiO₂ для легування фосфором. На робочій поверхні хімічним травленням створювалися вікна в SiO₂ і проводилося очищення за допомогою іонного пучка. Потім на робочу поверхню була напилена 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.

Діаметр контакту Шотки складав 2 мм (площа ДШ $A = 3,14 \cdot 10^{-6}$ м²). Для контролю рівня легування приповерхневого шару були проведені вимірювання вольт–фарадних характеристик (ВФХ) досліджуваних структур при кімнатній температурі ($T = 295$ K). Приклад отриманої залежності наведено на Рис. 4.2. Лінійність залежності C^{-2} від V (де C — ємність діоду Шотки) в широкому діапазоні зворотних напруг свідчить про рівномірність легування. Виявлено, що концентрація носіїв заряду в приповерхневому шарі $N_d \approx 1,2 \cdot 10^{23}$ м⁻³.

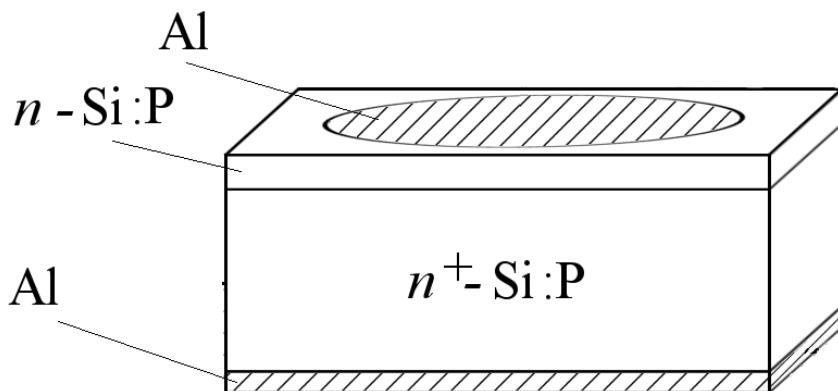


Рис. 4.1 – Структура зразків SSDA.

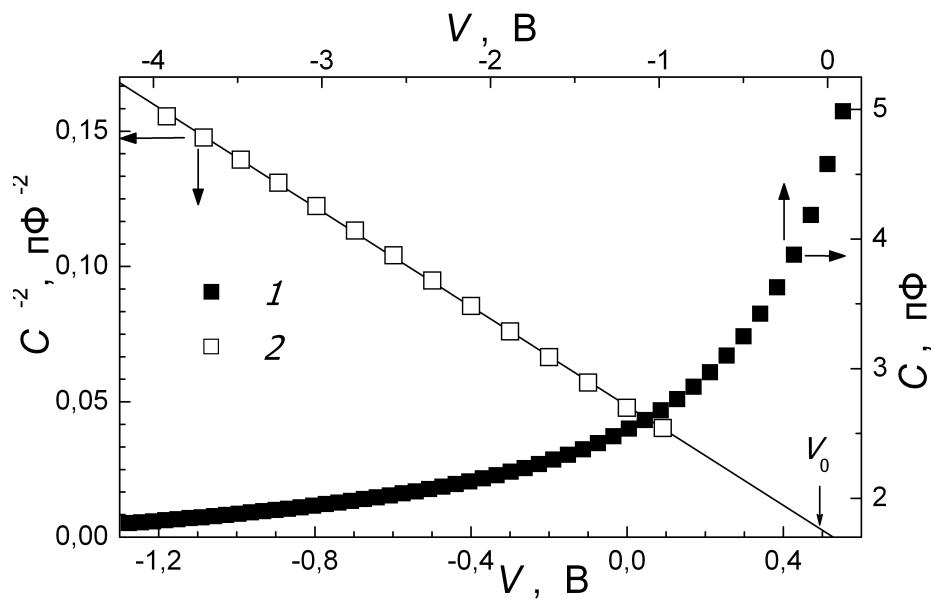


Рис. 4.2 — Залежність ємності $\text{Al}-n-n^+-\text{Si}-\text{Al}$ діодів Шотки C (крива 1) та величини C^{-2} (2) від прикладеної напруги. $T = 295$ К. Точки — експеримент, пряма — лінійна апроксимація 2.

Було проведено вимірювання ВАХ даних структур в діапазоні зміни постійного струму ($10^{-9} \div 10^{-2}$ А при прямому та зворотному зміщенні з кроком по напрузі 0.01 В в діапазоні температур (130 \div 330) К.

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

4.2.1 Перенесення заряду при прямому зміщенні

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. В той самий час, 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 $7 \cdot 10^{-8} \text{ А} < I < 5 \cdot 10^{-7} \text{ А}$.

В літературі [139, 260, 265] показано, що в реальних структурах МН для опису залежності струму від прикладеної прямої напруги навіть при врахуванні лише термоемісійних процесів замість виразу (3.1) більш доцільно використовувати наступний

$$I = I_s \exp \left[\frac{q(V - IR_S)}{n_{id} kT} \right] \cdot \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{q(V - IR_S)}{kT} \right] \right\}. \quad (4.1)$$

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

$$\begin{aligned} I = I_1 + I_2 &= I_{s1} \exp \left(\frac{qV}{n_{id,1} kT} \right) \cdot \left[1 - \exp \left(-\frac{qV}{kT} \right) \right] + \\ &+ I_{s2} \exp \left[\frac{q(V - IR_S)}{n_{id,2} kT} \right] \cdot \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{q(V - IR_S)}{kT} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

де перший доданок I_1 є переважаючим 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, [309–311, 315]. Зауважимо, що іншим поширеним методом врахування наявності особливостей на ВАХ при малих зміщеннях є введення шунтувочого опору, а не доданку I_2 . Проте, на нашу думку, у даному випадку такий підхід не є віправданим, так як 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, для яких $10^{-5}\text{A} < I < 10^{-2}\text{A}$ 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 $n_{id,1}$ та I_{s1} відповідно. Спираючись на дані другої ділянки ВАХ і використовуючи методи Cheung [264] та Gromov [265], 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 , будувалася залежність $\ln(I/\{1 - \exp[-q(V - IR_s)/(kT)]\})$ від ефективної напруги ($V - IR_s$) і для знаходження I_{s2} та $n_{id,2}$ використовувалася процедура, описана вище.

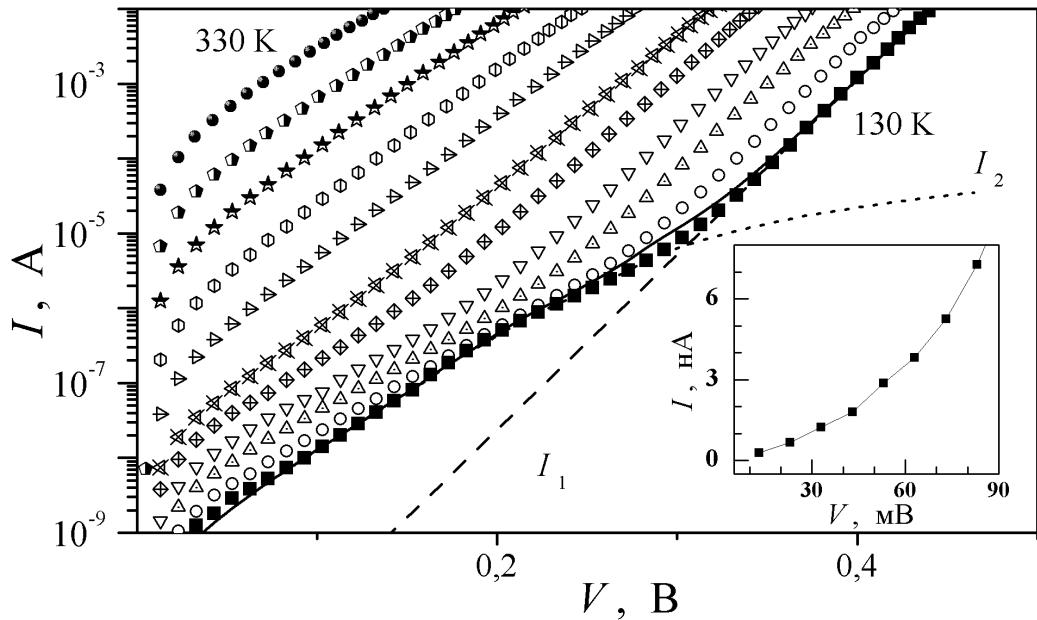


Рис. 4.3 — Прямі ділянки ВАХ структур SSDA в температурному діапазоні $130 \div 330$ К. Наведено криві, виміряні з кроком 20 К. Лінії — апроксимація прямої ВАХ при $T = 130$ К за формулою (4.2): штрихова — струм I_1 , пунктирна — I_2 , сувільна — їх сума; параметри апроксимації $n_{id,1} = 1,67$, $n_{id,2} = 2,53$, $I_{s1} = 5,0 \cdot 10^{-13}$ 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.

На рис. 4.3 наведено приклад апроксимації експериментальної прямої ВАХ при одній з температур за формулою (4.2) з використанням параметрів, отриманих за описаною методою. Видно задовільний збіг розрахованої кривої та експериментальних точок.

У випадку, коли проходження струму через бар'єр визначається ТЕ, то висота бар'єру Шотки при нульовому зміщенні Φ_b пов'язана зі струмом насиження співвідношенням [260]:

$$\Phi_b = \left(\frac{kT}{q} \right) \cdot \ln \left(\frac{AA^*T^2}{I_s} \right). \quad (4.3)$$

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, що температурна залежність фактору неідеальності залежить від механізму перенесення заряду. Зокрема, для ідеального випадку ТЕ очікується,

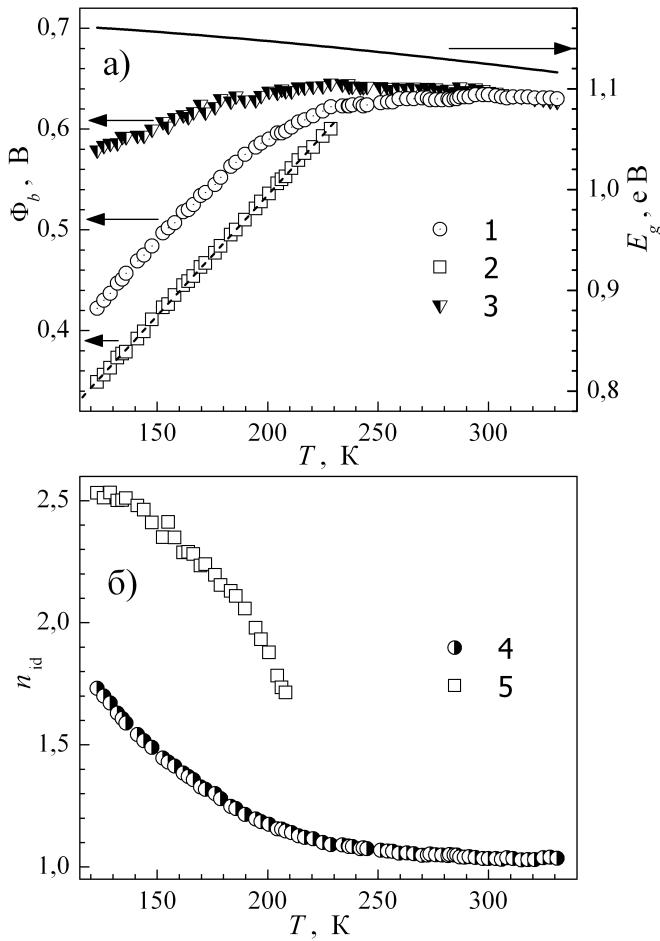


Рис. 4.4 — Температурні залежності висоти бар’єру (а) та фактору неідеальності (б) структури SSDA. 1 – Φ_{b1} , 2 – Φ_{b2} , 3 – Φ_{b1}^{eff} , 4 – $n_{\text{id},1}$, 5 – $n_{\text{id},2}$. Пунктир – лінійна апроксимація кривої 2. Також приведено температурну залежність ширини забороненої зони Si (а,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

що $n_{\text{id}} = 1$ при будь-яких температурах. Проте для реальних контактів така рівність не спостерігається і для опису залежності $n_{\text{id}}(T)$ часто використовують вираз [139, 260]

$$n_{\text{id}} = 1 + \frac{T_0}{T}, \quad (4.4)$$

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

Проте залежність, подібна до зображеної 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) [260, 312, 343–346]. В цьому випадку

$$n_{\text{id}}^{\text{T}} = \frac{E_{00}}{kT} \cdot \coth \left(\frac{E_{00}}{kT} \right), \quad (4.5)$$

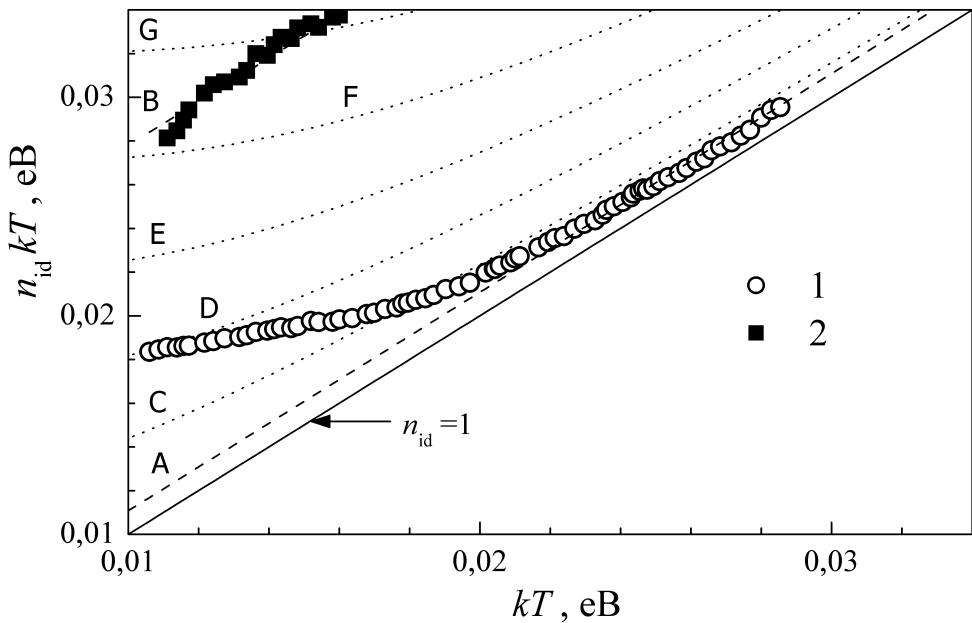


Рис. 4.5 — Температурна залежність оберненого нахилу ВАХ. 1 — $n_{id,1}$; 2 — $n_{id,2}$. Пунктир — теоретичні криві відповідно до формул (4.4) (криві А та В) та (4.5) (криві С-Г). T_0 , К: 12 (А), 206 (В). E_{00} , мВ: 12 (С), 17 (Д), 22 (Е), 27 (Ф), 32 (Г). Також наведено ідеальний випадок ($n_{id}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

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 з використанням виразів (4.4) та (4.5). Видно, що отримані дані для $n_{id,1}$ (при $T > 220$ К) та $n_{id,2}$ задовільно описуються виразом (4.4) 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

$$E_{00}^{\text{TFE}} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{m^* \varepsilon_s \varepsilon_0}}, \quad (4.6)$$

(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 $n \approx 1$.

Раніше вже згадувалося, для однорідного контакту Шотки теоретично [260] та експериментально [296, 297] показано, що при підвищенні температури за умови домінування термоелектронної емісії ВБШ має зменшуватися, причому температурні коефіцієнти змін Φ_b та E_g дуже близькі між собою. На

Рис. 4.4,а також наведена температурна залежність E_g , розрахована з використанням виразу (2.9). Для дослідженій структури спостерігається зворотна тенденція: ВБШ зі збільшенням температури зростає практично у всьому діапазоні і лише для компоненти I_1 поблизу кімнатної температури поведінка Φ_b нагадує E_g .

З іншого боку, відомо, що ВБШ, визначена за допомогою ВАХ, може відрізнятися від реальної. Зокрема, в роботі [347] стверджується про необхідність проведення вимірюваний при сталому струмі через контакт і пропонується для оцінки ефективної висоти бар'єру Φ_b^{eff} використовувати вираз

$$\Phi_b^{\text{eff}} = n_{Ic}\Phi_b - (n_{Ic} - 1) \cdot \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_c}\right), \quad (4.7)$$

де n_{Ic} — фактор неідеальності при певному сталому значенні струму I_c . В роботі [347] також показано, що у випадку ТЕ через однорідний контакт Φ_b^{eff} майже збігається за величиною з реальною висотою бар'єру і має з нею однакову температурну залежність.

Результати обчислення Φ_{b1}^{eff} для I_{s1} згідно з формулою (4.7) при $I_c = 10^{-3}$ А показані на Рис. 4.4, крива 3. Видно, що хоча величина Φ_{b1}^{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 [101, 260] шляхом побудови так званої залежності Річардсона, тобто залежності величини $\ln(I_s/T^2)$ від $(kT)^{-1}$. Згідно з (4.3), вона має описуватися виразом

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

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 були отримані значення $3,7 \cdot 10^{-10}$ А·см $^{-2}$ ·К $^{-2}$ та 0,141 В для сталої Річардсона та висоти бар'єру, відповідно, тоді як для діапазону $(230 \div 330)$ К — 30 А·см $^{-2}$ ·К $^{-2}$ та 0,599 В. Величини

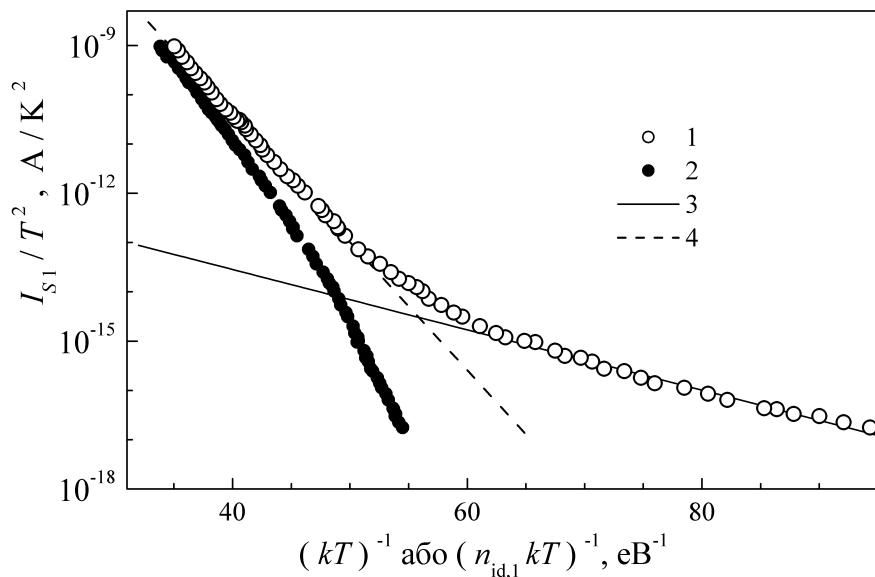


Рис. 4.6 — Залежності Річардсона, побудовані для високотемпературної компоненти струму I_1 за формулами (4.8) (крива 1) та (4.9) (крива 2). Прямі — лінійна апроксимація даних кривої 1 в діапазонах $T = (130 \div 220)$ К (3, суцільна) та $T = (230 \div 330)$ К (4, пунктир).

також наведені в Таблиці 15. Очевидно, що отримані значення сталої Річардсона суттєво відрізняються від літературних даних для кремнію ($112 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$).

У роботі [348] показано, що у випадку суттєвого відхилення від ідеальності (величина n_{id} значно більша за одиницю) для визначення A^* можна також використовувати [348, 349] видозмінену залежність Річардсона, відкладаючи по осі абсцис не $(kT)^{-1}$, а $(n_{id}kT)^{-1}$:

$$\ln \left(\frac{I_s}{T^2} \right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_b}{n_{id}kT}, \quad (4.9)$$

Проте для нашого випадку і видозмінена залежність Річардсона (Рис. 4.6, крива 2) не є лінійною для всього температурного діапазону, а отримані значення A^* (див. Таблицю 15) суттєво відрізняються від табличних.

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

З іншого боку, відмінності між експериментально виявленою температурною залежністю ВБШ та очікуваною теоретично нерідко пов'язують із неоднорідністюм границі розділу між металом та напівпровідником [350]. Впливу неоднорідності можна позбутися розглядаючи ВБШ за умови плоских зон

Табл. 15 — Параметри, визначені для високотемпературної складової струму неопромінених структур SSDA.

Параметр: метод визначення	Температурний інтервал	
	130 \div 220 К	230 \div 330 К
A^* , $\text{A} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$:		
залежність Річардсона (4.8)	$(3,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-10}$	32 ± 10
видозмінена залежність Річардсона (4.9)	$(3,0 \pm 0,6) \cdot 10^8$	40 ± 8
модифікована залежність Річардсона (4.22)	122 ± 20	112 ± 8
література [101]		112
Φ_b , мВ:		
залежність Річардсона (4.8)	141 ± 4	599 ± 3
видозмінена залежність Річардсона (4.9)	1090 ± 10	751 ± 5
залежність $\Phi_b = f(\frac{1}{2kT})$	872 ± 4	663 ± 3
залежність $\Phi_b = f(n_{\text{id}})$	646 ± 5	640 ± 20
модифікована залежність Річардсона (4.22)	872 ± 3	662 ± 3
ВФХ		683 ± 2
залежність $\Phi_b = f(\frac{1}{2kT})$:		
σ_{Φ_0} , мВ	99 ± 1	40 ± 5
ρ_2 , 10^{-2}	33 ± 1	12 ± 1
ρ_3 , мВ	$17,0 \pm 0,3$	$8,0 \pm 0,3$

(«flat band condition») Φ_b^{FB} :

$$\Phi_b^{\text{FB}} = n_{\text{id}}\Phi_b - (n_{\text{id}} - 1)V_n, \quad (4.10)$$

де

$$qV_n = kT \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right) \quad (4.11)$$

різниця енергій між дном зони провідності та положенням рівня Фермі в об'ємі напівпровідника, так званий «bulk potential». На Рис. 4.7 наведена температурна залежність Φ_b^{FB} , розрахована для високотемпературної компоненти I_1 . Зауважимо, що на рисунку також наведена температурна залежність ширини забороненої зони, причому масштаби осей Φ_b^{FB} та E_g однакові. З рисунка видно, що поведінка ВБШ в наближенні плоских зон та ширини забороненої зони дуже

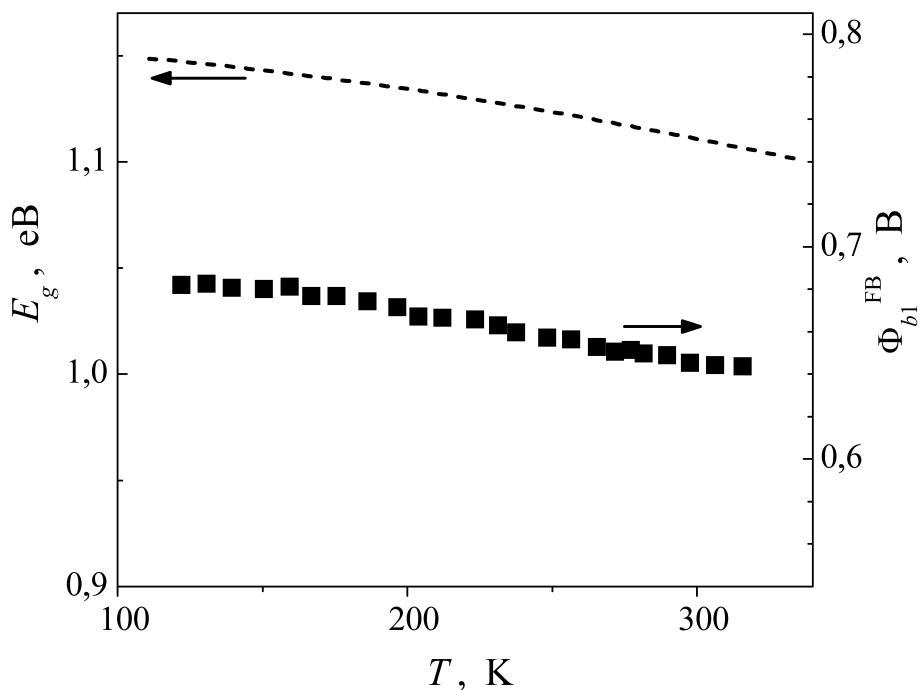


Рис. 4.7 — Температурні залежності ВБШ в наближенні плоских зон (точки, права вісь), розрахованої для високотемпературної компоненти струму I_1 , та ширина забороненої зони (пунктир, ліва вісь).

подібні, що свідчить про те, що механізмом перенесення заряду в досліджуваних структурах може бути ТЕ через неоднорідний бар'єр.

В літературі для пояснення експериментально отриманих ВАХ структур МН використовуються два підходи [351–356], які дозволяють врахувати неоднорідність бар'ю Шотки, схематично ілюстровані за допомогою Рис. 4.8. Згідно з першим підходом, запропонованим в [263], вважається, що контакт між металом та напівпровідником змінюються від точки до точки (Рис. 4.8,а), просторовий розподіл ВБШ може бути описаний розподілом Гаусса:

$$P(\Phi_b^j) = \frac{1}{\sigma_\Phi \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\Phi_b^j - \bar{\Phi}_b)^2}{2\sigma_\Phi^2} \right], \quad (4.12)$$

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

$$\bar{\Phi}_b(V) = \Phi_b^0 + \rho_2 V, \quad (4.13)$$

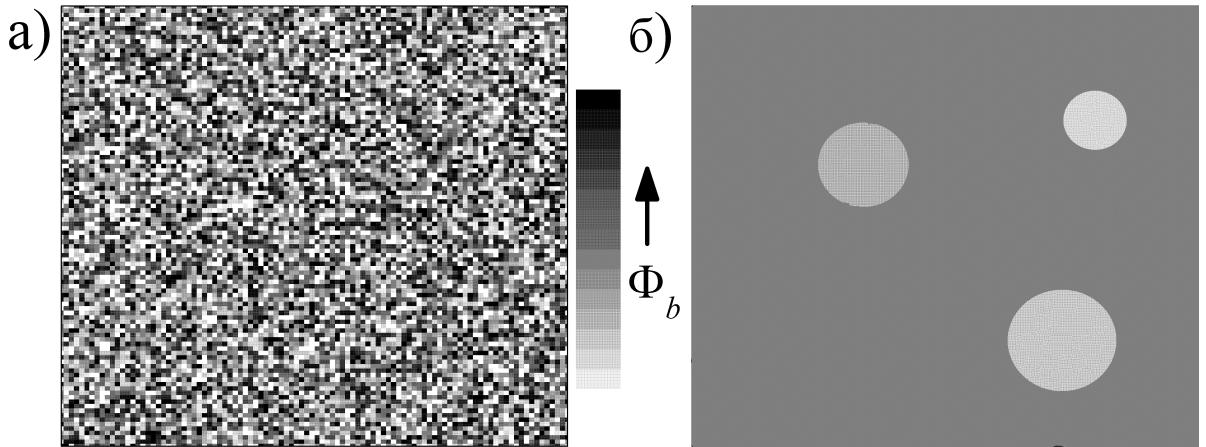


Рис. 4.8 — Моделі неоднорідного по площині контакту МН: а — ВБШ визначається розподілом Гауса; б — однорідний бар'єр з патчами.

$$\sigma_{\Phi}^2(V) = \sigma_{\Phi 0}^2 + \rho_3 V, \quad (4.14)$$

де Φ_b^0 та $\sigma_{\Phi 0}$ відповідають нульовому зміщенню, а коефіцієнти ρ_2 та ρ_3 описують зміну розподілу ВБШ при прикладанні напруги.

Ця теорія передбачає, що фактор неідеальності, який визначається за нахилом ВАХ, і ВБШ, розрахована за допомогою виразу (4.3), пов'язані з ρ_2 та ρ_3 і Φ_b^0 та $\sigma_{\Phi 0}$, відповідно [263, 343, 352–354]:

$$\frac{1}{n_{id}} - 1 = \rho_2 + \frac{q\rho_3}{2kT}, \quad (4.15)$$

$$\Phi_b = \Phi_b^0 - \frac{q\sigma_{\Phi 0}^2}{2kT}. \quad (4.16)$$

Відповідно до іншої моделі неоднорідного контакту Шотки [305, 357–359], ВБШ вважається однаковою на всій границі 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 відповідний характерний параметр описується розподілом Гауса.

В ряді робіт [355, 356] показано, що ці теорії можуть бути використані сумісно, причому за наявності патчів також має виконуватися співвідношення (4.16), причому величина Φ_b^0 має зміст ВБШ за межами патчів (в однорідній області), а $\sigma_{\Phi 0}$ пов'язаний з розподілом параметрів патчів:

$$\sigma_{\Phi 0} = \sigma_{\gamma p} \left(\frac{qV_{bb}N_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \right)^{1/3}, \quad (4.17)$$

де σ_{γ_p} — стандартне відхилення для сукупності патчів параметру γ_p , який характеризує окремий патч:

$$\gamma_p = 3 \left(\frac{R_p^2 \Delta_p}{4} \right)^{1/3}, \quad (4.18)$$

Δ_p та R_p — зниження висоти бар'єру в області патча та його розмір, відповідно. Крім того, показано [355–358], що при наявності неоднакових патчів температурна залежність фактору неідеальності має описуватися виразом (4.4), причому

$$T_0 = \frac{q\sigma_{\Phi_0}^2}{3kV_{bb}}, \quad (4.19)$$

де $V_{bb} = (\Phi_b^0 - V_n - V)$ — вигин зон напівпровідника поблизу контакту.

Зауважимо, що підхід, який передбачає врахування неоднорідності інтерфейсної границі дуже широко використовується для аналізу ВАХ різноманітних структур з контактом Шотки [315, 325, 343–345, 349, 351–353, 353–356, 360–363].

Залежності, побудовані відповідно до виразів (4.15) та (4.16) наведені на Рис.4.9. Видно, що дійсно спостерігається лінійна залежність, правда в двох окремих температурних діапазонах $T = (130 \div 220)$ К та $T = (230 \div 330)$ К. Визначені шляхом лінійної апроксимації величини Φ_b^0 , σ_{Φ_0} , ρ_2 та ρ_3 для кожного з діапазонів наведено в Таблиці 15.

Використовуючи вираз (4.19) та значення $\Phi_b^0 \approx 0.663$ В, $\sigma_{\Phi_0} \approx 0.04$ В була розраховане значення $T_{0,teor} \approx 11$ К, яке очікується в рамках моделі контакту Шотки з локальними неоднорідностями для температурного діапазону $(230 \div 330)$ 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 є якісний збіг поведінки $n_{id,1}$ при низьких температурах (Рис. 4.5) з очікуваною теоретично ([358, Fig.11(b)]).

У роботах [351, 358, 364] показано, що для випадку контакту з локальними неоднорідностями залежність між отриманими з аналізу ВАХ величинами Φ_b та n_{id} має бути лінійною, причому $\Phi_b^0 = \Phi_b + \Delta\Phi_b^{IF}$ при $n = n_{id}^{IF}$ де n_{id}^{IF} — величина фактору неідеальності з врахуванням впливу сил зображення, $\Delta\Phi_b^{IF}$

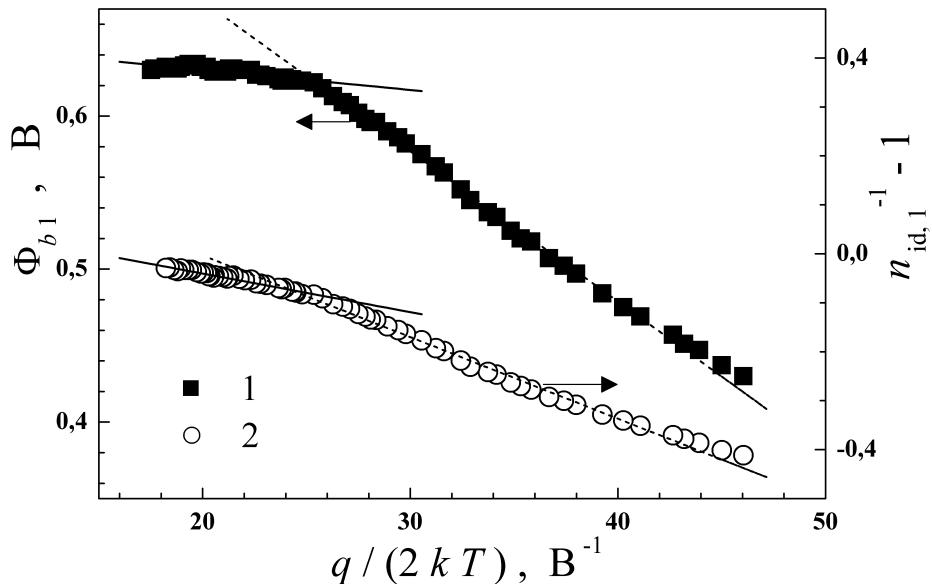


Рис. 4.9 — Залежності величин Φ_{b1} (крива 1) та $n_{id,1}^{-1} - 1$ (крива 2) від оберненої температури. Прямі — лінійна апроксимація у діапазонах $T = (130 \div 220)$ К (сувільна) та $T = (230 \div 330)$ К (пунктир).

— зниження бар'єру внаслідок дії сил зображення, згідно з [351]

$$n_{id}^{\text{IF}} \approx 1 + \frac{1}{4} \left[\frac{q^3 N_d}{8\pi^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2 V_{bb}^3} \right]^{1/4}, \quad (4.20)$$

$$\Delta \Phi_b^{\text{IF}} \approx \left(\frac{q^3 N_d V_{bb}}{8\pi^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2} \right)^{1/4}. \quad (4.21)$$

На залежності Φ_{b1} від $n_{id,1}$ (Рис. 4.10), як і в попередній випадках, спостерігаються дві лінійні області зі зламом при $T \sim 225$ К. Шляхом екстраполяції отримано, що Φ_b^0 дорівнює 0,646 В 0,64 В при низьких та високих температурах, відповідно. Похибки визначення наведено в Таблиці 15. Зауважимо, що, згідно з [351, 364], при зниженні температури зростає роль проходження струму через патчі і, хоча лінійність між Φ_b та n_{id} зберігається, екстрапольоване значення ВБШ не буде дорівнювати висоті бар'єру в однорідній області. На нашу думку, саме цим пояснюється відмінність величини Φ_b , визначеної за залежністю $\Phi_b = f(n_{id})$ в низькотемпературному діапазоні, від інших, отриманих для $T = (130 \div 220)$ К з використанням моделі неоднорідного бар'єру (див. Таблицю 15).

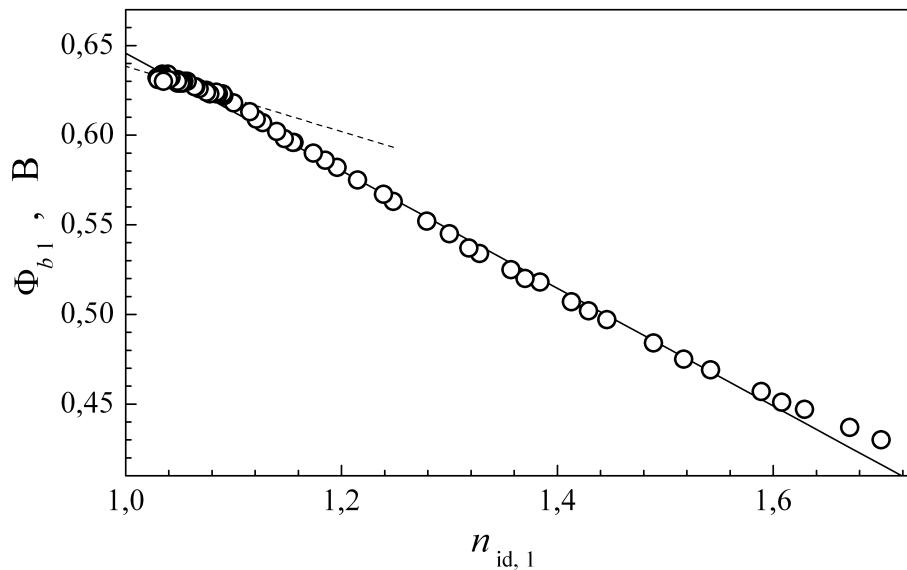


Рис. 4.10 — Залежність ВБШ від фактору неідеальності для високотемпературної компоненти струму I_1 . Прямі — лінійна апроксимація у діапазонах $T = (130 \div 220)$ К (суцільна) та $T = (230 \div 330)$ К (пунктир).

У випадку неоднорідного бар'єру Шотки стала Річардсона може бути визначена за допомогою модифікованої залежності Річардсона [322, 353]:

$$\ln \left(\frac{I_s}{T^2} \right) - \left(\frac{q^2 \sigma_{\Phi_0}^2}{2k^2 T^2} \right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_b^0}{kT}. \quad (4.22)$$

Відповідні графіки, побудовані з використанням отриманих значень $\sigma_{\Phi,0}$ 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. Відповідні дані наведено в Таблиці 15. Зауважимо, що величини A^* , отримані в різних діапазонах температур в межах похибок збігаються

- а) між собою;
- б) з літературними даними.

В Таблиці 15 також наведено значення висоти бар'єру, визначене з ВФХ. В цьому випадку [101, 260]:

$$\Phi_{b,CV} = V_n + V_0 + \frac{kT}{q}, \quad (4.23)$$

де V_0 — абсциса точки перетину з віссю напруги прямої, яка апроксимує залежність $1/C^2 = f(V)$ (див. Рис. 4.2). Зазначимо, що визначена таким способом ВБШ має перевищувати величину, отриману за допомогою ВАХ

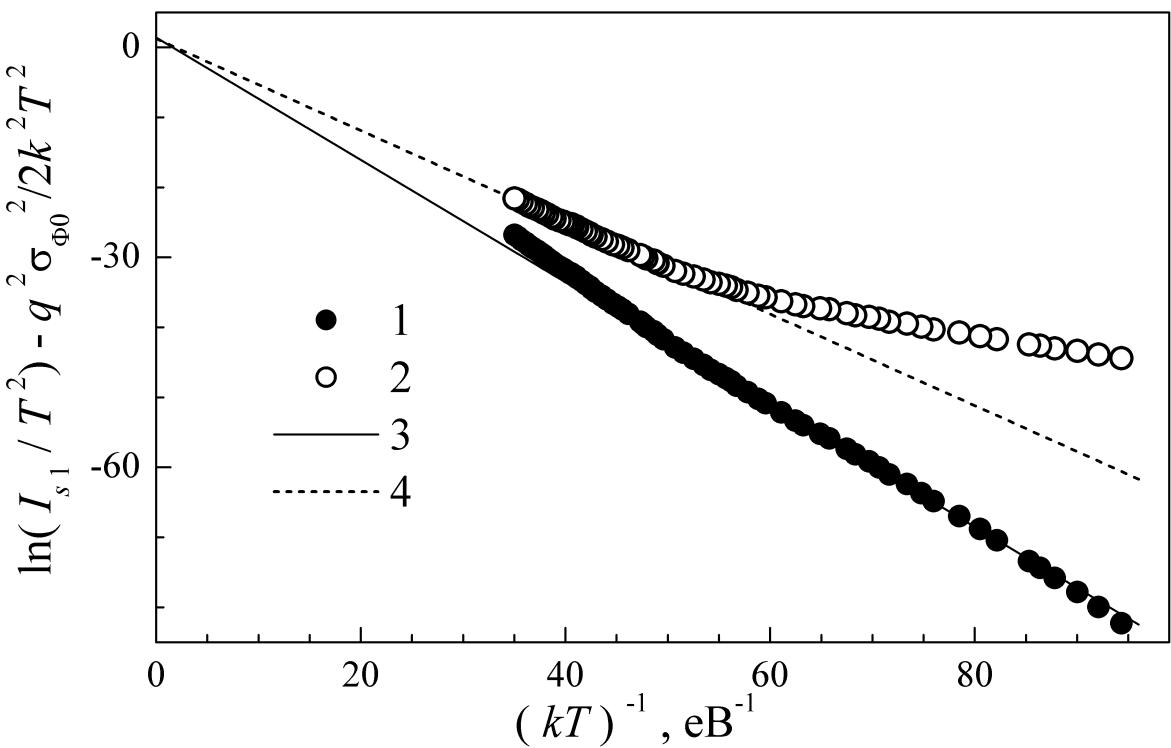


Рис. 4.11 — Модифіковані залежності Річардсона, розраховані за формулою (4.22) для I_{s1} . $\sigma_{\Phi0}$, В: 0,099 (крива 1) та 0,04 (2). Прямі 3 та 4 — лінійна апроксимація кривих 1 та 2 в діапазонах $T = (130 \div 220)$ К та $T = (230 \div 330)$ К, відповідно.

[260,315,325,343,349,353,362]. Це пов'язано з тим, що $\Phi_{b,CV}$ визначається, насамперед, вигином зон і на неї не впливають, наприклад, наявність сил зображення чи квантово–механічне тунелювання носіїв [260, 315, 349]. Більше того, неоднорідність контакту також не відображається на величині $\Phi_{b,CV}$ на відміну від ВБШ, яка визначається за допомогою ВАХ [315, 349, 357, 358]. За своєю поведінкою зі зміною температури $\Phi_{b,CV}$ нагадує ВБШ, визначену за умов плоских зон, наближаючись до неї і за величиною [343, 349, 353, 362]. В нашому випадку спостерігається очікуване співвідношення $\Phi_{b,CV} > \Phi_b^0$ для всіх значень, отриманих в наближенні неоднорідного контакту.

Таким чином, наведені вище результати свідчать про те, що струм I_1 може бути описаний в рамках моделі ТЕ через неоднорідний бар'єр. Єдине, що потребує більш детальної уваги — відмінність між значеннями Φ_b^0 та $\sigma_{\Phi0}$ в різних температурних діапазонах, яка напряму не передбачається в рамках теорії неоднорідного контакту. Водночас подібна ситуація нерідко спостерігається експериментально, див., наприклад, [322, 344, 345, 353, 354, 359–361, 365].

Пов'язувалися подібні зміни з домінуванням при низьких температурах інших, порівняно з ТЕ, механізмів перенесення заряду (термопольова емісія, тунелювання чи рекомбінаційні процеси), фазовими перетвореннями в металі тощо. Проте, на нашу думку, в даному випадку збіг отриманих значень A^* з літературними свідчить про застосованість саме теорії ТЕ. Причиною зміни нахилів залежностей на Рис. 4.9 та 4.11 може бути збільшення швидкості емісії електронів дефектами на границі 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. В результаті, у більш високотемпературному діапазоні σ_{Φ} має зменшуватися, що і спостерігається на експерименті. Інший варіант пояснення, який пропонується, зокрема, в роботі [359], полягає в тому, що окрім патчів наявна додаткова неоднорідність інтерфейсу метал–напівпровідник. Як правило, із ВАХ вдається визначити ВБШ для ділянок з меншим значенням Φ_b^0 і лише при низькотемпературних вимірюваннях нахил модифікованої залежності Річардсона дозволяє отримати інформацію про верхню границю розподілу висоти бар'єру.

Повернемось до струму I_2 , який превалює при малих зміщеннях у низькотемпературній області. В роботі [358] показано, що у випадку неоднорідного контакту такий додатковий, порівняно з I_1 , струм може з'являтися саме при низьких температурах внаслідок ефективного проходженню носіїв через патчі. При цьому експериментальна залежність, показана на Рис. 4.3 дуже схожа на передбачену теоретично (див. Fig.6 в [358]). 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 було виявлене в наших дослідженнях. У випадку, коли струм через патчі визначається ТЕ, то, згідно з [351, 358],

$$I_s = f_p A A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{b,p}}{kT}\right), \quad (4.24)$$

де f_p — множник, який враховує площину ділянок неоднорідності, $\Phi_{b,p}$ — ВБШ в області патчу. Порівнюючи вирази (4.24) та (4.3), можна записати співвідношення між $\Phi_{b,p}$ та Φ_b :

$$\Phi_b = \Phi_{b,p} - \frac{kT}{q} \ln f_p. \quad (4.25)$$

Як видно з рис. 4.4, величина Φ_{b2} дійсно є лінійною функцією температури. Шляхом лінійної апроксимації експериментальних даних визначено, що $\Phi_{b,p} = (54 \pm 4)$ мВ, $f_p = (8 \pm 1) \cdot 10^{-13}$. Таким чином, додатковий струм, який виникає при низьких температурах, також може бути пояснений з точки зору моделі неоднорідного контакту Шотки.

4.2.2 Перенесення заряду при зворотному зміщенні

Приклади зворотних гілок ВАХ структур SSDA, виміряних при різних температурах, наведено на рис. 4.12. Видно, що на представлених характеристиках не спостерігається насичення величини зворотного струму I_R . Це свідчить про те, що характеристики не можуть бути описані в рамках моделі ТЕ через бар'єр з 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 характеристики.

Зростання струму при підвищенні температури залежить від зміщення: при збільшенні зворотної напруги V_R температурна залежність I_R послаблюється. З метою визначення механізму перенесення заряду були побудовані залежності величини струму при певному значенні напруги від температури, представлені на Рис. 4.13. З рисунка видно, що

- а) при аналізі зворотних ВАХ також, як і для прямих гілок, доцільно розглядати два температурних піддіапазони $(130 \div 220)$ К та $(230 \div 330)$ К;
- б) при зворотному зміщенні перенесення заряду забезпечується завдяки декільком механізмам.

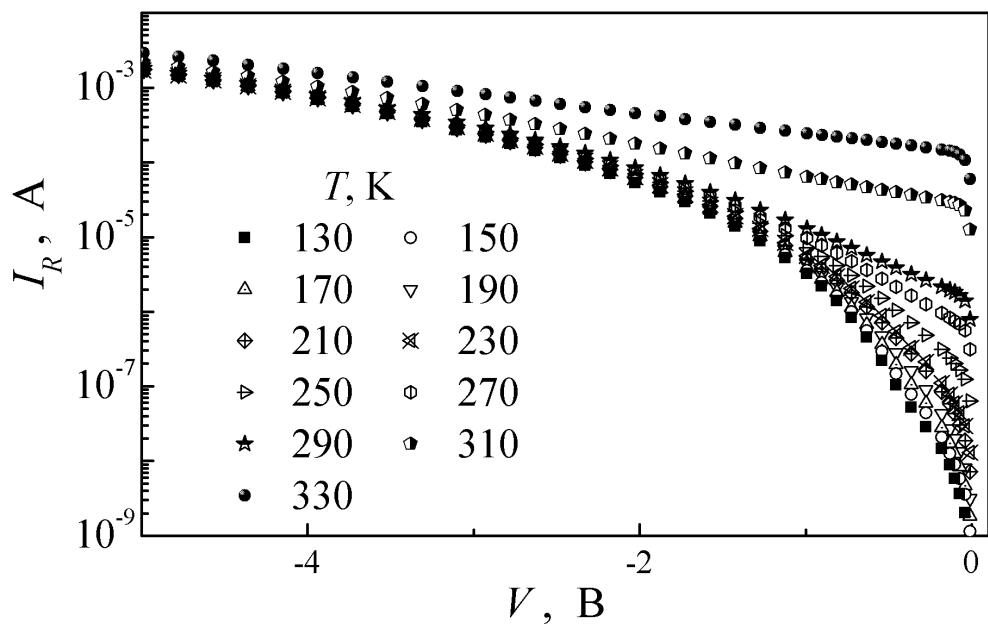


Рис. 4.12 — Зворотні характеристики структур SSDA при температурах 130 К (незаповнені точки) та 330 К (напівзаповнені точки). D , рад: 0 (квадрати), 10^6 (трикутники), 10^7 (кола).

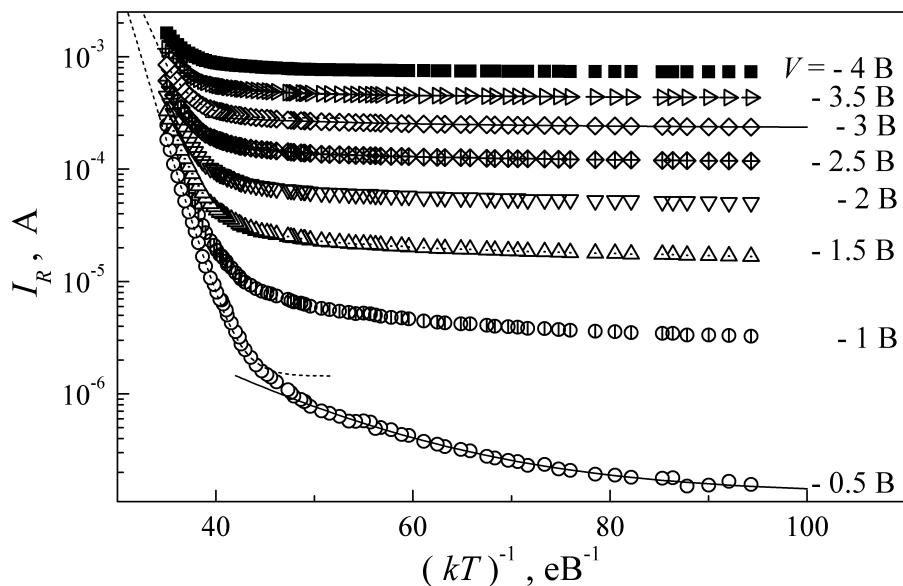


Рис. 4.13 — Температурна залежність зворотного струму структур SSDA при різних зміщеннях. Точки — експеримент, лінії — апроксимація згідно з (4.26) (суцільні при $T = (130 \div 220)$ К, пунктирні при $T = (230 \div 330)$ К).

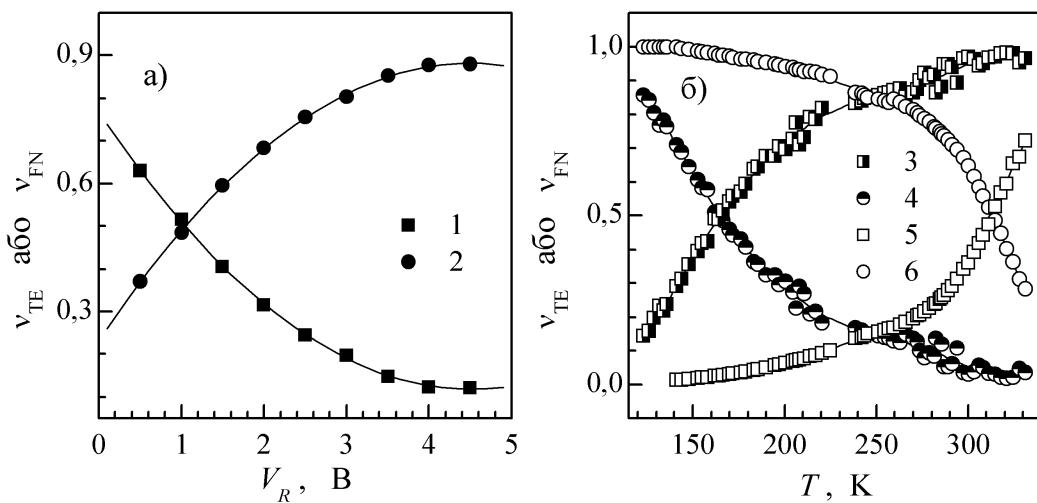


Рис. 4.14 – Залежність відносного внеску у зворотний струм ТЕ (криві 1, 3 та 5) та температуро–незалежної (криві 2, 4 та 6) компонент від зміщення при $T = 300$ К (а) та від температури (б) при $V_R = 0,5$ В (3 та 4) і $V_R = 3$ В (5 та 6).

Проведений аналіз показав, що польова та температурна залежність зворотного струму можуть бути описані за допомогою виразу

$$\begin{aligned} I_R(T, V_R) &= I_{\text{TE}}(T, V_R) + I_{\text{FN}}(V_R) = \\ &= C_{\text{TE}}(V_R)T^2 \exp\left[-\frac{E_{\text{TE}}(V_R)}{kT}\right] + I_{\text{FN}}(V_R), \end{aligned} \quad (4.26)$$

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 у загальний струм були використані величини

$$\begin{aligned} \nu_{\text{TE}} &= \frac{I_{\text{TE}}}{I_R} = \frac{I_{\text{TE}}}{I_{\text{TE}} + I_{\text{FN}}}, \\ \nu_{\text{FN}} &= \frac{I_{\text{FN}}}{I_R} = \frac{I_{\text{FN}}}{I_{\text{TE}} + I_{\text{FN}}}. \end{aligned}$$

Температурна та польова залежності ν_{TE} та ν_{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 [260, 358, 366], що зменшення висоти бар'єру

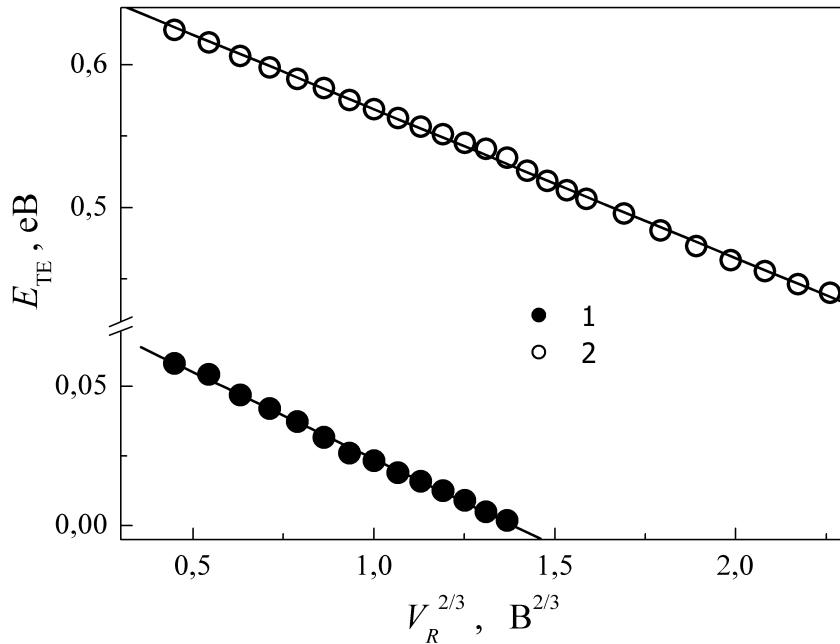


Рис. 4.15 — Польові залежності характеристичної енергії ТЕ складової зворотного струму в діапазонах температур (130 \div 220) К (крива 1) та (230 \div 330) К (крива 2). Точки — експеримент, прямі — лінійна апроксимація за методом найменших квадратів.

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 за рахунок 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 [358]. Для досліджених структур E_{TE} набуває різних значень в кожному з температурних піддіапазонів, проте при збільшенні зворотного зміщення в обох випадках зменшується, лінійно спадаючи з зростанням $V_R^{2/3}$ — див. Рис. 4.15. Таким чином, аналіз зворотних ВАХ також підтверджує, що струм через досліджувані структури може бути описаний в рамках теорії неоднорідного контакту з патчами, вплив яких на зарядоперенесення змінюється поблизу температури 225 К.

На Рис. 4.16 наведено польові залежності величини струму I_{FN} в координатах Фаулера–Нордгейма $\ln(I_{FN}/F_m^2) = f(1/F_M)$, де

$$F_m = \left(\frac{2qN_d V_{bb}}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (4.27)$$

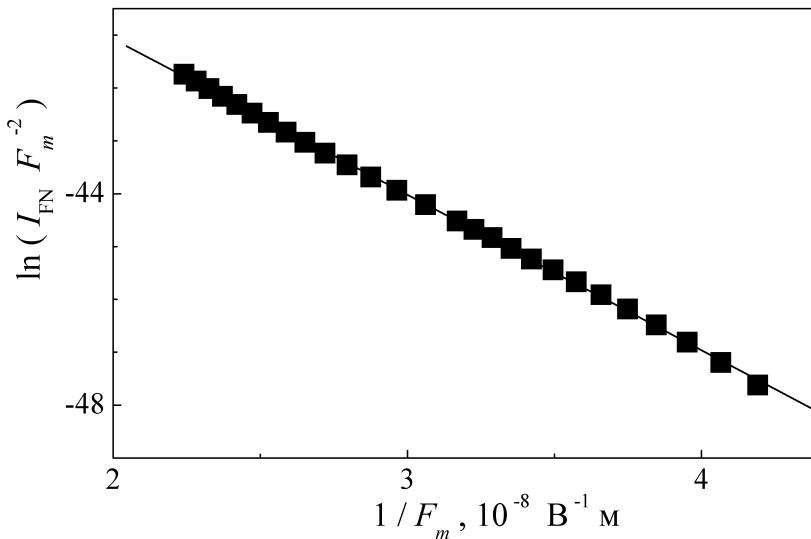


Рис. 4.16 — Залежність температуро-незалежної компоненти зворотного струму в координатах Фаулера–Нордгейма. Точки — експеримент, пряма — лінійна апроксимація за методом найменших квадратів.

напруженість електричного поля на границі розділу метал-напівпровідник [260]; при розрахунках F_m використовувалися отримані при аналізі прямих ВАХ значення Φ_b^0 та V_n при $T = 250$ К. Лінійність залежності свідчить про тунельний характер другої компоненти струму [367], що також підтверджується незалежністю величини I_{FN} від температури.

Якщо тунелювання відбувається через трикутний бар'єр, то для опису струму може бути застосована модифікована формула Фаулера–Нордгейма [260, 368, 369]:

$$\ln \left(\frac{I_{FN}}{F_m^2} \right) \propto -\frac{4\sqrt{2m^*}(qE_{t,\text{eff}})^{3/2}}{3\hbar qF_m}, \quad (4.28)$$

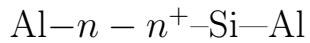
де m^* — ефективна маса електрону, для Si $m^* = 1,08 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг, $E_{t,\text{eff}}$ — ефективна енергія тунелювання, яка для випадку тунелюванням через центр у забороненій зоні залежить від глибини залягання рівня $\epsilon_t = E_c - E_t$ [369, 370]:

$$E_{t,\text{eff}} = E_g \left\{ \frac{3}{16} \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \left(1 - \frac{2\epsilon_t}{E_g} \right) \right] - \frac{3}{8} \left(1 - \frac{2\epsilon_t}{E_g} \right) \sqrt{\frac{\epsilon_t}{E_g} - \left(\frac{\epsilon_t}{E_g} \right)^2} \right\}^{2/3} \quad (4.29)$$

Апроксимуючи отриману залежність (Рис. 4.16) згідно з (4.28) та використовуючи (4.29), знайдено, $E_c - E_t = (120 \pm 5)$ мeВ. Ця величина добре узгоджується з акцепторним рівнем міжвузольного атому вуглецю C_i: $E_c -$

($0,10 \div 0,12$) еВ [371, 372]. Таким чином, струм I_{FN} добре описується моделлю прямого тунелювання через глибокий центр, яким, імовірно, є міжвузольний атом вуглецю.

4.3 Вплив γ -опромінення на електрофізичні властивості структур



Частина структур, використаних для досліджень, була опромінена гамма-квантами ^{60}Co . Як вже згадувалося, дослідженню впливу радіаційного опромінення на параметри ДШ приділяється значна увага. Зокрема, достовірно виявлено [316–320], що іонне та електронне опромінення ДШ, створених на основі напівпровідників з електронною провідністю, викликає монотонні (з підвищеннем дози) зменшення висоти бар'єру та зростання фактору неідеальності і зворотного струму. Ці ефекти виникають внаслідок утворення радіаційних дефектів, які спричиняють зміну концентрації вільних носіїв та збільшення густини станів на інтерфейсній границі, що, в свою чергу, є причиною підсилення тунельного струму. В той же час, у структурах з контактом Шотки, уражених внаслідок дії γ -квантів, незалежно від матеріалу чи типу провідності, нерідко спостерігається збільшення ВБШ та зменшення фактору неідеальності [321–323]. Для пояснення цього явища запропонований [323] механізм, який передбачає часткову компенсацію напівпровідника та інтенсифікацію інтерфейсних процесів тунелювання за участю рівнів дефектів (DAT, defect-assisted tunneling). Проте, в літературі також зустрічаються повідомлення щодо зменшення ВБШ внаслідок γ -опромінення [324]. Більше того, якщо визначення ВБШ проводиться за допомогою ВАХ, то зі збільшенням поглинутої дози γ -квантів ^{60}Co спостерігається і немонотонні зміни висоти бар'єру [325, 326, 331]. До речі, дозова немонотонність зміни електричних параметрів спостерігається не лише при гамма-опроміненні ДШ, але й для інших бар'єрних структур [327] та/або типів радіаційного впливу [328–330]. Нарешті, варто зауважити, що виявлені немонотонності впливу опромінення на структури МН також бувають різного типу: наприклад, в роботах [325, 328, 329]

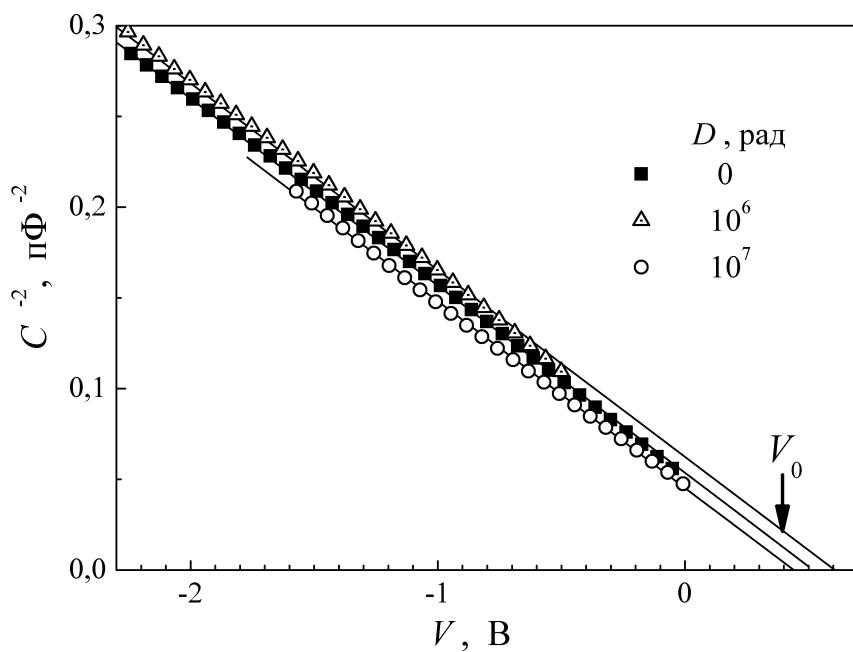


Рис. 4.17 — Вольт–фарадні характеристики структур $\text{Al}—n—n^+—\text{Si}—\text{Al}$ з різним ступенем опромінення. Точки — експеримент, пряма — лінійна апроксимація.

виявлено, що ВБШ збільшується при малих дозах і зростає при великих, тоді як автори робіт [326, 331] описують протилежну тенденцію. Причини подібних розходжень до цього часу не знайшли належного пояснення.

В нашому випадку доза γ -опромінення складала 10^6 або 10^7 рад, для позначення відповідних зразків, як і в розділі 2, використовуються префікси «гб» та «г7», відповідно. При виборі дози були використані результати роботи [325], де показано, що ВБШ кремнієвих структур зростає, якщо загальна поглинута доза γ -квантів $^{60}\text{Co} \approx 10$ кГр, тоді як при подальшому збільшенні D до 100 кГр висота бар'єру зменшується. Водночас, використані дози не викликають значних порушень кристалічної ґратки, про що, зокрема, свідчить, відсутність впливу γ -опромінення на концентрацію вільних носіїв заряду — див. Рис. 4.17

Нижче, поряд з отриманими результатами для опромінених зразків, нерідко наведено також дані і для неопромінених, які детально розглянуті у попередньому підрозділі. Це зроблено з метою зручності порівнянь змін, викликаних опроміненням.

4.3.1 Прямий струм у γ -опромінених кремнієвих діодах Шотки

На Рис. 4.18 представлено результати вимірювань прямих гілок ВАХ структур $\text{Al}-n - n^+-\text{Si}-\text{Al}$, опромінених γ -квантами ^{60}Co з різною величиною поглинутої дози. Як і для неопромінених (див. Рис. 4.3) видно, що струм складається з двох складових. Одна переважає при великих зміщеннях та високих температурах; надалі для скорочення називатимемо її «високотемпературною компонентою струму» (ВТКС), хоча, можливо, ця назва і не повністю віддзеркалює її поведінку. Внесок другої стає помітним при низьких температурах ($T < 250$ K) і лише при малих напругах ($V < 0,2$ V); 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 ступеня опромінення. НТКС структур g6SSDA також є лінійною в напівлогарифмічному масштабі, тоді як при збільшенні ступеня опромінення суттєво вираженим є вплив послідовного опору.

Для апроксимації ВАХ, як і у випадку неопромінених структур, був використаний вираз (4.2); для визначення параметрів була застосована процедура, описана в параграфі 4.2.1.

Температурні залежності ВБШ, обчисленої за формулою (4.3) для ВТКС, наведено на Рис. 4.19. Рисунок показує, що висота бар'єру при γ -опроміненні змінюється немонотонно: при малих дозах Φ_b зменшується, тоді як при збільшенні D спостерігається зростання цієї величини і при $T > 200$ K ВБШ при нульовому зміщенні g7SSDA для навіть перевищує відповідне значення для неопромінених структур. Дозова немонотонність може бути пов'язана зі зміною механізму перенесення заряду після опромінення. Розглянемо це питання детальніше.

Для g7SSDA при $T > 260$ K температурна залежність Φ_b практично співпадає із залежністю $E_g(T)$ (див. Рис. 4.19), що співпадає з передбаченнями

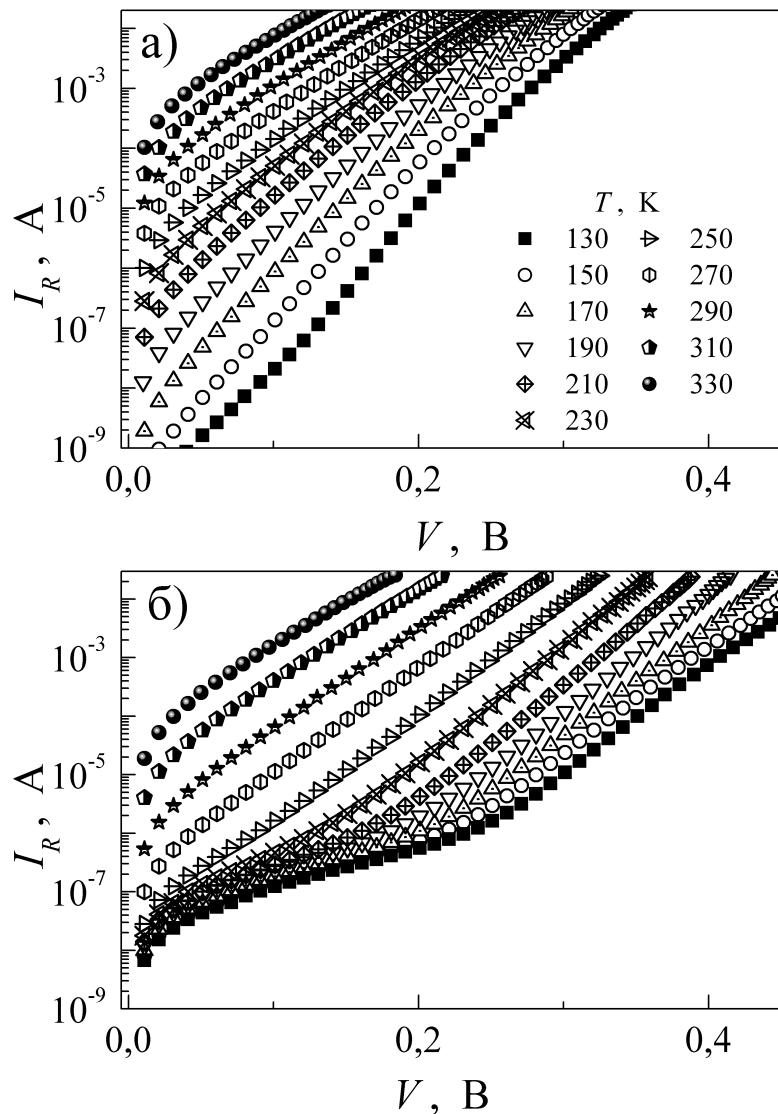


Рис. 4.18 — Прямі ділянки ВАХ структур g6SSDA (а) та g7SSDA (б) в температурному діапазоні 130 \div 330 К.

теорії ТЕ через однорідний бар'єр. Для ДШ з нижчим ступенем опромінення ВБШ зростає з підвищеннем температури, що не може бути поясненим у наближенні цієї теорії.

Для оцінки можливого впливу неоднорідності контакту на Рис. 4.20 наведено температурні залежності Φ_b^{FB} , побудовані відповідно до формули (4.10). На відміну від неопромінених структур, для яких залежність ВБШ в наближенні плоских зон практично співпадала з поведінкою E_g у всьому температурному діапазоні (див. Рис. 4.7), для g6SSDA та g7SSDA поведінки Φ_b^{FB} та ширини забороненої зони схожі лише при $T > 260$ К та $T > 240$ К, відповідно. Отже, лише в цих діапазонах можливе домінування процесів ТЕ і саме для інтервалів

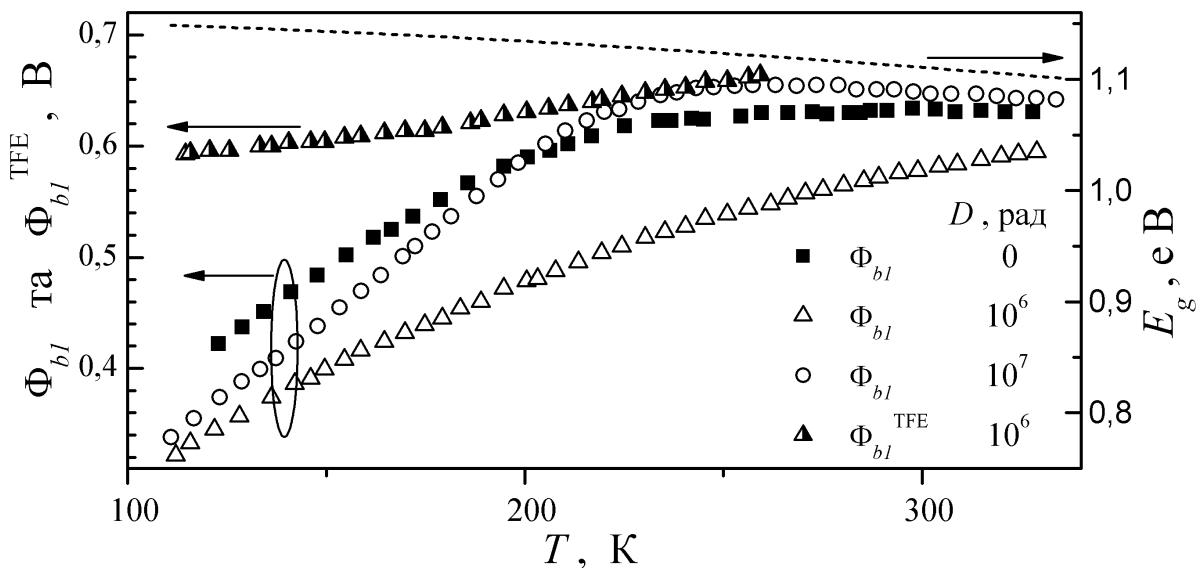


Рис. 4.19 — Температурні залежності висоти бар'єру, розрахованої в рамках моделі ТЕ та ТПЕ для ВТКС зразків SSDA (квадрати), g6SSDA (трикутники) та g7SSDA (кола). Пунктирна лінія (права вісь)— залежність ширини забороненої зони кремнію.

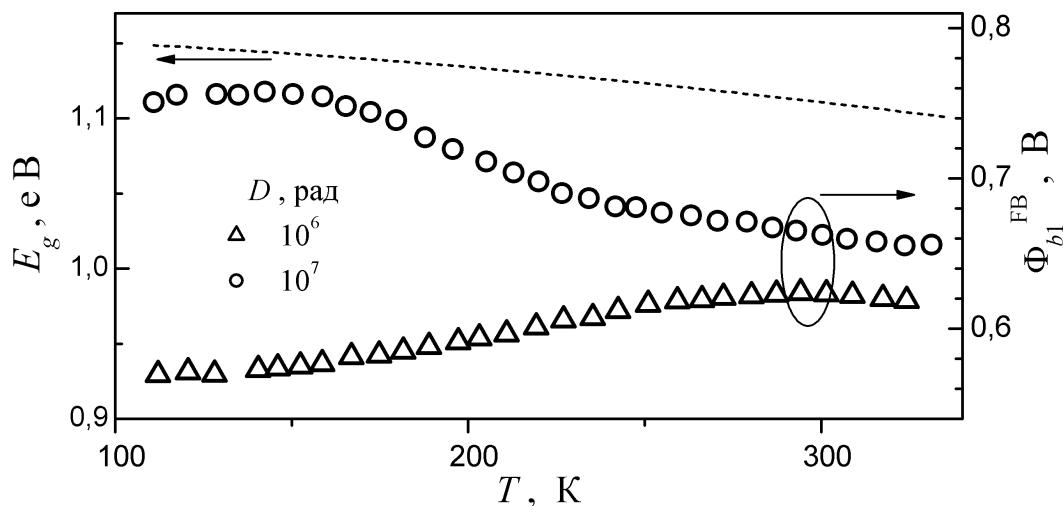


Рис. 4.20 — Температурні залежності ВБШ в наближенні плоских зон (точки, права вісь), розрахованої для ВТКС структур g6SSDA (трикутники) та g7SSDA (кола), та ширини забороненої зони (пунктир, ліва вісь).

температуру побудовані залежності Ψ_b від $q/2kT$, $(n_{\text{id}}^{-1} - 1)$ від $q/2kT$ та Ψ_b від n_{id} , представлені на Рис. 4.21.

Якщо має місце ТЕ через неоднорідний бар'єр, то залежності на Рис. 4.21 повинні бути лінійними [263, 358, 364]. З рисунка видно, що очікуваний вигляд спостерігається лише для g6SSDA, а отже загаданий механізм є домінуючим в Al—n—n⁺—Si—Al лише при поглинутій дозі гамма-квантів близько 10⁶ рад

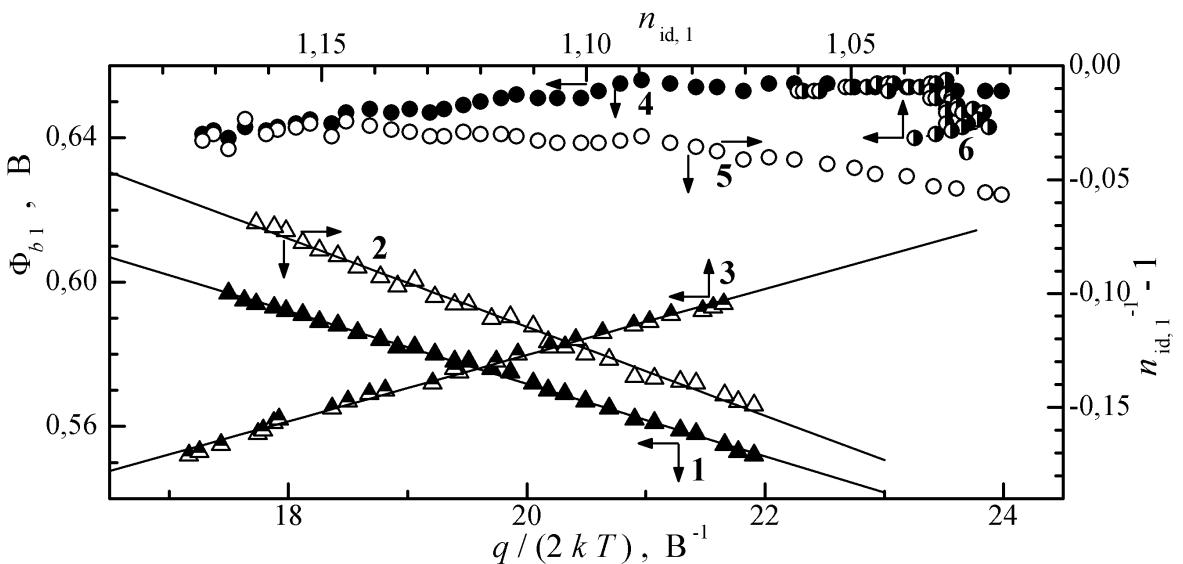


Рис. 4.21 — Залежності величин Φ_{b1} (криві 1 та 4, заповнені точки) та $n_{id,1}^{-1} - 1$ (криві 2 та 5, незаповнені точки) від оберненої температури та залежність ВБШ від фактору неідеальності (криві 3 та 6, напівзаповнені точки) D , рад: 10^6 (1–3), 10^7 (4–6). Точки — експеримент, прямі — лінійна апроксимація за методом найменших квадратів.

при $T > 260$ К. Обчислені в наближені моделі через неоднорідний контакт висота бар'єру за межами патчів, стандартне відхилення ВБШ та коефіцієнти, які польові залежності розподілу ВБШ наведено в Таблиці 16. Зауважимо, що отримані дані свідчать про збільшення середнього значення висоти бар'єру та стандартного відхилення параметрів патчів в опромінених з невеликою дозою γ -квантів ДШ.

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. У параграфі 4.2.1 вже згадувалося, що поява додаткового струму при низьких температурах у випадку неоднорідного контакту пов'язана з ефективним проходженням носіїв заряду через патчі, причому висота бар'єру, яка визначається з ВАХ традиційним способом має лінійно зростати з температурою — див. вираз (4.25). Як видно з рисунку, для досліджених структур лінійна залежність спостерігається незалежно від ступеню опромінення. Проте якщо для g6SSDA обчислені дані свідчать про зростання висоти бар'єру в області патчу та про незмінність загальної площині, яку вони займають (див. Таблицю 16), то для g7SSDA

Табл. 16 — Параметри, визначені з ВАХ структур Al—n—n⁺—Si—Al 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 ± 5	100 ± 1	—
$\rho_2, 10^{-2}$	12 ± 1	27 ± 1	—
ρ_3 , мВ	$8,0 \pm 0,3$	$19,0 \pm 0,4$	—
Φ_b^0 , мВ ^{a)}	663 ± 3	772 ± 2	—
Φ_b^0 , мВ	662 ± 3 ^{б)}	772 ± 2 ^{б)}	710 ± 3 ^{в)}
$\Phi_{b,CV}$, мВ	683 ± 2	770 ± 5	604 ± 4
A^* , А·см ⁻² ·К ⁻²	112 ± 20	115 ± 20	1200 ± 300
$\Phi_{b,p}$, мВ	54 ± 4	74 ± 6	—
$f_p, 10^{-13}$	8 ± 1	8 ± 1	—

^{a)} за залежністю $\Phi_b = f(\frac{1}{2kT})$

^{б)} за модифікованою залежністю Річардсона (4.22)

^{в)} за звичайною залежністю Річардсона (4.6)

отримане в рамках моделі від'ємне значення висоти бар'єру $\Phi_{b,p} \approx -9$ мВ не має фізичного змісту. Тобто, в структурах з високим рівнем опромінення перенесення заряду відбувається в рамках класичного механізму ТЕ.

Спираючись на вищесказане, для оцінки величини A^* для структур з низьким рівнем γ -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 хоча є лінійною, проте розраховане за її допомогою значення A^* (Таблиця 16) суттєво відрізняється від очікуваного. Крім того, оцінена таким чином висота бар'єру перевищує значення, отримане з ВФХ, що також суперечить очікуванням, більш детально розглянутим в параграфі 4.2.1. Це може свідчити про наявність додаткового, крім ТЕ через однорідний контакт, механізму перенесення заряду. Зауважимо, що отримане значення сталої Річардсона для g6SSDA співпадає з відомою з літератури величиною.

З іншого боку, хочеться звернути увагу на те, що згідно з даними Таблиці 16, Φ_b^0 зростає після малих поглинутих доз γ -опромінення, тоді як подальше

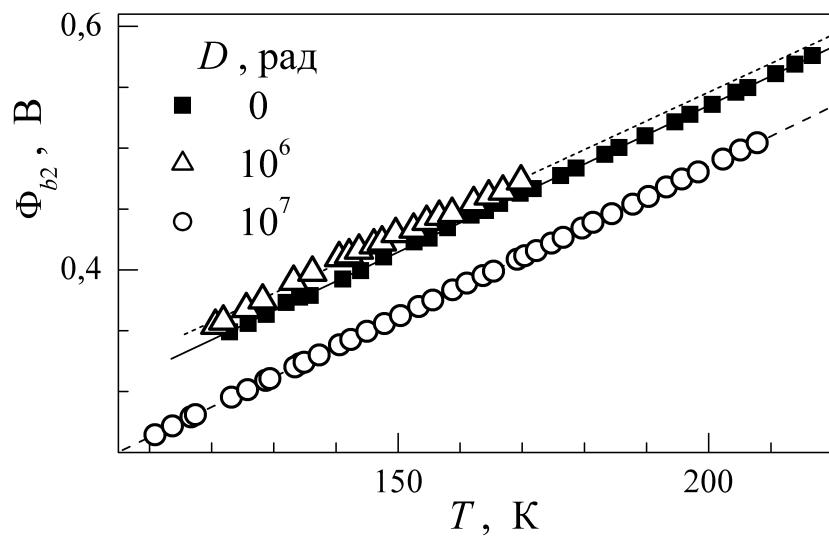


Рис. 4.22 — Температурні залежності висоти бар'єру, розрахованої в рамках моделі ТЕ для низькотемпературної компоненти струму зразків SSDA (квадрати), g6SSDA (трикутники) та g7SSDA (кола). Прямі — лінійна апроксимація (суцільна для SSDA, пунктирна для g6SSDA та штрихована для g7SSDA).

збільшення D викликає зменшення цієї величини. Така немонотонність співпадає за характером з повідомленою раніше в роботах [325, 328, 329] і суперечить даним, отриманим безпосередньо з ВАХ (див. Рис. 4.19) та описаним в [326, 331]. Таким чином, отримані результати показують, що тип немонотонності зміни висоти бар'єру Шотки (спад–зростання чи зростання–спад), який спостерігається при збільшенні дози γ -опромінення, залежить від ступеня неоднорідності контакту: для однорідного інтерфейсу має спостерігатися перший варіант, тоді як для структур з великим впливом патчів — другий.

Для визначення механізму перенесення заряду при низьких температурах в опромінених структурах розглянемо температурні залежні фактору неідеальності — На Рис. 4.24. Зауважимо, що спостерігається немонотонна дозова залежність зміни n_{id} . Представлені результати підтверджують, що для g7SSDA доцільно застосовувати механізм ТЕ при $T > 260$ К, так як в цьому діапазоні температурна залежність n_{id} добре описується виразом (4.4) — див. Рис. 4.24, 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 фактору неідеальності з підвищенням

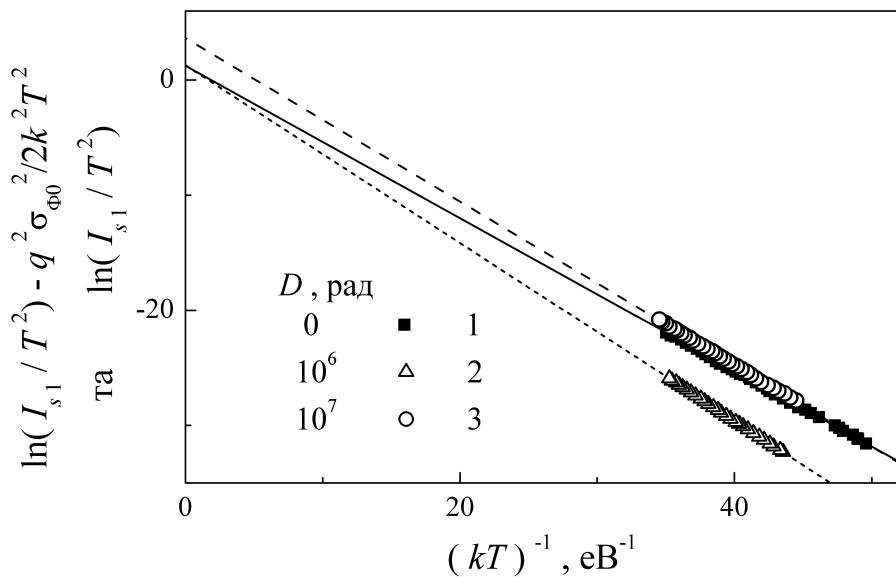


Рис. 4.23 — Модифіковані (криві 1 та 2, структури SSDA та g6SSDA, відповідно) та звичайні (3, g7SSDA) залежності Річардсона, розраховані для ВТКС в температурних діапазонах 230÷330 К (1) та 260÷330 К (2, 3). $\sigma_{\Phi0}$, мВ: 99 (1) та 100 (2). Прямі — лінійна апроксимація (суцільна для SSDA, пунктирна для g6SSDA та штрихована для g7SSDA).

Табл. 17 — Параметри, визначені з ВАХ структур Al—n—n⁺—Si—Al 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 ± 10
χ_{calc} , 10^{-3} K^{-1}	39 ± 3	26 ± 2	8 ± 1
χ_{fit} , 10^{-3} K^{-1}	73 ± 6	42 ± 4	8 ± 1
I_{s0} , 10^{-14} A	$5 \pm 0,5$	13 ± 3	$(17 \pm 2) \cdot 10^5$

a) для високотемпературної компоненти струму

b) для низькотемпературної компоненти струму

температури співпадають з передбаченими згідно з формулою (4.5) з різними значеннями характеристичної енергії, наведеними в Таблиці 17. Це свідчить на користь наявності тунелювання носіїв заряду. Зауважимо, що у випадку ТПЕ чи ПЕ величина характеристичної енергії має описуватися виразом (4.6), що для досліджених структур дає величину близько 2 меВ, що набагато менше ніж визначені значення. Крім того польова емісія є характерною для температур, при яких $kT \approx E_{00}^{\text{TFE}}$, що не відповідає дослідженому температурному інтервалу.

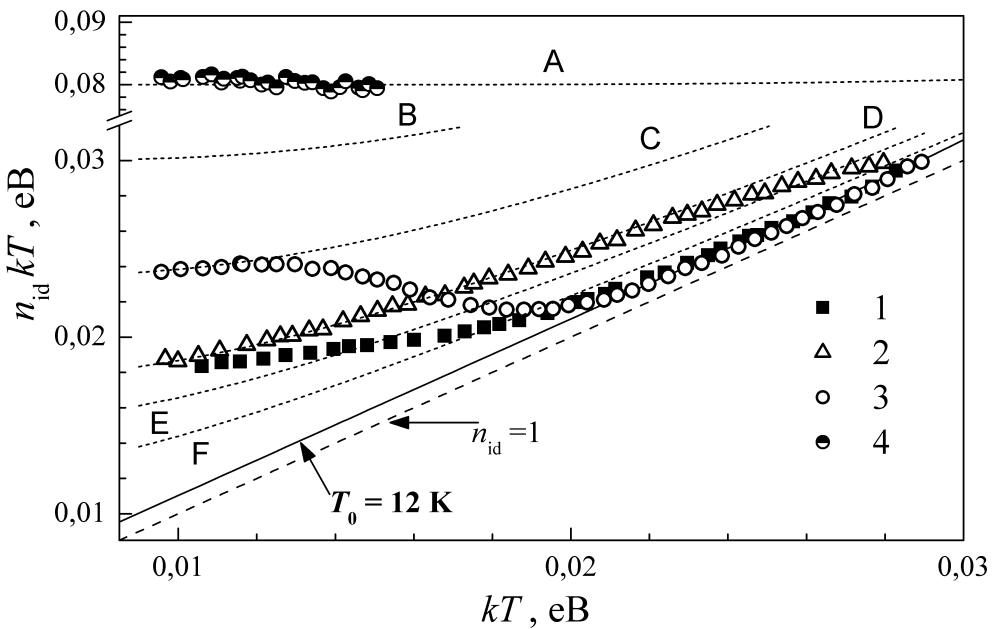


Рис. 4.24 — Температурна залежність оберненого нахилу ВАХ для ВТСК (1–3) та НТСК (4). D , рад: 0 (1), 10^6 (2), 10^7 (3, 4). Точки — експеримент, суцільна лінія розрахована відповідно до формули (4.4) з $T_0 = 12$ К, пунктирні — з використанням виразу (4.5) при E_{00} , меВ: 80 (A), 30 (B), 23.5 (C), 17.8 (D), 15 (E), 12 (F). Штрихована лінія відповідає ідеальному випадку $n_{id} = 1$.

При ТПЕ струм насичення через ДШ описується виразом [260, 373]

$$I_s = \frac{A^* T \sqrt{\pi E_{00} (\Phi_b^{\text{TFE}} - V_n)}}{k \cosh \left(\frac{E_{00}}{kT} \right)} \cdot \exp \left[-\frac{V_n}{kT} - \frac{(\Phi_b^{\text{TFE}} - V_n)}{n_{id}^T kT} \right]. \quad (4.30)$$

на Рис. 4.19 (напівзаповнені трикутники) наведено температурну залежність Φ_b^{TFE} , отриману шляхом апроксимації ВАХ структур g6SSDA, у припущені, що струм проходить внаслідок ТПЕ. Наведена залежність відрізняється від поведінки E_g . Таким чином, ні термопольова, ні польова емісії не можуть бути причинами появи ні ВТКС, ні НТКС у досліджених структурах.

З іншого боку, якщо перенесення заряду відбувається внаслідок багато-стрибкових DAT процесів, то струм насичення має описуватися наступним виразом [312]:

$$I_s = I_{s0} \exp(\chi T), \quad (4.31)$$

$$\chi = \frac{\beta + k \ln(N_c/N_d)}{E_{00}}, \quad (4.32)$$

де I_{s0} залежить, зокрема, від концентрації дефектів, β — температурний коефіцієнт зниження Φ_b .

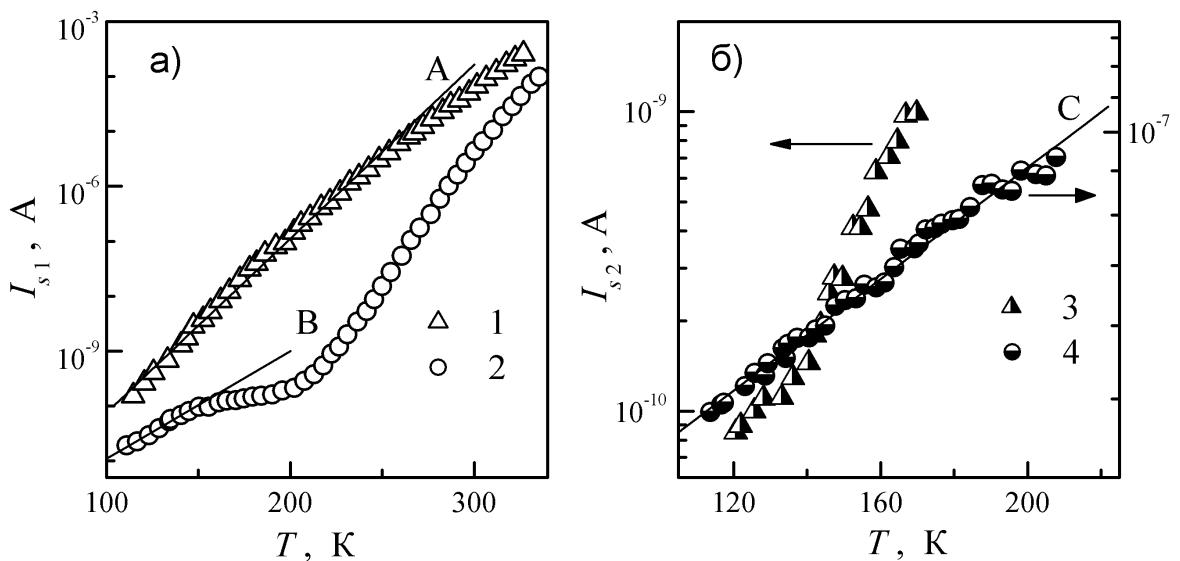


Рис. 4.25 — Температурні залежності струму насычення ВТКС (а, незаповнені точки) та НТКС (б, напівзаповнені точки). D , рад: 10^6 (1, 3, трикутники), 10^7 (2, 4, кола). Лінії розраховані за формулою (4.31). χ , 10^{-3} К $^{-1}$: 73 (А), 42 (Б), 26 (С). I_s , А: $5 \cdot 10^{-14}$ (А), $1,3 \cdot 10^{-13}$ (Б), $1,7 \cdot 10^{-8}$ (С).

На Рис. 4.25 наведено температурні залежності струмів насычення, визначених для досліджених структур. З рисунка видно, що між $\ln I_s$ та T спостерігається лінійна залежність саме в тих температурних діапазонах, де значення фактору неідеальності описується виразом, також характерним для DAT.

Використовуючи вираз (4.32), значення $\beta = 0,26$ меВ/К [296, 312] та величини E_{00} , отримані із залежностей $n_{id} = f(T)$ (Рис. 4.24), були розраховані значення χ_{calc} для g6SSDA та g7SSDA, наведені в Таблиці 17. Ця таблиця також містить величини χ_{fit} , отримані шляхом апроксимації залежностей I_s з використанням виразу (4.31). 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_{id} свідчать, що ВТКС в g6SSDA при $T = 120 \div 240$ К, ВТКС в g7SSDA при $T < 130$ К і НТКС в g7SSDA визначаються процесами багато-стрибкового DAT.

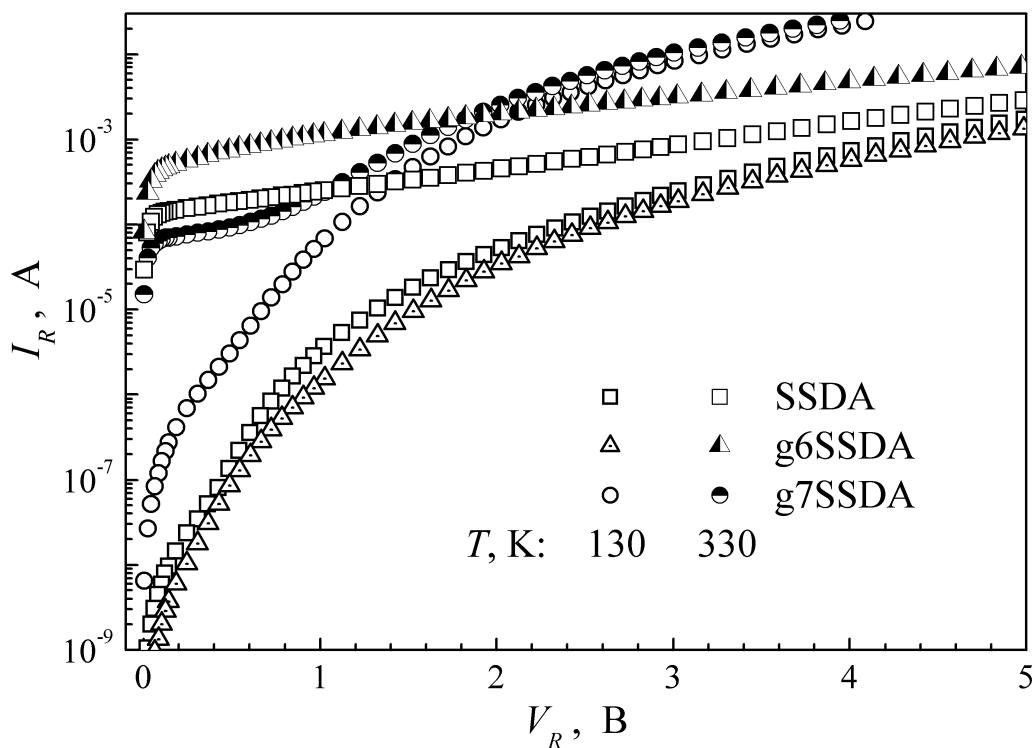


Рис. 4.26 — Зворотні характеристики структур SSDA при температурах 130 К (незаповнені точки) та 330 К (напівзаповнені точки). D , рад: 0 (квадрати), 10^6 (трикутники), 10^7 (кола).

4.3.2 Зворотній струм у γ -опромінених кремнієвих діодах Шотки

Приклади зворотних ВАХ досліджуваних структур при низьких та високих температурах наведено на Рис. 4.26. Видно, що γ -опромінення з низькою дозою

- залишає майже незмінною величину зворотного струму поблизу азотних температур;
- в декілька разів підвищує величину I_R в околі кімнатних температур;
- практично не впливає на польову залежність зворотного струму.

У ДШ зі збільшеною поглинutoю дозою при низьких зміщеннях спостерігається збільшення струму в області низьких температур і зворотній ефект при високих; водночас при великих зміщеннях ($V_R > 2$ В) він практично перестає залежати від температури, зростаючи при цьому приблизно на порядок.

Проведений аналіз показав, що вираз (4.26), який використовувався для опису зворотних гілок ВАХ неопромінених структур, не може з достатньою точністю відтворити температурну та польову залежності I_R в Al—n—n⁺—Si—Al після опромінення. Для апроксимації експериментальних даних був використаний наступний вираз:

$$I_R(T, V_R) = C_{\text{TE}}(V_R)T^2 \exp \left[-\frac{E_{\text{TE}}(V_R)}{kT} \right] + I_{\text{FN}}(V_R) + I_{\text{MPT}}(T, V_R), \quad (4.33)$$

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_{TE} залежить від зміщення, проте для g6SSDA та g7SSDA характеристична енергія лінійно залежить від $V_{bb}^{1/4}$ — Рис. 4.27. Тому в цьому випадку вплив неоднорідностей на термоемісійний зворотній струм менш суттєвий, а зменшення ВБШ пов'язане з дією сил зображення [260, 366].

Температуро-незалежна компонента I_{FN} незалежно від ступеня опромінення має тунельний характер — див. Рис. 4.27, причому її нахил у координатах Фаулера–Нордгейма одинаковий. Згідно з (4.28) та (4.29) це свідчить про те, що тунелювання відбувається через один і той самий дефектний рівень $E_c - E_t = 120$ мeВ. З іншого боку, зсув залежності $I_{\text{FN}}/F_m^2 = f(F_m^{-1})$ відображає збільшення концентрації відповідних дефектів, яка особливо помітна для g7SSDA. Це додатково свідчить, що I_{FN} пов'язана з тунелюванням за участю рівнів міжвузольного атому вуглецю C_i , який є вторинним дефектом при опроміненні кремнію γ -квантами ^{60}Co [371]. Оскільки в наших експериментах температура досягала 330 К, необхідно зауважити, що в роботі [372] показана можливість відпалу C_i в об'ємному кремнії при температурах 300÷350 К шляхом утворення комплексу з міжвузольним атомом кисню чи заміщаючим атомом вуглецю. Проте, на нашу думку, процеси просторового розділення різноміжно-заряджених дефектів, які можуть відбуватися при γ -опроміненні бар'єрних структур [374], є причиною стабільності C_i в наших дослідах. Таким чином, струм I_{FN} може бути пов'язаний з прямим тунелюванням через ГР C_i .

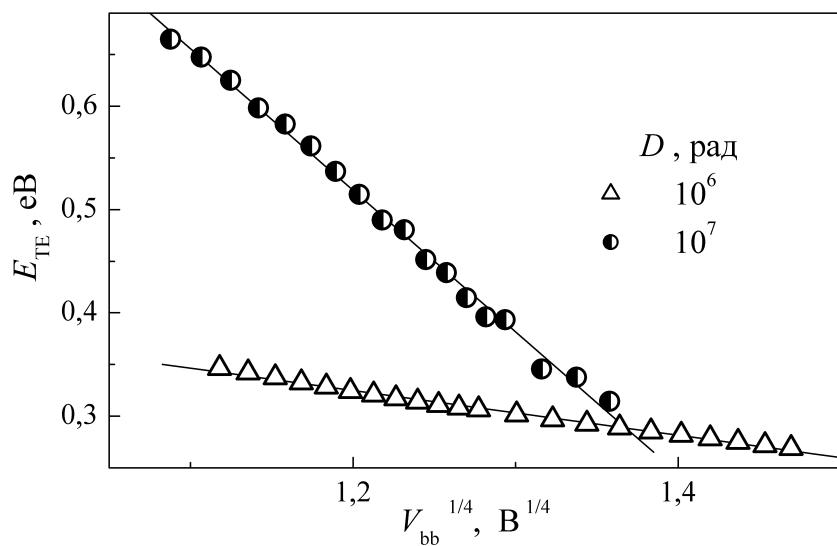


Рис. 4.27 — Польові залежності характеристичної енергії ТЕ складової зворотного струму структур g6SSDA (трикутники) та g7SSDA (кола). Точки — експеримент, прямі — лінійна апроксимація за методом найменших квадратів.

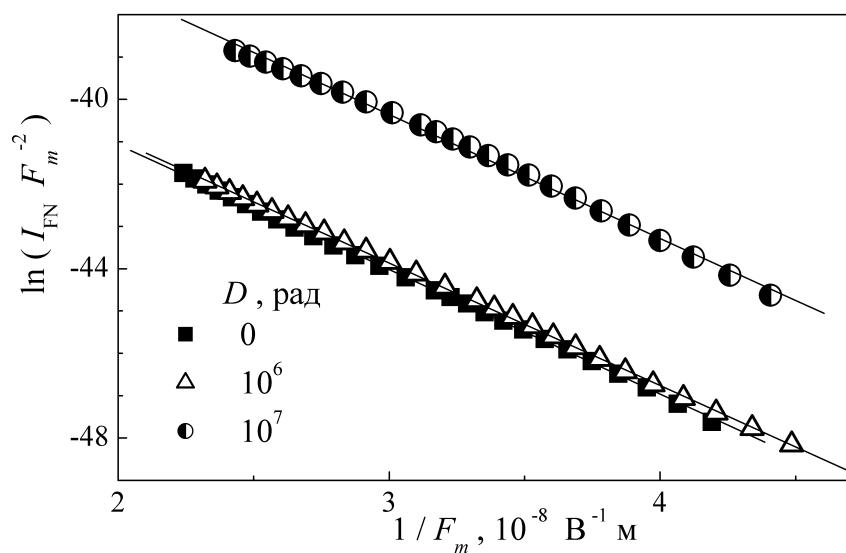


Рис. 4.28 — Залежність температуро-незалежної компоненти зворотного струму в координатах Фаулера–Нордгейма структур SSDA (квадрати), g6SSDA (трикутники) та g7SSDA (кола). Точки — експеримент, пряма — лінійна апроксимація за методом найменших квадратів.

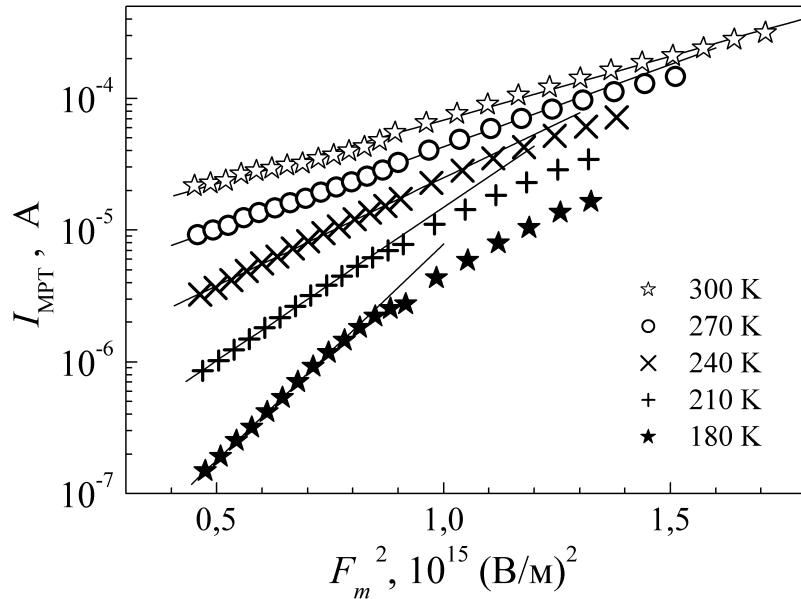


Рис. 4.29 — Польові залежності компоненти зворотного струму $I_{\text{МРТ}}$ при різних температурах для структури g7SSDA. Точки — експеримент, пряма — лінійна апроксимація за методом найменших квадратів.

Струм $I_{\text{МРТ}}$, який спостерігається лише в опромінених структурах, зростає з підвищеннем поглинутої дози. Поява нового механізму перенесення заряду після γ -опромінення є відомим ефектом; наприклад, згідно з результатами [375, 376], причинами додаткового струму можуть бути генераційно–рекомбінаційні процеси або тунелювання.

З літератури [312, 370, 377] відомо, що у структурах МН може протикати струм, пов'язаний з тунельною багатофононною іонізацією глибоких домішкових центрів. В цьому випадку дляожної температури існує діапазон полів (загалом тим більший, чим вища температура), коли імовірність багатофононної іонізації P та величина струму експоненційно зростають з підвищеннем напруженості електричного поля F_m [370, 377, 378]: $P(F_m, T) = P(0, T) \exp(F_m^2/F_0^2)$, де F_0 — деяке характеристичне значення напруженості. Саме така залежність спостерігається для $I_{\text{МРТ}}$ — див. Рис. 4.29.

Теоретично показано, що коефіцієнт нахилу F_0 має залежати від температури, причому [370, 377, 378]:

$$F_0^{-2/3} = \left[\frac{d(\ln I_{\text{МРТ}})}{d(F_m^2)} \right]^{1/3} \propto \sqrt[3]{\frac{q^2 \hbar^2}{24k^3 m^*}} \frac{1}{T}. \quad (4.34)$$

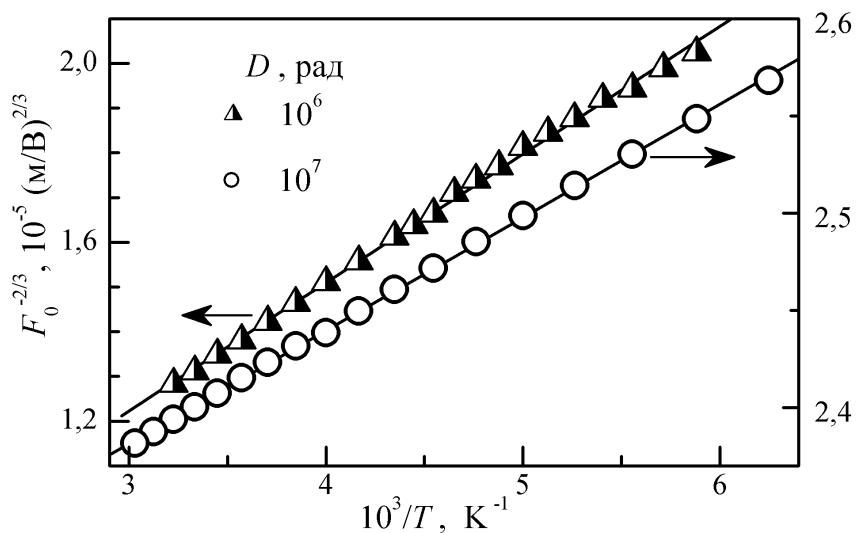


Рис. 4.30 — Температурна залежність коефіцієнту нахилу польової залежності компоненти зворотного струму $I_{\text{МРТ}}$. Точки – експеримент, лінії – лінійна апроксимація за методом найменших квадратів.

Нахил залежності $\ln I_{\text{МРТ}} \sim F^2$ дійсно є лінійною функцією оберненої температури (Рис. 4.30). Значення, отримані шляхом лінійної апроксимації даних на Рис. 4.30 ($2,9 \cdot 10^{-3}$ 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 $q^2 \hbar^2 / (24k^3 m^*) = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{м}^{2/3} \cdot \text{В}^{-2/3}$. Тобто, причиною виникнення ще однієї складової зворотного струму є поява радіаційних дефектів та пов'язаних з ними рівнів у забороненій зоні, за участю яких і відбуваються процеси багатофононної іонізації в області просторового заряду.

На Рис. 4.31 показані температурні залежності відносних внесків ν_{TE} , ν_{FN} та $\nu_{\text{МРТ}}$ кожної з компонент у загальний зворотний струм, розраховані аналогічно до виразів, наведених на с. 163 при певних значеннях V_R . Видно, що

- а) струм I_{FN} є основним при низьких температурах, його внесок зменшується при зростанні T і є найбільшим для g7SSDA;
- б) в g6SSDA тунельний струм перевищує TE складову при $T < 250$ К, що співпадає з результатами, отриманими при аналізі прямого струму;
- в) в g7SSDA внесок I_{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 g7SSDA при $T = 150 \div 220$ К (Рис. 4.25, а, крива 2)

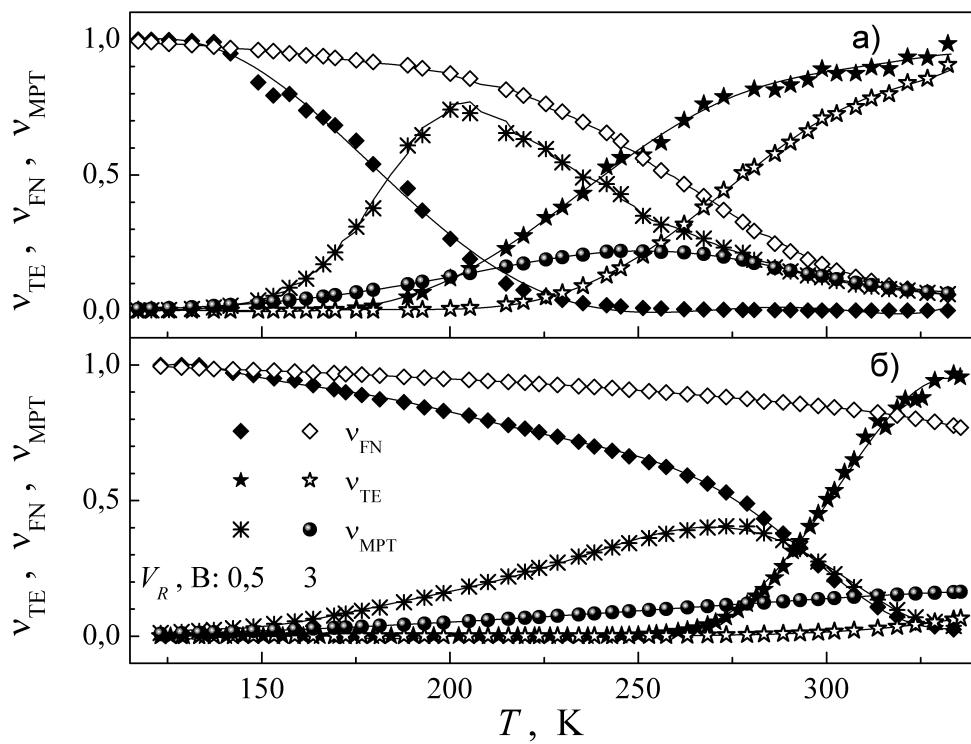


Рис. 4.31 — Температурні залежності відносних внесків у зворотний струм структур g6SSDA (а) та g7SSDA (б) при $V_R = 0,5$ В та $V_R = 3$ В.

доводить, що в цьому температурному діапазоні тунелювання є основним механізмом перенесення заряду і при прямому зміщенні. Відомо [379], 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 (Таблиця 16) та відомого з літератури, а також перевищення Φ_b^0 величини $\Phi_{b,CV}$.

Узагальнюючи картину змін параметрів структур Al–n – n⁺–Si–Al внаслідок опромінення γ -квантами ^{60}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 з характеристичною енергією $E_{00} = 17,8$ мeВ. Це пов'язано з появою у збідненому прошарку РД, зокрема

міжвузольних атомів вуглецю, які спричиняють збільшення концентрації рівнів у забороненій зоні, і, отже, інтенсифікує процеси тунелювання, у тому числі і багатофононного. При $T > 260$ К основним механізмом залишається термоелектронна емісія через неоднорідний бар'єр, проте значення Φ та $\sigma_{\Phi 0}$ зростають до 0,772 В та 0,1 В, відповідно. Аналіз НТКС показав, що поява додаткового струму, як і для неопромінених структур, пов'язана з 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 границі структур МН РД акцепторного типу. Зауважимо, що ефекти просторового розділення точкових дефектів з протилежним зарядом, індукованих γ -опроміненням, внаслідок дії пружних полів у бар'єрних структурах достатньо широко відомі в літературі [374, 380]. Щодо збільшення $\sigma_{\Phi 0}$, то зазначимо, що можливою причиною появи патчів вважаються, зокрема, дислокації [315]. У приповерхневих шарах Si структур Al–n – n⁺–Si–Al, ідентичних за будовою до досліджених, виявлено скучення дислокацій та дефекти пакування [328, 381], 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 дислокацій — відоме явище так званого радіаційно–підсиленого дислокаційного ковзання (REDG, radiation-enhanced dislocation glide) [382]. Тобто, в нашому випадку γ -опромінення викликає переміщення протяжних дефектів та їх часткове перегрупування з утворенням більших за розміром скучень. Ефекти зменшення загальної кількості таких дефектів внаслідок фотонного (лазерного) опромінення спостерігалося і раніше в роботах [328, 381]. В рамках моделі неоднорідного контакту (див. формули (4.17) та (4.18)), збільшення розкиду розмірів патчів має спричинити зростання $\sigma_{\Phi 0}$. Збільшення впливу патчів маскує зростання ВБШ за їх межами і викликає ефективне зменшення висоти бар'єру, яка визначається безпосередньо з ВАХ.

При збільшенні дози до 10^7 рад концентрація РД суттєво зростає — див., наприклад Таблицю 7, де представлені результати оцінки дефектоутворення у кристалах кремнію при таких же дозах процеси γ -опроміненням, які використовувалися для модифікації структур SSDA. Відомо [383], що в ДШ релаксація механічних напруг може відбуватися внаслідок гетерування ТД. На нашу думку, в досліджених структурах такими центрами гетерування є саме патчі. В результаті накопичення ними від'ємно заряджених дефектів (як радіаційних, так і тих, що були наявні в кристалі до опромінення, але внаслідок іонізації стали більш рухливими) характер перенесення заряду через ці області змінився з термоемісійного на тунельний. Тобто, патчі почали виконувати роль тунельних шунтів і перестали впливати на ТЕ процеси. Як наслідок, а) НТКС при прямому зміщенні суттєво зросла, причому перенесення заряду почало відбуватися завдяки процесам DAT з $E_{00} = 80$ мeВ; б) тунельний струм став переважаючим не лише при зворотному зміщенні практично у всьому дослідженному температурному інтервалі, але й при прямому зміщенні при $T = 150 \div 220$ K; в) прямий струм при $T = 260 \div 330$ K, в основному, визначається ТЕ процесами через бар'єр висотою близько 710 мB, 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 γ -квантів ^{60}Co спостерігалися ефекти як немонотонної зміни механічних напруг в епітаксійних плівках, так і зміни заряду радіаційних дефектів, накопичених на границі розділу [374, 384]. Ці явища також є непрямим доказом на користь запропонованого механізму радіаційно-індукованої перебудови кремнієвих діодів Шотки.

4.4 Вплив ультразвукового навантаження на перенесення заряду в γ -опромінених та неопромінених структурах Al—n—n⁺—Si—Al

4.4.1 Режими ультразвукового навантаження структур Al—n—n⁺—Si—Al

Схема акустичного навантаження структур Al—n—n⁺—Si—Al наведено на Рис. 4.32. Відмінність від схеми, зображеній на Рис. 2.2, полягає у наявності діелектричного прошарку, необхідного для електричної розв'язки при вимірюванні ВАХ. Для оцінки параметрів ультразвукового навантаження використовувалися формули (2.3—2.6) та дані Таблиці 2.

При дослідженні AI ефектів в зразках збуджувалися повздовжні хвилі. УЗН відбувалось при температурах, поблизу кімнатної. Параметри УЗН структур Al—n—n⁺—Si—Al, їх позначення та зразки, до яких вони застосовувалися, наведено в Таблиці 18.

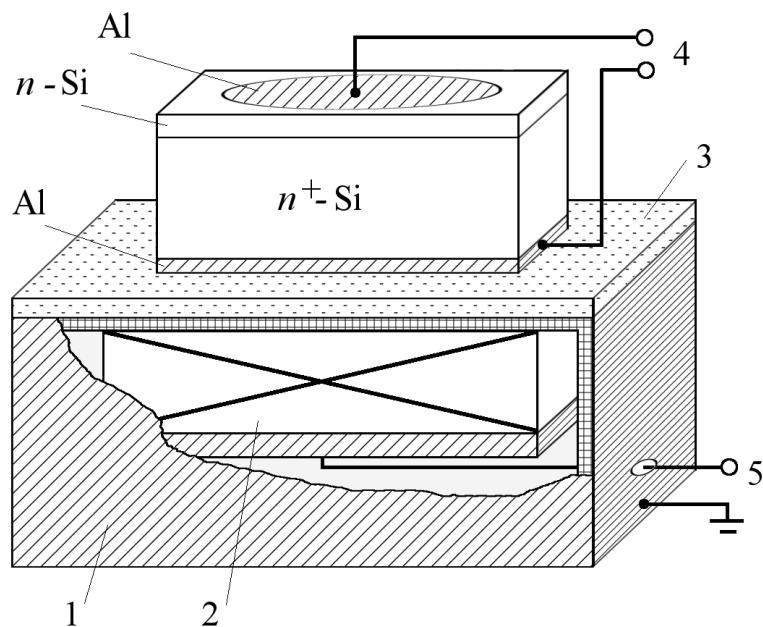


Рис. 4.32 — Використані схеми УЗН. 1 — екран (алюмінієва фольга, товщина 0,012 мм); 2 — п'єзоелектричний перетворювач (LiNbO_3); 3 — діелектричний прошарок (слюда, товщина 0,03 мм); 4 — контакти для вимірювання ВАХ; 5 — контакти для збудження УЗ.

Табл. 18 — Параметри ультразвукових навантажень структур $\text{Al}-n-n^+-\text{Si}-\text{Al}$ з контактами Шотки.

f_{US} , МГц	Тип хвиль	W_{US} , Вт/см ²	ξ_{US} , 10^{-6}	u_{US} , нм	T , К	УЗН	Зразок
9,6	повздовжні	до 0,66	до 3,1	до 0,43	~ 305	U10SD	SSDA
30,1	повздовжні	до 0,42	до 2,5	до 0,11	~ 305	U30SD	SSDA
9,6	повздовжні	до 1,3	до 4,3	до 0,60	~ 305	U10g6SD	g6SSDA
9,6	повздовжні	до 1,1	до 4,0	до 0,56	~ 305	U10g7SD	g7SSDA

4.4.2 Акустоіндуковані зміни висоти бар'єру Шотки

На Рис. 4.33 показано прямі гілки ВАХ структур $\text{Al}-n-n^+-\text{Si}-\text{Al}$, виміряні при УЗН та для 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 і від ступеню радіаційного опромінення структур.

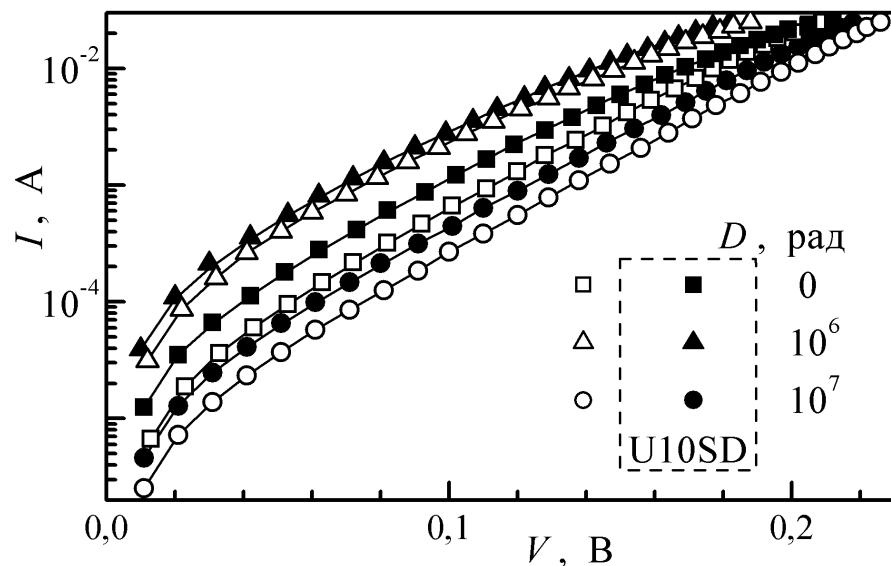


Рис. 4.33 — Прямі ВАХ структур SSDA (квадрати), g6SSDA (трикутники) та g7SSDA (кола), виміряні при $T = 305$ К. Заповнені та порожні точки відповідають вимірам за умов УЗН та без нього, відповідно. W_{US} , Вт/см²: 0,7 (SSDA), 1,3 (g6SSDA), 1,1 (g7SSDA). Лінії — апроксимація відповідно до формули (4.2).

За методикою, стандартною для даного розділу, були визначені характеристики ДШ в умовах поширення акустичних коливань різної інтенсивності. Зауважимо, що так як температура УЗН була близька до кімнатної, то в цьому випадку внесок НТКС знехтувано малий. Еволюція величин ВБШ та фактору неідеальності представлена на На Рис. 4.34. Дані на рисунку дозволяють виділити наступні особливості впливу УЗ на характеристики структури металл–кремній:

- a) УЗН викликає зменшення ВБШ;
- б) залежність зміни висоти бар'єру від W_{US} в неопромінених структурах має пороговий характер: величина Φ_b залишається практично незмінною поки $W_{\text{US}} < 0,4 \text{ Вт}/\text{см}^2$, після чого зменшення ВБШ досягає $(13 \pm 4) \text{ мВ}$ при $W_{\text{US}} \simeq 0,7 \text{ Вт}/\text{см}^2$;
- в) на відміну від ефектів, виявлених при розгляді АДВ в КСЕ (параграфи 2.6.5 та 2.5), збільшення частоти УЗН неопромінених структур не спричинює підвищення ефективності впливу УЗН;
- г) після γ -опромінення ефективність впливу УЗН на ВБШ знижується: абсолютне значення $\Delta\Phi_b$ не перевищує 10 мВ для g7SSDA та 3 мВ для g6SSDA при $W_{\text{US}} > 1 \text{ Вт}/\text{см}^2$;
- д) на залежність Φ_b від W_{US} для радіаційно модифікованих структур поріг не спостерігається;
- е) збільшення поглинутої дози призводить збільшення змін ВБШ при УЗН;
- ж) незначні AI зміни фактору неідеальності спостерігаються у випадку, коли $n_{\text{id}} > 1,1$ (зразок g6SSDA); у випадку, коли n_{id} близький до одиниці, в умовах УЗН його величина практично не міняється (зразки SSDA та g7SSDA).

Згідно з (4.16), причиною AI змін ВБШ може бути вплив УЗ на Φ_b^0 або на σ_{Φ_0} (або й, звичайно, на обидві величини). В свою чергу, рівняння (4.4), (4.16) та (4.19) дозволяють оцінити, яким чином повинен був би змінюватись фактор неідеальності, якби причиною зміни ВБШ були б зміни лише одного параметру

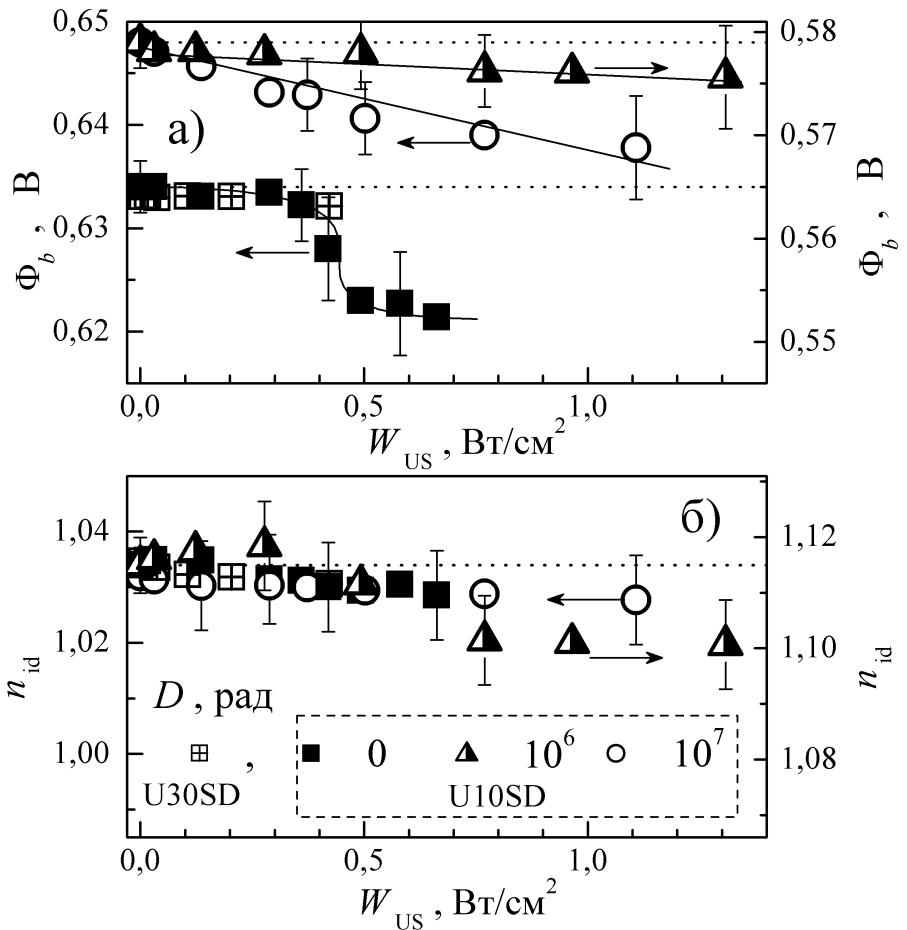


Рис. 4.34 — Залежності висоти бар’єру Шотки (а) та фактору неідеальності (б) від інтенсивності УЗ для структур SSDA (квадрати, праві вертикальні осі), g6SSDA (трикутники, ліві осі) та g7SSDA (кола, праві осі), виміряні при $T = 305$ К. f_{US} , МГц: 9,6 (SSDA, g6SSDA, g7SSDA), 30,1 (SSDA). Горизонтальні пунктирні лінії відповідають значенням параметрів, виміряних без УЗН.

з пари $(\Phi_b^0; \sigma_{\Phi b})$, тоді як інший залишався би постійним. Дійсно, при $\Phi_b^0 = \text{const}$

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_b(\Phi_b^0 = \text{const}) &= \Phi_{b,in} - \Phi_{b,us} = \Phi_b^0 - \frac{q\sigma_{\Phi 0,in}^2}{2kT} - \Phi_b^0 + \frac{q\sigma_{\Phi 0,us}^2}{2kT} = \\ &= \frac{q(\sigma_{\Phi 0,us}^2 - \sigma_{\Phi 0,in}^2)}{2kT}, \\ V_{bb,in} &= V_{bb,us}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta n_{\text{id}}(\Phi_b^0 = \text{const}) &= 1 + \frac{q\sigma_{\Phi 0,in}^2}{3kV_{bb}T} - 1 - \frac{q\sigma_{\Phi 0,us}^2}{3kV_{bb}T} = \\ &= \frac{q(\sigma_{\Phi 0,in}^2 - \sigma_{\Phi 0,us}^2)}{3kV_{bb}T} = -\frac{2\Delta\Phi_b}{3V_{bb}}. \end{aligned}$$

Якщо ж незмінним залишається стандартне відхилення висоти бар'єру, то

$$\Delta\Phi_b(\sigma_{\Phi 0} = const) = \Phi_{b,in}^0 - \Phi_{b,us}^0,$$

$$V_{bb,in} - V_{bb,us} = \Delta\Phi_b,$$

$$\begin{aligned}\Delta n_{id}(\sigma_{\Phi 0} = const) &= \frac{q\sigma_{\Phi 0}^2}{3kV_{bb,in}T} - \frac{q\sigma_{\Phi 0}^2}{3kV_{bb,us}T} = \\ &= -\frac{q\sigma_{\Phi 0}^2 \Delta\Phi_b}{3kT V_{bb,in}(V_{bb,in} - \Delta\Phi_b)}.\end{aligned}$$

Розрахунки, проведені з використанням величини $\Delta\Phi_b = 0,013$ мВ (випадок U10SD, максимальна інтенсивність) та даних Таблиці 15, показують, що очікувані зміни фактору неідеальності $\Delta n_{id}(\Phi_b^0 = const) \approx -0,02$ та $\Delta n_{id}(\sigma_{\Phi 0} = const) \approx -0,003$. До експериментальних результатів набагато більше друге значення, тому причиною AI зміни ВБШ є зменшення Φ_b^0 .

Для ідеальної структури МН в наближенні Шотки–Мота ВБШ визначається різницею між роботою виходу з металу та електронною спорідненістю напівпровідника. Для реальних структур на інтерфейсній границі наявні електронні стані, енергія яких відповідає забороненій зоні напівпровідника; при їх великій кількості величина ВБШ прямує до так званої границі Бардіна: $q\Phi_b^0 = E_g - \varphi_0$, де φ_0 — рівень нейтральності інтерфейсних станів, тобто рівень, до якого всі поверхневі стані 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} . Так як AI ефекти є оборотними, то їх не можна пов'язати зі зміною кількості станів. Отже, причиною зменшення ВБШ при УЗН найбільш ймовірно є зміна φ_0 внаслідок, наприклад, AI іонізації дефектів на границі розділу. В неопромінених структурах іонізація відбувається внаслідок коливання дислокацій, наявність яких у подібних структурах вже обговорювалася вище. В рамках такого припущення знаходять пояснення пороговий характер та частотна незалежність змін Φ_b : ефективність коливань дислокаційних відрізків суттєво збільшується при їх 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 границі бар'єрних структур, спостерігалися і раніше [13, 90, 385].

Внаслідок γ -опромінення механізм впливу УЗ змінюється. Гетерування РД в області дислокацій викликає закріпленні останніх, як наслідок, лінійні дефекти нездатні ефективно взаємодіяти з АХ при тих самих значеннях W_{US} , як і до опромінення. З іншого боку, точкові радіаційні дефекти на кшталт дивакан-сій чи А-центрів у γ -опроміненому кремнії є акустоактивними — див. розділ 2, роботу [176]. 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 та стан патчів внаслідок взаємодії з РД, захопленими в областях неоднорідності. Це знаходить свій прояв у AI зміні фактора неідеальності структур g6SSDA, для яких, як було показано вище, вплив неоднорідностей на перенесення заряду при прямому зміщенні достатньо великий. При збільшенні дози, коли модель ТЕ через неоднорідний контакт перестає бути застосовною, зникають і ефекти впливу УЗ на n_{id} .

4.4.3 Особливості поведінки тунельної та термоемісійного компонент зворотного струму в умовах ультразвукового навантаження

На Рис. 4.35 показано зворотні гілки ВАХ структур Al— n — n^+ —Si—Al, 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 зміни I_R спостерігаються при зміщеннях, коли переважаючим є ТЕ струм.

На Рис. 4.36 наведено типові амплітудні залежності величини відносних AI змін зворотного струму. Зауважимо, що на рисунку для зручності наведено

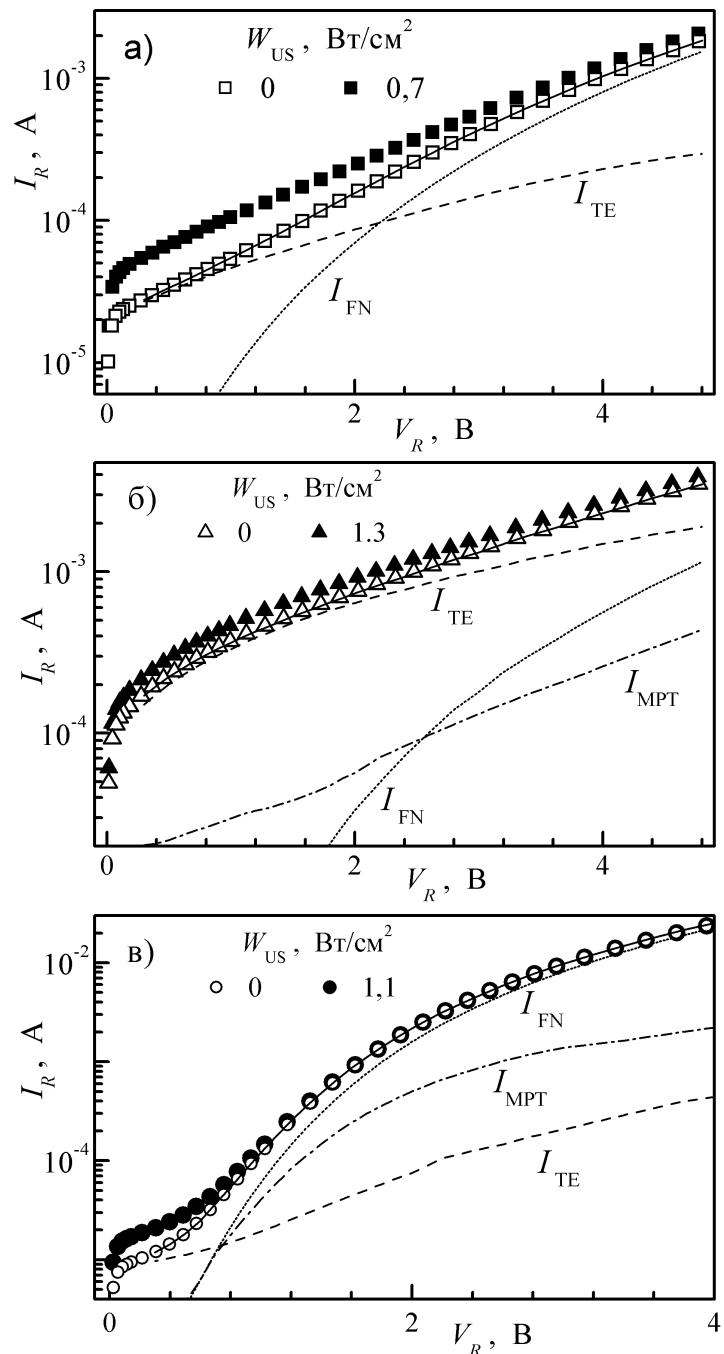


Рис. 4.35 – Зворотні ВАХ структур SSDA (а), g6SSDA (б) та g7SSDA (в), виміряні при $T = 305$ К. Заповнені та порожні точки відповідають вимірам за умов УЗН та без нього, відповідно. $f_{\text{US}} = 9,6$ МГц. Суцільні лінії – апроксимація відповідно до формули (4.33), розривні відображають окремі складові зворотного струму для ненавантажених структур.

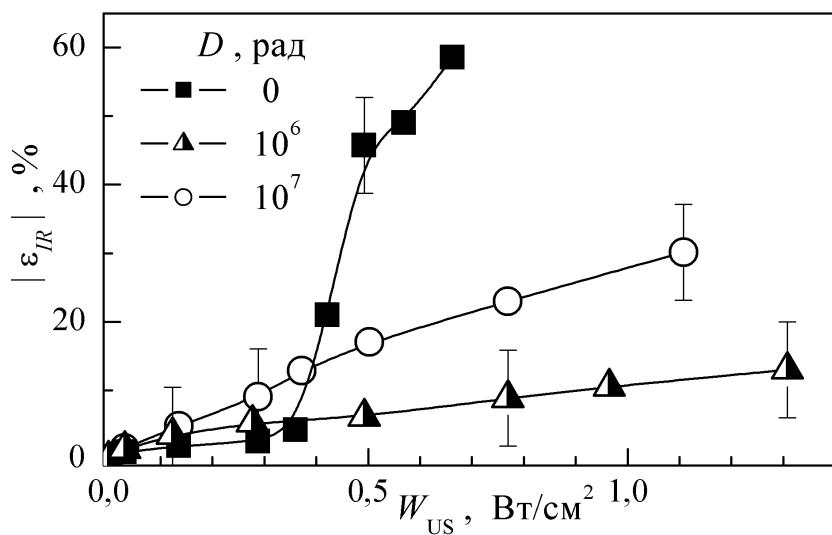


Рис. 4.36 — Залежності AI відносних змін зворотного струму від інтенсивності УЗ. $f_{\text{US}} = 9,6$ МГц. $V_R = 0,5$ В. $T = 305$ К. Точки — експеримент, лінії наведено для зручності.

залежність модуля ε_{IR} , так як при зростанні струму результати обчислення згідно з виразом (2.2) від'ємні. Видно, що а) збільшення I_R може досягти декількох десятків відсотків; б) в неопромінених структурах на амплітудній залежності спостерігається певний поріг, що відповідає $W_{\text{US}} \approx 0,4$ Вт/см²; 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 γ -квантів, поглинутих структурою МН. А саме, метод може базуватися на вимірюванні AI зміни величини зворотного струму ε_{IR} хоча б при двох значеннях W_{US} , одне з яких більше, а інше менше порогу для неопроміненного зразка. Відношення отриманих величин дозволить зробити висновок про сам факт опромінення, а безпосереднє значення ε_{IR} при більшій інтенсивності УЗ пов'язана з дозою. Подібна система ДШ-п'езоперетворювач може бути своєрідним сенсором γ -опромінення.

Дані на Рис. 4.37 дозволяють детально порівняти залежності відносних внесків кожної з компонент зворотного струму від прикладеної напруги як для неопромінених, так і опромінених структур з відповідними залежностями AI змін загального I_R . Видно, що незалежно від ступеню опромінення характер

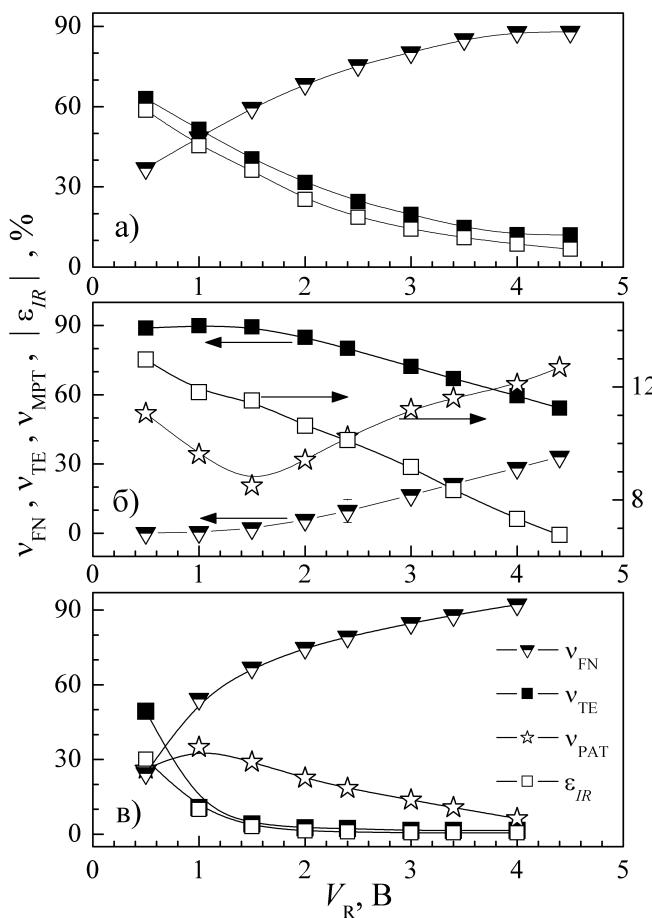


Рис. 4.37 – Залежності відносних внесків окремих компонент у загальний зворотний струм та відносної АІ зміни зворотного струму від напруги зміщення. D , рад: 0 (а), 10^6 (б), 10^7 (в). W_{us} , Вт/см²: 0,6 (а), 1,3 (б), 1,1 (в). $f_{\text{us}} = 9,6$ МГц. $T = 305$ К. Точки – експеримент, лінії наведено для зручності.

польових залежностей АІ змін зворотного струму співпадає з поведінкою термоемісійної складової.

Весь масив представлених результатів свідчить на користь того, що динамічні зміни зворотного струму як γ -опромінених, так і неопромінених структур Al–n–n⁺–Si–Al в умовах УЗН пов’язані з впливом пружних коливань на термоемісійні процеси і пояснюються зменшенням ВБШ, детально розглянутим у попередньому параграфі. З іншого боку, відсутність впливу УЗН на складові струму, пов’язані з прямим та багатофононним тунелюванням за участю глибоких центрів, свідчить про те, 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 2.6.3) показали, що не АА є і інший дефект, який містить міжвузольний атом вуглецю, C_iO_i .

Відсутність впливу УЗН на тунельну складову струму свідчить про вибірковості акустичного впливу, яка не характерна для більш традиційних методів модифікації параметрів напівпровідниківих структур. Наприклад, в результаті іонного або електронного опромінення структур з бар'єром Шотки на основі $n\text{-Si}$ відбувається збільшення зворотного струму і зменшення Φ_b , проте поява радіаційних дефектів інтенсифікує і процеси тунелювання [317, 318, 386]. Отже, УЗ може бути інструментом цілеспрямованого впливу на певні параметри структур метал–напівпровідник.

Висновки до розділу 4

1. Проведено експериментальне дослідження прямих і зворотних вольт–амперних характеристик структур $\text{Al} – n – n^+ \text{-Si} – \text{Al}$ з бар'єром Шотки в діапазоні температур $130 \div 330$ К. Виявлено, що при підвищенні температури спостерігається збільшення висоти бар'єру та зменшення фактору неідеальності. Показано, що отримані результати можна пояснити у рамках моделі термоелектронної емісії через неоднорідний контакт у всьому діапазоні температур. Визначені середня висота бар'єру Шотки та її стандартне відхилення: $0,872 \pm 0,004$ В та $0,099 \pm 0,001$ В при $(130 \div 220)$ К та $0,663 \pm 0,003$ В та $0,040 \pm 0,005$ В при $(230 \div 330)$ К, відповідно.
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 ($T < 220$ К) суттєвим стає проходження заряду через області зі зниженим бар'єром і визначено середнє значення висоти бар'єру Шотки в цих областях — 54 ± 4 мВ. Виявлено, що при зворотному зміщенні в структурах $\text{Al} – n – n^+ \text{-Si} – \text{Al}$ перенесення заряду відбувається як внаслідок термоелектронної емісії через неоднорідний бар'єр, так і завдяки процесам прямого тунелювання через глибокий центр, яким, імовірно, є міжвузольний атом вуглецю.

3. Проведено експериментальне дослідження впливу ^{60}Co γ -випромінювання ^{60}Co на електрофізичні параметри структур $\text{Al}-n-n^+-\text{Si}-\text{Al}$. 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 — з'являється компонента струму, пов'язана з 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 γ -опромінених структур різняться для низьких та високих значень поглинутої дози. Зокрема, при низьких дозах відбувається накопичення дефектів акцепторного типу на границі 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 Шотки різний для однорідних областей та для всього діоду загалом.
5. Вперше експериментально досліджено вплив ультразвукового навантаження у динамічному режимі при кімнатній температурі на параметри кремнієвих діодів Шотки. 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 зворотнього струму та висоти бар'єру в γ -опромінених кремнієвих структур практично лінійно залежать від інтенсивності УЗ, тоді як в неопромінених діодах Шотки ця залежність

має пороговий характер. Показано, що вплив збільшення термоемісійної складової струму (і прямого, і зворотного) в умовах акустичного навантаження структур можна пояснити іонізацією дефектів, що знаходяться на границі розділу, внаслідок взаємодії ультразвуку з дислокаціями та радіаційними точковими порушеннями періодичності в неопромінених та опромінених структурах, відповідно.

7. Показано, що ефект впливу УЗ на величину зворотного струму може бути використано для створення сенсора γ -опромінення.

Основні результати даного розділу представлені в роботах [7, 9–12, 40–43, 46, 48].

Розділ 5. Особливості динамічних акустоіндукованих змін параметрів кремнієвих діодів Шотки Mo/ n – n^+ –Si в широкому температурному діапазоні

Застосування УЗ у фізиці напівпровідників не є надто рідкісним явищем. Наприклад, акустичні хвилі використовуються для підсилення інтенсивності електро- [387] та фотолюмінесценції [174, 333], для зв'язування лазерного випромінювання в плазмони в графені [388], для модифікації поляризації лазерного випромінювання [389] та кінетики випромінювальної рекомбінації в квантових ямах [60], для впливу на властивості вуглецевих нанотрубок [390] та металевих кластерів в оксиді кремнію [177, 334], для маніпуляції наночастинками [391], для кореляції електронного транспорту в гетероструктурах [392, 393], для дослідження спін–орбітальної взаємодії електронів, що рухаються в квантових ямах [394] тощо. Крім того, ряд акустокерованих ефектів спостерігався у бар'єрних структурах. Так, УЗ може викликати відновлення параметрів радіаційно–опромінених [16] структур метал–кремній та підвищувати однорідність їх характеристик [20], покращувати властивості кремнієвих p – n переходів, сформованих шляхом іонної імплантациї [96], модифікувати тунельний [337] та генераційно–рекомбінаційні [55, 56] струми в p – n структурах.

У тому числі вивчаються і процеси впливу пружних коливань на різноманітні властивості напівпровідникових структур при знижених (близько азотних і нижче) температурах [90, 92, 214, 217, 228, 395–411]. Проте, не зважаючи на достатньо широкий перелік робіт, питання низькотемпературного акустичного впливу не можна назвати всебічно дослідженім. Так, автори [395–401] зосередили свою увагу на AI зміни стану поверхні; в роботах [228, 404–410] вивчаються ефекти в п'єзоелектричних напівпровідниках, де поширення УЗ супроводжується суттєвими електричними полями; об'єктом дослідження [92, 402, 403, 411] є кристали зі значною кількістю міжзернових границь. Водночас малодислокаційні неп'єзоелектричні кристали, яскравим представником яких є Si, залишаються практично поза увагою науковців з точки зору дослідження низькотемпературних AI ефектів. Чи не єдиним відомим автору виключенням є роботи

[90, 214, 217], де вивчається АДВ у монокристалічному кремнії та *p-n* структурах на його основі в широкому діапазоні температур. З іншого боку теоретично передбачено [143] та експериментально показано [92, 411], що при зниженні температури ефективність взаємодії УЗ з дефектами кристалічної ґратки підвищується.

Метою робіт, представлених у цьому розділі, є експериментальне дослідження динамічних AI ефектів у структурах МН на основі кремнію в широкому діапазоні температур, а також визначення механізмів АДВ. Зусилля були спрямовані на вивчення впливу УЗ на параметри, характерні саме для ДШ і тому отримані результати дозволяють розширити існуючу базу експериментальних даних і підтверджують, що ідея акустокерування струмом діоду може мати практичне застосування в електроніці і заслуговує на подальше дослідження.

5.1 Загальна характеристика структур Mo/n – n⁺-Si

В дослідженнях, результати яких представлені у цьому розділі, використовувалися діоди Шотки, виготовлені на основі епітаксійної структури *n-n⁺-Si*. Товщини епітаксійного шару та підкладки дорівнювали 0,2 мкм та 250 мкм, відповідно. Епітаксійний шар був легований атомами фосфору, підкладка — сурмою (КЭС=0.01, 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

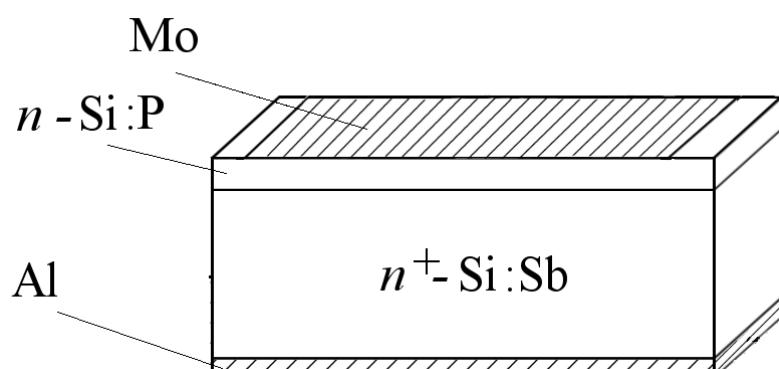


Рис. 5.1 — Структура зразків SSDB.

площею 7×7 мм². 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.

Для контролю рівня легування епітаксійного шару були проведені вимірювання ВФХ досліджуваних структур при кімнатній температурі. Виявлено, що концентрація електронів в епітаксійному шарі N_d становить $7 \cdot 10^{21}$ м⁻³.

5.2 Особливості ультразвукового навантаження при низьких температурах

Ультразвукове навантаження структур Mo/n⁻Si – n⁺Si здійснювалось в діапазоні температур 130 \div 330 К. Схема УЗН наведена на Рис. 5.2. Металевий буфер виконував роль як електричного, так і температурного екрану, ізолюючи зразок від процесів, які відбуваються у п'єзоелектричному перетворювачі.

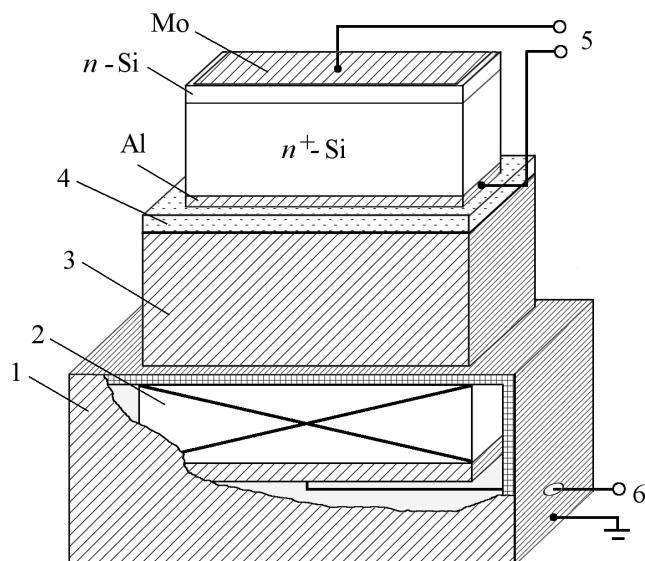


Рис. 5.2 – Використані схеми УЗН. 1 – екран (алюмінієва фольга, товщина 0,012 мм); 2 – п'єзоелектричний перетворювач (LiNbO_3); 3 – буфер (циліндр Al з високим ступенем паралельності граней, довжина 2 см); 4 – діелектричний прошарок (слюда, товщина 0,03 мм); 5 – контакти для вимірювання ВАХ; 6 – контакти для збудження УЗ.

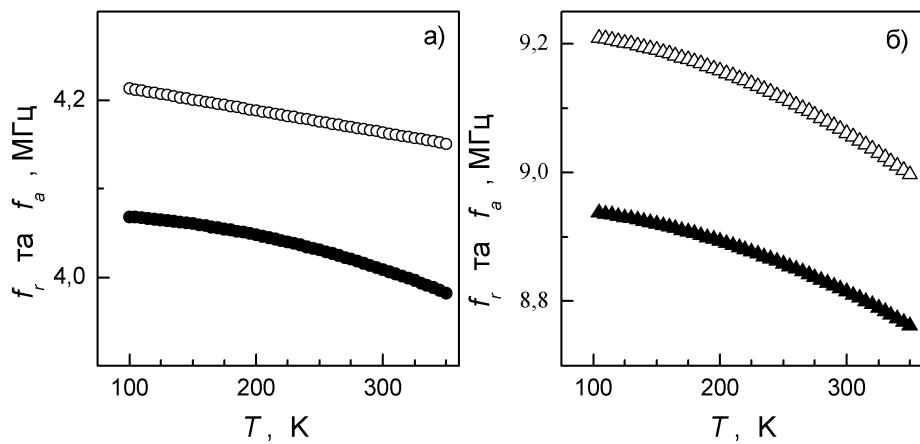


Рис. 5.3 — Температурна залежність частот резонансу (заповнені точки) та антирезонансу (порожні точки) (перша гармоніка) п'єзоелектричних перетворювачів LiNbO₃ з робочими частотами f_{US} 4,1 МГц (а) та 9,6 (б) МГц при кімнатній температурі.

Зауважимо, що у випадку низькотемпературного (при $T < 230$ К) УЗН процес збудження АХ був утруднений через те, що рідкі акустичні склейки на кшталт вакуумного масла кристалізувалися і переставали виконувати свою функцію. В той же час, контакт створений при кімнатній температурі за допомогою жорсткої склейки (піщейн або БФб), руйнувався при охолодженні внаслідок різниці коефіцієнтів теплового розширення. В роботі проведення низькотемпературних УЗН при використанні повздовжніх хвиль здійснювалось за допомогою свіжого (до 5 год після нанесення) контакту з kleem БФб, який ще не повністю кристалізувався. Наявність акустичного контакту контролювалася за виглядом залежності повного опору перетворювача від частоти (АЧХ, амплітудно-частотної характеристики). Зокрема, за наявності акустичного контакту на АЧХ з'являвся ряд максимумів, пов'язаних з відбиванням хвиль від граней буфера.

Водночас при визначенні параметрів УЗН за допомогою формул (2.3—2.6) та даних Таблиці 2 викликає ряд труднощів. По-перше, параметри матеріалу є температурозалежними. Наприклад, з літератури відомо, що зміна пружних сталіх при збільшенні температури на 100 К для LiNbO₃ становить приблизно (-2%) [412], а для кремнію — (-2.5%) [413]; типові температурні залежності резонансної та антирезонансної частот показані на Рис. 5.3. При дослідженні AI ефектів в структурах SSDB вимірювання проводилися в достатньо широкому

температурному інтервалі і тому подібними залежностями нехтувати не можна. По-друге, наявність буфера була причиною втрат 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 (2.3) і (2.4).

Враховуючи зазначене вище, оцінка інтенсивності введеного у зразок УЗ здійснювалася за допомогою виразу

$$W_{\text{US}} = \frac{V_{\text{RF}}^2}{2 A_{\text{LNO}} Z_{\text{LNO}}} K_{\text{LNO}}^2 l_{\text{US}}, \quad (5.1)$$

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

Визначення K_{LNO} та l_{US} відбувалося з використанням стандартної схеми, зображененої на Рис. 5.4,а. В системі збуджувалися імпульси УЗ за допомогою одного з ідентичних п'езоперетворювачів і реєструвалися високочастотні сигнали на другому. Амплітуди сигналів $V_{\text{RF}}^{(1)}$ та $V_{\text{RF}}^{(2)}$, пов'язаних з однократним та троєкратним (після відбиття від правої та лівої границь) проходженням акустичного імпульсу через систему (див. Рис. 5.4,б) можуть бути записані у вигляді

$$(V_{\text{RF}}^{(1)})^2 = V_{\text{RF}}^2 K_{\text{LNO}}^4 l_{\text{US}}, \quad (5.2)$$

$$(V_{\text{RF}}^{(2)})^2 = V_{\text{RF}}^2 K_{\text{LNO}}^4 l_{\text{US}}^3. \quad (5.3)$$

Останні два співвідношення дозволяють визначити акустичні параметри системи на основі вимірювання амплітуд високочастотних сигналів на електродах збуджуючого та приймаючого п'езоперетворювачів. Приклад отриманих температурних залежностей для однієї частоти наведено на Рис. 5.5,а та Рис. 5.5,б.

Для оцінки Z_{LNO} використовувався метод, схема якого представлена на Рис. 5.4,в. Датчиком струму слугувало феритове кільце із дротяною обмоткою. Кількість витків обмотки підбиралось для кожної частоти таким чином, щоб для випадку, коли під'єднано еталонний опір R_{st} , зсув фаз між збуджуючим сигналом амплітудою $V_{\text{RF,st}}$ та сигналом з датчика амплітудою $V_{\text{L,st}}$ дорівнював

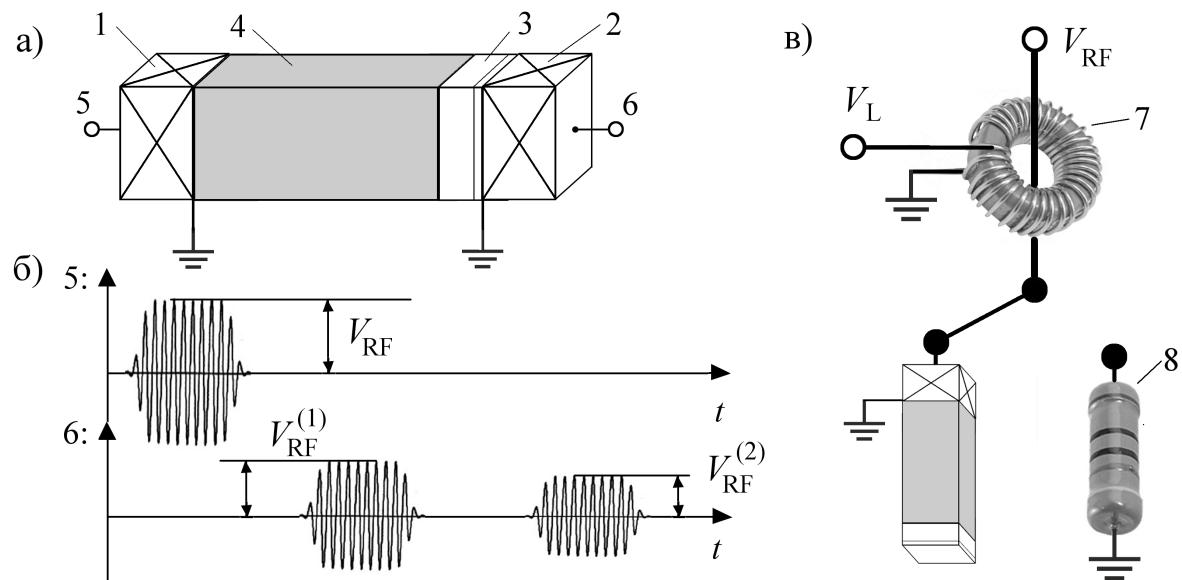


Рис. 5.4 — а: Схема для оцінки інтенсивності введеного УЗ. 1, 2 — ідентичні п'єзоелектричні перетворювачі, 3 — SSDB, 4 — буфер (Al), 5, 6 — електроди збуджуючого та приймаючого перетворювачів, відповідно. б: Схематична осцилограма сигналів на електродах п'єзоперетворювачів. в: Схема для визначення імпедансу п'єзоперетворювача. 7 — датчик струму, 8 — еталонний опір.

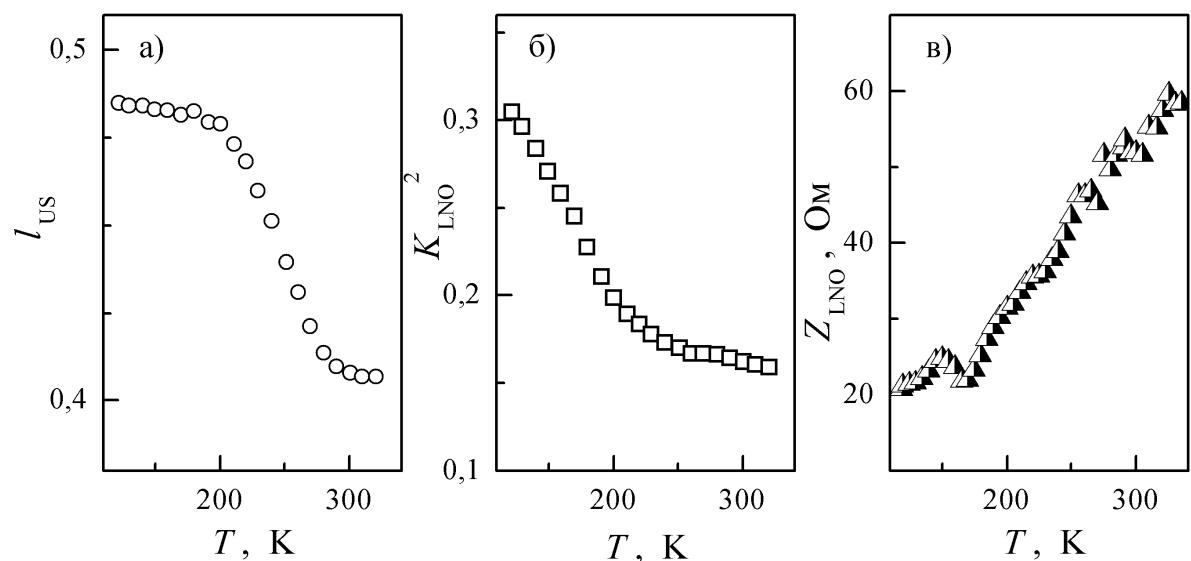


Рис. 5.5 — Температурні залежності коефіцієнта акустичних втрат (а), квадрата коефіцієнта електромеханічного зв'язку (б) та імпедансу (в) п'єзоперетворювача з робочою частотою $f_{us} = 8,4$ МГц.

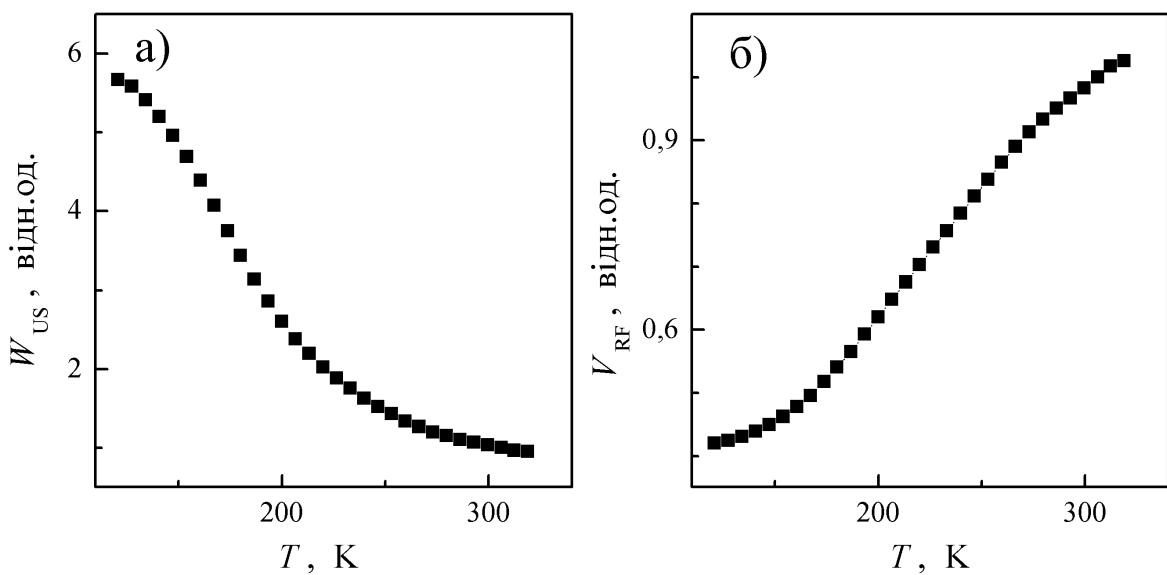


Рис. 5.6 — Температурні залежності інтенсивності введеного УЗ при постійному значенні амплітуди напруги на п'єзоперетворювачі (а) та необхідної амплітуди на п'єзоперетворювачі для постійності інтенсивності введеного УЗ (б) для п'єзоперетворювача з робочою частотою $f_{\text{us}} = 8,4 \text{ МГц}$.

нулеві. Величина імпедансу розраховувалася за допомогою виразу

$$Z_{\text{LNO}} = \frac{V_{\text{RF}}}{V_{\text{L}}} \frac{V_{\text{L,st}}}{V_{\text{RF,st}}} R_{\text{st}}. \quad (5.4)$$

В роботі використовувався еталонний опір величиною 56,7 Ом. Температурна залежність імпедансу одного з перетворювачів наведена на Рис. 5.5,в.

Використання виразу (5.1) та даних Рис. 5.5 показує, що при подачі на електроди п'єзоелектричного перетворювача високочастотної напруги з постійною амплітудою в діапазоні температур 130 \div 330 призводить до поширення у зразку АХ з інтенсивністю, яка змінюється більше ніж в п'ять разів — Рис. 5.6,а. З іншого боку, поблизу кімнатних температур наближення, яке використовувалося у розділі 2, про те, що сталому значенню V_{RF} відповідає постійна величина W_{us} , справедливе з точністю до 10 відсотків. На Рис. 5.6,б також показано як має змінюватись амплітуда напруги на п'єзоперетворювачі, щоб при різних температурах інтенсивність УЗН залишалась постійною.

У роботі збудження повздовжніх АХ в структурах SSDB відбувалося на частотах 4,1, 8,4 та 27,8 МГц. Виміри проводилися як при сталому значенні V_{RF} при різних температурах, так і при постійній інтенсивності введеного УЗ. Для позначення сімейства УЗН з $f_{\text{us}} = 4,1 \text{ МГц}$ надалі використовується скорочення

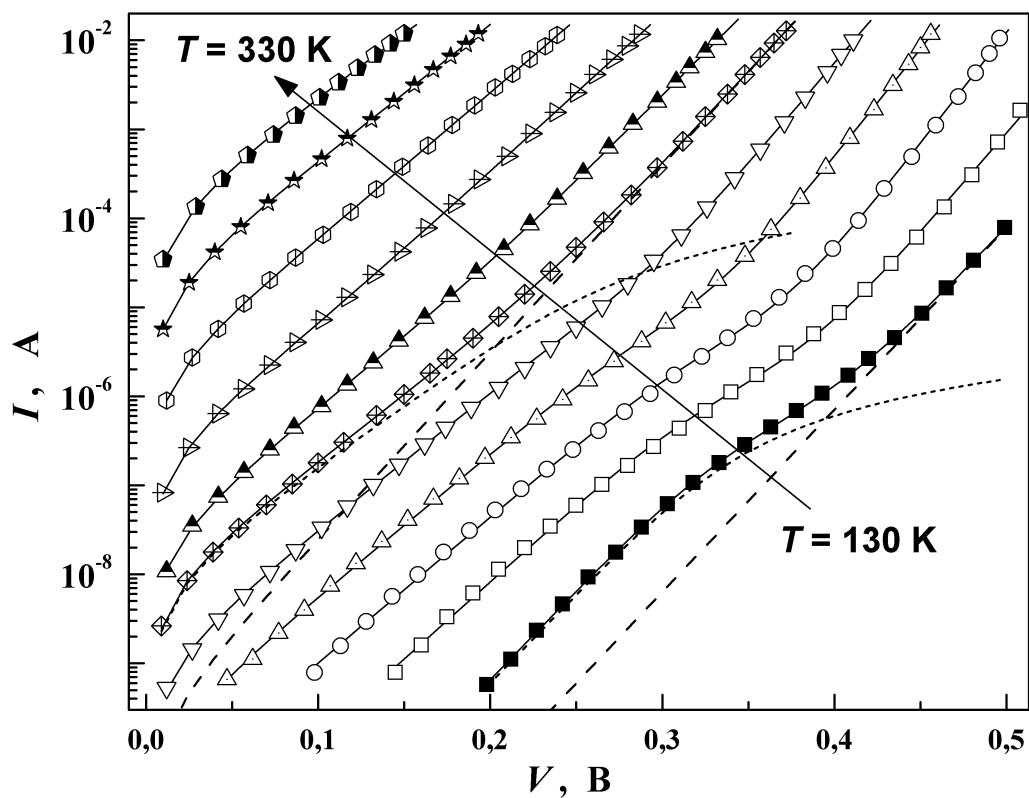


Рис. 5.7 — Прямі ділянки ВАХ структур Mo/*n*-Si з контактом Шотки в температурному діапазоні 130 \div 330 К. Наведено криві, виміряні з кроком 20 К. Точки — експеримент, суцільні лінії — апроксимація за формулою (5.5). Штрихові та пунктирні лінії — ВТКС та НТКС, відповідно.

U4SDB. Аналогічні за змістом скорочення U8SDB та U28SDB застосовуються і до інших сімейств. Для кожної з частот бути проведені калібрувальні виміри, структура яких описана вище, і побудовані градуювальні характеристики, аналогічні представленим на Рис. 5.6.

5.3 Динамічні ефекти впливу ультразвуку на I–V–T характеристики кремнієвих структур з бар'єром Шотки

Набір прямих ВАХ структур SSDB, виміряних при різних температурах без УЗН, представлений на Рис. 5.7. Загалом, ВАХ схожі, на характеристики структур SSDA: при зниженні температури та малих зміщеннях суттєвим

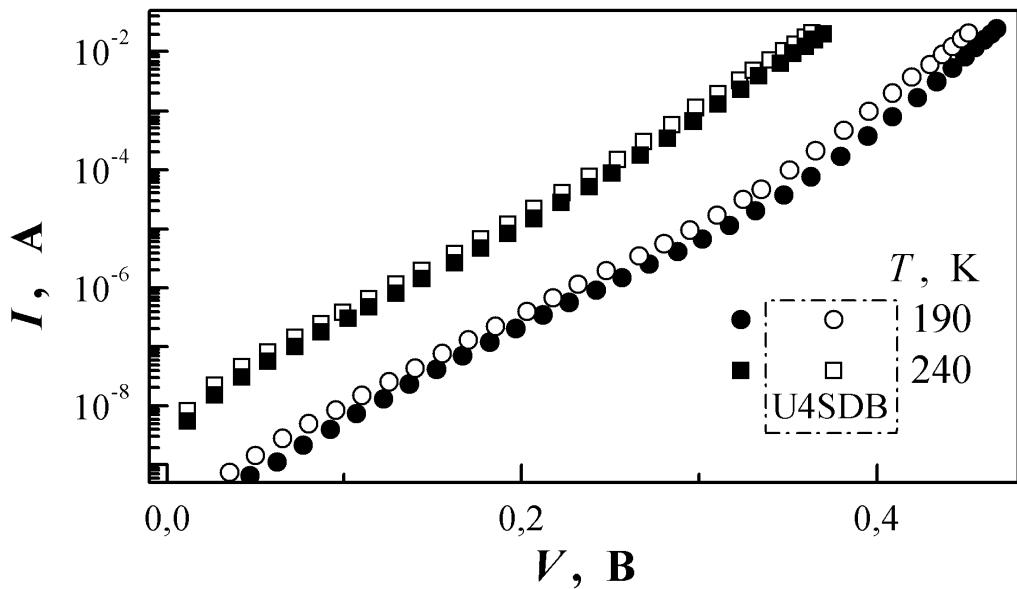


Рис. 5.8 — Приклади ВАХ структур SSDB, виміряних при однаковій температурі в умовах U8SDB (порожні точки) та без нього (заповнені точки).
 $T, \text{ K}$: 190 (коло), 240 (квадрати).

стає внесок додаткової компоненти прямого струму, причому на вигляд відповідної ділянки ВАХ значний внесок має послідовний опір. В той же час при високих температурах ВАХ в напівлогарифмічному масштабі близька до лінійної. Враховуючи ці особливості, для апроксимації ВАХ використовувався наступний вираз:

$$I = I_H + I_L = I_{s,H} \left[\exp \left(\frac{qV}{n_{\text{id},H} kT} \right) - 1 \right] + I_{s,L} \left\{ \exp \left[\frac{q(V - IR_S)}{n_{\text{id},L} kT} \right] - 1 \right\}, \quad (5.5)$$

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 — ідеальні фактори. 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 МАВС використовувався для будь-якої нелінійної апроксимації, яка згадується у частині 5.3. Результати апроксимації прямих ВАХ також показані на Рис. 5.7. Видно, що відхилення апроксимуючих кривих від експериментально отриманих точок мінімальне (кофіцієнт кореляції більше 0,99).

За умов УЗН, температурна та польова залежності прямого струму схожі, проте спостерігається збільшення величини I — див. Рис. 5.8. Нижче окремо розглянуто вплив УЗН на кожну з компонент струму.

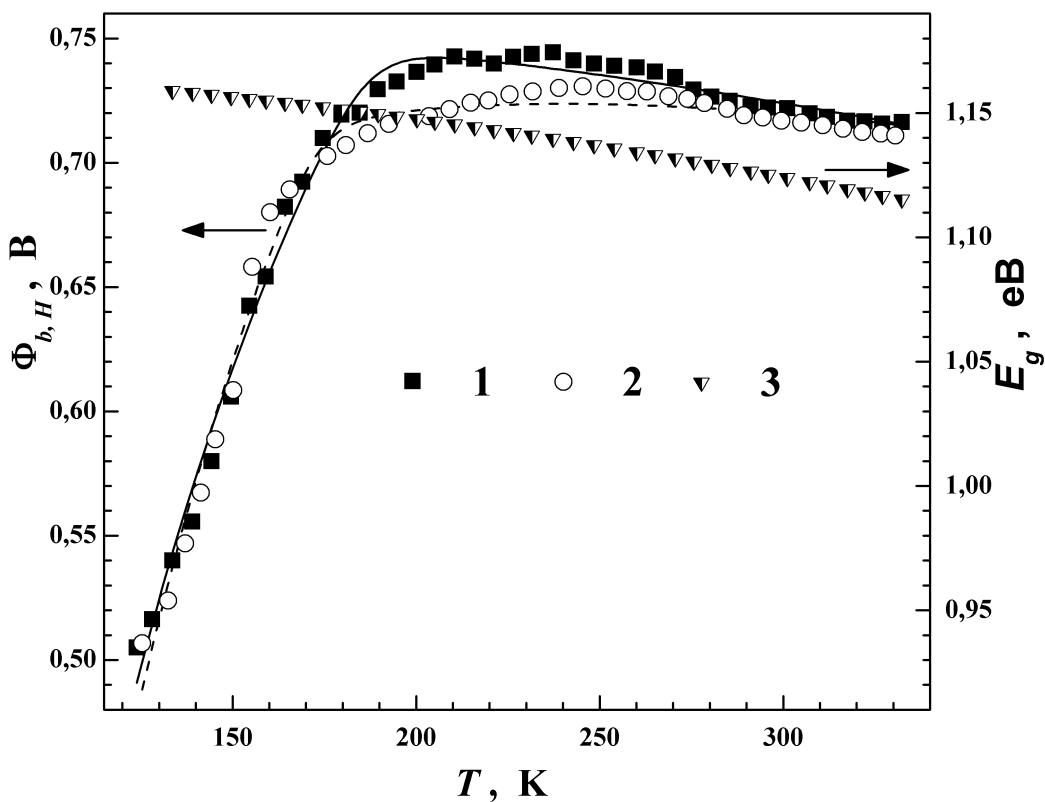


Рис. 5.9 — Температурні залежності ширина забороненої зони кремнію (3, права вісь) та ВБШ при нульовому зміщенні структур SSDB в умовах U8SDB (2) та без нього (1). Точки — експеримент, лінії — апроксимація за формулою (5.11). W_{US} , Вт/см²: 0 (1, суцільна лінія), 0,17 (2, штрихована лінія).

5.3.1 Параметри високо-температурної компоненти струму

Обчислення висоти бар'єру Шотки здійснювалось в наближенні теорії ТЕ за допомогою формули (4.3). Температурна залежність ВБШ для високотемпературної компоненти струму ВТКС представлена на Рис. 5.9. На рисунку показані результати, отримані для акустично ненавантаженого зразка, а також приклад залежності, розрахованої для випадку УЗН з 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 Φ_b наведено на Рис. 5.10. Зазначимо, згідно з прийнятими позначеннями (див. формулу (2.1)), від'ємне значення $\Delta\Phi_{b,H}$ відповідає збільшенню висоти бар'єру за умов дії УЗ і тому додатній напрямок вертикальної осі на Рис. 5.10 для зручності спрямовано вниз.

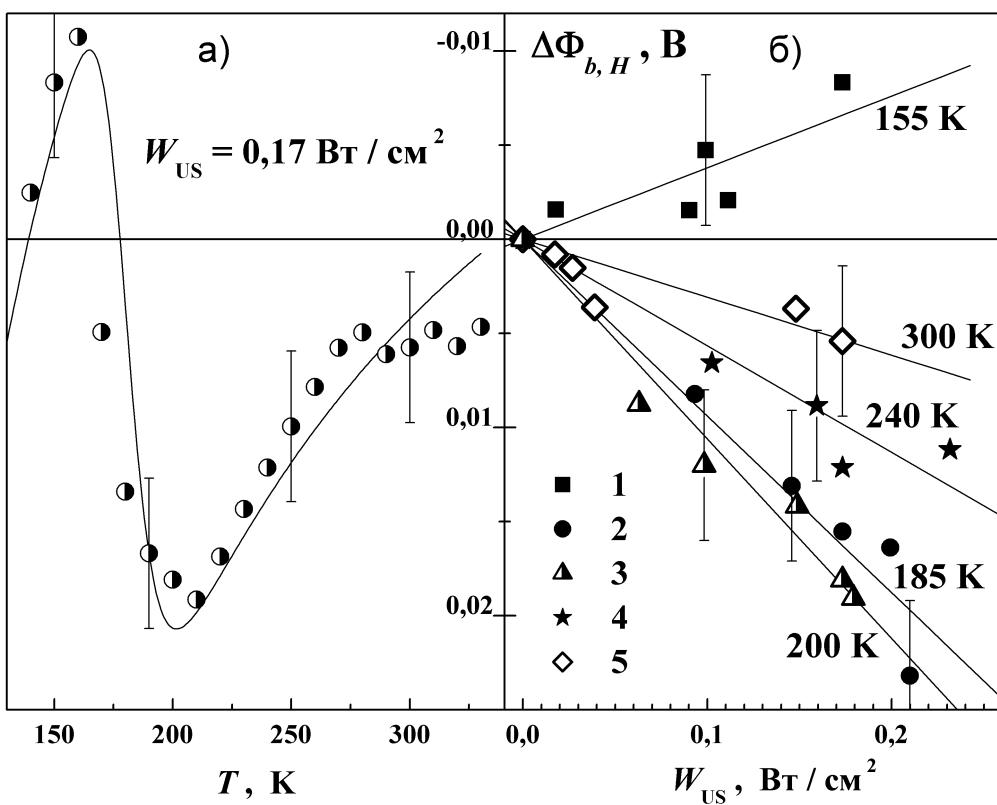


Рис. 5.10 — Залежності AI змін висоти бар’єру ВТКС від температури (а) та інтенсивності введеного УЗ (б). Точки — експеримент, лінія на рисунку (а) — різниця між апроксимуючими кривими на Рис. 5.9, на рисунку (б) — лінійна апроксимація. U8SDB. T , К: 155 (1), 185 (2), 200 (3), 240 (4), 300 (5).

Наведені результати показують, що

- AI зміна висоти бар’єру є немотонною функцією температури, причому при $T < 170$ К УЗН викликає зростання Φ_b , а при більших значеннях T — зменшення;
- максимальне зменшення ВБШ спостерігається при ~ 210 К і досягає 22 mV; з підвищеннем температури ефективність УЗ впливу УЗ зменшується;
- величина зміни ВБШ збільшується при зростанні інтенсивності УЗ; відповідні залежності при кожній з 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 Шоттки висота бар’єру при зміні температури має змінюватися подібно до ширини забороненої зони [260, 296, 297]. І тому традиційно, поряд з температурною залежністю ВБШ на Рис. 5.9 також наведено графік $E_g(T)$, розрахований з

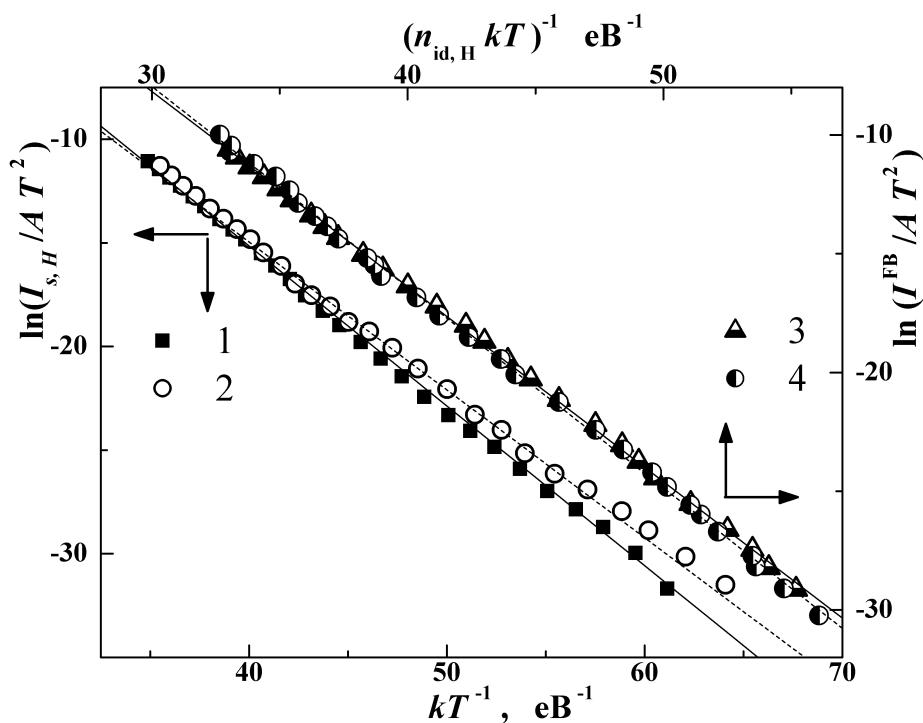


Рис. 5.11 — Звичайні (відповідно до формули(4.8), криві 1 та 2) та модифіковані (відповідно до формули(5.9), 3 та 4) залежності Річардсона для структур SSDB за умов U8SDB (2, 4) та без нього (1, 3) побудовані в інтервалі температур $200 \div 330$ К. Точки — експеримент, лінії — лінійна апроксимація (суцільні — без УЗН). W_{US} , Вт/см²: 0 (1, 3), 0,17 (2, 4).

використанням виразу (2.9). Виявлено, що загалом ці залежності схожі при $T > 200$ К. Крім того, на Рис. 5.11 представлено залежності Річардсона, розраховані згідно з виразом (4.8) для ВТКС в діапазоні температур $200 \div 330$ К. Як і очікується для однорідного контакту, ці залежності близькі до лінійних, проте отримані значення сталої Річардсона $1060 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ та $65 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ для структур без акустичного навантаження та в умовах 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 з польовою та температурною залежностями ВБШ та фактору неідеальності, які виникають внаслідок неоднорідності контакту МН [348, 351]. З іншого боку, за умов плоских зон вплив латеральних неоднорідностей несуттєвий [348, 414, 415]. Використовуючи визначені традиційним способом з експериментальних ВАХ значення n_{id} , Φ_b та I_s , можна розрахувати ВБШ Φ_b^{FB} (формула (4.10)) та струм

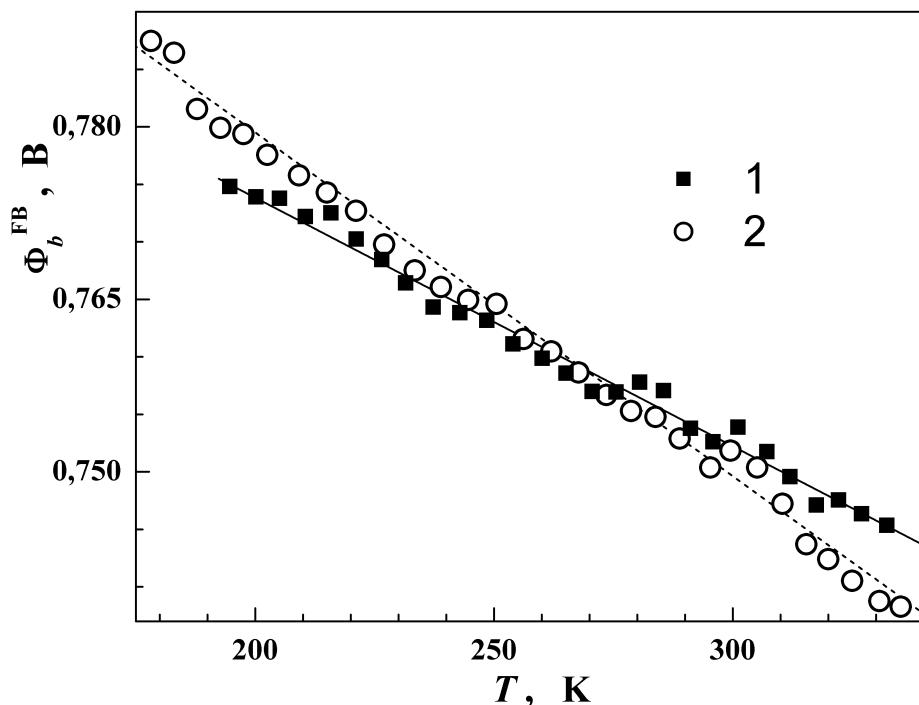


Рис. 5.12 — Температурна залежність висоти бар'єру Шотки в наближенні плоских зон структур SSDB (2) та без нього (1) побудовані в інтервалі температур $200 \div 330$ К. Точки — експеримент, лінії — лінійна апроксимація (суцільна — без УЗН). W_{us} , Вт/см²: 0 (1), 0,17 (2).

насичення I^{FB} в наближені плоских зон [348, 414, 415]:

$$I^{\text{FB}} = I_s \exp \left[\frac{qV_n(n_{\text{id}} - 1)}{n_{\text{id}} kT} \right]. \quad (5.6)$$

Більше того, температурна залежність Φ_b^{FB} може бути записана наступним чином

$$\Phi_b^{\text{FB}}(T) = \Phi_b^{\text{FB}}(0) + \alpha_{\text{FB}} T, \quad (5.7)$$

де $\Phi_b^{\text{FB}}(0)$ — ВБШ за умови плоских зон, екстрапольована до $T = 0$ К, α_{FB} — температурний коефіцієнт. Температурна залежність Φ_b^{FB} для ВТКС показана на Рис. 5.12. Апроксимація даних на Рис. 5.12 відповідно до формули (5.7) дозволила визначити величини $\Phi_b^{\text{FB}}(0)$ та α_{FB} , наведені в Таблиці 19.

Згідно з даними класичного підручника [260], ВБШ в наближенні плоских зон може бути записаний наступним чином

$$q\Phi_b^{\text{FB}} = \Theta(\phi_m - \chi_s) + (1 - \Theta)(E_g - \varphi_0) \quad (5.8)$$

Табл. 19 – Параметри, визначені для структур Mo/n – n⁺–Si з прямих гілок ВАХ

W_{US} , Вт/см ²	0	0,17
α_{FB} , мВ/К	$-0,22 \pm 0,02$	$-0,30 \pm 0,02$
$\Phi_b^{\text{FB}}(0)$, мВ ^{a)}	817 ± 4	839 ± 5
$\Phi_b^{\text{FB}}(0)$, мВ ^{b)}	821 ± 4	845 ± 5
A^* , А·см ⁻² ·К ⁻²	116 ± 5	111 ± 5
ϱ_1	0,9995	0,998
ϱ_2	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
$\sigma_{\Phi,0,1}$, мВ	18 ± 2	48 ± 4
$\sigma_{\Phi,0,2}$, мВ	118 ± 5	127 ± 5
$\Phi_{b,1}^0(0)$, мВ	775 ± 8	809 ± 8
$\Phi_{b,2}^0(0)$, мВ	1070 ± 50	1170 ± 50
$T_{0,H}$, К	14 ± 1	18 ± 1
$T_{0,L}$, К	130 ± 5	143 ± 5
γ_p , 10^{-5} м ² /3·В ¹ /3	$2,7 \pm 0,1$	$2,5 \pm 0,1$
C_p , 10^5 м ⁻²	$2,2 \pm 0,4$	21 ± 3

^{a)} за формулою (5.7), Рис. 5.12

^{b)} за формулою (5.9), Рис. 5.11

де $\Theta = [1 + (qD_{ss}\delta)/(\varepsilon_0\varepsilon_i)]^{-1}$, ϕ_m – робота виходу з металу, χ_s – електронна спорідненість напівпровідника (4,05 еВ для Si), δ_i та ε_i – товщина та діелектрична проникність оксидного шару між металом та напівпровідником. Вираз (5.8) не враховує зниження бар’єру внаслідок дії сил зображення. Для молібдену робота виходу залежить від кристалографічної площини та умов виготовлення контакту і знаходиться в межах від 4,53 до 4,95 еВ для структури Mo/Si [416]. Таким чином, величина Φ_b^{FB} має прямувати до границі Шотки–Мота $q\Phi_b^{\text{FB,SM}} = \phi_m - \chi_s = (0,48 \div 0,90)$ еВ при $D_{ss} \rightarrow 0$ та до границі Бардіна $q\Phi_b^{\text{FB,B}} = E_g - \phi_0$ при $D_s \rightarrow \infty$. Отримана для досліджених структур величина знаходиться в межах цього теоретично можливого інтервалу.

В наближенні плоских зон зазвичай розглядається модифікована залежність Річардсона:

$$\ln \left(\frac{I^{\text{FB}}}{AT^2} \right) = \ln A_{\text{mod}}^* - \frac{q\Phi_b^{\text{FB}}(0)}{n_{\text{id}}kT}, \quad (5.9)$$

де модифікована стала Річардсона A_{mod}^* пов'язана зі звичайною A^* співвідношенням

$$A^* = A_{mod}^* \exp\left(\frac{q\alpha_{FB}}{k}\right). \quad (5.10)$$

На Рис. 5.11 (криві 3 та 4) показані модифіковані залежності для ВТКС. Значення $\Phi_b^{FB}(0)$ та A_{mod}^* були визначені з цього графіку шляхом апроксимації відповідно до формули (5.9) для навантаженого та ненавантаженого зразка. Після цього, з використанням виразу (5.10), були обчислені величини A^* для цих випадків. Отримані результати представлені в Таблиці 19. 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 пов'язане з АІ зменшенням φ_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 $130 \div 330$ К (Рис. 5.9) свідчать на користь необхідності застосування моделі неоднорідного бар'єру Шотки. 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 [305, 358]. Окремий патч характеризується величиною γ_p (див. вираз (4.18)), 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 (4.16).

Проте експериментально виявлені залежності ВБШ від оберненої температури нерідко не мають вигляд прямої лінії [352, 365, 417–419], як це очікується з виразу (4.16). У зв'язку з цим було запропоновано описувати неоднорідність контакту Шотки за допомогою концепції подвійного розподілу Гауса [365, 418, 419]. А саме, в цьому наближенні ВБШ може бути записана наступним чином:

$$\Phi_b = -\frac{kT}{q} \ln \left[\varrho_1 \exp\left(-\frac{q\Phi_{b,1}^0}{kT} + \frac{q^2\sigma_{\Phi,1}^2}{2k^2T^2}\right) + \varrho_2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{b,2}^0}{kT} + \frac{q^2\sigma_{\Phi,2}^2}{2k^2T^2}\right) \right], \quad (5.11)$$

де ϱ_1 , $\varrho_2 = 1 - \varrho_1$, $\sigma_{\Phi,0,1}$, $\sigma_{\Phi,0,2}$, $\Phi_{b,1}^0$ 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 $130 \div 330$ К. Була проведена апроксимація експериментальних даних відповідно до вираз (5.11). При цьому вважалося, що температурна залежність $\Phi_{b,i}^0$ описується формулою (3.3), а величини ϱ_1 , $\sigma_{\Phi,0,1}$, $\sigma_{\Phi,0,2}$ 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. 5.9 та даними в Таблиці 19. Різниця між апроксимуючими залежностями $\Phi_{b,H}(T)$ кривими для структур за умов УЗН та без нього показана лінією на Рис. 5.10,а. Видно, що спостерігається досить непогане узгодження між експериментальними даними та апроксимуючими кривими.

Відповідно до роботи [365], розподіл Гауса з меншим внеском (меншою величиною ϱ) пов'язаний з патчами, причиною появи яких є неповна та неоднорідна дифузія атомів металу. Отже, 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 про те, що таким патчам властиві високе значення густини інтерфейсних станів та низьке значення рівня нейтральності — див. формулу (5.8). Водночас $\Phi_{b,1}^0$ пов'язана саме з однорідною частиною контакту, а $\sigma_{\Phi,0,1}$ описує патчі іншої природи, які, згідно з [420], можуть бути пов'язані з шорсткістю поверхні, нерівномірним профілем розподілу легуючої домішки, кристалічними дефектами тощо. В роботі [260] 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 $\Phi_b^{\text{FB}} > \Phi_{b,1}^0$, що збігається з передбаченим співвідношенням.

Як видно з Таблиці 19, як середнє значення ВБШ, так і стандартне відхилення ВБШ збільшується під дією УЗ. Оборотне збільшення ВБШ, на нашу думку, пов'язане з перезарядкою чи конфігураційною перебудовою інтерфейсних дефектів в полі напруг AX, що і є причиною зсуву рівня нейтральності. Подібні AI ефекти спостерігалися і раніше, зокрема описані у попередніх розділах. Уширення розподілу γ_p (збільшення $\sigma_{\Phi,0}$) з неоднаковим впливом УЗН на патчі з різними параметрами.

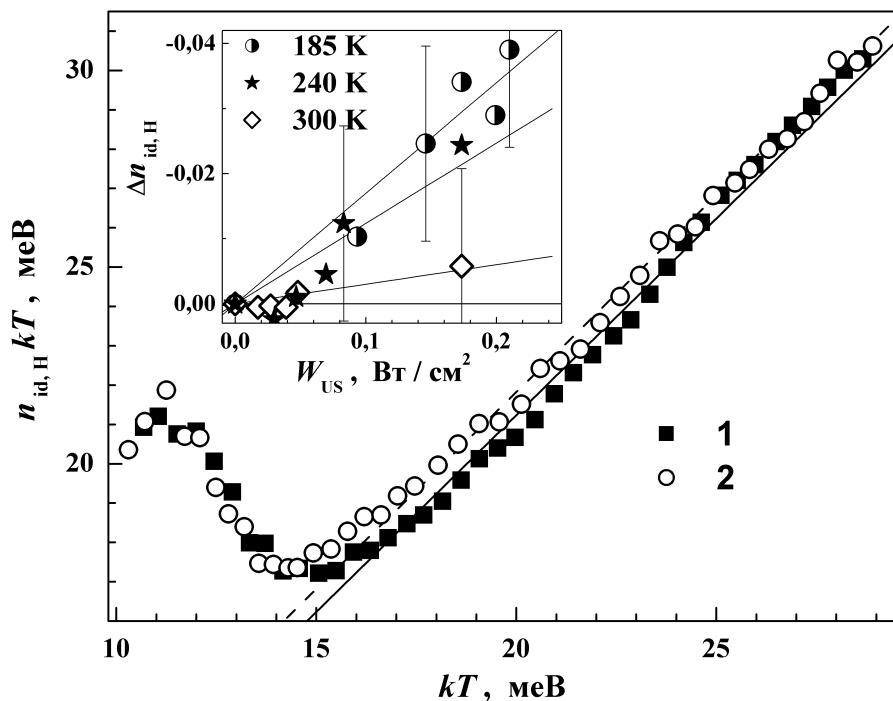


Рис. 5.13 – Залежність $n_{id,H} kT$ від оберненої температури для структур SSDB за умов U8SDB (2) та без нього (1). Точки – експеримент, лінії – апроксимація відповідно до формули (4.4) в інтервалі температур $200 \div 330$ К (суцільна – без УЗН). W_{us} , Вт/см²: 0 (1), 0,17 (2). На вставці залежності AI змін фактору неідеальності від інтенсивності УЗ при різних температурах; точки – експеримент, лінії – лінійна апроксимація.

На Рис. 5.13 показано температурну залежність фактору неідеальності ВТКС. Як видно з рисунку, в температурному інтервалі $180 \div 250$ К спостерігається AI збільшення n_{id} . Ефективність впливу УЗН з підвищенням температури зменшується — див. вставку на Рис. 5.13.

Як вже згадувалося, температурна залежність фактору неідеальності не-рідко описується за допомогою формули (4.4). Саме вона і була використана для апроксимації експериментальних даних в діапазоні $200 \div 330$ К. Результати апроксимації представлені на рисунку (лінії) та в Таблиці 19 (значення $T_{0,H}$). У випадку неоднорідного контакту, T_0 пов'язано з розподілом параметрів патчів за допомогою співвідношення (4.19) і тому виявлена тенденція збільшення $T_{0,H}$ за умов УЗН якісно співпадає з AI збільшенням $\sigma_{\Phi 0}$.

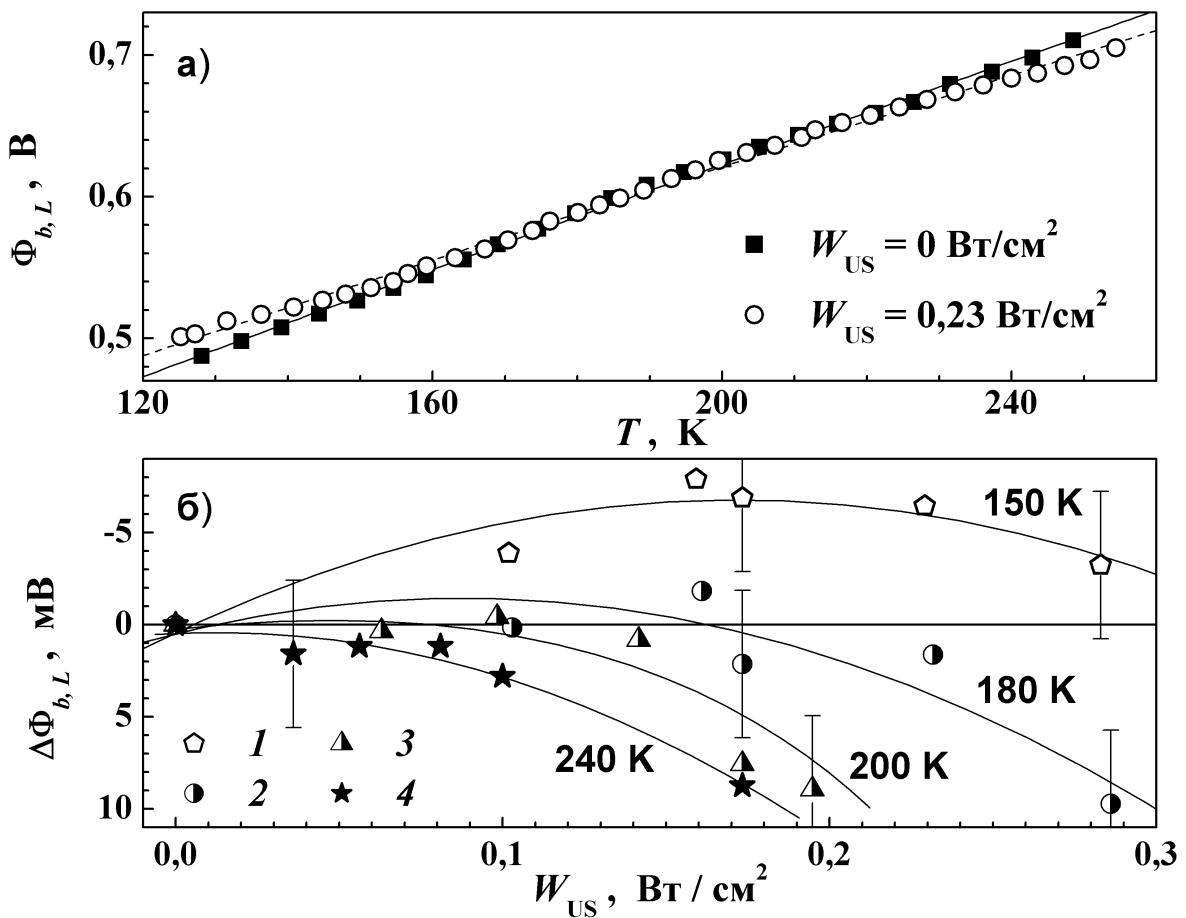


Рис. 5.14 — (а) Температурні залежності висоти бар'єру НТКС структур SSDB за умов U8SDB та без УЗН. Лінії — апроксимація за формулою (5.13) (сущільна — без УЗН). (б) Залежності AI змін висоти бар'єру від інтенсивності УЗ. T , К: 150 (1), 180 (2), 200 (3), 240 (4).

5.3.2 Характеристики низько-температурної компоненти струму

Формула (4.3) була також використана для обчислення висоти бар'єру НТКС $\Phi_{b,L}$, температурна залежність якої представлена на Рис. 5.14,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 $\Phi_{b,L}$.

Загалом, присутність подвійного вигину на ВАХ в напівлогарифмічному масштабі (див. Рис. 5.7), за наявності якого структура з контактами Шотки може розглядатися як два паралельно з'єднані діоди, пояснюється наявністю неподільностей на інтерфейсному kontaktі. Відповідно до теорії Tung [305, 358], при низьких температурах та малих зміщеннях струм переважно протікає через декілька ділянок з найменшою висотою бар'єру і можуть бути виділені дві окремі компоненти струму. В цьому випадку очікується, що при малих зміщеннях 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 відповідної залежності в температурному інтервалі 130 \div 230 K була використана формула (4.4); отримані значення $T_{0,L}$ наведено в Таблиці 19. Крім того, очікується [305, 358], що для НТКС мають бути суттєвими омічні ефекти. Зокрема в літературі [420] показано, що вплив послідовного опору збільшується зі зменшенням температури. Всі зазначені особливості спостерігаються на ВАХ структур SSDB — див. Рис. 5.7. Це, на нашу думку, є доказом того, що НТКС пов'язана з проходженням носіїв в області патчів.

В теорії [358] показано, що струм насичення НТКС може спрощено бути записаний у наступному вигляді:

$$I_s = AA^* T^2 \frac{4C_p \pi \gamma_p \eta_b^{2/3} kT}{9V_{bb}^{2/3} q} \cdot \exp \left\{ -\frac{q [\Phi_b^0 - \gamma_p (V_{bb}/\eta_b)^{1/3}]}{kT} \right\}, \quad (5.12)$$

де C_p — густина патчів, $\eta_b = \varepsilon_s \varepsilon_0 / q N_d$. Як випливає з виразів (4.3) та (5.12)

$$\Phi_{b,L} = \Phi_b^0 - \frac{\gamma_p V_{bb}^{1/3}}{\eta_b^{1/3}} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{4C_p \pi \gamma_p \eta_b^{2/3} kT}{9V_{bb}^{2/3} q} \right). \quad (5.13)$$

Експериментально отримана температурна залежність $\Phi_{b,L}$ були апроксимовані з використанням формули (5.13). При цьому γ_p та C_p розглядалися як шукані параметри, вважалося, що температурна залежність Φ_b^0 описується виразом (3.3), а величина Φ_b^0 при нульовій температурі співпадає з $\Phi_{b,1}^0(0)$. Результати апроксимації представлені на Рис. 5.14 та в Таблиці 19.

Проведені оцінки показують, що в умовах УЗН величина C_p суттєво (практично на порядок) зростає. На нашу думку, причиною появи патчів в досліджених структурах є дислокації невідповідності і збільшення їх ефективної

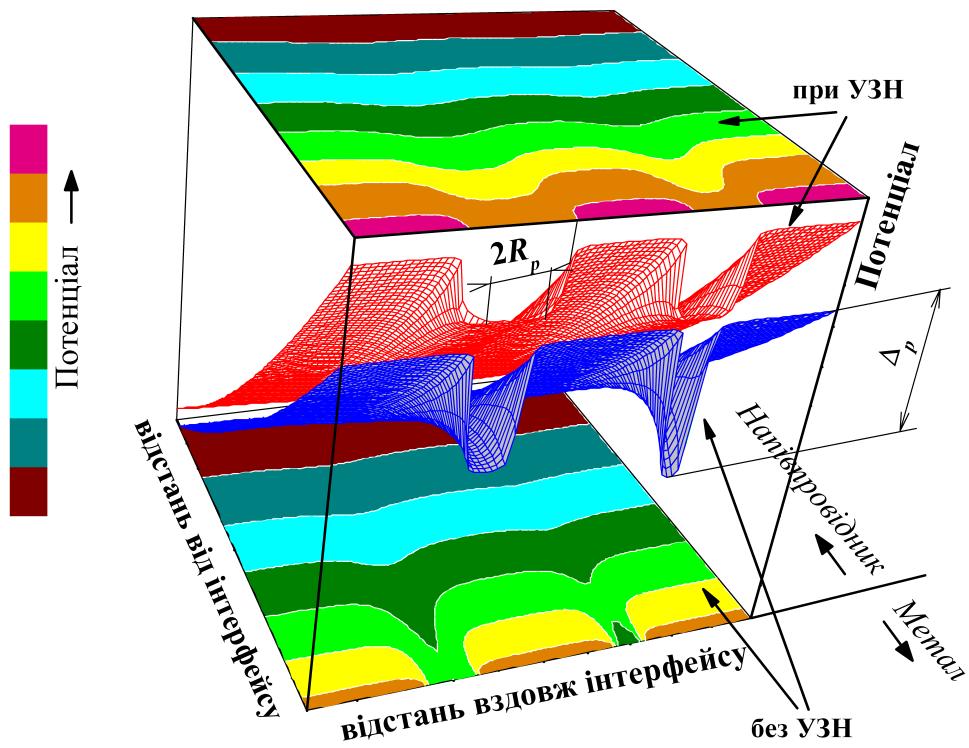


Рис. 5.15 — Схематичне зображення зони провідності, що відображає різницю між випадком УЗН (верхня площа та верхня контурна поверхня) та його відсутністю (нижня площа та нижня контурна поверхня). Рисунок зроблено у припущення, що наявні два патчі. При розрахунку потенціальних поверхонь була використана формула (1.5.3) з [305].

густини, як і ефективного значення розміру R_p , пов'язане з коливним рухом патчів у акустичному полі. У літературі [315] і раніше повідомлялося, що причиною появи неоднорідностей можуть бути саме дислокації. З іншого боку, виявлено, що γ_p під дією УЗ зменшується. Це є свідченням того, що висота бар'єру в області патчів збільшується (зменшується значення Δ_p). Таким чином, відбувається згладжування потенціалу на границі розділу у полі деформацій, викликаних поширенням АХ.

Подібні оборотні AI ефекти раніше спостерігалися в CdHgTe [402]. Авторами [402] запропоновано, що точкові дефекти, локалізовані на (або біля) протяжних дефектів, внаслідок поглинання УЗ переходят в об'єм кристалічної матриці, що стає причиною часткового вирівнювання екстремумів потенціального рельєфу. В нашому випадку причиною подібних ефектів може бути рух дислокаційних перегинів — більш детально можливий механізм розглянуто у наступному параграфі.

Збільшення висоти бар'єру в області патчів може бути причиною AI зростання $\Phi_{b,L}$ НТКС при низьких температурах. Водночас, при збільшенні як температури, так і пружних напруг, пов'язаних з УЗ, дислокаційні відрізки починають відриватися від точок закріплення і густота патчів зростає більш ефективно. Як наслідок, ефект збільшення висоти бар'єру компенсується і $\Phi_{b,L}$ зменшується — див. Рис. 5.14,б.

Основні виявлені особливості впливу УЗН (збільшення висоти бар'єру за межами патчів, згладжування потенціальних неоднорідностей в області патчів) якісно показані на Рис. 5.15.

5.3.3 Особливості акусто–дефектної взаємодії у кремнієвих діодах Шотки

Як вже згадувалося раніше, для пояснення AI ефектів у неп'єзоелектричних кристалах запропоновано чимало механізмів [55, 90, 143, 145–149], які описують взаємодію пружних хвиль як з точковими, так і з протяжними дефектами. Для досліджених структур процеси перенесення заряду пов'язані з термоелектронною емісією через бар'єр, який характеризується наявністю латеральних неоднорідностей, пов'язаних з дефектами кристалічної структури, зокрема з дислокаціями. Отже, вплив УЗН на електричні параметри ДШ Mo/n – n⁺–Si також доцільно розглядати саме з точки зору взаємодії АХ з лінійними дефектами (патчами), якими, на нашу думку, є дислокації невідповідності, що виникла внаслідок суттєвої різниці рівнів легування підкладки та епітаксійного шару. Зупинимось більш детально на частотній та температурній залежностях зміни висоти бар'єру ВТКС, наведеній на Рис. 5.16. 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_{US} .

Амплітуда AI змін ВБШ підвищується при введенні у зразок УЗ з більшою інтенсивністю, причому незалежно від частоти та температури відповідні залежності близькі до лінійних. Цей ефект ілюструється проілюстровано на

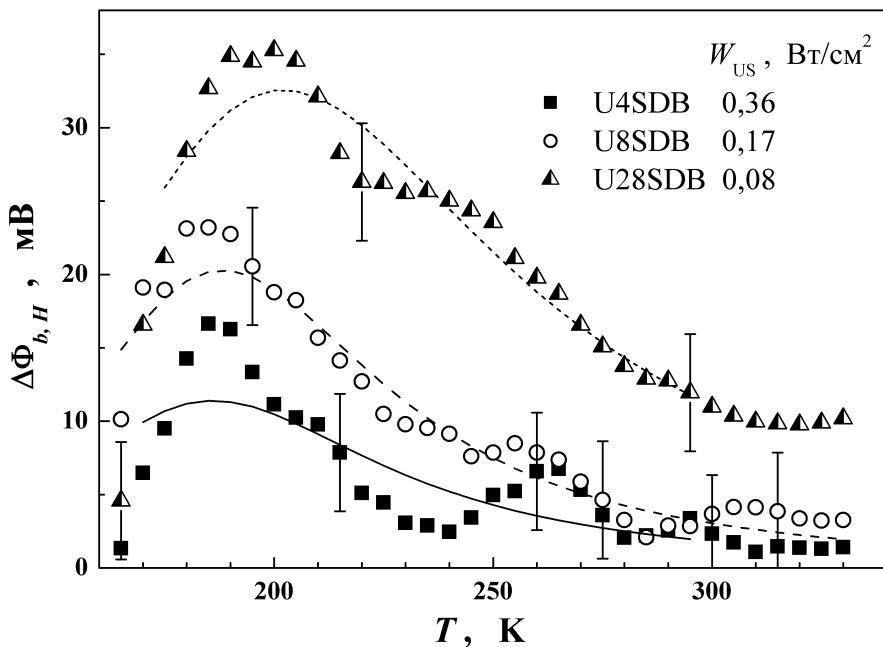


Рис. 5.16 — Температурні залежності змін ВБШ при УЗН з різними частотами. Точки — експеримент, лінії — апроксимація згідно з формулою (5.22).

Рис. 5.17. Отже, можна записати наступне співвідношення

$$\Delta\Phi_{b,H}(f_{us}, T) = \beta_{us}(f_{us}, T) \cdot W_{us}, \quad (5.14)$$

де β_{us} характеризує частку енергії AX, витрачену на зміну ВБШ, або, іншими словами, ефективність впливу УЗ на висоту бар'єру Шотки. З Рис. 5.16 та 5.17 видно, що при збільшенні частоти УЗ β_{us} також зростає. У лінійному наближенні коефіцієнт β_{us} має бути пропорційним коефіцієнту поглинання AX α_{us} дислокаціями.

Загалом, затухання об'ємних УЗ хвиль у кристалах може бути пов'язано з різними механізмами [421], зокрема з фонон–фононними процесами, термопружними втратами, резонансним поглинанням на мало–кутових границях субблочних кристалів чи дислокаційним поглинанням. Проте, проведені оцінки показують, що в умовах експерименту (для інтервалу температур 130 \div 330 К та частот 4 \div 28 МГц) затухання завдяки першим двом механізмам є досить незначним, тоді як мало–кутові границі 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 це модель дислокаційного тертя була розвинута в ідеалізованому

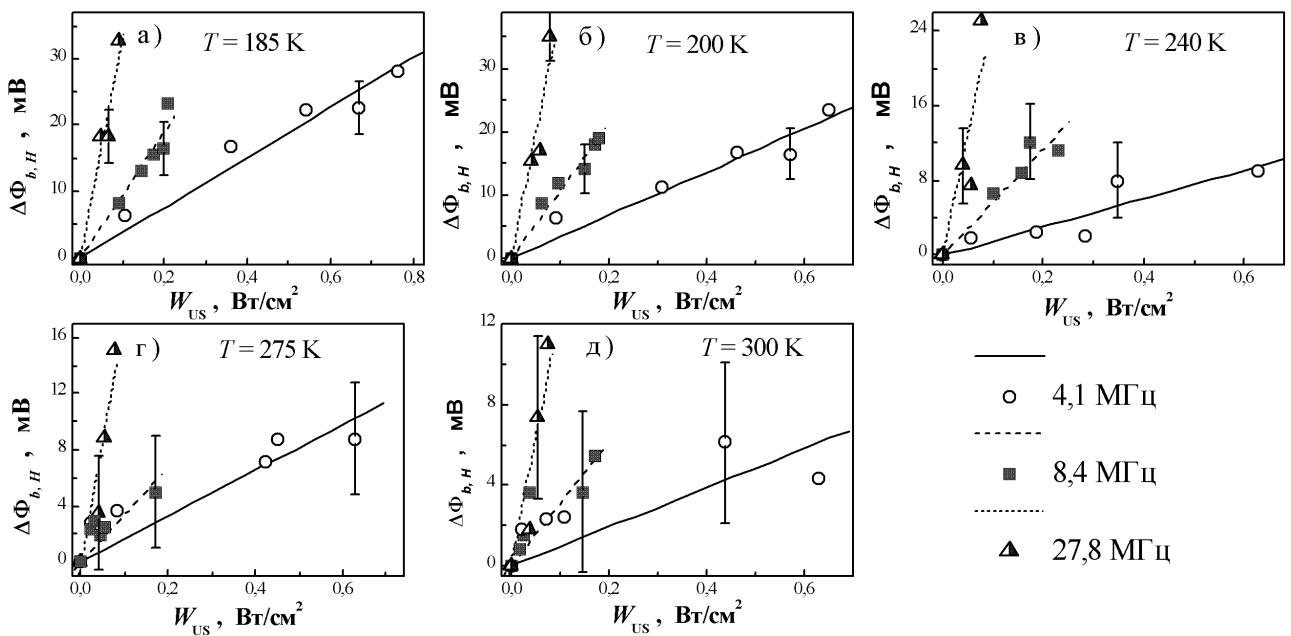


Рис. 5.17 — Залежності AI змін ВБШ від інтенсивності введеного УЗ. Точки — експеримент, лінії — апроксимація згідно з формулою (5.14).

наближенні нульової температури кристала, вона успішно застосовується для аналізу дислокаційного поглинання у різних реальних матеріалах, зокрема і у напівпровідникових кристалах [385, 422]. 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, пов'язаної з поширенням ультразвуку. Коефіцієнт поглинання акустичної хвилі при малих частотах $\omega_{\text{US}} = 2\pi f_{\text{US}} \ll \omega_{\text{dis}}$ (де ω_{dis} — власна частота коливань дислокаційного відрізку, яка залежить від його довжини та пружних модулів кристалу) має описуватися наступним співвідношенням [421, 423]:

$$\alpha_{\text{US}} = \frac{4G\rho_{\text{dis}}\omega_{\text{US}}^2}{v_{\text{Si}}\pi^3\rho_{\text{Si}}} \cdot \frac{d}{(\omega_{\text{dis}}^2 - \omega_{\text{US}}^2)^2 + d^2\omega_{\text{US}}^2}, \quad (5.15)$$

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, α_{US} має досягти максимального значення при $d_{\max} = (\omega_{\text{dis}}^2 - \omega_{\text{US}}^2)/\omega_{\text{US}}$. При цьому:

$$\alpha_{\text{US,max}} = \frac{2G\rho_{\text{dis}}\omega_{\text{US}}}{v_{\text{Si}}\pi^3\rho_{\text{Si}}(\omega_{\text{dis}}^2 - \omega_{\text{US}}^2)} \approx \frac{2G\rho_{\text{dis}}\omega_{\text{US}}}{v_{\text{Si}}\pi^3\rho_{\text{Si}}\omega_{\text{dis}}^2}, \quad (5.16)$$

тобто $\alpha_{\text{US,max}}$ має бути пропорційна частоті УЗ, так як резонансна частота коливань дислокаційного відрізку не повинні залежати від частоти зовнішнього

збурення. Очікуване згідно з теорією Гранато–Люкке зростання α_{US} та $\alpha_{\text{US},\max}$ з підвищеннем ω_{US} загалом збігається з експериментально отриманою поведінкою коефіцієнта β_{US} .

Щодо температурної поведінки коефіцієнта поглинання, то мусимо зауважити наступне. З літератури [413] відомо, що зміни пружних модулів кристалів Si у температурному діапазоні, де проводилися дослідження, не перевищують $(1 \div 2)\%$. Якщо припустити, що ω_{dis} та ρ_{Si} також слабо залежать від температури, то, згідно з (5.15), температурна залежність α_{US} має визначатися змінами параметру d , тобто, фактично, коефіцієнтом динамічної в'язкості. В рамках даної моделі передбачається, що гальмування руху дислокаций, у тому числі і коливального в УЗ полі, відбувається завдяки їх взаємодії з фононами, носіями заряду, а також за рахунок термопружних втрат [421, 423, 424]. Температурна залежність кожного з цих механізмів, а також їх 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 [421], було показано, що в області температур, які відповідають нашим експериментам, величина B практично лінійно зростає з підвищенням T . Таким чином, з врахуванням того, що використані частоти УЗН набагато менші ω_{dis} , коефіцієнт поглинання має монотонно збільшуватися при зростанні температури. Така залежність, зокрема, була експериментально зафікована в роботі [425] 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 [426] також представлена 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 за рахунок стимулюваного переміщення перегинів. Припускається, що дифузія перегинів має термоактиваційний характер і

коєфіцієнт дифузії D_k описується виразом

$$D_k = D_{0k} \exp\left(-\frac{W_k}{kT}\right), \quad (5.17)$$

де W_k — енергія активації дифузії, D_{0k} — певна константа. Причому між f_{US} та температурою, при якій спостерігається максимум поглинання T_{\max} , має існувати зв'язок:

$$f_{\text{US}} = f_k \exp\left(-\frac{W_k}{kT_{\max}}\right), \quad (5.18)$$

де $f_k = \pi D_{0k}/(20 l_0^2)$ — певний параметр, пов'язаний з середньою довжиною дислокаційного сегменту l_0 .

Згідно з [426] добротність Q_l , яка пов'язана з поглинанням АХ одним дислокаційним сегментом довжиною l , має описуватися виразом:

$$Q_l^{-1} = \frac{8Ga^2b^2l^3(n_{0k} + p_{0k})}{V_v k T \pi^4} \cdot \frac{\left(\frac{\omega_{\text{US}}l^2}{20\pi l_0^2 f_k}\right) \exp\left(\frac{W_k}{kT}\right)}{1 + \left(\frac{\omega_{\text{US}}l^2}{20\pi l_0^2 f_k}\right)^2 \exp\left(\frac{2W_k}{kT}\right)}, \quad (5.19)$$

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 для оцінки загальної добротності кристалу Q_{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 l в 5.19 на певну ефективну довжину сегменту $l_{eff} = g_l l_0$ 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:

$$\alpha_{\text{US}}(f_{\text{US}}, T) = \frac{8Ga^2b^2g_l^3D_{0k}(n_{0k} + p_{0k})\rho_{\text{dis}}}{\ln 10 v_{\text{Si}} f_k k \pi^2} \cdot Y(f_{\text{US}}, T), \quad (5.20)$$

де функція

$$Y(f_{\text{US}}, T) = \frac{f_{\text{US}}}{T} \cdot \frac{\left(\frac{f_{\text{US}}g_l^2}{10f_k}\right) \exp\left(\frac{W_k}{kT}\right)}{1 + \left(\frac{f_{\text{US}}g_l^2}{10f_k}\right)^2 \exp\left(\frac{2W_k}{kT}\right)} \quad (5.21)$$

визначає, переважним чином, температурну та частотну залежності коєфіцієнта поглинання. Розрахований вигляд функції $Y(f_{\text{US}}, T)$ наведено на Рис. 5.18. З

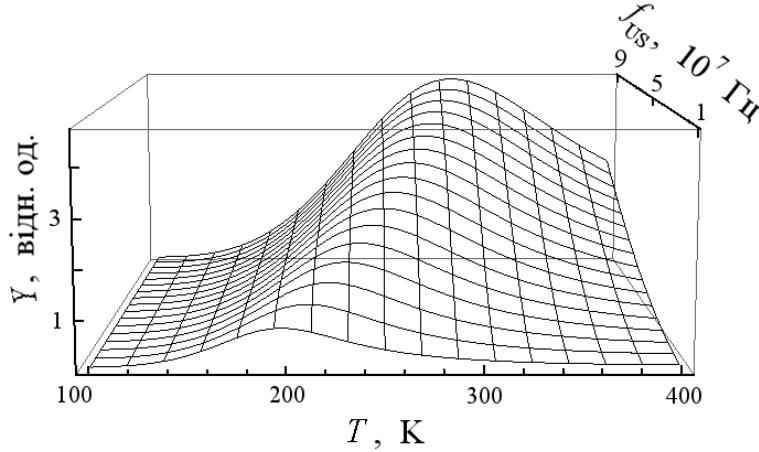


Рис. 5.18 — Температуро-частотна залежність функції (f_{us}, T). При розрахунках за формулою (5.21) вважалося, що $W_k = 0,108 \text{ eB}$, $f_k = 6 \cdot 10^9 \text{ Гц}$, $g = 3,5$.

рисунка видно, що загалом особливості температурних та частотних залежностей коефіцієнта поглинання УЗ співпадають з особливостями залежностей AI зміни ВБШ (Рис. 5.16).

Враховуючи формулі (5.14), (5.20) та (5.21), вираз що описує AI зміни висоти бар'єру можна представити у вигляді

$$\Delta\Phi_{b,H}(f_{\text{us}}, T) \sim \frac{f_{\text{us}}}{T} \frac{(f_{\text{us}}/f_k) \exp\left(\frac{W_k}{kT}\right)}{1 + (f_{\text{us}}/f_k)^2 \exp\left(\frac{2W_k}{kT}\right)} W_{\text{us}}. \quad (5.22)$$

При записі останнього співвідношення враховано, що в роботі [8] показано, що непогане узгодження експериментальних даних щодо коефіцієнта поглинання УЗ з теоретичними досягається при $g_l = 3,5$.

Вираз (5.22) був використаний для апроксимації температурних залежностей AI змін ВБШ. Результати представлені на Рис. 5.16. Встановлено, що достатньо високе узгодження між експериментальними даними та апроксимуючими кривими спостерігається при $W_k = (90 \pm 10) \text{ мeB}$ та $f_k = (3 \pm 2) \cdot 10^9 \text{ Гц}$.

Збільшення β_{us} при зростанні частоти УЗН (Рис. 5.19) також збігається з передбаченнями теорії Брейсфолда. Нами були використана формула (5.22) та значення $W_k = 90 \text{ мeB}$ для апроксимації експериментально виявленої частотної залежності AI змін ВБШ. Результати представлені на Рис. 5.19.

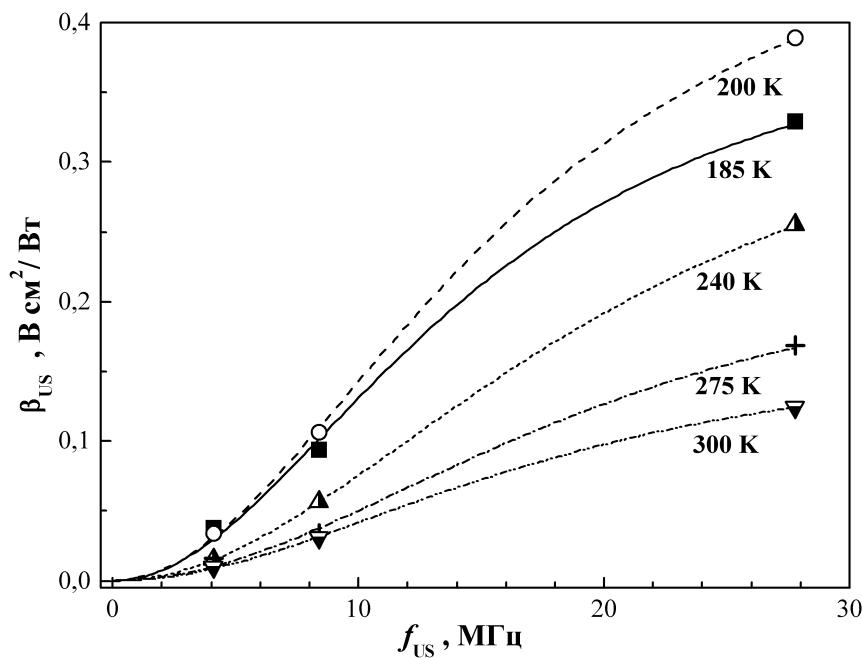


Рис. 5.19 — Частотні залежності ефективності впливу УЗ на висоту бар'єру при різних температурах. Точки — експеримент, лінії — апроксимація згідно з формулою (5.22).

Таким чином, показано, що модель поглинання УЗ внаслідок руху дислокаційних перегинів цілком застосовна для пояснення особливостей температурних та частотних залежностей динамічного AI впливу на висоту бар'єру Шотки в структурах Mo/ $n-n^+$ -Si. Зауважимо, що модель руху елементів тонкої структури дислокації до пояснення AI ефектів у напівпровідниках застосовувався і раніше. Так, наприклад, у роботі [427] вона застосовується для пояснення амплітудно-залежних ефектів під дією інтенсивної УЗ хвилі, зокрема ефекту акустолюмінісценції в CdS.

5.4 Вплив ультразвукового навантаження на струм втрат діодів Шотки Mo/ $n - n^+$ -Si

Струм втрат є одним з найважливіших параметрів для різноманітних напівпровідниковых пристройів, що визначає їх робочі характеристики. Не дивно, що його вивченю придляється чимала увага — див., наприклад, роботи [314, 428–431]. Можливі причини появи такого струму досить різноманітні, проте

більшість механізмів, характерних для структур метал–напівпровідник, пов’язані з дефектами, розташованими поблизу границі розділу. Наприклад, поява надлишкового, порівняно з класичним ТЕ струмом насичення, проходження носіїв заряду може бути пов’язана з процесами термоелектронного тунелювання за участю пасток (thermionic trap-assisted tunneling) [314], зі струмом, обмеженим просторовим зарядом (space-charge limited current, SCLC) [432, 433], з термічно–активованою стрибковою провідністю зі змінною довжиною стрибка (the thermally-assisted variable-range-hopping conduction, VRHC) [313, 428, 433], з тунелюванням, стимулюваним фононами (the phonon-assisted tunneling, PAT) [429, 434]. Крім того, ТЕ струм також суттєво залежить від неоднорідностей границі розділу [305]. Метою досліджень, результати яких представлені у наступному параграфі, є а) ідентифікація механізмів переносу заряду при зворотному зміщенні в епітаксійних структурах Mo/n – n⁺–Si з контактам Шотки; б) експериментальне вивчення впливу УЗН на відповідні процеси.

5.4.1 Особливості зворотного струму в умовах ультразвукового навантаження

На Рис. 5.20 представлена узагальнена картина температурних та по-льових залежностей зворотного струму структур SSDB, виміряна за умов відсутності УЗН. Як і для більшості реальних структур з контактам Шотки, в даному випадку не спостерігається насичення струму при значних зворотних напругах, ВАХ є "м’якими". При збільшенні температури величина I_R також зростає; крім того, при високих температурах слабшає залежність зворотного струму від напруги. Так, 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 5.21,а видно, що УЗН викликає збільшення зворотного струму. Зауважимо, що на цьому рисунку наведено лише незначна частина отриманих ВАХ — під час експерименту вимірювання проводилися кожні 4÷6 К. Виявлені АІ зміни зворотного струму оборотні і залежать як від температури, так і від

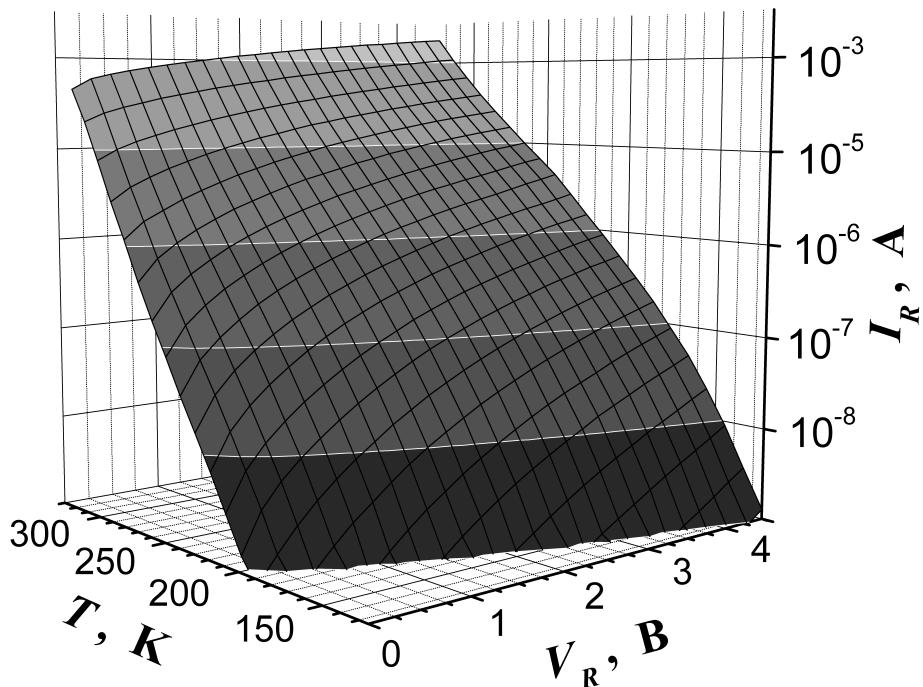


Рис. 5.20 — Залежності зворотного струму структур SSDB від напруги та температури.

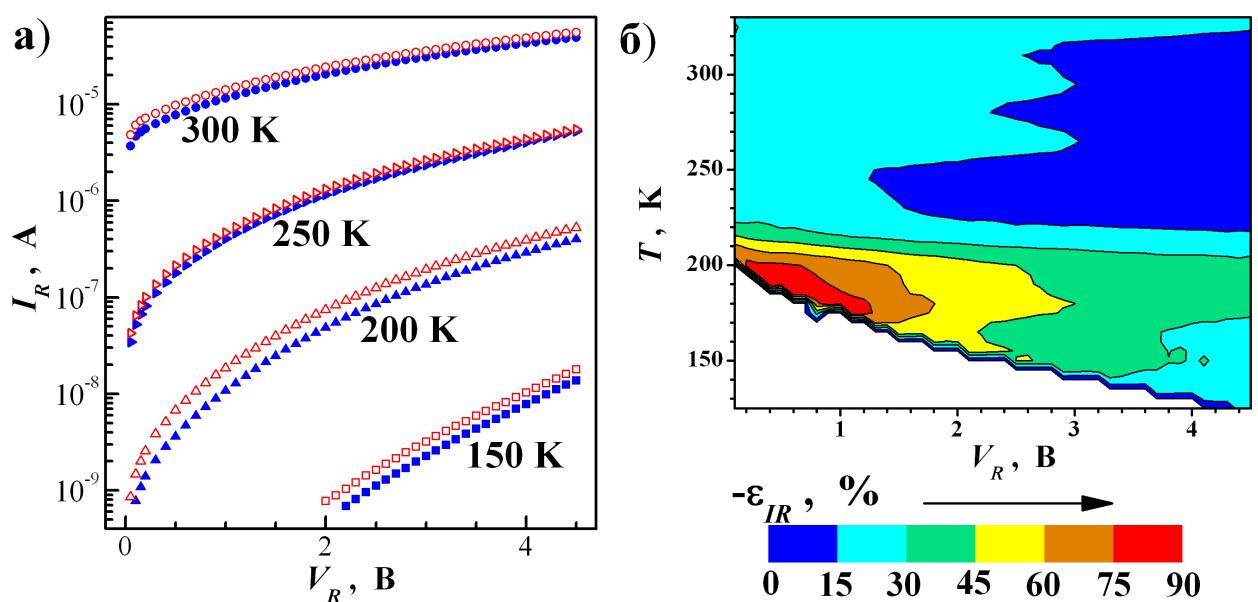


Рис. 5.21 — (а) Зворотні гілки ВАХ структур SSDB, виміряні за умов УЗН (порожні точки) та без нього (заповнені точки) при різних температурах. (б) Залежності відносних AI змін зворотного струму від зміщення та температури. $f_{\text{US}} = 4,1 \text{ MHz}$, $W_{\text{US}} = 0,65 \text{ Bt/cm}^2$.

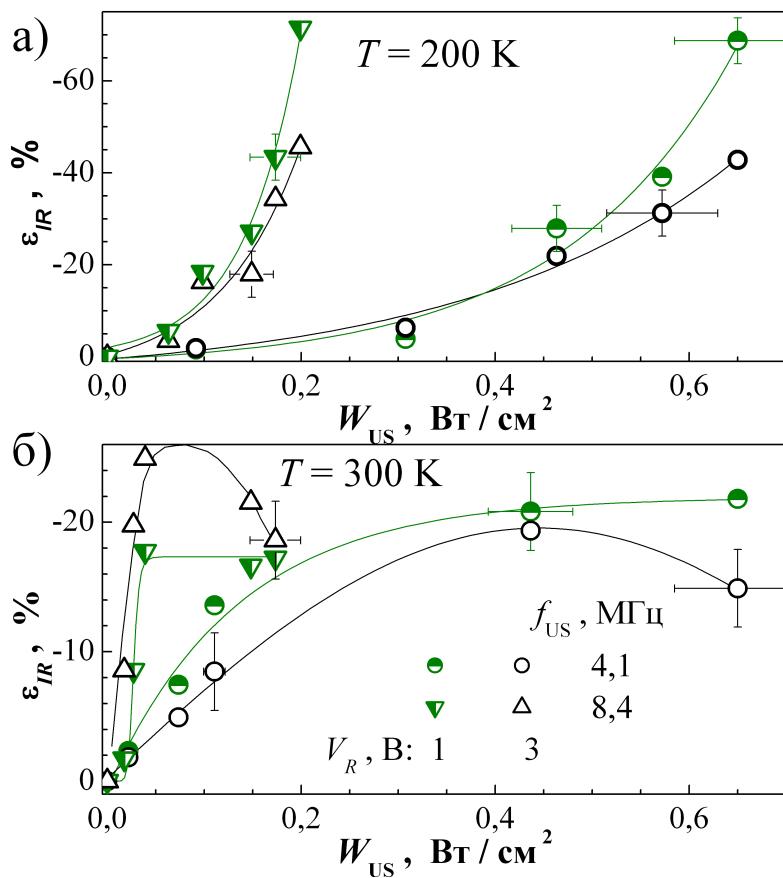


Рис. 5.22 – Залежності AI відносних змін зворотного струму від інтенсивності УЗ. T , К: 200 (а), 300 (б). f_{US} , МГц: 4,1 (кола), 8,4 (трикутники). Зміщення, В: 1 (порожні точки), 3 (заповнені точки). Лінії наведено лише для зручності.

величини зміщення — див. Рис. 5.21,б. Нагадаємо, що від'ємні значення відносних змін зворотного струму ε_{IR} відповідають AI зростанню цього параметру. 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 може сягати декількох десятків відсотків;
- при низьких температурах ефективність впливу УЗН зменшується як при зростанні зміщення, так і температури;
- якщо температура перевищує 250 К то і польова, і температурна залежності ε_{IR} стають слабкими.

На Рис. 5.22 показані зміни ε_{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 $\varepsilon_{IR}(W_{\text{US}})$ суттєво залежить від температури:

насичення (або немонотонна залежність при великих зміщеннях) спостерігається у високотемпературному діапазоні і різке збільшення акустокерованих змін — у низькотемпературному.

5.4.2 Механізми струмів втрат структур Mo/n – n⁺–Si

Цілком очевидно, що для з'ясування причин виявленіх акустокерованих 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. 5.23 представлені залежності 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 :

$$I_R(T, V_R) = I_1(T, V_R) + I_2(T, V_R), \quad (5.23)$$

Як вже згадувалося, в літературі вказується на те, що в структурах МН появі струму може бути пов'язана з різноманітними механізмами. Проте, на нашу думку, одна з компонент пов'язана з ТЕ струмом, який є найбільш типовим для ДШ. А отже, для I_1 може бути записаний наступний вираз

$$I_1 = I_0 T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{V_R}{kT}\right)\right], \quad (5.24)$$

де I_0 — певна константа, причому для опису температурної залежності ВБШ Φ_b цілком застосовний вираз (3.3).

При визначенні причин появи компоненти I_2 необхідно врахувати наступне. SCLC провідністьстає суттєвою за умови, що густина інжектованих вільних носіїв набагато перевищує густину термічно генерованих [433]. 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 (омічний режим) [433].

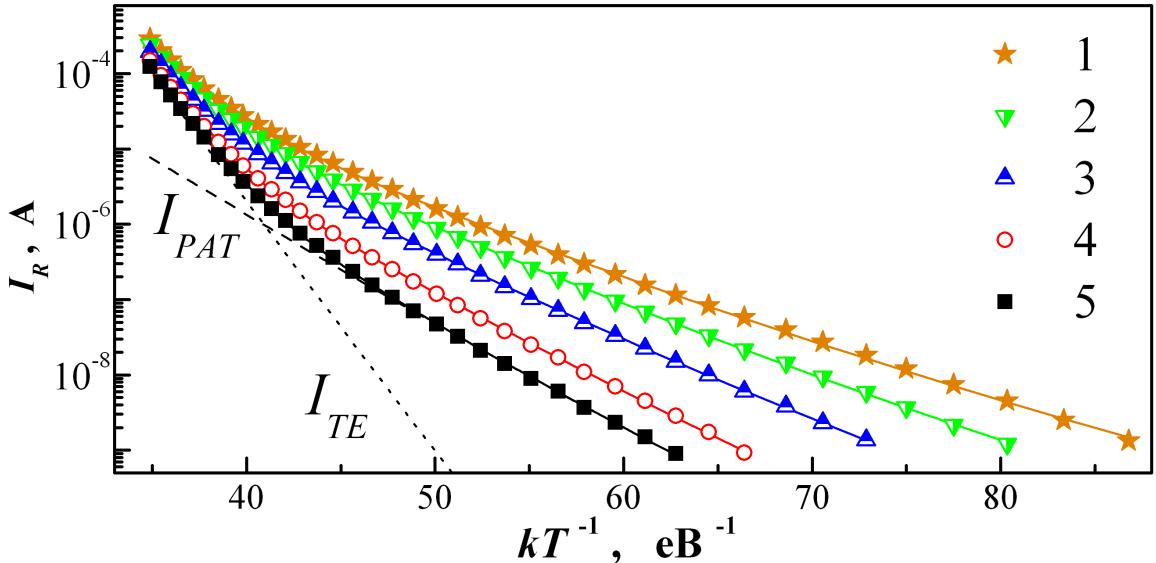


Рис. 5.23 — Залежність зворотного струму структур SSDB від оберненої температури, виміряні при різних напругах зміщення. Точки — експеримент, суцільні лінії — відповідно до формули (5.31). Пунктирна та штрихована лінії відображають ТЕ та РАТ компоненти струму, відповідно, для кривої 5. V_R , В: 4 (1), 3 (2), 2 (3), 1 (4), 0.5 (5). $W_{\text{US}} = 0$.

Ці умови також не відповідають нашому випадку, зокрема нахил кривих на Рис. 5.23 відповідає значно більшим значенням активаційної енергії. Таким чином цілком ймовірною причиною появи другої компоненти струму є процеси тунелювання, стимульованого фононами. З літератури [429, 434, 435] відомо, що цей механізм здатен пояснити залежності зворотного струму в широкому температурному діапазоні і пов'язаний з тунелюванням носіїв заряду з електронних станів, розташованих в напівпровіднику поблизу границі розділу МН, в зону провідності. Згідно з [429, 436], величина РАТ струму описується наступним чином:

$$I_2 = \frac{q^2 F_m A N_{ss}}{\sqrt{8m^* \epsilon_t}} \sqrt{\frac{\gamma_1 - \gamma}{\gamma_1}} \exp \left\{ -\frac{\sqrt{32m^* \epsilon_t^3} (\gamma_1 - \gamma)^2}{3qF_m \hbar} [\gamma_1 + \frac{1}{2}\gamma] \right\}, \quad (5.25)$$

$$\gamma_1 = (1 + \gamma^2)^{1/2}, \quad (5.26)$$

$$\gamma = \frac{a_{\text{e-ph}} \hbar \omega_{ph}^2 \sqrt{2m^*}}{qF_m \sqrt{\epsilon_t}} \left\{ \frac{\exp \left(\frac{\hbar \omega_{ph}}{kT} \right) + 1}{\exp \left(\frac{\hbar \omega_{ph}}{kT} \right) - 1} \right\}, \quad (5.27)$$

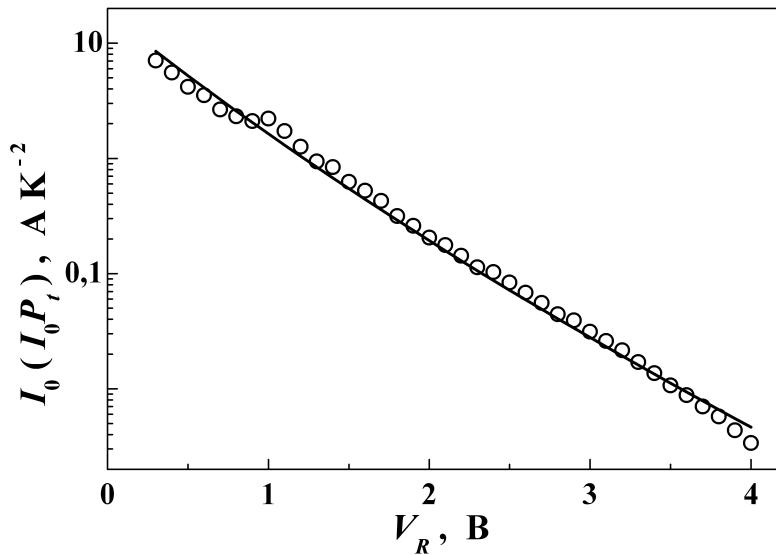


Рис. 5.24 — Залежність температуро-незалежного множника ТЕ струму від величини зворотної напруги. Точки отримані з експериментальних даних, лінія — апроксимація з використанням формули (5.30). При розрахунках вважалося, що $V_i = 0.5V_R$.

де N_{ss} — густина заповнених рівнів поблизу інтерфейсу, $\hbar\omega_{ph}$ — енергія фонону, $a_{\text{e-ph}}$ — константа електрон–фононної взаємодії, глибина залягання рівня відносно зони провідності ϵ_t , напруженість електричного поля на границі розділу МН F_m та інші величини зустрічалися раніше.

Формули (5.23)–(5.27) були використані для апроксимації експериментальних залежностей зворотного струму від температури. Апроксимація здійснювалась з використанням методу диференційної еволюції. При цьому величини I_0 , ϵ_t , N_{ss} та ВБШ при нульовій температурі Φ_{b0} розглядалися як шукані параметри. При розрахунках були використані значення $\hbar\omega_{ph} = 16$ меВ, що відповідає повздовжнім акустичним фононам у Si [437, с. 312], та $a_{\text{e-ph}} = 6$. Остання величина співпадає зі значенням, використаним в роботі [435] для найкращого узгодження синтезованих залежностей з експериментальними даними для ДШ на основі n -Si з шаром окису на поверхні. Результати, отримані для I_0 , показано на Рис. 5.24. 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

$$V_R = V_i + V_s, \quad (5.28)$$

де V_i та V_s — падіння напруги на ізоляючому прошарку та збідненому шару напівпровідника, відповідно. Крім того, рівняння (5.23) має бути замінено на by

$$I_R(T, V_R) = P_t(V_i) \times [I_1(T, V_s) + I_2(T, V_s)], \quad (5.29)$$

де P_t — ймовірність переміщення (тунелювання) заряду через ізоляючий прошарок. З врахуванням цих змін необхідно зазначити, що Рис. 5.24 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

$$P_t = \exp \left\{ -\frac{4\sqrt{2m_i^* q}}{3\hbar V_i} \left[(U_0 + V_i)^{3/2} - U_0^{3/2} \right] \delta \right\}, \quad (5.30)$$

де U_0 — висота бар'єру на границі напівпровідник/ізолятор при нульовому зміщенні, m_i^* — ефективна маса електрону в ізоляторі, δ — товщина діелектричного прошарку. Використовуючи значення $m_i^* = 0,5m_0$ (що відповідає SiO_2) та $V_i = 0,5V_R$, була проведена апроксимація даних на Рис. 5.24 з використанням формули (5.30). 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 [438] до 10,2 нм на інтерфейсі ДШ [439]. Це підтверджує застосовність використаних припущень.

Таким чином, узагальнений вираз для зворотного струму набуває вигляд

$$\begin{aligned} I_R &= I_{TE} + I_{PAT} = P_t I_0 T^2 \exp \left(-\frac{q\Phi_b}{kT} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{V_s}{kT} \right) \right] + \\ &+ \frac{P_t q^2 F_m A N_{ss}}{\sqrt{8m^* \epsilon_t}} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_1} \right)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{4\sqrt{2m^*} \epsilon_t^{3/2} (\gamma_1 - \gamma)^2}{3qF_m \hbar} \left[\gamma_1 + \frac{1}{2}\gamma \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5.31)$$

де I_{TE} та I_{PAT} — ТЕ та ПАТ компоненти струму, відповідно, причому для обчислення F_m у виразі (4.27) замість V_R має бути використано V_s . Формула (5.31) була використана для апроксимації експериментальних даних. При

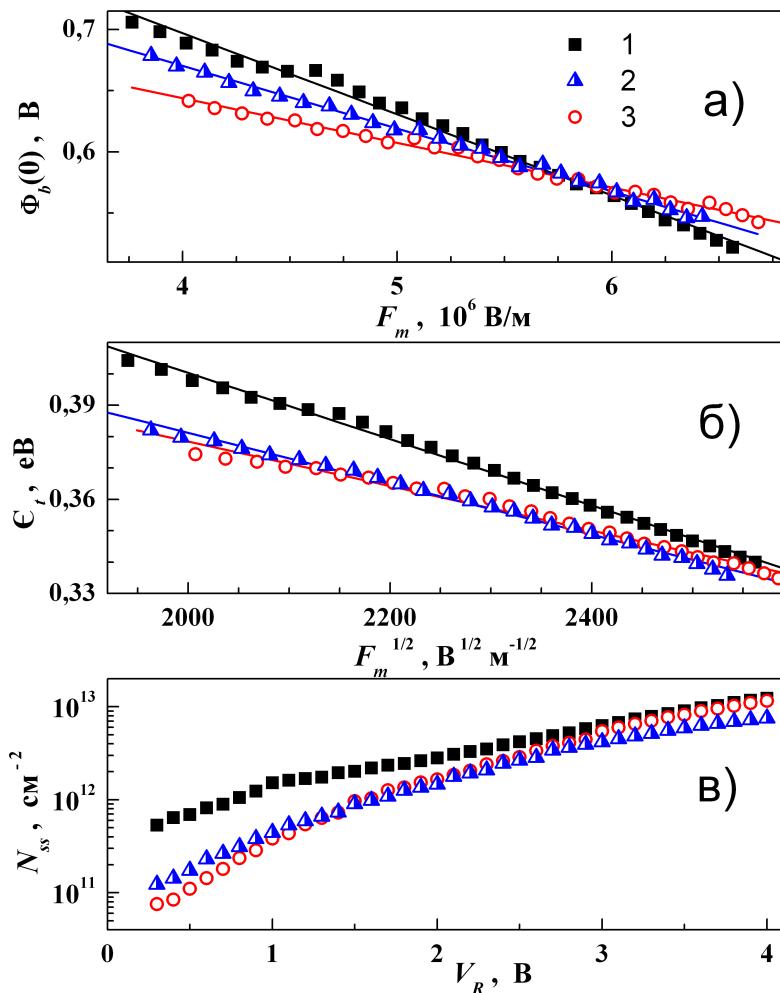


Рис. 5.25 — Польові залежності ВБШ (а), енергії активації пастки (б) та густини інтерфейсних станів (в) для структур SSDB за умов УЗН (2 та 3) та без нього (1). W_{US} , Вт/см²: 0 (1), 0,17 (2), 0,65 (3). f_{US} , МГц: 8,4 (2), 4,1 (3).

цьому вважалося, що $V_s = 0.5V_R$. Результати апроксимації представлені лініями на Рис. 5.23. Для всього діапазону напруг середньоквадратичне відхилення апроксимуючих кривих від експериментальних даних не перевищувало 0,7%. Польові залежності визначених параметрів показані на Рис. 5.25, криві 1. Для розрахунку N_{ss} були використані значення P_t , отримані з Рис. 5.24. Зауважимо, що отримані величини густини інтерфейсних станів цілком співрозмірні зі значеннями ($1,2 \cdot 10^{12}$ см⁻²), отриманими раніше авторами роботи [435] для кремнієвих ДШ.

Виявлено (див. Рис. 5.25, а), що зниження ВБШ пропорційне F_m :

$$\Phi_b(0) = \Phi_{b0}(0) - \alpha_F F_m. \quad (5.32)$$

Відомо [260, 305, 440], що подібна залежність спостерігається у випадку, коли зниження висоти бар'єру переважно визначається інтерфейсними рівнями. При цьому α_F визначає положення максимуму потенціалу, що є результатом суперпозиції поля Шотки та поля поверхневих станів [440].

Отримане значення ϵ_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 з пастки дорівнювала 0.50 еВ для GaAs [434] та 0.90 еВ для GaN [429]. Як видно з наведених даних (Рис. 5.25,б), енергія активації зменшується при зростанні напруженості електричного поля, причому зниження пропорційне квадратному кореню з F_m :

$$\epsilon_t = \epsilon_{t0} - \beta_F F_m^{1/2}, \quad (5.33)$$

де ϵ_{t0} — енергія зв'язку електрона на пастці за відсутності поля. Подібний механізм польової емісії відомий в літературі як ефект Пула–Френкеля. Величина $\epsilon_{t0} = 0.61$ еВ є близькою до рівня іонізації дефектів, пов'язаних з вакансіями, у об'ємному кремнії [187, 441]. Цілком ймовірно, що пастки, які беруть участь у тунелюванні, пов'язані саме з дефектами подібного типу. Очікується [442, 443], що для параметру β_F справедливе наступне співвідношення

$$\beta_F = \sqrt{\frac{Zq^3}{\pi\varepsilon_0\varepsilon_s}}, \quad (5.34)$$

де Z — заряд центру. Для однократно зарядженої пастки в Si теоретичне значення параметру β_{PF} , обчислене використовуючи рівняння (5.34), дорівнює $2.2 \cdot 10^{-5}$ еВ(м/В) $^{1/2}$. В нашому випадку отримане значення ($10.5 \cdot 10^{-5}$ еВ(м/В) $^{1/2}$) відрізняється від β_{PF} . Подібні відхилення також описані в літературі. Так, з одного боку, вираз (5.34) справедливий в одномірному наближенні та величини $\beta_F < \beta_{PF}$ спостерігалися експериментально [442, 443]. З іншого боку, згідно з [443], електрони можуть бути захоплені на пастки, розташовані в кластері позитивно заряджених іонів, утворення яких має флюктуаційний характер. Це викликає збільшення як ефективної кратності виродження (до 10–30 [443]), так і величини β_F . Амплітуда збільшення залежить від розміру кластера. Саме з цим ефектом, на нашу думку, і пов'язана відмінність отриманого значення від β_{PF} . Всі отримані параметри зведені до Таблиці 20 (перший рядок).

Табл. 20 — Параметри, визначені для структур Mo/ $n - n^+$ -Si зі зворотних гілок ВАХ за умов УЗН та без нього

W_{us} , Вт/см ²	f_{us} , МГц	$\Phi_{b0}(0)$, мВ	α_F , нм	ϵ_{t0} , меВ	β_F , $10^{-5} \text{ еВ}\cdot\text{м}^{1/2}\cdot\text{В}^{-1/2}$
0	—	960 ± 10	66 ± 7	610 ± 10	$10,5 \pm 0,3$
0,17	8,4	870 ± 10	51 ± 5	540 ± 10	$8,1 \pm 0,5$
0,65	4,1	790 ± 10	36 ± 7	520 ± 10	$7,1 \pm 0,5$

5.4.3 Ефект впливу ультразвуку на характеристики перенесення заряду

Описана вище процедура була також використана для апроксимації залежностей зворотного струму, виміряних за умов УЗН. Отримані при використанні двох режимів УЗН результати зведені на Рис. 5.25 (криві 2 та 3) та в Таблиці 20 (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 — див. Рис. 5.25,б. Подібний ефект може бути зв'язаний зі зміною заселеності коливальних рівнів дефекту [143] або зі зміщенням домішкових атомів відносно їх оточення [90]. Згідно з розрахунками, проведеними в роботі [143], ефективність АДВ має збільшуватись при зростанні частоти УЗ; ці очікування співпадають з результатами експерименту.

В свою чергу, якщо електрон потребує меншої енергії для звільнення з пастки, то можна очікувати, що УЗН має викликати зменшення густини заповнених станів. Саме така тенденція і спостерігається в нашому випадку — див. Рис. 5.25,в. Зауважимо, що вплив УЗ на пастки зменшується зі зростанням напруженості електричного поля.

Згідно з результатами, представленими в роботі [440], величина α_F має зростати при збільшенні концентрації заряджених поверхневих станів та глибини проникнення поля, пов'язаного з ними. Таким чином, зменшення рівноважної кількості захоплених на поверхні електронів може бути причиною виявленого AI зменшення параметра α_F .

На нашу думку, AI зменшення коефіцієнту β_F відбувається внаслідок зміни розміру дефектного кластера і викликаної цим модифікації ефективної

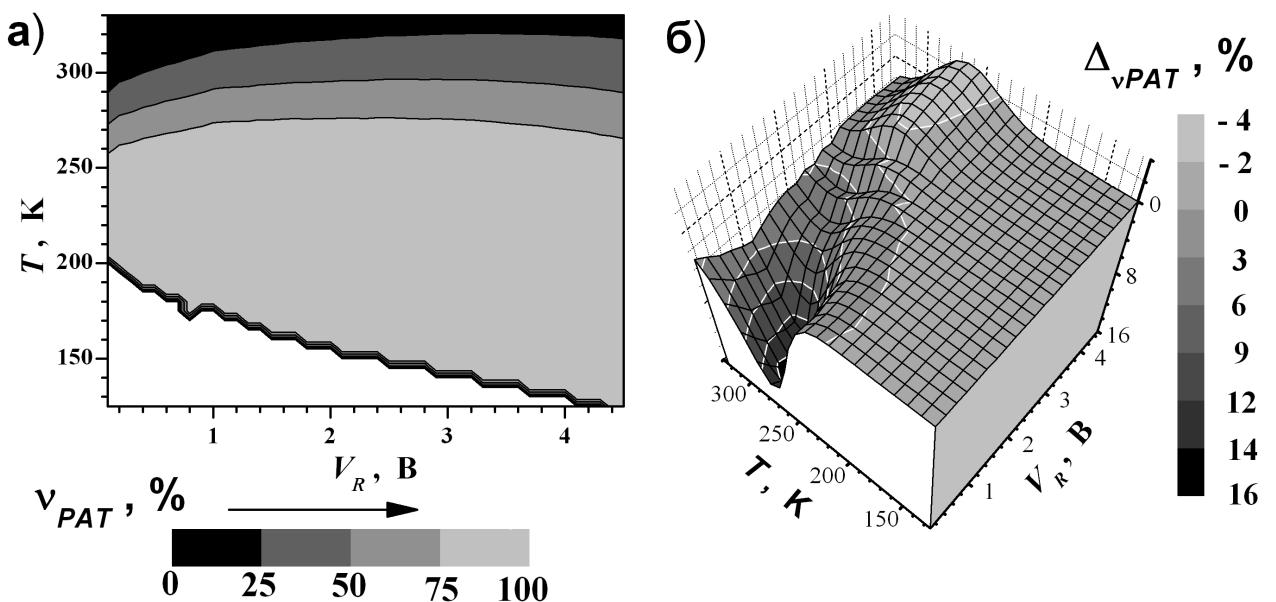


Рис. 5.26 — Залежності парціального внеску РАТ компоненти зворотного струму від напруги та температури (а) та його АІ зміни при дії УЗ з $f_{\text{US}} = 4,1 \text{ МГц}$, $W_{\text{US}} = 0,65 \text{ Вт}/\text{см}^2$ (б).

кратності заряду. Можливою причиною цього процесу є локальне підвищення кластеру дефектів в акустичному полі. Цей ефект описано в роботі [145].

Отримані дані показують, що ВБШ зменшується під дією УЗН. Ці результати співпадають з отриманими з аналізу прямих гілок ВАХ і детально описаними в попередніх параграфах.

Для більш чіткого розуміння польових та температурних залежностей АІ змін зворотного струму ε_{IR} (Рис. 5.21,б) розглянемо відносний внесок РАТ компоненти зворотного струму. Нагадаємо, що від'ємні значення відносних змін зворотного струму $\nu_{\text{PAT}} = I_{\text{PAT}}/(I_{\text{PAT}} + I_{\text{TE}})$. На Рис. 5.26,а наведено залежності ν_{PAT} від напруги та температури для ненавантаженого зразка, а на Рис. 5.26,б — зміни ν_{PAT} під дією УЗ.

Як видно з наведених даних, РАТ компонента є переважаючою при низьких температурах, тоді як термоемісійна складова стає превалюючою при $T > 260 \text{ К}$. Крім того, варто взяти до уваги, що а) зменшення ϵ_{t0} та β_F (так само як і $\Phi_{b0}(0)$ та α_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 ϵ_t складають 25% та 15%, відповідно — див. Рис. 5.25), проте РАТ струм явно залежить від F_m — див. формулу (5.25).

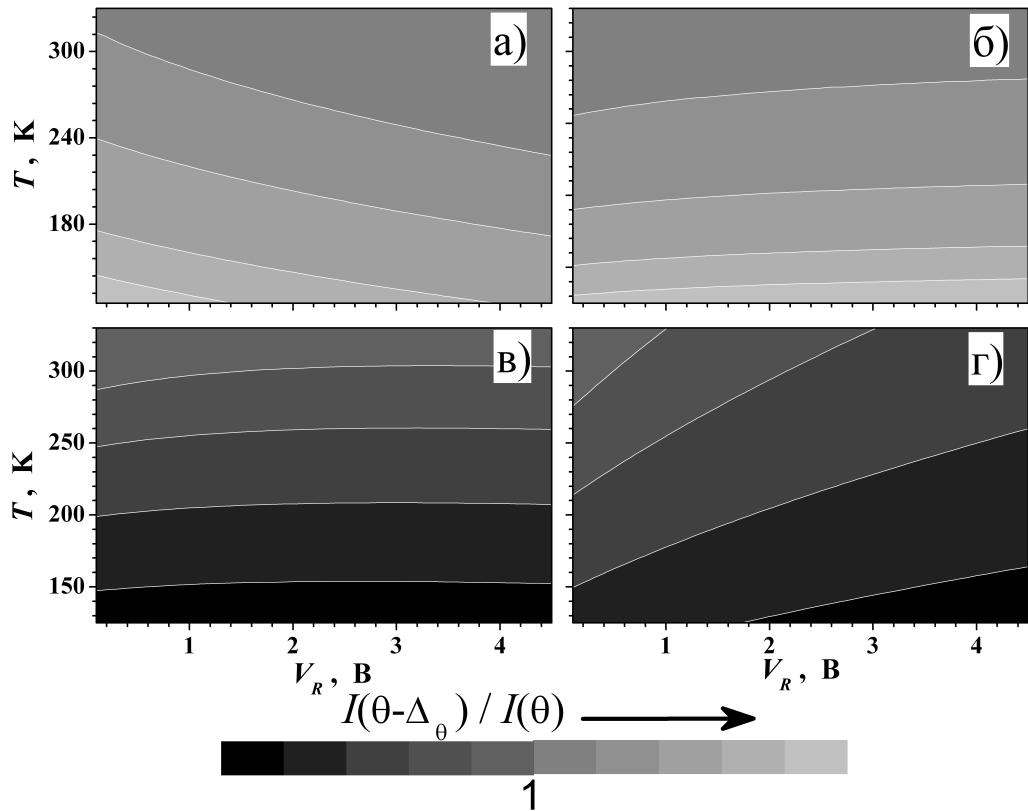


Рис. 5.27 — Якісна картина зміни ТЕ (а, в) та РАТ (б, г) струмів зі зменшенням енергії активації пастки (а), ВБШ при нульовій температурі (б), коефіцієнта Пула–Френкеля (в) та коефіцієнта, пов’язаного з впливом інтерфейсних рівнів на ВБШ (г). При розрахунках були використані формули (5.24), (5.25), (5.32) та (5.33). Подробиці в тексті.

З метою оцінки характеру впливу кожного з чотирьох параметрів (ϵ_{t0} , β_F , $\Phi_{b0}(0)$, α_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 θ (θ один з набору $\{\epsilon_{t0}, \beta, \Phi_{b00}, \alpha\}$). Результати розрахунків представлені на Рис. 5.27. Аналіз представлених результатів показує, що AI зростання зворотного струму в інтервалі $130 \div 250$ К визначається зменшенням ϵ_{t0} . Цей ефект частково компенсується зменшенням β_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 α_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. 5.26, б. Згідно з попереднім припущеннями, зміни $\Phi_{b0}(0)$ та α_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 ε_{IR} , що спостерігаються при високих напругах (Рис. 5.22,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 Шотки в діапазоні температур $130 \div 330$ К. Виявлено акустоіндуковані оборотні зміни фактору неідеальності та висоти бар'єру Шотки, причому зміни немонотонно залежать від температури і найбільш ефективний вплив УЗ спостерігається поблизу 200 К. Показано, що зі збільшенням частоти УЗ спостерігається як підвищення ефективності акустичного впливу на параметри кремнієвих діодів Шотки (суттєва залежність), так і зсув в бік 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, фактору неідеальності в структурах Mo/ $n-n^+$ -Si можуть бути пояснені в межах моделі неоднорідного контакту. Застосування цієї моделі до аналізу акустоіндукованих ефектів показало, що за умов УЗН відбувається збільшення висоти бар'єру як в області знаходження патчів, так і за їх межами, а також уширюється розподіл параметрів патчів та збільшується їх ефективна густина.
3. Показано, що частотні та температурні особливості акустоіндукованих змін параметрів структур Mo/ $n-n^+$ -Si можуть бути пояснені в межах моделі поглинання ультразвуку внаслідок руху дислокаційних перегінів.

4. Експериментально виявлено ефект оборотного збільшення зворотного струму структур Mo/ $n-n^+$ -Si за умов їх акустичного навантаження; показано, що ефект послаблюється при збільшенні температури та зміщення та посилюється при зростанні частоти ультразвуку. 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 даного розділу представлені в роботах [3, 4, 6, 8, 44, 47, 50, 52].

Розділ 6. Залишкові ефекти мікрохвильових та ультразвукових обробок в напівпровідниковах структурах 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 їх основі є однією з найважливіших задач фізичного матеріалознавства. Загалом, цьому питанню присвячено величезна кількість теоретичних та експериментальних робіт, що викликано як бажанням зрозуміти механізми деградаційних процесів, що відбуваються у мікроелектронних приладах, так і пошуком нових технологічних шляхів виготовлення таких пристрій. Вплив деяких факторів, наприклад радіації, вивчений достатньо повно — див., наприклад, [172, 444]. Водночас більшої уваги починають потребувати нові засоби активного впливу, такі як, наприклад, УЗО чи мікрохвильова обробка (МХО) [383, 445–462]. В останньому випадку найширше застосування надвисокочастотне (НВЧ) електромагнітне опромінення отримало у зв'язку з його властивістю викликати розігрів твердих тіл [445, 447, 449], причому визначальними особливостями такого підходу є висока ефективність, здатність як до однорідного, так і просторово-вибіркового підвищення температури та екстремально високі швидкості нагріву [445]. Як наслідок, МХО широко використовується, для синтезу різноманітних, зокрема і напівпровідниковых, сполук [445, 450]. Проте подібний засіб зовнішнього впливу є також причиною зміни різноманітних характеристик напівпровідниковых матеріалів та приладних структур. Так, виявлено, що НВЧ опромінення викликає релаксацію внутрішніх напруг та модифікацію приповерхневих областей в структурах GaAs та InP [383, 452–455, 457, 458, 461, 462], вирівнювання мікрорельєфу поверхні структур SiC/SiO₂ [451], перерозподіл домішок [451, 459, 461], зміну зарядового стану комплексів [454] та гетерування дефектів [459]. Одним із наслідків подібних процесів структурно-домішкового впорядкування було зменшення розкиду параметрів діодів Шотки [454, 459].

Окрім того, спостерігалася стимульована НВЧ опроміненням зміна властивостей плівок оксидів Ti, Gd та Er, осаджених на карбіді кремнію [460], перебудова спектрів фотолюмінісценції пластин GaAs [455, 457, 459], причому особливості ефекту залежали як від типу легуючої домішки, так і від кристалографічної орієнтації зразків. Все це дозволяє розглядати МХО як один з найперспективніших, поряд з УЗО, шляхів модифікації напівпровідникових приладів.

Водночас, більш детальна інформація щодо впливу НВЧ опромінення на параметри глибоких центрів практично невідома. Метою досліджень, результати яких наведено у цьому параграфі 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 досліджень

З літератури [383, 453–458] відомо, що загальний характер впливу МХО на напівпровідникові структури залежить від багатьох факторів, основними з яких є початковий рівень структурної досконалості, провідність, діелектрична проникність, топологія структур. З метою оцінки впливу МХО на параметри були відібрані 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 5×10 мм 2 товщиною 490 мкм з концентрацією носіїв $(3 \div 6) \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ (надалі вони позначені SIC1 і SIC2) і товщиною 460 мкм з концентрацією носіїв $(1 \div 3) \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ (SIC3).
- б) Монокристали арсеніду галію були вирізані з пластин товщиною 300 мкм. Пластини орієнтовані в площині (100) були леговані оловом, концентрація електронів дорівнювала $(1,5 \div 2,5) \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ для зразка GAS1 та $(3 \div 5) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ для зразка GAS2. Позначення GAT використовується для пластини (111), легованої телуром, $n = (1 \div 2) \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$.

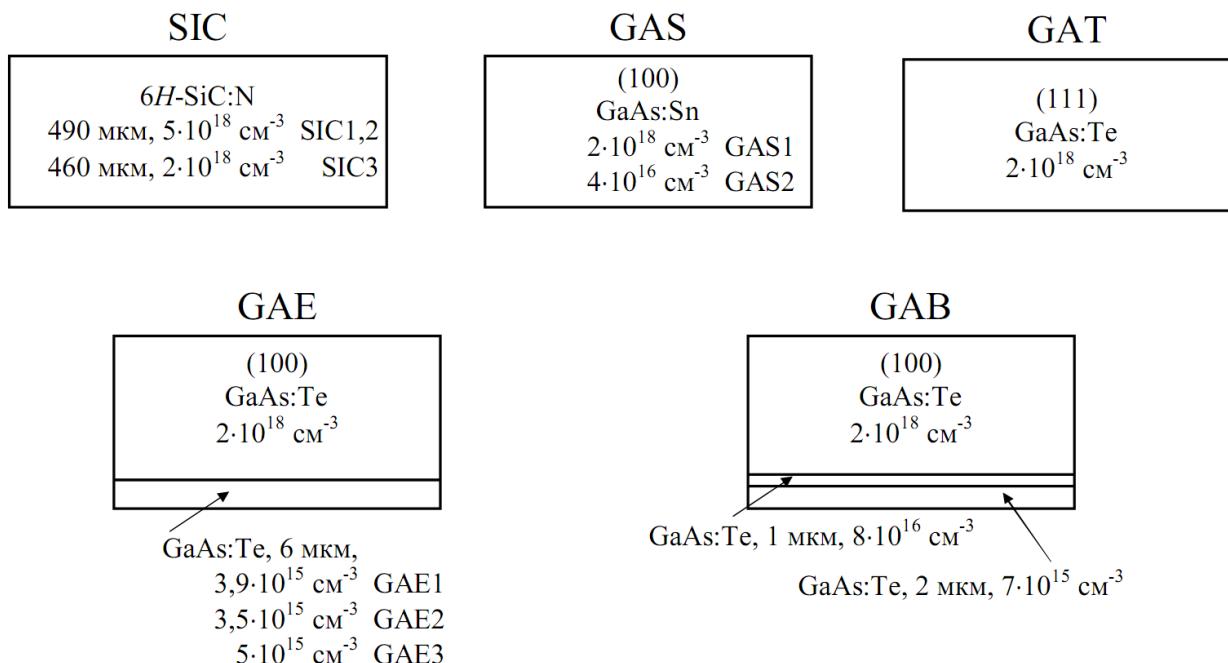


Рис. 6.1 — Структура зразків для вивчення глибоких рівнів.

в) Епітаксійні $n - n^+$ структури GaAs, які складалися з монокристалічної підкладки товщиною 300 мкм з $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ та нанесеного на їого поверхню шару товщиною 6 мкм з 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). І підкладка, і 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 були 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 були 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 з питомою потужністю $1,5 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Опромінення епітаксійних структур здійснювалося з боку розташування епітаксійного шару. Загальний час експозиції t_{MWT} змінювався в інтервалі $20 \div 60$ с для різних зразків. З метою запобігання суттєвого нагріву зразків тривалість неперервного опромінення складала 5 с.

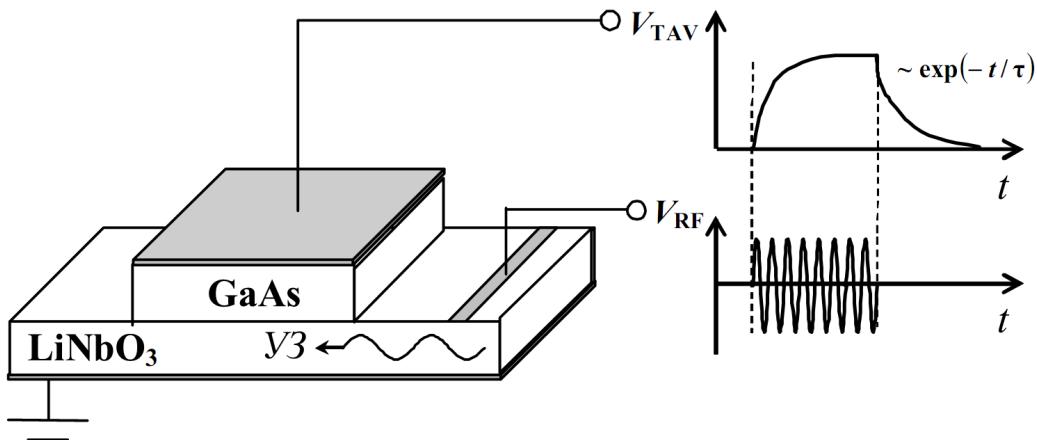


Рис. 6.2 — Схема вимірювання сигналу ПАН. Схематично показано часові залежності радіоімпульсу V_{RF} для збудження УЗ в пластині п'єзоелектрика та результуючого сигналу ПАН V_{TAV} .

До та після МХО визначалися такі параметри глибоких центрів, як ефективний поперечний переріз захоплення електронів σ_n та розташування енергетичного рівня центру відносно дна зони провідності $E_c - E_t$. Для цього використовувався метод акустоелектричної релаксаційної спектроскопії [463–465]. Схема методу зображена на Рис. 6.2. Зразки розміщувалися на п'єзоелектричній пластині LiNbO_3 , в якій імпульсно збуджувалися АХ. Поширення УЗ в пластині супроводжується електричним полем, яке проникало в напівпровідник. Внаслідок акусто–електронної взаємодії в напівпровіднику виникає постійна напруга, пов’язана з перерозподілом носіїв заряду, захоплених пастками, розташованими в приповерхневому шарі — так звана поперечна акустоелектрична напруга (ПАН). 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 [463, 464, 466]

$$\tau = \frac{1}{\sigma_n v_{th,n} N_c} \exp \left(\frac{E_c - E_t}{kT} \right). \quad (6.2)$$

Експериментальні вимірювання релаксаційної ділянки ПАН при різних температурах та їх подальша апроксимація згідно з (6.1) дозволяли отримати

залежність $\tau(T)$. Величина $E_c - E_t$ визначалась за нахилом залежності τ від $(kT)^{-1}$ у напівлогарифмічному масштабі, після чого, з використанням формули (6.2), був розрахований σ_n . Виміри проводилися в інтервалі температур $(290 \div 350)$ К, за виключенням зразків ГАВ, для яких ПАН досягала достатньої для вимірювання величини лише після нагріву до температур вище 310 К.

Для монокристалічних зразків до та після МХО також були проведені визначення радіуса кривизни R_{cur} та деформації ξ_{cur} приповерхневих кристалографічних площин. Величина ξ_{cur} оцінювалася рентгенографічним методом по зміні кутового положення дифракційного максимуму при трансляції зразка [467], кривизна вимірювалася на профілометрі DekTak 3030 Veeco Instruments. R_{cur} та ξ_{cur} вимірювалися з відносною похибкою, що не перевищувала 2 %. Для монокристалів арсеніду 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 $h\bar{k}\bar{l}$ [468].

6.1.2 Вплив мікрохвильових обробок на параметри глибоких рівнів

На Рис. 6.3 наведено типові температурні залежності τ 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 Таблиці 21. 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. Так, наприклад, виявлено зміни σ_n на порядок

Табл. 21 — Визначені параметри зразків n -GaAs та n -6H-SiC.

Зразок	t_{MWT} , с	Рівень	$(E_c - E_t)$, eB	σ_n , см^2 a)	R_{cur} , М	ξ_{cur}
SIC1	0	ESC1	$0,33 \pm 0,01$	$(7 \pm 4) \cdot 10^{-18}$	∞	0
	20	ESC1	$0,33 \pm 0,01$	$(5 \pm 3) \cdot 10^{-19}$	170,2	$8,7 \cdot 10^{-7}$
	40	ESC2	$0,26 \pm 0,01$	$(2 \pm 1) \cdot 10^{-19}$	H/B	
	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	$0,26 \pm 0,01$	$(10 \pm 7) \cdot 10^{-20}$	H/B	
	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			H/B	
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				
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	$0,43 \pm 0,01$	$(8 \pm 5) \cdot 10^{-17}$	H/B	
	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

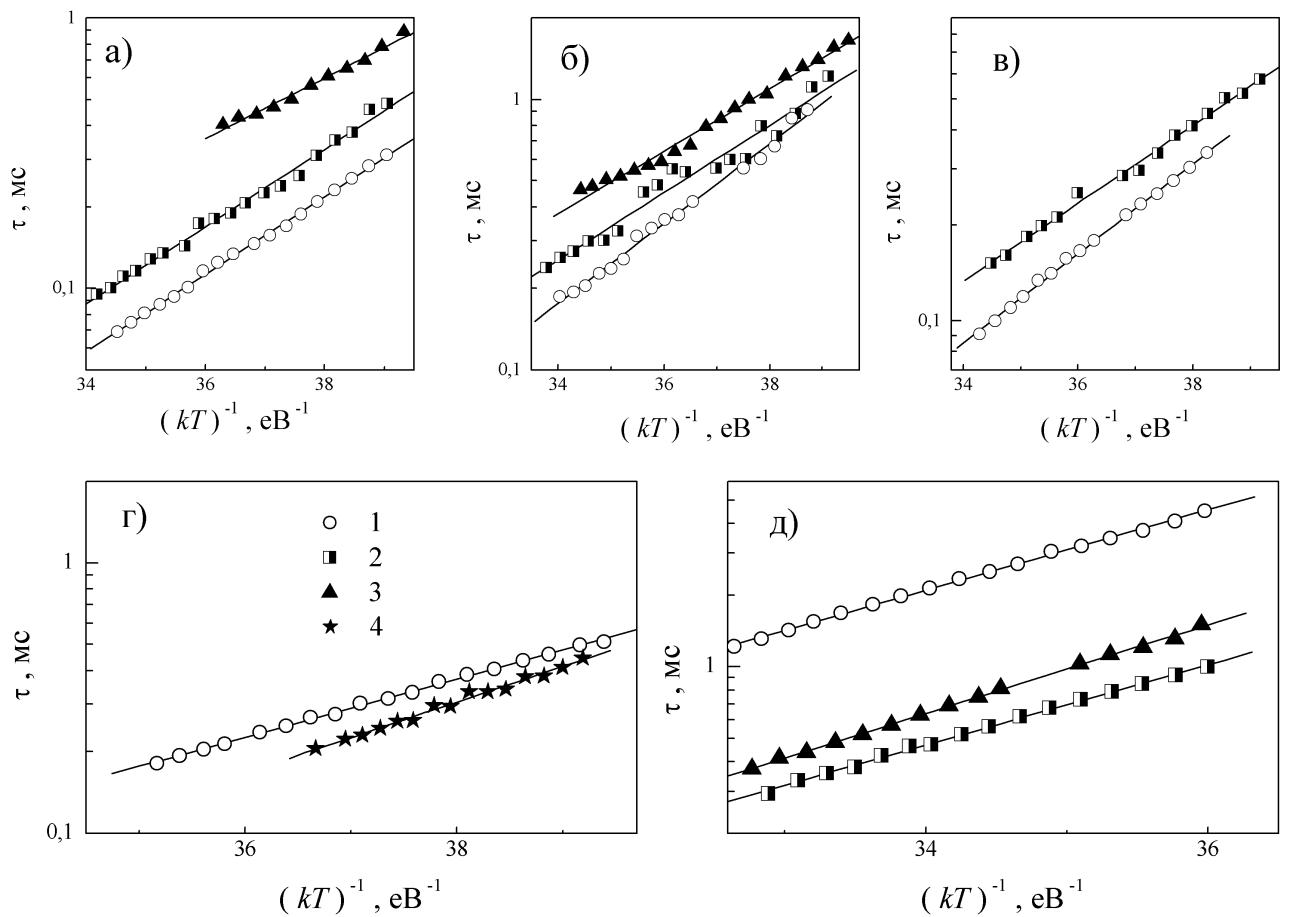


Рис. 6.3 — Залежності часу релаксації ПАН від оберненої температури для зразків SIC2 (а), SIC3 (б), GAS2 (в), GAE2 (г) та GAB1 (д) до та після МХО.
 t_{MWT} , с: 0 (криві 1), 20 (2), 40 (3), 60 (4).

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 σ_n зросла приблизно в чотири рази.

- 2) В 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 [459], автори якої спостерігали зменшення концентрації центрів, що мають енергетичні рівні у верхній половині забороненої зони внаслідок НВЧ відпалу.

4) Доза опромінення, необхідна для суттєвого впливу на параметри центрів в епітаксійних структурах, вища, ніж для монокристалічних зразків. Зокрема, про це свідчать дані Таблиці 21 для зразків серій GA та GAB після опромінення протягом 20 с. Зауважимо, що легування підкладки та епі-шару структур GAB співпадало за рівнем зі зразками GAS1 і GAT та GAS2, відповідно; окрім того, тип легуючої домішки GAB та GAT також одинаковий. Отже виявлені відмінності не можуть бути пов'язані з провідністю, а визначаються саме топологією структур.

5) Характер змін у монокристалічних пластинах та епітаксійних структурах протилежний: для SIC, GAS, GAT після МХО спостерігається зменшення σ_n та $(E_c - E_t)$, тоді як в GAE та GAB обидва параметри зростають.

Спираючись на літературні 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 [469]. Однією з можливих причин цього феномену може бути суттєва залежність швидкості термічної емісії носіїв від напруженості електричного поля [470–472], яка викликана а) зменшення енергії іонізації внаслідок ефекту Пула–Френкеля чи, наприклад, завдяки кулонівській взаємодії центрів [473]; б) зміною величини σ_n [472, 474]. Як правило, зміни $(E_c - E_t)$ складають декілька сотих eВ, тоді зміни перерізу захоплення можуть досягати декількох порядків: наприклад, згідно з даними роботи [474], при кімнатній температурі σ_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 зібрани дані по різноманітним пасткам в арсеніді галію отримані за допомогою методів нестационарної емісійної спектроскопії [475] та термостимульованих струмів [469]. Наведені дані стосуються дефектів з 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, [476–478]), $EK3$ -центру ($E_c = 0,34$ eВ, [479]) чи рівня $(-/+)$ центру E_1 ($E_c = 0,34$ eВ, [476]). S -центр відповідає за безвипромінювальну рекомбінацію і відноситься до власних дефектів в $6H$ –SiC [476]). Згідно з результатами робіт [477, 478] S -центр та R -центр ($E_c = 1,27$ eВ) пов'язані з двома різними зарядовими станами одного й того ж дефекту, тоді як відповідно до даних роботи [480] R -центр є дивакансією $V_{Si} + V_C$. З рівнем E_1 , який є центром з від'ємною кореляційною енергією, пов'язують комплекс кремнієвих вакансій [481]. Після МХО розташування рівня, що відповідає за появу ПАН в SiC, змінюється до $E_c = (0,26 \div 0,29)$ eВ (рівень ESC2). В цьому випадку також немає повної однозначності: близьке положення має рівень донорний рівень $(0/+)$ центру E_1 ($E_c = (0,27 \div 0,28)$ eВ, [482]) та центр X_1 ($E_c = 0,3$ eВ, [481]). Автори останньої роботи доповідають про суттєву залежність концентрації X_1 від структурної досконалості кристалу та підкреслюють не ідентичність цього центру та дослідженого раніше E_1 .

Для центрів в арсеніді галію представлені значно ширше. Узагальнені дані для кожного з виявлених рівнів узагальнено в Таблицях 22– 27. Наведені дані показують, що виявлені центри пов'язані з власними дефектами, переважно вакансійного типу.

Можна виділити декілька причин зміни параметрів пасток. А саме.

- 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: наприклад, в роботі [473] показано, що зміна енергії іонізації пропорційна кубічному кореню з кількості дефектів в одиниці об'єму.

При аналізі причин виявлених змін необхідно взяти до уваги можливі механізми впливу мікрохвильового випромінювання на кристали. Звичайно,

Табл. 22 — Літературні дані для рівнів, близьких за розташуванням до EGA1 ($E_c - E_t = (0,31 \div 0,32)$ eB, $\sigma_n \approx 3 \cdot 10^{-17}$ см 2 , виявлений в зразках GAS1 та GAS2).

$(E_c - E_t)$, eB	σ_n , см 2	конфігурація	метод	епі–структура	посилання
0,33		комплекс з V _{As}	DLTS	ні	[483]
0,33			DLTS	ні	[484]
0,31 \div 0,33		V _{As}			[485]
0,33	$1 \cdot 10^{-17}$		TSC	ні	[469]
0,323	$1 \cdot 10^{-14}$		DLTS	так	[486]
0,334	$2 \cdot 10^{-15}$		DLTS	так	[486]
0,35		комплекс з V _{As}	PA	ні	[487]
0,315 \div 0,325	$3 \cdot 10^{-17}$		TSC	ні	[488]
0,33			TSC	ні	[489]
0,30 \div 0,33			DLTS	ні	[490]

DLTS — метод нестационарної спектроскопії ГР

TSC — метод термостимульованих струмів

PA — позитрон–анігіляційна спектроскопія

Табл. 23 — Літературні дані для рівнів, близьких за розташуванням до EGA2 ($E_c - E_t = (0,31 \div 0,32)$ eB, $\sigma_n \approx 5 \cdot 10^{-18}$ см 2 (моноокристали), $1 \cdot 10^{-17}$ см 2 (епі-структури), виявлений в зразках GAS2, GAE1 та GAE2 після опромінення).

$(E_c - E_t)$, eB	σ_n , см 2	конфігурація	метод	епі–структура	посилання
0,28	$5 \cdot 10^{-18}$	V _{As} As _i	TSC	ні	[469]
0,26	$3,5 \cdot 10^{-15}$		DLTS	так	[486]
0,277	$5 \cdot 10^{-17}$		TSC	ні	[488]
0,284	$1 \cdot 10^{-17}$		TSC	ні	[488]
0,28		власний	TP	ні	[491]
0,28	$8 \cdot 10^{-15}$		DLTS	так	[492]
0,30		комплекс з Te	DLTS	ні	[493]
0,30	$6 \cdot 10^{-15}$	V _{As} As _i	DLTS	ні	[494]

TP — релаксація фотопровідності

Табл. 24 — Літературні дані для рівнів, близьких за розташуванням до EGA3 ($E_c - E_t = 0,49$ eB, $\sigma_n \approx 5 \cdot 10^{-14}$ см² виявлений в зразку GAT).

$(E_c - E_t)$, eB	σ_n , см ²	конфігурація	метод	епі-структура	посилання
0,50		Sb _{Ga}	DLTS	ні	[495]
0,48	$4 \cdot 10^{-16}$	As _{Ga} ⁺⁺	TSC	ні	[469]
0,485	$2 \cdot 10^{-16}$		TSC	ні	[488]
0,48		домішка	TP	ні	[491]
0,51	$1 \cdot 10^{-12}$		DLTS	ні	[496]
0,48	$3 \cdot 10^{-13}$		DLTS	ні	[490]
0,50	$1 \cdot 10^{-15}$	V _{As} , V _{Ga} Ga _i V _{As}	DLTS	ні	[494]

Табл. 25 — Літературні дані для рівнів, близьких за розташуванням до EGA4 ($E_c - E_t = (0,39 \div 0,41)$ eB, $\sigma_n \approx 2 \cdot 10^{-15}$ см² (моноокристали), $(1 \div 10) \cdot 10^{-17}$ см² (епі-структури), виявлений в зразках GAT та GAB).

$(E_c - E_t)$, eB	σ_n , см ²	конфігурація	метод	епі-структура	посилання
0,42			DLTS	ні	[484]
0,41		V _{Ga} V _{As}	DLTS	ні	[495]
0,39		V _{Ga} Ga _{As}	TSC	ні	[497]
0,41	$2 \cdot 10^{-13}$		DLTS	так	[475]
0,40			SCRC	так	[498]
0,37	$2 \cdot 10^{-14}$		DLTS	так	[499]
0,40		V _{Ga} Ga _{As}	DLTS	ні	[500]
0,387	$2 \cdot 10^{-14}$		DLTS	так	[486]

SCRC — температурна залежність струму ОПЗ

Табл. 26 — Літературні дані для рівнів, близьких за розташуванням до EGA5 ($E_c - E_t = (0,24 \div 0,25)$ eB, $\sigma_n \approx 2 \cdot 10^{-18}$ см 2 , виявлений в зразках GAE1 та GAE2 до опромінення).

$(E_c - E_t)$, eB	σ_n , см 2	конфігурація	метод	епі–структурна	посилання
0,23			DLTS	ні	[484]
0,23	$2 \cdot 10^{-17}$		TSC	ні	[469]
0,22 \div 0,25	$8 \cdot 10^{-19}$		TSC	ні	[501]
0,26		комплекс з V _{Ga}	TSC	ні	[497]
0,24			TSC	ні	[489]
0,23		власний	TP	ні	[491]
0,23		V _{Ga} V _{As}	DLTS	ні	[502]
0,23	$1 \cdot 10^{-14}$	V _{Ga} V _{As}	DLTS	ні	[475]
0,23	$7 \cdot 10^{-15}$		DLTS	так	[492]
0,22	$2 \cdot 10^{-15}$		DLTS	ні	[499]
0,258	$4 \cdot 10^{-16}$		DLTS	так	[486]

Табл. 27 — Літературні дані для рівнів, близьких за розташуванням до EGA6 ($E_c - E_t = (0,43 \div 0,46)0,43$ eB, $\sigma_n \approx 8 \cdot 10^{-17}$ см 2 (GAE3 до опромінення) $\sigma_n \approx 5 \cdot 10^{-16}$ см 2 (GAE3, GAB після опромінення)).

$(E_c - E_t)$, eB	σ_n , см 2	конфігурація	метод	епі–структурна	посилання
0,44	$1 \cdot 10^{-14}$	V _{As} As _i , V _{As}	TSC	ні	[469]
0,44	$9 \cdot 10^{-15}$		TSC	ні	[488]
0,43	$7 \cdot 10^{-16}$	власний	DLTS	так	[475, 503]
0,44	$2 \cdot 10^{-15}$	комплекс з V _{As}	DLTS	так	[504]

в першу чергу варто врахувати ефекти збільшення температури. Так, вважається, що структурна модифікація внаслідок МХО пов'язана, переважно, зі 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 [445], тоді як в нашому випадку при зростанні n виявлені ефекти послаблюються (див. дані для GAS1 та GAS2). Крім того, використаний режим опромінення не передбачав довготривалого неперевного впливу НВЧ коливань, що також зменшувало загальний розігрів структур. З іншого боку, багаточисленні дослідження показали, що виявлені ефекти не можуть бути пояснені лише з використанням механізмів швидкого термічного відпалу, а отже необхідно розглядати атермічні фактори. В літературі останнім часом все більша увага приділяється нетепловим механізмам впливу МХО (див., наприклад, роботу [505] та посилання в ній), які можуть бути причиною генерацію дислокаций та зменшення розмірів скучень точкових дефектів в напівпровідниковых пластинах [506] чи навіть процесів рекристалізації [505]. В роботі [506] проведено аналіз можливих атермічних процесів, які можуть викликати зміни структурних характеристик в бінарних напівпровідниковых сполуках. Зокрема розглянуто процеси коливання дислокаций 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 їх 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. В свою чергу, точкові дефекти можуть здійснювати НВЧ-коливання та дифундувати внаслідок МХО.

Виявлені зміни параметрів глибоких центрів, на нашу думку, пов'язані зі згаданою вище структурно-домішковою перебудовою приповерхневих областей напівпровідника внаслідок МХО. Як показують результати рентгенографічних досліджень, НВЧ опромінення викликає збільшення опукlostі монокристалічних зразків, що свідчить про накопичення в приповерхневому шарі дефектів

міжвузольного типу, зокрема внаслідок зародження окремих дислокаций [383, 462]. Подібне накопичення дефектів в поверхневій області матеріалу внаслідок дії НВЧ опромінення описується й іншими авторами [383, 459, 461]. Певним виключенням є лише зразок SIC3, проте в цьому випадку і до опромінення спостерігався достатньо високий рівень деформації приповерхневого шару. Відомо [383, 451–455], що в такому напруженому стані МХО викликає перерозподіл пружних деформацій, який супроводжується їх певним зменшенням — саме це і спостерігалося для SIC3. Дані профілометрії корелюють з результатами рентгенівських вимірювань. Структурні дослідження показали, що розподіл густини дислокаций по площині у вихідних пластинах GaAs має W-подібний характер; густина дислокаций по діаметру пластини змінювалася від $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ до $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Така неоднорідність розподілу густини дислокаций вказує на значний рівень пружних деформацій в зразках.

На нашу думку, центри ESC1 та ESC2 є комплексами кремнієвих вакансій, EGA1 зв'язаний з V_{As} , а EGA3 — з V_{As} або комплексом $V_{Ga}Ga_iV_{As}$. Стимульвана МХО дифузія точкових дефектів викликає модифікацію пасток. Так, в карбіді кремнію центр ESC1 перетворюється на ESC2 внаслідок впливу близькорозташованого міжвузольного атому, подальша зміна параметрів якого (зразок SIC3) викликана підсиленням електричного поля протяжних дефектів. В зразках GAS2 при $t_{MWT} = 20 \text{ с}$ внаслідок збільшення кількості міжвузольних атомів в приповерхневому шарі відбувається перетворення V_{As} на комплекс $V_{As}As_i$, з яким і пов'язаний центр EGA2. В GAS1 цей процес утруднений внаслідок більшої концентрації носіїв заряду: відомо [449], що з підвищеннем опору зростає глибина проникнення НВЧ хвиль, а отже і об'єм, звідки відбувається гетерування дефектів у приповерхневому шарі. Крім того, причиною слабкого (порівняно з GAS2) впливу МХО на параметри пасток в GAS1 є відсутність стискуючих напруг, наявність яких, як показують дані для монокристалів карбіду кремнію, інтенсифікують стимульоване МХО комплексутворення вакансій і міжвузольних атомів. 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 [497]:

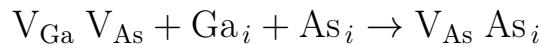


Накопичення великої кількості міжвузольних атомів в приповерхневому шарі при високих дозах опромінення ($t_{\text{MWT}} \approx 40$ с для арсеніду галію і $t_{\text{MWT}} \geq 80$ с для карбіду кремнію) викликає повну анігіляцію вакансій (або їх перетворення на антиструктурні дефекти, рівні яких в кристалах з електронною провідністю заповнені) і відповідне зникнення сигналу ПАН — див. дані для зразків GAS1, GAS2, SIC1.

Вважається [463–465], що в епітаксійних структурах появу ПАН, викликаної накопиченням зарядів на пастках, переважно пов’язана з дефектами, розташованими на границі розділу між епітаксійним шаром та підкладкою, тобто на внутрішніх поверхнях. Саме відмінність у просторовому розташуванні і є причиною, на нашу думку, різниці дозової залежності змін параметрів епітаксійних та монокристалічних зразків.

В роботах [383, 462] в епітаксійних структурах $n - n^+$ -GaAs та $n - n^+ - n^{++}$ -GaAs спостерігалося індуковане МХО збільшення радіуса кривизни контактних систем внаслідок зародження окремих дислокацій та їх поширення вздовж площин ковзання вглиб структур. Як наслідок, в приповерхневих регіонах відбуваються зміни напруженостей як електричного, так і механічного полів, що і викликає перебудову дефектів, а отже і зміну розташування відповідних їм глибоких рівнів.

Як видно з даних Таблиць 26 та 27, рівні EGA5 та EGA6 зв’язані з комплексами $V_{\text{Ga}}V_{\text{As}}$ та $V_{\text{As}}As_i$, відповідно. Такі пастки, як і EGA2 та EGA4, зустрічалися в епітаксійних структурах і раніше [475, 486, 492, 498, 499, 503, 504]. Виявлені НВЧ-стимульовані перетворення пов’язані зі зростанням кількості міжвузольних атомів і описуються реакціями на кшталт



для GAE1 та GAE2 і



для GAB1 та GAB2. Збільшення енергії активації EGA6 в зразку GAE3 викликане, на нашу думку, зменшенням концентрації міжвузольно-вакансійних комплексів внаслідок зміни їх кулонівської взаємодії. Зростання перерізу захоплення електронів пасток EGA4 в GAB1 при $t_{\text{MWT}} = 20$ с та EGA6 в GAE3

може бути пов'язане зі зростям напруженості електричного поля, пов'язаного з дислокаціями.

6.2 Акустоіндуковані корекції вольт–амперних характеристик структур Au–TiB_x–n–n⁺–GaAs з бар'єром Шотки

Як вже неодноразово зазначалося раніше, експериментально показано, що УЗ може ефективно впливати на дефектну структуру та, відповідно, електрофізичні властивості напівпровідників та напівпровідникових структур [164, 257, 507–510]. Більшість отриманих результатів стосується незворотних перетворень дефектної підсистеми, пов'язаних з процесами акусто–стимульованої дифузії домішкових атомів, перебудови та утворення дефектних комплексів, акусто–індукованої модифікації різноманітних границь розділу. Найчастіше запропоновані механізми подібних ефектів передбачають участь дислокацій як посередників взаємодії пружних коливань з точковими дефектами. Як наслідок, найбільш яскраво вираженими та найповніше вивченими є залишкові явища акусто–модифікації параметрів у матеріалах з високою густинорою лінійних дефектів чи добре розвиненими міжкристалічними границями. В той же час малодислокаційні кристали, на кшталт Si та GaAs, залишаються поза активною увагою дослідників. Результати, представлені у цьому та наступному параграфах, мають на меті частково доповнити накопичений експериментальний матеріал щодо впливу УЗО на параметри подібних матеріалів.

Зокрема у цьому параграфі наведено результати дослідження впливу УЗО на ВАХ структур Au–TiB_x–n–n⁺–GaAs з бар'єром Шотки при використанні АХ різної потужності та частоти. ДШ видаються одними з найбільш придатних об'єктів для досліджень ефектів УЗО. Це пов'язано з тим, що для таких структур, з одного боку, досить добре вивчені фактори, які визначають їх властивості (див., наприклад [139, 260, 435, 511, 512]) 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 [508, 509]. Зокрема, виявлено що УЗО викликає зміни механічних напруг гетеросистем Ge–GaAs

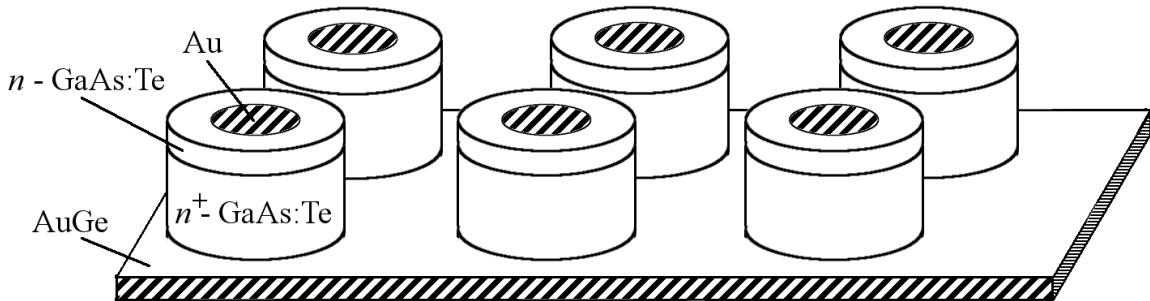


Рис. 6.4 — Структури $\text{Au}-\text{TiB}_x-n-n^+-\text{GaAs}$.

та $\text{Si}-\text{SiO}_2$ [513, 514]. Нарешті, різноманітне використання в техніці поверхнево-бар'єрних структур відкриває перспективи для широкого використання УЗО для контролюваної модифікації приладів на їх основі. Безпосередньо експериментальною передумовою проведених досліджень є робота [510], автори якої показали, що УЗО викликає перебудову дефектно-домішкової структури контакту метал-GaAs та впливає на величину зворотного струму ДШ.

6.2.1 Структури $\text{Au}-\text{TiB}_x-n-n^+-\text{GaAs}$ та режими їх ультразвукової обробки

Для створення досліджених ДШ використовувалися епітаксійні структури $n-n^+-\text{GaAs:Te}$, виготовлені методом газофазної епітаксії в промислових умовах. Товщини епітаксійного n шару та n^+ підкладки дорівнювали 3 та 350 мкм, відповідно. Концентрація легуючої домішки (телуру) в епі-шарі складала $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, у підкладці — $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. На поверхню попередньо фотонно очищеного епітаксійного шару були послідовно нанесені (методом магнетронного розпилення порошкоподібних пресованих мішеней в аргоні) шари бориду тітану (TiB_x , $x \approx 2$) та золота товщиною близько 0,1 мкм кожен. Під час напилення температура підкладки дорівнювала 200°C. Діаметр контакту Шотки — 40 мкм. З протилежного боку структури був створений омічний контакт на основі евтектики Au-Ge. Структура ДШ показана на Рис. 6.4.

Діоди були виготовлені по технології з інтегральним тепловідведенням. Кожен зразок містив близько 20 окремих діодів. Вимірювання ВАХ кожного

Табл. 28 — Параметри ультразвукових обробок структур Au–TiB_x–n–n⁺–GaAs.

f_{US} , МГц	W_{US} , Вт/см ²	T , К	t_{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

з діодів зразка проводилось в темряві при кімнатній температурі як до, так і після УЗО.

УЗО структур проводились при кімнатних температурах, при цьому в зразках збуджувалися повздовжні АХ. Обробки проводилися в етиловому спирті, який і використовувався для створення акустичного контакту. Детальні параметри УЗО наведено в Таблиці 28, зокрема там вказано тривалість t_{UST} впливу пружних коливань. Так як УЗО викликали незворотні зміни параметрів ДШ, то обробка кожного зі зразків проводилася лише з використанням однієї частоти.

6.2.2 Ефекти ультразвукової обробки у структури Au–TiB_x–n–n⁺–GaAs

Прямі ділянки ВАХ апроксимувалися класичним для механізму ТЕ виразом

$$I = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{n_{\text{id}}kT}\right), \quad (6.3)$$

де стала Річардсона для GaAs $A^* = 8,16 \cdot 10^4 \text{ A} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$, що дозволило визначити ВБШ та фактор неідеальності. Точність визначення цих параметрів складала $\pm 0,01$ та $0,004$ еВ, відповідно. На Рис. 6.5 наведено дані щодо значення величин Φ_b та n_{id} для наборів діодів, які знаходилися на одному зразку, до та після УЗО.

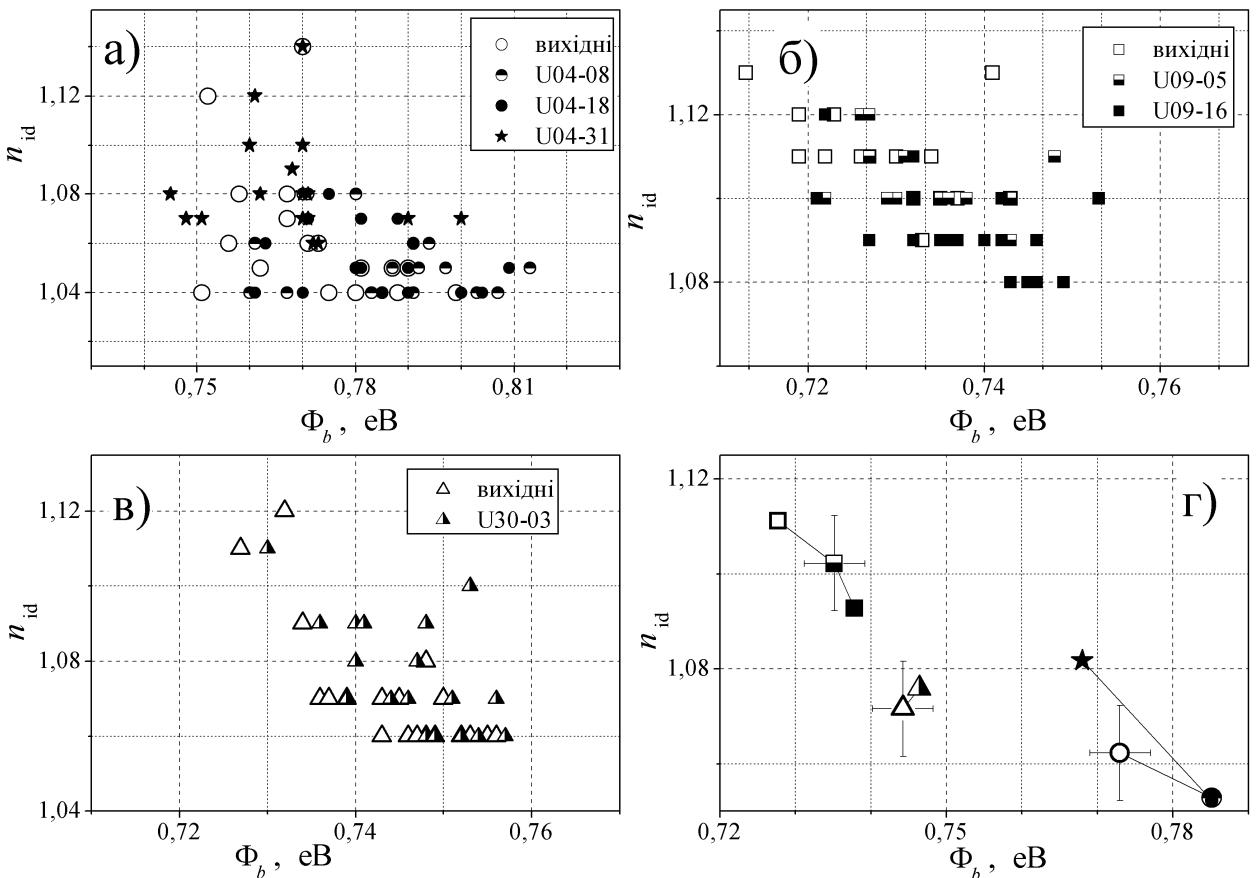


Рис. 6.5 — Визначені величини ВБШ та фактору неідеальності для набору структур Au–TiB_x–n–n⁺–GaAs з одного зразка до (порожні точки) та після УЗО. f_{us} , МГц: 4,1 (а), 9,4 (б), 30 (в). На частині (г) показані середні значення параметрів на наборі діодів з одного зразка, позначення точок співпадають з попередніми частинами.

Зауважимо, що незважаючи на те, що всі діоди були створені в єдиному технологічному процесі, існує розкид величин їх параметрів. Ця ситуація є достатньо типовою — див., наприклад [454, 515]. Як показують наведені дані, внаслідок УЗО з $0,5 \text{ Вт}/\text{см}^2 \leq W_{us} < 2,5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ розкид параметрів дещо зменшився. Переважно це відбулося завдяки збільшенню висоти бар'єру діодів з меншим вихідним значенням Φ_b та зменшення фактору неідеальності ДШ з більшим n_{id} . Як наслідок, в середньому по сукупності діодів ВБШ збільшилась приблизно 0,01 eV, а зменшення n_{id} не перевищило 0,02 — див. Рис. 6.5,г.

Загалом АІ незворотні зміни прямих ділянок ВАХ досить малі. Так, зокрема, при УЗО з $f_{us} = 30$ МГц акусто–індукованих змін практично не спостерігалося, незважаючи на те, що результати, наведені в попередніх розділах

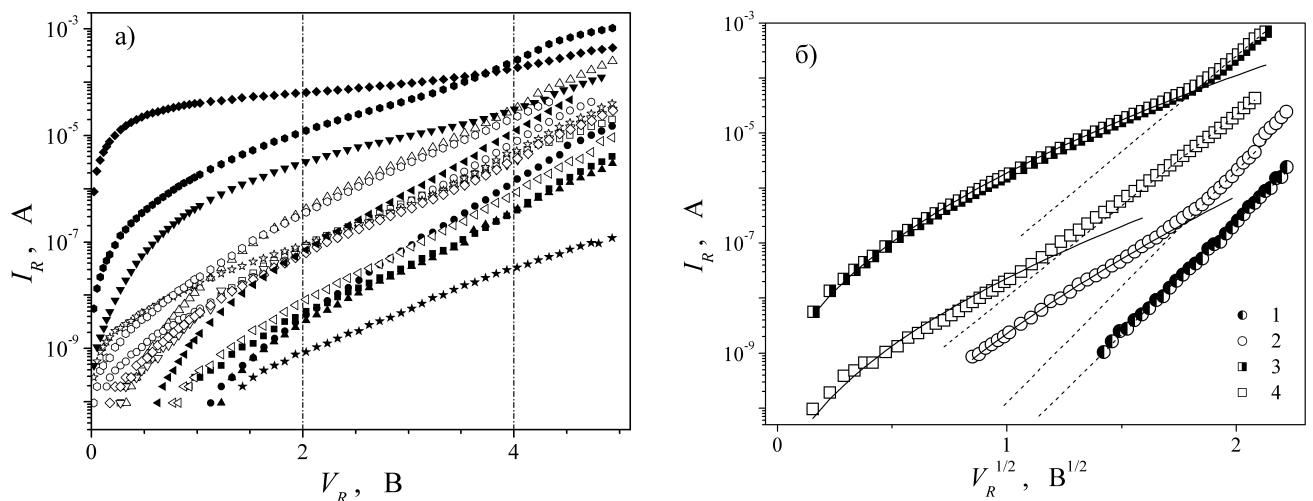


Рис. 6.6 — Зворотні гілки ВАХ структур Au–TiB_x–n–n⁺–GaAs до УЗО (заповнені та напівзаповнені точки) та після U04–18 (порожні точки). Точки однакової форми відповідають однаковим діодам. На рисунку (а) наведено криві, отримані для частини набору структур з одного зразка, на рисунку (б) — типові залежності для діодів з високим (3, 4) та низьким (1, 2) вихідним струмом. Суцільні лінії — апроксимація частини ВАХ згідно з формулою (6.5), пунктирні — згідно з (6.4). $I_{s,tun}$, A: 1,4 · 10⁻¹⁵ (1), 4,7 · 10⁻¹⁵ (2), 2,7 · 10⁻¹¹ (3), 5,2 · 10⁻¹² (4); a_{tun} , B^{-1/2}: 9,5 (1), 9,7 (2), 10,5 (3), 10,1 (4).

показують, що при збільшенні частоти АХ ефективність ультразвукового впливу, як правило, 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/см²) АІ зміни параметрів набувають протилежного характеру: ВБШ зменшується, а фактор неідеальності зростає. Подібні залежності є досить типовими для УЗО напівпровідників [257, 336, 514] і пов’язуються, як правило з генерацією дефектів АХ з надпороговою інтенсивністю.

Виміри зворотних гілок ВАХ показали, що розкид параметрів спостерігається і в цьому випадку — див. Рис. 6.6. Так, за початковою, до УЗО, величиною зворотного струму I_R досліджених ДШ можна розділити на дві групи. До першої належать ті, в яких початкові значення зворотного струму невеликі ($I_R < 10^{-7}$ A при $V_R = 2$ В) і характер його польової залежності залишається

незмінним у всьому дослідженому інтервалі зміщень. Діоди другої групи характеризуються більшим значенням струму ($I_R \geq 10^{-7}$ А при $V_R = 2$ В) та, 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 АІ змін різиться для діодів вищеозначенних груп. Так, для діодів з 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 з другої групи та сама УЗО спричинює зменшення величини I_R в $10 \div 500$ разів — див. Рис. 6.6. Як наслідок, УЗО викликає підвищення однорідності характеристик на всьому масиві діодів. Ілюстрацією цього є Рис. 6.7, на якому наведено залежність величини частки діодів, для яких зворотній струм знаходиться в певному інтервалі ν_{SD} , від величини цього струму до та після УЗО. Залежності апроксимовано відповідно до розподілу Гауса, 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 АІ зміни I_R пов'язані з відмінністю переважаючого механізму перенесення заряду через бар'єр в діодах різних груп. Так, для першої групи залежність зворотного струму від $V_R^{1/2}$ у напівлогарифмічному масштабі є практично прямою лінією — див. Рис. 6.6,б, крива 1. Тобто ВАХ описується виразом

$$I_R = I_{s,tun} \exp \left(a_{tun} V_R^{1/2} \right), \quad (6.4)$$

де $I_{s,tun}$ та a_{tun} певні константи. Подібна залежність характерна для тунельного механізму струмоперенесення [260]. Проте згідно з класичною теорією Падовані–Стреттона (див., наприклад [260, 511]) польова або термопольова емісія відіграють переважаючу роль при $kT \leq qE_{00}^{\text{TFE}}$, де E_{00}^{TFE} визначається формулою (4.6). Проведені розрахунки показали, що для нашого випадку ($m^* = 0,067 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг, $\varepsilon_s = 12,4$, $N_d = 6 \cdot 10^{21}$ м⁻³) $qE_{00}^{\text{TFE}} \approx 1,6 \cdot 10^{-6}$ еВ. Таким чином, термопольовою, а тим більше польовою емісією пояснювати зворотній

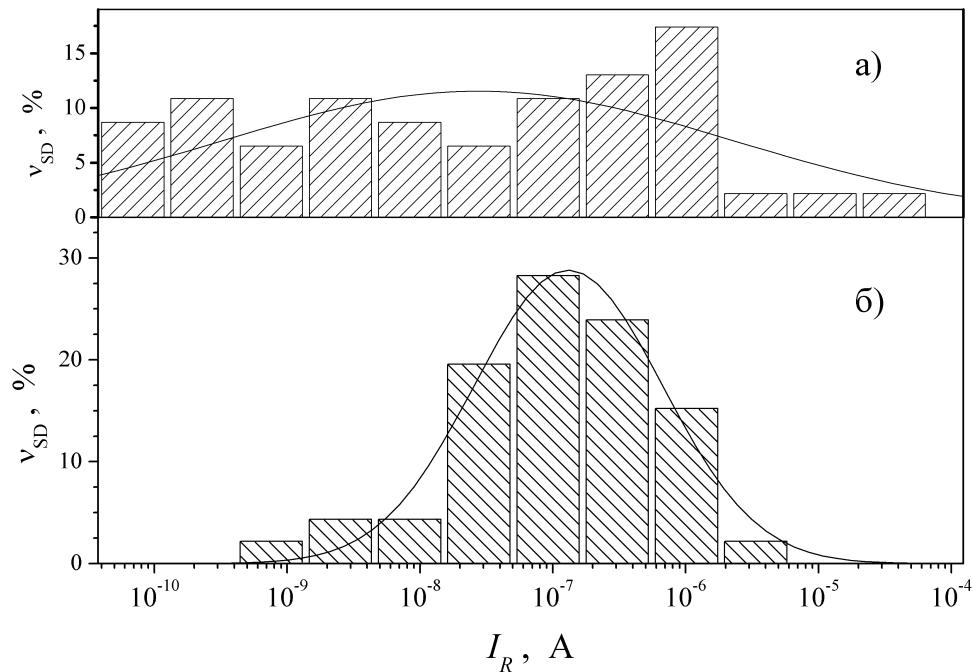


Рис. 6.7 — Порівняльні розподіли величини зворотного струму (при $V_R = 2$ В) для структур Au–TiB_x–n–n⁺–GaAs до УЗО (а) та після U04–18 і U09–16 (б).

По вертикалі відкладена частка діодів, для яких струм знаходиться у відповідному діапазоні. Загальна кількість діодів — 40. Лінії — апроксимація відповідно до розподілу Гауса. Середнє значення, А: $(2,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ (а), $(1,31 \pm 0,01) \cdot 10^{-7}$ (б). Дисперсія: 9 ± 2 (а), 3,3 ± 0,2 (б).

струм в даних діодах не можна. З іншого боку, з літератури [312, 377, 434, 435, 512] відомо, що у структурах МН тунелювання може відбуватися за участю енергетичних рівнів, пов'язаних з дефектами в ОПЗ. Зокрема, у випадку реалізації механізму, запропонованого в роботах [312, 512], струм проходить внаслідок переміщення електронів крізь потенціальний бар'єр по люнцовжку глибоких центрів, причиною появи яких можуть бути дислокаційні лінії. При тунелюванні за участю дефектів $I_{s,\text{tun}}$ визначається, насамперед, від концентрації дефектів, а a_{tun} залежить від їх типу.

Для ДШ другої групи, то залежність $\ln I_R$ від зворотної напруги при маліх зміщеннях ($V_R < 2.5$ В) суттєво нелінійна і лише при збільшенні зворотної напруги починає мати вигляд, характерний для тунельного механізму струмопренесення. 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 [260], така залежність характерна для ТЕ струмоперенесення, 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 границі розділу [511, 516], так і з неоднорідністю по площі контакту метал-напівпровідник [517]. Таким чином, у діодах другої групи при малих зворотних напругах переважаючим механізмом перенесення заряду є термоемісійний, а при зростанні напруженості електричного поля на границі основним механізмом стає тунелювання, зв'язане з дефектами.

УЗО окрім зміни абсолютної величини зворотного струму викликала також і певну модифікацію залежності $I_R(V_R)$. А саме, у діодах першої групи при невеликих зміщеннях ($V_R < 2$ В) ставав помітним внесок термоемісійних процесів (див. Рис. 6.6,б, крива 2), тоді як ДШ з першої групи тунелювання ставало переважаючим вже при менших зміщеннях прикладеної напруги (див. криву 4 на Рис. 6.6,б, у порівнянні з кривою 3).

Пояснення виявлених дефектів може бути наступним. З літератури відомо, що внаслідок УЗО відбувається згладжування локальних неоднорідностей границь розділу [508] та часткова релаксація внутрішніх механічних напруг [513, 514]. Так як УЗО не викликає зміни радіусу кривизни та величини відносної деформації приповерхневих кристалічних площин [510], то причиною подібних ефектів може бути перерозподіл по товщині напівпровідника легуючих домішок [257] чи дефектів іншого типу [509]. Зміни концентрації заряджених дефектів поблизу поверхні контакту МН, у тому числі і захоплених на дислокації, завдяки акусто-стимулованій дифузії впливають на заселеність енергетичних рівнів на границі розділу, а саме вона є одним з визначальних факторів як для висоти бар'єру [260, 511], так і величини фактора неідеальності [518]. Наслідком AI просторового та хімічного впорядкування приконтактної області GaAs є підвищення однорідності розподілу ВБШ. Тобто, в місці розташування ДШ, де у вихідному стані ВБШ була невелика, спостерігається збільшення висоти бар'єру; у діодах, де зворотній струм проходив лише внаслідок тунелювання через високе значення Φ_b , має місце зворотна тенденція. Ці процеси проявляються у неоднаковій зміні ТЕ компоненти зворотного струму.

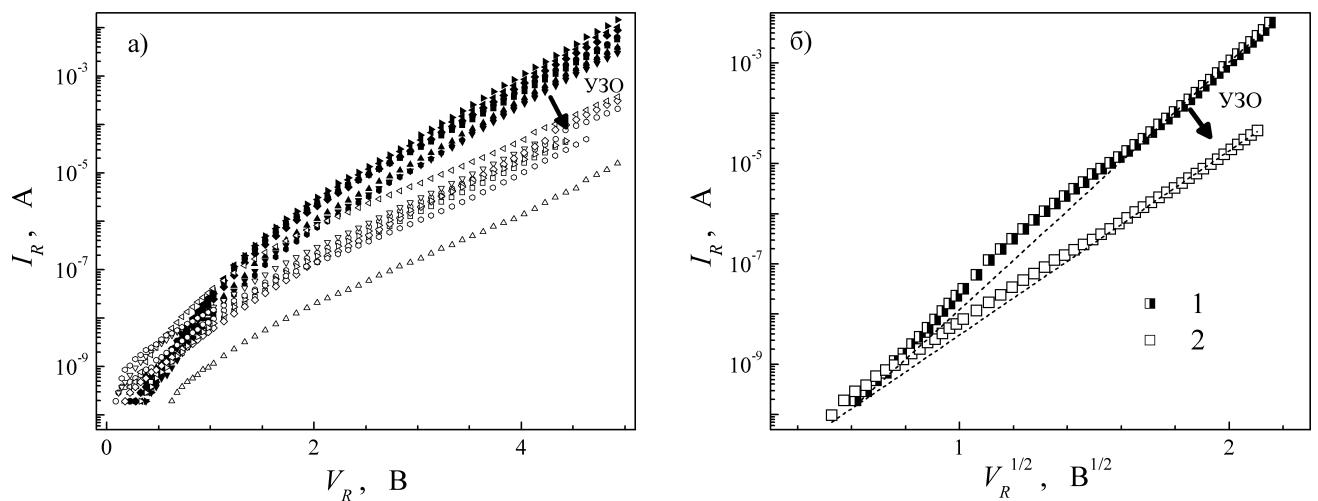


Рис. 6.8 — Зворотні гілки ВАХ структур Au–TiB_x–n–n⁺–GaAs до УЗО (заповнені та напівзаповнені точки) та після U30–03 (порожні точки). Точки однакової форми відповідають однаковим діодам. На рисунку (а) наведено криві, отримані для частини набору структур з одного зразка, на рисунку (б) — типові залежності для одного діода. Лінії — апроксимація відповідно до (6.4). $I_{s,tun}$, A: 1,4 · 10⁻¹³ (1), 8,1 · 10⁻¹³ (2); a_{tun} , B^{-1/2}: 11,4 (1), 8,1 (2).

Водночас збільшення концентрації дефектів в ОПЗ викликає підсилення процесів тунелювання, що відображається у зростанні відповідної компоненти I_R та збільшенні $I_{s,tun}$. Зауважимо, що при $f_{US} = 4,1$ МГц змін величини a_{tun} практично не спостерігається — див. Рис. 6.6, Таблицю 29, 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 (Таблиця 29). 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 викликають появу глибоких рівнів у забороненій зоні. Іншими словами, ці процеси є суттєво частотозалежними, що, загалом, співпадає з результатами, представленими у попередній розділах.

При перевищенні інтенсивністю УЗО порогу (як вже зазначалося раніше, близько 2,5÷3 Вт/см²) спостерігалося значне, на 1÷2 порядки, зростання величини зворотного струму для обох груп ДШ. Збільшення відбулося, переважно, в наслідок внеску термоемісійної компоненти зворотного струму, зокрема для

Табл. 29 — Характеристичний параметр тунельної компоненти зворотного струму структур Au–TiB_x–n–n⁺–GaAs до та після УЗО.

УЗО	a_{tun} , B ^{-1/2}	
	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

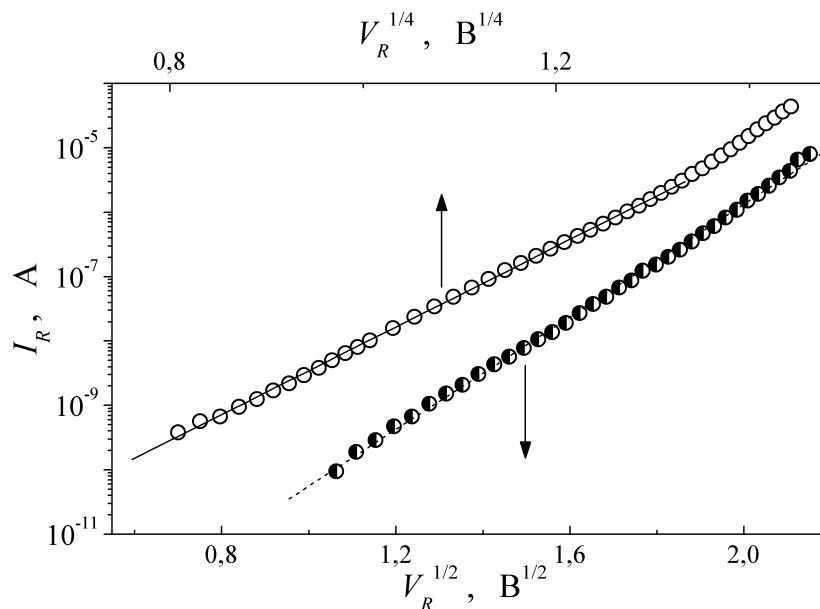


Рис. 6.9 — Зворотні гілки ВАХ структури Au–TiB_x–n–n⁺–GaAs до УЗО (напівзаповнені точки) та після U04–31 (порожні точки). Точки – експеримент, суцільна лінія – апроксимація частини ВАХ згідно з формулою (6.5), пунктирна – згідно з (6.4).

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 [257], спричинити перебудову дефектної структури границі розділу [508]. Для досліджених структур подібні ефекти мають викликати зниження Φ_b внаслідок ефекту Шотки та збільшення величини зворотного струму, що і спостерігається на експерименті.

6.3 Акустовідпал гамма–індукованих дефектів в структурах Si–SiO₂–Au

Як вже згадувалося раніше, радіаційні дефекти, які утворюються в кристалах, можуть ефективно взаємодіяти з пружними коливаннями. Одним з проявів цього явища є відпал дефектів в результаті УЗО при температурах, значно нижчих ніж це відбувається при беззвуковому нагріванні. Подібні процеси спостерігалися в монокристалах кристалах кремнію [175, 215, 216, 519], германію [520], напівпровідникової [521, 522] та лужногалоїдних [523] сполук. Як правило, подібні процеси пов’язують з розпадом радіаційноутворених комплексів під дією пружних коливань та акустоіндукованою дифузією дефектів до різноманітних стоків. Крім того, в літературі показана можливість часткового відновлення за допомогою УЗО параметрів опромінених напівпровідникової поверхнево–бар’єрних структур, таких як, наприклад, сонячні елементи [215] чи світловипромінюючі діоди [524, 525]. Найчастіше причиною появи дефектів є γ -опромінення, проте показана можливість ефективного впливу пружних коливань і на порушення періодичності, викликані рентгенівськими променями [523], нейtronами [520] чи електронами [524, 525].

З іншого боку, дослідники не оминули своєю увагою і можливість впливу УЗО на властивості таких промислово–важливих структур, як система кремній – оксид кремнію. Зокрема, повідомлено про AI зміни дефектного стану границі Si–SiO₂ [91, 526, 527] та часу життя неосновних носіїв в області кремнію, що прилягає до контакту [508]. Крім того, декілька робіт присвячено виявленню наслідків УЗО структур метал–окис–напівпровідник (МОН) на основі кремнію, опромінених γ –квантами ⁶⁰Co [178, 507]. Об’єктом досліджень авторів даних робіт були структури Si–SiO₂ виготовлені методом термічного окислення пластин кремнію *n*–типу з питомим опором 0,2 Ом·см. Поглинута доза опромінення складала 10^6 рад. В результаті вимірювань ВФХ було зроблено висновок про зменшення ефективного поверхневого заряду та генераційного часу життя в приконтактній області кремнію та незначне зростання швидкості поверхневої рекомбінації. Автори пов’язують виявлені ефекти з дифузією дефектів та розпадом домішкових асоціатів в акустичному полі, причому зазначають, що

виявлені процеси послаблені, порівняно з неопроміненими структурами, внаслідок радіаційностимульваної релаксації напруг в області границі Si–SiO₂.

У цьому параграфі представлені результати досліджень впливу УЗО на процеси перенесення заряду в радіаційноопромінених структурах Si–SiO₂–Au. Метою роботи було з'ясування можливості відновлення працездатності діодів Шотки, створених на основі МОН структур і суттєво деградованих внаслідок опромінення. Хоча вищезазначені роботи [178, 507] і були певними експериментальними передумовами для проведення наших досліджень, проте підкреслимо що суттєві відмінності представлених результатів полягають у тому, 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 були виготовлені з кристалічного кремнію, вирощеного методом зонної плавки. Для легування використовувалися атоми фосфору, питомий опір кристалів складав 4000 Ом·см. З об'ємного матеріалу було вирізано зразки у формі паралелепіпеда розмірами $1 \times 5 \times 10$ мм³. Для формування структури МОН одна з поверхонь площею 50 мм² хімічно очищувалася в розчині HF–HNO₃–CH₃COOH (об'ємне співвідношення компонент 3:5:3), після чого в атмосферному повітрі при $T = 300$ К протягом 24 год на ній формувався шар SiO₂. Надалі шляхом вакуумного напилення на поверхню наносився шар золота (30 мкг/см²). На протилежній грані за допомогою евтектики GaZn створювався омічний контакт. Схематичне зображення структури зразків показано на Рис. 6.10.

Опромінення здійснювалось при кімнатній температурі γ -квантами ^{60}Co , доза дорівнювала $5 \cdot 10^7$ рад. Як показали вимірювання, після еквівалентного

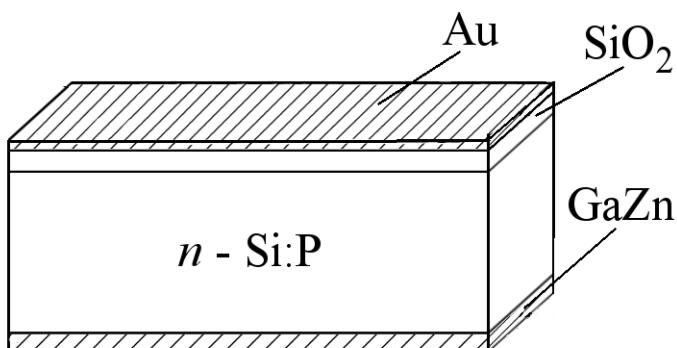


Рис. 6.10 — Структура зразків Si–SiO₂–Au.

опромінення провідність монокристалічних зразків за величиною зменшилась приблизно в 2 рази залишаючись електронною за типом, що пов'язано з частковою компенсацією в процесі радіаційного дефектоутворення. Зауважимо, що питомий опір досліджених кристалів на чотири порядки більший, ніж в роботах [178, 507], а отже частка енергетичних втрат, не пов'язаних іонізацією, для гамма-квантів в нашому випадку значно вища. Доза також на півтора порядку вища, і тому очікувана концентрація радіаційних дефектів суттєво вища.

УЗО опромінених структур інтенсивністю 2 Вт/см² здійснювалась за допомогою LiNbO₃ п'єзоелектричного перетворювача. У зразку збуджувалися повздовжні хвилі частотою 4 МГц. Було проведено дві послідовні УЗО, кожна тривалістю 30 хв. Під час УЗО температура зразка не перевищувала 350 К.

На Рис. 6.11 наведено ВАХ структур Si–SiO₂–Au до γ -опромінення, після цього та після наступних УЗО. З рисунка видно, що у вихідному стані ВАХ є типовою для ДШ: при прямому зміщенні струм пов'язаний ТЕ через бар'єр, при зворотному — величина струму 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 Таблиці 30. Зауважимо, що наявність шару оксиду не дозволяє визначити ВБШ безпосередньо використовуючи величину струму насичення та формулу (3.2), так як необхідно також враховувати ймовірність проходження через діелектричний прошарок [528, 529]. Крім того, як видно з рисунку, при $V > 1$ В в неопромінених структурах величина струму перевищує значення, очікуване відповідно до виразу (3.1). На нашу думку, це пов'язане з тунелюванням через шар SiO₂, яке, загалом, може бути описане виразом 4.28. 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 γ -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

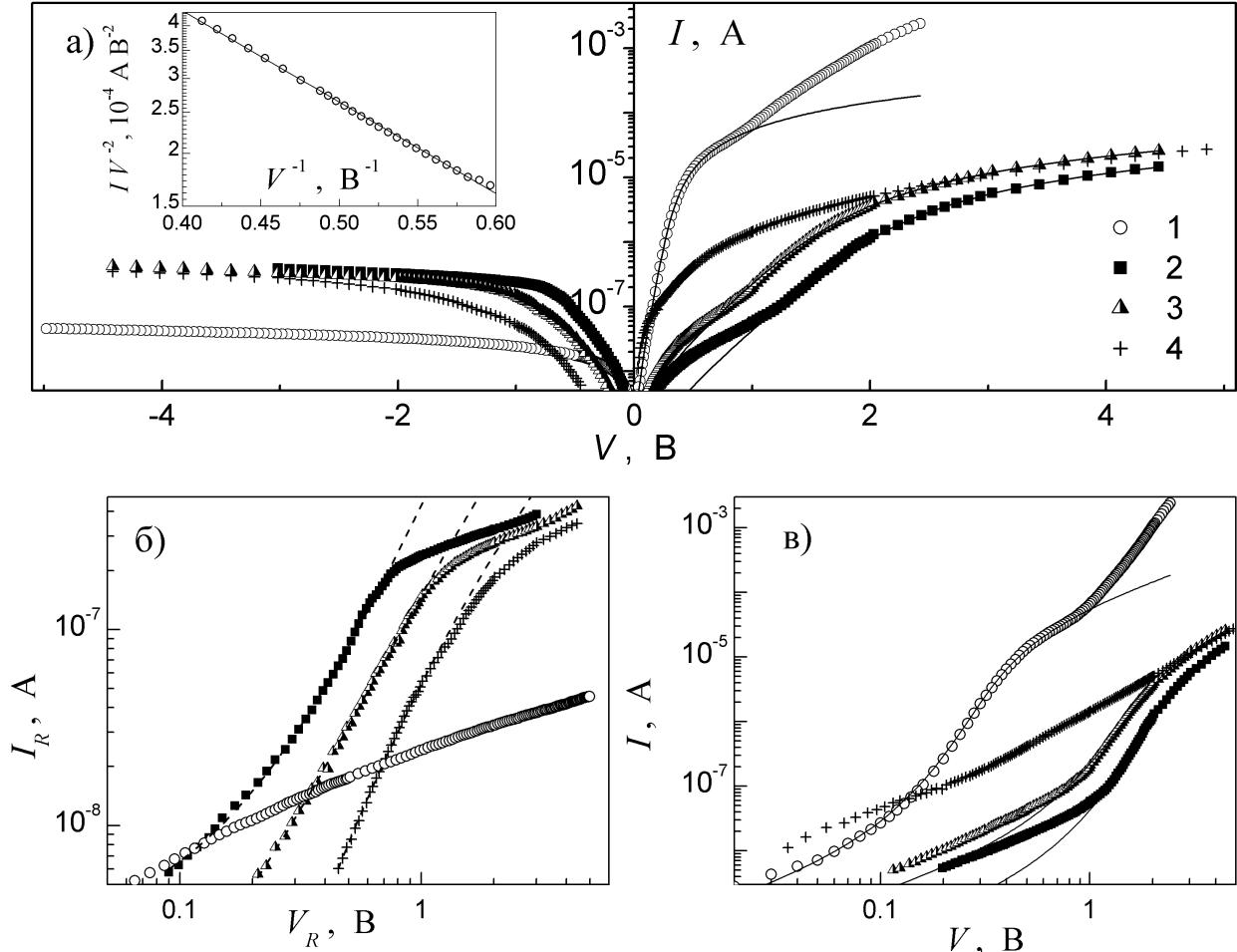


Рис. 6.11 — Прямі (а, в) та зворотні (а, б) ВАХ структур Si–SiO₂–Au до (криві 1) та після (2–4) опромінення γ -квантами в напівлогарифмічному (а) та подвійному логарифмічному (б, в) масштабах. t_{UST} , хв: 0 (2), 30 (3), 60 (4). $T = 300$ К. Точки — експеримент, лінії — апроксимація за формулами (3.1) (суцільні) та (6.11) (пунктир). Параметри апроксимацій вказані в Таблиці 30. На вставці: залежність прямої компоненти струму неопроміненого зразка (при $V > 1.6$ В) в координатах Фаулера–Нордгейма; пряма — лінійна апроксимація.

Табл. 30 – Параметри структур Si–SiO₂–Au, визначені з ВАХ.

Стан структури				
γ -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		$4,5 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$
$I_{0,\text{TAT}}$, відн.од.		1	0,14	0,04
U_d , В		0,73	0,44	0,12
R_{TAT} , відн.од.		1	0,54	0,33
$K_{\text{РЕСТ}} (V = 0,5 \text{ V})$		0,22	1,33	5,4

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), в результаті опромінення відбулося значне зростання фактору неідеальності та послідовного опору (причому зміни останнього суттєво перевищують зміни питомого опору, які спостерігаються в об'ємних зразках). Радіаційноіндуковане збільшення n_{id} , пов'язане з утворенням дефектів, і є головною причиною зменшення величини термоемісійного струму. В роботі [530] проведено дослідження процесів дефектоутворення в кремнії, метод вирощування і питомий опір якого співпадають з дослідженими структурами, в результаті опромінення γ -квантами ^{60}Co з дозою близько $9 \cdot 10^7$ рад. Авторами показано, що основними радіаційними дефектами в цьому випадку є комплекси VO_i , C_iC_s , –центр (V_2O_i), Г–центр та міжвузольний 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 частки падіння напруги на діелектричному прошарку. Як наслідок, напруження електричного поля перестало бути достатнім для ефективного

тунелювання Фаулера–Нордгейма і відповідна компонента струму перестала спостерігатися.

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 диференційний показник ступеня m_F може бути визначений використовуючи співвідношення

$$m_F = \frac{V}{I} \frac{\partial V}{\partial I}. \quad (6.7)$$

Залежність (6.6) характерна для проходження струму обмеженого просторовоим зарядом [433, 531, 532], при цьому величина m_F відображає енергетичний розподіл пасток, які емітують носії струму. Для структур після γ -опромінення і перед УЗО $m_F \approx 1,3$, що свідчить про експоненційний розподіл рівнів пасток по енергії. Як відомо [433, 531, 532], в цьому випадку I_0 залежить від загальної концентрації пасток N_t

$$I_0 \sim N_t^{1-m_F}, \quad (6.8)$$

а температурна залежність показника ступеня описується виразом

$$m_F = 1 + \frac{T_c}{T}, \quad (6.9)$$

де T_c — характеризує розподіл пасток по енергії: концентрація рівнів на одиницю енергії E пропорційна $\exp(-E/kT_c)$.

Вираз, що описує струм у SCLC-режимі також часто записують у вигляді [433]:

$$I(V,T) = C \exp\left(-\frac{E_x}{kT}\right) V^{m_F(T)}, \quad (6.10)$$

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 (6.9). Видно, що вона дійсно добре описується виразом (6.10), причому $E_x = (0,32 \pm 0,01)$ еВ.

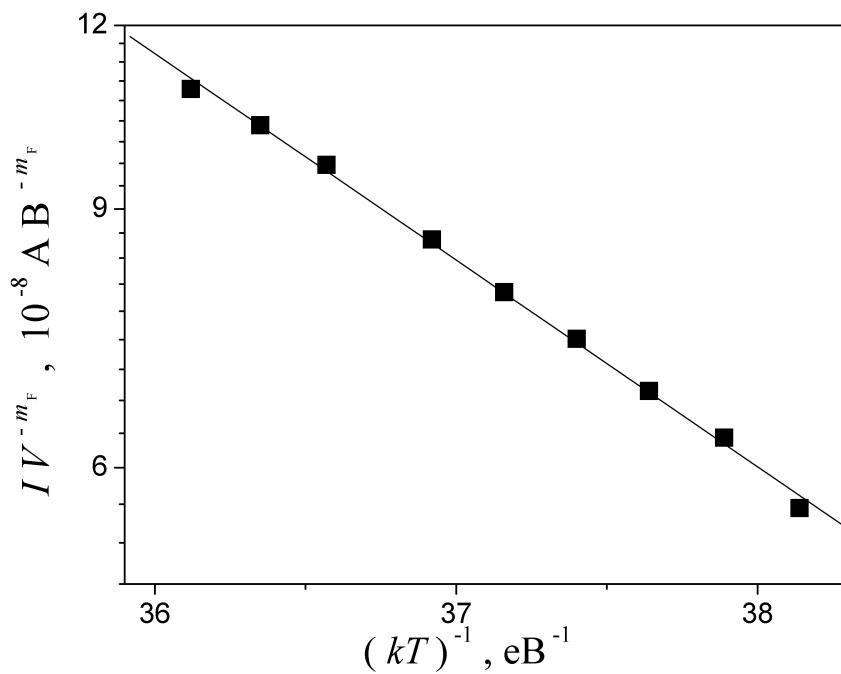


Рис. 6.12 — Температурна залежність струму в SCLC-області ($V = 0,4$ В) γ -опроміненої структури Si–SiO₂–Au до УЗО. Точки — експеримент, пряма — лінійна апроксимація.

Як відомо з літератури [533], при γ -опроміненні в системі Si–SiO₂ 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 інтерфейсній границі розділу, тоді як позитивний заряд накопичується на E' -центратах, E'_δ -центратах та трьох рівнях, пов'язаних з напруженими зв'язками [534, 535]. Проте при фотонному дефектоутворенні (використанні рентгенівських променів чи γ -квантів) останні рівні утворюються у значно меншій кількості, ніж два перших [534]. Зауважимо, що в нашому випадку достатньо низькі температура та парціальний тиск кисню призводили до утворення тонких шарів окису кремнію, проте в літературі [536] показано, що в цьому випадку 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 [536]. Плівки SiO₂ отримані термічним шляхом містять значну кількість атомів водню [533]. Утворення інтерфейсних рівнів пов'язується з розривом зв'язків $\equiv \text{Si} - \text{H}$

на границі Si–SiO₂ за наявності гарячих носіїв заряду [537, 538]. Утворені ненасичені зв’язки $\equiv Si-$ діють як електронні пастки. Загалом, розрізняють дефекти подібного типу залежно від орієнтації кремнієвої підкладки, на якій вирощено шар окису. Вважається, що на границі з кремнієм, орієнтованим в площині (111), з’являються P_b -центрі, тоді як для (100) підкладки характерним є появу P_{b1} -та P_{b0} -центрів [539]. Ці центри хімічно ідентичні, проте характеризуються різною електричною активністю. Крім того, при γ -опроміненні систем Si–SiO₂, вирощених на (111) підкладках, густина радіаційних поверхневих центрів вища ніж для (100) і досягає величини близько 10¹² еВ/см при дозі 10⁷ рад [533].

Відомо що при перевищенні дози опромінення γ -квантами величини близько 5·10⁵ рад у структурах Si–SiO₂ на основі кремнію з електронною провідністю спостерігається немонотонних розподіл інтерфейсних станів по енергії [533], причому, згідно з даними роботи [540], найбільша густина поверхневих станів спостерігається при $E_c = (0,32 \pm 0,04)$ еВ. Це величина збігається з отриманим значенням E_x . Це свідчить про те, що проходження струму при малих прямих зміщеннях в досліджених структурах після опромінення пов’язане саме із захопленням електронів P_b -центрими. Накопичення від’ємного заряду на інтерфейсі також викликає збільшення висоти бар’єру, що відображається у виявленому зменшенні ТЕ струму. В літературі і раніше повідомлялося про зменшення струмів внаслідок опромінення МОН-структур [541]. Проте, як вже зазначалося вище, основною причиною зменшення ТЕ компоненти струму є дефектоутворення у приповерхневому шарі кремнію та відповідне зростання n_{id} .

В результаті УЗО, як видно з Рис. 6.11, спостерігається збільшення струму, обмеженого просторовим зарядом. Зокрема, при $t_{ust} = 60$ хв, цей струм перевищив термоемісійний в дослідженному діапазоні напруг. Параметри, отримані шляхом апроксимації ВАХ, зведені в Таблиці 30. Виявлене збільшення I_0 свідчить, відповідно до формули (6.8), 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 [542, 543] 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 [526, 544, 545], проте в нашому випадку мова йде про AI відпал радіаційних дефектів.

Як відомо [433], 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 напівпровідникових кристалах залежить від механічних напруг [546]. До речі, це може бути основною причиною переміщення водню в ультразвуковому полі. Проте в даному випадку хотілося б звернути увагу в першу чергу на те, що від рівня деформації залежить ефективність AI пасивації, а отже УЗО сприяє підвищенню однорідності структури.

Наслідком часткового зменшення від'ємного заряду, накопиченого P_b -центраторами на інтерфейсі, є часткове зменшення висоти бар'єру, що викликає зростання TE струму — див. дані для I_s в Таблиці 30. Водночас виявлене зменшення послідовного опору свідчить про AI частковий відпал радіаційних дефектів у об'ємі напівпровідника.

Звільнені під час утворення P_b -центрів при γ -опроміненні атоми водню можуть а) взаємодіяти з іншими атомами H на границі розділу, ще зв'язаними, відривати їх та викликати утворення додаткових P_b -центрів [534]; б) переміщуючись в кремнієву підкладку генерувати дефекти та викликати деактивацію легуючої домішки [547]; 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 в системі $\equiv \text{Si}-\text{O}$ [537, 538]. Тобто, за своєю структурою E' -центри — це вакансії кисню в SiO_2 [534, 542], які накопичують позитивний заряд. Загальна концентрація цих дефектів при γ -опроміненні з дозою 10^7 рад складає приблизно 10^{18} см^{-3} , проте по товщині оксидної плівки вони розподілені нерівномірно, найбільша кількість спостерігається біля границі з кремнієм [533]. Ці центри стабільні при кімнатній температурі [537], температура відпала складає $(200 \div 400)^\circ\text{C}$.

Наявність розірваних зв'язків в об'ємі оксиду є причиною появи так званих напругоіндукованих струмів втрат (stress-induced leakage current, SILC) [537, 547]. На нашу думку, саме цей струм і реєструється в опромінених структурах при зворотному зміщенні (див. Рис. 6.11,а та б). Відомо [538, 547], що перенесення заряду для SILC пов'язане з тунелювання по пасткам (trap-assisted tunneling, TAT). Відповідно до [240, 548, 549], польова залежність TAT-струму може бути записана у наступному вигляді:

$$I = I_{0,\text{TAT}} (U_d + V_R) \exp\left(-\frac{R_{\text{TAT}}}{F_m}\right), \quad (6.11)$$

де $I_{0,\text{TAT}}$ та R_{TAT} не залежать від напруги, $I_{0,\text{TAT}}$ прямопропорційно залежить від концентрації пасток, U_d — висота бар'єру. На Рис. 6.11 наведено результати апроксимації експериментально отриманих зворотних гілок ВАХ згідно з формулою (6.11), що підтверджують висловлене припущення про природу цього струму. Відхилення від очікуваною залежності при великих зміщеннях може бути пов'язане з впливом послідовного опору. Величини визначених в результаті апроксимації параметрів (див. Таблицю 30) свідчать про AI відпал радіаційно утворених пасток та зниження висоти бар'єру. На нашу думку, відпал E' -центрів також пов'язаний з викликаною УЗО дифузією міжвузольних атомів, у даному випадку кисню.

Збільшення прямого струму та зменшення зворотного в результаті УЗО викликає збільшення коефіцієнта випрямлення струму K_{RECT} , який суттєво зменшився в результаті γ -опромінення. Так в Таблиці 30 наведено значення цієї величини при напрузі 0,5 В. Це також свідчить, що УЗО при температурах, близьких до кімнатних, здатна частково відновлювати характеристики напівпровідниківих пристрій, деградованих внаслідок дії радіаційного опромінення.

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. Виявлено, що характер змін параметрів в монокристалах та епітаксійних структурах протилежний.

2. Показано, що дефекти у приповерхневому шарі, які ефективно захоплюють носії заряду, є власними вакансійного типу. Виявлені зміни параметрів пасток обумовлені індукованим мікрохвильовим випромінюванням збільшенням кількості міжвузольних атомів та релаксацією внутрішніх механічних напруг. Показано, що наявність стистуючих напруг у приповерхневому шарі прискорює процеси перетворення дефектних комплексів внаслідок високочастотного опромінення.
3. Вперше експериментально досліджено вплив ультразвукової обробки на параметри структури Au–TiB_x– n – n^+ –GaAs з контактами Шотки в залежності від частоти та інтенсивності акустичної обробки. Виявлено, що вплив ультразвуку на зворотні гілки ВАХ значно суттєвіший ніж на прямі.
4. Експериментально встановлено, що при малій інтенсивності акустичної обробки (менше 2,5 Вт/см²) характер УЗ впливу за величину зворотного 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 може бути акусто-стимульована дифузія точкових дефектів. При перевищенні інтенсивностю УЗО порогового значення відбувається зростання зворотного струму, пов'язане з акусто-індукованою генерацією дефектів.
5. Виявлено, що зі збільшенням частоти ультразвукової обробки інтенсифікуються процеси перебудови дефектів.
6. Показано, що ультразвукова обробка здатна викликати зменшення розкиду параметрів і підвищення однорідності характеристик, створених в єдиному технологічному процесі.
7. Досліджено вплив ультразвукової обробки на параметри структур метал–окис–напівпровідник. Виявлено можливість низькотемпературного

- відпалу радіаційних дефектів в системі Si–SiO₂. Показано, що акустоіндукований відпал пов’язаний з дифузією міжвузольних атомів.
8. Виявлено, що ультразвукова обробка сприяє гомогенізації енергетичного спектру радіаційноіндукованих пасток на інтерфейсі системи Si–SiO₂.

Основні результати даного розділу представлені в роботах [16, 20–22, 24, 27, 29, 30, 33, 36].

Висновки

Основні результати представленої роботи полягають у наступному.

1. Вперше експериментально досліджено вплив ультразвукового навантаження на параметри монокристалічних кремнієвих сонячних елементів у діапазоні температур $290 \div 340$ К та виявлено оборотна акустоіндукована деградація фотоелектричних властивостей, пов'язана зі зменшенням часу життя носіїв заряду в акустичному полі. Виявлено, що в умовах акустичного навантаження збільшується внесок у рекомбінаційні процеси більш мілких рівнів, а ефективність взаємодії ультразвукових хвиль з точковими дефектами зростає з підвищеннем частоти пружних коливань. Запропонована якісна модель акустоактивного комплексного дефекту, в рамках якої пояснено особливості акустоіндукованих ефектів. Досліджено можливу роль різних комплексів у визначенні властивостей структур та показано, що саме кисневмісні преципітати ефективно впливають на процеси рекомбінації та беруть участь у акусто-дефектній взаємодії. Виявлено ефект акустоіндукованого зменшення шунтуючого опору та запропоновано його пояснення в межах дислокаційно-індукованого імпедансу.
2. Вперше досліджено вплив ультразвукового навантаження на параметри кремнієвих структур з $p-n$ переходом, які були опромінені реакторними нейтронами та γ -квантами ^{60}Co . Виявлено, що в опромінених структурах, порівняно з неопроміненими, спостерігається підвищення ефективності акустоіндукованого зменшення шунтуючого опору та часу життя неосновних носіїв заряду в базі діоду. З'ясовано, що акустоіндуковані оборотні зміни фактору неідеальності та часу життя носіїв в області просторового заряду мають різний знак в опромінених та неопромінених структурах. Встановлено, що виявлені ефекти в нейтронно-опромінених діодах пов'язані зі впливом ультразвуку на стан дівакансій, тоді як в гамма-опромінених діодах основним акустоактивним центром є комплекс вакансій та міжвузольного кисню. Отримані

результати свідчать, що ультразвукове навантаження викликає перебудову комплексу VO_i . Водночас виявлено, що комплекс з міжвузольного вуглецю та міжвузольного кисню практично не приймає участі у акусто-дефектній взаємодії.

3. Проведено порівняльний аналіз та тестування 16 основних відомих методів визначення параметрів діодів Шотки з 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 для оптимізації вибору діапазону ВАХ, який використовується для побудови допоміжних функцій при застосуванні аналітичних методів визначення параметрів структур метал–напівпровідник та показано, що вона дозволяє суттєво (приблизно на порядок при кімнатних температурах у випадку низького рівня похибок вимірювання) підвищити точність визначення параметрів і не викликає критичного збільшення часу, необхідного для розрахунків.
4. Показано, що найбільш придатними методами з точки зору точності визначення параметрів є еволюційні алгоритми (особливо МАВС завдяки найменшому часу розрахунку), метод Gromov з адаптивною процедурою та метод Lee. Показано, що використання функції Ламберта при чисельному визначення параметрів діодів Шотки дозволяє зменшити похибки визначення та вплив на них інших факторів; з іншого боку, час роботи алгоритму зростає. Проаналізовано залежності точностей визначення послідовного опору, висоти бар'єру Шотки та фактора неідельності від величин параметрів та рівня випадкових поミлок вимірювання вольт–амперних характеристик.
5. Проведено експериментальне дослідження прямих і зворотних вольт–амперних характеристик структур $Al-n - n^+ - Si - Al$ з бар'єром Шотки в діапазоні температур $130 \div 330$ К. Виявлено, що при підвищенні температури спостерігається збільшення висоти бар'єру

- та зменшення фактору неідеальності. Показано, що отримані результати можна пояснити у рамках моделі термоелектронної емісії через неоднорідний контакт у всьому діапазоні температур. 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 Шотки в цих областях — 54 ± 4 мВ. Виявлено, що при зворотному зміщенні в структурах $\text{Al}-n - n^+-\text{Si}-\text{Al}$ перенесення заряду відбувається як внаслідок термоелектронної емісії через неоднорідний бар'єр, так і завдяки процесам прямого тунелювання через глибокий центр, яким, імовірно, є міжузольний атом вуглецю.
6. Проведено експериментальне дослідження впливу ^{60}Co γ -випромінювання ^{60}Co на електрофізичні параметри структур $\text{Al}-n - n^+-\text{Si}-\text{Al}$. 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 ($T < 250$ К), а при зворотному — з'являється компонента струму, пов'язана з багатофононним тунелюванням. Виявлено, що висота бар'єру, фактор неідеальності та величина зворотного струму немонотонно змінюються при збільшенні поглинутої дози. Встановлено, що для низьких значень поглинутої дози зміна електрофізичних параметрів γ -опромінених структур відбувається внаслідок накопичення дефектів акцепторного типу на границі розділу метал–напівпровідник та укрупнення патчів внаслідок радіаційно підсиленного дислокаційного ковзання, тоді як при високих значеннях поглинутої дози цей ефект маскується інтенсифікацією процесів тунелювання внаслідок утворення значної кількості радіаційних дефектів. Показано, що характер дозової немонотонності зміни висоти бар'єру Шотки різний для однорідних областей та для всього діоду загалом.
 7. Вперше досліджено вплив ультразвукового навантаження у динамічному режимі при кімнатній температурі на параметри кремнієвих діодів Шотки $\text{Al}-n - n^+-\text{Si}-\text{Al}$. Виявлено, що при поширенні акустичних

хвиль спостерігаються оборотні зменшення висота бар'єру, збільшення зворотного струму та струму насычення, в той час як фактор неідеальності практично не змінюється. Встановлено, що ультразвукове навантаження практично не впливає на процеси прямого тунелювання та багатофононного тунелювання. Показано, що вплив збільшення термоемісійної складової струму в умовах акустичного навантаження структур можна пояснити іонізацією дефектів, що знаходяться на границі розділу, внаслідок взаємодії ультразвуку з дислокаціями та радіаційними точковими порушеннями періодичності в неопромінених та опромінених структурах, відповідно.

8. Експериментально досліджено вплив ультразвукового навантаження в діапазоні частот $8 \div 28$ МГц на електричні властивості структур Mo/ $n-n^+$ -Si з бар'єром Шотки в діапазоні температур $130 \div 330$ К. Виявлено акустоіндуковані оборотні зміни фактору неідеальності та висоти бар'єру Шотки, причому зміни немонотонно залежать від температури і найбільш ефективний вплив УЗ спостерігається поблизу 200 К. Показано, що зі збільшенням частоти УЗ спостерігається як підвищення ефективності акустичного впливу на параметри кремнієвих діодів Шотки, так і зсув в бік зростання температури, яка відповідає максимальній ефективності. Застосування моделі неоднорідного контакту показало, що за умов ультразвукового навантаження відбувається збільшення висоти бар'єру як в області знаходження патчів, так і за їх межами, а також уширяється розподіл параметрів патчів та збільшується їх ефективна густина. Показано, що частотні та температурні особливості акустоіндукованих змін параметрів структур Mo/ $n-n^+$ -Si можуть бути пояснені в межах моделі поглинання ультразвуку внаслідок руху дислокаційних перегинів.
9. Виявлено ефект оборотного збільшення зворотного струму структур Mo/ $n-n^+$ -Si за умов їх акустичного навантаження; показано, що ефект послаблюється при збільшенні температури та зміщення та посилюється при зростанні частоти ультразвуку. 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. Експериментально досліджено вплив мікрохвильового опромінення на параметри точкових дефектів в монокристалах n –6H–SiC, n –GaAs та епітаксійних структурах на основі арсеніду галію. Показано, що причинами радіаційностимульованих змін поперечного перерізу захоплення електронів та розташування енергетичних рівнів пасток у забороненій зоні є збільшення кількості міжвузольних атомів у приповерхневому шарі та релаксація внутрішніх механічних напруг. Показано, що наявність стисистуючих напруг у приповерхневому шарі прискорює процеси перетворення дефектних комплексів внаслідок високочастотного опромінення.
11. Вперше експериментально досліджено вплив ультразвукової обробки на параметри структури $\text{Au}–\text{TiB}_x–n–n^+–\text{GaAs}$ з контактом Шотки в залежності від частоти та потужності акустичної обробки. Встановлено, що при малій інтенсивності акустичної обробки (менше $2,5 \text{ Вт}/\text{см}^2$) характер УЗ впливу за величину зворотного струму залежить від механізму перенесення заряду: якщо домінуючим механізмом є тунельний, то ультразвукова обробка викликає зменшення зворотного струму, якщо термоемісійний — зменшення. Показано, що причиною виявлених ефектів може бути акусто–стимульована дифузія точкових дефектів.
12. Показано, що ультразвукова обробка здатна викликати гомогенізацію як параметрів кремнієвих діодів Шотки, створених в єдиному технологічному процесі, так і енергетичного спектру радіаційноіндукованих пасток на інтерфейсі системи Si–SiO₂.

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, проф. Оліху Я. М. (Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАНУ) за можливість обговорення результатів та постійну технічну підтримку, 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 γ -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 // УФЖК. — 2014. — Т. 59, № 1. — С. 50–57.

- [9] Olikh, O. Ya. Non-Monotonic γ -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 Шоттки залежно від дози γ -опромінення / О. Я. Оліх // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. — 2013. — Т. 10, № 1. — С. 47–55.
- [11] Олих, О. Я. Влияние ультразвукового нагружения на протекание тока в структурах Mo/n-n⁺-Si с барьером Шоттки / О. Я. Олих // Физика и техника полупроводников. — 2013. — Т. 47, № 7. — С. 979–984.
- [12] Оліх, О. Я. Особливості перенесення заряду в структурах Mo/n-Si з бар'єром Шоттки / О. Я. Оліх // УФЖ. — 2013. — Т. 58, № 2. — С. 126–134.
- [13] Олих, О. Я. Особенности динамических акустоиндированных изменений фотоэлектрических параметров кремниевых солнечных элементов / О. Я. Олих // Физика и техника полупроводников. — 2011. — Т. 45, № 6. — С. 816–822.
- [14] Оліх, Я. М. 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] Оліх, О. 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 γ -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] Олих, О. 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] Оліх, О. 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] Olikh, O.Ya. The Dynamic Ultrasound Influence on Diffusion and Drift of the Charge Carriers in Silicon p-n Structures / O.Ya. Olikh, R. Burbelo, M. Hinders // Semiconductor Defect Engineering – Materials, Synthetic, Structures and Devices II / Ed. by S. Ashok, P. Kiesel, J. Chevallier, T. Ogino. — Vol. 994 of Materials Research Society Symposium Proceedings. — Warrendale, PA: 2007. — Pp. 269–274.
- [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 эпитак-сиальных 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. — С. 163.
- [29] Olikh, O. Investigation of microwave treated epitaxial GaAs structures by acoustoelectric method / O. Olikh // 2004 IEEE International Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control Joint 50th Anniversary Conference. Montreal, Canada. Abstracts. — Montreal: 2004. — Pp. 230–231.
- [30] Олих, О. Я. Влияние СВЧ облучения на остаточный уровень внутренних механических напряжений и параметры глубоких уровней в эпитак-сиальных структурах GaAs / 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⁺-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] Оліх, О. 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] Оліх, О. 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] Оліх, 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.
- [40] Оліх, О. Я. Немонотонний вплив γ -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.
- [41] Оліх, О. Я. Особливості динамічного ультразвукового впливу на γ -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.
- [42] Оліх, О. Я. Вплив ультразвуку на термоемісійні процеси в $\text{Mo}/n-n^+-\text{Si}$ структурах / О. Я. Оліх // Матеріали Всеукраїнської наукової конференції «Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики», Тернопіль, Україна. — Тернопіль: 2012. — С. 101–103.
- [43] Olikh, O. Ya. Reversible Alteration of Reverse Current in $\text{Mo}/n-\text{Si}$ 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. Фрейка. — Івано-Франківськ: Видавництво Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника, 2013. — С. 322.
- [44] Olikh, O. Ya. Modification of reverse current in the $\text{Mo}/n-\text{Si}$ 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.

- [45] 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.
- [46] Оліх, О. Я. Вплив γ -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.
- [47] Olikh, Ya. New approach to ultrasonic absorption in subgrain-free Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te crystals / Ya. Olikh, I. Lysyuk, O. Olikh // 2014 IEEE International Ultrasonics Symposium. Chicago, Illinois, USA. Abstract book. — Chicago: 2014. — Pp. 439–440.
- [48] Olikh, O. Ultrasonically induced effects in Schottky barrier structure depending on a γ -irradiation / O. Olikh // 2014 IEEE International Ultrasonics Symposium. Chicago, Illinois, USA. Abstract book. — Chicago: 2014. — Pp. 645–646.
- [49] Оліх, О. Я. Характеризація γ -опромінених кремнієвих p-n-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.
- [50] 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.
- [51] 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.

- [52] Ультразвукова модифікація стимульованого фононами тунелювання у кремнієвих діодах Шоттки / 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.
- [53] 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.
- [54] 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.
- [55] 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.
- [56] 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.
- [57] Пашаев, И.Г. Исследования релаксации избыточного тока кремниевых диодов Шоттки / И.Г. Пашаев // Физика и техника полупроводников. — 2014. — Т. 48, № 10. — С. 1426–1429.
- [58] Власов, С.И. Влияние ультразвуковой обработки на генрационные 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.

- [59] Olikh, Ya.M. In Situ Observation of the Relaxation of Conductivity in γ -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.
- [60] 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.
- [61] 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.
- [62] 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.
- [63] Updated NIEL calculations for estimating the damage induced by particles and γ -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.
- [64] 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.
- [65] 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.
- [66] 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.
- [67] 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.

- [68] 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.
- [69] 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.
- [70] Comparison of defects produced by fast neutrons and ^{60}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.
- [71] 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.
- [72] 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.
- [73] 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.
- [74] 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.
- [75] Таперо, К.И. Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения / К.И. Таперо, В.Н. Улимов, А.М. Членов. — М.: «БИНОМ. Лаборатория знаний», 2012. — 304 с.
- [76] Дъелисан, Э. Упругие волны в твёрдых телах. Применение для обработки сигналов / Э. Дъелисан, Д. Руайе. — М.: Наука, 1982. — 424 с.

- [77] Акустические кристаллы / А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, Н.В. Пере-ломова и др.; Под ред. М. П. Шаскольской. — М.: Наука, 1982. — 632 с.
- [78] 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.
- [79] 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.
- [80] 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.
- [81] 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.
- [82] 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.
- [83] 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.
- [84] 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.
- [85] 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.

- [86] 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.
- [87] 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.
- [88] 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.
- [89] Karazhanov, S. Zh. Mechanism for the anomalous degradation of silicon space solar cells / S. Zh. Karazhanov // Applied Physics Letters. — 2000. — May. — Vol. 76, no. 19. — Pp. 2689–2691.
- [90] 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.
- [91] Effect of ultrasonic treatment on the defect structure of the Si–SiO₂ system / D. Kropman, V. Seeman, S. Dolgov, A. Medvids // Phys. Status Solidi C. — 2016. — Oct. — Vol. 13, no. 10–12. — Pp. 793–797.
- [92] 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.
- [93] 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.
- [94] Mirsagatov, Sh. A. Ultrasonic Annealing of Surface States in the Heterojunction of a *p*-Si/*n*-CdS/*n*⁺-CdS Injection Photodiode / Sh. A. Mirsagatov,

I. B. Sapayeva, Zh.T. Nazarov // Inorganic Materials. — 2015. — Dec. — Vol. 51, no. 1. — Pp. 1–4.

- [95] 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.
- [96] 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 & Engineering, B: Solid-State Materials for Advanced Technology. — 2005. — Dec. — Vol. 124–125. — Pp. 327–330.
- [97] 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.
- [98] 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.
- [99] 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.
- [100] 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.
- [101] Schroder, D. K. Semiconductor Material and Device Characterization / D. K. Schroder. — Third edition. — New Jersey: John Wiley & Sons, 2006. — 781 pp.
- [102] Solar Cells. Materials, Manufacture and Operation / Ed. by Augustin McEvoy, Tom Markvart, Luis Castaner. — Second edition. — Oxford: Academic Press, 2013. — 641 pp.

- [103] 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.
- [104] Wang, Kaier. Parameter determination of Schottky–barrier diode model using differential evolution / Kaier Wang, Meiying Ye // Solid-State Electron. — 2009. — Feb. — Vol. 53, no. 2. — Pp. 234–240.
- [105] 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.
- [106] 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.
- [107] 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.
- [108] 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.
- [109] Razeghi, M. Semiconductor ultraviolet detectors / M. Razeghi, A. Rogalski // J. Appl. Phys. — 1996. — May. — Vol. 79, no. 10. — Pp. 7433–7473.
- [110] Фаренбрух, А. Солнечные элементы. Теория и эксперимент / А. Фаренбрух, Р. Бьюб. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 280 с.
- [111] Гаман, В.И. Физика полупроводниковых приборов / В.И. Гаман. — Томск: Из-во Том. ун-та, 1989. — 336 с.

- [112] 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.
- [113] 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.
- [114] 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.
- [115] 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.
- [116] 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.
- [117] 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.
- [118] 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.
- [119] 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.

- [120] 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.
- [121] 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.
- [122] 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.
- [123] 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.
- [124] 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.
- [125] Особливості формування рекомбінаційного струму в області просторового заряду кремнієвих сонячних елементів / А.В. Саченко, В.П. Костильов, В.М. Власюк та ін. // УФЖ. — 2016. — Т. 61, № 10. — С. 923–928751.
- [126] 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.
- [127] 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.
- [128] 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.

- [129] 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.
- [130] 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.
- [131] 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.
- [132] 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.
- [133] 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.
- [134] 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.
- [135] 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.

- [136] 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.
- [137] 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.
- [138] 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.
- [139] 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.
- [140] 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.
- [141] 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.
- [142] 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.
- [143] 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.
- [144] 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.

- [145] 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.
- [146] 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 // УФЖК. — 2016. — Т. 61, № 8. — С. 746–751.
- [147] 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.
- [148] 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.
- [149] 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.
- [150] 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.
- [151] Cantrell, John H. Acoustic-radiation stress in solids. I. Theory / John H. Cantrell // Phys. Rev. B. — 1984. — Sep. — Vol. 30. — Pp. 3214–3220.
- [152] 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.
- [153] 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.

- [154] 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.
- [155] 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.
- [156] 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.
- [157] Mcchedlidze, Teimuraz. Iron-related carrier traps near the n⁺p-junctions of crystalline silicon solar cells: impacts of feedstock and of the fabrication processes / Teimuraz Mcchedlidze, Jorg Weber // Phys. Status Solidi B. — 2014. — Aug. — Vol. 251, no. 8. — Pp. 1608–1613.
- [158] Local detection of deep carrier traps in the pn-junction of silicon solar cells / T. Mcchedlidze, L. Scheffler, J. Weber et al. // Appl. Phys. Lett. — 2013. — Jul. — Vol. 103, no. 01. — P. 013901.
- [159] 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.
- [160] 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.
- [161] 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.

- [162] 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.
- [163] 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.
- [164] Олих, О.Я. Увеличение длины диффузии электронов в кристаллах р-кремния под действием ультразвука / О.Я. Олих, И.В. Островский // Физика твердого тела. — 2002. — Т. 44, № 7. — С. 1198–1202.
- [165] 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.
- [166] 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.
- [167] 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.
- [168] 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.
- [169] 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.
- [170] 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.

- [171] Смирнов, Л.С. Атомные процессы в полупроводниковых кристаллах / Л.С. Смирнов // Физика и техника полупроводников. — 2001. — Т. 35, № 9. — С. 1029–1031.
- [172] 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.
- [173] 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.
- [174] 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.
- [175] 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.
- [176] 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.
- [177] 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.
- [178] 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.

- [179] 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.
- [180] Лугаков, П.Ф. Влияние примесного состава на образование центров рекомбинации при облучении n–кремния γ –квантами высоких энергий / П.Ф. Лугаков, В.Д. Ткачев, Шуша В.В. // Физика и техника полупроводников. — 1979. — Т. 13, № 5. — С. 875–880.
- [181] 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.
- [182] 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.
- [183] 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.
- [184] 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.
- [185] 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.
- [186] 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.

- [187] 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.
- [188] 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.
- [189] 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.
- [190] 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.
- [191] 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.
- [192] 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.
- [193] 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.
- [194] 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.

- [195] 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.
- [196] 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.
- [197] 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.
- [198] 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.
- [199] 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.
- [200] 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.
- [201] 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.
- [202] 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.

- [203] 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.
- [204] 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.
- [205] 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.
- [206] 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.
- [207] 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.
- [208] 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.
- [209] 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.
- [210] 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.
- [211] 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.

- [212] 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.
- [213] 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.
- [214] 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.
- [215] Гусейнов, Н.А. Восстановление фотоэлектрических параметров кремниевых солнечных элементов, облученных γ -квантами ^{60}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.
- [216] 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.
- [217] Олих, Я.М. Прямое наблюдение релаксации проводимости в гамма-облученном кремнии n-типа под влиянием импульсов ультразвука / Я.М. Олих, Н.Д. Тимочко // Письма в журнал технической физики. — 2011. — Т. 37, № 1. — С. 78–84.
- [218] 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.
- [219] 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.
- [220] Moll, Michael. Radiation damage in silicon particle detectors: Microscopic defects and macroscopic properties: Ph.D. thesis / Universität Hamburg. — 1999. — 259 pp.
- [221] 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.
- [222] Колковский, И.И. Особенности накопления радиационных дефектов вакансационного и межузельного типов в бездислокационном кремнии с различным содержанием кислорода / И.И. Колковский, В.В. Лукьянича // Физика и техника полупроводников. — 1997. — Т. 31, № 4. — С. 405–409.
- [223] 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.
- [224] 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.
- [225] 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.
- [226] 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.

- [227] 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.
- [228] 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.
- [229] 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.
- [230] 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.
- [231] 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.
- [232] Kolkovskii, I. I. Charge–carrier recombination in silicon irradiated with γ -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.
- [233] Evolution from point to extended defects in ion implanted silicon / J. L. Benton, S. Libertino, P. Kringshøj et al. // J. Appl. Phys. — 1997. — Jul. — Vol. 82, no. 1. — Pp. 120–125.
- [234] 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.
- [235] 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.

- [236] 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.
- [237] Brotherton, S. D. Defect production and lifetime control in electron and γ -irradiated silicon / S. D. Brotherton, P. Bradley // J. Appl. Phys. — 1982. — Aug. — Vol. 53, no. 8. — Pp. 5720–5732.
- [238] Shunt Types in Crystalline Silicon Solar Cells / O. Breitenstein, J. P. Rakotonaina, M. H. Al Rifai, M. Werner // Progress in Photovoltaics: Research and Applications. — 2004. — Nov. — Vol. 12, no. 7. — Pp. 529–538.
- [239] Breitenstein, O. Material-induced shunts in multicrystalline silicon solar cells / O. Breitenstein, J. Bauer, Rakotonaina J.P. // Физика и техника полупроводников. — 2007. — Vol. 41, no. 4. — Pp. 454–457.
- [240] 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.
- [241] 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.
- [242] On the electronic properties of a single dislocation / Manfred Reiche, Martin Kittler, Wilfried Erfurth et al. // J. Appl. Phys. — 2014. — May. — Vol. 115, no. 19. — P. 194303.
- [243] 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.
- [244] 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.

- [245] 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.
- [246] 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.
- [247] 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.
- [248] 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.
- [249] 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.
- [250] 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.
- [251] 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.
- [252] 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.
- [253] 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.

- [254] 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.
- [255] 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.
- [256] 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.
- [257] Заверюхин, Б.Н. Изменение коэффициента отражения излучения от поверхности полупроводников в спектральном диапазоне $\lambda = 0.2 \div 20 \text{ } \mu\text{м}$ 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.
- [258] Кизель, В.А. Отражение света / В.А. Кизель. — М.: Наука, 1973. — 352 с.
- [259] 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.
- [260] Rhoderick, E. H. Metal-Semiconductor Contacts / E. H. Rhoderick, R. H. Williams. — Second edition. — Oxford: Clarendon Press, 1988. — 252 pp.
- [261] 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.
- [262] 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.

- [263] 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.
- [264] 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.
- [265] 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.
- [266] 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.
- [267] 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.
- [268] 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.
- [269] 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.
- [270] 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.
- [271] 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.

- [272] 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.
- [273] 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.
- [274] 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.
- [275] 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.
- [276] 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.
- [277] 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.
- [278] 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.
- [279] 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.

- [280] 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.
- [281] 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.
- [282] 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.
- [283] 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.
- [284] Ye, Meiying. Parameter extraction of solar cells using particle swarm optimization / Meiying Ye, Xiaodong Wang, Yousheng Xu // J. Appl. Phys. — 2009. — May. — Vol. 105, no. 9. — P. 094502.
- [285] 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.
- [286] 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.
- [287] 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.

- [288] 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.
- [289] 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.
- [290] 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.
- [291] 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.
- [292] 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.
- [293] 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.
- [294] Determination of the Schottky barrier height in diodes based on Au–TiB₂–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.
- [295] Калиткин, Н. Н. Численные методы / Н. Н. Калиткин. — Санкт–Петербург: «БХВ–Петербург», 2011. — 592 с.

- [296] 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.
- [297] 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 Communications. — 1999. — Oct. — Vol. 112, no. 11. — Pp. 611–615.
- [298] 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.
- [299] 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.
- [300] 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.
- [301] 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.
- [302] Analysis of the temperature dependence of the forward voltage characteristics of GaInN light-emitting diodes / David S. Meynard, Jaehhee Cho, E. Fred Schubert et al. // Appl. Phys. Lett. — 2013. — Sep. — Vol. 103, no. 12. — P. 121103.
- [303] 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.
- [304] 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.

- [305] 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.
- [306] Dokme, Ilbilge. On the intersecting behaviour of experimental forward bias current–voltage (I–V) characteristics of Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diodes at low temperatures / Ilbilge Dokme, Semsettin Altindal // Semicond. Sci. Technol. — 2006. — Aug. — Vol. 21, no. 8. — Pp. 1053–1058.
- [307] 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.
- [308] Стриха, В.И. Контактные явления в полупроводниках / В.И. Стриха. — Киев: Выща школа, 1982. — 224 с.
- [309] Dislocation–governed current-transport mechanism in (Ni/Au)–AlGaN/AlN/GaN heterostructures / Engin Arslan, Şemsettin Altındal, Süleyman Özçelik, Ekmel Ozbay // J. Appl. Phys. — 2009. — Jan. — Vol. 105, no. 2. — P. 023705.
- [310] 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.
- [311] Study of the leakage current mechanism in Schottky contacts to Al_{0.25}Ga_{0.75}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.
- [312] Туннельно-избыточный ток в невырожденных барьерных *p* – *n*- и *m* – *s*-структурах A^{III}B^V на Si / Б.В. Евстропов, Ю.В. Жиляев, М. Джумаева, Н. Назаров // Физика и техника полупроводников. — 1997. — Т. 31, № 2. — С. 152–158.

- [313] 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.
- [314] 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.
- [315] 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.
- [316] 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.
- [317] 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.
- [318] 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.
- [319] 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.
- [320] 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.

- [321] Tataroğlu, A. ^{60}Co γ irradiation effects on the current–voltage (I–V) characteristics of Al/SiO₂/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.
- [322] The role of ^{60}Co γ -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.
- [323] Tataroğlu, A. Analysis of interface states and series resistance at MIS structure irradiated under ^{60}Co γ -rays / A. Tataroğlu, Ş. Antindal // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. — 2007. — Oct. — Vol. 580, no. 3. — Pp. 1588–1593.
- [324] Tataroğlu, A. Electrical characteristics of ^{60}Co γ -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.
- [325] Karatas, S. Electrical properties of Sn/p-Si (MS) Schottky barrier diodes to be exposed to ^{60}Co γ -ray source / S. Karatas, A. Turut // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. — 2006. — Oct. — Vol. 566, no. 2. — Pp. 584–589.
- [326] Annealing of ^{60}Co gamma radiation-induced damage in n–GaN Schottky barrier diodes / G. A. Umana-Membreno, J. M. Dell, G. Parish et al. // J. Appl. Phys. — 2007. — Mar. — Vol. 101, no. 5. — P. 054511.
- [327] 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.
- [328] Исследование физических механизмов лазерной коррекции и стабилизации параметров структур Al-n-n⁺–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.

- [329] 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.
- [330] 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.
- [331] Recovery of Electrical Characteristics of Au/n-Si Schottky Junction Under ^{60}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.
- [332] 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.
- [333] 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.
- [334] 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.
- [335] Jivanescu, M. Influence of in situ applied ultrasound during Si^+ implantation in SiO_2 on paramagnetic defect generation / M. Jivanescu, A. Romanyuk, A. Stesmans // J. Appl. Phys. — 2010. — June. — Vol. 107, no. 11. — P. 114307.
- [336] 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.

- [337] 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.
- [338] Tagaev, M.B. Effect of Ultrasonic Treatment of Silicon Impatt Diodes, Power Schottky Diodes and Zener Diodes on their Electrical Characteristics / M.B. Tagaev // УФЖК. — 2000. — Т. 45, № 3. — С. 364–367.
- [339] Пашаев, И.Г. Влияние различных обработок на свойства диодов Шоттки / И.Г. Пашаев // Физика и техника полупроводников. — 2012. — Т. 46, № 8. — С. 1108–1110.
- [340] 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.
- [341] 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.
- [342] 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.
- [343] 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.
- [344] 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.

- [345] A detailed study on current–voltage characteristics of Au/n-GaAs in wide temperature range / E. Özavci, S. Demirezen, U. Aydemir, Ş. Altındal // Sensors and Actuators A: Physical. — 2013. — May. — Vol. 194. — Pp. 259–268.
- [346] Effect of ^{60}Co γ -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.
- [347] Bozhkov, V. G. Influence of the nonlinear bias dependence of the barrier height on measured Schottky–barrier contact parameters / V. G. Bozhkov, A. V. Shmargunov // J. Appl. Phys. — 2011. — Jun. — Vol. 109, no. 11. — P. 113718.
- [348] 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.
- [349] 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.
- [350] Dökme, İlbilge. The distribution of the barrier height in Al–TiW–Pd₂Si/n–Si Schottky diodes from I – V – T measurements / İlbilge Dökme, Şemsettin Altındal, Izzet M Afandiyeva // Semicond. Sci. Technol. — 2008. — Mar. — Vol. 23, no. 3. — P. 035003.
- [351] 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.
- [352] 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.

- [353] Yıldırım, Nezir. On temperature-dependent experimental I–V and C–V data of Ni/n–GaN Schottky contacts / Nezir Yıldırım, Kadir Ejderha, Abdulmecit Türrut // J. Appl. Phys. — 2010. — Dec. — Vol. 108, no. 11. — P. 114506.
- [354] 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.
- [355] 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.
- [356] 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.
- [357] 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.
- [358] 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.
- [359] 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.
- [360] 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.

- [361] 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.
- [362] 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.
- [363] 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.
- [364] 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.
- [365] 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.
- [366] Andrews, J.M. Reverse current-voltage characteristics of metal-silicide Schottky diodes / J.M. Andrews, M.P. Lepselter // Solid-State Electron. — 1970. — Jule. — Vol. 13, no. 7. — Pp. 1011–1023.
- [367] 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.
- [368] Новиков, Ю.Н. Энергонезависимая память, основанная на кремниевых нанокластерах / Ю.Н. Новиков // Физика и техника полупроводников. — 2009. — Т. 43, № 8. — С. 1078–1083.

- [369] Курносова, О.В. Туннелирование с глубоких примесных центров в электрическом поле в полупроводниках АПВ / О.В. Курносова, А.А. Пахомов // Физика и техника полупроводников. — 1986. — Т. 20, № 10. — С. 1868–1874.
- [370] 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.
- [371] Вавилов, В.С. Дефекты в кремнии и на его поверхности / В.С. Вавилов, В.Ф. Киселев, Б.Н. Мукашев. — М.: Наука, 1990. — 216 с.
- [372] 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.
- [373] 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.
- [374] Музрафова, С.А. Влияние γ -облучения на механизм переноса тока в гетероструктурах n–CdS/p–CdTe / С.А. Музрафова, Ш.А. Мирсагатов, Ф.Н. Джамалов // Физика и техника полупроводников. — 2009. — Т. 43, № 2. — С. 187–192.
- [375] 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.
- [376] Karatas, S. Effects of ^{60}Co γ -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.

- [377] 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.
- [378] 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.
- [379] 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.
- [380] 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.
- [381] 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. Strebegev // Appl. Surf. Sci. — 2005. — Jul. — Vol. 247, no. 1–4. — Pp. 590–601.
- [382] 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.
- [383] 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.
- [384] Исследование методом электроотражения влияния γ -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.

- [385] Островський, І.В. Фізична акустооптика / І.В. Островський, О.О. Коротченков. — К.: ВЦ «Київський університет», 2000. — 347 с.
- [386] 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.
- [387] 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.
- [388] 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.
- [389] 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.
- [390] 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.
- [391] 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.
- [392] 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.

- [393] 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.
- [394] 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.
- [395] Savkina, R.K. Semiconductor surface structurization induced by ultrasound / R.K. Savkina // Functional Materials. — 2012. — Vol. 19, no. 1. — Pp. 38–43.
- [396] 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.
- [397] 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.
- [398] 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.
- [399] 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.
- [400] 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.
- [401] 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. — P. A87–A92.

- [402] Власенко, А.И. Подвижность носителей заряда в кристаллах n–Cd_xHg_{1–x}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.
- [403] 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.
- [404] Effect of surface acoustic waves on low-temperature photoluminescence of GaAs / K. S. Zhuravlev, D. V. Petrov, Yu. B. Bolkhovityanov, N. S. Rudaja // Applied Physics Letters. — 1997. — Jun. — Vol. 70, no. 25. — Pp. 3389–3391.
- [405] 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.
- [406] 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.
- [407] The Ultrasonics-Induced-Quenching of PPC Related to DX Centers in Alx-Ga1-xAs / 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.
- [408] 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.

- [409] 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.
- [410] 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.
- [411] Оліх, Я.М. Особливості протікання струму при ультразвуковому навантаженні в сильно компенсованих низькоомних кристалах CdTe:Cl / Я.М. Оліх, М.Д. Тимочко // УФЖК. — 2016. — Т. 61, № 5. — С. 389–399.
- [412] 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.
- [413] 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.
- [414] 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.
- [415] 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.
- [416] 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.
- [417] 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.

- [418] 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.
- [419] 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.
- [420] 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.
- [421] Труэлл, Р. Ультразвуковые методы в физике твердого тела / Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик. — М.: Мир, 1972. — 307 с.
- [422] Никаноров, С.П. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов / С.П. Никаноров, Б.К. Кардашев. — М.: Наука, 1985. — 252 с.
- [423] Granato, A. Theory of Mechanical Damping Due to Dislocations / A. Granato, K. Lücke // Journal of Applied Physics. — 1956. — Jun. — Vol. 27, no. 6. — Pp. 583–593.
- [424] Судзуки, Т. Динамика дислокаций и пластичность / Т. Судзуки, Х. Ёсинавага, С. Такеути. — М.: Мир, 1989. — 296 с.
- [425] 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.
- [426] Brailsford, A. D. Abrupt-Kink Model of Dislocation Motion / A. D. Brailsford // Phys. Rev. — 1961. — May. — Vol. 122, no. 3. — Pp. 778–786.
- [427] Loktev, V.M. On the nature of ionic crystals' sonoluminescence excitation threshold: point-defect generation / V.M. Loktev, Julia Khalack // Journal of Luminescence. — 1998. — Feb. — Vol. 76-77. — Pp. 560–563.

- [428] 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.
- [429] 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.
- [430] 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.
- [431] 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.
- [432] Abu-Samaha, F. S. Temperature dependent of the current–voltage (I–V) characteristics of TaSi₂/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.
- [433] Jafar, M M Abdul-Gader. High-bias current–voltage–temperature characteristics of undoped rf magnetron sputter deposited boron carbide (B₅C)/p-type crystalline silicon heterojunctions / M M Abdul-Gader Jafar // Semicond. Sci. Technol. — 2003. — Jan. — Vol. 18, no. 1. — Pp. 7–22.
- [434] 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.
- [435] 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.
- [436] 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.

- [437] Шалимова, К.В. Физика полупроводников / К.В Шалимова. — СПб.: Издательство «Лань», 2010. — 400 с.
- [438] 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.
- [439] 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.
- [440] 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.
- [441] 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.
- [442] 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.
- [443] 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.
- [444] Коршунов, Ф.П. Воздействие радиации на интегральные микросхемы / Ф.П. Коршунов, Ю.В. Богатырев, Вавилов В.А. — Минск: Наука и техника, 1986. — 254 с.
- [445] 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.

- [446] 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.
- [447] 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. — P. 58–63.
- [448] 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.
- [449] Thermal processing of silicon wafers with microwave co-heating / H. Zohm, E. Kasper, P. Mehringer, G.A. Müller // Microelectronic Engineering. — 2000. — Dec. — Vol. 54, no. 3–4. — Pp. 247–253.
- [450] 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.
- [451] 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.
- [452] Пашков, В.И. Влияние отжига в поле СВЧ излучения на остаточную деформацию и примесный состав приповерхностных слоев кремния / В.И. Пашков, В.А. Перевоцников, В.Д. Скупов // Письма в журнал технической физики. — 1994. — Т. 20, № 8. — С. 14–18.
- [453] 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.
- [454] Физико–химические процессы на границе раздела контактов Au/Pt/Cr/Pt/GaAs, подвергнутых СВЧ отжижу / В.В. Миленин,

Р.В. Конакова, В.А. Статов и др. // Письма в журнал технической физики. — 1994. — Т. 20, № 4. — С. 32–36.

- [455] 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.
- [456] 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.
- [457] 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.
- [458] 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.
- [459] 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.
- [460] 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.
- [461] 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.

- [462] Влияние микроволнового облучения на сопротивление омических контактов Au–TiB_x–Ge–Au–n–n⁺–n⁺⁺–GaAs(InP) / А.Е. Беляев, А.В. Саченко, Н.С. Болтовац и др. // Физика и техника полупроводников. — 2012. — Т. 46, № 4. — С. 558–561.
- [463] 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.
- [464] 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.
- [465] 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.
- [466] 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.
- [467] 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 // physica status solidi (a). — 1976. — Apr. — Vol. 34, no. 2. — Pp. 705–710.
- [468] 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.
- [469] 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.

- [470] 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.
- [471] 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.
- [472] Шишияну, Ф.С. Диффузия и деградация в полупроводниковых материалах и приборах / Ф.С. Шишияну. — Кишинев: Штиинца, 1978. — 230 с.
- [473] 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.
- [474] 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.
- [475] 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.
- [476] 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.
- [477] 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.
- [478] 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.

- [479] 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.
- [480] 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.
- [481] 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.
- [482] 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.
- [483] 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.
- [484] 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.
- [485] 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.
- [486] 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.
- [487] Microscopic nature of thermally stimulated current and electrical compensation in semi-insulating GaAs / S. Kuusma, K. Saarinen, P. Hautojärvi et al. // J. Appl. Phys. — 1997. — Apr. — Vol. 81, no. 8. — Pp. 3512–3521.

- [488] 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.
- [489] 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.
- [490] 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.
- [491] 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.
- [492] 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.
- [493] 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.
- [494] 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.
- [495] Самойлов, Б. А. Влияние изовалентной примеси сурьмы на образование электрически активных центров в n-GaAs, полученном жидкофазной эпитаксией из расплава висмута / Б. А. Самойлов, Н. А. Якушева, В. Я. Принц // Физика и техника полупроводников. — 1994. — Т. 28, № 9. — С. 1617–1626.

- [496] 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.
- [497] 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.
- [498] 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.
- [499] 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 // Journal of Applied Physics. — 1987. — Jun. — Vol. 61, no. 11. — Pp. 5047–5050.
- [500] 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.
- [501] 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.
- [502] 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.
- [503] 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.
- [504] 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.

- [505] 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.
- [506] 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.
- [507] 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.
- [508] 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.
- [509] 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.
- [510] Влияние ультразвуковой обработки на деформационные эффекты и структуру локальных центров в подложке и приконтактных областях структур M/n-n+-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.
- [511] 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.

- [512] Дислокационное происхождение и модель избыточно–туннельного тока в $p-n$ -структурах на основе GaP / Б.В. Евстропов, М. Джумаева, Ю.Б. Жиляев и др. // Физика и техника полупроводников. — 2000. — Т. 34, № 11. — С. 1357–1362.
- [513] 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.
- [514] Здебский, А.П. Влияние ультразвука на точечные дефекты в структурах Si–SiO₂ / А.П. Здебский, Д.И. Кропман, Шейнкман М.К. // Журнал технической физики. — 1989. — Т. 59, № 8. — С. 131–134.
- [515] 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.
- [516] 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.
- [517] Аскеров, Ш.Г. Влияние степени неоднородности границы раздела на электрофизические свойства структур металл – вакуум и металл – полупроводник: Ph.D. thesis / Баку. — 1999. — 399 с.
- [518] Analysis of GaAs Schottky/tunnel metal–insulator–semiconductor diode characteristics based on an interfacial layer model / Hideaki Ikoma, Toshiki Ishida, Kenji Sato et al. // Journal of Applied Physics. — 1993. — Feb. — Vol. 73, no. 3. — Pp. 1272–1278.

- [519] Островский, И.В. Влияние ядерной радиации и ультразвука на фотопроводимость кремния / И.В. Островский, Коротченков О.А. // Журнал технической физики. — 1986. — Т. 56, № 11. — С. 2283–2284.
- [520] 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.
- [521] 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 5th conference «Acoustoelectronics' 91». — 1991. — May. — Pp. 95–96. — Varna, Bulgaria.
- [522] Островский, И. В. Отжиг точечных дефектов ультразвуком в твердых телах / И. В. Островский, О. А. Коротченков, Лысых В. А. // Физика твердого тела. — 1987. — Т. 20, № 7. — С. 2153–2156.
- [523] 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.
- [524] Acoustic–stimulated relaxation of $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 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.
- [525] 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 and Microstructures. — 2017. — Feb. — Vol. 102. — Pp. 88–93.
- [526] 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.

- [527] 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.
- [528] 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.
- [529] 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.
- [530] 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.
- [531] 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.
- [532] 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.
- [533] Першенков, В.С. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем / В.С. Першенков, В.Д. Попов, А.В. Шальнов. — М.: Энергоатомиздат, 1988. — 256 с.
- [534] Devine, R. A. B. The structure of SiO_2 , its defects and radiation hardness / R. A. B. Devine // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 1994. — Jun. — Vol. 41, no. 3. — Pp. 452–459.

- [535] Lenahan, P. M. What can electron paramagnetic resonance tell us about the Si/SiO₂ system? / P. M. Lenahan, J. F. Conley Jr. // J. Vac. Sci. Technol. B. — 1998. — Jul. — Vol. 16, no. 4. — Pp. 2134–2153.
- [536] Cantin, J. L. Irradiation effects in ultrathin Si/SiO₂ structures / J. L. Cantin, H. J. von Bardeleben, J. L. Autran // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 1998. — Jun. — Vol. 45, no. 3. — Pp. 1407–1411.
- [537] 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.
- [538] 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.
- [539] 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.
- [540] Парчинский, П.Б. Влияние γ -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.
- [541] 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.
- [542] 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.

- [543] 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.
- [544] 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.
- [545] 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.
- [546] 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.
- [547] 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.
- [548] 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.
- [549] Gopal, V. Excess dark currents in HgCdTe p⁺–n junction diodes / V. Gopal, S. K. Singh, R. M. Mehra // Semicond. Sci. Technol. — 2001. — May. — Vol. 16, no. 5. — Pp. 372–376.