

Національна академія наук України
Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова

ВОЛОВІЧЕВ ІГОР МИКОЛАЙОВИЧ



УДК 537.3

**ТРАНСПОРТ НЕРІВНОВАЖНИХ НОСІЇВ ЗАРЯДУ В
БАГАТОКОМПОНЕНТНИХ ПЛАЗМОПОДІБНИХ СЕРЕДОВИЩАХ**

01.04.04 – фізична електроніка

Автореферат

дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Харків – 2018

Дисертація на правах рукопису

Робота виконана в Інституті радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова
НАН України, м. Харків

Науковий консультант: доктор фізико-математичних наук, професор
Гуревич Юрій Генріхович,
Центр передових методів досліджень і освіти,
фізичне відділення (м. Мехіко, Мексика),
дослідник вищої категорії (ЗФ);

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор
Лукін Костянтин Олександрович,
Інститут радіофізики та електроніки
ім. О. Я. Усикова НАН України (м. Харків),
завідувач відділу нелінійної динаміки
електронних систем;

доктор фізико-математичних наук, професор
Колесніченко Юрій Олексійович,
Фізико-технічний інститут низьких температур
ім. Б.І. Веркіна НАН України (м. Харків),
завідувач відділу транспортних властивостей
провідних та надпровідних систем;

доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник
Москалець Михайло Васильович,
Національний технічний університет
«Харківський політехнічний інститут» (м. Харків),
провідний науковий співробітник кафедри фізики
металів і напівпровідників.

Захист відбудеться «6» чудня 2018 р. о 14⁰⁰ годині на засіданні
спеціалізованої вченої ради Д 64.157.01 Інституту радіофізики та електроніки
ім. О. Я. Усикова НАН України за адресою: 61085, м. Харків, вул. Акад. Проскури, 12.

З дисертацією можна ознайомитись в науковій бібліотеці Інституту радіофізики та
електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України за адресою: 61085, м. Харків,
вул. Акад. Проскури, 12.

Автореферат розісланий «1» листопада 2018 р.

Учений секретар
спеціалізованої вченої ради



І.В. Іванченко

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Вирішальну роль в успіхах сучасних комп'ютерних і телекомунікаційних технологій грає широке використання напівпровідникових пристроїв. З фізичної точки зору останні є обмеженими плазмоподібними середовищами. Одним з методів, що знайшов широке використання для опису кінетичних явищ в таких середовищах і для моделювання роботи приладів твердотільної електроніки, є дифузійно-дрейфова теорія транспортних процесів. Її застосування для аналізу напівпровідникових приладів характеризується наступними факторами. По-перше, плазма напівпровідника в загальному випадку є сукупністю взаємодіючих між собою підсистем частинок декількох типів (носії заряду: електрони і дірки, легкі та важкі носії; зв'язаний заряд решітки, фонони та ін.). По-друге, навіть досить слабкі зовнішні впливи на плазму напівпровідника здатні помітно виводити її зі стану термодинамічної рівноваги, породжуючи в ній нерівноважні носії струму. Нарешті, складність системи, різноманітність поєднань внутрішніх параметрів і зовнішніх умов породжують велику кількість можливих фізичних ефектів, значну частину яких на сьогоднішній день не вивчено або вивчено недостатньо.

Одним з важливих наукових завдань в галузі фізичної електроніки є підвищення точності та фізичної адекватності фізичних моделей, що використовуються для опису транспортних процесів. Останнім часом було показано, що поява нерівноважних носіїв істотно впливає на кінетику багатокомпонентної системи навіть в добре відомих ефектах (наприклад, на термоелектричні та фотоелектричні процеси в біполярних напівпровідниках). Лінійна дифузійно-дрейфова теорія процесів перенесення в таких системах має ряд серйозних внутрішніх протиріч, усунення яких представлено в даній роботі. Ці протиріччя пов'язані з некоректним описом лінійної рекомбінації нерівноважних електрон-діркових пар в умовах стаціонарного транспорту в об'ємі напівпровідника і на межі розділу середовищ, особливо на контакті напівпровідника з металом в замкнутому електричному колі.

Уточнення дифузійно-дрейфової теорії має не тільки самостійний науковий інтерес, а й дозволяє передбачити ряд нових кінетичних ефектів в багатокомпонентній плазмі. Ця обставина є важливою, оскільки в даний час в світі ведеться активний пошук і дослідження нових фізичних ефектів в плазмоподібних середовищах, включаючи напівпровідники і напівпровідникові гетероструктури, які могли б стати основою для розробки нових електронних приладів. Особливий інтерес представляють ефекти, що придатні для створення датчиків фотонів низької енергії (далекого інфрачервоного випромінювання, випромінювання терагерцового діапазону та ін.).

Одним з пріоритетних завдань сучасної науки є розвиток відновлюваних джерел енергії. Важливим напрямком вирішення цього завдання є вдосконалення термоелектричних і фотоелектричних перетворювачів енергії. Поряд з пошуком нових, більш ефективних матеріалів вельми цікавим є дослідження можливості побудови ефективних перетворювачів на основі відомих матеріалів і технологічних процесів, але з використанням нових режимів і принципів роботи. Є експериментальні свідчення, що зазначені цілі можуть бути досягнуті в динамічному режимі роботи термоелектричних перетворювачів енергії. У той же час, фізичні процеси, що про-

тікають в таких приладах в динамічних режимах, характеризуються переважанням нерівноважних носіїв струму і вивчені слабо.

Фотоелектричні і термоелектричні явища також знайшли широке застосування для експериментального дослідження властивостей матеріалів. Особливе місце серед них займають методики, що засновані на фотоакустичному ефекті (ФАЕ) [1]. На даний момент за допомогою ФАЕ є можливість вимірювати властивості твердих, рідких і газоподібних речовин, контролювати технологічні процеси у виробництві. Іншим прикладом є метод рухомої решітки фотоносіїв [2]. Обидві зазначені методики пов'язані з опроміненням досліджуваного зразка модульованим світловим потоком. При дослідженні біполярного напівпровідника в цих умовах в ньому з'являються нерівноважні носії струму, ігнорування яких здатне призводити до серйозних помилок вимірювання.

Таким чином, подальше вивчення особливостей прояву нерівноважності в багатокомпонентній (в тому числі, біполярній) системі є актуальною науково-технічною задачею.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Робота виконувалась відповідно до тематичних планів науково-дослідних робіт Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України в рамках держбюджетних тем “Електромагнітні та акустичні явища НВЧ-діапазону у твердотільних структурах” (номер держреєстрації 0196U006109), “Дослідження електромагнітних і акустичних явищ НВЧ діапазону в твердих тілах” (0100U006335), “Дослідження регулярних та стохастичних явищ, що обумовлені взаємодією електромагнітних хвиль і потоків заряджених часток з речовиною” (0103U002260), “Дослідження лінійних та нелінійних властивостей твердотільних структур із застосуванням електромагнітних хвиль НВЧ діапазону і заряджених часток” (0106U011978), “Вивчення взаємодії електромагнітних та звукових хвиль, а також заряджених часток з твердотільними структурами” (0112U000211), “Дослідження взаємодії електромагнітних та звукових хвиль, а також заряджених частинок з наноструктурами та метаматеріалами” (0117U004038).

Мета і задачі дослідження. Метою дисертаційної роботи було вирішення наукової проблеми стосовно розвитку лінійної дифузійно-дрейфової теорії транспортних процесів в багатокомпонентних системах для вивчення взаємодії нерівноважних носіїв заряду з електромагнітним полем в твердотільній плазмі. Для досягнення поставленої мети було розв'язано наступні *задачі*:

- Розробка методу коректного опису стаціонарної об'ємної і поверхневої рекомбінації, отримання і систематизація граничних умов (ГУ) для контактів різних типів при наявності нерівноважних носіїв струму.
- Дослідження нових фізичних ефектів і закономірностей в плазмі біполярного напівпровідника з нерівноважними носіями. Зокрема, дослідження впливу нерівноважностей різного типу на термоелектричні і фотоелектричні явища.
- Визначення закономірностей формування електрорушійної сили (ЕРС) в не-

стаціонарних умовах в багатокомпонентному провідному середовищі.

Об'єкт дослідження — Транспортні процеси в плазмоподібних середовищах з кількома типами нерівноважних носіїв заряду, зокрема, термоелектричні та фотоелектричні явища в біполярних напівпровідниках.

Предмет дослідження — Закономірності впливу нерівноважності на макроскопічні властивості середовища і параметри електронних приладів, зокрема, опір, величину ЕРС і струму короткого замикання.

Методи дослідження — метод послідовних наближень, стандартні математичні методи розв'язання систем лінійних диференціальних рівнянь з постійними коефіцієнтами, метод Фур'є, чисельні методи розв'язання диференціальних рівнянь (метод кінцевих різниць).

Наукова новизна одержаних результатів полягає в тому, що у дисертації вперше отримано низку важливих результатів, зокрема:

1. Отримано загальну самоузгоджену систему граничних умов, що придатна для дослідження стаціонарних транспортних процесів у замкнутому та розімкнутому колах в структурах з напівпровідників і металів в довільних поєднаннях при будь-якому співвідношенні між розмірами зразка і радіусом екранування Дебая.
2. Запропоновано нову модель рекомбінаційних процесів у неоднорідних температурних полях для лінійної дифузійно-дрейфової теорії транспортних процесів в обмежених плазмоподібних середовищах з кількома типами носіїв струму.
3. Встановлено умови появи і основні закономірності нового рекомбінаційного механізму нелінійності в теорії гарячих електронів.
4. Вперше продемонстровано можливість появи електрорушійної сили в біполярних напівпровідниках з гарячими носіями внаслідок їх нерівноважної теплової генерації.
5. Розширено теорію термоелектричних явищ для середовища з нерівноважними носіями заряду декількох типів (електронів та дірок). Традиційна теорія термоелектрики у біполярному напівпровіднику є граничним випадком запропонованої теорії при наявності єдиного рівня Фермі (наприклад, при гранично сильній рекомбінації).
6. Передбачено принципово новий поперечний динамічний термоелектричний ефект у монополярних і біполярних напівпровідниках, встановлено умови його прояву, отримано функціональну залежність струму короткого замикання від властивостей напівпровідника і параметрів збудження. Теоретично продемонстровано можливість використання передбаченого ефекту для вимірювання рухливості носіїв та перетворення теплової енергії у електричну.
7. Вперше досліджено роль нерівноважних носіїв в фотоакустичному ефекті (ФАЕ) з врахуванням температурної залежності темпу рекомбінації та впливу термоелектричного поля. Досліджено вплив довжини зразка, поверхневої те-

плопровідності його задньої стінки, температурної залежності перетину міжзонної рекомбінації та сили електрон-фононої взаємодії на амплітудно-частотну та фазово-частотну характеристики ефекту.

8. Всебічно досліджено можливість та особливості формування фотоерс у концентраційно-однорідному напівпровіднику за рахунок просторової неоднорідності рухливості носіїв струму. Вперше показано, що наявність у напівпровіднику домішок, здатних міняти свій зарядовий стан під дією освітлення, здатна приводити до прояву двох нових фотоелектричних ефектів — нелінійного самоіндукованого фотоелектричного ефекту і динамічного фотоелектричного ефекту. Обидва передбачених ефекти відрізняються нелінійною залежністю величини фотоерс від інтенсивності освітлення при як завгодно малому її рівні.
9. Вперше показано можливість появи і вивчено основні закономірності постійного електричного струму в динамічному фотоелектричному ефекті (який полягає у генерації електрорушійної сили під впливом світлового потоку з інтенсивністю, що змінюється за законом “рухомої хвилі”).
10. Передбачено можливість генерації фотоерс Дембера в монополярному багатодолинному напівпровіднику за рахунок індукованих світлом міждолинних переходів без генерації електрон-діркових пар. Запропоновано фізичну інтерпретацію цього явища.

Практичне значення одержаних результатів. Робота має теоретичний характер. Її результати можуть бути використані для створення нових експериментальних методів дослідження теплофізичних і електрофізичних властивостей провідних середовищ, контролю параметрів напівпровідникових структур і електронних приладів, в тому числі в виробничому циклі. Ряд результатів можуть бути важливими для оптимізації шумових параметрів і поліпшення швидкодії мікроелектронних приладів, що проектуються, а також при створенні детекторів далекого інфрачервоного і терагерцового випромінювання. При подальшому розвитку викладена теорія може бути використана для підвищення ефективності термоелектричних перетворювачів енергії.

Особистий внесок здобувача. У дисертації узагальнені результати досліджень, що отримано за безпосередньою участю її автора. Всі наведені в дисертації результати отримані автором особисто та у співавторстві. В статті [1*] особистий внесок здобувача полягає в участі у постановці мети, аналізу впливу ГУ, виборі чисельних алгоритмів та обговоренні результатів. У статтях [2*, 3*, 18*, 21*] дисертанту належить визначальний внесок у проведення розрахунків та аналіз отриманих результатів. У статтях [4*, 8*, 12*] зроблено значний внесок у постановку задачі, вибір алгоритмів розрахунку та інтерпретацію результатів. У роботах [10*, 14*, 15*] здобувачем проаналізовано граничні випадки та систематизовані ГУ, взято участь у обговоренні і формулюванні результатів. У роботах [5*, 11*] запропоновано засіб врахування рекомбінації на контакті напівпровідника з металом. У статтях [6*, 7*, 9*, 13*] зроблено пропорційний внесок у постановку проблеми, розрахунки та аналіз ре-

зультатів. Статті [16*, 17*, 19*, 20*, 22*] опубліковані дисертантом без співавторства.

Апробація результатів дисертації. Результати роботи за темою дисертації доповідалися на семінарі фізики твердого тіла та семінарі теоретичної фізики Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, а також на ряді наукових конференцій: The 15th European Conference on Thermophysical Properties, Wurzburg, Germany, 1999; The 3rd Annual Workshop on Simulation and Characterization Techniques in Semiconductors, Mexico D. F., Mexico, 1999; The 22nd International Conferences on Microelectronics, Nis, Yugoslavia, 2000; The 25th International Conference on the Physics of Semiconductor, Osaka, Japan, 2000; The 22nd International Conference on Thermoelectrics, La Grande-Motte, France, 2003; IX Міжнародна конференція МКФТТП-IX, Івано-Франківськ, Україна, 2003; The 14th International Conference on Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors, Chicago, USA, 2005; The XVI International Materials Research Congress, Cancun, Mexico, 2007; The 26th International Conferences on Microelectronics, Nis, Serbia, 2008; The 28th International Conference on Materials, Surfaces and Vacuum, Veracruz, Mexico, 2008; The VIII International Conference on Surfaces, Materials and Vacuum, Puebla, Mexico, 2015; The IX International Conference on Surfaces, Materials and Vacuum, Mazatlan, Mexico, 2016 та ін.

Публікації. Основні результати дисертації опубліковані у 34 наукових працях, у тому числі у 22 статтях у міжнародних фахових наукових журналах [1*-22*] та 12 тезах доповідей та матеріалах міжнародних конференцій [23*-34*].

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, вступу, семи розділів, висновків, списку використаних джерел і одного додатка. Повний обсяг дисертації складає 356 сторінок. Робота містить 34 рисунки, 1 таблицю та 331 бібліографічне посилання.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У Вступі обґрунтовано актуальність дисертаційної роботи, сформульовано мету та основні задачі дослідження, наведено зв'язок роботи з науковими програмами і темами; зазначено методи, об'єкт і предмет дослідження. Визначено новизну отриманих результатів і їх практичне значення, а також надано інформацію про особистий внесок здобувача, апробацію результатів дисертації, публікації та структуру і обсяг роботи.

В Розділі 1, який є оглядовим, наведено коротку історичну інформацію і описано сучасний стан дифузійно-дрейфової теорії, яка наразі широко застосовується у вивченні транспорту у електричних полях (вольт-амперні характеристики (ВАХ)), при дослідженні термоелектричних, фототермічних і фотоелектричних явищ, тощо.

Незважаючи на широке і тривале використання дифузійно-дрейфового наближення для дослідження властивостей плазмоподібних середовищ і моделювання напівпровідникових електронних приладів, є ряд невирішених теоретичних питань.

Наразі є строге математичне обґрунтування існування і єдиності рішень системи рівнянь дифузійно-дрейфового наближення, встановлено критерії його застосовності та зв'язок з мікроскопічною теорією. Питання про фізично адекватні граничні умови до системи диференціальних рівнянь дифузійно-дрейфового наближення вивчено набагато гірше. Тому, для забезпечення більш точних результатів, є необхідним усунути внутрішні суперечності в широко використовуваних ГУ (детальний опис яких наведено в Розділі 2) і способах опису рекомбінації в стаціонарних умовах (яким присвячено Розділ 3). Використання фізично коректних ГУ і рекомбінаційних моделей дозволяє передбачити ряд нових фотоелектричних і термоелектричних ефектів з участю нерівноважних носіїв струму в багатокомпонентному плазмоподібному середовищі, викладених в Розділах 4–7 дисертації.

Одним з найбільш відомих і важливих фізичних ефектів, викликаних енергетичною нерівноважністю в плазмоподібному середовищі, є термоелектричний ефект Зеєбека. Незважаючи на довгу історію дослідження термоелектрики, наразі є глибоке розуміння термоелектричних процесів у відносно невеликому числі окремих випадків, лише частку з яких вдалося втілити в практику. Традиційна теорія термоелектричних явищ в біполярних напівпровідниках при наявності нерівноважності виявляється некоректною, оскільки для правильного визначення величини електро-рушійної сили і опору зразка в таких умовах необхідно врахування поверхневих явищ в площині контакту напівпровідника з металом.

Сучасні дослідження термоелектрики ведуться за декількома напрямками. По-перше, великі зусилля сконцентровані на пошуку нових термоелектричних матеріалів. Другим напрямком є створення термоелементів на нових принципах або режимах роботи. Так, є експериментальні свідчення, що використання динамічного режиму роботи термоелектричного елементу сприяє підвищенню ефективності перетворення енергії [3].

Не менш важливим є вплив нерівноважних носіїв на фототермічні процеси, які лежать в основі спектроскопічних методів дослідження, що базуються на фотоакустичному ефекті (ФАЕ). Основною проблемою існуючої теорії ФАЕ, яка істотно погіршує точність фототермічних методів дослідження, є недостатньо повне врахування рекомбінаційних і термоелектричних процесів за участю нерівноважних носіїв в провідному середовищі з декількома типами носіїв струму (наприклад, в біполярних напівпровідниках).

Однією з найбільш відомих причин появи в плазмоподібних середовищах нерівноважних носіїв струму є їх зовнішня генерація під впливом освітлення або іонізуючого випромінювання. На сьогоднішній день функціонування переважної більшості фотоперетворювачів засновано на ефекті виникнення ЕРС на гетеропереході двох напівпровідників з різним типом провідності. Проте, останнім часом спостерігається деяке поживавлення інтересу до вивчення фотоелектричних ефектів, не пов'язаних з наявністю в досліджуваному зразку напівпровідникових переходів. Два основних фізичних механізми, що лежать в основі подібних явищ, це фотоерс Дембера і об'ємна фотоерс в неоднорідно легованих і варізонних напівпровідниках [4]. Обидва ці явища мають довгу історію досліджень, але відносно недавно з'явився

ряд робіт, які демонструють, що ці давно відомі фізичні механізми формування фотоерс вивчені неповно. Зокрема, було виявлено, що фотоерс Дембера може бути відповідальна за генерацію терагерцового випромінювання під дією ультракоротких імпульсів лазерного випромінювання, а сама величина ефекту в цьому режимі істотно відрізняється від відповідного значення при статичному освітленні [5]. Крім того, самостійний інтерес представляє порівняння ступеня впливу неоднорідності рухливості основних і неосновних носіїв на величину фотоерс.

В розділі наведено ще деякі конкретні невирішені питання, пов'язані з теорією фотоелектричних, термоелектричних явищ і ФАЕ, вирішення яких представляє інтерес як з академічної, так і з практичної точок зору.

В Розділі 2 сформульовано математичний апарат, що використовується в роботі для дослідження плазмоподібних середовищ. Основними рівняннями дифузійно-дрейфового наближення є наступні. Електричний струм в колі $\mathbf{j}$ є сумою парціальних компонент $\mathbf{j}_i$ густини струму, що створюються різними типами носіїв, $\mathbf{j} = \sum \mathbf{j}_i$, кожна з яких може бути визначена наступним чином [4]:

$$\mathbf{j}_i = -\sigma_i (\nabla \psi_i + \alpha_i \nabla T_i), \quad (1)$$

де σ_i - провідність підсистеми носіїв "i"-ого типу, $\sigma_i = eu_i n_i$; e - елементарний заряд, u_i і n_i - рухливість і концентрація носіїв відповідного типу; ψ_i - електрохімічний потенціал підсистеми носіїв (її квазірівень Фермі), T_i - її температура, α_i - коефіцієнт Зеєбека (термоерс) даного типу носіїв струму.

У разі, коли температури носіїв не є фіксованими і повинні бути знайдені самоузгоджено, система рівнянь повинна бути доповнена відповідними тепловими транспортними рівняннями – рівняннями балансу енергії [6].

Кожна підсистема підпорядковується рівнянням безперервності:

$$\frac{1}{q_i} \operatorname{div} \mathbf{j}_i = -\frac{\partial n_i}{\partial t} + G_i - R_i, \quad (2)$$

де q_i - заряд носія даного типу, t - час, n_i - концентрація носіїв струму "i"-ого типу, G_i і R_i - темпи зовнішньої генерації (народження) і рекомбінації (знищення) даного типу квазічастинок.

Матеріальне рівняння (1) разом з рівнянням безперервності зарядів (2) доповнюють систему рівнянь Максвелла. Для сталого та низькочастотного транспорту в немагнітних середовищах замість рівнянь Максвелла достатньо використовувати одне рівняння Пуассона [4]:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{4\pi}{\epsilon} \rho, \quad (3)$$

де $\mathbf{E} = -\nabla \varphi$ - напруженість електричного поля, φ - електричний потенціал, ϵ - діелектрична проникність середовища, ρ - густина об'ємного заряду (яка включає в себе і нерухомий заряд решітки при розгляді твердих тіл).

До системи рівнянь (1)-(3) необхідно надати фізично адекватні ГУ, а також конкретизувати вирази для ρ , G_i та R_i , спираючись на відповідні мікроскопічні моделі.

В розділі отримано загальну систему ГУ, що придатна для дослідження стаціонарних транспортних процесів в довільних структурах напівпровідників і металів в різних поєднаннях в рамках дифузійно-дрейфової моделі. Розглянуто дві принципово різні ситуації, які мають місце в обмежених зразках — наявність вільної поверхні та струмопровідний контакт двох середовищ, причому в останньому випадку можливі варіанти замкнутого чи розімкнутого кола (тобто наявність або відсутність електричного струму через поверхню розділу). Система ГУ зв'язує значення електричного потенціалу φ , напруженості електричного поля E і парціальних токів носіїв (електронів і дірок у випадку біполярного напівпровідника — $j_{n,p}$) по різні боки контакту. Запропоновані ГУ є загальними для згаданих двох ситуацій, і випадок розімкнутого кола в них є граничним переходом до нескінченного баластного опору (що забезпечує нульовий електричний струм $j \rightarrow 0$).

В літературі як ГУ для струму носіїв (наприклад, електронів) на контакті поширено використання умови $j_n|_{\Gamma} = s \delta n|_{\Gamma}$, де s - швидкість поверхневої рекомбінації на межі поділу двох провідних середовищ Γ , δn - концентрація нерівноважних електронів. Однак, дана умова за своїм фізичним змістом означає, що носії не переносяться через контакт, а генеруються або рекомбінують на ньому, тобто весь струм в колі формується виключно механізмами поверхневої рекомбінації. Як правило, в реальних структурах це не так. Фізично коректними ГУ для струмопровідного контакту є умови наступного виду [14*] (вважатимемо, що контакт розташовано в площині $x = 0$):

$$\begin{aligned} j_{n,p}(+0) - j_{n,p}(-0) &= \pm e R_s, \\ j_{n,p}(-0) &= \sigma_{n,p}^s \{ \psi_{n,p}(-0) - \psi_{n,p}(+0) - \alpha_{n,p}^s [T_{n,p}(+0) - T_{n,p}(-0)] \} - e R_{s-}^{n,p}, \end{aligned}$$

де R_s - темп поверхневої електрон-діркової рекомбінації, $R_{s-}^{n,p}$ - ефективний темп рекомбінації носіїв з одного боку контакту [7]. У випадку контакту біполярного напівпровідника з металом необхідно брати до уваги специфічний механізм “перехресної” поверхневої рекомбінації, що відображає можливість прямих переходів електронів з металу до валентної зони напівпровідника. Ефективний темп рекомбінації визначається наступним виразом:

$$R_{s-}^{n,p} = \sigma_{n,p}^s \lim_{\delta \rightarrow 0} \int_{-\delta}^{+\delta} d\chi \sigma_{n,p}^{-1}(\chi) \int_{-\delta}^{\chi} R_{np}(z) dz + \sigma_{n,p}^s R_{\sigma} \lim_{\delta \rightarrow 0} \int_0^{+\delta} \sigma_{n,p}^{-1}(\chi) d\chi,$$

де $\sigma_{n,p}$ і R_{np} - відповідно об'ємні провідності та темп рекомбінації носіїв біля контакту, R_{σ} - темп “перехресної” рекомбінації.

Наведені ГУ дозволяють коректно враховувати процеси генерації і рекомбінації різної природи в площині контакту двох напівпровідників, а також контакту напівпровідника з металом. Вони природним чином враховують анізотропію функції розподілу носіїв струму в примежовому шарі і залишаються коректними при довільній величині електричного струму, що протікає через контакт. Оскільки за-

пропоновані ГУ отримано, виходячи з перших принципів і спираючись на основні фізичні особливості транспорту носіїв заряду, вони можуть бути корисними і при інших методах теоретичного вивчення транспорту носіїв. Зокрема, вони дозволяють коректно враховувати анізотропію функції розподілу електронів в металевих контактах при дослідженні квантових структур. Як приклад, в роботі розглянуто балістичний транспорт електронів в квантовій гетероструктурі, що складається з шару GaAs товщиною 5,6 нм, укладеного між двома шарами $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ (з $x = 0,67$) товщиною 5 нм. Комп'ютерне моделювання для концентрації легуючої домішки $N_D^+ = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (висота потенційних бар'єрів квантової ями дорівнює 0,247 eV) і температури приладу $T_0 = 300 \text{ K}$ показує, що поправка до електричного струму через структуру, яка враховує вплив анізотропії функції розподілу електронів в електродах, має той же порядок, що і повний струм через прилад. Якісної зміни виду ВАХ при цьому виявлено не було.

В розділі також розглянуто особливості застосування наближення квазінейтральності в різних фізичних ситуаціях. Продемонстровано, що в загальному випадку умова квазінейтральності в біполярному напівпровіднику в формулюванні $\delta n = \delta p$, що широко використовується, є некоректною і може призводити до помилки при розрахунку ВАХ напівпровідникового приладу. Рівність концентрацій нерівноважних електронів і дірок при квазінейтральності має місце тільки у власному напівпровіднику, або в ситуаціях, коли *a priori* забезпечена незмінність заселеності домішкових рівнів.

Досліджено повноту і самоузгодженість системи ГУ при переході до квазінейтральності. Запропоновані ГУ не вимагають додаткових припущень при використанні наближення квазінейтральності, тому можуть бути використані єдиним чином як при дослідженні приладів фізичної електроніки, що функціонують в умовах квазінейтральності, так і при її порушенні (наприклад, при дослідженні напівпровідникових структур з характерними розмірами меншими за довжину екранування).

В Розділі 3 вивчаються проблеми фізично коректного опису генераційно-рекомбінаційних процесів в багатокомпонентних плазмоподібних середовищах за участю нерівноважних носіїв току.

У літературі, при вивченні стаціонарного транспорту в біполярному напівпровіднику в лінійному наближенні, широко використовуються два варіанти врахування рекомбінації носіїв. Швидкість їх рекомбінації або подають як $R_n = \delta n / \tau_n$, $R_p = \delta p / \tau_p$ (де $\tau_{n,p}$ - часи життя носіїв), або $R_{n,p} = \delta p / \tau_p$ (де під δp , τ_p розуміємо відповідно концентрацію і час життя неосновних нерівноважних носіїв). В роботі показано, що в разі стаціонарного транспорту перший вираз є несумісним з рівняннями Максвелла, а другий виявляється некоректним при наявності інжекції основних носіїв.

У розділі на підставі мікроскопічного розгляду двох механізмів рекомбінації — міжзонної рекомбінації і каскадної рекомбінації Шоклі-Ріда-Холла (ШРХ) за участю домішкових енергетичних рівнів — проведено детальний і послідовний аналіз процесів рекомбінації в стаціонарному режимі в лінійному наближенні в довільному температурному полі як за відсутності, так і при наявності зовнішньої генерації носіїв струму. Встановлено, що якщо температура носіїв струму єдина і однорідна,

то внутрішньо несуперечливий вираз для темпу рекомбінації носіїв (незалежно від її механізму) при відсутності зовнішньої генерації або однаковій швидкості зовнішньої генерації електронів та дірок ($G_n = G_p$) має наступний вигляд:

$$R_n = R_p = R = \frac{\delta n}{\tau_n} + \frac{\delta p}{\tau_p}. \quad (4)$$

Параметри $\tau_{n,p}$ визначаються механізмом рекомбінації, але в будь-якому випадку має місце тотожна рівність $\tau_n/\tau_p \equiv n_0/p_0$, де n_0, p_0 - концентрації носіїв в термодинамічній рівновазі.

Аналогічно, єдина швидкість стаціонарної поверхневої рекомбінації носіїв S в лінійному наближенні визначається виразом $S = s_n \delta n_s + s_p \delta p_s$, де δn_s і δp_s - відповідно концентрації нерівноважних електронів і дірок на контакті, $s_{n,p}$ - характеристики поверхневого рекомбінаційного процесу, що задаються феноменологічно або мусять бути знайдені за допомогою мікроскопічної моделі контакту.

Для неоднорідної, але єдиної, температури носіїв струму $T(\mathbf{r})$ загальний вираз для стаціонарної рекомбінації в лінійному наближенні при будь-якому механізмі рекомбінації має наступний вигляд:

$$R_n = R_p = \frac{\delta n}{\tau_n} + \frac{\delta p}{\tau_p} - \beta_0 \delta T, \quad (5)$$

причому для різних механізмів рекомбінації визначення параметрів $\tau_{n,p}$ різняться; $\delta T(\mathbf{r}) = T(\mathbf{r}) - T_0$, де T_0 - температура у стані термодинамічної рівноваги, а параметр β_0 для обох механізмів рекомбінації дорівнює:

$$\beta_0 = \frac{2}{\tau_n} \frac{n_i}{p_0} \frac{\partial n_i}{\partial T} = \frac{2}{\tau_p} \frac{n_i}{n_0} \frac{\partial n_i}{\partial T},$$

де n_i - власна концентрація носіїв у напівпровіднику.

З (5) випливає, що темп рекомбінації в напівпровіднику в неоднорідному температурному полі виявляється відмінним від нуля навіть в відсутності нерівноважних носіїв ($\delta n = \delta p = 0$).

Поява в напівпровіднику гарячих носіїв (для визначеності — електронів) змінює перетин захоплення електрона провідності діркою, не впливаючи при цьому на темп спонтанних теплових переходів електронів з валентної зони в зону провідності (теплову генерацію). Тому в лінійній двотемпературній дифузійно-дрейфовій моделі транспортних явищ в біполярному напівпровіднику (температура дірок T_p збігається з температурою решітки T_h , але відрізняється від температури електронів провідності T_n : $T_n \neq T_p = T_{ph}$) загальний вираз для стаціонарної рекомбінації при відсутності зовнішньої генерації або однаковій швидкості зовнішньої генерації електронів та дірок ($G_n = G_p$) набуває наступного вигляду ($T_n(\mathbf{r}) = T_0 + \delta T_n(\mathbf{r})$),

$\delta T_n, \delta T \ll T_0$):

$$R = \frac{1}{\tau} \frac{n_i^2}{n_0 + p_0} \left[\frac{\delta n}{n_0} + \frac{\delta p}{p_0} - \beta'_0 \delta T + \beta'_n (\delta T_n - \delta T) \right], \quad (6)$$

де для міжзонної рекомбінації

$$\frac{1}{\tau} = \varrho_{ib}(n_0 + p_0), \quad \beta'_0 = \frac{1}{T_0} \left(3 + \frac{\varepsilon_g}{k_B T_0} \right), \quad \beta'_n = \frac{1}{\varrho_{ib}} \frac{\partial \varrho_{ib}}{\partial T_n} \Big|_{T_n=T_0} \frac{n_0 p_0}{n_0 + p_0},$$

ϱ_{ib} - перетин розсіяння міжзонної рекомбінації, k_B - константа Больцмана, ε_g - ширина забороненої зони. У випадку рекомбінації ШРХ параметри τ і β'_n визначаються наступним чином (ϱ_n - перетин захоплення електрона провідності домішковим рівнем, N_t - концентрація домішок):

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\varrho_n(T_0, T_0) \varrho_p(T_0) N_t (n_0 + p_0)}{\varrho_n(T_0, T_0) (n_0 + n_1^0) + \varrho_p(T_0) (p_0 + p_1^0)}, \quad \beta'_n = \frac{1}{\varrho_n} \frac{\partial \varrho_n}{\partial T_n} \Big|_{T_n=T_0} \frac{n_0 p_0}{n_0 + p_0}.$$

З (6) випливає, що в біполярному напівпровіднику в стаціонарних умовах при вкрай сильній рекомбінації ($\tau \rightarrow 0$) нерівноважні носії відсутні ($\delta n = \delta p = 0$) тільки при рівноважній температурі T_0 .

Отримані результати свідчать, що у стаціонарних умовах математично строге введення поняття часу життя нерівноважного носія струму або неможливо взагалі, або час життя є єдиним для електронів і дірок. Достатньою умовою коректного введення часу життя електрон-діркової пари є виконання умов квазінейтральності за відсутності нерівноважного заряду кристалічної решітки при однорідній і єдиній температурі носіїв.

В Розділі 4 представлено опис і класифікацію механізмів нерівноважності носіїв струму в плазмі біполярного напівпровідника, встановлено їхній взаємозв'язок і вказано обумовлені ними фізичні ефекти. Показано, що в разі невиродженого електронного газу за відсутності зовнішньої генерації носіїв їх темп рекомбінації виражається через квазірівні Фермі в такий спосіб:

$$R_n = R_p = \frac{e n_0 p_0}{\tau (n_0 + p_0) k_B T_0} \left[\delta \psi_p - \delta \psi_n + \frac{1}{e} \left(\frac{3}{2} - \frac{\mu_n^{(0)}}{k_B T_0} + \beta'_n T_0 \frac{n_0 + p_0}{n_0 p_0} \right) (\delta T_n - \delta T) \right], \quad (7)$$

де $\delta \psi_{n,p}$ - нерівноважний електрохімічний потенціал носіїв, $\mu_n^{(0)}$ - хімічний потенціал електронів у стані термодинамічної рівноваги. Вираз (7) залишається коректним для стаціонарної рекомбінації через домішкові рівні і при наявності зовнішньої генерації носіїв однакової швидкості: $G_n = G_p$. З (7) випливає, що неоднорідний розі-

грів носіїв, який зберігає єдину температуру носіїв струму і фононів, не впливає на генераційно-рекомбінаційний баланс, незважаючи на появу енергетичної нерівноважності всередині підсистем за рахунок просторової неоднорідності температури. Даний висновок однаково справедливий як для міжзонної рекомбінації, так і для рекомбінації ШРХ в стаціонарному режимі.

Встановлені закономірності дозволяють передбачити два нових фізичних ефекти, до яких приводить поява енергетичної нерівноважності в багатокомпонентному плазмоподібному середовищі. В розділі вивчається новий механізм нелінійності, викликаний порушенням динамічного генераційно-рекомбінаційного балансу між підсистемами носіїв струму, що мають відмінну температуру, і підсистемою зарядів на домішкових рівнях. Як приклад, розглянуто однорідну напівпровідникову плівку (див. рис. 1).

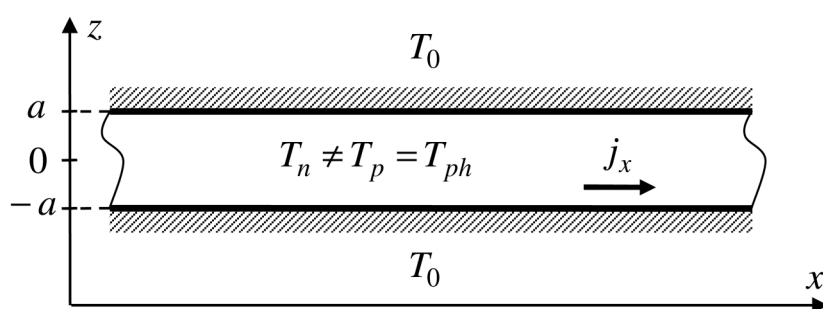


Рисунок 1 — Нерівноважність в тонкій напівпровідниковій плівці

Якщо поверхнева рекомбінація відсутня і електронна підсистема адіабатично ізольована (нульова електронна поверхнева теплопровідність), а фононна підсистема є термостатом, то температурні поля носіїв є однорідними в просторі, а розмірних ефектів, пов'язаних з неоднорідністю температури, не виникає. Однак, при наявності об'ємної рекомбінації можлива поява рівномірного розподілу нерівноважних носіїв, що змінює провідність зразка. Встановлено, що для моделі рекомбінації ШРХ в двотемпературній моделі означений механізм приводить до появи нерівноважних носіїв з концентраціями:

$$\delta n = - \frac{n_1(p_0 + p_1)^2 + N_t p_1 n_1}{(p_0 + p_1)^2 n_1 + (n_0 + n_1)^2 p_1 + N_t p_1 n_1} \frac{\delta T_n}{\varphi_n(T_0)} \frac{\partial \varphi_n(T_0)}{\partial T_n} n_0, \quad (8)$$

$$\delta p = \delta n \left[1 + \frac{N_t p_1}{(p_0 + p_1)^2} \right]^{-1}, \quad \delta T_n \equiv T_n - T_0, \quad (9)$$

де n_1, p_1 - параметри моделі ШРХ [4].

Отриманий результат проаналізовано більш детально для невідроджених носіїв з параболічним законом дисперсії в двох граничних випадках: власного напівпровідника з низькою концентрацією домішок і монополярного електронного напівпровідника.

Встановлено, що в разі монополярного напівпровідника впливом зазначеного механізму на ВАХ зразка для притягуючого потенціалу домішки можна знехтувати. Навпаки, в біполярному напівпровіднику цей вплив є того ж порядку, що і вплив розігріву електронів на їх рухливість. При домінуванні відштовхуючого потенціалу розсіювачів, особливо при низьких температурах, зазначений механізм нелінійності ігнорувати не можна незалежно від типу напівпровідника.

Якщо енергетична нерівноважність не обмежується просторовою неоднорідністю температури, а в напівпровіднику існують гарячі носії, то нерівноважна теплова генерація носіїв виявляється повністю еквівалентною зовнішній генерації носіїв з темпом $G_n^{(T)} = G_p^{(T)} = \Gamma_T(\delta T_n - \delta T)$, де

$$\Gamma_T = \frac{n_0 p_0}{\tau(n_0 + p_0) k_B T_0} \left(-\frac{3}{2} + \frac{\mu_{n0}}{k_B T_0} - \beta'_n T_0 \frac{n_0 + p_0}{n_0 p_0} \right).$$

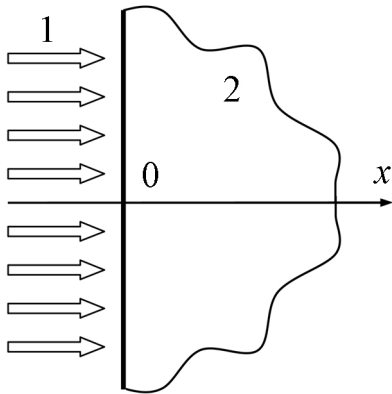


Рисунок 2 — До задачі про фотоерс Дембера. Цифрами позначено: 1 - потік освітлення, 2 - напівобмежений напівпровідниковий зразок

Зсув балансу теплової генерації здатний приводити до виникнення термоерс завдяки фізичному механізму, подібному до механізму виникнення фотоерс, навіть при нульовому коефіцієнті Зеебека або відсутності градієнта температури. В цьому можна переконатися на прикладі розгляду ефекту Дембера [4] в одновимірній двотемпературній моделі. Розглянемо однорідний напівпровідниковий зразок у формі паралелепіпеда, одна з граней якого (що має координату $x = 0$) освітлена світлом, що сильно поглинається з глибиною поглинання γ^{-1} (рис. 2). Всі фізичні величини в напрямках, перпендикулярних до напрямку падіння світла, вважаються однорідними.

Якщо енергія фотонів перевищує ширину забороненої зони напівпровідника, поглинання світла супроводжується як генерацією фотоносіїв зі швидкістю $G_{ph} = g_I I_{ph} \gamma e^{-\gamma x}$ (де I_{ph} - інтенсивність падаючого світла, g_I - квантовий вихід), так і розігрівом носіїв. Останній обумовлений двома чинниками. По-перше, надлишкова енергія фотонів $\hbar\omega - \varepsilon_g$ (де ω - частота фотона) перерозподіляється в електронній підсистемі, зумовлюючи її відмінність від температури решітки. По-друге, є можливим безпосередній розігрів електронів провідності за рахунок поглинання світла вільними носіями без фотогенерації. Другий механізм нагріву електронного газу працює навіть в тому випадку, коли енергія фотона менша за ширину забороненої зони напівпровідника, і фотогенерація електронно-діркових пар не відбувається.

Спільне рішення рівняння балансу енергії та рівнянь безперервності току в лінійному наближенні дифузійно-дрейфової теорії дозволяє отримати наступний ви-

раз для ЕРС:

$$\mathcal{E} = \frac{e}{\lambda \sigma_n} I_{ph} - \frac{\lambda \lambda_T + \lambda_p^2}{\lambda(\lambda + \lambda_T)} \alpha_n \delta T_{n0} - \frac{e \Gamma_T}{\sigma_n \lambda(\lambda + \lambda_T)} \delta T_{n0}, \quad (10)$$

де α_n - коефіцієнт Зеебека електронів, $\lambda^2 = \lambda_n^2 + \lambda_p^2$ - зворотна довжина амбіполярної дифузії, $\lambda_{n,p} = e^2 n_0 / (\tau_{n,p} \sigma_{n,p} T_0)$, λ_T - довжина остигання електронів.

Перший доданок у виразі (10) відповідає класичній фотоерс Дембера в розімкнутому колі для даної геометрії зразка у відсутності розігріву електронів. Другий доданок відповідає термоерс електронів в неоднорідному температурному полі $\delta T_n(x) = \delta T_{n0} e^{-\lambda_T x}$. Якщо довжина остигання досить мала ($\lambda_T \gg \lambda$), вся зміна температури відбувається фактично на контакті напівпровідника з металом, а цей доданок набуває типового для термоерс вигляду $\alpha_n \delta T_{n0}$ і містить тільки властивості електронної підсистеми (її коефіцієнт Зеебека α_n).

Третій доданок в (10), який взагалі не залежить від величини теплофізичних параметрів матеріалу та градієнту температури у зразку, за своїм фізичним змістом є безпосередньо величиною ЕРС, що розвивається за рахунок нерівноважної теплової генерації електронно-діркових пар і відображає вплив енергетичної нерівноважності на концентраційну і дифузійно-дрейфову нерівноважності. Отже, ЕРС, по розглянутому механізму, може з'являтися навіть в тому випадку, коли не відбувається генерації електрон-діркових пар (енергія фотонів не перевищує ширину забороненої зони), але має місце розігрів електронної підсистеми за рахунок поглинання світла вільними носіями.

Також в Розділі 4 визначено зміну нерівноважного об'ємного заряду в біполярному напівпровіднику в рамках моделі ШРХ. Встановлено, що об'ємний заряд на масштабах порядку дебаєвської довжини екранування не впливає на форму ВАХ напівпровідникового пристрою в лінійному режимі. Навпроти, на прикладі одновимірної структури "метал-напівпровідник-метал" показано, що рекомбінаційні процеси грають визначну роль навіть в лінійному наближенні. Так, опір такої структури, за умови наявності нерівноважних носіїв, замість очікуваного значення $2a/(\sigma_n + \sigma_p)$ виявляється рівним наступній величині:

$$\mathcal{R} = \frac{2a}{\sigma_n + \sigma_p} \left(1 + \frac{\sigma_p/\sigma_n}{\lambda a \operatorname{cth}(\lambda a) + \lambda^2 \tau a S} \right), \quad (11)$$

де $2a$ - довжина напівпровідника.

Розділ 5 присвячено дослідженню термоелектричних явищ в багатокомпонентних нерівноважних системах, зокрема в біполярному напівпровіднику. Показано, що традиційну теорію термоелектрики можна застосовувати для аналізу біполярних напівпровідників тільки за відсутності нерівноважних носіїв току.

Труднощі теорії термоелектричних явищ у біполярному напівпровіднику пов'язані з появою в зразку квазірівнів Фермі. В разі нескінченної рекомбінації (єдиний рівень Фермі) традиційна теорія може бути використаною для біполярного напів-

провідника, а термоерс дорівнює $\mathcal{E} = \alpha_n (T_2 - T_1)$ у випадку монополярного (електронного) напівпровідника та $\mathcal{E} = \frac{\alpha_n \sigma_n + \alpha_p \sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p} (T_2 - T_1)$ — для біполярного.

Ключовими моментами для побудови коректної теорії нерівноважних термоелектричних явищ в біполярному напівпровіднику є наступні. По-перше, необхідно оперувати електрохімічними потенціалами носіїв струму. По-друге, для обчислення ЕРС використовувати режим замкнутого електричного кола (Рис. 3). Коректне обчислення ЕРС, яка виникає на ділянці кола за відсутності струму, можливо тільки в тому випадку, якщо уся нерівноважність локалізована всередині ділянки, що розглядається. У загальному випадку неможливо зробити розрахунок опору біполярного напівпровідникового зразка незалежно від розрахунку повного струму в замкнутому колі і величини термоерс. По-третє, необхідно коректно враховувати особливості рекомбінації в сталому режимі. По-четверте, необхідно брати до уваги наявність контакту напівпровідника з металом: поверхневу рекомбінацію і різний тип провідності середовищ.

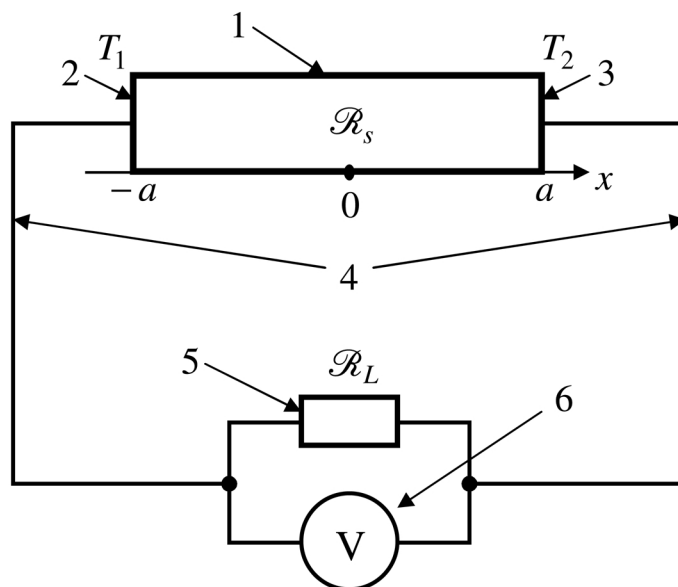


Рисунок 3 — Схема експериментального дослідження ефекту Зеебека. Цифрами позначено: 1-досліджуваний зразок; 2-нагрівач; 3-охолоджувач; 4-металеві з'єднувальні дроти; 5-навантажувальний опір; 6-вольтметр

Дотримуючись цих принципів, можна знайти ЕРС, що генерується в біполярному напівпровіднику з нерівноважними носіями:

$$\mathcal{E} = 2a \left(\frac{E_1}{\lambda a \operatorname{ch}(\lambda a) + \lambda^2 \tau a S} - E_T \right), \quad (12)$$

де

$$E_T = \frac{\alpha_n \sigma_n + \alpha_p \sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p} \nabla T, \quad E_1 = \sigma_p \frac{\alpha_p - \alpha_n}{\sigma_n + \sigma_p} \nabla T. \quad (13)$$

Опір зразка при цьому визначається виразом (11).

Обчислені за новою теорією величини термоерс і опору напівпровідникового зразка збігаються з результатами традиційної теорії тільки в граничному випадку сильної рекомбінації. При кінцевій швидкості рекомбінації термоерс біполярного напівпровідникового зразка визначається не тільки коефіцієнтами Зеєбека електронів і дірок, а й параметрами рекомбінаційних механізмів. Опір зразка в цьому випадку також залежить від швидкості об'ємної і поверхневої рекомбінації.

У термоелектричному приладі, що включає в себе контакт діркового напівпровідника з нормальним металом, в разі слабкої рекомбінації величина термоерс і опір термоперетворювача визначаються неосновними носіями. При цьому термоерс слабо залежить від параметрів діркової підсистеми і середньої температури напівпровідника. Квазірівень Фермі електронів в такому випадку може бути немонотонною функцією координат. При певному поєднанні параметрів напівпровідника величина термоерс може змінювати знак із зростанням швидкості рекомбінації.

Нерівноважні носії відповідальні також за можливість прояву в плазмоподібному середовищі абсолютно нових термоелектричних ефектів. Так, в однорідному напівпровіднику в нестационарному температурному полі вигляду $T(x, t) = T_0 + \delta T_0 \cos \Phi$ (де $\Phi = kx + \Omega t$, $k = 2\pi/\Lambda$, Λ - довжина температурної хвилі, $\Omega = kv$, v - швидкість руху температурної хвилі) можлива поява поперечного динамічного термоелектричного ефекту, що полягає в генерації ЕРС і електричного струму в напрямку фазової швидкості температурної хвилі (див. рис. 4). Температурне поле зазначеного вигляду легко може бути створено в тонкій напівпровідниковій плівці, яка термічно слабо пов'язана з підкладкою, під дією модульованого випромінювання, що гріє, але не генерує електронно-діркові пари (мікрохвильове, інфрачервоне випромінювання, тощо).

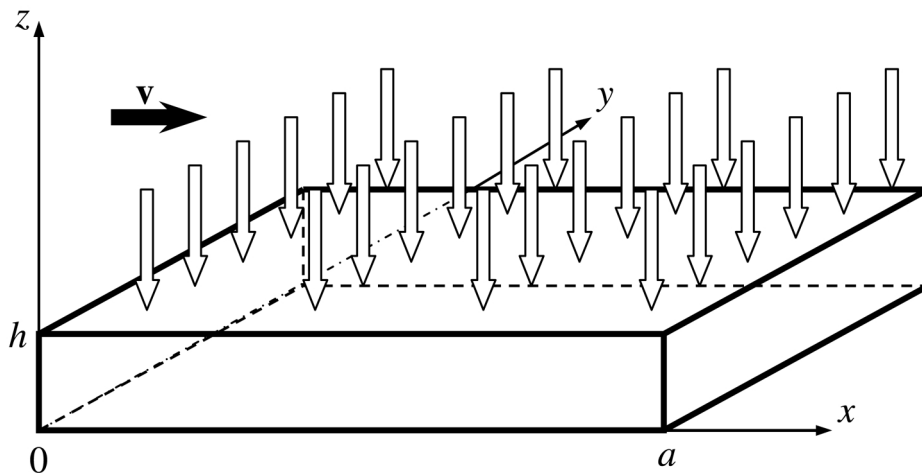


Рисунок 4 — Динамічний термоелектричний ефект в пластині однорідного напівпровідника. Контурні стрілки показують напрям падіння модульованого теплового випромінювання, що нагріває зразок. Чорна стрілка показує напрям руху температурної хвилі

В розділі викладена теорія динамічного термоелектричного ефекту у біполярному та монополярному напівпровідниках. Для випадку біполярного напівпровідника розгляд проведено у наближенні квазінейтральності, вважаючи домінуючим механізмом рекомбінації міжзонну рекомбінацію, для малої неоднорідності температури $\delta T \ll T_0$. У прийнятих припущеннях в колі з'являється постійний термоелектричний струм, а змінна складова на частоті збудження відсутня. У наближенні першої гармоніки постійна складова термоелектричного струму дорівнює:

$$j_{dc} = \frac{k}{2} \left[k_B(u_n - u_p) + \frac{e^2 u_n u_p (\alpha_p^* - \alpha_n^*) (p_0 - n_0)}{\sigma_0} \right] \delta n_s \delta T_0, \quad (14)$$

де δn_s - амплітуда хвилі концентрації нерівноважних носіїв, що зміщена на $\pi/2$ відносно збудження.

Величина динамічної термоерс немонотонним чином залежить від характеристик температурного поля. Ефект зникає у сталому температурному полі та при гранично великій швидкості температурної хвилі. Є оптимальні значення швидкості $v_{max} = (1 + k^2 L_D^2) k^{-1} \tau^{-1}$ і довжини температурної хвилі, при яких поперечний динамічний термоелектричний ефект проявляється найбільшою мірою:

$$k_{max} = \begin{cases} L_D^{-1} \sqrt{1 + \sqrt{4 + 3\Omega^2 \tau^2}}, & \text{якщо } [3 + \varepsilon_g / (k_B T_0)] / [e(\alpha_p^* - \alpha_n^*)] \ll k^2 L_D^2, \\ 3^{-1/2} L_D^{-1} \sqrt{\sqrt{4 + 3\Omega^2 \tau^2} - 1}, & \text{якщо } [3 + \varepsilon_g / (k_B T_0)] / [e(\alpha_p^* - \alpha_n^*)] \gg k^2 L_D^2 \end{cases},$$

де $L_D = \sqrt{D_a \tau}$ - дифузійна довжина, $D_a = T_0(n_0 + p_0)u_n u_p / \sigma_0$ - коефіцієнт амбіполярної дифузії.

Якщо $\alpha_n^* > \alpha_p^*$, величина динамічної термоерс змінює знак з зростанням довжини температурної хвилі при $k_0 = L_D^{-1} \sqrt{[3 + \varepsilon_g / (k_B T_0)] / [e(\alpha_n^* - \alpha_p^*)]}$.

Екстремальні значення довжини і швидкості температурної хвилі простим чином пов'язані з часом життя і рухливістю носіїв струму, що дає можливість розробки на основі даного ефекту експериментальної методики одночасного вимірювання зазначених величин.

Для нелегованого кремнію при кімнатній температурі та $\delta T_0 \sim 1$ К густина постійного термоелектричного струму короткого замикання складає близько 10^{-7} А/см². Мала величина густини струму обумовлена вибором досить низької концентрації носіїв, але отримана оцінка термоелектричного струму набагато перевищує характерні струми в експериментах по нестаціонарній фотоерс [2]. З іншого боку, термоелектричний струм, викликаний класичною термоерс в напівпровіднику з зазначеними вище параметрами при перепаді температури в 1 К і довжині зразка 1 см, має на порядок менше значення.

Для тонкоплівкових зразків у Розділі 5 наведено теорію поперечного динамічного термоелектричного ефекту у дифузійному наближенні $l_n \ll L_D$ (l_n - довжина екранування) і наближенні часу релаксації $l_n \gg L_D$. Доведено, що термоелектри-

чний струм в умовах поперечного динамічного термоелектричного ефекту в тонкоплівкових зразках містить основну гармоніку температурної хвилі, її вищі гармоніки і постійну складову. Амплітуда основної гармоніки пропорційна амплітуді температурної хвилі, величина постійної складової пропорційна квадрату амплітуди температурної хвилі. У дифузійному режимі залежність постійного струму від швидкості руху температурної хвилі має максимум при $v_{max} = kn_0(N_t - n_0)^{-1}\tau_n^{-1}$, а залежність від просторового періоду є монотонно зростаючою функцією k . При оптимальних параметрах збудження для сильно легованого кремнію з концентрацією домішок $N_t \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (половина з яких іонізована) густина постійної складової струму становить близько 10 мА/см^2 .

У наближенні часу релаксації при високих температурах існують оптимальні значення просторового періоду і швидкості руху температурної хвилі, при яких динамічний термоелектричний ефект виражений максимально: $v_{max} = k_B T_0 u_n k / e$, $k_{max} = 3^{1/4} \sqrt{e \Omega / k_B T_0 u_n}$. Оптимальні значення швидкості хвилі та її просторового періоду визначаються виключно коефіцієнтом дифузії електронів, тобто розглянутий ефект може бути використаний для прямого вимірювання рухливості носіїв.

Режим наближення часу релаксації більш характерний для некристалічних напівпровідників з дуже низькою рухливістю носіїв, тому термоелектричний струм досить малий. Наприклад, для аморфного кремнію при кімнатній температурі густина струму складає близько 10^{-12} А/см^2 , тобто того ж порядку, що і для ефекту нестационарної фотоерс в цих матеріалах [2].

При низьких температурах в наближенні часу релаксації також існують оптимальні значення швидкості та просторового періоду температурної хвилі, але їх вирази вже не приймають простої форми, що не сприяє використанню динамічного термоелектричного ефекту в цьому режимі для експериментального знаходження параметрів напівпровідника. Груба оцінка величини ефекту в легованому донорними домішками а – Si : H з провідністю $\sigma_0 = 4,4 \cdot 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, часом життя носіїв $\tau_n = 5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, дифузійною довжиною $L_D \sim 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}$ при $T_0 = 120 \text{ К}$ і оптимальному збудженні дає густину постійного струму порядку 10^{-6} А/см^2 .

Вираз, що визначає величину струму короткого замикання поперечного динамічного термоелектричного ефекту, містить доданок, який не залежить від коефіцієнтів Зеебека електронів і дірок.

У тонкоплівковому монополярному термоперетворювачі домінує змінна складова термоелектричного струму. Амплітуда змінного струму, як і постійний струм, обертається в нуль при нерухомій температурній хвилі, при однорідному нагріванні або при занадто малій довжині хвилі. Існує оптимальна довжина хвилі, що забезпечує максимальний термоелектричний струм:

$$k_{ac}^{max} = \frac{1}{L_D} \sqrt[1/4]{\frac{\Omega^2 \tau_n^2 + (\eta_t + 1)^2}{\Omega^2 \tau_n^2 + \eta_t^2}} \Omega^2 \tau_n^2,$$

де $\eta_t = N_t / (N_t - n_0)$.

На відміну від постійної складової, амплітуда змінного струму насичується з ростом швидкості руху температурної хвилі, досягаючи значення $\sigma_0 k \alpha_n \delta T_0$. Для згаданого вище а – Si : Н при 120 К, довжині хвилі з $k = 10^4 \text{ см}^{-1}$ та фазовій швидкості 0,6 мм/с амплітуда густини змінного струму складає близько $4 \cdot 10^{-6} \text{ А/см}^2$. При цьому величина термоелектричного поля досягає $E \sim 10^3 \text{ В/см}$.

При переході до квазінейтральності, основна гармоніка термоелектричного струму зникає, постійна складова зберігається.

Величина поперечного динамічного термоелектричного ефекту залежить від ступеня монополярності напівпровідника, найбільш сприятливим для нього є власний або компенсований напівпровідник.

Фізичною причиною розглянутого ефекту є поява фазового зсуву між хвилею концентрації нерівноважних носіїв і температурною хвилею в напівпровіднику, що формується сукупним впливом декількох механізмів (інерційності генераційно-рекомбінаційних процесів, дифузії та дрейфу у змінному термоелектричному полі). Завдяки цьому в загальному випадку величина термоелектричного струму короткого замикання містить доданок, що взагалі не залежить від коефіцієнта Зеєбека напівпровідника, причому в умовах квазінейтральності цей доданок є домінуючим. В геометрії задачі, що вивчається, величина струму не залежить від довжини напівпровідника.

В ізотропному середовищі вектор термоелектричного струму є ортогональним вектору середнього теплового потоку в зразку.

Оскільки розглянутий ефект проявляється навіть в однорідному напівпровіднику і не вимагає наявності контакту двох середовищ з різними значеннями коефіцієнта Зеєбека (тобто в умовах, абсолютно нетипових для прояву звичайних термоелектричних ефектів), є можливим його прояв в абсолютно несподіваних ситуаціях. Враховуючи, що функціонування великого числа сучасних мікропроцесорів супроводжується поширенням по кристалу температурних хвиль, поява термоелектричних полів даної природи може служити серйозним джерелом шумів та перешкод для нормального функціонування напівпровідникових пристроїв. Отже, може виявитися важливим враховувати розглянутий ефект при проектуванні нових високопродуктивних обчислювальних мікроелектронних приладів.

В Розділі 6 розвинуто теорію фототермічних процесів у біполярних напівпровідниках з метою підвищення точності фотоакустичних вимірювань в цих середовищах. Оскільки ФАЕ сигнал пропорційний температурі на поверхні твердотілого зразка, було розв'язано рівняння теплопровідності у лінійному одновимірному наближенні

$$\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} = \frac{1}{a_T} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} + \frac{W_r(x, t)}{\kappa} \quad (15)$$

разом з системою рівнянь дифузійно-дрейфової моделі (1)-(3) в умовах ФАЕ. В (15) a_T і κ - відповідно коефіцієнти температуропровідності і теплопровідності напівпровідника, доданок $W_r(x, t)$ описує виділення тепла в об'ємі зразка в результаті рекомбінації. Для звичайних (не безщільних) напівпровідників $W_r(x, t) = \varepsilon_g R$.

Фотоакустичний відгук формується кількома конкуруючими механізмами поширення тепла в напівпровідниковому зразку: теплопровідністю кристалічної решітки, теплопровідністю газу носіїв струму і дифузійно-рекомбінаційним механізмом передачі тепла. Вперше проаналізовано вплив термоелектричного поля і зміни температури термічної генерації носіїв в неоднорідних температурних полях на величину фотоакустичного відгуку. Показано, що використання ГУ, які більш точно враховують умови проведення експерименту, спільно з урахуванням рекомбінаційних процесів приводить до результатів, що істотно відрізняються від раніше відомих.

В однотемпературному наближенні зазначені фактори проявляються найбільш значно в області низьких частот модуляції світлового потоку. На рис. 5-7 наведено амплітудно-частотні (АЧХ, рисунки з індексом "а") і фазово-частотні (ФЧХ, рисунки з індексом "б") характеристики ФАЕ для різних параметрів зразка, що досліджується. Використано наступні позначення: $\tilde{a} = a/L_D$ - безрозмірна довжина зразка, $\Theta^2 = \text{Re}^2[\delta T(0)] + \text{Im}^2[\delta T(0)]$, $\vartheta = \arccos(\text{Re}[\delta T(0)]/\Theta)/\pi$, $b_T = T_\alpha/T_\gamma$, $T_\alpha = D_a \varepsilon_g p_0/\kappa$, $T_\gamma = p_0/\beta_0 \tau$, $\tilde{\chi} = \chi L_D/\kappa$ - безрозмірна поверхнева теплопровідність контакту з термостатом (із задньою стінкою ФАЕ комірки); $\Delta \tilde{I}_0 = \Delta I_0 L_D/(D_a p_0)$ і $\Delta \tilde{Q}_0 = \Delta Q_0 L_D/(\kappa T_\alpha)$ - відповідно безрозмірні амплітуди освітлення (що генерує носії) і потоку тепла на передній стінці зразка ($x = 0$).

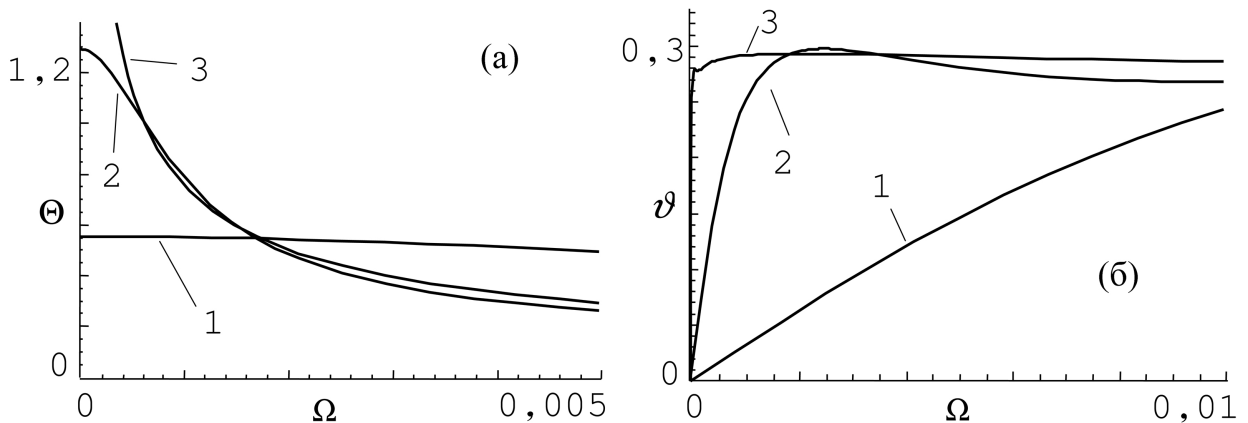


Рисунок 5 — Частотна характеристика ФАЕ в зразках різної товщини: 1 - $\tilde{a} = 0, 1$; 2 - $\tilde{a} = 1$; 3 - $\tilde{a} = 10$ ($b_T = 0$, $\tilde{\chi} = 1$, $\Delta \tilde{Q}_0 = \Delta \tilde{I}_0$, $D_a/a_T = 10^3$)

В тонких зразках в цілому ФАЕ є менш інерційним, причому фаза фотоакустичного сигналу є більш чутливою до частоти модуляції. Збільшення поверхневої теплопровідності задньої стінки зразка робить його ефективно більш тонким, зменшуючи фазову затримку ФАЕ відгуку.

На рис. 6 наведено порівняння амплітудного і фазового сигналів для різних співвідношень між енергією випромінювання, що йде на нагрів і на фотогенерацію електрон-діркових пар. При вибраних параметрах амплітуда теплової хвилі є найбільшою, а фаза сигналу має найменшу затримку в тому випадку, якщо фотогенерація відсутня: $\Delta \tilde{I}_0 = 0$. У випадку переважання безпосереднього поверхневого нагріву зсув фази фотоакустичного сигналу відрізняється від випадку переважання по-

верхньої генерації носіїв, оскільки для другого механізму збудження фотоакустичного відгуку потрібен додатковий час на передачу енергії фотоносіїв кристалічній решітці.

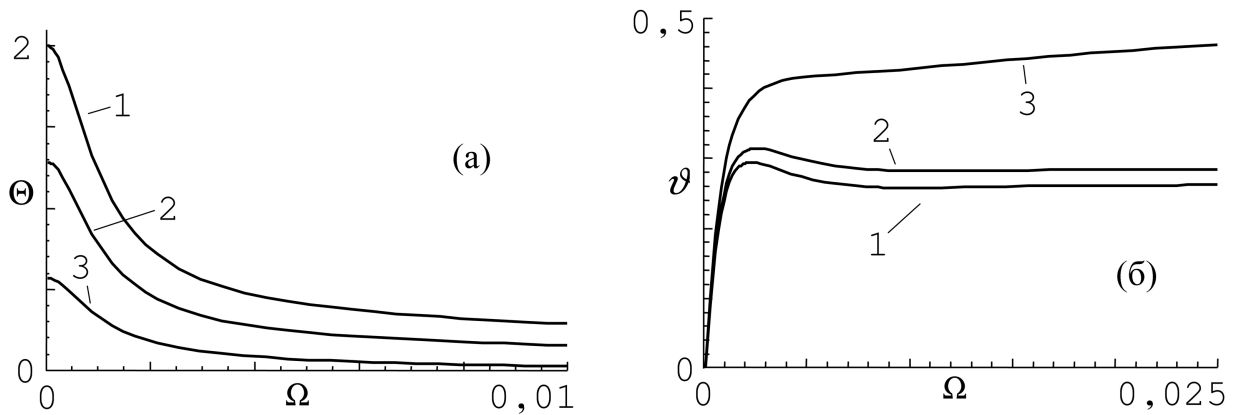


Рисунок 6 — Вплив поверхньої генерації електрон-діркових пар на фотоакустичний сигнал: 1 - $\Delta \tilde{I}_0 = 0$; 2 - $\Delta \tilde{Q}_0 = \Delta \tilde{I}_0$; 3 - $\Delta \tilde{Q}_0 = 0$ ($b_T = 0$, $\tilde{a} = 1$, $\tilde{\chi} = 1$, $D_a/a_T = 10^3$)

У розділі також представлено теорію ФАЕ у біполярних напівпровідниках у двотемпературній моделі. За умови існування гарячих носіїв у зразку одночасно можуть поширюватися три температурних хвилі (в електронній, дірковій та фононній підсистемах) з різними параметрами. Амплітуда кожної з них сильно залежить від частки енергії світла, що припадає на нагрів електронного газу. На рис. 8 проаналізовано залежність АЧХ ФАЕ від величини електрон-фононної взаємодії при різних частці енергії світла, що гріє носії. Тут введено параметри: $b_{2T} = (\beta_n \epsilon_g / \kappa_n) L_D^2$ і $b_f = L_D^2 / l_\epsilon^2$, де l_ϵ - енергетична довжина остигання.

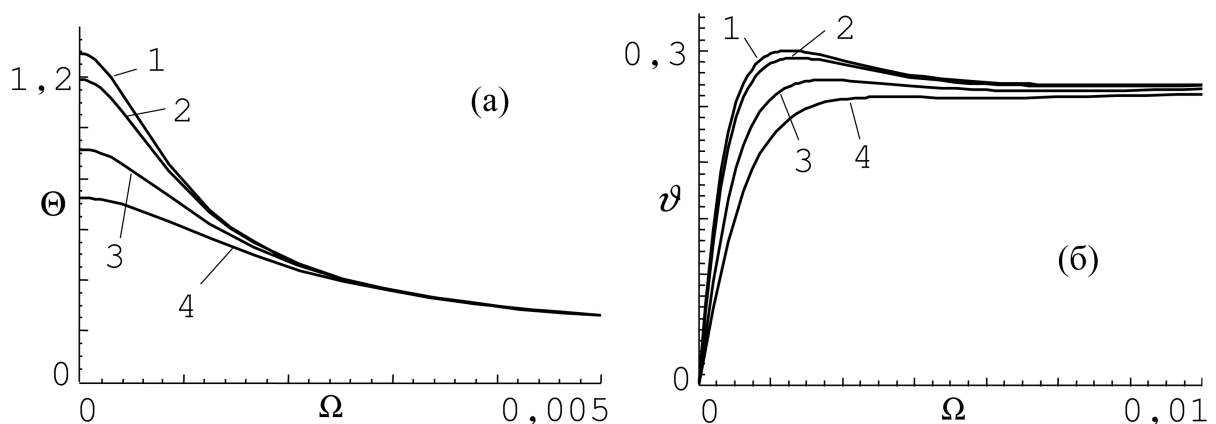


Рисунок 7 — Вплив теплової генерації на фотоакустичний сигнал: 1 - $b_T = 0$; 2 - $b_T = 0,1$; 3 - $b_T = 0,5$; 4 - $b_T = 1$ ($\tilde{a} = 1$, $\tilde{\chi} = 1$, $\Delta \tilde{Q}_0 = \Delta \tilde{I}_0$, $D_a/a_T = 10^3$)

Якщо домінує прямий нагрів електронного газу модульованим лазерним випромінюванням, амплітуда електронної температурної хвилі набагато перевищує амплі-

туду температурної хвилі в фоновій підсистемі та практично не залежить від частоти модуляції світлового потоку. У випадку гранично сильної електрон-фоновної взаємодії температури підсистем порівнюються.

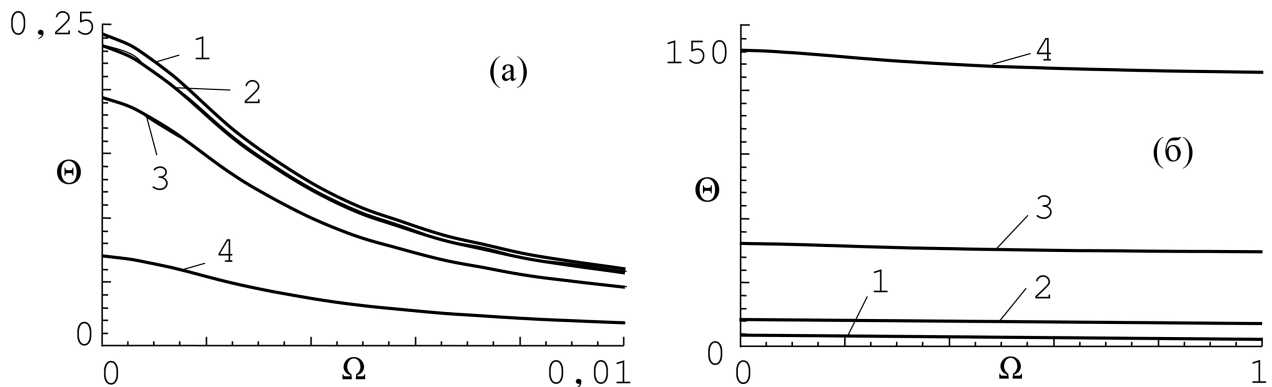


Рисунок 8 — АЧХ ФАЕ при різній величині електрон-фоновної взаємодії в відсутності (а) і наявності (б) прямого розігріву електронного газу: 1 - амплітуда фоновної температурної хвилі, 2–4 - амплітуда електронної температурної хвилі при 2 - $b_f = 100$, 3 - $b_f = 10$, 4 - $b_f = 1$ ($b_{2T} = 1$)

При нагріванні тільки фоновій підсистемі амплітуда фотоакустичного сигналу монотонно зменшується в міру збільшення частоти модуляції лазерного випромінювання. Існує критичне значення потужності падаючого випромінювання, нижче якого фотоакустичний сигнал може бути охарактеризований лише ефективними теплофізичними параметрами (рис. 9).

При сильній електрон-фоновній взаємодії, за однаковою температурою носіїв струму і фононів, ФЧХ ФАЕ може мати максимум в області низьких частот модуляції світлового потоку. Температурна залежність перетину міжзонної рекомбінації пригнічує немонотонність частотної залежності фази фотоакустичного сигналу.

Проведене дослідження дає більш глибоке розуміння природи ФАЕ і дозволяє запропонувати використовувати цей метод для вимірювання нових параметрів напівпровідників, зокрема, температурної залежності концентрації носіїв у власному напівпровіднику. Дослідження ФАЕ в умовах багатотемпературної моделі ($T_e \neq T_p$) відкриває можливість фотоакустичних вимірювань характеристик електрон-фоновної взаємодії. Таким чином, може бути розширено коло явищ, доступних вивченню методом ФАЕ, а також підвищено точність вимірювання параметрів біполярних напівпровідників методом фототермічної спектроскопії.

В Розділі 7 передбачено чотири нових фотоелектричних ефекти, прояв яких стає можливим завдяки нерівноважним носіям струму. Ці ефекти можуть мати місце при освітленні однорідного плазмоподібного середовища (під однорідністю середовища розуміємо сталість рівноважної концентрації носіїв струму в об'ємі напівпровідника при постійній температурі) і не зв'язані з існуванням контакту напівпровідників з різним типом провідності.

У розділі показано, що при однорідному освітленні напівпровідника, що має однорідний розподіл концентрації носіїв струму, але неоднорідний розподіл їх ру-

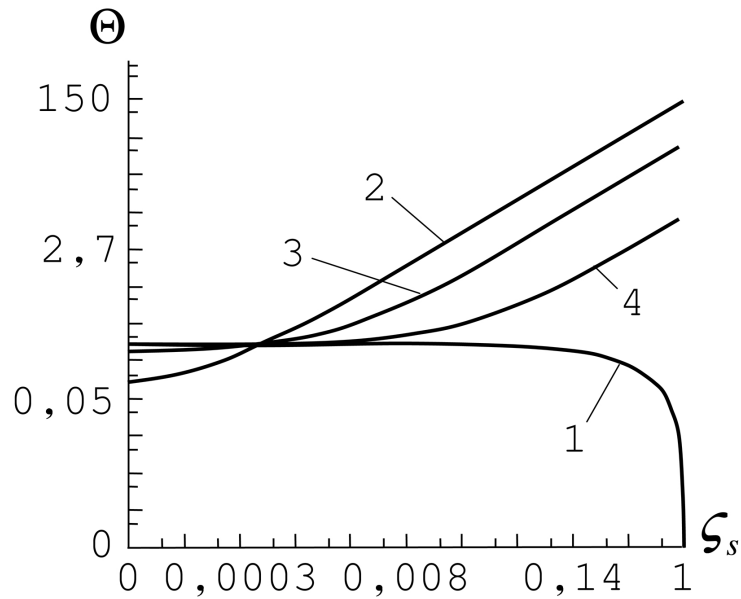


Рисунок 9 — Амплітуда фотоакустичного сигналу в залежності від перерозподілу енергії між підсистемами носіїв струму: 1 - амплітуда фононної температурної хвилі, 2–4 - амплітуда електронної температурної хвилі при 2 - $b_f = 1$, 3 - $b_f = 10$, 4 - $b_f = 100$ ($b_{2T} = 1$, $\Omega\tau = 0.001$)

хливості $u_n = u_{n0} (1 + \beta_u x/L)$ (де u_{n0} характеризує середню рухливість електронів, а β_u - ступінь її неоднорідності), виникає фотоерс (рис. 10).

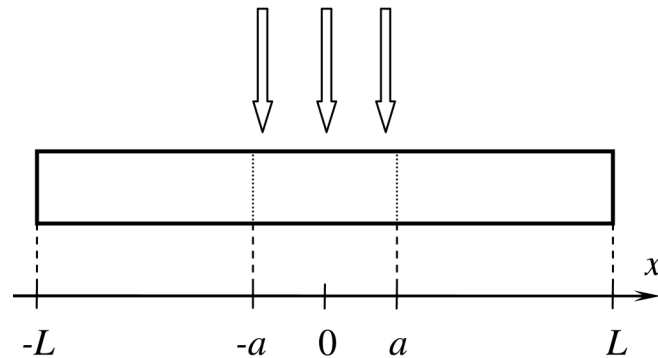


Рисунок 10 — Схема дослідження фотоелектричних явищ в біполярному напівпровіднику. Контурними стрілками позначено світловий потік

Розглянуто два випадки: коли замикання кола проводиться металевою ділянкою з малим опором, яким можна знехтувати, та коли замикання кола проводиться безпосереднім з'єднанням напівпровідникового зразка в точках $x = \pm L$ без використання іншого матеріалу (наприклад, електричне коло замикається шляхом формування напівпровідникового кільця чи циліндру).

В замкнутому колі з металевою ділянкою фотоелектричний струм короткого

замикання дорівнює:

$$j_0 = -\beta_u \frac{\lambda a \operatorname{ch}(\lambda L) - \operatorname{sh}(\lambda a)}{\lambda^2 L^2 \operatorname{ch}(\lambda L)} \frac{eg_I I_0}{\lambda}, \quad (16)$$

де g_I - коефіцієнт пропорційності, що має розмірність зворотної довжини, пропорційний показнику поглинання середовища і характеризує ефективність генерації фотоносіїв світловим потоком інтенсивністю I_0 .

У замкнутому напівпровідниковому гомогенному (тобто такому, що не містить металевої ділянки) колі струм дорівнює:

$$j_0 = -\beta_u \frac{\lambda a \operatorname{sh}(\lambda L) - \lambda L \operatorname{sh}(\lambda a)}{\lambda^2 L^2 \operatorname{sh}(\lambda L)} \frac{eg_I I_0}{\lambda}. \quad (17)$$

У процесі формування фотоелектричного струму в гомогенному напівпровідниковому замкнутому колі визначальним є наявність неосвітленої ділянки, що забезпечує рекомбінацію нерівноважних носіїв струму. У разі однорідного освітлення всього напівпровідникового кільця з неоднорідною рухливістю одного з типів носіїв ЕРС не виникає. Наявність же металевої ділянки, в якій нерівноважні носії не існують за визначенням, приводить до генерації фотоерс і при освітленні всього об'єму напівпровідника.

За винятком зазначеної особливості, наявність металевої ділянки електричного кола майже не впливає на об'ємний фотоэффект в масивному концентраційно-однорідному напівпровіднику, довжина якого значно перевищує довжину амбіполярної дифузії. У дифузійно-тонких зразках ($\lambda L \ll 1$) при наявності металевої ділянки величина фотоерс в три рази перевищує фотоерс в такому ж зразку без металевої ділянки кола. Крім того, в тонких зразках величина фотоерс практично не залежить від дифузійної довжини носіїв, на відміну від масивних зразків, де має місце квадратична залежність.

Зазначений об'ємний фотоэффект в рівній мірі чутливий до неоднорідності рухливості як основних, так і неосновних носіїв.

Передбачений ефект по фізичній природі є близьким до об'ємного фотоелектричного ефекту. Але в даному випадку в напівпровіднику відсутнє рівноважне вбудоване електричне поле, яке розділяє нерівноважні носії струму, що ріднить розглянутий механізм з ефектом Дембера. На відміну від останнього, розглянутий фотоэффект має місце і в необмеженому напівпровідниковому зразку.

Якщо освітлення однорідного напівпровідникового зразка супроводжується як генерацією нерівноважних носіїв, так і зміною їх рухливості за рахунок іонізації домішкових центрів, неоднорідність інтенсивності світлового потоку може приводити до прояву нового фотоелектричного ефекту (рис. 11). Так, неоднорідне освітлення з інтенсивністю $I(x) = I_0 (1 + \beta_I x/a)$ може створювати (іонізуючи домішки, і таким чином, змінюючи їх перетин розсіювання) неоднорідність рухливості електронів. У замкнутому напівпровідниковому колі при цьому генерується фотоелектричний

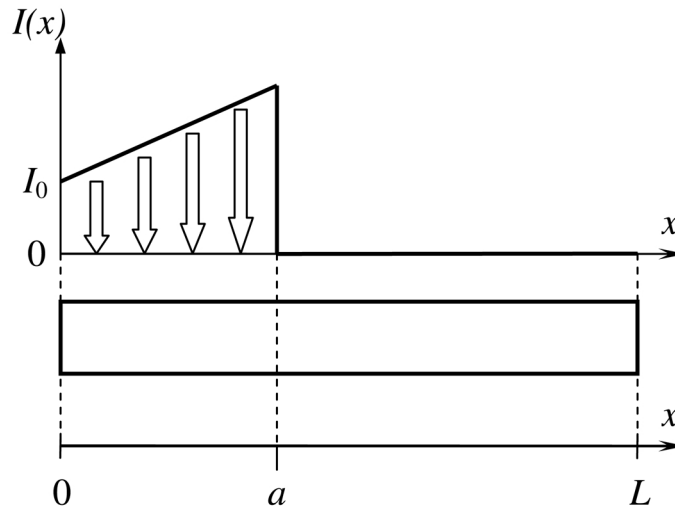


Рисунок 11 — Схема дослідження самоіндукованого фотоефекту в біполярному напівпровіднику. Контурними стрілками позначено світловий потік

струм:

$$j_0 = \beta_l \frac{N_t}{u_{n0}} \left. \frac{\partial u_n}{\partial n_t} \right|_{n_t=N_t} \frac{eg_I \zeta_0^2 I_0^3}{(\zeta_0 I_0 + 1)^2} \times \frac{[2 + \lambda a + (\lambda a - 2) \exp(\lambda a)] [\exp(\lambda(L - a)) - 1]}{2\lambda^3 a L (\exp(\lambda L) - 1)}, \quad (18)$$

де n_t - концентрація нейтральних домішок в основному не збудженому стані; $\zeta_0 = \rho_g / (\rho_n n(I_0))$, ρ_g - феноменологічний коефіцієнт пропорційності, що враховує ефективність процесу іонізації; $n(I_0)$ - концентрація електронів провідності, яка відповідає однорідному освітленню всього напівпровідника світлом з інтенсивністю I_0 ; ρ_n - перетин захоплення електрона провідності домішковим рівнем.

Характерною особливістю даного фізичного механізму формування фотоерс в однорідному напівпровіднику є нелінійна (кубічна) залежність величини фотоерс від інтенсивності світлового потоку при як завгодно малому рівні освітлення навіть в лінійному по концентрації носіїв струму наближенні. При збільшенні інтенсивності падаючого світла нелінійність залежності величини фотоерс від інтенсивності освітлення зменшується. При високій інтенсивності падаючого світла, що забезпечує практично повну іонізацію домішкових центрів, залежність величини фотоерс від інтенсивності освітлення стає лінійною.

В розділі також проаналізовано граничні випадки дифузійно-товстих ($\lambda L \gg 1$) і дифузійно-тонких ($\lambda L \ll 1$) зразків, коли вираз (18) може бути суттєво спрощено.

Третім новим фотоелектричним ефектом, теорія якого викладається в розділі, є ефект Дембера в монополярному багатодолинному напівпровіднику (рис. 12).

При освітленні обмеженого однорідного монополярного багатодолинного напівпровідника (наприклад, електронного) світловим потоком інтенсивністю I_0 , спри-

чинені світлом міждолинні переходи, і як наслідок, порушення рівноваги між підсистемами легких і важких носіїв струму, приводять до виникнення ЕРС:

$$V = \frac{e\tilde{g}_I(\sigma_l\sigma_h^{(s)} - \sigma_h\sigma_l^{(s)})\text{sh}(\lambda a/2)}{\lambda\sigma_s\sigma_h\sigma_l\text{ch}(\lambda a/2) + \sigma_0\sigma_h^{(s)}\sigma_l^{(s)}\text{sh}(\lambda a/2)}I_0, \quad (19)$$

де $\sigma_{h,l}$ - відповідно провідність підсистем важких та легких електронів, індексом “(s)” позначено відповідні поверхневі параметри, $\sigma_s = \sigma_h^{(s)} + \sigma_l^{(s)}$, параметр λ є аналогом зворотної довжини амбіполярної дифузії в біполярних напівпровідниках.

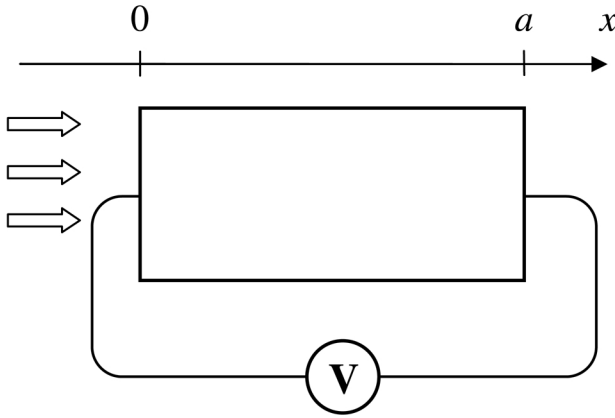


Рисунок 12 — До ефекту Дембера в багатодолинному напівпровіднику. Контурні стрілки показують напрямок падіння світлового потоку

З (19) також отримано спрощені вирази для граничних випадків довгого та тонкого зразка. Важливою особливістю отриманих результатів є той факт, що в вирази для фотоерс поверхневі провідності входять нарівні з об'ємними параметрами напівпровідника і ними можна знехтувати лише в окремих випадках. Якщо обидві поверхневі провідності гранично великі, фотоэффект зникає.

Фізичним механізмом даного фотоэффекту є механізм фотоэффекту Дембера, причому роль електронів і дірок відіграють носії різних долин. Неосновними носіями при цьому можна знехтувати, в протилежність відомим фотоэффектам. Фізично, причина появи фотоерс пояснюється порушенням співвідно-

шень Ейнштейна між рухливістю і коефіцієнтом дифузії для системи електронів (як єдиної системи) в багатодолинному напівпровіднику.

В розділі також розглянуто особливості формування динамічної фотоерс в однорідних напівпровідникових зразках, що леговані домішками, які здатні змінювати зарядовий стан під впливом світла. Спрощена схема експерименту, що використовується в таких дослідженнях [2], наведена на рис. 13.

У наближенні квазінейтральності показано, що освітлення вказаних матеріалів модульованим світловим потоком типу “рухома хвиля” приводить до появи постійного електричного струму:

$$j = \pi e g_I \rho_g \rho_n \frac{D_a n_0 N_t}{u_{n0} L} \left. \frac{\partial u_n}{\partial N_t} \right|_{n_t=0} \frac{\tau_g^2 \tau_v^3 \tau_R (\tau_g - \tau_R)}{(\tau_v^2 + \tau_g^2)(\tau_v^2 + \tau_R^2)} \Delta I^2, \quad (20)$$

де ΔI - амплітуда модуляції світлового потоку, $\tau_R = \tau (1 + 4\pi^2/(\lambda^2 L^2))^{-1}$, τ - час жи-

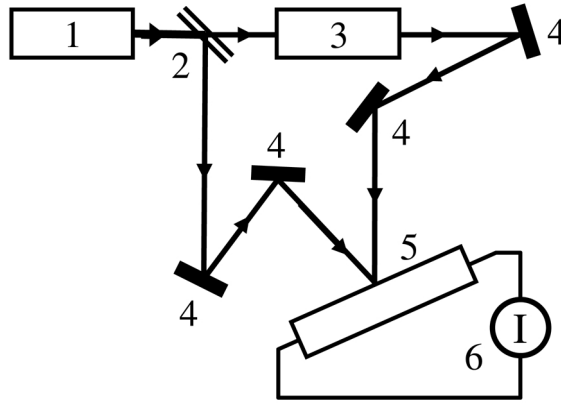


Рисунок 13 — Спрощена схема експериментального дослідження властивостей напівпровідників методом рухомої решітки фотоносіїв. 1 - джерело лазерного випромінювання, 2 - світлоподільник, 3 - акусто-оптичний модулятор, 4 - дзеркала, 5 - досліджуваний зразок, 6 - реєструючий пристрій (мікроамперметр)

ття носіїв, $\tau_v = L/(2\pi v)$, $\tau_g = (\rho_g I_0 + \rho_n n(I_0))^{-1}$, v - фазова швидкість хвилі модуляції інтенсивності світлового потоку. З фізичної точки зору параметр τ_g є масштабом часу для процесу збудження домішки рівномірним освітленням з інтенсивністю I_0 , а параметр τ_v - час руху інтерференційної смуги уздовж зразка.

Фізичний механізм даного фотоефекту обумовлено одночасним впливом світла на рухливість і концентрацію носіїв струму, порушенням просторової симетрії задачі рухом максимумів інтенсивності світла, а також наявністю в системі ієрархії характерних часів рекомбінації домішкових центрів, нерівноважних носіїв струму і часу руху профілю інтенсивності світлового потоку уздовж зразка. Зазначений динамічний ефект не супроводжується появою в напівпровіднику нерівноважного об'ємного заряду, транспорт нерівноважних носіїв є амбіполярним.

Величина динамічної фотоерс нелінійно залежить від швидкості хвилі модуляції інтенсивності світлового потоку, а знак фотоерс залежить від напрямку руху хвилі. Існує оптимальна швидкість руху хвилі v^* , при якій електричний струм в колі має максимальну величину: $|v^*| = L/2\pi\tau_v^*$, де $\tau_v^* = (\tau_R^2 + \tau_g^2 + \sqrt{\tau_R^4 + 14\tau_R^2\tau_g^2 + \tau_g^4})/2$. При нерухомому розподілі інтенсивності освітлення або гранично високій швидкості його руху фотоефект зникає. Залежність фотоелектричного струму короткого замикання в замкнутому напівпровідниковому колі є складною нелінійною функцією параметрів напівпровідника і його розмірів. Існує оптимальна довжина напівпровідника, при якій зазначений фотоефект виражений найбільшою мірою.

Динамічний фотоефект в однорідному напівпровіднику характеризується нелінійною (квадратичною) залежністю від амплітуди модуляції інтенсивності світла, а також є чутливим до середнього значення інтенсивності падаючого світла. При досить великій середній інтенсивності падаючого світла відбувається пригнічення фотоефекту. Крім того, при відповідному підборі параметрів можна спостерігати зміну знака фотоерс і електричного струму в колі з зростанням середньої інтенсив-

ності світла.

Наразі складно говорити про практичну застосовність передбаченого ефекту, але він може виступати джерелом шумів в фоторезисторах і фотоперетворювачах, отже його врахування може бути актуальним при проектуванні зазначених електронних приладів.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі розвинено дифузійно-дрейфову теорію кінетичних явищ в плазмоподібних середовищах з кількома типами нерівноважних носіїв заряду і досліджено низку фізичних ефектів, що з цього випливають. Серед отриманих результатів найважливішими є наступні:

1. З перших принципів отримано загальну систему граничних умов для дослідження стаціонарних транспортних процесів в структурах з напівпровідників і металів в різних поєднаннях при будь-якому співвідношенні між розмірами зразка і радіусом екранування Дебая без додаткових припущень при довільній величині електричного струму через контакт.
2. Розроблено модель рекомбінаційних процесів в неоднорідних температурних полях для лінійної дифузійно-дрейфової теорії транспортних процесів в обмежених плазмоподібних середовищах з кількома типами носіїв струму, в якій усунуті протиріччя, які властиві відомим моделям. Показано, що в стаціонарних умовах строге введення поняття часу життя нерівноважного носія заряду або неможливо взагалі, або час життя є єдиним для електронів і дірок.
3. Передбачено новий механізм нелінійності в біполярних напівпровідниках з гарячими носіями струму, який викликано порушенням динамічного генераційно-рекомбінаційного балансу між підсистемами носіїв заряду з різною температурою. Встановлено умови прояву передбаченого механізму та залежність величини його впливу на ВАХ зразка від типу напівпровідника, його температури та виду потенціалу розсіювачів.
4. Продемонстровано, що при появі гарячих носіїв нерівноважна теплова генерація носіїв виявляється повністю еквівалентною зовнішній генерації електрон-діркових пар. При розігріві електронної підсистеми за рахунок поглинання світла вільними носіями можлива поява електрорушійної сили навіть при нульовому коефіцієнті Зеєбека і енергії фотонів, яка є недостатньою для генерації електрон-діркових пар.
5. Показано, що при наявності нерівноважних носіїв величина термоерс, як і опір зразка, визначаються не тільки коефіцієнтами Зеєбека та провідністю, а й параметрами рекомбінаційних механізмів. Традиційна теорія термоелектрики може бути застосована для аналізу біполярних напівпровідників тільки при наявності єдиного рівня Фермі (наприклад, в граничному випадку сильної рекомбінації).
6. Продемонстровано, що в однорідному напівпровіднику в нестационарному температурному полі можлива поява поперечного динамічного термоелектричного ефекту, що полягає в генерації електрорушійної сили і електричного стру-

му в напрямку фазової швидкості температурної хвилі. В ізотропному середовищі вектор термоелектричного струму є ортогональним вектору середнього теплового потоку в зразку. Встановлено умови і особливості прояву ефекту. Існують оптимальні значення довжини і швидкості температурної хвилі, при яких передбачений ефект проявляється найбільшою мірою, що робить його зручним для вимірювання часу життя і рухливості носіїв струму.

7. Вперше проаналізовано вплив термоелектричного поля і зміни темпу термічної генерації носіїв в неоднорідних температурних полях на величину фотоакустичного відгуку. Отримано результати для одно- і двотемпературних моделей фотоакустичного ефекту, досліджено вплив довжини зразка, поверхневої теплопровідності його задньої стінки, температурної залежності перетину міжзонної рекомбінації та сили електрон-фононої взаємодії на амплітуду та фазу фотоакустичного сигналу.
8. Показано, що неоднорідність рухливості носіїв струму в концентраційно-однорідному біполярному напівпровіднику є причиною появи фотоерс. При просторово неоднорідному освітленні частини однорідного напівпровідникового замкнутого кола неоднорідність рухливості носіїв струму може бути індукована світлом за рахунок іонізації домішкових центрів. В останньому випадку величина фотоерс має нелінійну (кубічну) залежність від інтенсивності падаючого світлового потоку при як завгодно малому рівні освітлення.
9. Передбачено появу постійного електричного струму в освітленому модульованим світловим потоком типу “рухома хвиля” кільці з однородного напівпровідника, легованого домішками, які змінюють свій зарядовий стан під впливом світла. Існує оптимальна довжина хвилі і швидкість її руху, при яких електричний струм має максимальну величину.
10. Передбачено фотоефект Дембера в однорідному багатодолинному напівпровіднику без генерації електронно-діркових пар за рахунок індукованих світлом міждолинних переходів. Фізичною причиною появи фотоерс є порушення співвідношень Ейнштейна між рухливістю і коефіцієнтом дифузії для системи електронів (як єдиної системи) в багатодолинному напівпровіднику.

Таким чином, отримані результати вирішують важливу наукову проблему фізичної електроніки, яка пов’язана з дослідженням транспорту нерівноважних носіїв заряду в плазмоподібних середовищах та їх взаємодії з електромагнітними полями.

СПИСОК ЦИТОВАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. K. Michaelian, *Photoacoustic IR Spectroscopy: Instrumentation, Applications and Data Analysis*. Wiley, 2010.
2. U. Haken, M. Hundhausen, and L. Ley, "Analysis of the moving-photocarrier-grating technique for the determination of mobility and lifetime of photocarriers in semiconductors," *Phys. Rev. B*, vol. 51, pp. 10579–10590, 1995.
3. Y. Yan and J. A. Malen, "Periodic heating amplifies the efficiency of thermoelectric energy conversion," *Energy Environ. Sci.*, vol. 6, pp. 1267–1273, 2013.
4. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников, *Физика полупроводников*. М.: Наука, 1977.
5. T. Dekorsy, H. Auer, H. J. Bakker, H. G. Roskos, and H. Kurz, "Thz electromagnetic emission by coherent infrared-active phonons," *Phys. Rev. B*, vol. 53, pp. 4005–4014, 1996.
6. Ф. Г. Басс, Ю. Г. Гуревич, *Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда*. М.: Наука, 1975.
7. O. Y. Titov, J. Giraldo, and Y. G. Gurevich, "Boundary conditions in an electric current contact," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, no. 17, pp. 3108–3110, 2002.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

- 1*. Y. G. Gurevich, M. A. Rodriguez, J. L. Carillo, L. Meza-Montes, and I. N. Volovichev, "Contact phenomena in low-dimensional systems with hot electrons and phonons," *Lith. J. Phys.*, vol. 35, pp. 608–610, 1995.
- 2*. Y. G. Gurevich and I. N. Volovichev, "Forgotten mechanism of nonlinearity in the theory of hot electrons," *Phys. Rev. B*, vol. 60, pp. 7715–7717, 1999.
- 3*. И. Н. Воловичев, Ю. Г. Гуревич, "Генерационно-рекомбинационные процессы в полупроводниках," *ФТП*, т. 35, стор. 321–329, 2001.
- 4*. I. N. Volovichev, L. Villegas-Lelovsky, G. González de la Cruz, and Y. G. Gurevich, "The effect of carrier diffusion and recombination in semiconductors on the photoacoustic signal," *Physica B*, vol. 304, pp. 410–422, 2001.
- 5*. Y. Gurevich, G. Logvinov, I. Volovichev, G. Espejo, O. Titov, and A. Meriuts, "The role of non-equilibrium carriers in the formation of thermo-e.m.f. in bipolar semiconductors," *Phys. Status Solidi B*, vol. 231, pp. 278–293, 2002.
- 6*. I. N. Volovichev, G. Espejo, Y. G. Gurevich, O. Y. Titov, and A. Meriuts, "Recombination in semiconductors: Appearance of nonequilibrium carriers due to injection or redistribution in the sample," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 41, p. 182, 2002.
- 7*. A. Meriuts, O. I. Lyubimov, I. N. Volovichev, Y. G. Gurevich, G. Espejo, and O. Y. Titov, "Linear transport in bounded semiconductors under a thermal field: emergence of nonequilibrium charge carriers," *Functional Materials*, vol. 2, pp. 176–181, 2002.

- 8*. L. Villegas-Lelovsky, G. Gonzalez de la Cruz, Y. G. Gurevich, and I. N. Volovichev, "Photoacoustic effect in semiconductors: Influence of field temperature on carrier diffusion and recombination," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 74, pp. 556–558, 2003.
- 9*. I. N. Volovichev, G. N. Logvinov, O. Y. Titov, and Y. G. Gurevich, "Recombination and lifetimes of charge carriers in semiconductors," *J. Appl. Phys.*, vol. 95, pp. 4494–4496, 2004.
- 10*. Y. G. Gurevich, H. Lohvinov, M. Cruz-Irisson, O. Titov, G. Espejo-López, and I. Volovichev, "Electric current of hot electrons in semiconductor thin films," *Phys. Status Solidi C*, vol. 1, pp. S100–S103, 2004.
- 11*. Y. G. Gurevich, A. Ortiz, G. N. Logvinov, I. N. Volovichev, O. Y. Titov, J. Giraldo, and A. Gutierrez, "Transport phenomena in bipolar semiconductors: a new point of view," *Microelectr. J.*, vol. 36, pp. 886–889, 2005.
- 12*. L. Villegas-Lelovsky, G. Gonzalez de la Cruz, and I. N. Volovichev, "Effect of electron–phonon energy exchange on thermal wave propagation in semiconductors considering carrier diffusion and recombination," *Phys. Stat. Sol. B*, vol. 242, pp. 971–982, 2005.
- 13*. Y. G. Gurevich, J. E. Velázquez-Pérez, G. Espejo-López, I. N. Volovichev, and O. Y. Titov, "Transport of nonequilibrium carriers in bipolar semiconductors," *J. Appl. Phys.*, vol. 101, p. 023705, 2007.
- 14*. I. N. Volovichev, J. E. Velázquez-Pérez, and Y. G. Gurevich, "Transport boundary condition for semiconductor structures," *Solid-State Electron.*, vol. 52, pp. 1703–1709, 2008.
- 15*. I. Volovichev, J. Velázquez-Pérez, and Y. Gurevich, "Transport boundary conditions for solar cells," *Solar Energy Mater. Solar Cells*, vol. 93, pp. 6–10, 2009.
- 16*. I. Volovichev, "New non-linear photovoltaic effect in uniform bipolar semiconductor," *J. Appl. Phys.*, vol. 116, p. 193701, 2014.
- 17*. I. Volovichev, "Nonuniform current-carrier mobility-induced bulk photovoltaic effect in bounded semiconductors," *Phys. Status Solidi B*, vol. 252, pp. 1804–1809, 2015.
- 18*. I. N. Volovichev and Y. G. Gurevich, "Mechanisms of charge carriers nonequilibrium in transport processes in bipolar semiconductors," *Curr. Appl. Phys.*, vol. 16, no. 2, pp. 191–196, 2016.
- 19*. I. N. Volovichev, "Dynamic thermoelectricity in uniform bipolar semiconductor," *Physica B*, vol. 492, pp. 70–76, 2016.
- 20*. I. Volovichev, "Dynamic thermopower in uniform unipolar semiconductor," *J. Appl. Phys.*, vol. 119, p. 095712, 2016.
- 21*. I. N. Volovichev, O. Y. Titov, and Y. G. Gurevich, "Photovoltaic effect in unipolar multivalley semiconductors," *Philos. Mag.*, vol. 97, pp. 683–692, 2017.

- 22*. I. N. Volovichev, "Direct current in non-steady-state photovoltaic effect," *Phys. Sci. Int. J.*, vol. 17, pp. 1–11, 2018.
- 23*. O. Titov, A. Meriuts, G. Espejo, I. Volovichev, Y. Gurevich, and O. I. Lyubimov, "Thermal and electric transport in semiconductors under a thermal field: Emergence of nonequilibrium charge carriers," in *Proc. 15th European Conference on Thermophysical Properties*, (Wurzburg, Germany), pp. 737–743, Sept. 1999.
- 24*. A. F. Carballo-Sanchez, G. Espejo, I. N. Volovichev, and Y. G. Gurevich, "Transient thermoelectric phenomena as new method for the characterization of semiconductor materials," in *Digest of the 3rd Annual Workshop on Simulation and Characterization Techniques in Semiconductors, Third Annual Workshop*, (Mexico D. F., Mexico), pp. 12–16, Sept. 1999.
- 25*. G. Espejo, I. N. Volovichev, Y. G. Gurevich, G. N. Logvinov, A. Meriuts, and O. Y. Titov, "Thermal field—the source of the emergence of nonequilibrium charge carriers in semiconductors," in *Proc. of the 22nd International Conference on Microelectronics*, (Nis, Yugoslavia), pp. 181–184, May 2000.
- 26*. I. N. Volovichev, Y. G. Gurevich, and O. Y. Titov, "Recombination in inhomogeneous electron and phonon temperature fields," in *Abstracts of the 25th International Conference on the Physics of Semiconductor*, (Osaka, Japan), p. 721, Sept. 2000.
- 27*. Y. Gurevich, G. Logvinov, O. Titov, and I. Volovichev, "Nonequilibrium carriers of charge in theory of thermoelectric phenomena," in *Proc. of the 22nd International Conference on Thermoelectrics*, (La Grande-Motte, France), pp. 464–467, Aug. 2003.
- 28*. Y. Gurevich, H. Logvinov, O. Titov, and I. Volovichev, "Electric and heat transport in thin bipolar semiconductor films," в *Матеріали ІХ Міжнародної конференції МКФТТІІ-ІХ*, (Івано-Франківськ, Україна), сс. 30–31, Травень 2003.
- 29*. Y. Gurevich, O. Titov, I. Volovichev, and G. Logvinov, "Transport of nonequilibrium charge carriers in semiconductor structures," in *Abstracts of the 14th International Conference on Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors (HCIS-14)*, (Chicago, USA), p. P7, July 2005.
- 30*. Y. G. Gurevich, J. E. Velazquez-Perez, and I. N. Volovichev, "Boundary conditions for current in solar cells," in *Abstracts Book of XVI International Materials Research Congress*, (Cancun, Mexico), p. 57, Oct. 2007.
- 31*. Y. G. Gurevich, I. Volovichev, and G. Gonzalez de la Cruz, "Effective thermal parameters of layered films: An application to pulsed photothermal techniques," in *Book of Abstracts of the 28th International Conference on Materials, Surfaces and Vacuum*, (Veracruz, Mexico), p. 176, Sept. 2008.
- 32*. I. N. Volovichev, J. E. Velazquez-Perez, and Y. G. Gurevich, "New boundary conditions for the study of charge transport in solid-state devices," in *Proc. of the 26th International Conference on Microelectronics*, (Nis, Serbia), pp. 151–154, May 2008.

- 33*. I. Volovichev and Y. Gurevich, "New about the solar cells," in *Proc. VIII International Conference on Surfaces, Materials and Vacuum*, (Puebla, Mexico), p. 294, Sept. 2015.
- 34*. I. Volovichev, O. Titov, and Y. Gurevich, "Photovoltaic effect in unipolar semiconductors," in *Proc. IX International Conference on Surfaces, Materials and Vacuum*, (Mazatlan, Mexico), p. 362, Sept. 2016.

АНОТАЦІЯ

Воловічев І. М. Транспорт нерівноважних носіїв заряду в багатокомпонентних плазмоподібних середовищах. – На правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.04 – фізична електроніка. – Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, Харків, 2018.

У дисертації розвивається дифузійно-дрейфова теорія транспортних процесів в багатокомпонентних системах для дослідження взаємодії нерівноважних носіїв заряду кількох типів з електромагнітним полем в плазмоподібних середовищах. Сформульовано і систематизовано граничні умови для вивчення стаціонарних транспортних процесів в напівпровідникових структурах. Проаналізовано процес рекомбінації в теорії гарячих носіїв. Показано, що розігрів електронного газу може приводити до зміни концентрації електронів в зоні провідності, тобто до нелінійності кінетичних коефіцієнтів того ж порядку, що і зміна рухливості. На прикладі двотемпературної моделі фотоефекту Дембера продемонстровано, що енергетична нерівноважність виявляється повністю еквівалентною появі додаткової зовнішньої генерації електронно-діркових пар. Показано, що традиційна теорія термоелектрики може бути застосовна для аналізу біполярних напівпровідників тільки в рівноважних умовах або в граничному випадку сильної рекомбінації.

Передбачено новий поперечний динамічний термоелектричний ефект в монополярних та біполярних напівпровідниках і побудована його теорія. Показано, що існують оптимальні значення довжини і швидкості температурної хвилі, при яких поперечний динамічний термоелектричний ефект проявляється найбільшою мірою. Ці значення простим чином пов'язані з часом життя і рухливістю носіїв струму.

Розвинуто теорію фотоакустичного ефекту в плазмоподібних середовищах в одно- і двотемпературному наближенні. Вперше проаналізовано вплив термоелектричного поля і зміни темпу термічної генерації носіїв в неоднорідних температурних полях на величину фотоакустичного відгуку. Встановлено залежність амплітуди і фази фотоакустичного сигналу від величини електрон-фононої взаємодії та розігріву електронної підсистеми.

Теоретично досліджені фотоелектричні ефекти в однорідному по концентрації напівпровіднику з нерівноважними носіями струму. Показано, що при однорідному освітленні напівпровідника неоднорідність рухливості носіїв породжує електрорушійну силу (ЕРС), незалежно від того, в якій підсистемі носіїв має місце неодно-

рідність. Передбачено новий самоіндукований фотоефект в однорідному напівпровідниковому замкнутому колі за рахунок неоднорідної іонізації домішкових центрів. Даний фотоефект відрізняється кубічною залежністю величини ЕРС від інтенсивності освітлення при як завгодно малому його рівні в лінійному по концентрації носіїв струму наближенні. При збільшенні інтенсивності освітлення нелінійність зменшується, переходячи в практично лінійну залежність при повній іонізації домішкових центрів.

Вперше передбачено можливість генерації фотоерс в обмеженому монополярному однорідному багатодолинному напівпровіднику за рахунок викликаних світлом міждолинних переходів за механізмом фотоефекту Дембера.

Розвинуто теорію динамічного фотоефекту. Встановлено умови, за якими освітлення модульованим світловим потоком типу “рухома хвиля” приводить до появи постійного електричного струму. Величина динамічної фотоерс має квадратичну залежність від амплітуди модуляції інтенсивності світла. Існує оптимальна швидкість хвилі, при якій електричний струм в колі досягає максимального значення.

Ключові слова: нерівноважні носії, транспортні процеси, дифузійно-дрейфова модель, рекомбінація, квазінейтральність, термоелектрика, фотоелектричні явища, фотоакустичний ефект.

АННОТАЦИЯ

Воловичев И. Н. Транспорт неравновесных носителей заряда в многокомпонентных плазмоподобных средах. – На правах рукописи.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.04 – физическая электроника. – Институт радиопизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины, Харьков, 2018.

В диссертации развивается диффузионно-дрейфовая теория транспортных процессов в плазмоподобных средах с неравновесными носителями тока нескольких типов. Сформулированы и систематизированы граничные условия для изучения стационарных транспортных процессов в полупроводниковых структурах. Получены новые выражения, описывающие рекомбинационные процессы в стационарных режимах в произвольных температурных полях, в том числе при наличии в образце горячих носителей тока. Показано, что разогрев электронного газа может приводить к изменению концентрации электронов в зоне проводимости, т.е. к нелинейности кинетических коэффициентов того же порядка, что и изменение подвижности. На примере двухтемпературной модели фотоэффекта Дембера продемонстрировано, что энергетическая неравновесность оказывается полностью эквивалентной появлению дополнительной внешней генерации электронно-дырочных пар. Показано, что традиционная теория термоэлектричества применима для анализа биполярных полупроводников только в равновесных условиях или в предельном случае сильной рекомбинации.

Предсказан новый поперечный динамический термоэлектрический эффект в монополярных и биполярных полупроводниках и построена его теория. Показано, что существуют оптимальные значения длины и скорости температурной волны,

при которых поперечный динамический термоэлектрический эффект проявляется в наибольшей степени. Эти значения простым образом связаны с временем жизни и подвижностью носителей тока.

Развита теория фотоакустического эффекта в плазмоподобных средах в одно- и двухтемпературном приближении. Впервые проанализировано влияние термоэлектрического поля и изменения темпа термической генерации носителей в неоднородных температурных полях на величину фотоакустического отклика. Установлена зависимость амплитуды и фазы сигнала ФАЭ от величины электрон-фононного взаимодействия и разогрева электронной подсистемы.

Теоретически исследованы фотоэлектрические эффекты в однородном по концентрации полупроводнике с неравновесными носителями тока. Показано, что при однородном освещении полупроводника неоднородность подвижности носителей порождает ЭДС независимо от того, в какой подсистеме носителей существует неоднородность. Предсказан новый самоиндуцированный фотоэффект в однородной полупроводниковой замкнутой цепи за счет неоднородной ионизации примесных центров. Данный фотоэффект отличается кубической зависимостью величины ЭДС от интенсивности освещения при сколь угодно малом его уровне в линейном по концентрации носителей тока приближении. При увеличении интенсивности освещения нелинейность уменьшается, переходя в практически линейную зависимость при полной ионизации примесных центров.

Впервые предсказана возможность генерации фотоэдс в ограниченном монополярном однородном многодолинном полупроводнике за счет вызванных светом междолинных переходов по механизму фотоэффекта Дембера.

Развита теория динамического фотоэлектрического эффекта. Определены условия, при которых освещение модулированным световым потоком типа “бегущая волна” приводит к появлению постоянного электрического тока. Величина динамической фотоэдс имеет квадратичную зависимость от амплитуды модуляции интенсивности света. Существует оптимальная скорость движения волны, при которой электрический ток в цепи имеет максимальную величину.

Ключевые слова: неравновесные носители, транспортные процессы, диффузионно-дрейфовая модель, рекомбинация, квазинейтральность, термоэлектричество, фотоэлектрические явления, фотоакустический эффект.

ABSTRACT

Volovichev I. M. Transport of nonequilibrium charge carriers in multicomponent plasma-like media. – Published as a manuscript.

Thesis for Doctor of Science Degree in Physics and Mathematics by specialty 01.04.04 – physical electronics. – O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the NAS of Ukraine, Kharkiv, 2018.

The thesis develops a diffusion-drift theory of transport processes in multicomponent systems to study the interaction of nonequilibrium charge carriers of several types with an electromagnetic field in plasma-like media. Boundary conditions for the study of stationary transport processes in semiconductor structures are deduced and systemized. New

expressions are obtained that correctly describe stationary recombination processes in arbitrary temperature fields, including the presence of hot charge carriers in the sample. It is shown that the electron heating may change the electron density in the conduction band, that leads to the nonlinearity of the kinetic coefficients of the same order as the change in the mobility. By the example of the two-temperature model for the Dember photovoltaic effect it is found that the energy nonequilibrium proves to be completely equivalent to the appearance of an additional source for external electron-hole pair generation. In the thesis it is shown that the traditional theory of thermoelectricity is applicable to bipolar semiconductors only under equilibrium conditions or in the limiting case of strong recombination.

A new transverse dynamic thermoelectric effect in unipolar and bipolar semiconductors is predicted and the theory of the effect is developed. There are optimal values for the length and velocity of the temperature wave, when the transverse dynamic thermoelectric effect is manifested to the greatest extent. The extreme values of the temperature wave velocity and the wavelength are simply related to the lifetime and mobility of the charge carriers.

The theory of the photoacoustic effects in plasma-like media is developed in the one- and two-temperature approximation. The effect of the thermoelectric field and the change in the rate of thermal generation of carriers in nonuniform temperature fields on the magnitude of the photoacoustic response is analyzed for the first time. The amplitude and phase dependence on the electron-phonon interaction and the heating of the electronic subsystem has been investigated.

The photoelectric effects in a semiconductor with uniform equilibrium charge carrier concentration are theoretically studied. It is shown that uniform illumination of the semiconductor with coordinate-dependent carrier mobility generates the emf irrespectively of the subsystem in which the carriers nonuniformity occurs. A new self-induced photovoltaic effect in a uniform semiconductor closed circuit due to inhomogeneous ionization of impurities is predicted. This photovoltaic effect features a cubic dependence of the emf magnitude on the light intensity at its arbitrarily small value in the linear approximation with respect to the carrier density. The nonlinearity decreases becoming almost linear dependence when light intensity increases and complete ionization of the impurity centers occurs.

The possibility of the photo-emf generation in a bounded monopolar uniform multi-valley semiconductor due to light-induced intervalley transitions in the Dember effect is predicted for the first time.

The theory of the dynamic photovoltaic effect is developed. Conditions are determined under which illumination by a modulated light flux of the “traveling wave” type leads to the appearance of the direct electric current. The magnitude of the dynamic photo-emf has a quadratic dependence on the amplitude of modulation of the light intensity. There is an optimal wave velocity for which the electric current in the circuit has its maximum value.

Keywords: nonequilibrium charge carriers, transport phenomena, diffusion-drift model, recombination, quasineutrality, thermoelectricity, photoelectric phenomena, photoacoustic effect.

Формат 60x84/16. Ум. друк. арк. 1.9. Тир. 100 прим. Зам. № 506-18.
Підписано до друку 18.09.2018. Папір офсетний.

Надруковано з макету замовника у ФОП Бровін О.В.
61022, м. Харків, вул. Трінклера, 2, корп.1, к.19. Т. (057) 758-01-08, (066) 822-71-30
Свідоцтво про внесення суб'єкта до Державного реєстру
видавців та виготовників видавничої продукції серія ДК 3587 від 23.09.09 р.