

ЧЕРНІВЕЦЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМ. ЮРІЯ ФЕДЬКОВИЧА

На правах рукопису

ЛОГВІНОВ Георгій Миколайович

**ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА
ТА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ
В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ
СУБМІКРОННИХ ШАРАХ**

01.04.10 — фізика напівпровідників та діелектриків

А в т о р е ф е р а т
дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

ЧЕРНІВЦІ — 1994

ЛННБ України ім.В.Стефаніка



00777716 (Z)

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана на кафедрі термоелектрики та фізичної метрології Чернівецького державного університету ім. Юрія Федьковича та кафедрі фізики Тернопільського державного педагогічного інституту.

Наукові консультанти: академік НАН України Лук'ян Іванович Анатичук,

доктор фіз.-мат. наук, професор Юрій Генріхович Гуревич.

Офіційні опоненти: доктор фіз.-мат. наук, професор Вадім Володимирович Владіміров,

доктор фіз.-мат. наук, професор Володимир Моїсєєвич Кошкін,

доктор фіз.-мат. наук, професор Степан Васильович Мельничук.

Провідна організація: Донецький фізико-технічний інститут.

Захист дисертації відбудеться 30 вересня 1994 р. о 15.00 на засіданні спеціалізованої вченої Ради ДО68.16.01, Чернівецького державного університету ім. Юрія Федьковича (274012, Чернівці, вул. Коцюбинського, 2, Велика фізична аудиторія).

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці університету, вул. Лесі Українки, 23.

Відгуки на автореферат просимо надсилати за вказаною адресою на ім'я вченого секретаря спеціалізованої вченої Ради.

Автореферат розісланий . . . 25 серпня 1994 р.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої Ради

КУРГАНЕЦЬКИЙ М. В.

ЛННБ ім. В. Стефаніка
АН України

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність роботи. Одна із спостережуваних тенденцій сучасної мікроелектроніки полягає в мініатюризації різного роду напівпровідникових пристроїв та використанні в зв'язку з цим тонких напівпровідникових шарів. В даний час рівень розвитку технології тонких плівок дозволяє довести їх товщини до десятих долей мікрона. Через те, що в типових напівпровідниках, в умовах квазіпружного розсіювання енергії на акустичних фонах, об'ємна дифузійна довжина релаксації енергії складає величину порядку 1-10 мкм, кінетичні явища в масивних та субмікронних напівпровідниках будуть суттєво відрізнятися. В першу чергу ці відмінності зводяться до появи додаткового каналу релаксації енергії-поверхневого, який відчувається в усіх точках шару. При цьому, природно, виникає два різних класи задач - вивчення явищ переносу при ортогональних та співпадаючих напрямках зарядо- і енергопереносу (поперечні та позадовні явища).

Перший з них, представлений в дисертації, зводиться до дослідження електропровідності носіїв в постійному електричному полі, вектор якого розташований в площині плівки. Виникаючі теплові розмірні ефекти в даному випадку найбільш суттєві при розігріві електронного газу. Якщо в масивних напівпровідниках для коректного введення електронної температури T_e досить умови домінування частоти електрон-електронних зіткнень ν_{ee} над частотою релаксації енергії при електрон-фононній взаємодії ν , то в субмікронних шарах цього недостатньо. Для енергетичної квазіізоляції електронної підсистеми, яка знаходиться в зовнішньому постійному електричному полі, необхідні більш жорсткі вимоги: $\nu_{ee} \gg \nu, \nu_s$, де $\nu_s = s/2a$ - частота поверхневої релаксації енергії, s -швидкість поверхневої релаксації енергії, $2a$ -товщина напівпровідникового шару. При зменшенні товщини аракта та (або) збільшенні швидкості s введення електронної температури може виявитись некоректною процедурою навіть при $\nu_{ee} \gg \nu$. Це приводить до необхідності пошуку симетричної частини функції розподілу носіїв струму, відмінної від макс-

веллівської.

Якщо в масивних напівпровідниках середні від мікроскопічних величин в умовах квазіпружного розсіювання енергії, як правило, мало чутливі до того, чи проводиться усереднення по макровеллівському або немаксовеллівському ансамблям, то в субмікронних напівпровідниках ця відмінність суттєва.

В зв'язку з наявністю трьох частот, які визначають формування симетричної частини нерівноважної функції розподілу, виникає природне питання про аналіз фізичних ситуацій при різних співвідношеннях між цими частотами. Так, якщо написані вище нерівності відповідають температурному наближенню, то умова $v_s \gg v_{ee}, v_{ee}$ визначає балістичний транспорт енергії в напівпровідниковому шарі. При $v \gg v_s, v_{ee}$ ні поверхневі, ні міжелектронні зіткнення не суттєві. В кожному із цих випадків формуються відповідні стаціонарні, нерівноважні термодинамічні стани, які потребують детального вивчення з єдиної точки зору.

Зрозуміло, що все це різко ускладнює процеси електропровідності в субмікронних структурах в порівнянні з масивними напівпровідниками і приводить до виникнення нетипових фізичних ситуацій, цікавих як з наукової, так і з практичної точок зору.

Цілеспрямоване створення різниці температур на поверхнях шару або виникнення цієї різниці в результаті неоднорідного розігріву півки сусідніми шарами в багат шарових системах протікаючим електричним струмом приводе до повазовних ефектів, які зводяться до теоретичного вивчення термоелектричних явищ в субмікронних шарах. З практичної сторони злободенність цього питання пов'язана з пошуком нетрадиційних напівпровідникових структур для збільшення величини термоелектричної добротності. В масивних напівпровідниках цей пошук практично вичерпаний. На відміну від масивних напівпровідників, в субмікронних напівпровідниках в загальному випадку температури електронної і фононної підсистем не співпадають в жодній точці зраака і цілком визначаються крайовими тепловими умовами. Ця обставина приводить до необхідності побудови теорії термоелектричних явищ в двохтемпературному наближенні. Із зростанням поверхневої частоти релаксації енергії ці температури на стінках $x = \pm a$, прямують до температур термостатів T_1 і T_2 , в

результаті чого V_{Te} приймає максимальне значення. Зростання v_s , в свою чергу, може привести до того, що міжелектронна взаємодія виявиться несуттєвою, а опис теплопереносу в термоелектричних явищах за допомогою функції розподілу Максвелла невірним. Як наслідок, виникає актуальна необхідність побудови теорії термоелектричних явищ без таких традиційних понять як температура і хімічний потенціал (втім як і побудови теорії термоелектричних явищ в субмікронних шарах взагалі).

Мета та об'єкт досліджень. Мета досліджень полягала в побудові теорії процесів електропровідності та термоелектричних явищ в напівпровідникових плівках, товщина яких менше дифузійної довжини релаксації енергії. При цьому були сформульовані і розв'язані такі задачі:

- дослідження розігріву електронів субмікронного шару в температурному наближенні при умовах, коли вектор напруженості електричного поля лежить в площині плівки, а бічні поверхні підтримуються при однаковій температурі;

- вивчення електропровідності теплих і гарячих електронів при тих же зовнішніх умовах, коли максвеллізація газу носіїв струму відсутня;

- теоретичний аналіз природи термо-е.р.с. при самих загальних умовах в напівпровідниках скінчених розмірів та побудова коректної схеми обрахунку термо-е.р.с.;

- побудова теорії термоелектричних явищ в субмікронному шарі в температурному наближенні, коли поверхні плівки контактують з термостатами з різними температурами;

- створення теорії термоелектричних явищ у випадку, коли симетрична частина нерівноважної функції розподілу електронів відмінна від функції розподілу Максвелла.

Наукова новизна роботи. В дисертації систематизовані, теоретичні дослідження розігріву максвеллізованого та немаксвеллізованого газів електронів субмікронного шару в зовнішньому постійному електричному полі, а також побудована теорія термоелектричних явищ в напівпровідникових субмікронних плівках. Вперше:

1. На підставі аналізу кінетичного рівняння Больцмана введено поняття поверхневої довжини остигання і проведена класифікація типів розігріву носіїв струму в напівпровідникових субмікронних шарах і встановлено критерій максвеллізації електронного газу.

2. Запропонований і досліджений новий, специфічний механізм релаксації енергії максвеллізованих електронів в субмікронній плівці з поверхнево збідненими шарами заряду.

3. Одержано вирази для електронної температури і коефіцієнтів несмічності слабкого розігрітого електронного газу субмікронного шару при довільних співвідношеннях між об'ємною і поверхневою довжинами остигання.

4. Вивчено вплив енергетичних залежностей об'ємної та поверхневої довжин остигання на вольтградусні характеристики електронів провідності.

5. Передбачена і описана інвертованість симетричної частини функції розподілу немаксвеллізованих електронів субмікронної напівпровідникової плівки з поверхнево збідненими шарами заряду в умовах квазіпружного розсіювання енергії.

6. Одержано розподіли електронної та фононої температур в об'ємі субмікронного шару, який контактує з нагрівником і холодильником.

7. Побудована теорія термо-е.р.с. в напівпровідниковому субмікронному шарі при різних температурних розподілах електронів та фононів і умові замкнутого термоелектричного кола.

8. Сформульована проблема опису термоелектричних явищ в немаксвеллізованому електронному газі і побудовані струмові крайні умови для термоелектричних задач.

9. Розвинута теорія термоелектричних явищ в немаксвеллізованому газі носіїв струму в умовах відсутності термодинамічних понять температури і хімічного потенціалу.

10. В неоднорідно нагрітому біполярному напівпровіднику визначені квазірівні Фермі та досліджено їх вплив на формування термо-е.р.с. в зразках скінчених розмірів.

Основні положення, які виносяться на захист.

1. Характер розігріву носіїв струму в субмікронних шарах суттєво залежить від співвідношень між частотами ν , ν_S та ν_{ee} або від відповідних ним дифузійних довжин об'ємного і поверхневого остигання l , l_S та довжини електрон-електронної взаємодії l_{ee} . Максвеллізація електронного газу відбувається при умові $l_{ee} \ll l_S$. Зменшення товщини шару та збільшення швидкості поверхневої релаксації енергії приводять до того, що критерій введення електронної температури в субмікронних плівках виявляється значно жорсткішим в порівнянні з масивними зразками.

2. В субмікронних напівпровідниках стаціонарні нерівноважні стани максвеллізованих і немаксвеллізованих електронів провідності суттєво розрізняються навіть в умовах квазіпружного розсіяння енергії.

3. Електронна і фононна температури в субмікронному шарі, який контактує з нагрівником і холодильником, різні в кожній точці вздовж перерізу зразка. Характер температурних розподілів визначається виключно крайовими тепловими умовами для електронної та фононної підсистем квазічастинок. Критерієм введення електронної температури в цьому випадку є умова $l_{ee} \ll l_S$.

4. Теорія термоелектричних явищ в субмікронних напівпровідниках повинна будуватись в залежності від співвідношень між довжинами l_{ee} та l_S . При $l_{ee} \ll l_S$ коректними термодинамічними параметрами електронної підсистеми є електронна температура і хімічний потенціал. При $l_{ee} > l_S$ від цих звичних в термоелектриці понять слід відмовитись.

5. При побудові коректної теорії термоелектричних явищ слід розглядати замкнуті термоелектричні кола, які містять в собі неоднорідно нагрітий напівпровідниковий зразок, зовнішній навантажувальний опір, з'єднуючі дроти та перехідні області (контакти).

6. В біполярних неоднорідно нагрітих напівпровідниках скінченної довжини відбувається розщеплення рівноважного рівня хімічного потенціалу на два квазірівня Фермі. Урахування цього

розщеплення приводить до суттєво нового виразу для термо-е.р.с..

Практична цінність роботи зводиться до того, що в рамках єдиної наукової проблеми розглянуто транспорт заряду та енергії в напівпровідникових субмікронних шарах, які є технологічною базою для створення різного роду мікроелектронних пристроїв. Ряд сформульованих в роботі концепсій може розцінюватись як теоретичні основи при конструюванні нових фізичних приладів, таких, наприклад, як генератори та підсилювачі надвисокої частоти випромінювання, термоелектричні мікрогенератори і мікрохолодильники. Опис термоелектричних явищ в безтемпературному наближенні є базою для інтерпретації експериментів з термоелектричних явищ в мікроконтактах, які знайшли в останній час численність різноманітних застосувань.

Апробація роботи. Основні результати дисертаційної роботи представлялись та доповідались на слідуєчих конференціях, нарадах та семінарах: IX Всесоюзній нараді з теорії напівпровідників (Тбілісі, 1978), Обласній конференції молодих вчених (Вінниця, 1980), I і II Всесоюзних школах з термоелектрики (Київ-Чернівці 1981), IX Всесоюзній нараді з фізики напівпровідників (Баку, 1982), IX Всесоюзному Симпозіумі з питань плазми та струмових нестійкостей в напівпровідниках (Вільнюс, 1986), III Всесоюзній нараді "Математичне моделювання фізичних процесів в напівпровідниках і напівпровідникових приладах" (Паланга-Вільнюс, 1989), XIV Всесоюзній нараді з теорії напівпровідників (Донецьк, 1989), III Всесоюзній конференції з фізики і технології тонких напівпровідникових плівок (Івано-Франківськ, 1990), XII Всесоюзній конференції з фізики напівпровідників (Київ, 1990), III Всесоюзній школі з термоелектрики (Чернівці, 1990), Всесоюзній школі-семінару "Взаємодія електромагнітних хвиль з твердими тілами" (Саратов, 1991), III Всесоюзній науково-технічній конференції "Матеріалознавство халькогенідних напівпровідників" (Чернівці, 1991), XV Печкарівській нараді з теорії напівпровідників (Донецьк, 1992), Міжнародній конференції з фізики і технології тон-

ких плівок (Івано-Франківськ, 1993), III Міждержавному семінарі "Матеріали для термоелектричних перетворювачів" (Санкт-Петербург, 1993), XXI Міжнародній конференції з фізики напівпровідників (Китай, Бейджинг, 1992), XII Міжнародній конференції з термоелектрики (Японія, Іокогама, 1993), XII Міжнародній конференції з термоелектрики (США, Канаас Сіті, 1994), 8-му Латинсамериканському конгресі з фізики поверхні і її застосувань (Канкан, Мексіка, 1994), XXXVII Національному фізичному конгресі (Канкан, Мексіка, 1994).

Зміст доповідей відображений в тезах та інших матеріалах конференцій, семінарів та нарад.

Основні результати роботи опубліковані в друкованих виданнях, список яких наведений в кінці автореферату.

Структура та об'єм дисертації. Дисертаційна робота складається з вступу, 6 глав, заключення та списку літератури, який містить 125 найменувань. Дисертація викладена на 275 сторінках, включаючи машинописний текст та 19 малюнків.

ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обґрунтовується актуальність теми дослідження, визначається мета і задачі роботи, формулюється наукова новизна та практичне значення, приводяться основні положення дисертації, які виносяться на захист.

В першій главі обговорюється кінетичне рівняння для знаходження функції розподілу електронів субмікронного напівпровідникового шару, який поміщений в зовнішнє, постійне електричне поле. Припускається, що електрони невідроджені і характеризуються ізотропним та параболічним законом дисперсії. Розсіювання носіїв струму як в об'ємі, так і на межах зраака є квазіпружним. Вектор напруженості електричного поля знаходиться в площині плівки, а її поверхні контактують із зовнішніми термостатами з однаковою температурою. Через те, що об'ємна довжина остигання l [1] в субмікронному шарі перевищує його товщину, виникає необхідність врахування поверхневого каналу редакції енергії. Формально це зводиться до запису кривих

умов до кінетичного рівняння, яке визначає симетричну частину функції розподілу. Для знаходження цих крайових умов використовується уявлення про парціальні густини струму носіїв в напрямку, перпендикулярному до площини субмікронного зразка. Під границею зразка розуміється поверхневий шар з товщиною $\delta \ll 2a$, в якому знаходяться центри розсіювання енергії, відмінні від тих, що знаходяться в об'ємі і які перебувають в термодинамічній рівновазі з оточуючим зразком середовищем. Шукані крайові умови фізично становлять собою рівність на поверхнях $x=0$ та парціальних потоків, які витікають з об'єму і втікають в поверхневий шар. Одержаний вираз вміщує один феноменологічний параметр s - швидкість "зникнення" парціального потоку у вказаному поверхневому шарі.

Якісний аналіз кінетичного рівняння разом з крайовими умовами до нього дозволяє логічним шляхом ввести поняття поверхневої довжини релаксації енергії l_s (поверхнева довжина остигання). Фізично вона являє собою дифузійну довжину релаксації енергії на поверхневих центрах розсіювання. Отже, електрони провідності характеризуються такими частотами: ν , ν_s , ν_{ee} та ν_{ee} (ν -частота релаксації імпульсу). Їм можна співставити у відповідність довжини: \tilde{l} , l , l_s та l_{ee} , де \tilde{l} - довжина вільного пробігу). За припущенням довжина l є самою найменшою довжиною ($\tilde{l} \ll 2a$, l, l_s, l_{ee}), тобто по відношенню до довжини вільного пробігу субмікронний шар є масивним напівпровідником.

Таким чином, релаксаційні процеси в субмікронному шарі характеризуються об'ємною та поверхневою довжинами остигання, причому завжди виконується нерівність $l \gg 2a$. В тому випадку, коли $l \gg l_s$, більш ефективним є поверхневий канал релаксації і енергія завдяки теплопровідності безпосередньо виводиться назовні. В протилежній ситуації, коли $l \ll l_s$, енергетичне поверхнєве розсіювання неефективне, і енергія передається фононній підсистемі (навіть, якщо $l \gg 2a$) і через неї в термоста-ти.

Наявність двох енергетичних релаксаційних каналів потребує заміни критерію можливості введення електронної температури у порівнянні з традиційним, сформульованим для масивних

напівпровідників. Якщо в останніх електрони термалізуються при умові $v_{ee} \gg v$, то в субмікронних шарах цієї умови недостатньо. Опис енергетичного розподілу носіїв за допомогою функції розподілу Максвелла з температурою T_e можливий, якщо одночасно виконуються співвідношення $v_{ee} \gg v, v_s$. При зменшенні товщини шару та збільшенні поверхневої швидкості релаксації енергії частота v_s зростає і опис симетричної частини функції розподілу за допомогою функції розподілу Максвелла може стати некоректним.

Наявність в субмікронному шарі об'ємних та поверхневих розсіювачів енергії, а також врахування міжелектронних зіткнень приводить до того, що характер розігріву носіїв в зовнішньому полі буде істотно різним в залежності від співвідношень між частотами v, v_s та v_{ee} . Існуючі можливості, які піддаються аналітичному аналізу, можна класифікувати наступним чином:

1. $v_{ee} \gg v, v_s$ ($l_{ee} \ll l_s$)

При цих умовах електронна підсистема енергетично квазіізольована і введення електронної температури є коректною процедурою, навіть якщо $l_{ee} \gg \lambda$. В цьому випадку кінетичне рівняння Больцмана вміщує інтеграл міжелектронних та електрон-фононних зіткнень, причому перший з них значно більше за величиною другого. Краєві умови для температури T_e визначаються процесами поверхневого розсіювання енергії.

2. $v_s \gg v, v_{ee}$ ($l_s \ll l_{ee}$)

В цьому випадку електронна температура не встигає сформуватись навіть при умові $v_{ee} \gg v$, і вся енергія, яка одержується від електричного поля, передається оточуючим термостатам через поверхні. Тому кінетика теплового процесу визначається поперечним (по відношенню до електричного поля) балістичним переносенням енергії. В кінетичному рівнянні можна знехтувати всіма інтегралами зіткнень електронів з об'ємними розсіювачами центрами, а частота v_s аформує краєві умови для парціальних потоків через стінки.

3. $v \gg v_s, v_{ee}$ ($l \ll l_s, l_{ee}$)

При даному співвідношенні між частотами електрон-електронна взаємодія і релаксація енергії на межах несуттєві. Субмікронний шар являє собою ґразок з дзер-

кально відбиваючими внутрішніми поверхнями. Електрони, дзеркально відбиваючись, ефективно накопичують дифузійну довжину l і випромінюють акустичний фонон. В цьому випадку як завгодно тонка плівка ідентична масивному зразку.

$$4. \quad v \sim v_S \gg v_{ee} \quad (l \sim l_S \ll l_{ee})$$

В даному випадку втрати енергії в об'ємі і на поверхні однаково ефективні, і для знаходження симетричної частини функції розподілу необхідно розв'язувати кінетичне рівняння з відмінними від нуля крайовими умовами.

$$5. \quad v_{ee} \sim v_S \gg v \quad (l_{ee} \sim l_S \ll l)$$

Через те, що частота електрон-фононої взаємодії є найменшою, релаксація енергії відбувається через границі шару. При цьому електрон-електронні зіткнення приймають участь в формуванні симетричної частини функції розподілу, але не максимізують її. Кінетичне рівняння містить собі просторові похідні від функції розподілу та інтеграл міжелектронної взаємодії.

$$6. \quad v_{ee} \sim v \gg v_S \quad (l_{ee} \sim l \ll l_S)$$

Ці співвідношення відбивають ситуацію, коли на внутрішніх поверхнях відбуваються пружні зіткнення електронів з розсіюючими центрами. Субмікронний шар ідентичний до масивного напівпровідника, але зараз міжелектронна взаємодія суттєво впливає на кінетику процесів і в кінцевому випадку на вигляд функції розподілу. В кінетичному рівнянні можна знехтувати просторовим похідними.

$$7. \quad v_{ee} \sim v \sim v_S \quad (l_{ee} \sim l \sim l_S)$$

Дана ситуація найбільш загальна, всі релаксаційні процеси і зіткнення носіїв між собою однаково ефективні.

В дисертації розглядаються перші три випадки. Саме вони піддаються аналітичному аналізу.

Друга глава присвячена вивченню електропровідності субмікронних шарів при умові домінуючого електрон-електронного розсіювання. В цьому випадку електрони термалізовані і симетрична частина функції розподілу являє собою функцію розподілу Максвелла з електронною температурою T_e . Фононна підсистема припускається рівноважною з температурою, рівною

температурі оточуючого середовища.

При дослідженні слабого розігріву електронів температура T_e , яка знайдена з рівняння теплового балансу, виявляється неоднорідною вздовж товщини субмікронного шару та залежить від об'ємної і поверхневої довжин остигання. При симетричних крайніх умовах T_e максимальна в центрі зразка та монотонно зменшується до поверхонь. На межах вона в загальному випадку не співпадає з температурами термостатів, через те, що при кінцевих швидкостях поверхневої релаксації енергії температура електронів зазнає розриву. При $l < l_s$ релаксація енергії відбувається на об'ємній довжині остигання, і вираз для T_e однорідний та співпадає з електронною температурою масивного зразка. Якщо ж $l_s < l$, температура T_e неоднорідна і залежить лише від довжини l_s . Аналіз коефіцієнта неомічності показує, що при фіксованій об'ємній довжині остигання неомічність виявлена тим слабкіше, чим менше поверхнева довжина остигання. Слід зауважити, що при дзеркальному розсіюванні енергії розмірний ефект провідності відсутній.

Подана модель субмікронного шару відповідає ідеально однорідним пластинам, в яких вплив неоднорідних поверхневих шарів може бути описаний за допомогою швидкостей поверхневої релаксації енергії s . Це можливо, якщо внесок цих шарів в повну провідність знехтувано малий. Така ситуація може реалізуватися при наявності приповерхневих шарів виснаження заряду [2]. Задача вивчення електропровідності в цих умовах ставилася, зокрема, в роботах [2,3]. В них або робилось припущення про кількість носіїв, спроможних подолати потенціальний бар'єр та досягти реальної поверхні, або пропонувався спеціальний вид швидкості поверхневої релаксації енергії, який відбиває наявність поверхневого потенціалу. В дисертації пропонується ще один підхід до проблеми, не пов'язаний із спеціальним вибором швидкості поверхневої релаксації енергії, а заснований на побудові моделі, в якій поверхнева релаксація енергії може бути домінуючою при самих загальних припущеннях.

Ставлячи перед собою мету аналітичного дослідження проблеми, приповерхневий потенціал апроксимується прямокутним потенціальним бар'єром з висотою $e_0 - e\varphi_s$ (e -заряд електрона,

φ_s -приповерхневий потенціал). Краєві умови зводяться до рівності нулеві швидкості поверхневої релаксації енергії в області енергій $\epsilon < \epsilon_0$ та нескінченості в області $\epsilon \geq \epsilon_0$. Таким чином, в першій з областей носії струму розсіюються дзеркально, в другій-реалізуються балістичний транспорт енергії. Якщо $T_e > \epsilon_0$, то більшість електронів знаходиться в другій області і релаксація енергії відбувається переважно через поверхні. Якщо ж $T_e < \epsilon_0$, то енергія виводиться в оточуючі термостати через кристалічну ґратку.

Здавалось би, що в цьому випадку поверхневий канал релаксації неефективний. Зауважимо разом з тим, що в рамках температурного наближення стверджувати цього категорично неможна. Дійсно, домінуюча частота міжелектронних зіткнень перерозподіляє одержану від поля енергію перш за все між носіями, через що виникає можливість її виводу через хвіст функції розподілу Максвелла в другу область, де електронів мало, але зате ефективність їх взаємодії з термостатами велика.

Електронна температура визначається з нелінійного рівняння теплового балансу зі ступінчастими краєвими умовами, які були сформульовані вище. З приведених роз'яснень випливає, що температура T_e слабо залежить від координат у випадку, коли $l \gg a$ і сильно неоднорідна в протилежній ситуації.

Одержані вольтамперні характеристики виявляються суттєво нелінійними і змінюються від залежності $j \sim (1 + \beta E^2)E$ в слабких електричних полях до залежності $j \sim E^{1/2}$ в проміжних та сильних (тут β -коефіцієнт несмічності, E - напруженість зовнішнього електричного поля).

Завершується дана глава дослідженням формування нелінійних вольтградусних характеристик, що містять ділянки з від'ємною диференціальною провідністю, при наявності перегрівних механізмів. В певній мірі вона є продовженням і узагальненням роботи [4], в якій припускалось монотонне зростання електронної температури в об'ємі напівпровідника та посилення поверхневого розсіювання, задовільняючого умові перегріву при зменшенні товщини ґратка.

В дисертації підхід до вказаної проблеми ширший. Він базується, по-перше, на тому, що в субмікронному шарі існує дві ре-

лаксаційні довжини і, по-друге, приймаються до уваги їх енергетичні залежності. Остання обставина надто суттєва. Через те, що об'ємна і поверхнева довжини релаксації енергії можуть мати, взагалі кажучи, різні енергетичні залежності, то з зростанням величини електричного поля, співвідношення між ефективностями цих двох механізмів може істотно мінятися. В результаті, з зростанням поля більш ефективним може стати поверхневе, або об'ємне розсіювання енергії, тобто напівпровідниковий шар фіксованої товщини $2a$ стає "ефективно тоншим" або при іншому виборі параметрів енергетичного розсіювання "ефективно товстим". Припущення про існування перегрівних механізмів як в об'ємі, так і всередині поверхневого шару, робить картину появи S-подібних характеристик більш різноманітною, аж до виникнення подвійних S-подібних кривих.

В третій главі дисертації вивчається розподіл електронів субмікронного шару по енергіях, коли частота міжелектронної взаємодії суттєво менша ніж будь яка з енергетичних релаксаційних частот. В цьому випадку опис енергетичного розподілу носіїв за допомогою функції розподілу Максвелла стає не вірним, і симетрична частина функції розподілу повинна визначатися з кінетичного рівняння Больцмана.

В тому випадку, коли $v_S \ll v$, крайні умови до кінетичного рівняння являють собою рівність нулю парціальних струмів на обох поверхнях шару. Розв'язок кінетичного рівняння, при цих крайніх умовах в припущенні слабогріючих електричних полів приводе до симетричної частини функції розподілу, яка співпадає з функцією розподілу теплих електронів в масивних напівпровідниках. Це означає, що, якщо поверхневе розсіювання енергії електронів дзеркальне, то, як і в температурному наближенні, будь який тонкий напівпровідниковий шар ідентичний до масивного зразка.

Як вже було зазначено, релаксаційний процес, що відповідає умові $v_S \gg v$ означає, що в однорідних зразках швидкість поверхневої релаксації енергії набагато перевищує об'ємну, і кристалічна ґратка в процесі відбору енергії в термостати не приймає участі. Ця обставина дозволяє знехтувати в

кінетичному рівнянні інтегралом об'ємних електрон-фононних зіткнень (його роль беруть на себе крайні умови), так що поперечний по відношенню до вектора напруженості електричного поля транспорт електронів пов'язаний з балістичним переносенням енергії носіїв з об'єма до поверхні.

Частота розсіювання енергії на акустичних фонах вибирається у вигляді $\nu = \nu_0(\epsilon/T)^{1/2}$, де ν_0 -константа, T -рівноважна температура. Що стосується поверхневої частоти ν_s , то оскільки на сьогоднішній день послідовна мікроскопічна теорія поверхневих механізмів релаксації відсутня, вона вибирається в формі, аналогічній до ν , а саме $\nu_s = \nu_{s0}(\epsilon/T)^{\Gamma}$, де ν_{s0} -константа, Γ -феноменологічний параметр розсіювання. Одержані результати для слабогріючих електричних полів показують, що симетрична частина функції розподілу розбігається в околі енергії $\epsilon=0$ при $\Gamma > 1/2$. Це заперечує першопочатковому припущенню про слабкий розігрів і відповідне мале відхилення симетричної частини функції розподілу від рівноважної функції розподілу Максвелла.

Аналіз відміченої розбіжності показує, що вона має глибоку фізичну причину. Дійсно, при вибраних енергетичних залежностях релаксаційних частот частоти ν і ν_s прямують до нуля при $\epsilon \rightarrow 0$, тобто для малоенергетичних електронів релаксація енергії в решітку і передача її зовнішнім термостатам шляхом процесу теплопровідності практично не має місця. В результаті відбувається необмежений парціальний джоулевий розігрів носіїв з енергіями близькими до нуля ($b(\epsilon) \rightarrow \infty$ при $\epsilon \rightarrow 0$) навіть в слабких електричних полях. Разом з тим частота міжелектронної взаємодії $\nu_{ee} \sim \epsilon^{-3/2}$, тому легко бачити, що для електронів з енергіями $\epsilon \rightarrow 0$ порушено вихідне припущення про ігнорування зіткнень між електронами. Насправді в цій області спектра вони є домінуючими. Для усунення вказаного протиріччя в дисертації припускається наявність сильної міжелектронної взаємодії в області енергій поблизу нуля. Ця взаємодія приводить до перекачування енергії від малоенергетичних електронів до електронів з більшою енергією і наступним її виведенням в термостати. Виконані розрахунки підтверджують дане припущення.

Далі розглядається процес протікання електричного струму вздовж субмікронної плівки з поверхнево збідненими шарами

електричного заряду. Потенціальний бар'єр, створений шми зарядами, вибирається, як і раніше прямокутним, з висотою ε_0 . Для простоти припускається, що при $\varepsilon < \varepsilon_0$ швидкість поверхневої релаксації енергії $s=0$, а при $\varepsilon \geq \varepsilon_0$ нескінченна. Дана "енергетична модель" субмікронного шару уявляє собою синтез двох раніше розглянутих моделей. Для електронів з енергіями $\varepsilon < \varepsilon_0$ субмікронний зразок є "масивним зразком", для носіїв з енергіями $\varepsilon \geq \varepsilon_0$ реалізується енергетична балістика.

Якщо величина електричного поля мала, то більшість електронів буде знаходитися в області енергій $\varepsilon < \varepsilon_0$ (температура ґратки припускається меншою висоти бар'єру ε_0) і релаксація енергії буде здійснюватись на об'ємних акустичних фонах. Якщо ж напруженість E така, що за час порядку ν^{-1} середня енергія носіїв стає порядку або більше висоти бар'єру ε_0 , то відбувається інтенсивна релаксація енергії на поверхневих центрах розсіяння. Швидко віддавши енергію, вони "скокують" на підбар'єрну ділянку і в той же час повертаються електричним полем назад. В результаті відбувається накопичення електронів поблизу рівня ε_0 і симетрична частина функції розподілу стає інвертованою. Вигляд цієї функції у всьому об'ємі субмікронного шару визначається співвідношенням часів дифузії електронів в координатному і енергетичному просторах (τ_x і τ_ε). Оцінки показують, що $\tau_\varepsilon / \tau_x \sim E^2 a^2 / \varphi_S^2$. Тому при $E < \varphi_S / a$ переважає дифузія в просторі координат, і в усіх точках шару електрони концентруються поблизу енергії ε_0 . При подальшому рості поля ($E > \varphi_S / a$) починає переважати дифузія в енергетичному просторі, в результаті чого функція розподілу стає всередині шару майже однорідною по енергії. Тому максимальна інверсія функції розподілу реалізується в полях $E \sim \varphi_S / a$.

Третя глава завершує розгляд явищ, обумовлених протіканням електричного струму в субмікронних напівпровідниках. Наступні три глави присвячені вивченню процесів переносу, пов'язаних з рухом електронів вадовж неоднорідності симетричної частини функції розподілу, викликаною нерівноважністю носіїв субмікронного шару, розташованого між нагрівником і холодильником (термоелектричні явища).

В четвертій главі проводиться дослідження природи термо-е.р.с. в напівпровідниках і розвиваються методи її коректного обчислення на основі загальної схеми обчислення е.р.с. довільної природи, запропонованої в [5]. Не дивлячись на те, що постановка цієї задачі не нова, відповідь на неї ще не є остаточною. По-перше, при обчисленні термо-е.р.с. як правило використовується модель розімкнутого термоелектричного кола. Насправді експериментальна ситуація і коректне означення е.р.с. потребує наявності замкнутого контура, який складається з неоднорідно нагрітого напівпровідникового зразка, зовнішнього опору, з'єднувальних провідників і контактів напівпровідника з з'єднувальними провідниками. Зовнішні по відношенню до напівпровідника поверхні контактів знаходяться при різних температурах. Термо-е.р.с. таким чином, потрібно обчислювати при відмінному від нуля термоелектричному струмі в колі. Виникаючі при цьому проблеми зводяться до знаходження теплових і струмових крайових умов та коректного врахування стрибків електрохімічного потенціалу на контактах. При розімкнутому колі електрохімічний потенціал, як правило, вважається неперервним у всіх точках.

По-друге, аналіз ситуації, який спирається на роботу [6], показує, що температура в термоелектричних явищах відіграє подвійну роль. Будучи неоднорідною в просторі, вона через хімічний потенціал приводить до неоднорідності напівпровідника. Крім того V_{T_e} виступає сам по собі в ролі термодинамічної зовнішньої сили. В цьому випадку неоднорідно нагрітий напівпровідник стає подібним до неоднорідно легованого зразка, відімкнутого в коло, яке містить деяке джерело е.р.с. Відсутність цього джерела відповідає відсутності в напівпровіднику вказаної зовнішньої сили, пропорційної V_{T_e} . В цій модельній ситуації "рівноважний" розподіл носіїв встановлюється в результаті сумісної дії термодифузії і появи вбудованого електричного поля (термоелектричного поля). Лапки використовуються для того, щоб відрізнити цей розподіл від дійсно рівноважного, коли температура електронів однакова в усіх точках. "Вмикання" зовнішньої сили, пропорційної V_{T_e} порушує цей "рівноважний" стан і в колі виникає термоелектричний струм.

Наведені міркування покладені в основу розвинутої в даній главі теорії термо-е.р.с. в біполярних напівпровідниках скінчених розмірів. Традиційно при обчисленні термо-е.р.с. і поясненні її природи виходять з розглядання монополярного випадку. Фізична прозорість цього явища та наочність обчислень приводять до того, що і при вивченні більш загального випадку-біполярного напівпровідника-ситуація здається такою же очевидною і на неї автоматично переноситься та сама схема розрахунку. Як відомо, вона базується на таких припущеннях: 1) термоелектричне коло розімкнуте, 2) хімічні потенціали електронів і дірок однакові, 3) повний електричний струм $j = j_n + j_p = 0$, де $j_{n,p}$ -густина електричного струму електронів і дірок. Приведені твердження викликають в дисертації ряд критичних зауважень. Вони зводяться до того, що якщо об'ємна і поверхнева рекомбінація відсутні, то в стаціонарному режимі в розігрятій області зраєка і концентрація електронів, і концентрація дірок повинні зменшитись, а в охолодженій зрости внаслідок термодифузії. Це приведе, зокрема, до порушення другого припущення, наведеного вище. Замість єдиного рівня хімічного потенціалу виникають два, не рівних між собою квазірівні Фермі електронів і дірок. В цьому випадку не існує єдиного для електронів і дірок "градієнта електрохімічного потенціалу", і традиційна процедура знаходження термо-е.р.с. стає некоректною. Вільше того, при відсутності рекомбінації не тільки повний, але і окремі струми j_n і j_p повинні перетворитися в нуль. При наявності об'ємної і поверхневої рекомбінації до вказаних проблем додається ще одна-коректне визначення "рівноважної" або "нерівноважної" концентрації електронів і дірок.

В роботі враховані всі ці фактори і обчислення термо-е.р.с. зводиться до наступного. Нехай довільний біполярний напівпровідник в стані термодинамічної рівноваги задається хімічним потенціалом $\mu_n^0(T)$, де T -рівноважна температура. Тоді в температурному полі $T(x) = T - (\Delta T/2a)x$ ($\Delta T = T_1 - T_2$, $T_{1,2}$ -температури нагрівника і холодильника в точках $x = a$) хімічний потенціал стає функцією координати: $\mu_n^0(x) = \mu_n^0(T) + \delta\mu_n^0(x)$, де $\mu_n^0(x)$ відомий доданок. В лінійному наближенні по параметру $\Delta T/T \ll 1$ $|\delta\mu_n^0(x)| \ll |\mu_n^0(T)|$. Видозміна хімічного потенціалу при-

водить до перерозподілу концентрації електронів в зразку, $n_0(x) = n_0(T) + \delta n_0(x)$, де $n_0(T)$ - рівноважна концентрація, $n_0(x)$ - неоднорідний доданок, викликаний появою $\delta \mu_n^0(x)$. Відповідна картина має місце і для дірок. Виникнення неоднорідних розподілів носіїв струму викликає дифузійні потоки, які в свою чергу приводять до перерозподілу концентрацій, появи шарів об'ємного заряду і збудованого електричного поля, яке характеризується електричним потенціалом $\phi_1(x)$. Ця ситуація аналогічна процесу встановлення термодинамічної рівноваги в неоднорідно легуваному, ізолюваному від зовнішніх джерел е.р.с. напівпровідниковому зразку. "Рівновазі" відповідає такий розподіл концентрацій, хімічного і електричного потенціалів, що електрохімічний потенціал $\mu_n^{(1)}(x) = e\phi_1(x) - \text{const}$ [$\mu_n^{(1)}(x) = \mu_n^0(x) + \delta \mu_n^{(1)}(x)$, $\delta \mu_n^{(1)}$ - доданок, який виник з причини появи вказаних вище дифузійних процесів, при цьому $\delta \mu_n^{(1)} = \delta \mu_p^{(1)}$, де $\delta \mu_p^{(1)}$ - відповідний доданок в підсистемі дірок]. Для знаходження двох невідомих функцій $\delta \mu_n^{(1)}(x)$ і $\delta \phi_1(x)$ використовується записане вище співвідношення для електрохімічного потенціалу та рівняння Пуассона.

Ситуація стає нерівноважною в дійсності, коли із-за врахування VT градієнт електрохімічного потенціалу стає відмінним від нуля. В цьому випадку хімічні потенціали і електричний потенціал можна задати слідуючим чином: $\mu_{n,p}(x) = \mu_{n,p}^{(1)}(x) + \delta \mu_{n,p}(x)$, $\phi(x) = \phi_1(x) + \delta \phi(x)$, де $\delta \mu_{n,p}$, $\delta \phi$ - невідомі величини. Для їх знаходження (у відсутності рекомбінації) використовуються рівняння $j_n = 0$, $j_p = 0$, а також рівняння Пуассона. З одержаних розв'язків випливає, що в стаціонарному, нерівноважному електронно-дірковому газі дійсно виникає два квазірівня Фермі, причому це має місце і в наближенні квазінейтральності, причому умова квазінейтральності зводиться до рівності $\delta n = \delta p$, де δn , δp - концентрації носіїв, які відповідають хімічним потенціалам $\delta \mu_n$ та $\delta \mu_p$.

Одержаний вираз для термо-е.р.с. задається формулою $V = \xi^{-1} (\xi_n \alpha_n + \xi_p \alpha_p) \Delta T$. Тут ξ_n, ξ_p - поверхневі електропровідності електронів і дірок (електронна і діркова провідності контактів напівпровідникового зразка з з'єднаними провідниками); $\xi = \xi_n + \xi_p$; α_n, α_p - об'ємні коефіцієнти

мо-е.р.с. електронів і дірок. З розрахунків випливає, що внесок в термо-е.р.с. квазірівневої Фермі повністю компенсує традиційний вираз для термо-е.р.с. Остання пов'язана лише зі стрибками квазірівнів Фермі на контактах напівпровідникового зразка з з'єднуючими провідниками.

Переходячи до монополярного випадку ($\xi_n \gg \xi_p$), ми повертаємось до відомого виразу [7].

В п'ятій главі будуватиметься теорія термо-е.р.с. в температурному наближенні в монополярних напівпровідниках обмежених розмірів, в тому числі і субмікронних шарах. Особливостями цієї теорії є те, що розглядаються замкнуті термоелектричні кола, в яких термоелектричний струм протікає вздовж ∇T_e , самий же градієнт електронної температури не задається зовні, а знаходиться з розв'язку рівняння теплового балансу зі струмовими краєвими умовами. Крім того, використовується двохтемпературна модель, тобто вважається, що температурні розподіли електронів і фононів, взагалі кажучи, відмінні.

Термо-е.р.с. обчислюється для ізотропного напівпровідникового зразка в формі паралелепіпеда, торцеві грані якого при $x = \pm a$ знаходяться при температурах T_1 і T_2 ($T_1 > T_2$), а бічні грані адіабатично ізольовані для всіх підсистем квазічастинок. Зразок замкнений на металевий зовнішній опір, так що $\vec{j} \neq 0$. З метою спрощення вважається, що поперечний переріз кола в будь-якій точці дорівнює одиниці. Всі розрахунки проводяться в лінійному по параметру $(\Delta T/T) \ll 1$ наближенні.

Як показано в [5], коректний опис е.р.с. довільної природи зводиться до наступної процедури: $V = \oint (\vec{j}/\sigma) d\vec{l}$, де σ - електропровідність; $d\vec{l}$ - елементарний вектор обходу контуру; R - повний омичний опір; $\vec{j} = -\sigma(\nabla\phi + \alpha_n \nabla T_e)$, ϕ - електрохімічний потенціал. Хоч термоелектричний струм визначається градієнтами ϕ та T_e і, здавалось би, виникає необхідність знаходження просторових розподілів електронної температури та електрохімічного потенціалу, насправді, так як $\oint \nabla\phi d\vec{l} = 0$, для визначення термо-е.р.с. інформації про розподіл ϕ не потрібно. Ця обставина, в свою чергу, приводить до того, що поняття термоелектричного поля в даній постановці задачі не потрібне. Граничні випадки

розімкненого і короткозамкненого кола можна одержати в результаті граничних переходів $R_H/r \gg 1$ та $R_H/r \ll 1$, де r -опір напівпровідника, R_H - опір зовнішньої ділянки кола.

Оскільки в довільному обмеженому напівпровіднику існує електрон-фононна взаємодія, пропорційна різниці $T_e - T_p$, де T_p -температура фононів, задача пошуку температурних розподілів підсистем квазічастинок зводиться до самоузгодженорї задачі. Температури T_e і T_p знаходяться з рівнянь балансу енергії з відповідними крайовими умовами. З розв'язків задачі витікає, що, не дивлячись на те, що в лінійному наближенні джоулевим розігрівом було знехтувано, вирази для температур в присутності і відсутності струму відрізняються між собою, тобто характер неоднорідності симетричної частини функції розподілу залежить від струмових крайових умов. В масивних зразках ($2a \gg l$) температури T_e і T_p всюди співпадають за винятком приповерхневих областей з розмірами порядку довжини остигання l . Навпаки, в субмікронних шарах ($2a \ll l$) температури електронів і фононів в загальному випадку не співпадають між собою в жодній точці. Характер температурних розподілів зумовлюється виключно крайовими умовами. Так, наприклад, якщо умова $l_s \gg 2a$ виконується на обох поверхнях $x = \pm a$ (адіабатична ізоляція), електронна температура постійна і дорівнює $T = (T_1 + T_2)/2$. В протилежному випадку ($l_s \ll 2a$) (ізотермічний контакт), електронні температури на стінках співпадають з температурами нагрівника T_1 і холодильника T_2 . Якщо ж один з контактів адіабатичний, а другий ізотермічний, електронна температура знов стає постійною в просторі величиною, рівною тепер температурі термостату поблизу ізотермічного контакту.

Своєрідним виявляється механізм передачі енергії в електронному газі субмікронного шару, який контактує з різнонагрітими термостатами. На відміну від ситуації, коли зовнішнім збуренням є електричне поле, електрони енергетично не взаємодіють з кристалічною ґраткою ні при яких швидкостях поверхневої релаксації s . Дійсно, зменшуючи її або збільшуючи, ми тим самим зменшуємо або збільшуємо потік тепла, який протікає через електронну підсистему, і одночасно з цим знижуємо або підвищуємо ефективність поверхневих релаксаційних механізмів. Тому

необхідність включення кристалічної ґратки як енергетичного резервуару не виникає. В цьому випадку в релаксаційних процесах довжина l_{ee} не фігурує і критерієм максвеллізації газу носіїв є нерівність $l_{ee} \ll l_e$. При постійній концентрації електронів це співвідношення буде виконуватись тим краще, чим менше швидкість поверхневої релаксації енергії і чим товстіше напівпровідниковий шар.

Допускаючи в даній главі виконання цієї нерівності і розв'язуючи рівняння балансу енергії для електронів і фононів, ми приходимо до слідуєчої формули для вимірювальної термо-е.р.с.: $V = [(1-\beta)\alpha_e + \beta\alpha_n] [R / (R + R_n)] \Delta T$. Тут α_e - коефіцієнт поверхневої диференціальної термо-е.р.с.; β - коефіцієнт, який визначає ефективність теплових контактів, $0 \leq \beta < 1$; R_n - опір Пельтьє. При ізотермічних теплових контактах ($\beta = 1$) термо-е.р.с. генерується в об'ємі напівпровідника. При адіабатичних умовах ($\beta = 0$) температура T_e вадовж зразка постійна, а обидва береги контакту знаходяться при різних температурах, що приводить до виникнення поверхневої термо-е.р.с.

В роботі виявлена фізична суть опору R_n . Як правило ефект Пельтьє формулюється для тепла, яке виділяється або поглинається на стиках різнорідних провідників при протіканні електричного струму, викликаного зовнішнім джерелом е.р.с. В даному випадку цей ефект виникає в замкнутому термоелектричному колі і зумовлений енергетичною неоднорідністю електронного газу. Тому, згідно принципу Ле-Шательє, термоелектричний струм буде мати такий напрямок, який би намагався зменшити різницю температур $\Delta T_e = T_e(x-a) - T_e(x+a)$. Це можливо при виділенні тепла Пельтьє на холодному спай і його поглинанні на гарячому. В результаті зменшення ΔT_e зменшується величина струму, що при постійній різниці ΔT можна розцінювати як появу в колі деякого додаткового опору - опору Пельтьє. При ізотермічних контактах він прямує до нуля. Розрахунки показують, що в масивних напівпровідниках опором R_n можна знехтувати, в субмікронних зразках його врахування необхідне.

Так як температурні розподіли електронів і фононів в субмікронному шарі відрізняються між собою і визначаються незалежними крайовими умовами, по зразку протікають два незалежних

теплових потоках-електронний і фононий. Показано, що, якщо параметри напівпровідника задовільняють умові $\eta_p \ll \kappa_e/a$, де η_p - поверхнева величина, яка визначає ефективність теплової взаємодії фононів з термостатами $[dT_p/dx|_{x=\pm a} = \pm \eta_p(T_p - T_{1,2})|_{x=\pm a}]$; κ_e - об'ємна електронна теплопровідність, то тепловий потік буде переноситись переважно електронним газом. Це приводить до суттєвого підвищення величини термоелектричної добротності Z невідродженого напівпровідника, так як в виразі для Z в знаменнику випадає теплопровідність решітки κ_p , яка значно перевищує κ_e .

В шостій главі формулюється та розв'язується задача про обрахування термоелектричного струму і термо-е.р.с. в однорідному субмікронному шарі в умовах некоректності температурного наближення. Постановка цього питання нова і зумовлена тим, що вивчення термоелектричних явищ відноситься до того класу задач, при дослідженні яких ми стикаємось з явищами переносу в умовах, коли потік носіїв струму рухається вдовж неоднорідності симетричної частини функції розподілу. Ця неоднорідність буде тим яскравіше виражена, чим ефективніша тепла взаємодія електронного газу з нагрівником і холодильником, а також чим тонкіше напівпровідниковий шар. Обидва цих фактора приводять до збільшення частоти поверхневої релаксації ν_s . Оцінки показують, що при концентраціях електронів $n < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ і товщині півки $2a = 0,1 \text{ мкм}$ ця частота стає набагато більшою ніж частота ν_{ee} . Остання обставина разом з відсутністю об'ємної електрон-фононної взаємодії призводить до формування розподілу носіїв струму по енергіям, відмінного від маквеллівського. Так як в цьому випадку поняття градієнтів температури і хімічного потенціалу відсутні, як і поняття температури і хімічного потенціалу взагалі, то по новому виникає проблема поділу термодифузійного потоку на потік, який викликається вбудованим термополем і який компенсується дрейфовим потоком та на термодифузійний потік, який виводиться в зовнішнє коло і формує термострум.

Для розв'язання цієї проблеми в дисертації, як і в попередній главі, розглянута модель замкненого термоелектричного

кола, яке складається з напівпровідникового, субмікронного шару, зовнішнього металевго опору і перехідних областей між напівпровідниковим зразком і металевими а'єднучими провідниками розмірами $L \gg a$. Поверхні $x = -a - \delta$ і $x = a + \delta$ ($\delta > 0$) підтримуються при температурах T_1 і T_2 ($T_1 > T_2$). Якщо в температурному наближенні неоднорідність симетричної частини функції розподілу визначається неоднорідністю електронної температури, то в безтемпературному випадку вона задається координатною залежністю самої функції розподілу, причому ця функція повинна визначатися з кінетичного рівняння Больцмана, в якому відсутній інтеграл електрон-фононної енергетичної взаємодії. В наближенні малого перепаду температур ($\Delta T/T \ll 1$) симетрична частина функції розподілу шукається у вигляді $f_0(\epsilon, x) = \exp[(\mu - \epsilon)/T] [1 + \phi(\epsilon, x)(\Delta T/T)]$, де $\phi(\epsilon, x)$ - невідома функція, яка знаходиться з кінетичного рівняння.

В безтемпературному наближенні крайві умови накладаються не на термодинамічні параметри, а на парціальні потоки носіїв струму $j(\epsilon, x)$. Зазначені крайві умови одержуються шляхом розв'язку рівняння неперервності для парціальних струмів $j(\epsilon, x)$ в поверхневих шарах субмікронної плівки $x = -a + \delta$ та $x = a + \delta$ з подальшим їх зшиванням з парціальними струмами в об'ємі зразка на поверхнях $x = -a + \delta$ і $x = a - \delta$ та зовнішніми парціальними струмами на поверхнях $x = -a - \delta$ і $x = a + \delta$. В зовнішньому колі природно допускається температурне наближення. Не дивлячись на те, що вказане рівняння неперервності містить інтеграл зіткнень в поверхневому шарі плівки, в роботі з метою спрощення задачі цим інтегралом нехтується. Справа в тому, що при протіканні струму існує ще один механізм обміну енергії між електронним газом субмікронного шару та термостатами (який здійснюється самим струмом). Розсіювання енергії може мати місце не тільки на внутрішніх центрах розсіювання, але й при безпосередній взаємодії носіїв з термостатами. Проведений аналіз дав можливість встановити, що цей механізм теплової взаємодії при різних априорі енергетичних залежностях часів релаксації імпульсу в об'ємі і в контактах приводить до суттєвої деформації максвеллівського вигляду функції розподілу. Слід підкреслити, що цей механізм працює і тоді, коли інтегральний струм $j = 0$

(рівність нулю парціального струму при цьому не обов'язкова). Врахування поверхневих центрів розсіювання енергії приводить лише до несуттєвих, кількісних поправок.

Отриманий результат для $f_0(\varepsilon, x)$ показує, що дійсно, на відміну від температурного наближення з температурою $T_0(x) = T - (\Delta T/2a)x$, дана функція має суттєво немаквеллівський вигляд. Вираз для термоелектричного струму і термо-е.р.с. одержано на підставі загальної схеми обрахування термо-е.р.с., яка застосовується в попередній главі. На відмінність від ситуації, коли електронний газ маквеллізований, в даному випадку поділ термо-е.р.с. на об'ємну, контактну і поверхневу при загальних крайніх умовах не уявляється можливим. Її зміст говорить лише про об'ємний та поверхневий внески в термо-е.р.с., не поділяючи останній на контактну і термодифузійну частини. На жаль кінцеві результати містять в собі невідомі парціальні параметри, такі, наприклад, як парціальна, поверхнева провідність, тощо.

Часткові випадки, як і в температурному наближенні зводяться до дослідження термо-е.р.с. при адіабатичних і ізо-термічних теплових контактах. В першому випадку функція $f_0(\varepsilon, x)$ трансформуються в рівноважну функцію розподілу Максвелла з температурою T . При незмінних зовнішніх умовах адіабатичність системи проявляється тим сильніше, чим тонше зразок, тобто чим більше парціальна провідність напівпровідникового шару, яка припадає на одиницю довжини, по відношенню до поверхневої парціальної провідності.

В другому граничному випадку ізо-термічних контактів-симетрична частина функції розподілу, не дивлячись на відсутність міжелектронних зіткнень, трансформується в маквеллівську, яка відповідає температурному полю $T_0(x) = T - (\Delta T/2a)x$. Одержаний на перший погляд парадоксальний результат пояснюється тим, що в субмікронних шарах існує і інший механізм маквеллізації електронного газу-інтенсивне "перемішування" парціальних потоків при взаємодії з термостатами. Відсутність електрон-фононої взаємодії в об'ємі зберігає цей розподіл в усіх точках напівпровідникового шару. З зменшенням поверхневої частоти релаксації ν_s це "перемішування" послаблюється і функція розподілу стає відмінною від маквеллівської.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ВИСНОВКИ

1. Показано, що в зовнішньому, постійному електричному полі розігрівання електронного газу в напівпровідникових субмікронних шарах істотно залежить від співвідношень між об'ємною і поверхневою довжинами остигання, а також довжиною електрон-електронної взаємодії. Опис електронного газу за допомогою функції розподілу Максвелла з електронною температурою можливий лише при умові $l_{ee} \ll l, l_S$. При $l_S \ll l, l_{ee}$ розсіювання енергії в об'ємі відсутнє і вона повністю виводиться шляхом процесів теплопровідності назовні. Якщо ж швидкість поверхневої релаксації дорівнює нулю (дзеркальне розсіяння), поверхневий канал релаксації енергії стає неефективним і субмікронний шар ідентичний масивному зразку.

2. При сприятливих для введення електронної температури умовах розв'язане рівняння теплового балансу для випадку слабкого електричного поля, яке направлене вздовж шару, при різних співвідношеннях між об'ємною та поверхневою довжинами остигання. Відмічено, що при співвимірних довжинах l і l_S об'ємний та поверхневий процеси релаксації енергії однаково ефективні. Електронна температура при цьому стає суттєво неоднорідною вздовж товщини шару. При $l \ll l_S$ T_e співпадає з температурою носіїв масивного зразка. Одержані вольтамперні характеристики та розраховані коефіцієнти неомічності.

3. Залежність релаксаційних довжин від енергії приводить до того, що з ростом поля при певних об'ємних і поверхневих механізмах релаксації енергії може змінитися співвідношення між цими довжинами, що приводить до зміни відносних вкладів об'ємного та поверхневого каналів релаксації енергії і відповідно появи нелінійних вольтградусних (вольтамперних характеристик), в тому числі і S-подібних.

4. В субмікронних плівках з приповерхневими шарами збіднення заряду досліджений новий механізм формування стаціонарного, нерівноважного розподілу максвеллізованого електронного газу. При інтенсивній міжелектронній взаємодії можлива ситуація, коли поверхнева релаксація енергії грає виз-

начну роль при довільних співвідношеннях між величиною електронної температури і висотою бар'єру, який створений зарядами поверхневого шару. В цьому випадку електрони швидко перерозподіляють одержану від поля енергію між собою і виводять її через хвіст функції розподілу Максвелла в надбар'єрну область, де електронів може бути мало, але ефективність їх взаємодії з поверхнею велика.

5. Показано, що в субмікронних шарах в умовах балістичного переносу енергії з $v_s \sim \epsilon (\gamma > 1/2)$ та розсіянням імпульсу на деформаційних акустичних фонах необхідне врахування міжелектронної взаємодії. Причиною тому є необмежений розігрів малоенергетичних носіїв з парціальною провідністю $\sigma(\epsilon) \sim \epsilon^{-1/2}$, що призводить до розбіжності симетричної частини функції розподілу в області енергій $\epsilon = 0$. Врахування міжелектронних зіткнень з частотою $\nu_{ee} \sim \epsilon^{-3/2}$ приводить до перекачування енергії від малоенергетичних електронів до електронів з великою енергією і подальшого її виводу в термостати.

6. В субмікронних плівках з поверхнево збідненими шарами симетрична частина функції розподілу немаксвеллізованих електронів стає інвертованою. Причиною інвертованості є накопичення електронів в області енергій $\epsilon_0 \sim e\phi_s$, яке відбувається в результаті виносу носіїв електричним полем з області енергій $\epsilon < \epsilon_0$, де поверхневе розсіювання дзеркальне, в область енергій $\epsilon > \epsilon_0$, де швидкість поверхневої релаксації енергії максимально велика.

7. Неоднорідний розігрів біполярного напівпровідника обмежених розмірів приводить до появи квазірівнів Фермі електронів і дірок. Врахування цього фактора, а також крайових умов для потоків заряду і тепла приводить до суттєвої видозміни виразу для термо-е.р.с.

8. При контакті напівпровідникового субмікронного шару з нагрівником і холодильником відбувається розшарування температур електронного і фононного газів в об'ємі зразка, які в загальному випадку не співпадають між собою в жодній точці вздовж неоднорідності. Температурні розподіли обох підсистем визначаються виключно крайовими умовами для електронів і фононів.

9. В лінійному наближенні по малій різниці температур нагрівника і холодильника обраховані термострум та термо-е.р.с. напівпровідникового зразка обмежених розмірів при самих загальних теплових крайніх умовах нерівноважних електронів і фононів. Показано, що термо-е.р.с. складається з об'ємної, контактної і поверхневої складових. При неізотермічних контактах зразка з термостатами до активного електричного опору додається опір Пельтьє. В масивних зразках він зневажливо малий, в субмікронних шарах його врахування необхідне.

10. Знайдена та проаналізована симетрична частина функції розподілу електронів в напівпровідниковому субмікронному шарі у випадку, коли частота поверхневої релаксації енергії істотно перевищує частоту електрон-електронних зіткнень. Показано, що в даному випадку вона є суттєво немаквеллівською. Запропонований новий механізм формування немаквеллівського виду симетричної частини функції розподілу, обумовлений рівною залежністю часів релаксації імпульсу в об'ємі напівпровідника та його поверхневому шарі.

Вивчено протікання термоелектричного струму через напівпровідник субмікронних розмірів та побудована теорія термо-е.р.с в умовах некоректності температурного наближення (відсутність понять електронної температури і хімічного потенціалу).

Основные результаты диссертации опубликованы в работах :

1. Л. П. Булат, Г. Н. Логвинов. Анизотропия пьезоэлектрического рассеяния в полупроводниках со структурой вюрцита//УФЖ.-1972.-т.17.№10.с.1742-1743.

2. Л. П. Булат, Г. Н. Логвинов. Влияние экранирования на пьезоэлектрическое рассеяние в полупроводниках//ФТП.-1972.-т.6.в.9.с.1809-1810.

3. Булат Л. П., Логвинов Г. Н., Штивельман К. Я. Разогрев электронного газа градиентом температуры.-Материалы 1-й и 2-й Всесоюзных школ по термоэлектричеству 1976-1978 годов.-Киев-Черновцы.:1981.-с.187-189.- (Рукопись депонирована в ВИНТИ 7 декабря 1981 г. №5559-81 деп.)

4. П. М. Грицок, Г. Н. Логвинов, К. Я. Штивельман. Отрицательная дифференциальная проводимость тяжелых дырок в широкозонных алмазоподобных полупроводниках//ФТП.-1987.-т.21.в.6.с.245.

5. П. М. Грицок, К. Я. Штивельман, Г. Н. Логвинов. Тяжелые дырки с отрицательной эффективной массой в кристаллах со структурой алмаза//Известия вузов. Физика.-1988.-№8.-с.104-107.

6. Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов. Нелинейная электропроводность субмикронных пластин в слабогреющих электрических полях//III Всесоюзное совещание по математическому моделированию физических процессов в полупроводниках и полупроводниковых приборах. Тезисы докладов.-Паланга, 1989.-с.63.

7. Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов. Нелинейная электропроводность сверхтонких полупроводниковых слоев // XIV Всесоюзное совещание по теории полупроводников. Тезисы докладов.- Донецк, 1989.-с.167.

8. Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов. Функция распределения электронов в субмикронных слоях в греющих электрических полях//ФТП.-1990.-т.24.в.10.-с.1715-1720.

9. Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов. Разогрев электронного газа в полупроводниковых субмикронных слоях// III Всесоюзная конференция по физике и технике тонких полупроводниковых пленок. Тезисы докладов.-Ивано-Франковск, 1990.-с.8.

10. Ю. Г. Гуревич, Г. Н. Логвинов. Влияние межэлектронного

взаимодействия на нелинейность токопереноса в полупроводниковых субмикронных слоях// Тезисы докладов.- Киев,1990.

11.Г.М.Логвинов.Функція розподілу теплих електронів у квазіадіабатично ізольованих субмікронних шарах//УФЖ.-1990.- т.35.№10.-с.1568-1572.

12.Г.Н.Логвинов.Аппроксимация кинетического уравнения Больцмана в ограниченных полупроводниках//Известия вузов.Физика.-1991.-№1.-с.59-64.

13.Ю.Г.Гуревич,Г.Н.Логвинов,В.В.Юрченко.Немаксвелловские распределения электронов в субмикронных структурах - физическая основа новых элементов СВЧ электроники// Труды III Всесоюзной школы-семинара по взаимодействию электромагнитных волн с твердым телом.-Саратов, 1991,-с.19-23.

14.Ю.Г.Гуревич,Г.Н.Логвинов.Нелинейный токоперенос в полупроводниковых субмикронных образцах с обедненными поверхностными слоями//ФТП.-1991.-т.25.в.5:с.792-797.

15.Логвинов Г.Н. Электронная температура в неоднородно нагретом полупроводниковом субмикронном слое//ФТП.-1991.- т.25.в.10.-с.1815-1818.

16.Yu.Gurevich and G.N.Logvinov.Electron gas heating by a dc electric field in submicron semiconductor layers//Phys.-Letters A.-1991.-v.155.N4,5.-p.321-324.

17.Г.Н.Логвинов. Нелинейные вольтградусные характеристики в сверхтонких халькогенидных полупроводниках // III Всесоюзная научно-техническая конференция по материаловедению халькогенидных полупроводников. Тезисы докладов.-Черновцы, 1991.-с.44.

18.Г.Н.Логвинов.Нелинейные вольт-градусные характеристики в полупроводниковых субмикронных слоях//Известия вузов.Физика.-1991.-№10.-с.85-90.

19.Г.М.Логвинов.Вплив міжелектронної взаємодії на функцію розподілу теплих електронів в напівпровідниках//УФЖ.1992.- т.37.№2.-с.290-293.

20.Yu.G.Gurevich and G.N.Logvinov.The warm electron distribution function in the energy noncollision plasma in the submicron layers//Phys.St.Solidi.-1992.-v.170.-p.247-253.

21.Логвинов Г.Н. Термозед в полупроводниковых субмикрон-

ных плёнках//ФТП.-1992.-т.26.в.3.-с.61-67.

22.Ю.Г.Гуревич,Г.Н.Логвинов,В.В.Юрченко.Инвертированное распределение носителей по энергиям при протекании тока вдоль субмикронного полупроводникового слоя//ФТП.-1992.-т.34.№6.-с.2666-1670.

23.Логвинов Г.Н. Граничные условия для функции распределения электронов в полупроводниковых субмикронных плёнках в теории термоэлектричества//ФТП.-1992.-т.26.в.6.-с.1104-1108.

24.Гуревич Г.Н., Логвинов Г.Н.Термоэдс и термоток монополярных полупроводников ограниченных размеров//ФТП.-1992.-т.26.в.11.-с.1945-1951.

25.Yu.G.Gurevich and G.N.Logvinov.The problem of forming and measuring the thermo-emf in unipolar semiconductors//Phys Rev.B12.-1992.-v.46.N23.-p.1516-1517.

26.Ю.Г.Гуревич, Г.Н.Логвинов, О.Ю.Титов. Физика термоэлектричества в субмикронных полупроводниках// Пятнадцатое Печкарское совещание по теории полупроводников. Тезисы докладов.-Донецк, 1992,-с.42.

27.Г.Н.Логвинов. Термоэлектрическая добротность полупроводниковых субмикронных слоёв//Известия вузов.Физика.-1993.-№9.-с.68-72.

28.Ю.Г.Гуревич, Г.Н.Логвинов,О.Ю.Титов.Энергетически неоднородная в пространстве функция распределения электронов в полупроводниковом субмикронном слое//ФТП.-1993.-т.27.в.6.-с.1040-1046.

29.Ю.Г.Гуревич, Г.Н.Логвинов. Вестемпературный подход к теории термоэдс в полупроводниковых субмикронных слоях// III Межгосударственный семинар по материалам для термоэлектрических преобразователей. Тезисы докладов.-Санкт-Петербург, 1993.- с.61.

30.Г.Гулямов, Ю.Г.Гуревич, Н.Закирив, Г.Н.Логвинов. Инвертированное распределение электронов по энергиям в субмикронных полупроводниковых плёнках конечной длины// Матеріали IV Міжнародної конференції з фізики і технології тонких плівок.-Івано-Франківськ, 1993,- с.403.

31.Ю.Г.Гуревич,-Г.Н.Логвинов. Термоэдс в субмикронных плёнках// Матеріали IV Міжнародної конференції з фізики і те-

хнології тонких плівок.- Івано-Франківськ, 1993,- с.22.

32. Ю.Г.Гуревич,Г.Н.Логвинов,О.Ю.Титов.Теория термоэлектрических явлений в условиях некорректности температурного приближения//ФТП.-1994.-т.28.в.1.-с.36-42.

33. Yu. G. Gurevich, G. N. Logvinov. Thermoelectric Phenomena in Submicron Films Under Condition of Noncorrectness of Electron Temperature Conception. Proceedings of The 12-th International Conference on Thermoelectrics. -Yokohama.: 1993. -Japan. p.126

34. Yu. G. Gurevich, G. N. Logvinov. The correct theory of thermoelectricity in unipolar semiconductors//XIII International Conference on Thermoelectrics. Abstracts. -Kansas City, USA, 1994, p.153.

35. Yu. G. Gurevich, G. N. Logvinov. Hot electrons in submicron films//Proceedings of 8-th Latin American Congress on Surface Science and its Applications, Cancun, Mexico, 1994, p.97-99.

36. Yu. G. Gurevich, G. N. Logvinov, O. I. Lubimov and O. Yu. Titov. The nature of thermo-emf in bipolar semiconductors// Phys. Rev. 1994. (в печати).

37. J. L. Carrilo, Yu. G. Gurevich, G. N. Logvinov, Meza-Montes, M. A. Rodriguez, O. Yu. Titov. Thermoelectric phenomena in non Maxwellian distributions//Proceedings of XXXVII National Physics Congress, Cancun, Mexico, 1994, p.74.

Список цитованої літератури

1. Грибников З.С., Мельников В.И., Сорокина Т.С. Рамерный эффект в электропроводности полупроводников при разогреве электронного газа // ФТП. - 1966. - т.8, N11. - с. 3379-3382.

2. Рашба Э.И., Грибников З.С., Кравченко В.Я. Анизотропные размерные эффекты в полупроводниках и полуметаллах // УФН. - 1976. - т.119, N1. - с. 3-47.

3. Прима Н.А., Саченко А.В. Проводимость тонких полупроводниковых пластин в греющих электрических полях // ФТП. - 1981. - т.15, в.8. - с. 1632-1634.

4. Прима Н.А., Саченко А.В. Поверхностная релаксация энергии и отрицательная дифференциальная проводимость тонких образцов // ФТП. - 1988. - т.22, в.3. - с. 522-524.

5. Гуревич Ю.Г., Юрченко В.В. Проблема формирования эдс в полупроводниках и вывода её во внешнюю цепь // ФТП. - 1991. - т.25, в.12. - с. 2109-2114.

6. Гуревич Ю.Г., Машкевич О.Л. К теории термоэлектрических явлений в биполярных полупроводниках // ФТП. - 1990. - т.24, в.7. - с. 1327-1330.

7. А.И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. - М.: Наука. 1978. - 615 с.



AB 30.76

AB 30.767