

PACS: 43.35.+D, 85.30.HI

УДК: 534.8, 538.935

РОБОТА КРЕМНІЄВИХ СОНЯЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ В УМОВАХ АКУСТИЧНОГО НАВАНТАЖЕННЯ МЕГАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНУ

О. Я. Оліх¹, Р. М. Бурбело¹, М. К. Хіндерс²

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
вул. Володимирська 64, Київ, Україна, 01033

тел.: +38044 5260510, факс: +38044 5225010, e-mail: olikh@univ.kiev.ua

² The College of William & Mary, Williamsburg, McGlothlin-Street Hall, VA, USA, 23187-8795

Анотація

РОБОТА КРЕМНІЄВИХ СОНЯЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ В УМОВАХ АКУСТИЧНОГО НАВАНТАЖЕННЯ МЕГАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНУ

О. Я. Оліх, Р. М. Бурбело, М. К. Хіндерс

Проведене експериментальне дослідження динамічного впливу ультразвуку на струм короткого замикання, напругу холостого ходу, максимальну вихідну потужність та шунтуючий опір кремнієвого сонячного елемента. В роботі використовувався звук мегагерцового діапазону інтенсивністю до 3 Вт/см². Виявлено, що акустостимульовані зміни досліджених параметрів нелінійно залежать від інтенсивності введеного ультразвуку і можуть досягати десятків відсотків. Проведено аналіз отриманих результатів у припущенні, що переважаючим механізмом перенесення носіїв через енергетичний бар'єр є тунельний.

Ключові слова: Акусто-дефектна взаємодія, динамічні ультразвукові ефекти, кремній, сонячний елемент.

Abstract

THE SILICON SOLAR CELL OPERATION UNDER MHz ACOUSTIC LOADING CONDITIONS

O. Ya. Olikh, R. M. Burbelo, M. K. Hinders

The experimental investigation of dynamic MHz ultrasound effect on short current, open circuit voltage, maximal output power and shunting resistance of silicon solar cells have been carried out. The ultrasound intensity is up to 3 W/cm². It is revealed that acousto-induced variations of measured parameters depend non-linearly on applied ultrasound intensity and may reach dozens of percents. The analysis of observed effects has been done in an assumption that tunnelling is the prevailing mechanism of carriers drift through the energy barrier.

Key words: Acousto-defect interaction, dynamic ultrasound effect, silicon, solar cell.

Аннотация

РАБОТА КРЕМНЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В УСЛОВИЯХ АКУСТИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ МЕГАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

О. Я. Оліх, Р. М. Бурбело, М. К. Хіндерс

Проведено экспериментальное исследование динамического влияния ультразвука на ток короткого замыкания, напряжение холостого хода, максимальную выходную мощность и шунтирующее сопротивление кремниевого солнечного элемента. Использовался звук мегагерцового диапазона, интенсивностью до 3 Вт/см^2 . Обнаружено, что акустостимулированные изменения исследованных параметров нелинейно зависят от интенсивности введенного ультразвука и могут достигать десятков процентов. Проведен анализ полученных результатов в предположении, что преобладающим механизмом переноса носителей через энергетический барьер является туннельный

Ключевые слова: Акусто-дефектное взаимодействие, динамические ультразвуковые эффекты, кремний, солнечный элемент.

Вступ

Як відомо, контрольований вплив на дефектну структуру напівпровідникових приладів дозволяє цілеспрямовано коректувати їх характеристики. В останній час все більша увага спрямовується на дослідження взаємодії ультразвуку (УЗ) та дефектної підсистеми напівпровідника [1-4]. Так, наприклад, виявлено, що в акустичному полі спостерігається дифузія точкових дефектів [1], під дією УЗ відбувається відпал радіаційних дефектів [2,3]. В той же час переважна більшість опублікованих робіт присвячена змінам у властивостях напівпровідників після УЗ обробки, тоді як достатньо цікавими [4] та маловивченими залишаються процеси, які відбуваються під час поширення УЗ хвилі. В цій роботі наведені результати вивчення динамічного (*in situ*) УЗ на робочі параметри кремнієвих сонячних елементів.

Зразки та методи досліджень

Досліджувані сонячні елементи (СЕ) склалися з підкладки кремнію р-типу товщиною 300 мкм (легованої бором з концентрацією дірок $1.3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$), на поверхні якої за рахунок імплантації іонів фосфору утворено шар з електронною провідністю (товщиною $d_n = 0.5 \text{ мкм}$, концентрація електронів біля поверхні 10^{19} см^{-3}). На поверхнях СЕ нанесено алюмінієві контакти: на р-області суцільний, на n-області — напівпрозорий.

В роботі було проведено вимірювання вольт-амперних характеристик (ВАХ) СЕ як у темря-

ві, так і при монохроматичному освітленні з довжиною хвилі λ , що дорівнювала 900 нм та 600 нм. З ВАХ, виміряних при освітленні, визначались такі параметри СЕ як струм короткого замикання I_{SC} , напруга холостого ходу V_{OC} та максимальна вихідна потужність P_M ; з темнових ВАХ визначався шунтуючий опір R_{SH} . ВАХ також вимірювались під час УЗ навантаження СЕ. Частота збуджуваних УЗ хвиль f_{US} визначалась власними частотами LiNbO_3 п'єзоперетворювача і дорівнювала 4.1 та 13.6 МГц; інтенсивність введенного УЗ W_{US} залежала від амплітуди високочастотної напруги (U_{RF}), яка прикладалась до перетворювача та досягала 3 Вт/см^2 . Між СЕ та перетворювачем розміщувався звукопровід, який складався з металевого (для екранування електричних полів п'єзoeлектрика) та діелектричного шарів. Схема розміщення зразка наведена на рис. 1.

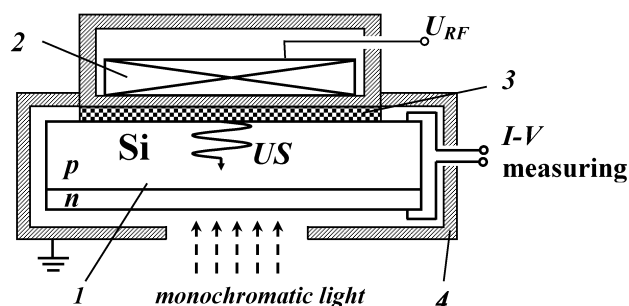


Рис.1. Схема експериментальної комірки. 1 — СЕ, 2 — п'єзоперетворювач, 3 — діелектричний шар, 4 — екран.

Для того, щоб відділити зміни параметрів СЕ під дією пружних хвиль від впливу зміни тем-

ператури (нагріву) зразків під час їх акустичного навантаження, з самого початку були виміряні температурні залежностей досліджуваних параметрів. Так, наприклад, було встановлено, що при підвищенні температури від кімнатної до 350 К V_{OC} та P_M лінійно зменшуються, в той час як I_{SC} лінійно зростає при $\lambda = 900$ нм та залишається приблизно сталою при $\lambda = 600$ нм. При введенні УЗ проводився контроль температури СЕ, що дозволяло спираючись на вищезазначені попередні дані розрахувати очікувані значення параметрів при такому самому беззвуківому розігріві. Різниця між виміряними значеннями при УЗ навантаженні та розрахованими для даної температури СЕ и розглядалась як акустостимульовані зміни. На рис.2 наведено приклади подібних розрахованих та виміряних кривих для V_{OC} при двох різних інтенсивностях введеного УЗ.

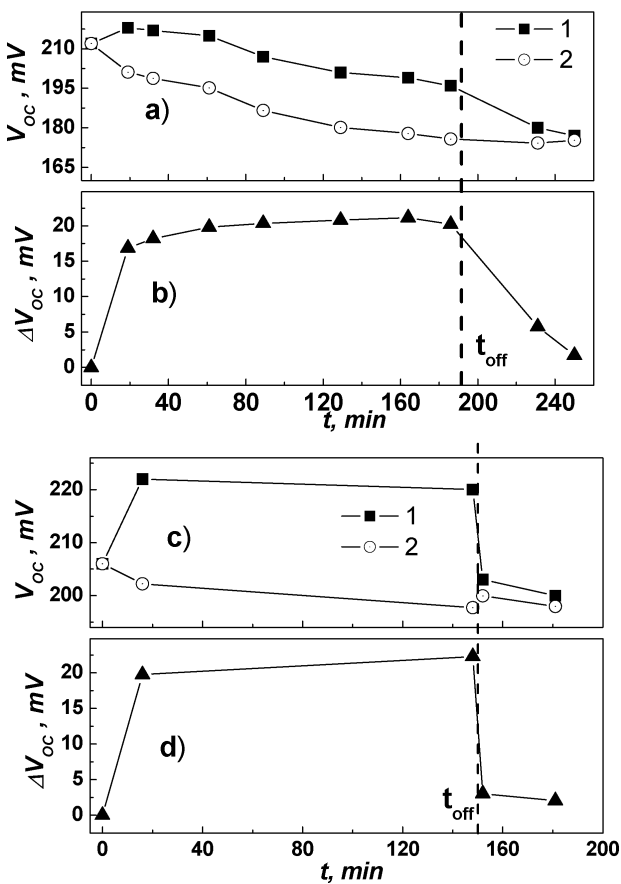


Рис. 2. Залежність V_{OC} від часу УЗ навантаження ($f_{US} = 4.1$ МГц, $W_{US} = 1.5$ Вт/см² для (а) і (б) та $f_{US} = 13.6$ МГц, $W_{US} = 0.3$ Вт/см² для (с) і (д)) $\lambda = 900$ нм. (а), (с): 1 — експериментальні значення, 2 — значення, розраховані по температурних залежностях при беззвуківому розігріві; (б), (д) — різниця між цими значеннями. УЗ навантаження продовжувалось від моменту часу $t = 0$ до $t = t_{off}$.

Експериментальні результати та їх обговорення

При температурі $T = 295$ К за відсутності УЗ навантаження величини V_{OC} , P_M та I_{SC} дорівнювали відповідно 210 мВ, 1.75×10^{-5} Вт та 225 мкА для $\lambda = 900$ нм і 45 мВ, 3×10^{-7} Вт та 25 мкА для $\lambda = 600$ нм. При збудженні УЗ в СЕ величини цих параметрів збільшувались порівняно зі значеннями, які відповідали даній температурі — приклад див. на рис.2. На рис.3. наведено залежності відносних акустостимульованих змін параметрів СЕ, досягнуті після 2.5-3 годин акустичного навантаження зразка. Спираючись на наведені дані можна виділити декілька особливостей: 1) при однаковій величині W_{US} зміни I_{SC} та P_M більші при освітленні з $\lambda = 900$ нм (для P_M крім малих значень W_{US}), в той час як для V_{OC} вплив більш суттєвий при $\lambda = 600$ нм; 2) залежності акустостимульованих змін нелінійно залежать від інтенсивності введеного УЗ: при великих значеннях W_{US} для напруги холостого ходу та максимальної потужності спостерігається насичення, в той час як для струму короткого замикання характерна наявність певного порогу (порядку 1 Вт/см²), після перевищення якого зміни цього параметру суттєво зростають; крім того для $\lambda = 600$ нм залежність $P_M(W_{US})$ немотонна і при 4.1 МГц, і при 13.6 МГц; 3) при підвищенні частоти УЗ ефективність ультразвукового впливу зростає; 4) характерний час, за який акустостимульовані зміни досягають максимального значення — десятки хвилин (див. рис.2); 5) величини акустостимульованих змін можуть досягати десятків відсотків: 10% для I_{SC} , 25% для V_{OC} та 30% для P_M .

Для характеристики СЕ часто використовують такий параметр, як коефіцієнт форми K_F [5]:

$$K_F = P_M / (V_{OC} I_{SC}) \quad (1)$$

Спираючись на отримані дані були розраховані залежності K_F від W_{US} — див. рис.4. Видно, що для різних довжин хвиль освітлення характер залежностей суттєво різні: для 900 нм при збільшенні інтенсивності введеного УЗ K_F зростає, поступово виходячи на насичення, в той час як для 600 нм після зростання при малих потужностях має місце спад коефіцієнта форми і лише після подальшого збільшення W_{US} знову спостерігається зростання K_F .

Виміряні прямі ВАХ апроксимувалися згідно з виразом [5]

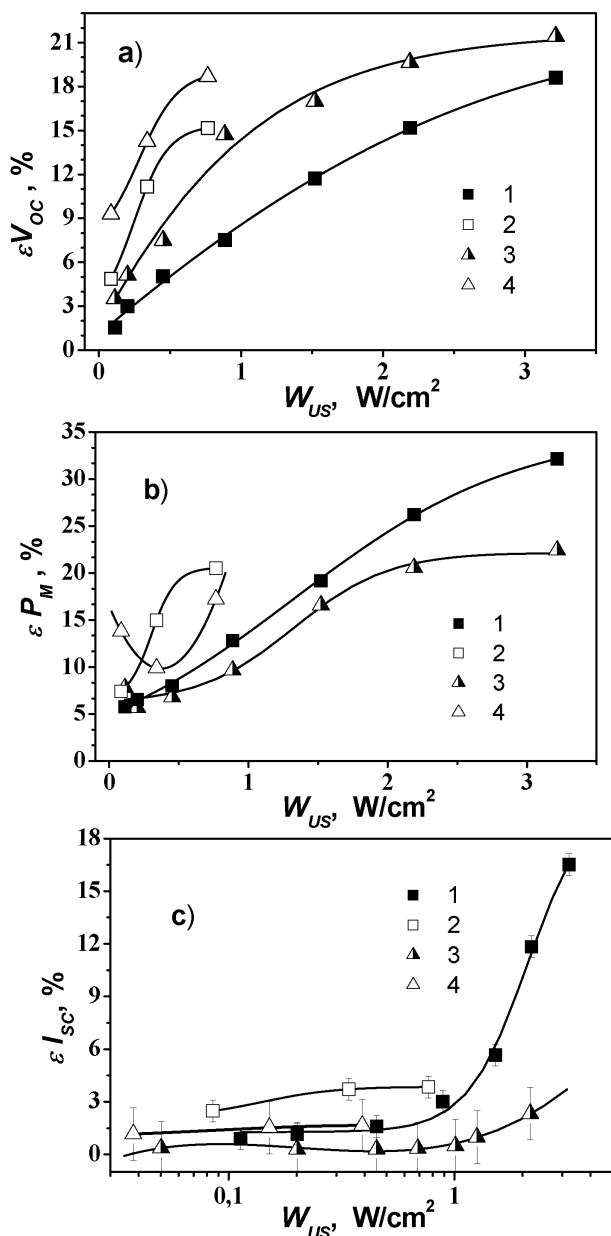


Рис. 3. Залежність відносних акустостимульованих змін V_{OC} (a), P_M (b) і I_{SC} (c) від інтенсивності введеного УЗ. Різні криві відповідають різним частотам УЗ та довжинам хвиль освітлення: 1 — $\lambda = 900$ нм, $f_{US} = 4$ МГц; 2 — $\lambda = 900$ нм, $f_{US} = 13.6$ МГц; 3 — $\lambda = 600$ нм, $f_{US} = 4$ МГц; 4 — $\lambda = 600$ нм, $f_{US} = 13.6$ МГц.

$$I(V, T) = I_0 [\exp(eV/E_T) - 1] + V/R_{SH} - I_{SC}, \quad (2)$$

де I_0 — струм насичення, E_T — характеристична енергія, R_{SH} — шунтуючий опір; у випадку темної ВАХ останній доданок відсутній.

Дослідження показали, що для наших зразків залежність I_0 від температури добре описується залежністю $I_0 \sim \exp(\chi T)$, в той час як E_T залишається приблизно сталим,

$E_T = (0.070 \pm 0.003)$ еВ. Ці факти дозволяють зробити висновок, що в даному випадку преважним механізмом перенесення заряду в СЕ є їх тунелювання через енергетичний бар'єр [5]. В роботах [6,7] висловлене припущення, що таке тунелювання може відбуватися за рахунок переходу носіїв по ланцюжку глибоких рівнів, розташованих в області р-п-переходу і пов'язаних з дефектами структури. В цьому випадку ВАХ має описуватись саме рівнянням (2) [7], причому E_T характеризує тип дефектів.

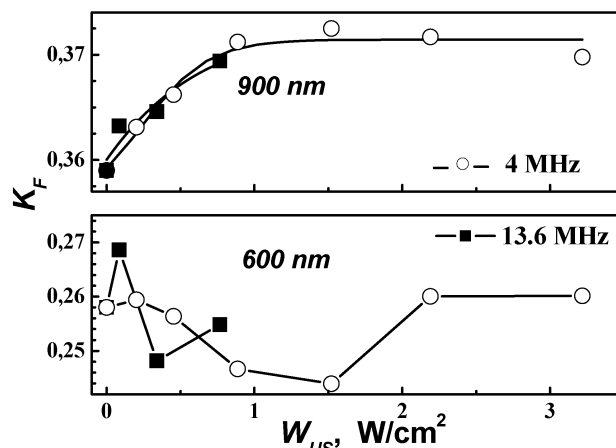


Рис. 4. Розраховані на основі експериментальних даних зміни коефіцієнта форми ВАХ СЕ для різних частот УЗ та довжин хвиль освітлення.

На рис.5 наведено отримані залежності впливу УЗ на I_0 та R_{SH} . З рисунку видно, що струм насичення монотонно зменшується, а шунтуючий опір практично лінійно зростає при збільшенні W_{US} . Крім того, в цьому випадку також спостерігається збільшення впливу УЗ зі зростанням його частоти. На наш погляд, зменшення I_0 пов'язано з іонізацією глибоких рівнів розташованих в області просторового заряду, рівнів за участю яких і відбувається тунелювання носіїв. Процеси акустостимульованої іонізації спостерігалися і раніше [8]. Появу R_{SH} часто пов'язують з процесами проходження струму по границям зерен, дислокаціям, іншим дефектам [5]. Акустостимульована іонізація цих порушень періодичності повинна спричинити зменшення цих струмів, а отже і зростання R_{SH} .

Використовуючи вираз (2) для V_{OC} можемо записати:

$$V_{OC} = (E_T/e) \ln [I_{SC}/I_0 - V_{OC}/(I_0 R_{SH}) + 1]. \quad (3)$$

I_{SC} пов'язаний з фотогенерованими носіями, що дійшли до р-n-переходу. При $\lambda = 600$ нм коефіцієнт поглинання світла для кремнію $\alpha = 4.8 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$, а отже потрібно враховува-

ти нерівноважні носії, які генеруються і в п-шарі, і в області р-n-переходу (товщина якого $d_{pn} \approx 0.9$ мкм), і в базі діоду. Таким чином [9]

$$I_{SC} = \frac{W_{ph}(1-R)e\beta S_F \lambda}{hc} \left[\frac{1 - \exp(-\alpha d_n)}{1 + s d_n / D_p} + [1 - \exp(-\alpha d_{pn})] \exp(-\alpha d_n) + \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n} \exp(-\alpha(d_n + d_{pn})) \right], \quad (4a)$$

де W_{ph} — інтенсивність падаючого світла, R — коефіцієнт відбивання, β — коефіцієнт квантового виходу, S_F — площа освітленої поверхні, L_n — довжина дифузії електронів в р-області; s — швидкість поверхневої рекомбінації, D_p — коефіцієнт дифузії дірок в п-області.

Для $\lambda = 900$ нм $\alpha = 0.4 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$ і в цьому випадку можна розглядати лише генерацію фотоносіїв в глибині р-області та використовувати для оцінки струму короткого замикання більш спрощений вираз

$$I_{SC} = \frac{W_{ph}(1-R)e\beta S_F \lambda}{hc} \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n}. \quad (4b)$$

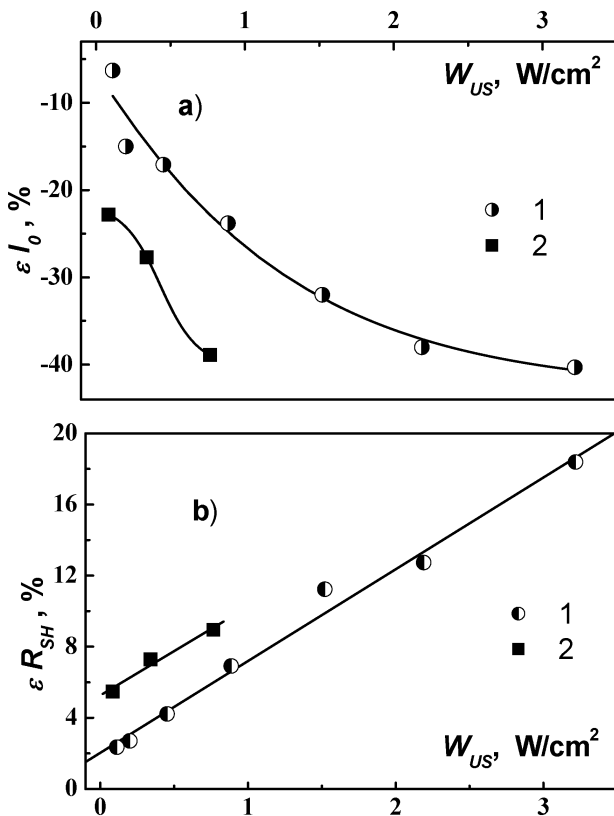


Рис. 5. Залежності відносних змін струму насичення (а) та шунтуючого опору СЕ від інтенсивності введенного УЗ. 1 — $f_{US} = 4$ МГц, 2 — $f_{US} = 13.6$ МГц.

Для P_M , в свою чергу, можна записати [5]

$$P_M \approx \frac{E_T}{e} \frac{I_{SC}^2}{(4I_0 + 2I_{SC})}. \quad (5)$$

В роботі [10] описаний ефект динамічного збільшення L_n під дією УЗ, причому це явище пов'язувалось з переорієнтацією дефектних комплексів (пар Fe-B). На наш погляд подібні процеси і відповідають за виявлене в даній роботі збільшення I_{SC} при $\lambda = 900$ нм. В той же час, проведені виміри показали, що у досліджуваних СЕ $L_n \approx 120$ мкм, а отже при $\lambda = 600$ нм $L_n \alpha \gg 1$ і тому I_{SC} практично не має залежати від L_n . Це і є причиною значно меншого впливу УЗ на струм короткого замикання при освітленні з цією довжиною хвилі — див. рис.3.с. Що ж до напруги холостого ходу, то вона також суттєво залежить і від I_0 та R_{SH} — див. (3). Тобто, для цього параметру визначальними будуть і процеси акустоіонізації дефектів поблизу р-n-переходу, згадувані раніше. Отже, коли додаткові носії генеруються саме в цій області потрібно очікувати більш яскраво виявленого впливу УЗ. Це і спостерігається на експерименті — криві 3 і 4 на рис.3.а проходять вище, ніж 1 і 2 відповідно. В нашому випадку $I_{SC}/I_0 \approx 50$ при $\lambda = 900$ нм и $I_{SC}/I_0 \approx 5$ при $\lambda = 600$ нм. Таким чином, враховуючи (5), можемо стверджувати, що P_M більш суттєво залежить від фотоструму ніж від струму насичення і стає зрозумілою схожість залежностей акустостимульованих змін максимальної вихідної потужності та струму короткого замикання від місця генерації носіїв.

Висновки

В роботі експериментально досліджено вплив акустичного навантаження в динамічному режимі на параметри кремнієвих сонячних елементів. Виявлено, що струм короткого замикання, напруга холостого ходу та максимальна вихідна потужність збільшуються на десятки відсотків під дією ультразвукових хвиль. Встановлені особливості акустостиму-

льованого впливу, зокрема показано підвищення ефективності впливу при збільшенні частоти ультразвуку та залежність ефектів від місця генерації фотоносіїв. Особливості спостережених ефектів можуть бути пояснені акустичною іонізацією дефектів в області р-п-переходу та переорієнтацією домішкових пар в глибині бази діоду.

Робота виконана за підтримки фонду УНТЦ (проект # 3555).

Список літератури

1. Заверюхина Е.Б., Заверюхина Н.Н., Лезилова Л.Н., Заверюхин Б.Н., Володарский В.В., Муминов Р.А., Акустостимулированное расширение коротковолнового диапазона спектральной чувствительности AlGaAs/GaAs-солнечных элементов // Письма в ЖТФ. — 2005. — Т.31, № 1. — С.54-65.
2. Подолян А.А., Хиврич В.И., Влияние ультразвука на отжиг радиационных дефектов в кремнии при комнатных температурах // Письма в ЖТФ. — 2005. — Т.31, № 10. — С.11-16.
3. Олих Я.М., Тимочко Н.Д., Долголенко А.П., Акустостимулированное преобразование радиационных дефектов в γ -облученных кристаллах кремния n-типа // Письма в ЖТФ. — 2006. — Т.32, № 13. — С.67-73.
4. Romanjuk B., Kladko V., Melnik V., Popov V., Yukhymchuk V., Gudymenko A., Olikh Ya., Weidner G., Kruger D., Enhanced relaxation of SiGe layers by He implantation supported by in situ ultrasonic treatments // Mat. Sci. in Semicon. Proc. — 2005. — V.8, is. 5. — P.171-175.
5. Фаренбург А., Бьюб Р. Солнечные элементы. Теория и эксперимент. — М: Мир, 1987. — 280 с.
6. Евстропов В.В., Жилиев Ю.В., Джумаева М., Назаров Н., Туннельный избыточный ток в невырожденных барьерных р-п структурах $A^{III}B^V$ на Si // ФТП. — 1997. — Т.31, №2. — С.152-158.
7. Евстропов В.В., Джумаева М., Жилиев Ю.В., Назаров Н., Ситникова А.А., Федоров Л.М., Дислокационное происхождение и модель избыточного тока в р-п структурах на основе GaP // ФТП. — 2000. — Т.34, №11. — С.1357-1362.
8. Korotchenkov O. A., Grimmliss H. G., Long-wavelength acoustic-mode enhanced electron emission from Se and Te donors in silicon // Phys.Rev.B. — 1995. — Vol. 52, N20 — P. 14598-14606.
9. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников Г.Г., Физика полупроводников. — М.: Наука, 1990. — 688 с.
10. Олих О.Я., Островский И.В., Увеличение длины диффузии электронов в кристаллах р- кремния под действием ультразвука // ФТП. — 2002. — Т.44, №7. — С.1198-1202.