

Луцький національний технічний університет
Міністерство освіти і науки України
Ужгородський національний університет
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

ЛУНЬОВ СЕРГІЙ ВАЛЕНТИНОВИЧ

УДК 621.315.592.3; 538.975; 544.032

ДИСЕРТАЦІЯ

**ВПЛИВ ДЕФЕКТНОЇ СТРУКТУРИ НА ЕЛЕКТРИЧНІ ТА
ТЕНЗОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ n-Ge ТА n-Si
ТА ПЛІВКОВИХ НАНОСТРУКТУР НА ЇХ ОСНОВІ**

Спеціальність 01.04.10 – фізика напівпровідників і діелектриків

Подається на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук

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



С. В. Луньов

ЛУЦЬК – 2022

АНОТАЦІЯ

Луцьов С.В. Вплив дефектної структури на електричні та тензоелектричні властивості монокристалів n-Ge та n-Si та плівкових наноструктур на їх основі. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.10 – фізика напівпровідників і діелектриків. – Луцький національний технічний університет, Міністерство освіти і науки України, Луцьк, 2022; Ужгородський національний університет, Міністерство освіти і науки України, Ужгород, 2022.

Дисертація присвячена вивченню закономірностей впливу деформаційних, радіаційних, температурних полів та легування різними домішками на механізми тензоефектів, електропровідності та розсіяння носіїв струму в монокристалах n-Ge, n-Si та наноплівках германію.

У **вступі** розглянуто стан вирішуваної наукової проблеми, обґрунтовано актуальність теми дослідження, встановлено мету та основні завдання, об'єкт та предмет дослідження, зазначено наукову новизну та практичне значення одержаних результатів. Дисертантом описано методи досліджень, висвітлено зв'язок одержаних в роботі результатів із виконуваними науково-дослідними роботами та темами, наведено дані про апробацію результатів роботи, публікації, відзначено особистий внесок, окреслено обсяг та структуру праці.

У **першому розділі** розглянута феноменологічна теорія виникнення тензоефектів в багатодолинних напівпровідниках, на основі якої пояснено закономірності тензоефектів в монокристалах кремнію та германію. Розглянуто вплив ступеня легування різними домішками на величину тензоопору одночасно деформованих монокристалів n-Ge та n-Si до тисків 1,2 ГПа та механізми тензоопору сильно деформованих (більших за 1,5 ГПа) вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів германію. Встановлено вклад Δ_1 -долин зони провідності Ge в зміну вольт-амперних характеристик та енергії іонізації мілких донорів в германії.

Розглянуто основні механізми взаємодії випромінювань з твердим тілом та утворення точкових та складних дефектів в напівпровідниках. Проведено огляд основних типів радіаційних дефектів, які виникають в монокристалах кремнію та германію внаслідок дії різних видів радіації, їх мікроструктури, механізмів утворення. Представлено модель модифікації енергетичних рівнів, які відповідають різним зарядовим станам цих дефектів, фоновими домішками. Встановлено вплив даних дефектів на електричні та тензоелектричні властивості цих монокристалів. Зокрема, розглянуто причини зростання рухливості електронів в n-Ge та n-Si при γ -опроміненні малими потоками та механізми тензоопору при одновісному тискові для цих монокристалів з радіаційними дефектами.

Проведено огляд перспектив використання кремній-германієвих гетероструктур для наноелектроніки та нанофотніки, методів їх одержання та дослідження структури. Проаналізовано вплив величини та розподілу внутрішніх механічних напружень, складу та квантово-розмірних ефектів на зонну структуру, рухливість та концентрацію носіїв струму в гетероструктурах на основі кремнію та германію. Розглянуто основні фактори впливу радіаційного опромінення на наноматеріали та роль просторової локалізації носіїв струму щодо покращення електрофізичних та оптичних властивостей гетероструктур кремній-германій та підвищення їх радіаційної стійкості.

У другому розділі представлена методика підготовки зразків n-Ge для досліджень тензоопору при високих одновісних тисках, проведені розрахунки критичної напруги їх руйнування залежно від геометричних розмірів та кристалографічної орієнтації. На основі проведених вимірювань тензоопору одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge, теорій деформаційного потенціалу та анізотропного розсіяння було знайдено константи деформаційного потенціалу та ефективні маси для Δ_1 -мінімуму зони провідності германію. Використання даних параметрів дозволило провести розрахунки питомого опору, коефіцієнта Холла, рухливості, концентрації електронів при сильних одновісних тисках та енергії

іонізації мілких донорів Sb, As та P, зв'язаних з Δ_1 -долинами, на основі теорії збурень та варіаційного методу Рітца.

Проведені експериментальні та теоретичні дослідження тензоелектричних властивостей сильно деформованих монокристалів n-Ge дозволили встановити, що величина питомого опору та рухливості електронів для цих монокристалів при одновісних тисках $P > 1,5$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [100] буде в значній мірі визначатись механізмами розсіяння електронів на оптичних фонах, що відповідають за нееквівалентне міждолинне розсіяння між L_1 - та Δ_1 -мінімумами зони провідності германію. Еквівалентне міждолинне розсіяння електронів в Δ_1 -моделі германію є суттєвим для випадків гідростатичного тиску $P \approx 6$ ГПа та одновісному тискові $P \approx 8$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [110].

Встановлено, що тензоопір одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge при температурах вищих за кімнатну буде залежати від механізмів власної провідності. Зокрема, при одновісних тисках від 0,8 до 2,4 ГПа буде проявлятися двохзонний механізм власної провідності, який пов'язаний з переходами електронів з валентної зони в L_1 - та Δ_1 -мінімуми. Переходи електронів лише в L_1 - або Δ_1 -мінімуми германію (однозонний механізм) будуть відбуватись при $P < 0,8$ ГПа та $P > 2,4$ ГПа відповідно.

У **третьому розділі** проведені розрахунки величин відносних деформацій та зонної структури для нелегованої та легованої донорною домішкою наноплівки германію, вирощеної на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ (001) в залежності від її компонентного складу. Встановлено, що при збільшенні вмісту Si в підкладці виникають внутрішні механічні напруження величиною більше, ніж 2%, які призводять до інверсії типу (L_1 - Δ_1) абсолютного мінімуму зони провідності наноплівки. При цьому валентна зона зазнає розщеплення на дві вітки, верхньою з яких є вітка «важких» дірок. За рахунок такої деформаційної перебудови зонної структури наноплівки германію збільшується енергія іонізації легуючої донорної домішки, що пояснюється зростанням ефективної маси

електрона та збільшенням взаємодії енергетичного рівня домішки з валентною зоною.

На основі статистики невиродженого двовимірного електронного та діркового газу в напівпровідниках проведено розрахунки залежностей концентрації носіїв струму, рухливостей електронів і дірок та питомої електропровідності для напружених наноплівки германію, вирощених на підкладках Si, $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ з кристалографічною орієнтацією (001), від їх товщини, ступеня легування мілкими та глибокими донорними домішками. Було встановлено, що електричні властивості таких наноплівок визначаються особливостями їх зонної структури та квантово-розмірними ефектами, які ефективно проявляються для наноплівок германію товщиною $d < 7$ нм. Наявність таких ефектів пояснює значне зростання питомої електропровідності та зменшення власної концентрації носіїв струму для таких наноплівок. Зростання температури та ступеня легування донорними домішками призводить до зменшення ролі ефектів розмірного квантування. Рухливість електронів та дірок в досліджуваних наноплівках германію є меншою, ніж в ненапружених. Лише для напруженої наноплівки германію, товщиною $d > 50$ нм, вирощеної на підкладці $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$, було одержано (більше, ніж в 1,5 рази) зростання рухливості дірок. Проведене моделювання електричних властивостей наноплівок германію може бути використаним при їх синтезі та створенні на основі цих наноплівок елементів наноелектроніки.

У четвертому розділі проведено дослідження механізмів дефектоутворення в монокристалах n-Ge<Sb> та n-Si<P>, опромінених високоенергетичними електронами. Проведенні дослідження ІЧ-Фур'є спектроскопії та ефекту Холла дозволили ідентифікувати природу утворених радіаційних дефектів та визначити їх енергетичний спектр. Було встановлено, що опромінення монокристалів n-Ge<Sb> електронами з енергією 10 MeV призводить до утворення в цих монокристалах комплексів $\text{VO}_i\text{I}_{2\text{Ge}}$ та областей розвпорядкування. Додатковий ізотермічний відпал цих монокристалів при $T=403$ K та $T=393$ K сприяв накопиченню в їх об'ємі комплексів $\text{VO}_i\text{I}_{2\text{Ge}}$. Згідно

із запропонованою моделлю відпалу та проведеними теоретичними розрахунками, такий ефект пояснюється домінуючою роллю процесів генерації комплексів VO_iI_{2Ge} за рахунок відпалу ядер областей розвпорядкування з меншою енергією активації над процесами відпалу цих комплексів.

Опромінення монокристалів n-Si<P> електронами з енергією 12 MeV призвело до утворення в їх об'ємі як відомих комплексів C_iO_i та VO_i , так і нових – VO_iP . На основі досліджень ефекту Холла, тензо-холл-ефекту та розв'язків систем рівнянь електронейтральності було обчислено концентрації даних радіаційних дефектів в опромінених електронами монокристалах n-Ge<Sb> та n-Si<P> та одержано залежності енергії активації від одновісного тиску для комплексів VO_iI_{2Ge} та VO_iP .

У п'ятому розділі проводились дослідження механізмів електропровідності та розсіяння носіїв струму в недеформованих та одновісно деформованих монокристалах n-Ge та n-Si з технологічними та радіаційними дефектами. Утворення в n-Ge та n-Si при електронному опроміненні радіаційних дефектів з глибокими енергетичними рівнями або додаткове легування монокристалів n-Ge глибокою домішкою золота призводить до виникнення крупномасштабного потенціалу, амплітуда якого буде зменшуватись зі збільшенням температури або величини одновісного тиску. Встановлено, що зменшення амплітуди даного потенціалу є основною причиною збільшення холівської рухливості електронів в n-Ge та n-Si. Зростання ефективної холівської рухливості носіїв струму в монокристалах n-Ge, опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоками $\Phi > 10^{16}$ ел./см², пов'язане з утворенням областей розвпорядкування, які виконують роль високопровідними металічних включень.

Зміна енергії активації рівня А-центу $E_v + 0,27$ eV в опромінених електронами монокристалах n-Ge при одновісній деформації буде впливати на зміну співвідношення між концентраціями електронів та дірок та відповідно на тензоопір n-Ge. На основі вимірювань ефекту Холла та ІЧ-Фур'є спектроскопії було встановлено, що утворенні при електронному опроміненні радіаційні

дефекти в n-Si<P>, що належать комплексам VO_i та VO_iP, будуть повністю іонізованими при кімнатній температурі, а енергетичний рівень $E_v + 0,35$ eV комплексу C₁O_i буде деіонізованим. Також, згідно з даними тензо-холл-ефекту, слідує, що концентрація електронів для опромінених монокристалів n-Si<P> не залежить від одновісного тиску і відповідно тензоопір цих монокристалів буде визначатись лише змінами рухливості електронів. Залежність величини тензоопору одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Si<P> від потоку електронного опромінення пов'язана з деформаційно індукованою анізотропією розсіяння електронів на утворених радіаційних дефектах.

Ціленаправлений вплив електронного опромінення та термовідпалу дозволяє підвищити тензо-, фото-, термічну та магнітну чутливість монокристалів n-Ge та n-Si. Використання захисних покриттів, одержаних на основі епоксидної смоли з наповнювачами порошків металів, дає змогу значно підвищити радіаційну стійкість даних монокристалів.

Ключові слова: тензоопір, міждолинне розсіяння, напружена наноплівка германію, квантово-розмірні ефекти, радіаційні дефекти, холівська рухливість, ізотермічний відпал, крупномасштабний потенціал.

SUMMARY

Luniov S.V. Influence of defective structure on the electrical and tensoelectrical properties of n-Ge and n-Si single crystals and film nanostructures based on them. – Qualifying scientific work on the rights of the manuscript.

The thesis for obtaining a scientific degree of the Doctor of Physical and Mathematical Sciences by the major in 01.04.10 – Semiconductor and Dielectric Physics. – Lutsk National Technical University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Lutsk, 2022; Uzhhorod National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Uzhhorod, 2022.

The thesis is devoted to studying the regularities of influence of deformation, radiation, temperature fields and doping by the various impurities on the mechanisms of tensor effects, electrical conductivity and scattering of current carriers in the n-Ge and n-Si single crystals and germanium nanofilms.

The state of the solving scientific problem, substantiation of urgency of the research topic, establishment of the purpose and main tasks, object and subject of research, scientific novelty and practical significance of the obtained results are considered in the **introduction**. The author described research methods highlighted the relationship between the results obtained in the work with research work and topics, provided the data on approbation of work results and publications, noted personal contribution and indicated the scope and structure of the work.

The **first section** considers the phenomenological theory of the occurrence of tensor effects in many-valley semiconductors, on the basis of which the regularities of tensor effects in silicon and germanium single crystals are explained. The influence of the degree of doping by the various impurities on the magnitude of tensor resistance of uniaxially deformed n-Ge and n-Si single crystals to the pressures of 1.2 GPa and the mechanisms of tensor resistance of strongly deformed (greater than 1.5 GPa) along the crystallographic direction [100] germanium single crystals are considered. The contribution of Δ_1 -valleys of the Ge conduction band to changing the volt-ampere characteristics and ionization energy of shallow donors in germanium has been established.

The main mechanisms of interaction of radiation with solid and the formation of point and complex defects in semiconductors are considered. The main types of radiation defects that occur in silicon and germanium single crystals due to the action of different types of radiation, their microstructure, and mechanisms of formation were reviewed. A model of modification of energy levels corresponding to different charge states of these defects, by background impurities is presented. The influence of these defects on the electrical and piezoelectric properties of such single crystals has been established. In particular, the reasons for the increase in the electron mobility in n-Ge and n-Si under γ -irradiation by the small flows and the mechanisms

of tensorresistance at the uniaxial pressure for these single crystals with radiation defects are considered.

The prospects of using silicon-germanium heterostructures for nanoelectronics and nanophotonics, methods of their production and study the structure are reviewed. The influence of the magnitude and distribution of internal mechanical strains, composition and quantum-dimensional effects on the band structure, mobility and concentration of current carriers in heterostructures based on silicon and germanium is analyzed. The main factors of influence of radiation on nanomaterials and the role of spatial localization of current carriers in improving the electrophysical and optical properties of silicon-germanium heterostructures and increasing their radiation resistance are considered.

The **second section** presents the method of preparation of n-Ge samples for studies of tensorresistance at high uniaxial pressures, calculations of the critical stress of their failure depending on the geometric dimensions and crystallographic orientation. Deformation potential constants and effective masses for Δ_1 -minimum of the germanium conduction band were found based on tensorresistance measurements of uniaxially deformed n-Ge single crystals along the crystallographic direction [100], theories of deformational potential and anisotropic scattering. Using these parameters allowed us to calculate the resistivity, Hall coefficient, mobility, electron concentration at high uniaxial pressures and ionization energy of shallow donors Sb, As and P associated with the Δ_1 - valleys, based on perturbation theory and Ritz variation method.

Experimental and theoretical studies of the tensor electrical properties of strongly deformed n-Ge single crystals revealed that the magnitude of resistivity and electron mobility for these single crystals at uniaxial pressures $P > 1.5$ GPa along the crystallographic direction [100] will be largely determined by the mechanisms of electron scattering on optical phonons responsible for nonequivalent intervalley scattering between the L_1 - and Δ_1 -minima of the germanium conduction band. Equivalent intervalley electron scattering in the Δ_1 -model of germanium is essential

for the cases of hydrostatic pressure $P \approx 6$ GPa and uniaxial pressure $P \approx 8$ GPa along the crystallographic direction [110].

It is established that the tensor resistance of uniaxially deformed n-Ge single crystals at the crystallographic direction [100] at temperatures above room temperature will depend on the mechanisms of intrinsic conductivity. In particular, a two-band mechanism of intrinsic conductivity at uniaxial pressures from 0.8 to 2.4 GPa will be manifested, which is associated with the transition of electrons from the valence band to L_1 - and Δ_1 - minima. Electron transitions only in L_1 - or Δ_1 - minima of germanium (a single-band mechanism) will occur at $P < 0.8$ GPa and $P > 2.4$ GPa, respectively.

The **third section** calculates the values of relative deformations and band structure for undoped and doped by the donor impurity of germanium nanofilm grown on the $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ (001) substrate, depending on its component composition. It is established that with increasing the Si content in the substrate, internal mechanical strains of more than 2% occur, which lead to inversion of the type (L_1 - Δ_1) of the absolute minimum of the conduction band of the nanofilm. In this case, the valence band undergoes splitting into two branches, the upper of which is the branch of "heavy" holes. Due to such deforming reconstruction of the band structure of germanium nanofilms, the ionization energy of the doping donor impurity increases, which is explained by the increasing the effective mass of electron and interaction of the impurity energy level with the valence band.

Dependences of current carrier concentration, electron and hole mobility and specific conductivity for strained germanium nanofilms grown on the Si, $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ and $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ substrates with crystallographic orientation (001), on their thickness, degree of doping by the shallow and deep donor impurities were calculated on the basis of the statistics of non-degenerate two-dimensional electron and hole gas in semiconductors. It was established that the electrical properties of such nanofilms are determined by the peculiarities of their band structure and quantum-dimensional effects, which are effectively manifested for germanium nanofilms with the thickness of $d < 7$ nm. The presence of such effects explains the

significant increase in the specific conductivity and the decrease in the intrinsic concentration of current carriers for such nanofilms. Increasing the temperature and the degree of doping by the donor impurities reduces the role of dimensional quantization effects. The electron and hole mobility in the investigated germanium nanofilms is less than in the unstrained ones. Only for the strained germanium nanofilm of $d > 50$ nm thick grown on the $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ substrate, an increase in hole mobility (more than 1.5 times) was obtained. The performed modelling of electrical properties of germanium nanofilms can be used in their synthesis and creation of the nanoelectronics elements based on these nanofilms.

In the **fourth section**, studies of the mechanisms of defect formation in n-Ge <Sb> and n-Si <P> single crystals, irradiated by the high-energy electrons, were conducted. Investigations of infrared Fourier spectroscopy and the Hall effect allowed us to identify the nature of the created radiation defects and determine their energy spectrum. It was established that irradiation of the n-Ge<Sb> single crystals by the electrons with an energy of 10 MeV leads to the creation of $\text{VO}_i\text{I}_{2\text{Ge}}$ complexes and regions of disordering in these single crystals. Additional isothermal annealing of these single crystals at $T=403$ K and $T=393$ K contributed to the accumulation of $\text{VO}_i\text{I}_{2\text{Ge}}$ complexes in their volume. According to the proposed annealing model and theoretical calculations, this effect is explained by the dominant role of the generation processes of $\text{VO}_i\text{I}_{2\text{Ge}}$ complexes due to the annealing of the nuclei of the regions of disordering with less activation energy over the annealing processes of these complexes.

Irradiation of n-Si> single crystals by the electrons with an energy of 12 MeV led to the formation of known complexes of C_iO_i and VO_i , as well as new ones - VO_iP . Based on studies of the Hall effect, tenso-Hall effect and solutions of systems of equations of electroneutrality, the concentrations of such radiation defects in the electron-irradiated n-Ge<Sb> and n-Si<P> were calculated and the dependences of activation energy on the uniaxial pressure for $\text{VO}_i\text{I}_{2\text{Ge}}$ and VO_iP complexes were obtained.

In the **fifth section**, the mechanisms of electrical conductivity and scattering of current carriers in undeformed and uniaxially deformed n-Ge and n-Si single crystals with technological and radiation defects were studied. The creation of radiation defects with deep energy levels in n-Ge and n-Si under the electron irradiation or additional doping of n-Ge single crystals by the deep impurity of gold leads to a large scale potential, the amplitude of which will decrease with increasing temperature or uniaxial pressure. It is established that the decrease of the amplitude of this potential is the main reason for the increase of the Hall mobility of electrons in n-Ge and n-Si. The increase of the effective Hall mobility of current carriers in n-Ge single crystals, irradiated by the electrons with an energy of 10 MeV and flows $\Phi > 10^{16}$ el./cm² is associated with the creation of regions of disordering, acting as high-conductivity metal inclusions.

The change of the activation energy $E_v + 0,27$ eV of the A-center level in electron-irradiated n-Ge single crystals under the uniaxial deformation will affect the change in the ratio between the concentrations of electrons and holes and, accordingly, the tensorresistance of n-Ge. Based on measurements of the Hall effect and IR-Fourier spectroscopy, it was established that the created radiation defects under the electron radiation in n-Si <P> belonging to the VO_i and VO_iP complexes will be completely ionized at room temperature, and the energy level of $E_v + 0,35$ eV of the C_iO_i complex will be deionized. Also, according to the tenso-Hall effect, it follows that the electron concentration for the irradiated n-Si <P> single crystals does not depend on uniaxial pressure and, accordingly, the tensorresistance of these single crystals will be determined only by changes in electron mobility. Dependence of the tensorresistance of uniaxially deformed n-Si> single crystals along the crystallographic direction [100] on the electron irradiation flow is related to the deformation-induced anisotropy of electron scattering on the created radiation defects.

The targeted impact of the electron irradiation and thermal annealing allows to an increase in the tenso, photo-, thermal and magnetic sensitivity of n-Ge and n-Si

single crystals. The use of protective coatings based on epoxy resin with the fillers of metal powders can significantly increase the radiation resistance of these single crystals.

Key words: tensor resistance, intervalley scattering, strained germanium nanofilm, quantum-dimensional effects, radiation defects, Hall mobility, isothermal annealing, large scale potential.

НАУКОВІ ПРАЦІ, В ЯКИХ ОПУБЛІКОВАНІ ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ДИСЕРТАЦІЇ

*Статті наукових періодичних видань, які індексовано в наукометричних
базах даних Scopus та Web of Science Core Collection*

1. Параметри високоенергетичного Δ_1 -мінімуму зони провідності n-Ge / **С. В. Луньов**, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан. *Журнал фізичних досліджень*. 2013. Т. 17, №3. С. 3702.
2. Константи електрон-фононої взаємодії для оптичних та міждолинних фононів в n-Ge / **С. В. Луньов**, О. В. Бурбан. *Журнал нано- та електронної фізики*. 2014. Т. 6, №1. С. 01020.
3. Вплив інверсії типу ($L_1-\Delta_1$) абсолютного мінімуму на енергію іонізації основного стану мілких донорів в монокристалах n-Ge / **С.В. Луньов**. *Східно-Європейський журнал передових технологій*. 2014. № 5. С. 18–21.
4. Calculation of the Electron Mobility for the Δ_1 -Model of the Conduction Band of Germanium Single Crystals / **S. V. Luniov**, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban. *Semiconductors*. 2014. Vol. 48, №4. P. 438–441.
5. Розрахунок енергії іонізації основного стану мілких донорів у Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів n-Ge / **С. В. Луньов**, О. В. Бурбан, П. Ф. Назарчук. *УФЖ*. 2015. Т. 60, №10. С. 1022–1026.
6. Розсіювання електронів для одновісно деформованих монокристалів n-Ge / **С. В. Луньов**. *Журнал нано- та електронної фізики*. 2015. Т. 7, №3. С. 03029.
7. Electron scattering in the Δ_1 -model of the conduction band of germanium crystals / **S. V. Luniov**, O. V. Burban, P. F. Nazarchuk. *Semiconductors*. 2015.

Vol. 49, №5. P. 574–578.

8. Вплив радіаційних дефектів на механізми розсіяння електронів в монокристалах n-Ge / **С. В. Луцьов**, А.І. Зіміч, П.Ф. Назарчук, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела. *Журнал фізичних досліджень*. 2015. Т. 19, №4. С. 4704.

9. Визначення параметрів радіаційних дефектів в опроміненіх високоенергетичними електронами монокристалах n-Ge / **С. В. Луцьов**, А. І. Зіміч, П. Ф. Назарчук, В. Т. Маслюк, Мегела, І. Г. *Ядерна фізика та енергетика*. 2016. Т. 17, № 1. P. 47-52.

10. Specific features of electron scattering in uniaxially deformed n-Ge single crystals in the presence of radiation defects. **S.V. Luniov**, A.I. Zimych, P.F. Nazarchuk, V. T. Maslyuk, I. G. Megela. *Radiation Effects and Defects in Solids*. 2016. Vol. 171, Issue 11–12. P. 855–868.

11. A Method for the Determination of Shear Moduli for n-Ge and n-Si Single Crystals / V. I. Shvab'yuk, A. V. Matkova, **S. V. Lun'ov**, V. V. Shvab'yuk. *Materials Science*. 2017. Vol. 53, № 2. P. 257–263.

12. Визначення енергії активації А-центра в одновісно деформованих монокристалах n-Ge / **С. В. Луцьов**, А. І. Зіміч, П. Ф. Назарчук, С. А. Мороз, Л. М. Поліщук, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела. *Ядерна фізика та енергетика*. 2017. Т. 18, № 1. С. 48–55.

13. Specific features of defect formation in the nSi single crystals at electron irradiation / **S. Luniov**, A. Zimych, M. Khvyshchun, M. Yevsiuk, V. Maslyuk. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*. 2018. Vol. 6, № 12(96). P. 35–42.

14. Вплив власної провідності на механізми тензоопору одновісно деформованих монокристалів n-Ge / **С. В. Луцьов**. *Журнал фізичних досліджень*. 2019. Т. 23, No. 3. С. 3701.

15. Calculation of Electron Mobility for the Strained Germanium Nanofilm / **S.V.Luniov**. *Journal of Nano-and Electronic Physics*. 2019. Vol. 11, №. 2. P. 02023.

16. Mechanisms of electron scattering in uniaxially deformed silicon single crystals with radiation defects. **S. V. Luniov**, V. V. Lyshuk, V. T. Maslyuk, O. V. Burban. *Latvian Journal of Physics and Technical Sciences*. 2019. V. 56(5). P. 45–57.
17. The impact of internal mechanical strains on the electrical properties of germanium nanofilm / **S.V. Luniov**, Yu. A. Udovytska, Yu.V. Koval, O.V. Burban. // IEEE 9th International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP -2019), September 15-20. Odesa, 2019. P. 02TM02.
18. Features of Radiation-Defect Annealing in n-Ge Single Crystals Irradiated with High-Energy Electrons / **S. V. Luniov**, A. I. Zimych, M. V. Khvyshchun, V. T. Maslyuk, I. G. Megela. *Ukrainian Journal of Physics*. 2019. 64(2). P. 151.
19. Mechanisms of electron scattering in uniaxially deformed n-Ge (Sb, Au) single crystals. **S.V. Luniov**, P.F. Nazarchuk, A.I. Zimych, Y. A. Udovytska. *Condensed Matter Physics*. 2019. V. 22, No. 1. P. 13702.
20. The Impact of Radiation Defects on a Photosensitivity of Silicon Single Crystals / **S. V.Luniov**, M. V. Khvyshchun, V. T. Maslyuk // IEEE 11th International Scientific and Practical Conference on Electronics and Information Technologies (ELIT), September 16–18. Lviv, 2019. P. 295–298.
21. The impact of heat treatment on the magnetic sensitivity of irradiated by electrons single crystals n-Ge. **S. V. Luniov**, A. I. Zimych M. V. Khvyshchun, V. T. Maslyuk, I. G. Megela. *Funct. Mater.* 2019. V.26 (1). P. 41–47.
22. Calculation of band structure of the strained germanium nanofilm, doped with a donor impurity / **S. V. Luniov**. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2020. C. 113954.
23. Electrical Properties of Doped Germanium Nanofilms / **S. Luniov**, O. Burban, Y. Koval // IEEE 10th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2020), 9-13 November. Sumy, 2020. P. 02TM03-1.
24. Electrical properties of strained germanium nanofilm / **S. V. Luniov**, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban. *Physics and Chemistry of Solid State*. 2021. V. 22(2). P. 313–320.

25. Effect of Epoxy Composite Coatings on Radiation Stability and Magnetic Sensitivity of n-Si Single Crystals. Y. A. Udovyt'ska, S. V. Luniov, V.P. Kashytskyi, V.T Maslyuk. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2021. V. 57(2). P. 222–227.

26. Tensoelectrical properties of electron-irradiated n-Si single crystals / **Sergiy Luniov**, Petro Nazarchuka, Volodymyr Maslyuk. *East. Eur. J. Phys.* 2021. V. 3. P. 37–42.

27. Influence of Electron Irradiation and Annealing on the IR Absorption of Germanium Single Crystals / **S. V. Luniov**, M. V. Khvyshchun, A. I. Tsyuz, V. T. Maslyuk // IEEE 12th International Conference on Electronics and Information Technologies (ELIT), May 19 – 21. Lviv, 2021. P. 18–22.

Статті у наукових фахових періодичних виданнях України та інших держав із напрямку, з якого підготовлено дисертацію

28. Вплив інверсії (L_1 - Δ_1)-типу абсолютного мінімуму n-Ge на ефект екранування / **С. В. Луцьов**, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2012. Т. 3, №2. С. 69–74.

29. Тензочутливість у Δ_1 -моделі зони провідності кристалів германія / **С. В. Луцьов**. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2013. Т. 10, №3. С. 76–81.

30. Методика вимірювання електричних властивостей монокристалів n-Ge при високих одновісних тисках / **С. В. Луцьов**, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан, В. А. Лопухович. *Вісник ТНТУ*. 2014. №3. С. 172–179.

31. Ефективна маса густини станів електронів Δ_1 -мінімуму зони провідності кристалів германію / **С. В. Луцьов**. *Фізика и техника высоких давлений*. 2014. Т. 24, № 1. С. 48–53.

32. Deformation potentials for Δ_1 -minimum of conduction band of single crystals n-Ge / **Luniov Sergiy**, Burban Olexandr, Nazarchuk Petro. *Journal of Advances in Physics*. 2014. Vol. 5, №1. P. 705–711.

33. Influence of electron-phonon interaction on piezoresistance of single crystals

n-Ge / **Luniov Sergiy**, Burban Olexandr, Nazarchuk Petro, Zimych Andriy. Zimych. *Journal of Advances in Physics*. 2015. Vol. 7, №3. P. 1931–1938.

34. Вплив електронного опромінення на тензоопір монокристалів n-Ge. **С.В. Луньов**, А.І. Зіміч, М.В. Хвищун, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2017. Т. 14. №1. С. 58–65.

35. Вплив електронного опромінення на магнітну чутливість монокристалів n-Si. **С. В. Луньов**, А. І. Зіміч, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2019. V. 16(1). P. 68–76.

36. Розробка захисних покриттів на основі епоксикомпозитних матеріалів для монокристалів германію від впливу магнітного поля та радіації. Ю. А. Удовицька, **С. В. Луньов**, В. П. Кашицький, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2019. V. 16(4). P. 53–65.

37. The impact of electron irradiation on the electrical properties of n-Ge single crystals. **S.V. Luniov**, A.I. Zimych, P. F. Nazarchuk, V.T. Maslyuk, O.V. Burban. *SCIREA Journal of Physics*. 2019. V. 4, No. 1. P. 1–7.

Монографії

38. The impact of uniaxial deformation and irradiation on the electrical properties of single crystals n-Ge / **S.V. Luniov**, A.I. Zimych, V.T. Maslyuk, M. V. Khvyshchun, Yu. A. Herasymiuk. Austria, Vienna: “East West” Association for Advanced Studies and Higher Education GmbH, 2017. 136 p.

39. Електричні властивості монокристалів германію в умовах деформаційної перебудови зонної структури: монографія / **С.В. Луньов**, В.М. Єрмаков, П.Ф. Назарчук, Ю.А. Удовицька. Луцьк: Інформаційно-видавничий відділ Луцького НТУ, 2018. 208 с.

Наукові праці апробаційного характеру

40. Патент України на корисну модель 118459. Спосіб отримання магніточутливого мікросенсора / **С.В. Луньов**, А.І. Зіміч, М.В. Хвищун, В.Т. Маслюк; заявник і патентовласник: Луцький національний технічний університет. – № и 201701816; заявл. 27.02.17; опубл. 10.08.17, Бюл. №15.

41. Патент України на корисну модель 126364. Спосіб виготовлення давача тиску / **С.В. Луньов**, О.В. Бурбан, А.І. Зіміч, Ю.А. Удовицька; заявник і патентовласник: Луцький національний технічний університет.– № u201801895; заявл. 23.02.18; опубл. 11.06.18, Бюл. № 11.

42. Патент України на корисну модель 134928. Спосіб одержання багатофункціонального сенсора / **С.В. Луньов**, А.І. Зіміч, В.Т. Маслюк; заявник і патентовласник: С.В. Луньов, А.І. Зіміч, В.Т. Маслюк. –№ u201900038; заявл. 02.01.19; опубл. 10.06.19, Бюл. № 11.

43. Патент України на корисну модель 137899. Спосіб одержання чутливого елемента для тридіапазонного фотоприймача інфрачервоного випромінювання / **С.В. Луньов**, М.В. Хвищун, В.Т. Маслюк; заявник і патентовласник: Луцький національний технічний університет. – № u201904223; заявл. 19.04.19; опубл. 11.11.19, Бюл. № 21.

44. Вплив деформаційної перебудови зонної структури кристалів n-Ge на ефект екранування / О. В. Бурбан, **С. В. Луньов** // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання-2012»: матеріали наук. конф. Україна м. Київ 3 – 5 квітня 2012 р. К. 2012. С. 151–152.

45. Рухливість носіїв заряду в Δ_1 -моделі зони провідності кристалів n-Ge / **С. В. Луньов**, О. В. Бурбан, П. Ф. Назарчук, Л. І. Панасюк // I Міжнародна науково-практична конференція «Актуальні проблеми прикладної фізики» АППФ: матеріали I Міжнар. наук. конф., Україна м Севастополь 24 – 28 вересня 2012 р. Севастополь, 2012. С. 114–115.

46. Parameters of high – energy Δ_1 -minimum conduction band of n-Ge / **S. V. Luniov**, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban // Proceeding of the XVIIIth International Seminar on Physics and Chemistry of Solids, September 12–15. Lviv, 2012. P. 12.

47. Деформаційні потенціали Δ_1 -мінімуму зони провідності кристалів n-Ge / **С. В. Луньов**, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан // VI Міжнародна наукова конференція «Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали»

РНАОПМ'2012: матеріали VI Міжнар. наук. конф., Україна м. Луцьк – Шацькі озера 25-29 травня 2012 р. Луцьк: ВНУ ім. Лесі Українки, 2012. С. 42–45.

48. Вплив інверсії (L_1 - Δ_1)-типу абсолютного мінімуму на тензочутливість кристалів германія / **С. В. Луцьов**, О. В. Бурбан, П. Ф. Назарчук // Всеукраїнська наукова конференція «Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики» АПТЕПФ–2012: матеріали Всеукр. наук. конф., Україна м. Тернопіль, 20 – 22 вересня 2012 р. Тернопіль: ТНТУ, 2012. С. 106–107.

49. Анізотропія розсіяння носіїв заряду для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності кристалів германія / О. В. Бурбан, **С. В. Луцьов** // Міжнародна наукова конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика–2012»: зб. тез. Україна м. Львів, 19–22 квітня 2012 р. Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2012. С. 44.

50. Розсіяння носіїв заряду в умовах інверсії типу L_1 - Δ_1 абсолютного мінімуму кристалів n-Ge / О. В. Бурбан, **С. В. Луцьов**, Л. А. Косинець. Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання-2013»: матеріали наук. конф. Україна м. Київ, 2 – 4 квітня 2013 року. К. 2013. С. 149–150.

51. Міждолинне розсіяння електронів в Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан, **С. В. Луцьов**, П. Ф. Назарчук, Л. А. Косинець // VI Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН-6: зб. тез. Україна м. Чернівці 30 вересня – 4 жовтня 2013 р. Чернівці: ЧНУ, 2013. С. 257–258.

52. Вплив ефекту екранування на п'єзоопір монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан, **С. В. Луцьов**, П. Ф. Назарчук // VI Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН-6: зб. тез. Україна м. Чернівці 30 вересня – 4 жовтня 2013 р. Чернівці : ЧНУ, 2013. С. 255–256.

53. Особливості електрон-фононої взаємодії в n-Ge / **С. В. Луцьов**, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан, Ю. А. Герасимюк // VII Міжнародна наукова конференція «Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали»

РНАОПМ'2014: матеріали VI Міжнар. наук. конф., Україна м. Луцьк – Шацькі озера, 8–12 червня 2014 року. Луцьк: РВВ «Вежа» Східноєвропейського національного університету ім. Лесі Українки, 2014. С. 178–182.

54. Особливості електрон-фононної взаємодії для одновісно деформованих монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан, **С. В. Луньов** // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання-2014»: матеріали наук. конф. Україна м. Київ 2-4 квітня 2014. К.: Едельвейс, 2014. С. 119–121.

55. Effect of phonon scattering of electrons by piezoresistance of single-crystals n-Ge / **S. V. Luniov**, O. V. Burban, P. F. Nazarchuk, A. V. Zimych // XI International Scientific Conference «Electronics and Applied Physics»: Book of Abstracts 11th Inter. Conf. Ukraine Kyiv, October 21-24, 2014. Kyiv, 2014. P. 84–85.

56. The impact of radiation defects on the mechanisms of electron scattering in single crystals n-Ge / **S.V. Luniov**, A.I. Zimych, P.F. Nazarchuk, V. T. Maslyuk, I. G. Megela // The XXth International Seminar on Physics and Chemistry of Solids, September 13-16, 2015, Lviv, 2015. P. 30.

57. The influence of heat treatment on the sensitivity of the irradiated single crystals n-Ge to the magnetic field / **S.V. Luniov**, A.I. Zimych, M. V. Khvyshchun, V.T. Maslyuk, I.G. Megela // Proceedings of the XII International Conference «Electronics and Applied Physics» (APHYS 2016), October 19-22, 2016, Kyiv, Ukraine, 2016. P. 121.

58. Тензодатчики на основі опромінених електронами високих енергій монокристалів n-Ge / **С.В. Луньов**, А.І. Зіміч, Ю.А. Герасимюк, В.Т. Маслюк, І.Г. Мегела // Тези доп. 7-ї Міжнародної науково-технічної конференції «Сенсорна електроніка та мікросистемні технології» (СЕМСТ – 7), 30 травня – 3 червня 2016 р., Україна, м. Одеса, 2016 р. С.139.

59. Вплив одновісної деформації на електричні властивості монокристалів германію опромінених високоенергетичними електронами / **С.В. Луньов**, А.І. Зіміч, П.Ф. Назарчук, В.Т. Маслюк, І.Г. Мегела // Тези доп. конф. молодих вчених з фізики напівпровідників “Лашкарьовські читання” з міжнародною

участю, Київ, 6-8 квітня 2016 р. Інститут фізики напівпровідників імені В.Є. Лашкарьова 2016 р. С. 91–92.

60. Розсіяння електронів в одновісно деформованих монокристалах n-Ge при наявності радіаційних дефектів / **С.В. Луцьов**, А.І. Зіміч, П.Ф. Назарчук, В.Т. Маслюк, І.Г. Мегела // Тези доповідей 7-мої Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-7) (з міжнародною участю), 26-30 вересня 2016 р., Україна, м. Дніпро, 2016 р. С. 76–77.

61. Ідентифікація природи радіаційних дефектів в монокристалах n-Ge на основі вимірювань тензо-холл-ефекту / **С. В. Луцьов**, А. І. Зіміч, Ю. А. Герасимюк // Тези доповідей Міжнародної конференції молодих вчених та аспірантів “ІЕФ’2017”, м. Ужгород, 23-26 травня 2017. С. 44–45.

62. Ізотермічний відпал радіаційних дефектів в опромінені електронами монокристалах n-Ge / **С.В. Луцьов**, А. І. Зіміч, Ю. А. Герасимюк. // Лашкарьовські читання: зб. тез доп. конф. молодих вчених з фізики напівпровідників з міжнародною участю, Інститут фізики напівпровідників імені В.Є. Лашкарьова НАН України, м. Київ, 5 – 7 квітня 2017 року. К., 2017. С. 45–46.

63. Моделі відпалу радіаційних дефектів в опромінені електронами монокристалах n-Ge / **С.В. Луцьов**, А. І. Зіміч, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела // XXIV щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України: тези доповідей, Україна м. Київ, 10-13 квітня 2017 року. К., 2017. С. 148–149.

64. Определение параметров отжига радиационных дефектов в монокристаллах n-Ge облучённых быстрыми электронами / **С. В. Луцьов**, А. И. Зимич, Н. В. Хвыщун, В. Т. Маслюк, И. Г. Мегела // 12-й Международная конференция «Взаимодействие излучений с твёрдым телом» (ВИТТ-2017), Минск, Беларусь, 19-22 сент. 2017 г. / редкол.: В.В. Углов (отв.ред.) [и др.]. Минск: Изд. центр БГУ, 2017. С. 164–166.

65. Вплив одновісного тиску на механізми розсіяння електронів в монокристалах германію, легованих домішками сурми та золота /

С.В. Луцьов, А.І. Зімич, П.Ф. Назарчук // Тези доповідей VIII Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-8), Україна, Ужгород, 2-4 жовтня 2018 р. С. 58–59.

66. Вплив високопровідних включень на електричні властивості опромінених електронами монокристалів германію / **С.В. Луцьов**, А.І. Зімич, В.Т. Маслюк, І.Г. Мегела // Тези доповідей XXV щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень НАН України, м. Київ, 16-20 квітня 2018 року, 2018. С. 132–133.

67. Одержання магніточутливого елемента на основі опромінених електронами монокристалів n-Si / **С. В. Луцьов**, А. І. Зімич, В. Т. Маслюк, І.Г. Мегела, Ю.А.Удовицька // Тези доповідей 8-ої Міжнародної науково-технічної конференції "Сенсорна електроніка та мікросистемні технології" (СЕМСТ-8), Україна, Одеса, 28 травня – 1 червня 2018 р., 2018. С. 180.

68. Електричні властивості напружених наноплівки германію / **С.В. Луцьов**, А.І. Цизь, І.В. Бабула // Фізика і хімія твердого тіла. Стан, досягнення і перспективи: Матеріали VI Всеукраїнської науково-практичної конференції молодих вчених та студентів, 16-17 жовтня 2020 р. Луцьк: ІВВ Луцького НТУ. 2020. С. 110-112.

69. Оцінка екрануючої властивості шару епоксикомпозиту від потоку електронного опромінення / **С.В. Луцьов**, М.В. Хвищун, А.І. Цизь // Актуальні проблеми фундаментальних наук: матеріали IV Міжнар. Наук. конф., 1-5 червня 2021 р., Луцьк: Вежа-друк, 2021. С. 124–127.

ЗМІСТ

АНОТАЦІЯ	2
НАУКОВІ ПРАЦІ, В ЯКИХ ОПУБЛІКОВАНІ ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ДИСЕРТАЦІЇ	13
ЗМІСТ	23
ВСТУП	26
РОЗДІЛ 1. ВПЛИВ ДЕФОРМАЦІЙНИХ ТА РАДІАЦІЙНИХ ПОЛІВ НА ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ ТА НАНОСТРУКТУР ГЕРМАНІЮ ТА КРЕМНІЮ	39
1.1. Механізми виникнення тензоефектів в багатодолинних напівпровідниках. Тензоопір монокристалів n-Ge та n-Si.....	39
1.2. Вплив Δ_1 -мінімумів на тензоопір та кінетичні ефекти в сильних електричних полях в n-Ge.....	51
1.3. Відомості про параметри основних радіаційних дефектів в кремнії та германії.....	57
1.4. Вплив радіаційних дефектів на електричні та тензоелектричні властивості монокристалів n-Ge та n-Si.....	64
1.5. Технологія одержання, електронні властивості та радіаційні ефекти в гетероструктур на основі Si та Ge.....	75
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 1	84
РОЗДІЛ 2. ТЕНЗОРЕЗИСТИВІ ЕФЕКТИ ТА МЕХАНІЗМИ РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОНІВ В УМОВАХ РАДИКАЛЬНОЇ ДЕФОРМАЦІЙНОЇ ПЕРЕБУДОВИ ЗОННОЇ СТРУКТУРИ МОНОКРИСТАЛІВ n-Ge	86
2.1. Методика підготовки зразків n-Ge та проведення експериментальних досліджень тензоопору при сильних одновісних тисках.....	86
2.2. Визначення ефективних мас та констант деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімумів зони провідності монокристалів германію.....	93
2.3. Розрахунок енергії іонізації мілких донорів Sb, P та As, зв'язаних з Δ_1 -мінімумами германію.....	108

2.4. Розсіяння електронів в одновісно деформованих монокристалах n-Ge.....	119
2.5.Тензоопір та власна провідність в L_1 -, Δ_1 - та L_1 - Δ_1 - моделях зони провідності монокристалів германію.....	144
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 2.....	153
РОЗДІЛ 3. МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ ТА ТЕНЗОЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НЕЛЕГОВАНИХ ТА ЛЕГОВАНИХ НАНОПЛІВОК ГЕРМАНІЮ.....	154
3.1. Синтез наноплівки Ge на кремнієвій підкладці	154
3.2. Розрахунок величини внутрішніх механічних напружень в наноплівці германію, вирощеній на підкладці $Ge_{(x)}Si_{(1-x)}$	160
3.3. Вплив внутрішніх механічних напружень на зонну структуру наноплівки германію.....	165
3.4. Розрахунок енергії іонізації мілких та глибоких донорних домішок в напруженій наноплівці германію.....	167
3.5. Електричні властивості та розмірні ефекти в нелегованих та легованих донорною домішкою напружених наноплівках германію.....	176
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 3.....	200
РОЗДІЛ 4. МЕХАНІЗМИ ДЕФЕКТОУТВОРЕННЯ ТА ВІДПАЛУ В ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ МОНОКРИСТАЛАХ n-Ge ТА n-Si	
4.1. Підготовка зразків n-Ge та n-Si для проведення досліджень електричних, тензоелектричних та оптичних властивостей.....	201
4.2. Умови електронного опромінення та відпалу монокристалів n-Ge та n-Si.....	204
4.3. Особливості дефектоутворення в монокристалах n-Ge та n-Si при електронному опроміненні.....	209
4.4. Вплив одновісного тиску на енергію активації радіаційних дефектів в монокристалах n-Ge та n-Si.....	228
4.5. Кінетика відпалу радіаційних дефектів в опроміненних електронами монокристалах n-Ge.....	244

4.6. Розрахунок параметрів відпалу утворених радіаційних дефектів в монокристаллах n-Ge при електронному опроміненні.....	252
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 4.....	255
РОЗДІЛ 5. ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТА МЕХАНІЗМИ РОЗСІЯННЯ НОСІЇВ СТРУМУ ДЛЯ НЕДЕФОРМОВАНИХ ТА ОДНОВІСНО ДЕФОРМОВАНИХ МОНОКРИСТАЛІВ n-Ge ТА n-Si З ГЛИБОКИМИ ЕНЕРГЕТИЧНИМИ РІВНЯМИ.....	257
5.1. Вплив деформаційно-індукованої анізотропії рухливості на механізми розсіяння електронів в опроміненних електронами монокристалах n-Ge та n-Si.....	257
5.2. Розсіяння електронів в n-Ge та n-Si з радіаційними дефектами в умовах симетричного розміщення осі деформації відносно ізоенергетичних еліпсоїдів в германії та кремнії.....	274
5.3. Механізми розсіяння електронів в одновісно деформованих монокристалах германію, легованих домішкою сурми та золота.....	282
5.4. Тензоопір опроміненних електронами монокристалів n-Ge та n-Si.....	290
5.5. Вплив високопровідних включень на електричні властивості монокристалів n-Ge.....	304
5.6. Підвищення магнітної чутливості та радіаційної стійкості монокристалів n-Ge та n-Si.....	309
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 5.....	317
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ.....	319
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	324
ДОДАТОК.....	370

ВСТУП

Актуальність теми. За даними багатьох міжнародних конференцій, симпозіумів та семінарів напівпровідникові структури на основі багатодолинних напівпровідників Ge та Si є сьогодні елементною базою сучасної мікро- і наноелектроніки та викликають найбільший інтерес для створення на основі них різних електронних приладів та датчиків. В даному відношенні значна увага приділяється сенсорам тиску, які можуть функціонувати в області дії низьких або високих температур, сильних електричних, магнітних та радіаційних полів, вібрацій. Також напружений германій та кремній є перспективними матеріалами наноелектроніки. Зокрема, напружені плівки (шари) германію та кремнію знаходять своє практичне використання в технологіях створення каналів MOSFET транзисторів, лазерів на гетеропереходах, електрооптичних модуляторів. При цьому перед технологіями та науковцями постає проблема контролю внутрішніх деформаційних полів та їх впливу на електричні властивості таких плівок. Наприклад, на сьогодні не існує повної теоретичної моделі зв'язку між провідністю каналів MOSFET транзисторів та величинами деформацій, які в них виникають. Виходячи з того, що процес поліпшення параметрів кремнієвих інтегральних схем, який заснований на зменшенні довжини каналу (масштабуванні), наблизився до свого фізичного обмеження, то багато вчених прийшли до висновку про необхідність заміни кремнію на германій, який має більшу рухливість електронів та дірок. Така заміна дозволяє збільшити коефіцієнт підсилення та тунельний струм таких транзисторів. Це, в свою чергу, робить актуальним дослідження електричних властивостей напружених наноплівки германію.

Створення надійних теоретичних моделей розрахунку електропровідності, рухливості та концентрації носіїв струму для таких напружених плівок вимагає спочатку проведення детальних досліджень механізмів тензоефектів та розсіяння носіїв струму в об'ємних монокристалах германію та відомостей щодо параметрів екстремумів зон провідності та

валентної цих монокристалів. До таких параметрів, в першу чергу, належать константи деформаційного потенціалу та ефективна маса, які є надійно встановленими для L_1 -мінімумів зони провідності та віток валентної зони германію. Проте, при описі різних кінетичних та оптичних ефектів в сильно деформованих монокристалах германію або в наноструктурах на його основі необхідно враховувати вклад в такі ефекти інших високоенергетичних мінімумів, наприклад, Δ_1 -мінімумів, для яких на даний час існують лише поодинокі роботи із досить розрізненими даними щодо значень констант деформаційного потенціалу та компонент тензора ефективної маси. А це вимагає проведення додаткових експериментальних досліджень та пошуку методів визначення даних параметрів зонної структури германію.

Проблема забезпечення радіаційної стійкості радіоелектронної апаратури, яка використовується в різних пристроях ядерної та атомної енергетики, космічної техніки, підводних та надводних кораблів з ядерними реакторами, ракетних комплексах стратегічного призначення, фізичному експерименті, за останні роки стала однією з найважливіших серед комплексу інших традиційних проблем. Тому в даному відношенні використання напівпровідникових структур германію та кремнію в радіоелектронній апаратурі, в свою чергу, висуває вимогу підвищеної радіаційної стійкості таких структур, оскільки опромінення напівпровідників навіть малими потоками радіації може призводити до суттєвих змін їх електричних параметрів. Пошук методів підвищення радіаційної стійкості германію та кремнію вимагає проведення фундаментальних досліджень механізмів утворення, ідентифікації природи радіаційних дефектів та їх впливу на електричні властивості даних монокристалів. Можливість використання методу електронного парамагнітного резонансу для кремнію, на відміну від германію, дозволила досить точно встановити природу, мікроструктуру та енергетичні рівні багатьох радіаційних дефектів в кремнії.

Опромінення германію та кремнію потоками електронів або γ -квантів з енергіями в кілька МеВ призводить до утворення лише точкових дефектів та їх комплексів. При енергіях електронного опромінення 10 Мев і більших в

германії та кремнії крім точкових дефектів утворюються складні дефекти – області розвпорядкування. В більшості відомих на сьогодні робіт розглядається вплив радіаційних дефектів якогось одного типу (точкових або складних) на електричні властивості германію та кремнію і майже зовсім відсутня інформація щодо комплексного впливу цих дефектів. Також практично не вивченою є кінетика відпалу радіаційних дефектів в германії, особливо, коли відбувається одночасний відпал як точкових, так і складних дефектів.

У той же час використання опромінення в комплексному поєднанні з термообробкою (відпалом) дозволяє контролювано утворювати дефекти структури заданої концентрації в напівпровідниках і тим самим цілеспрямовано змінювати їх фізичні та експлуатаційні властивості. Утворенні радіаційні дефекти, як правило, створюють в забороненій зоні напівпровідника глибокі енергетичні рівні, які можуть бути неіонізованими при кімнатній температурі та вищій. Це відкриває перспективи створення різного роду напівпровідникових сенсорів (тиску, магнітного поля, температури, ІЧ-випромінювання) з керованими функціональними властивостями. Також створення глибоких рівнів в забороненій зоні напівпровідника можливе за рахунок легування певними домішками. Однак така технологія є досить дороговартісною та має такі основні недоліки: 1) обмежена розчинність легуючих домішок, що значно зменшує діапазон керування концентрацією носіїв струму; 2) зменшення ступеня однорідності матеріалу при збільшенні концентрації легуючої домішки, що може призводити до виникнення значних градієнтів питомого опору. Тому встановлення оптимальних умов опромінення та термообробки монокристалів германію та кремнію дозволить одержати на основі даних матеріалів принципово нові електронні прилади та сенсори з покращеними технічними характеристиками. Все вище сказане аргументує **актуальність** цього дисертаційного дослідження.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Наукові результати, які одержані в дисертації, пов'язані з напрямком наукових досліджень та планами наукових семінарів кафедри фізики та вищої

математики Луцького національного технічного університету, з виконуваними науково-дослідними роботами та темами:

1. Науково-дослідна робота «Розробка комплексу керованих властивостей багатодолинних напівпровідників та полімеркомпозитних матеріалів для функціонування в екстремальних умовах експлуатації», № державної реєстрації 0117U000630.
2. Науково-дослідна робота «Дослідження функціональних властивостей напівпровідникових та епоксикомпозитних матеріалів», № державної реєстрації 0121U108191.
3. Науково-дослідна робота «Дослідження впливу різних фізико - активних впливів на властивості матеріалів електроніки та машинобудування», № державної реєстрації 0116U001936.
4. Цільова тема ВФА НАН України «Елементарні процеси при взаємодії фотонів та електронів з речовиною в газовій та конденсованій фазах», № 0112U002079, № 59/130-12-64, яка виконувалась кафедрою фізики та вищої математики Луцького національного технічного університету спільно з Інститутом електронної фізики НАН України.
5. Науково-дослідна робота «Наземні радіаційні випробування матеріалів та приладів космічного призначення: вимоги та практика», яка виконувалась спільно з Інститутом електронної фізики НАН України та ДП КБ «Південне» ім. М.К. Янгеля.

Методи дослідження. Електричні та тензоелектричні властивості монокристалів n -Ge та n -Si досліджувались з використанням методик вимірювань ефекту Холла, тензоопору та тензо-холл-ефекту. Ідентифікація природи утворених радіаційних дефектів в n -Ge та n -Si здійснювалась на основі вимірювань інфрачервоної Фур'є-спектроскопії. Розрахунки констант деформаційного потенціалу, компонент тензора ефективної маси для Δ_1 -мінімуму зони провідності германію, рухливості електронів та питомого опору неопромінених та опромінених електронами монокристалів n -Ge та n -Si, напружених наноплівок германію проводились на основі теорій пружності,

деформаційного потенціалу та анізотропного розсіяння. Визначення енергії іонізації основного стану мілких донорів в Δ_1 -моделі германію здійснювалось з використанням варіаційного методу Рітца та теорії збурень.

Об'єктом дослідження були електричні та тензоелектричні властивості неопромінених та опромінених електронами монокристалів n-Ge та n-Si; напружених наноплівочок германію, нелегованих та легованих донорними домішками.

Предметом дослідження було встановлення взаємозв'язків між дефектною структурою монокристалів n-Ge та n-Si, наноплівочок германію та механізмами розсіяння електронів, електропровідності та тензоопору таких напівпровідникових структур.

Мета та завдання дослідження

Мета дисертаційної роботи полягала у вивченні загальних закономірностей та механізмів тензоефектів, електропровідності, розсіяння електронів в монокристалах n-Ge та n-Si та наноплівках германію з радіаційними та/або технологічними дефектами, що створюють як мілкі, так і глибокі локальні енергетичні рівні.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити наступні завдання:

1. Визначити компоненти тензорів ефективної маси та деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму зони провідності германію, обчислити на основі варіаційного методу Рітца та теорії збурень енергію іонізації мілких донорів Sb, P, As, зв'язаних з Δ_1 -мінімумами германію.

2. Дослідити механізми розсіяння електронів, тензоопору та власної провідності в одновісно деформованих монокристалах n-Ge при таких тисках, коли реалізується L_1 -, Δ_1 - та L_1 - Δ_1 -модель зони провідності германію.

3. Провести розрахунки зонної структури, електричних властивостей нелегованих та легованих наноплівочок германію, які вирощені на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ з кристалографічною орієнтацією (001), та енергії іонізації мілких та глибоких донорних домішок в таких наноплівках.

4. Знайти енергетичний спектр та встановити природу утворених радіаційних дефектів в опромінених швидкими електронами монокристалах n-Ge та n-Si, механізми ізотермічного відпалу точкових та складних дефектів в n-Ge, опроміненому електронами з енергією 10 MeV.

5. Дослідити механізми розсіяння електронів та побудувати теоретичну модель рухливості електронів для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Ge та n-Si, опромінених високоенергетичними електронами та/або легованих глибокими донорними домішками.

6. Встановити механізми впливу електронного опромінення на тензоопір монокристалів n-Ge та n-Si та оптимальні режими радіаційної та термічної обробки даних монокристалів з метою підвищення їх магнітної, температурної та тензочутливості, розробити методи підвищення радіаційної стійкості кремнію та германію.

Наукова новизна одержаних результатів

1. На основі лише проведених досліджень тензоопору для монокристалів n-Ge при сильних одновісних тисках вздовж кристалографічного напрямку [100], коли реалізується $(L_1-\Delta_1)$ -інверсія типу абсолютного мінімуму в германії, та виразів теорії анізотропного розсіяння для часу релаксації електронів в умовах їх розсіяння на іонах домішки та акустичних фононах, було знайдено компоненти тензорів ефективної маси та деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму. Використання даних параметрів дозволило вперше обчислити з врахуванням хімічного зсуву енергію іонізації основного стану домішок фосфору, сурми та миш'яку, зв'язаних з Δ_1 -мінімумами, та рухливість електронів для різної структури Δ_1 -зони.

2. Встановлено, що на відміну від недеформованих або одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge до тисків 1,8 ГПа, при тисках $P \approx 8$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [110] та гідростатичному тискові близько 6 ГПа (для чотирьох та шестидолинної Δ_1 -моделі германію відповідно) в n-Ge суттєвим стає міждолинне розсіяння електронів на оптичних фононах, а в $(L_1-\Delta_1)$ -моделі –

нееквівалентне міждолинне розсіяння електронів між L_1 - та Δ_1 -мінімумами, яке впливає на величину тензоопору одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку $[100]$ монокристалів n -Ge. При температурах $T > 300$ К тензоопір таких монокристалів n -Ge, крім механізмів фонного розсіяння, буде визначатись механізмами власної провідності. При цьому для області одновісних тисків від 0,8 до 2,4 ГПа буде проявлятися двохзонний механізм власної провідності.

3. Проведені розрахунки величини внутрішніх механічних напружень та зонної структури для наноплівки германію, вирощеної на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ з кристалографічною орієнтацією (001) , в залежності від компонентного складу підкладки. Було показано, що для випадків $x=0$ та $x=0,9$ найнижчими за шкалою енергій будуть Δ_1 - та L_1 -мінімуми зони провідності відповідно, а зростання вмісту германію в підкладці призводить до зменшення внутрішніх деформаційних полів в наноплівці та, як наслідок, до збільшення її ширини забороненої зони та зменшення величини розщеплення зон «легких» та «важких» дірок. Вперше на основі запропонованої моделі зміщення при деформації локальних рівнів домішок було встановлено, що при збільшенні вмісту кремнію в підкладці відбувається зростання енергії іонізації як мілкої, так і глибокої легуючої донорної домішки в наноплівці германію, яке пов'язане зі зростанням ефективної маси електрона за рахунок деформаційної перебудови зони провідності наноплівки.

4. Встановлено, що електричні властивості наноплівок Ge/Si , $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ визначаються особливостями їх зонної структури, яка залежить від величини внутрішніх механічних напружень, температури та ефектів розмірного квантування, які проявляються в таких наноплівках товщиною $d < 7$ нм. Легування ж цих наноплівок донорними домішками призводить до збільшення концентрації електронів провідності та зменшення ролі квантово-розмірних ефектів.

5. Вперше на основі експериментальних досліджень та теоретичних розрахунків показано, що в n -Ge при опроміненні електронами з енергією

10 MeV утворюються як точкові дефекти, що належать комплексам VO_iI_{2Ge} (А-центри, модифіковані двома міжвузловими атомами германію), так і складні дефекти – області розвпорядкування. Опромінення електронами з енергією 12 MeV монокристалів кремнію, легованих фосфором, призводить переважно до утворення в їх об'ємі лише точкових дефектів, що відповідають відомим комплексам VO_i (А-центр) та C_iO_i , а також нового типу дефектів – комплексів VO_iP (А-центрів, модифікованих домішкою фосфору).

6. Вперше виявлено аномальний ізотермічний відпал для опромінених електронами з енергією 10 MeV монокристалів n-Ge та встановлено його механізми, на основі яких були проведенні розрахунки енергія активації відпалу ядер областей розвпорядкування, комплексу VO_iI_{2Ge} та частотних факторів для цих дефектів.

7. Вперше розроблена теоретична модель рухливості електронів для недеформованих та одновісно деформованих монокристалах n-Ge та n-Si з глибокими рівнями радіаційного та технологічного походження. На основі даної моделі було пояснено експериментально одержане зростання холівської рухливості електронів при збільшенні температури або величини одновісного тиску для опромінених електронами монокристалів n-Ge та n-Si, монокристалів германію, легованих глибокою домішкою золота. Показано, що таке зростання пов'язане зі зменшенням амплітуди крупномасштабного потенціалу та концентрації заряджених дефектів, які є активними центрами розсіяння електронів.

8. Встановлені механізми тензоопору для опромінених електронами монокристалів n-Ge та n-Si при одновісному тискові та кімнатній температурі. Наявність тензоопору для опроміненого n-Ge пояснюється іонізацією рівня $E_f + 0,27$ eV, що належить комплексу VO_iI_{2Ge} , при одновісній деформації, внаслідок чого буде змінюватись співвідношення між концентраціями електронів та дірок. Тензоопір опромінених монокристалів n-Si визначається лише змінами рухливості електронів, оскільки глибокі локальні рівні, що відповідають комплексам VO_i та VO_iP , будуть повністю іонізованими, а

іонізація глибокого рівня $E_p + 0,35$ eV комплексу C_iO_i при деформації не буде проявлятися при кімнатній температурі.

Практичне значення одержаних результатів

1. Одержаний при тисках $P > 1,6$ ГПа, на відміну від n-Si, значний тензорезистивний ефект для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge може бути використаний для конструювання на основі n-Ge чутливого елемента сенсора високого одновісного тиску, що зможе працювати в широкому діапазоні температур.

2. Проведені розрахунки величини внутрішніх механічних напружень та зонної структури для наноплівки германію, вирощеної на підкладці $Ge_{(x)}Si_{(1-x)}$ з кристалографічною орієнтацією (001), можуть бути використанні інженерами-технологами та науковцями при моделюванні та синтезі нелегованих та/або легованих наноплівок германію з керованими електричними та оптичними властивостями. Наприклад, на основі таких плівок можуть бути створенні детектори інфрачервоного випромінювання з керованим діапазоном фоточутливості. При цьому довжиною хвилі, на яку припадає максимум ІЧ-поглинання, можна керувати за рахунок варіації вмісту кремнію в підкладці.

3. Одержане для напруженої наноплівки германію, товщиною $d > 50$ нм, яка вирощена на підкладці $Ge_{(0,9)}Si_{(0,1)}$, зростання рухливості дірок більше, ніж в 1,5 рази, може мати прикладне застосування при створенні на основі такої наноплівки високопровідних каналів p-MOSFET та p-MODFET транзисторів.

4. Одержана при кімнатній температурі лінійна залежність тензоопору для опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ ел./см² з енергією 10 MeV при тисках від 0,25 ГПа до 0,9 ГПа вздовж кристалографічного напрямку [100], на відміну від неопроміненого n-Ge, може бути використана при розробці на основі опромінених монокристалів n-Ge сенсорів одновісного тиску з таким діапазоном вимірювань.

5. Вперше одержане при кімнатній температурі зростання величини тензоопору монокристалів n-Si за рахунок їх опромінення потоками електронів

$\Phi \geq 1 \cdot 10^{17}$ ел./см² з енергією 12 МеВ відкриває перспективи для конструювання на основі таких монокристалів n-Si сенсорів високого одновісного тиску з підвищеним значенням коефіцієнта тензочутливості.

6. Встановленні оптимальні умови електронного опромінення в комплексному поєднанні з термовідпалом монокристалів n-Ge та n-Si дозволили підвищити їх температурну та магнітну чутливість, що може знайти своє практичне використання при створенні високочутливих сенсорів температури та магнітного поля.

7. Показано, що використання епоксидно-діанової смоли марки ЕД-20, особливо з наповнювачами порошків алюмінію та заліза, в якості шару покриття монокристалів n-Ge та n-Si дозволяє значно підвищити їх радіаційну стійкість, що є ключовою задачею проектування радіаційно стійких елементів систем автоматики та радіоелектронної апаратури, виготовлених на основі даних монокристалів, для атомних електростанцій, космічних апаратів, ракетних комплексів.

Особистий внесок здобувача

Постановка завдань, одержані основні наукові та практичні результати, їх інтерпретація та висновки, які представляють зміст та тему дисертації, отримано та сформульовано здобувачем особисто. Особистий внесок дисертанта в працях [Д1-Д39] полягає у наступному.

У статтях [1], [2], [4], [5], [7], [28], [32], [33] дисертант брав участь в проведенні експериментальних досліджень тензорезистивного ефекту при сильних одновісних тисках, запропонував методика визначення та провів розрахунки констант деформаційного потенціалу та ефективних мас для Δ_1 -мінімуму зони провідності германію, констант електрон-фононої взаємодії в германії, температурних залежностей рухливості та тензоопору для одновісно деформованих монокристалів n-Ge, дав інтерпретацію спостережувальних механізмів розсіяння електронів та тензоефектів, провів розрахунки енергії іонізації основного стану мілких донорів Sb, P, As, які зв'язані з Δ_1 -долинами германію, на основі варіаційного методу Рітца. В роботі [30] було

сформульовано рекомендації щодо геометричних розмірів, форми зразків германію для досліджень тензоефектів при високих одновісних тисках. В роботі [11] дисертантом запропоновано методику визначення модуля зсуву для монокристалів германію та кремнію на основі вимірювань поздовжнього тензорезистивного ефекту. У статтях [8-10], [12], [13], [16], [18], [20], [21], [26], [27], [34], [35], [37] брав участь в проведенні експериментальних досліджень електричних, тензоелектричних та гальваномагнітних властивостей опромінених електронами монокристалів n-Ge та n-Si, електричних та оптичних властивостей монокристалів n-Ge після електронного опромінення та ізотермічного відпалу, провів розрахунки параметрів утворених радіаційних дефектів та відпалу, рухливості та електропровідності для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Ge та n-Si з радіаційними дефектами. В роботі [19] брав участь в дослідженні тензо-холл-ефекту, запропонував теоретичну модель рухливості при одновісному тиску для монокристалів германію, легованих домішками Au та Sb, та провів теоретичні розрахунки температурних залежностей рухливості для цих монокристалів. В роботах [25] та [36] запропоновано метод підвищення радіаційної стійкості монокристалів германію та кремнію, взято участь в дослідженнях ефекту Холла, проведено розрахунки концентрації радіаційних дефектів та магнітної чутливості для опромінених електронами монокристалів n-Ge та n-Si, покритих шаром епоксикомпозиту. У статтях [17], [23] та [24] дисертантом одержано вирази для розрахунку рухливості та електропровідності напруженої наноплівки германію та обчислено дані електричні параметри в залежності від товщини наноплівки, ступеня її легування різними домішками та температури.

В монографіях [38] та [39] дисертант описав проведені ним дослідження електричних та тензоелектричних властивостей неопромінених та опромінених електронами монокристалів n-Ge, систематизував спостережувальні механізми тензоефектів та розсіяння носіїв струму для даних монокристалів та сформулював загальні висновки.

Апробація результатів дисертації

Основні результати досліджень представлено на наукових семінарах кафедри фізики та вищої математики Луцького національного технічного університету, вітчизняних та міжнародних наукових конференціях, семінарах: Proceeding of the XVIIIth XXth and International Seminar on Physics and Chemistry of Solids (September 12-15, 2012, and September 13 – 16, 2015, Lviv, Ukraine); I Міжнародна науково-практична конференція «Актуальні проблеми прикладної фізики» (24-28 вересня, 2012, Севастополь, Україна); VI та VII Міжнародна наукова конференція «Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали» РНАОПМ'2012 та РНАОПМ'2014 (25-29 травня, 2012, та 8-12 червня, 2014, м. Луцьк – Шацькі озера, Україна); Всеукраїнська наукова конференція «Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики» АПТЕПФ–2012 (20-22 вересня, 2012, м. Тернопіль, Україна); VI, VII та VIII Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН-6, УНКФН-7 та УНКФН -8 (30 вересня – 4 жовтня, 2013, м. Чернівці, 26-30 вересня, 2016, м. Дніпро, 2-4 жовтня, 2018, м. Ужгород, Україна); Proceedings of the XI and XII International Conference «Electronics and Applied Physics» (October 21-24, 2014, October 19-22, 2016, Kyiv, Ukraine); Тези доп. 7-ої та 8-ої Міжнародної науково-технічної конференції «Сенсорна електроніка та мікросистемні технології» (30 травня – 3 червня, 2016, та 28 травня – 1 червня, 2018, м. Одеса, Україна); 12-й Международная конференция «Взаимодействие излучений с твердым телом» (19-22 сентября, 2017, Минск, Беларусь); XXIV та XXV щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (10-13 квітня, 2017, та 16-20 квітня, 2018, м. Київ, Україна); IV Міжнародна, Наукова конференція «Актуальні проблеми фундаментальних наук» (1-5 червня, 2021, м. Луцьк, Україна); Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання-2012, 2013, 2014, 2016, 2017 (3-5 квітня, 2012, 2 – 4 квітня, 2013, 2014, 6-8 квітня, 2016, 5-7 квітня, 2017, м. Київ, Україна); Матеріали VI Всеукраїнської науково-практичної конференції молодих вчених та студентів «Фізика і хімія твердого

тіла. Стан, досягнення і перспективи» (16-17 жовтня, 2020, м. Луцьк, Україна); Міжнародна конференція молодих вчених та аспірантів «ІЕФ'2017» (23-26 травня, 2017, м. Ужгород, Україна); Міжнародна наукова конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика–2012» (19–22 квітня, 2012, м. Львів, Україна).

Публікації. Результати дисертації опубліковано в 69 наукових працях: 27 статей у наукових журналах, які індексовано в наукометричних базах даних Scopus та Web of Science Core Collection, 10 статей – у наукових фахових періодичних виданнях України та інших держав, 2 колективні монографії, одна з яких англійською мовою, видана в закордонному виданні, та 26 тез конференцій; за результатами досліджень отримано 4 патенти на корисну модель.

Структура та обсяг дисертації

Дисертація складається зі вступу, п'яти розділів, загальних висновків, списку використаних джерел (443 позиції) та одного додатка. Загальний обсяг праці становить 379 сторінок, з них 323 сторінки основного тексту, що включає 133 рисунки та 18 таблиць.

РОЗДІЛ 1. ВПЛИВ ДЕФОРМАЦІЙНИХ ТА РАДІАЦІЙНИХ ПОЛІВ НА ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ ТА НАНОСТРУКТУР ГЕРМАНІЮ ТА КРЕМНІЮ

1.1. Механізми виникнення тензоефектів в багатодолинних напівпровідниках. Тензоопір монокристалів n-Ge та n-Si

Кристалічна ґратка більшості напівпровідників має кубічну симетрію. Якщо напівпровідник підданий дії довільної деформації, то його симетрія в загальному випадку знижується. Це призводить до зсуву енергетичних рівнів напівпровідника та до перерозподілу носіїв струму між ними і в кінцевому випадку до зміни його електричних характеристик [1]. Структура енергетичних зон напівпровідників IV групи (германію та кремнію), напівпровідникових сполук A_3B_5 (арсеніду галію, антимоніду галію та ін.) має між собою багато спільного. Зона провідності таких напівпровідників складається з трьох типів мінімумів, які розташовані в різних точках k -простору: 1) мінімумів, розташованих в центрі зони Бріллюена при $k=0$, які позначаються символом Γ_2 для елементів IV групи і символом Γ_1 для з'єднань типу A_3B_5 , 2) набір мінімумів, розташованих в напрямках $[100]$, що позначаються символом Δ_1 , 3) мінімуми, розташовані в напрямках $[111]$, що позначаються L_1 [2].

Найнижчими за шкалою енергій в зоні провідності германію є чотири еквівалентні L_1 -мінімумів, які розміщені в напрямках $[111]$, $[1\bar{1}\bar{1}]$, $[1\bar{1}1]$ та $[11\bar{1}]$. Вище на 0,18 eV від L_1 - мінімумів знаходяться шість Δ_1 -мінімумів, орієнтовані в напрямках $[100]$, $[\bar{1}00]$, $[0\bar{1}0]$, $[010]$, $[00\bar{1}]$ та $[001]$. Мінімуми Γ_2 та Γ_{15} в центрі зони Бріллюена знаходяться вище від L_1 - мінімумів на 0,14 та 2,5 eV відповідно [3]. Для вершини валентної зони германію та кремнію має місце двократне виродження за енергією. Крім того, є ще одна вітка валентної зони, яка зміщується вниз на 0,28 eV для германію та на 0,04 eV для кремнію за рахунок спин-орбітальної взаємодії. Верхня зона, яка за звичайних умов бере головну участь в процесах провідності, в першому наближенні може бути

представлена у вигляді двох систем сферичних поверхонь, кожна з яких відповідає скалярній ефективній масі. Одна з цих мас значно більша, ніж інша, і відповідні дірки називаються «важкими» та «легкими». Зонна структура для монокристалів германію представлена на рис. 1.1. В кремнії зона провідності має найнижчими за енергією шість еквівалентних Δ_1 -мінімумів, розміщених в напрямках $[100]$, $[\bar{1}00]$, $[0\bar{1}0]$, $[010]$, $[00\bar{1}]$, та $[001]$, які в недеформованому напівпровіднику знаходяться в точці $k=0,8k_{\max}$, що відповідає границі зони Бріллюена (тут $|k_{\max}|=2\pi/a_0$, де a_0 -стала ґратки кремнію) (рис. 1.2).

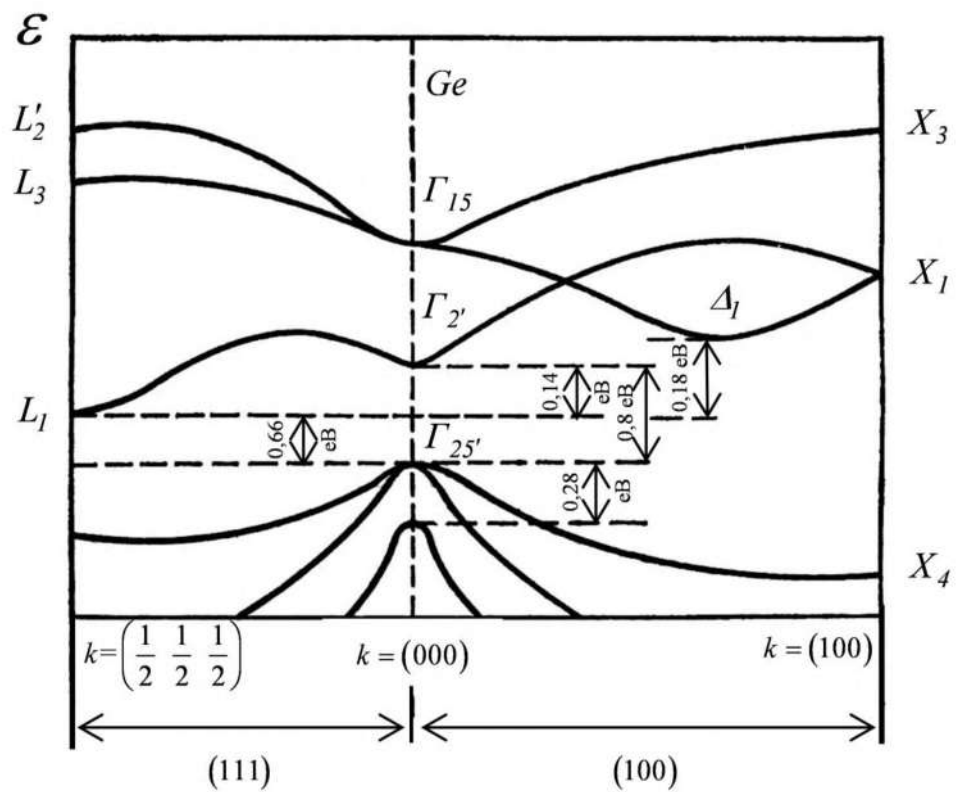


Рис. 1.1. Зонна структура монокристалів германію.

Поверхні сталої енергії в околі мінімумів енергії відповідних енергетичних зон є еліпсоїдами обертання з осями симетрії, орієнтованими по осях $[111]$ в германії та по осях $[100]$ в кремнії. При деформаціях германію та кремнію змінюється відстань між сусідніми атомами, що призводить до змін енергії взаємодії між ними, та відповідно енергетичної зонної структури цих напівпровідникових матеріалів [4].

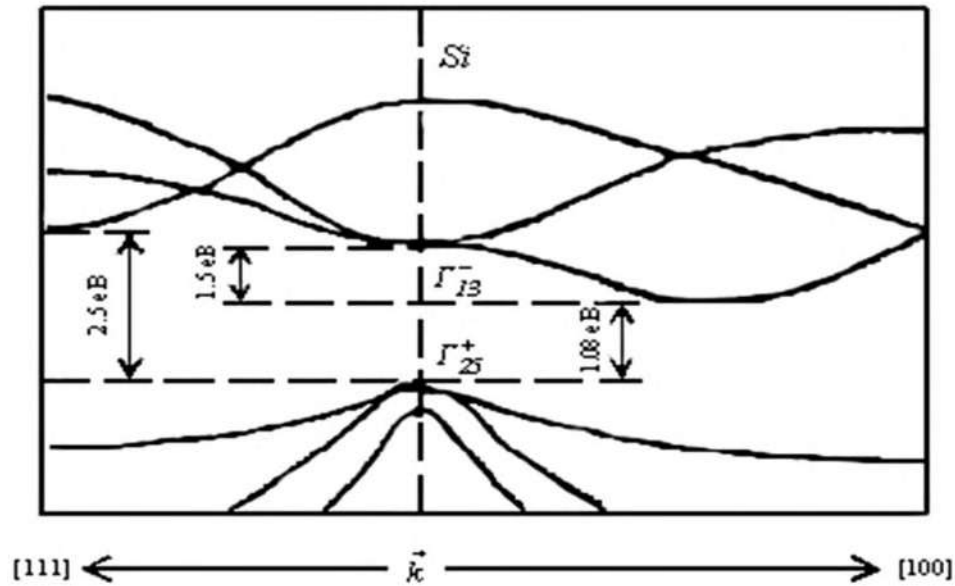


Рис. 1.2. Зонна структура монокристалів кремнію.

При дії одновісної деформації на монокристали кремнію та германію знижується їх симетрія та знімається виродження за енергіями еквівалентних екстремумів зон провідності та валентної. Наприклад, якщо деформувати монокристал кремнію вздовж осі $[001]$, то у цьому напрямку міжатомна відстань зменшиться, а обмінний інтеграл, який описує міжатомну взаємодію в даному напрямку, зростає. Для напрямків $[010]$ та $[100]$, які лежать у площині, яка перпендикулярна до осі деформації, обмінний інтеграл зменшується. Внаслідок цього, дно зони провідності в напрямку деформації $[001]$ опускається, а в напрямках $[010]$ та $[100]$ – піднімається.

Перебудова зонної структури монокристалів кремнію та германію при деформації призводить до змін концентрації та рухливості носіїв заряду. А це впливатиме на залежність питомого опору цих монокристалів від деформації. Такі зміни призводять до виникнення ефекту тензоопору [5]. Для малих деформацій тензор деформації ε_{ik} рівний [6]:

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (1.1)$$

де u_i – складова вектора зсуву точки кристалічної решітки при деформації. Деформація вважається малою, тому враховуються тільки зміни спектру лінійні

за деформацією. Крім того, деформація вважається квазіоднорідною та квазістатистичною. Неоднорідні деформації, що характеризуються зміною на відстанях у багато разів більших, ніж параметр кристалічної решітки, можуть також вважатися квазіоднорідними. Для знаходження спектру електронів в деформованому кристалі можна використовувати теорію збурень. Енергія електрона в недеформованому кристалі в n -ій зоні є функцією хвильового вектора $E_0^{(n)}(k)$. У деформованому кристалі енергія є також функцією деформації $E_0^{(n)}(k, \varepsilon_{ik})$. Зміну енергії при малих деформаціях за теорією збурень можна представити у вигляді [2, 7]:

$$\Delta E^{(n)}(k, \varepsilon_{ik}) = E^{(n)}(k, \varepsilon_{ik}) - E_0^{(n)}(k) = \sum_{ij} D_{ij}^{(n)} \varepsilon_{ij}. \quad (1.2)$$

де $D_{ij}^{(n)}$ – константи деформаційного потенціалу. Число компонент тензора $D_{ij}^{(n)}$, відмінних від нуля, визначається симетрією напівпровідника та відповідного енергетичного мінімуму, зміщення якого розглядається.

У прийнятому наближенні вважається, що кожен екстремум зони провідності зміщується як одне ціле. Для зони, що має екстремум в будь-якій точці \vec{k} -простору k_0 , число відмінних від нуля компонент тензора D_{ij} залежить від симетрії цієї точки. У системі координат, яка співпадає з головними осями тензора D_{ij} ,

$$\Delta E(\varepsilon) = D_{11}\varepsilon_{11} + D_{22}\varepsilon_{22} + D_{33}\varepsilon_{33}. \quad (1.3)$$

Для більшості напівпровідників умови симетрії зони провідності такі, що число компонент, відмінних від нуля, зменшується до двох або навіть до однієї. При цьому для констант деформаційного потенціалу часто вводять нові позначення:

$$\Xi_d = D_{11} = D_{22}; \quad \Xi_u = D_{33} - D_{11}. \quad (1.4)$$

Враховуючи дані позначення, вираз (1.3) матиме вигляд:

$$\Delta E = \Xi_d(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \Xi_u \varepsilon_{33}. \quad (1.5)$$

З даного виразу слідує, що константа Ξ_d характеризує вплив всестороннього

тиску, а Ξ_{ii} – одновісної деформації. Ці формули застосовні для кожного екстремуму зони провідності в системі координат, пов'язаній з його головними осями. Оскільки головні осі різних екстремумів не співпадають, то деформація приводить до зміщення нееквівалентних екстремумів. Головні осі тензора ε_{ij} пов'язані з основними кристалографічними осями, тобто з осями [100], [010] та [001], а головні осі тензора D_{ij} співпадають з тими напрямками, по яких розташовані енергетичні мінімуми в даному кристалі. Якщо головні осі тензорів D_{ij} та ε_{ij} не співпадають між собою, то треба провести перетворення тензора деформації ε_{ij} з системи координат, пов'язаної з головними осями кристала, в систему осей симетрії даного екстремуму. Це можна зробити за допомогою такого перетворення:

$$\varepsilon_v = \sum_{i'j'} \cos(i'i) \cos(j'j) \varepsilon_{i'j'}, \quad (1.6)$$

де $\cos(i', i)$ – косинус кута між осями x_i і x'_i .

Зміна валентної зони під дією деформації носить складніший характер, оскільки вершина валентної зони для більшості напівпровідників в недеформованому стані вироджена в точці $k=0$ [1]. Енергія дірок в деформованому кристалі описується виразом [2]:

$$E_{1,2}(k\varepsilon) = Ak^2 + a\Delta \pm \sqrt{\varepsilon_k + \varepsilon_\varepsilon + \varepsilon_{\varepsilon k}}, \quad (1.7)$$

де $\Delta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$ – зміна об'єму при деформації,

$$\varepsilon_k = B^2 k^4 + C^2 (k_1^2 k_2^2 + k_1^2 k_3^2 + k_2^2 k_3^2) \quad (1.8)$$

$$\varepsilon_\varepsilon = \frac{b^2}{2} [(\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22})^2 + (\varepsilon_{22} - \varepsilon_{33})^2 + (\varepsilon_{33} - \varepsilon_{11})^2] + d^2 (\varepsilon_{12}^2 + \varepsilon_{13}^2 + \varepsilon_{23}^2), \quad (1.9)$$

$$\varepsilon_{\varepsilon k} = Bb [3(k_1^2 \varepsilon_{11} + k_2^2 \varepsilon_{22} + k_3^2 \varepsilon_{33}) - k^2 \Delta] + 2Dd [k_1 k_2 \varepsilon_{12} + k_1 k_3 \varepsilon_{13} + k_2 k_3 \varepsilon_{23}] \quad (1.10)$$

$$k^2 = k_1^2 + k_2^2 + k_3^2. \quad (1.11)$$

Тут A , B і C – параметри валентної зони, що характеризують ефективні маси дірок; $D^2 = C^2 + 3B^2$; a , b , d – константи деформаційного потенціалу для валентної зони. При відсутності деформації енергія дірок описується виразом:

$$E_{1,2}(k) = Ak^2 \pm \sqrt{\varepsilon_k}, \quad (1.12)$$

де верхній знак відповідає зоні «легких» дірок, а нижній – «важких». При деформації зона зміщується як ціле та розщеплюється. При цьому ізотропна деформація (наприклад, всесторонній стиск) призводить до зсуву зони як цілого, яке описується другим членом в (1.7), а анізотропна деформація викликає розщеплення зон. Якщо E_{v+} – положення вершини валентної зони, яка при деформації виявилася верхньою, а E_{v-} – вершина нижньої зони, то величина розщеплення зон рівна:

$$E_{v+} - E_{v-} = 2\sqrt{\varepsilon_\varepsilon}. \quad (1.13)$$

У багатьох випадках зсув та розщеплення вершини валентної зони під дією довільної деформації можна розраховувати за формулою:

$$\Delta E_v = a\Delta \pm \sqrt{\varepsilon_\varepsilon}. \quad (1.14)$$

Зміна ефективних мас електронів при деформації, як правило, є величиною наступного порядку малості в порівнянні зі змінами спектру електронів [1]. У розглянутому наближенні в напівпровідниках з невідродженими зонами під дією деформації енергетичні еліпсоїди зсуваються як єдине ціле, не деформуючись. В цьому випадку ефективна маса може змінюватися, якщо під тиском рівні розійдуться настільки сильно, що відбудеться спустошення верхніх мінімумів та число мінімумів, які беруть участь у провідності, зміниться. Особливо великі зміни ефективної маси можливі тоді, коли при великих деформаціях змінюється тип нижнього мінімуму, як це має місце в GaSb або в Ge.

Енергію електронів в недеформованому напівпровіднику *p*-типу провідності з врахуванням анізотропії ефективної маси (як в германії та кремнії) можна записати у вигляді:

$$E(k) = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{k_1^2}{m_1} + \frac{k_2^2}{m_2} + \frac{k_3^2}{m_3} \right), \quad (1.15)$$

де k – хвильовий вектор електрона, нульовий відлік якого береться від точки, що відповідає мінімуму, а осі k_1 , k_2 та k_3 направлені вздовж головних осей

еліпсоїда, \hbar – постійна Планка. Оскільки поверхні постійної енергії для германію та кремнію є еліпсоїдами обертання, то $m_1 = m_2 = m_{\perp}$, а $m_3 = m_{\parallel}$. Ефективна маса густини станів для електрона в такому випадку рівна:

$$m_e^* = N^{2/3} (m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{1/3}, \quad (1.16)$$

де N – число еквівалентних мінімумів, яке рівне 4 для германію та 6 для кремнію.

При деформації напівпровідника різні мінімуми зміщуються по-різному. Якщо деформації достатньо великі та відбувається заселення електронами тільки нижніх мінімумів, то ефективну масу можна визначати на основі виразу (1.16) з урахуванням тільки нижніх мінімумів. При цьому самі m_1 , m_2 , та m_3 залишаються практично незмінними. Зміна ефективної маси при деформації з'являється в третьому порядку теорії збурень та визначається зміною ширини забороненої зони. Її можна представити виразом [2]:

$$\frac{m^*(\varepsilon)}{m^*(0)} = 1 - \frac{\Delta E_g}{E_g}, \quad (1.17)$$

де ΔE_g – зміна ширини забороненої зони при деформації ε . Експериментально вплив деформації на ефективні маси в Si досліджувався в [8], де було показано, що зміни ефективної маси дуже малі, $\Delta m^*/m^* \sim 10^{-3}$. Надалі ми будемо вважати, що енергетичні мінімуми зони провідності при деформації, зсуваються як єдине ціле.

При розгляді ефективних мас дірок в деформованих напівпровідниках треба окремо розглядати області великих та малих деформацій. При великих деформаціях, коли усі дірки заселяють верхню зону, вони беруть участь в різних кінетичних ефектах з тією ефективною масою, яка відповідає цій зоні [1]. В деформованому кристалі при $\Delta E_g \gg E(k)$ (великі деформації, малі енергії) валентна зона в вершині при $k = 0$ розщеплюється на дві підзони, а поверхні постійної енергії для кожної з підзон є еліпсоїдами.

В умовах всестороннього тиску кристалів кубічної сингонії тензор деформації стає скаляром, а стала ґратки кристалу зменшується, що призводить

до збільшення інтеграла перекриття хвильових функцій електронів сусідніх атомів та відповідно до змін потенціальної енергії взаємодії між ними. Збільшення потенціальної енергії, як у випадку стиску, так і розтягу кристалу, призводить до змін ширини заборонених та дозволених зон енергії [5]. Додаткову потенціальну енергію електрона в деформованому кристалі називають потенціалом деформації. Компоненти потенціалу деформації для зон провідності та валентної визначають ширину забороненої зони напівпровідника, яка залежить від баричних коефіцієнтів цих зон. Розщеплення країв валентної зони та зони провідності призводить до того, що носії струму перерозподіляються між екстремумами: електрони переходять в ті мінімуми, які виявляються нижніми, а верхні мінімуми збіднюються, дірки переходять в ту зону, яка буде вищою. Якщо деформації досить великі та розщеплення енергії двох рівнів $\Delta E \gg kT$, то верхні рівні будуть збіднені носіями і участь в провідності будуть брати лише ті електрони, які знаходяться в самому нижньому екстремумі та ті дірки, які знаходяться у верхній зоні. В цьому випадку зручно ввести ефективну ширину забороненої зони в деформованому напівпровіднику як відстань між найближчими рівнями валентної зони та зони провідності:

$$E_g(\varepsilon) = E_{g0} + \Delta E_g, \quad (1.18)$$

$$\Delta E_g = \Delta E_c - \Delta E_v, \quad (1.19)$$

де ΔE_c – зміщення того (або тих) з мінімумів зони провідності, який (які) в результаті деформації виявився нижнім, а ΔE_v – зміщення того рівня валентної зони, який виявився верхнім.

Важливу роль в провідності напівпровідників відіграють домішкові рівні, що знаходяться в забороненій зоні. Причиною появи таких рівнів можуть бути як атоми домішок, введених в напівпровідник при вирощуванні, так і різні дефекти, дислокації, порушення структури, дефекти на поверхні напівпровідника і т. д. Зазвичай розрізняють мілкі та глибокі домішкові рівні. Зміна спектру електронів при деформації напівпровідника призводить, взагалі

кажучи, до зміщення домішкових рівнів. Хвильові функції мілкового домішкового рівня (водневоподібного рівня) пов'язані зі структурою відповідної зони в точці екстремуму. Зміна структури зон при деформації призводить до зміни енергії та хвильових функцій домішкового центра, причому характер цих змін визначається типом відповідної зони [1]. Якщо зона не вироджена та проста (наприклад, зона провідності в GaAs та GaSb), то зсув краю зони при деформації призводить лише до відповідного зсуву всіх станів домішкового центру. Енергія іонізації при цьому не змінюється. Зміна енергії іонізації пов'язана тільки зі зміною ефективних мас і є величиною більш високого порядку малості та приблизно рівна:

$$\frac{\Delta E_i}{E_i} \sim \frac{\Delta m^*}{m^*} \sim \frac{D_\varepsilon}{E_g}, \quad (1.20)$$

де D_ε – відповідна константа деформаційного потенціалу.

У разі багатодолинної зонної структури домішковий рівень вироджений так само, як і край зони. Деформація знімає виродження дна зони, і в тій же мірі виродження самого домішкового рівня. Мілкі домішкові рівні зміщуються разом з відповідним екстремумом. Розщеплення збуджених станів домішкового центра приблизно збігається з розщепленням дна зони.

Поведінка мілких рівнів, розташованих поблизу дна валентної зони, виродженої в точці $k=0$, має більш складний характер [2]. Вона є як би відображенням складної поведінки валентної зони. Залежність енергії іонізації акцепторних рівнів від деформації різна в залежності від типу акцепторної домішки. Глибокі рівні, розташовані далеко від обох зон, поведуться під тиском інакше. Їх поведінка при деформації не піддається такому простому аналізу, як поведінка мілких рівнів. В таблиці 1.1. представлено залежності енергії іонізації глибоких рівнів золота від всестороннього тиску [9]. Зміна енергії іонізації мілких донорних та акцепторних домішок V та III груп в германії при всесторонньому стиску становить приблизно 10^{-13} eV/Па, тоді як зміна ширини забороненої зони $\frac{dE_g}{dP} = 5 \cdot 10^{-11}$ eV/Па. Якщо домішка в напівпровіднику

створює цілу систему рівнів, як, наприклад, золото в кремнії або германії, то поведінка цих рівнів під тиском різна: мілкі рівні практично не зміщуються відносно країв зон, а глибокі зміщуються з більшою швидкістю. Як правило, кожен з глибоких рівнів характеризується своєю швидкістю зміщення.

Таблиця 1.1.

Залежність енергії іонізації глибоких рівнів, які створені домішкою золота в Ge та Si, від всестороннього тиску

Напівпровідник	Енергія іонізації E_i, eV	$\frac{dE_i}{dP} \cdot 10^{11}, \frac{eV}{Па}$	$\frac{dE_g}{dP} \cdot 10^{11}, \frac{eV}{Па}$
Ge	0,04*	0,1	5
	0,15*	0,6	
	0,19*	2,9	
	0,04**	2,1	
Si	0,35**	0,05	-1,5
	0,54**	-1,5	
	0,62*	-0,6	

* Енергія іонізації відносно E_g , ** Енергія іонізації відносно E_c

Будемо вважати, що положення домішкового рівня в зоні змінюється з тиском як

$$E_i = E_{i0} + \Delta E_i. \quad (1.21)$$

При цьому $\Delta E_i \sim \frac{D_\varepsilon}{E_g} E_i$, якщо $E_i \ll E_g$, і зміщення домішкового рівня при деформації малі. Якщо ж $E_i \approx E_g/2$, тобто рівень розташований поблизу середини забороненої зони, то $\Delta E_i \approx \frac{1}{2} \Delta E_c$, де ΔE_c – зміщення того мінімуму зони провідності, який виявляється нижнім при деформації. Аналогічне співвідношення можна отримати і для валентної зони. В середньому для оцінок можна вважати для глибоких рівнів $\Delta E_i \approx \frac{1}{2} \Delta E_g$.

Дослідження тензоопору n-Ge та n-Si при малих одновісних тисках проводилось в роботах [10-21]. В роботі [10] вперше було пояснено механізм виникнення тензоопору для даних монокристалів. Він пов'язаний з тим, що одновісна деформація знімає виродження за енергією еквівалентних мінімумів зони провідності германію та кремнію. Це призводить до перерозподілу електронів з різною рухливістю між мінімумами та відповідно до змін питомого опору. Експериментальні та теоретичні дослідження тензоопору n-Ge при одновісному розтягу та стиску вздовж кристалографічного напрямку [111], в досить широкому інтервалі концентрації легуючої домішки, досліджено в [22, 23]. Було встановлено, що наявність насичення тензоопору для n-Ge при $T=77$ К та тискові $P=0,7$ ГПа пов'язана з повним переселення електронів при деформацій в один L_1 -мінімум. В роботі [23] виявлено немонотонну зміну величини тензоопору n-Ge при збільшенні концентрації легуючої домішки (рис. 1.3).

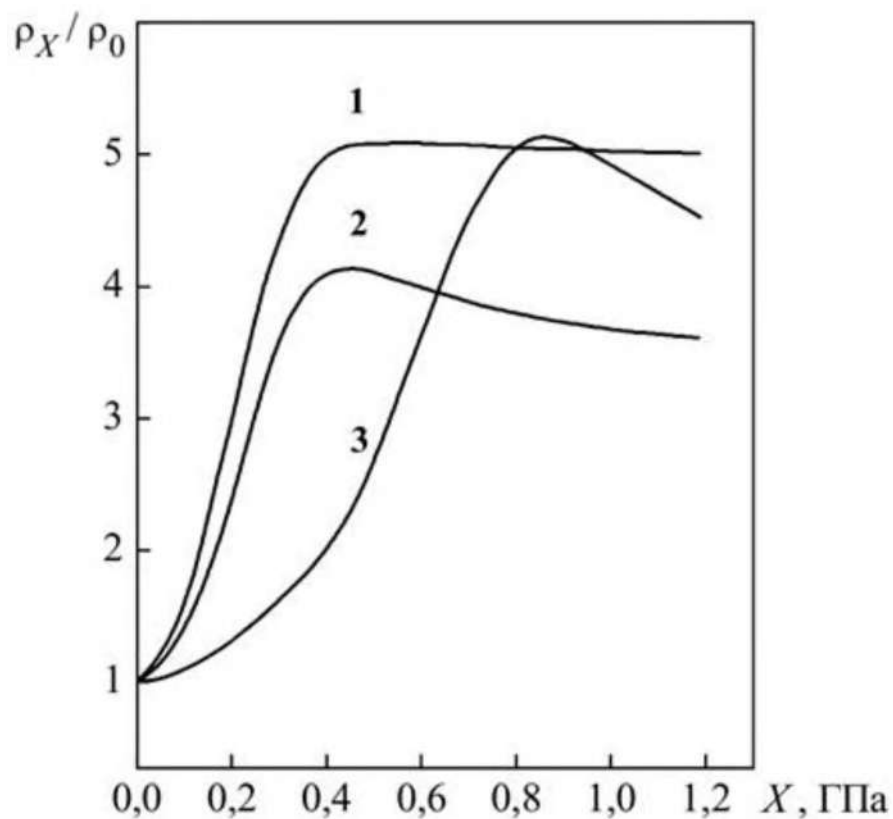


Рис. 1.3. Поздовжній тензоопір при $T=77,4$ К для монокристалів n-Ge<As> при різному рівні легування кристалів, n_e , см^{-3} : 1 – $1 \cdot 10^{16}$; 2 – $9,3 \cdot 10^{17}$; 3 – $2 \cdot 10^{19}$.

На відміну від слабо легованих монокристалів n-Ge дані криві при концентраціях домішки As більших, ніж 10^{16} см⁻³, не виходять на насичення (криві 2 та 3) та при збільшенні величини одновісного тиску питомий опір зменшується. Це явище пов'язано з формуванням у забороненій зоні германію хвостів густини станів при таких концентраціях легуючої домішки та звільненням електронів, які локалізовані (або тих, що мають малу рухливість) на цих станах, при одновісній деформації.

Дослідження як поздовжнього, так і поперечного тензоопору германію, легованого домішкою Sb, концентрацією від $3 \cdot 10^{13}$ до $8 \cdot 10^{17}$ см⁻³, проводилось в роботі [24]. Вплив одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111] на питомий опір слабо легованого n-кремнію при температурі рідкого азоту досліджено в роботі [25]. В роботі [26] встановлено, що збільшення ступеня легування кремнію домішкою фосфору до концентрації $1,75 \cdot 10^{15}$ см⁻³ призводить до того, що при температурі рідкого азоту домішка фосфору буде не повністю іонізована та ступінь її іонізації можна збільшити за рахунок деформації одновісного тиску $P=1,2-1,6$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [100]. Відсутність насичення тензоопору в даному випадку, на відміну від слабо легованих монокристалів кремнію, автори пояснюють зміною концентрації електронів внаслідок зменшення енергетичної щілини між дном зони провідності та енергетичним рівнем фосфору при деформації. Проте, при збільшенні одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [111] енергетична щілина навпаки зростає [27]. В роботі [28] встановлено, що наявність значного тензоопору для сильно легованих монокристалів n-Si при $T=4,2$ К та одновісному тиску $P//[111]$ пов'язана з переходом метал-діелектрик, який виникає за рахунок квадратичного зростання ефективної маси електрона з тиском. Авторами роботи [29] було встановлено, що при низьких температурах на тензоопір монокристалів n-Ge та n-Si впливає також природа легуючої домішки.

1.2. Вплив Δ_1 -мінімумів на тензоопір та кінетичні ефекти в сильних електричних полях в n-Ge

Тензоопір монокристалів германію у випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] є мало вивченим, оскільки даний ефект стає відчутним при $P > 1,5$ ГПа [30]. Одержане в даній роботі значне зростання питомого опору n-Ge було пояснено зменшенням з тиском за шкалою енергій відстані між чотирма L_1 -долинами та двома Δ_1 -долинами зони провідності германію. Внаслідок переходу електронів в Δ_1 -долини з меншою рухливістю відбувалося зростання питомого опору. Розширення ж діапазону одновісних тисків до 2,7 ГПа призвело до того, що даний тензоопір вийшов на насичення [31]. Авторам роботи [32] за рахунок дії одновісного тиску $P//[100]$ вдалось при $T=4,2$ К реалізувати для монокристалів n-Ge, легованих домішкою сурми, перехід метал–діелектрик. Як відомо [33, 34], перехід метал - діелектрик (напівпровідник) (ПМД) забезпечується, перш за все, зміною рівня легування напівпровідникових кристалів. ПМД може бути також реалізований за допомогою сильних магнітних полів, які зменшують ступінь перекриття хвильових функцій електронів на домішках [35]. Враховуючи, що перехід до металевої провідності n-Ge з домішкою Sb відбувається при критичній концентрації $N_c \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, то в роботі [32] при дослідженнях тензоопору n-Ge використовувались монокристали германію з $N_{Sb} = 6,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} < N_c$ та $N_{Sb} = 1,77 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} > N_c$. На основі відомого критерію Мотта для критичної концентрації ПМД можна оцінити граничну концентрацію домішки в кристалах n-Ge з металевою провідністю, нижче якої можна спостерігати описуваний ПМД в одновісно деформованих кристалах. Така оцінка дає наступний інтервал концентрацій домішки Sb в Ge, в межах якого реалізується викликаний сильною одновісною пружною деформацією кристалів перехід метал–діелектрик, що зумовлений інверсією $L_1 \rightarrow \Delta_1$ типу абсолютного мінімуму с-зони германію: $N_c < N < (3-4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Відрив домішкової зони від с-зони при деформації настільки

стає великий, що в обох випадках (при $T=4,2$ К) це забезпечує локалізацію електронів на домішкових станах та перехід до провідності ϵ_1 -типу. Експериментально зареєстрована зміна $\rho(P)$ в n -Ge з металевою (при $P=0$) провідністю перевищувала (при $4,2$ К) шість порядків. Основною причиною переходу метал–діелектрик, який індукований сильним одновісним тиском, є значне зменшення ступеня перекриття хвильових функцій електронів, локалізованих на домішкових атомах сурми, та відповідно борівського радіуса.

Відомо [36], що ефекти з участю нерівноважних гарячих носіїв використовуються для вивчення вкладу в явища переносу долин, розташованих за шкалою енергій вище абсолютних мінімумів s -зони. Одновісні деформації стиснення та розтягу монокристалів n -Ge при $P \parallel [111]$ використані для визначення відносної заселеності гарячими електронами L_1 -долин, розщеплених при такому напрямку осі деформації. При цьому в більшості робіт участь Δ_1 -долин в явищах переносу експериментально не встановлено та при аналізі ВАХ не враховувалось. Розрахунки, виконані в роботі [37] на основі методу Монте-Карло, показали, що заселеність Δ_1 -долин в недеформованих кристалах n -Ge повинна проявлятися при $E > 3-4$ кВ/см. Однак запропонована для визначення заселеності цих долин методика не дозволяла використовувати експериментальні дані щодо дрейфової швидкості електронів. Для цього випадку, з метою вивчення впливу Δ_1 -долин на розігрів електронів в n -Ge при $4,2$ К в полях до 8 кВ/см та при одновісних тисках P до $2,8$ ГПа, в роботі [38] проводився аналіз ВАХ кристалів, одновісно деформованих в кристалографічних напрямках $[001]$ та $[111]$. На рис. 1.4 та 1.5 представлені ВАХ зразків n -Ge при одновісних тисках $P \parallel [001]$ та $P \parallel [111]$ відповідно. Для випадку $P \parallel [001]$ чітко спостерігається вклад Δ_1 -долин s -зони германію в розігрів електронів в умовах експерименту, який має місце лише при $P > 3000$ кГ/см², коли енергетична щілина між L_1 - та Δ_1 -долинами помітно зменшиться. З подальшим збільшенням стиснення внесок Δ_1 -долин в розігрів електронів стає все більш істотним, та після інверсії типу абсолютного

мінімуму с-зони ($\langle 111 \rangle \rightarrow \langle 100 \rangle$) при $P > 21000$ кГ/см² цей внесок буде визначальним. Внаслідок того, що при $P \parallel [111]$ енергетична щілина між найнижчою L_1 -долиною (долина $[111]$), яка є найбільш заселеною електронами, та шістьма Δ_1 -долинами, що зміщуються за шкалою енергій «синхронно», збільшується зі збільшенням стиснення, характер залежностей $I(E)$ (рис. 1.5) буде визначатись переходами гарячих електронів між L_1 -долинами (долиною $[111]$), що зміщується вниз, та долинами $[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}1]$, $[11\bar{1}]$), що зміщуються вгору за шкалою енергій.

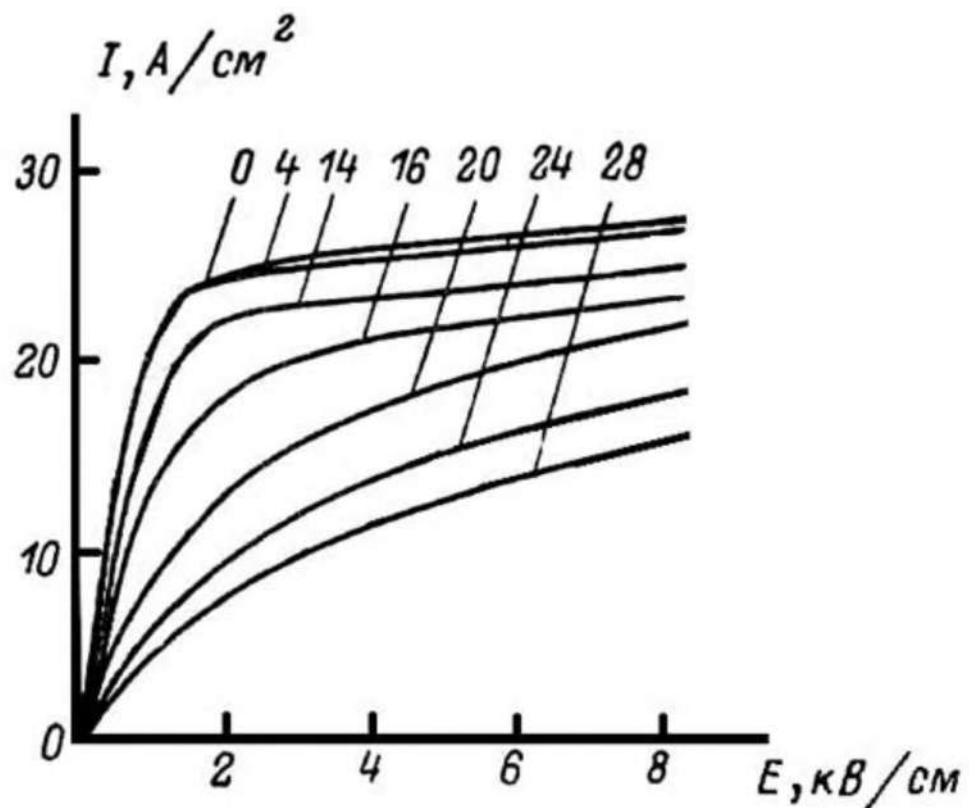


Рис. 1.4. ВАХ для одновісно деформованих монокристалів n-Ge ($n_e \cong 1,6 \cdot 10^{13}$ см⁻³) при $T=4,2$ К для орієнтації $P \parallel E \parallel [001]$. Числа у кривих – значення механічної напруги в 10^3 кГ/см².

При цьому зі збільшенням механічної напруги $P \parallel [111]$ та відповідно зі зростанням енергетичного зазору $\Delta \varepsilon^{L_1}$ між однотипними L_1 -долинами інтенсивність переходів розігрітих електричним полем електронів з найнижчої L_1 -долини в три верхні L_1 -долини, що проявляються у явищі позитивної

диференціальної провідності, зміщуватиметься в область більш високих електричних полів (рис. 1.5).

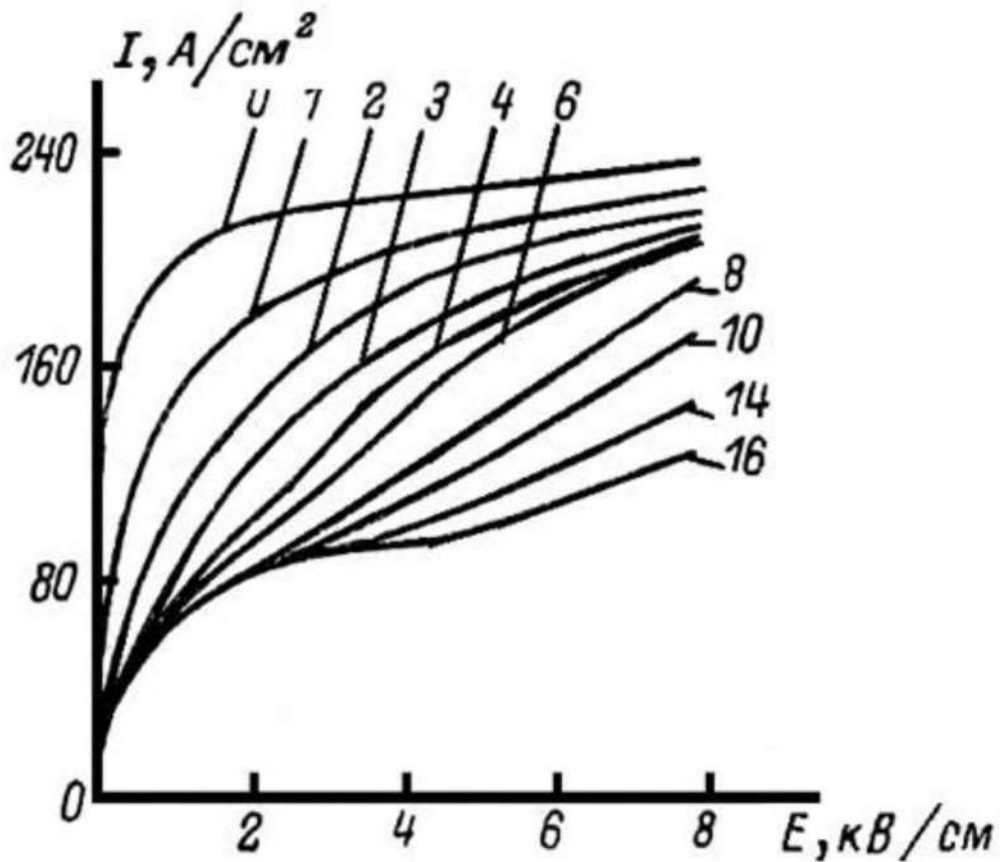


Рис. 1.5. ВАХ для зразків n-Ge ($n_e \cong 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) у випадку $P \parallel E \parallel [111]$. Числа у кривих – значення механічної напруги в 10^3 кг/см^2 , $T=4,2 \text{ К}$.

Відповідно до теорії деформаційного потенціалу при $P \parallel [001]$ зустрічні зміщення за шкалою енергій чотирьох L_1 - та двох Δ_1 -долин можуть бути переставлені відповідно у вигляді [12]:

$$\delta \mathcal{E}^{L_1} = \left(\Xi_a^{L_1} + \frac{1}{3} \Xi_u^{L_1} \right) (s_{11} + 2s_{12}) P, \quad (1.22)$$

$$\delta \mathcal{E}^{\Delta_1} = \left(\Xi_d^{\Delta_1} + \frac{1}{3} \Xi_u^{\Delta_1} \right) (s_{11} + 2s_{12}) P + \frac{2}{3} (s_{11} + 2s_{12}) \Xi_u^{\Delta_1} P. \quad (1.23)$$

При $P \parallel [111]$ енергетичний зазор $\delta \mathcal{E}^{L_1}$ між долиною $[111]$ та трьома долинами $[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}1]$, $[11\bar{1}]$, який визначає переходи електронів між L_1 -долинами, рівний:

$$\Delta\delta^{L_1} = \frac{4}{9}\Xi_u^{L_1}s_{44}P. \quad (1.24)$$

При цьому абсолютне зміщення всіх шести Δ_1 - долин

$$\delta\varepsilon^{\Delta_1} = \left(\Xi_d^{\Delta_1} + \frac{1}{3}\Xi_u^{\Delta_1}\right)(s_{11} + 2s_{12})P, \quad (1.25)$$

а абсолютний зсув найнижчого L_1 - мінімуму при $P \parallel [111]$

$$\delta\varepsilon^{L_1} = \left(\Xi_d^{L_1} + \frac{1}{3}\Xi_u^{L_1}\right)(s_{11} + 2s_{12})P + \frac{1}{3}\Xi_u^{L_1}s_{44}P. \quad (1.26)$$

Використовуючи значення констант деформаційного потенціалу $\Xi_u^L = 16,4$,

$\Xi_d^L = -6,4$ еВ для L_1 - долин [39] та $\Xi_u^{\Delta_1} = 10,4$, $\Xi_d^{\Delta_1} = 0,53$ еВ для Δ_1 -долин [40],

можна показати, що зі збільшенням одновісної пружної деформації вклад

Δ_1 -долин с-зони германію в явище розігріву електронів буде зростати у випадку

$P \parallel [001]$ (зустрічне зміщення L_1 - та Δ_1 -долин) та зменшуватися при $P \parallel [111]$,

внаслідок того що при цій орієнтації осі деформації енергетична відстань між

найбільш заселеною електронами найнижчою L_1 -долиною та шістьма Δ_1 -долин

збільшуватиметься за шкалою енергій. Тому характер залежностей $I(E)$ в цьому

випадку буде визначатися переходами електронів між L_1 -долинами,

енергетичний зазор між якими визначається співвідношенням (1.24).

Таким чином, внесок так званих «кремнієвих» долин с-зони германію в

явища переносу в гріючих електричних полях при $P=0$ не проявляється при

значеннях напруженості електричного поля до 8 кВ/см. В той час як теоретичні

розрахунки, виконанні в роботі [37], передбачають наявність заселеності

Δ_1 -долин вже при полях $E > 3$ кВ/см.

Оскільки характер перебудови енергетичного спектру під впливом

сильного тиску істотно залежить від орієнтації осі деформації відносно

кристалографічних напрямків, то й ефект міждолинного перерозподілу

електронів може визначатися як еквівалентними долинами зони провідності

(долини L_1), так і нееквівалентними долинами (долини $L_1 - \Delta_1$). Тому в роботах

[41, 42] досліджувались механізми міждолинного перерозподілу електронів в

умовах ударної іонізації мілких домішок Sb, P та As в одновісно деформованих

монокристалах n-Ge. Радикальна деформаційна перебудова зонного спектра германію при одновісному тискові $P//[001]$ призводить до того, що зміна полів ударної іонізації мілких домішок Sb, P та As починає відбуватися лише в області тисків $P > 1,6$ ГПа (рис. 1.6) [42].

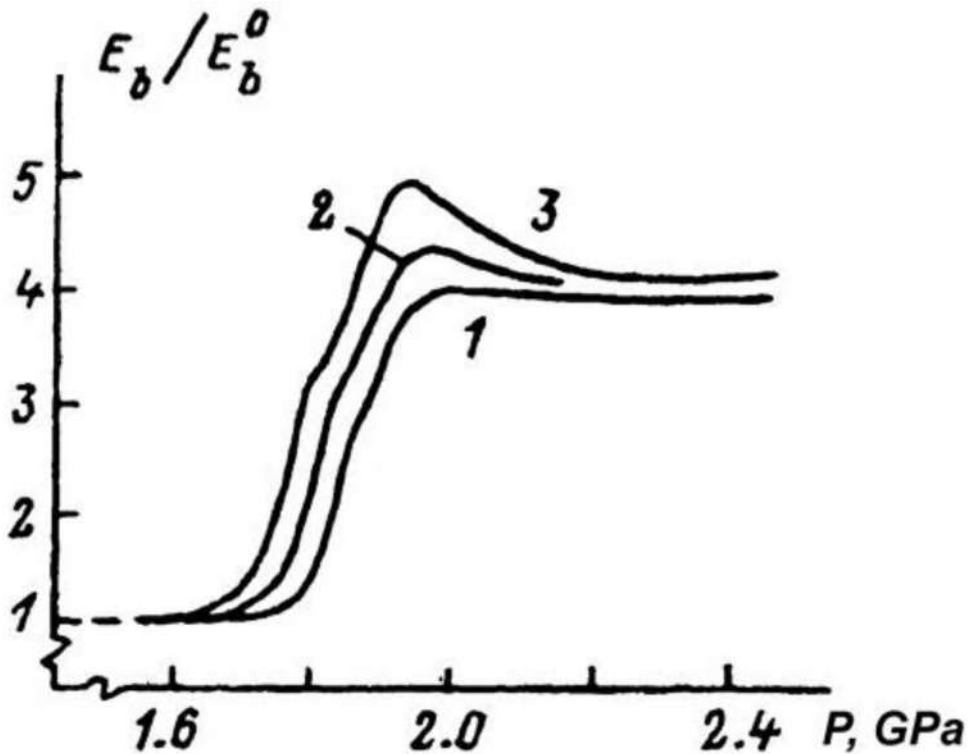


Рис. 1.6. Експериментальні залежності $E_b/E_b^0 = f(P)$ для n-Ge, легованого різними домішками, у випадку $P//[001]$: 1-Sb; 2-P; 3-As.

Таке збільшення E_b пов'язано з істотним зростанням енергії іонізації мілких домішок. Це збільшення енергії іонізації відбувається за рахунок зростання вкладу блохівських функцій Δ_1 -мінімумів в хвильову функцію домішкових станів при зближенні L_1 - та Δ_1 -мінімумів при деформації. Хвильова функція електрона, зв'язаного з мілким домішковим центром, буде визначатися внеском блохівських функцій як L_1 -, так і Δ_1 -мінімумів:

$$\psi = \sum_k (C_{Lk} \psi_{Lk} + C_{\Delta k} \psi_{\Delta k}) \quad (1.27)$$

Тому, змінюючи величину одновісного тиску в широкому діапазоні, ми маємо можливість змінювати відносний внесок в хвильову функцію блохівських функцій для L_1 - та Δ_1 -мінімумів. Так, для тисків $0 < P < 1,6$ ГПа ψ визначається внеском блохівських функцій тільки L_1 -долин, а для $P > 2,2$ ГПа відповідний

внесок даватимуть лише Δ_1 -долини зони провідності германію. Таким чином, значна зміна поля ударної іонізації $E_b=f(P)$, яка спостерігається в області тисків $1,6 < P < 2,2$ ГПа, пов'язана з ростом вкладу Δ_1 -долин зони провідності в формуванні нових домішкових станів мілких донорів, яке відбувається в процесі L_1 - Δ_1 -інверсії типу абсолютного мінімуму зони провідності германію. Найбільш характерною особливістю залежностей $E_b/E_b^0=f(P)$ для випадку $P \parallel [001] \parallel E$ є наявність максимуму при тискові $P \cong 2$ ГПа, який спостерігається для домішок As і P та практично відсутній для домішки Sb. Очевидно, даний максимум визначається непружним розсіюванням електронів на оптичних фононах. Розсіювання на оптичних фононах дає помітний внесок в тому випадку, коли зі збільшенням енергії іонізації домішки енергія іонізуючого електрона наближається до енергії оптичного фонона ε_{ph} . При значеннях енергій $\varepsilon_i^\Delta(P)=41$ меВ [41], $\varepsilon_i^\Delta(Sb)=36$ меВ та $\varepsilon_i^\Delta(As)=45$ меВ [42], $\varepsilon_{ph}=37$ меВ маємо, що $\varepsilon_i^\Delta(As) > \varepsilon_i^\Delta(P) > \varepsilon_{ph} > \varepsilon_i^\Delta(Sb)$. Наведене співвідношення підтверджує припущення про природу максимуму на залежностях $E_b=f(P)$, який спостерігається для домішок As та P в Ge. Детальний аналіз поля ударної іонізації мілких донорів в Ge дозволив встановити природу отриманих закономірностей та знайти енергію іонізації домішки фосфору в Ge, яка визначається параметрами Δ_1 -долин зони провідності. Приблизно чотириразове збільшення енергії іонізації мілких донорів в Ge в результаті L_1 - Δ_1 -інверсії дозволило встановити внесок непружного розсіювання іонізуючих електронів на оптичних фононах.

1.3. Відомості про параметри основних радіаційних дефектів в кремнії та германії

Вплив радіаційного опромінення на тверді тіла супроводжується втратою енергії як на іонізацію, так і на створення різноманітних структурних порушень [43]. Коли енергія, передана атому кристалічної ґратки налітаючою частинкою, дещо перевищує порогову енергію, необхідну для зміщення атома з вузла

гратки, то в основному створюються прості дефекти – пари Френкеля, а також просторово-розділені вакансії та міжвузлові атоми. У разі, коли енергія налітаючої частинки перевищує порогову енергію, необхідну первинно-вибитому атому для створення каскаду зміщених атомів, то утворюються області розвпорядкування, які оточені просторовим зарядом. Такі дефекти отримали назву кластерів. При опроміненні пари Френкеля та їх компоненти (вакансії та міжвузлові атоми) рухливі навіть за дуже низьких температурах [44-47]. Вони взаємодіють з такими домішками як міжвузольний кисень, вуглець, атомами легуючої домішки, а також між собою. При цьому утворюються стійкі при кімнатній температурі радіаційні дефекти точкового типу, наприклад, А-центри (VO_i), Е-центри (PV), дивакансії (V_2) та інші. Енергетичне положення рівнів радіаційних дефектів у забороненій зоні зазвичай визначають із вимірювань ефекту Холла, спектрів фотопровідності, інфрачервоного поглинання, люмінесценції, DLTS, аналізу часу життя нерівноважних носіїв струму в залежності від температури.

Більш вивченою є природа радіаційних дефектів в кремнії, ніж в германії, оскільки можливість використання для кремнію електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) дало можливість визначити атомну конфігурацію та електронну структуру радіаційних дефектів для цього матеріалу [48]. Одержані на сьогодні результати досліджень спектрів домішкової фотопровідності та ІЧ-поглинання, рекомбінаційного випромінювання, ефекту Холла та тензо-холл-ефекту для опромінених швидкими частинками монокристалів Ge та Si показують, що утворенні радіаційні дефекти створюють в забороненій зоні цих напівпровідників цілу систему енергетичних рівнів [49-51]. Багато з цих рівнів відповідають різним зарядовим станам комплексів, до складу яких входять легуючі домішки, кисень та вуглець.

Вакансія. В Si даний дефект був ідентифікований за допомогою ЕПР та для нього було одержано багато експериментальних даних, які дозволили визначити основні його властивості, такі як зарядові стани, електронна структура, енергія міграції. Як слідує з досліджень спектрів ЕПР для Si,

опроміненого при 4 та 20 К, ізольована вакансія може перебувати в п'яти зарядових станах: позитивному (V^+ , спектр ЕПР Si-G1), нейтральному (V^0), негативному (V^- , спектр ЕПР Si-G2), подвійному позитивному та негативному станах (V^{2+} , V^{2-}) [52-54]. Стани V^{2+} , V^0 , V^{2-} не є парамагнітними і в спектрах ЕПР не проявляються. Електронну структуру вакансії в зарядових станах V^+ , V^0 та V^- можна описати в одноелектронному наближенні з використанням методу молекулярних орбіталей. На відміну від Si, вакансія в Ge не була надійно ідентифікована за допомогою ЕПР. Тому властивості цього дефекту в Ge встановлюються опосередковано, наприклад, при дослідженнях процесів взаємодії первинних радіаційних дефектів із електрично-активними домішками. За даними багатьох робіт вакансія та різні вакансійні комплекси в германії є акцепторами. Оскільки вакансії є досить рухливими при кімнатній температурі, то більшість експериментів, присвячених вивченню їх властивостей, проводились при низьких температурах. Так, у працях [55, 56] при 65 К спостерігалось посилення смуги поглинання 719 см^{-1} та її зникнення при 120 К. При цьому спостерігалось також посилення смуги 620 см^{-1} , яка є аналогом комплексу вакансії з киснем у кремнії, який відповідає смугі 12 мкм . Даний факт був підтверджений на основі вимірювань ЕПР в роботі [57]. Було встановлено, що рух вакансії відбувається при 120 К. Комплекс вакансії з киснем в Ge є нестійким та відпалюється приблизно при кімнатній температурі. Вакансія ефективно взаємодіє з домішками п'ятої групи та малоефективно – з домішками третьої групи, що пояснює відсутність її донорних рівнів в забороненій зоні германію. Тому, на підставі багатьох результатів експериментальних робіт було встановлено, що стабільними зарядовими станами вакансії в Ge є V^0 та V^- , а енергетичний рівень, пов'язаний з переходом $V^0 \rightarrow V^-$, розміщений ближче до валентної зони [58].

В роботі [59] запропонована модель модифікації основних рівнів відомих радіаційних дефектів у кремнії та германії фоновими домішками та було уточнено положення цих рівнів, які відповідають різним зарядовим станам цих дефектів. В таблицях 1.2 та 1.3 представлено енергетичні рівні вакансії та

вакансійних комплексів, що відповідають різним зарядовим станам, в кремнії та германії.

Таблиця 1.2.

Модифікація вакансії фоновими домішками в кремнії

Зарядовий стан	Енергетичне положення рівнів дефектів в еВ						
	V	VO _i	VO _{2i}	VO _i ISi	VI _{Si}	VCO _i	VP
2-/-	E _C -0,09	E _C -0,21	E _C -0,33	E _C -0,27	E _C -0,15	E _C -0,14	E _C -0,265
-/0	E _C -0,42	E _C -0,48	E _C -0,54	E _C -0,51	E _C -0,45	E _C -0,445	E _C -0,46
0/0	E _V +0,37	E _V +0,37	E _V +0,37	E _V +0,37	E _V +0,37	E _V +0,37	E _V +0,465
0/+	E _V +0,04	E _V +0,1	E _V +0,16	E _V +0,13	E _V +0,07	E _V +0,065	E _V +0,27

Таблиця 1.3

Модифікація вакансії фоновими домішками в германії

Зарядовий стан	Енергетичне положення рівнів дефектів в еВ						
	V	VO _i	VO _{2i}	VO _i IGe	VI _{Ge}	VCO _i	VSb
3-/2-	E _C +0,05	E _C -0,13	E _C -0,31	E _C -0,22	E _C -0,04	E _C -0,03	E _C -0,175
2-/-	E _C -0,28	E _V +0,26	E _V +0,14	E _V +0,2	E _V +0,32	E _V +0,33	E _C -0,37
-/0	E _V +0,05	E _V -0,01	E _V -0,07	E _V -0,04	E _V +0,02	E _V +0,025	E _V +0,1

Дивакансія (V₂). Дивакансії утворюються як первинні дефекти під час опромінення швидкими частинками з енергією більше 1 МеВ або як вторинні – при спарюванні поодиноких вакансій при нагріванні кристала опроміненого за низьких температур. Концентрація первинних дивакансій сильно зростає зі збільшенням енергії електронів та залежить від орієнтації відносно кристалографічних напрямків падаючого пучка електронів [60, 61]. Із дивакансіями в кремнії пов'язують смуги інфрачервоного поглинання 1,8 мкм, 3,3 мкм та 3,9 мкм [62]. Температура відпалу дивакансій залежить від вмісту кисню. В кремнії, вирощеному за методом Чохральського, дана температура складає 520–570 К, а в кремнії, одержаному безтигельною зонною плавкою – 570–670 К. Енергія міграції дивакансії, як і енергія атомної переорієнтації, рівна 1,3 еВ, а енергія дисоціації – 1,6 еВ. По відношенню до значного успіху в дослідженні властивостей дивакансії в кремнії дуже скромно виглядають подібні дослідження її властивостей в германії. Лише значний прогрес в епітаксiальному вирощуванні Si_{1-x}Ge_x товстих шарів на кремнієвій підкладці

дозволив побачити різну поведінку позитивно та негативно зарядженої дивакансії в залежності від x [63, 64]. Невизначеність енергетичних положень рівнів дивакансії у різних зарядових статях у забороненій зоні кремнію та германію склала 0,03–0,05 еВ. І однією з причин цього є її модифікація фоновими домішками кисню та вуглецю. В таблицях 1.4 та 1.5 представлено енергетичні рівні різних зарядових станів дивакансії, модифікованої різними фоновими домішками, в кремнії та германії [59].

Таблиця 1.4

Модифікація дивакансії фоновими домішками в кремнії

Зарядовий стан	Енергетичне положення рівнів дефектів в еВ				
	V_2	V_2C_i	V_2O_i	V_2CO_i	$V_2C_iI_{Si}$
3-/2-	$E_C-0,09$	$E_C+0,01$	$E_C-0,275$	$E_C-0,17$	$E_C-0,14$
2-/1-	$E_C-0,261$	$E_C-0,19$	$E_C-0,38$	$E_C-0,31$	$E_C-0,31$
-/0	$E_C-0,426$	$E_C-0,39$	$E_C-0,485$	$E_C-0,45$	$E_C-0,48$
0/0	$E_V+0,53$	$E_V+0,53$	$E_V+0,53$	$E_V+0,53$	$E_V+0,53$
0/+	$E_V+0,365$	$E_V+0,33$	$E_V+0,425$	$E_V+0,39$	$E_V+0,36$
2+/+	$E_V+0,21$	$E_V+0,13$	$E_V+0,32$	$E_V+0,25$	$E_V+0,19$

Таблиця 1.5

Модифікація дивакансії фоновими домішками в германії

Зарядовий стан	Енергетичне положення рівнів дефектів в еВ				
	V_2	V_2C_i	V_2O_i	V_2CO_i	$V_2C_iI_{Ge}$
3-/2-	$E_C-0,25$	$E_C-0,245$	$E_V+0,325$	$E_C-0,325$	$E_C-0,325$
2-/1-	$E_V+0,25$	$E_V+0,32$	$E_V+0,13$	$E_V+0,2$	$E_V+0,26$
-/0	$E_V+0,085$	$E_V+0,12$	$E_V+0,025$	$E_V+0,06$	$E_V+0,09$
0/0	$E_V-0,08$	$E_V-0,08$	$E_V-0,08$	$E_V-0,08$	$E_V-0,08$

Комплекс вакансія-кисень (А-центр). Даний дефект є одним з основних радіаційних дефектів у Si, вирощеному за методом Чохральського, та вносить в заборонену зону акцепторний рівень $E_C-0,17$ еВ [65-69]. При захопленні вакансії атом кисню зміщується та розташовується майже у вакантному вузлі, не займаючи при цьому повністю заміщене положення. Він зміщений з центру тетрадрального заміщуючого положення в напрямку [100] та зв'язується з двома атомами кремнію, утворюючи зв'язок Si-O_i-Si. А-центр зазвичай відпалюється при 600 К з енергією активації 1,3 еВ [70]. Передбачається, що при відпалі відбувається його міграція по кристалу як цілого із захопленням іншими дефектами та утворенням більш складних багатовакансійних кисневих

центрів типу V_2O_2 , V_3O . Однак, електрична активність цих дефектів тільки зараз починає посилено досліджуватися у зв'язку з необхідністю підвищення радіаційної стійкості детекторів ядерного випромінювання. Передбачається, що енергетичні рівні кисневих вакансійних комплексів в кремнії розташовані поблизу середини забороненої зони. Автори роботи [71] довели, що інтенсивність смуги 835 см^{-1} інфрачервоного поглинання зменшується при відпалі А-центрів з енергією активації $1,3\text{ еВ}$ в області температур $(300-400)^\circ\text{C}$. Смуги 830 та 877 см^{-1} відповідають поглинанню VO_i -центрами, які перебувають у нейтральному та негативно зарядженому станах відповідно. Було досліджено вплив відпалу на інтенсивність цих смуг, а також утворення смуги 889 см^{-1} при відпалі смуги 830 см^{-1} . Ці смуги спостерігалися в кремнії, вирощеному методом Чохральського, після опромінення електронами з енергією 2 МеВ . Як і в Si , міжвузловий кисень у Ge є ефективною пасткою для рухомої вакансії. Властивості А-центру в германії досліджувались в роботах [72-74]. Експериментально виявлені смуги поглинання 716 , 620 та 669 см^{-1} відповідають подвійному негативно, нейтральному та негативно зарядовому стану А-центру відповідно [74]. Даний дефект вносить в заборонену зону германію енергетичні рівні $E_c-0,21\text{ еВ}$ та $E_v+0,27\text{ еВ}$ та має, як і в кремнії, точкову групу симетрії C_{2v} . Приєднання міжвузельного атома кремнію або германію знижує енергетичне положення акцепторного рівня А-центру та підвищує енергію донорного рівня на величину $0,03\text{ еВ}$ відповідно [59]. У разі приєднання деміжвузля до А-центру його акцепторний рівень змінюється вже на $0,06\text{ еВ}$ аналогічно до модифікації дивакансії атомом кисню. Вуглець модифікує А-центри в кремнії та германії так само, як і дивакансію. У таблицях 1.6 та 1.7 представлені рівні А-центрів, модифіковані фоновими домішками O_i та C_i .

Таблиця 1.6.

Модифікація А-центру фоновими домішками в кремнії

Зарядовий стан	Енергетичне положення рівнів дефектів в еВ			
		VO_i	VO_iI_{Si}	VO_iI_{2Si}

2-/-		$E_C+0,06$	$E_C-0,00$	
-/0	$E_C-0,175$	$E_C-0,205$	$E_C-0,235$	$E_C-0,14$
0/0	$E_C-0,47$	$E_C-0,47$	$E_C-0,47$	$E_C-0,47$
0/+	$E_V+0,355$	$E_V+0,385$	$E_V+0,415$	$E_V+0,32$
2+/+	$E_V+0,06$	$E_V+0,12$	$E_V+0,18$	$E_V-0,01$

Таблиця 1.7.

Модифікація А-центра фоновими домішками в германії

Зарядовий стан	Енергетичне положення рівнів дефектів в еВ			
	VO_i	VO_iI_{Ge}	VO_iI_{2Ge}	VO_iC_i
-/0	$E_C-0,2$	$E_C-0,23$	$E_C-0,26$	$E_C-0,165$
0/0	$E_V+0,17$	$E_V+0,17$	$E_V+0,17$	$E_V+0,17$

Комплекс вакансія – донорна домішка (Е-центр). В опромінених електронами монокристалах n-Si<P>, отриманих методом безтигельної зонної плавки у вакуумі із незначним вмістом кисню близько 10^{16} см^{-3} , сигнали ЕПР були пов'язані з комплексом вакансія+атом фосфору. У таких кристалах Е-центр є одним із основних дефектів, що відповідають за радіаційні зміни електрофізичних властивостей n-Si<P> [75]. Пізніше Е-центри були виявлені в кремнії, легovanому домішками As та Sb [76]. Першою була побудована модель цього дефекту для комплексу вакансія+домішка фосфору. Дослідження впливу одновісного тиску показало, що при дії деформації відбувається електронна й атомна переорієнтації цього дефекту та існує три еквівалентні, по-різному орієнтованих конфігурації цього дефекту [77]. Енергія електронної переорієнтації Е-центру близька до 0,06 еВ, а атомної, що пов'язана з обміном місцями атомів кремнію та вакансії, складає близько 0,93 еВ та зростає зі збільшенням ковалентного радіуса донорної домішки [76]. Е-центр має симетрію C_{3v} та два зарядових стани E^- та E^0 та акцепторний рівень E_C ($0,43 \pm 0,03$) еВ. Швидкість утворення Е-центрів зростає зі збільшенням ковалентного радіуса донорної домішки, а температура їх відпалу визначається природою донора. Зокрема, дана температура рівна 400, 440 та 460 К для домішок P, As, Sb відповідно. Енергія активації відпалу Е-центру залежить від його зарядового стану. Наприклад, для різних зарядових станів комплексу VP

вона рівна 1,25 eV та 0,96 eV для VP^- та VP^0 відповідно [78]. При відпалі відбувається дисоціація цього комплексу та дифузія як єдиного цілого на стік. Е-центр в Ge вивчений набагато менше, ніж у Si. В роботах [79, 80] проведені деякі дослідження DLTS на початку 1980-х років для опроміненого електронами n-Ge. Однак, лише в роботі [81] вдалося однозначно пов'язати рівень $E_C-0,35$ eV з Е-центром. Згодом в роботах [82, 83] вдалось встановити, що цей рівень є подвійним акцептором, а однозарядний акцепторний рівень розташований у нижній половині забороненої зони германію. Згідно з даними роботи [84], Е-центр у Ge також має донорний рівень, який розташований у нижній половині забороненої зони, близько до краю валентної зони. В роботі [85] методом моделювання функціоналу спінової густини були проведені дослідження структури та електронних властивостей комплексів PV, AsV, SbV, BiV в монокристалах Ge. Результати даних досліджень показали, що у всіх Е-центрах донорний атом займає майже положення заміщення. Таким чином, Е-центр у Ge може існувати в чотирьох різних зарядових станах [84-86]: одинарному позитивному (рівень $E_V+0,1$ eV), нейтральному, одинарному негативному (рівень $E_V+0,3$ eV) та подвійному негативному (рівень $E_C-0,3$ eV).

Також, крім розглянутих точкових радіаційних дефектів в кремнії та германії, які, як правило, є основними та визначально впливають на електричні та оптичні властивості даних монокристалів, є ще досить велика кількість інших комплексів, дослідження властивостей яких проводиться сьогодні (багатовакансійні комплекси, більш складні кисневмісні комплекси, комплекси з міжвузлових атомів германію та / або кремнію, вуглецю).

1.4. Вплив радіаційних дефектів на електричні та тензоелектричні властивості монокристалів n-Ge та n-Si

Утворення за рахунок опромінення радіаційних дефектів в кремнії та германії призводить до змін електричних, тензоелектричних, гальваноманітних та оптичних властивостей даних монокристалів. Вплив опромінення на електричні та тензоелектричні властивості n-Ge та n-Si

визначається змінами питомого опору, рухливості та концентрації носіїв струму. Огляд більшості робіт, присвячених дослідженню впливу радіаційного опромінення на електричні властивості кремнію та германію, показує, що опромінення, як правило, призводить до зменшення концентрації та рухливості носіїв струму та зростання питомого опору [77, 87]. Проте в роботах [88-90] було виявлено зростання рухливості електронів під дією опромінення. На рис. 1.7 представлені температурні залежності холівської рухливості для опромінених протонами з енергією 25 MeV та інтегральним потоком $8,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ монокристалів n-Si до та після ізохорного відпалу [88].

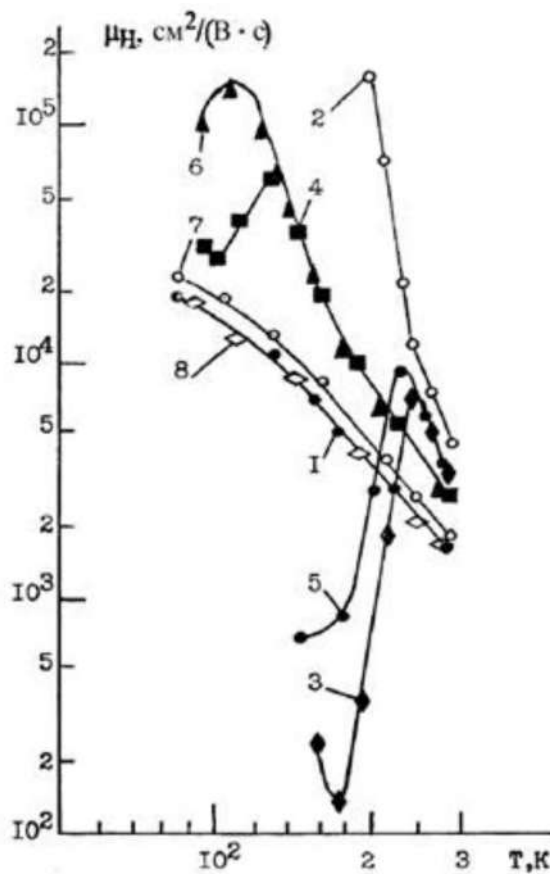


Рис. 1.7. Температурна залежність холівської рухливості електронів в опромінених протонами монокристалах n-Si: 1 – до опромінення, 2 – після опромінення потоком $8,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 3 та 4 – після відпалу при 110 та 160 °C відповідно, 5 та 6 – після відпалу при 110 та 160 °C та підсвідці інфрачервоним світлом з енергією фотонів 0,44 та 0,17 eV відповідно, 7 та 8 – після відпалу при 350 та 550 °C відповідно.

Для кривих 3 та 4 рис. 1.7 характерною є наявність мінімуму при температурах 180 та 100 К. Фотозбудження електронів в зону провідності з рівня Е-центру в зразках кремнію після відпалу при 110 °С збільшує ефективну рухливість електронів, зміщуючи температурну залежність рухливості в діапазон нижчих температур (рис. 1.7, крива 5). Після відпалу при 160 °С фотозбудження електронів з рівня А-центру спричинює збільшення максимуму залежності рухливості та його зміщення в область низьких температур (рис. 1.7, крива 6). Одержані особливості впливу додаткового фотозбудження на холівську рухливість електронів показують, що підсвітка впливає на рухливість електронів як в області розсіяння на заряджених центрах, так і фононного розсіювання. При температурах 230-300 К електрони з рівня Е-центру переходять в зону провідності кремнію. При цьому зменшується ступінь екранування високопровідних металічних включень, які утворюються в кремнії при опроміненні, та зростає рухливість. При зменшенні температури Е-центри заряджаються та зростає ступінь екранування металічних включень, які стають непрозорими для електронів провідності, що призводить до зменшення холівської рухливості (рис. 1.7, крива 3). При таких температурах А-центри будуть нейтральними, тому не будуть впливати на ступінь екранування металічних включень. В роботах [89, 90] досліджувались залежності концентрації та рухливості електронів від дози γ -опромінення для монокристалами n-Si та n-Ge. На рис. 1.8 та 1.9 представлено дозові залежності рухливості електронів для n-Ge<As> та n-Si<P> [89]. Як слідує з рис. 1.8, при опроміненні монокристалів n-Ge<As> дозою $D=1 \cdot 10^6$ Р рухливість електронів при $T=77$ К зросла приблизно в 1,04 рази від початкового значення та перевищувала рухливість електронів для неопроміненого зразка до доз $D \approx 9 \cdot 10^6$ Р. Помітне зменшення рухливості електронів при $T=300$ К відбувається при дозах γ -опромінення приблизно в два рази менших, ніж при $T=77$ К. З цього слідує, що більш чутливою до радіаційних змін є та компонента рухливості, яка визначається розсіянням електронів на фононах. Різкий спад рухливості електронів в германії при максимальних дозах

опромінення ($\sim 7 \cdot 10^7$ Р) може бути пов'язаний не лише зі збільшенням областей порушень кристалічної ґратки при опроміненні, але також зі зміною їх форми та розмірів. Це поясняє те, що радіаційні зміни рухливості електронів приблизно однакові при кімнатній температурі та температурі рідкого азоту.

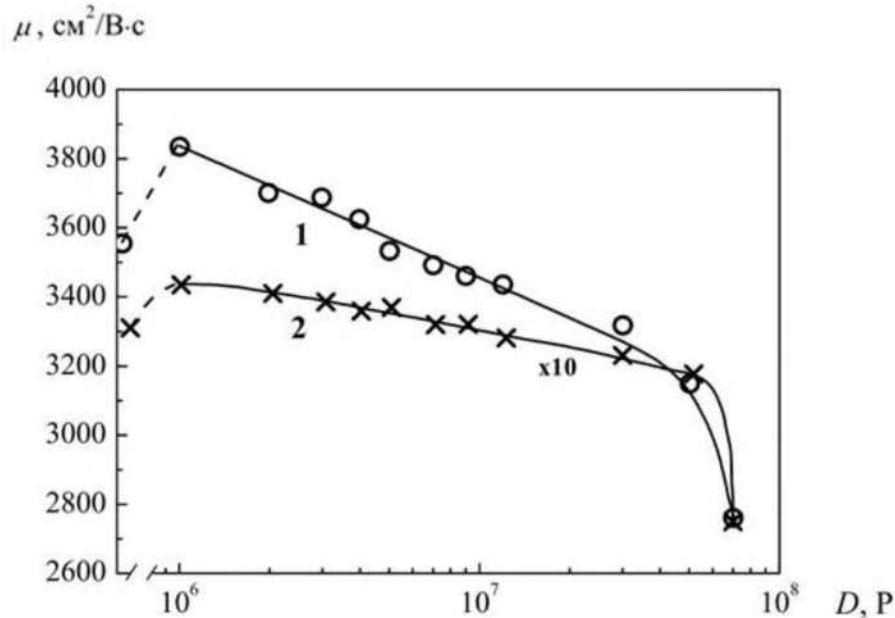


Рис. 1.8. Залежність рухливості електронів від дози γ -опромінення при 300 К (1) та при 77 К (2) для монокристалів n-Ge<As>.

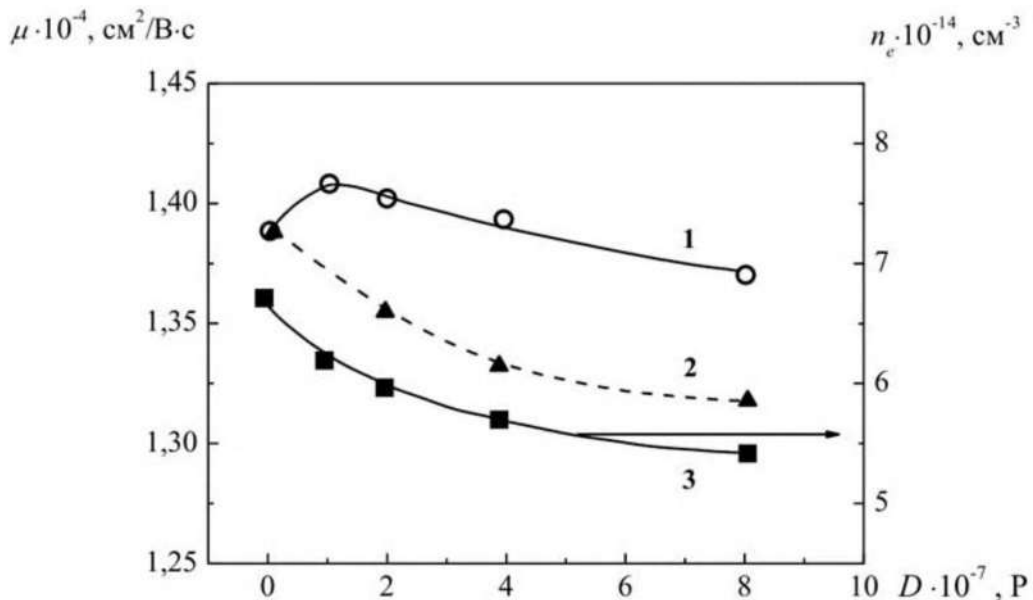


Рис. 1.9. Залежність рухливості електронів (1) та їх концентрації (3) від дози γ -опромінення при 77 К для монокристалів n-Si<P>. Пунктирна крива 2 – розрахунки рухливості на основі теорії анізотропного розсіяння.

Згідно з рис. 1.9 (крива 3), концентрація електронів в об'ємі зразка кремнію зменшується з підвищенням дози опромінення, що пов'язано зі збільшенням концентрації розсіюючих центрів. Це мало б призвести до неперервного зменшення рухливості електронів в умовах змішаного розсіяння при $T=77$ К. Однак експериментальна залежність рухливості від дози опромінення для монокристалів $n\text{-Si}\langle\text{P}\rangle$ (як і у випадку опромінення зразків $n\text{-Ge}\langle\text{As}\rangle$) має максимум (рис. 1.9, крива 1) при $D \approx 1 \cdot 10^7$ Р. Як було зазначено раніше (див. п. 1.3.), у кремнії, вирощеному методом Чохральського, А-центр є основним радіаційним дефектом, який відповідає за його електрофізичні властивості. Тому, можливо, внаслідок локалізації цих від'ємно заряджених А-центрів поблизу іонних залишків фосфору відбувається зменшення ролі домішкового розсіяння на іонах фосфору та деяке зростання рухливості електронів. Для кремнію, вирощеному методом зонної плавки, домінуючим радіаційним дефектом є Е-центр (комплекс вакансія-фосфор). Аналогічне опромінення таких монокристалів кремнію не спричинить збільшення рухливості. Це пов'язано з тим, що атом фосфору входить до складу Е-центра, і утворення Е-центрів призводить лише до зміни знаку заряду розсіюючих центрів, а не їх концентрації. Дане припущення було перевірено та підтверджено експериментально в роботі [89]. Тому було і зроблено висновок, що радіаційно стимульоване зростання рухливості електронів при малих дозах γ -опромінення є притаманним лише для кисневмісних монокристалів $n\text{-Ge}\langle\text{As}\rangle$ та $n\text{-Si}\langle\text{P}\rangle$. Наявність максимуму на залежностях рухливості від дози опромінення для досліджених монокристалів $n\text{-Ge}\langle\text{As}\rangle$ та $n\text{-Si}\langle\text{P}\rangle$ була пояснена двома причинами: 1) утворенням радіаційних дефектів акцепторного типу, які при малих дозах локалізуються поблизу позитивно заряджених іонних залишків, навколо яких кристалічна ґратка напружена. Це призводить до часткової нейтралізації іонних залишків та відповідно до зменшення ефективності домішкового розсіяння та зростання рухливості; 2) зменшенням при подальшому зростанні дози опромінення концентрації розсіюючих центрів та ступеня їх компенсації.

В роботах [91-93] проводились дослідження впливу електронного опромінення на електрофізичні властивості монокристалів кремнію. Авторами робіт [91, 92] було встановлено, що низькотемпературна провідність кремнію з концентрацією бору близькою до переходу метал-діелектрик зменшується після опромінення електронами з енергією $E=10$ MeV. Для потоків електронів менших за $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./см² провідність кремнію змінюється дуже мало (в межах 1-2 %). Значне зменшення провідності кремнію спостерігалось для потоків близьких до $\Phi=1 \cdot 10^{18}$ ел./см². Зменшення внаслідок електронного опромінення провідності досліджуваних монокристалів кремнію зумовлено як зменшенням концентрації носіїв струму, так і їх рухливості за рахунок розсіяння на утворених радіаційних дефектах. В роботі [93] досліджувався вплив різних потоків електронного опромінення з енергією 8 та 50 MeV на електричні властивості зразків монокристалів кремнію n-типу провідності з вихідними питомими опорами 10, 40, 100 та 450 Ом·см (рис. 1.10 та рис. 1.11). Наявність певного критичного потоку опромінення, при якому спостерігається різке зниження параметрів кремнію, пов'язана не тільки з легуючими домішками, а й з електрично неактивними домішками, такими як кисень та вуглець. Що стосується енергетичної залежності цього явища, то при енергіях, коли виникають кластерні порушення, такі дефекти є більш ефективними центрами захоплення або розсіяння носіїв струму. Отже, ці зміни з'являються при менших потоках у випадку опромінення електронами надкластерних енергій (в нашому випадку для 50 MeV). Поведінка рухливості різко змінюється при опроміненні більш високими потоками опромінення (рис. 1.11): з'являється аномалія в температурному ході рухливості, тобто вона підкоряється закону $\mu_H \sim T^{-\phi}$, де ϕ може приймати значення більше, ніж загальноприйняте 3/2. Це обумовлено утворенням в кремнії розвпорядкованих областей, які різко збільшують розсіювання носіїв струму. Різка зміна концентрації носіїв струму та їх рухливість, як видно з рис. 1.10 та рис. 1.11, залежить також від питомого опору матеріалу.

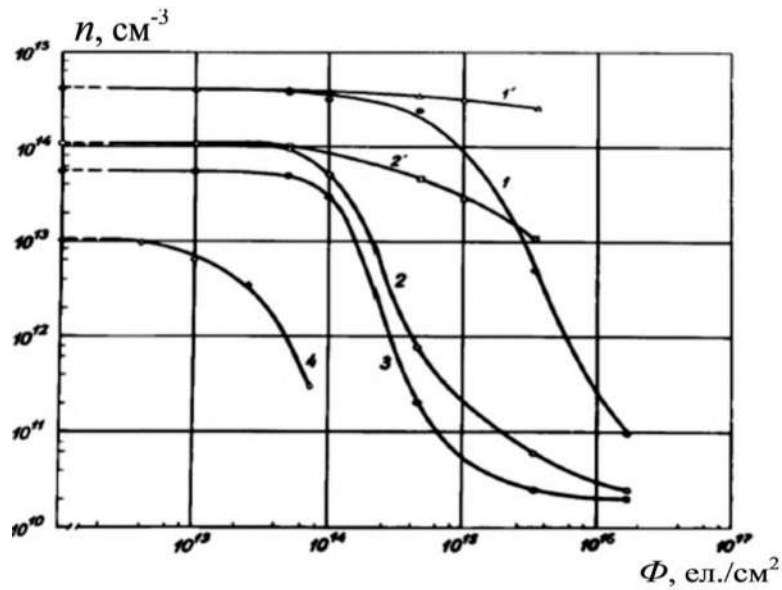


Рис. 1.10 Залежність концентрації носіїв струму від потоку електронного опромінення в зразках кремнію n-типу провідності, опромінені електронами з енергією 8 MeV (1' та 2') та 50 MeV (1-4): 1,1' — $\rho=10$ Ом·см ($N_0 \approx 7 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, $N_C \approx 10^{17}$ см $^{-3}$), 2,2' — $\rho=40$ Ом·см ($N_0 \approx 7 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, $N_C \approx 10^{17}$ см $^{-3}$), 3 — $\rho=100$ Ом·см ($N_0 \approx 7 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, $N_C \approx 3,2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$), 4 — $\rho=450$ Ом·см ($N_0 < 10^{16}$ см $^{-3}$, $N_C < 10^{17}$ см $^{-3}$).

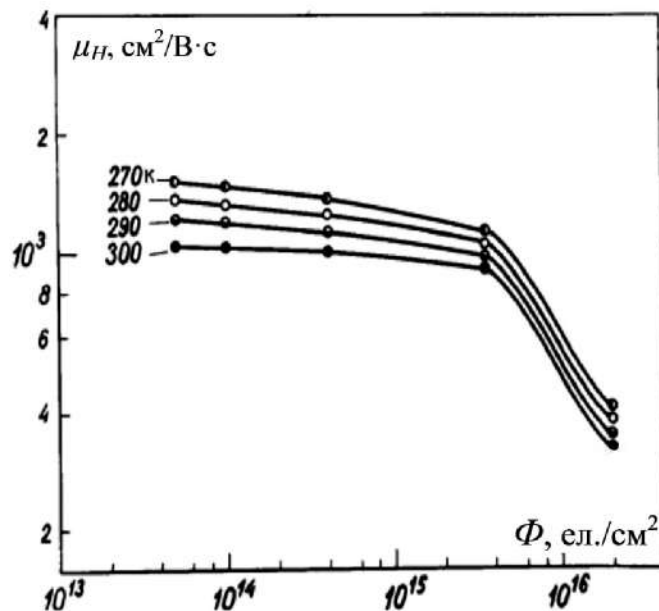


Рис. 1.11. Залежності холівської рухливості носіїв струму від потоку опромінення електронами з енергією 50 MeV при різних температурах в зразках n-Si з питомим опором 100 Ом·см.

У зразках з великою концентрацією домішки (малим питомим опором) це явище настає при більш високих потоках опромінення, ніж у зразках з малими концентраціями домішки (великим питомим опором).

Дослідженню тензоелектричних властивостей монокристалів n-Ge та n-Si присвячена серія публікацій [94-106]. В роботах [94-97] досліджувався тензоопір одновісно деформованих вздовж кристалографічних напрямків [111], [110] та [100] монокристалів n-Ge, опроміненних γ -квантами ^{60}Co . Внаслідок γ -опромінення монокристалів n-Ge<Sb> з вихідною концентрацією носіїв струму $n = 3,8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1.12, залежність 1) потоком $\Phi = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ утворювались радіаційні дефекти з енергетичним рівнем $E_C - 0,2 \text{ eV}$ (рис. 1.12, залежність 1'), а при γ -опроміненні монокристалів n-Ge<Sb> з вихідною концентрацією носіїв струму $2,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1.12, залежність 2) потоком $1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ – з рівнем $E_C - 0,3 \text{ eV}$ (рис. 1.12, залежність 2").

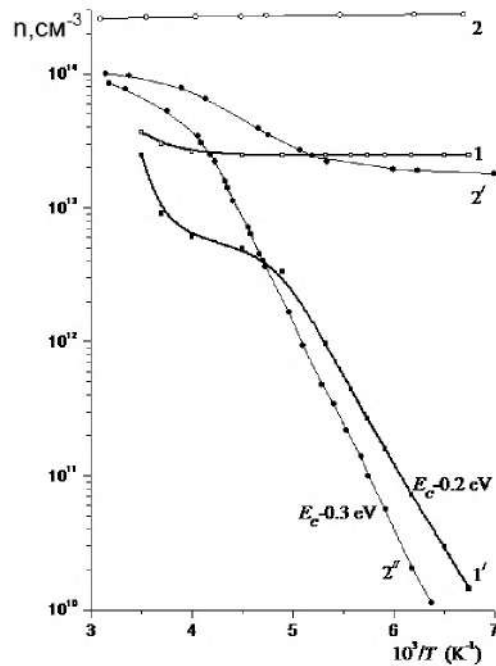


Рис. 1.12. Температурні залежності концентрації електронів в n-Ge до (1, 2) та після γ -опромінення ^{60}Co : 1' – $\Phi = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$; 2' – $\Phi = 10^{18} \text{ см}^{-2}$; 2" – $\Phi = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$.

Результати вимірювань тензоопору для одновісно деформованих вздовж різних кристалографічних напрямків монокристалів n-Ge представлені на рисунках 1.13-1.15.

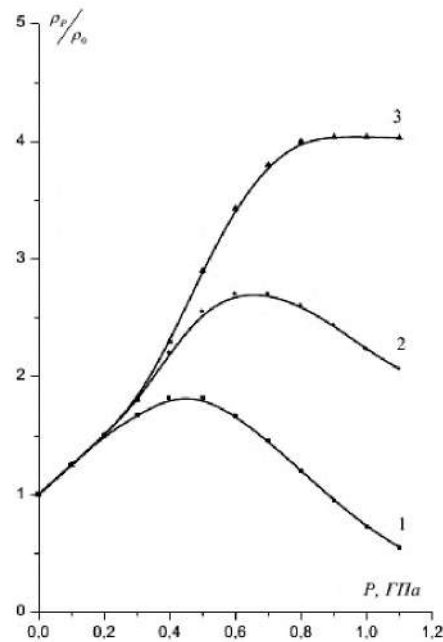


Рис. 1.13. Залежності тензоопору γ -опроміненого ^{60}Co ($\Phi = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) n-Ge в умовах $P \parallel \vec{j} \parallel [111]$ при різних температурах T , К: 1 – 165; 2 – 190; 3 – 225.

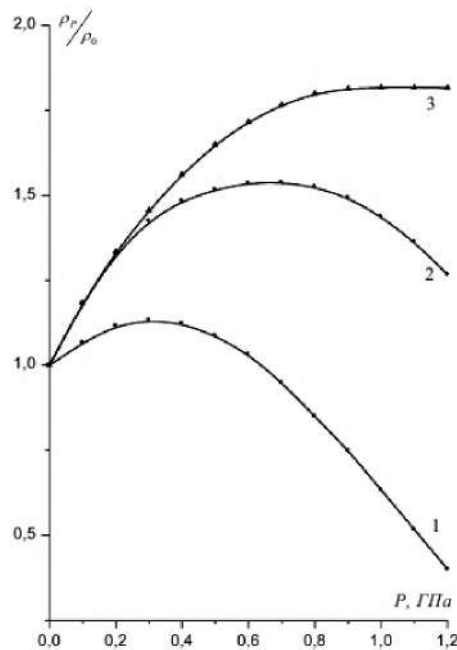


Рис. 1.14. Залежності тензоопору γ -опроміненого ^{60}Co ($\Phi = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) n-Ge в умовах $P \parallel \vec{j} \parallel [110]$ при різних температурах T , К: 1 – 165; 2 – 190; 3 – 225.

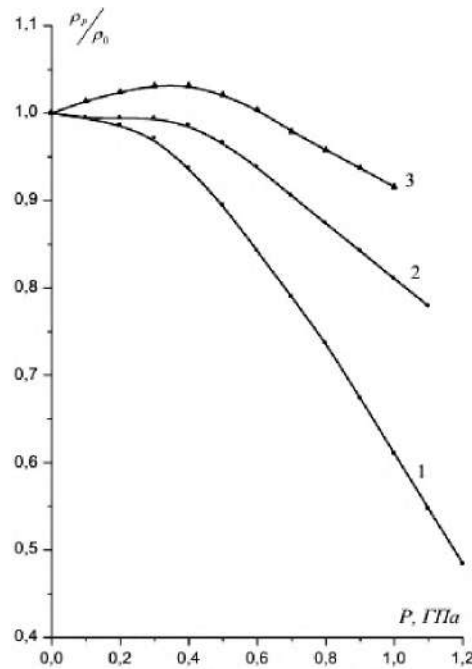


Рис. 1.15. Залежності тензоопору γ -опроміненого ^{60}Co ($\Phi = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) n-Ge в умовах $P \parallel \vec{j} \parallel [100]$ при різних температурах T , К: 1 – 165; 2 – 190; 3 – 225. Як відомо [107], для монокристалів n-Ge без глибоких рівнів наявність тензоопору в умовах $P \parallel \vec{j} \parallel [111]$ зумовлена деформаційним перерозподілом електронів між трьома долинами зони провідності германію з більшою рухливістю μ_{\perp} , що піднімаються вгору, та однією долиною з меншою рухливістю μ_{\parallel} , що опускається вниз за шкалою енергій при деформації. Це призводить до зростання питомого опору з тиском та наступним виходом залежності $\rho_r/\rho_0 = f(P)$ на насичення внаслідок повного переселення електронів з трьох долин в одну. При цьому насичення тензоопору з підвищенням температури наступає при все більш високих тисках. Такій умові практично відповідає крива 3 рис. 1.13 при $T = 225 \text{ К}$, коли радіаційні дефекти з рівнем $E_C - 0,2 \text{ еВ}$ будуть майже повністю іонізованими. При зниженні температури буде відбуватись деіонізація рівня цього дефекту, що призведе до появи максимуму залежностей тензоопору та ділянок спаду питомого опору ρ зі збільшенням одновісного тиску. В даному випадку такий спад при зменшенні температури буде розпочинатись при менших тисках ($P \approx 0,45 \text{ ГПа}$ при $T = 165 \text{ К}$ та $P \approx 0,65 \text{ ГПа}$ при $T = 190 \text{ К}$), оскільки ефективніше при цьому буде

проявляється деіонізація рівня $E_C - 0,2$ еВ з тиском (рис. 1.13, криві 1 та 2). Подібні результати вимірювань тензоопору спостерігаються і для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [110] монокристалів n-Ge (рис. 1.14). В цьому випадку при невисоких тисках відбувається перерозподіл електронів між двома долинами зони провідності германію з більшою рухливістю, що піднімаються вгору, та двома долинами з меншою рухливістю, що опускаються вниз за шкалою енергій при деформації.

Одержані результати досліджень тензоопору γ -опромінених монокристалів n-Ge пояснюються наявністю двох механізмів:

- деформаційною перебудовою зони провідності германію, що призводить до зменшення рухливості електронів та відповідно до зростання питомого опору з тиском;

- збільшенням концентрації електронів у С-зоні за рахунок зменшення енергії іонізації рівня $E_C - 0,2$ еВ зі збільшенням одновісного тиску. Це є причиною зменшення питомого опору при деформації.

Для випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] відносно зміщення долин С-зони в германії відсутнє і тензоопір n-Ge без наявності глибоких рівнів при досліджуваних температурах не змінюється аж до тисків 1 ГПа [107]. По цій причині тензоопір γ -опроміненого n-Ge при $T = 225$ К є незначним (рис. 1.15, крива 3), оскільки радіаційні дефекти з рівнем $E_C - 0,2$ еВ майже повністю іонізовані (рис. 1.12, крива 1'). При зменшенні температури з'являються суттєві ділянки спаду питомого опору (рис. 1.15, криві 1, 2), які пов'язані, як і в попередніх двох випадках, зі збільшенням концентрації електронів в С-зоні германію за рахунок зменшення енергії іонізації рівня $E_C - 0,2$ еВ з тиском. При цьому тензоопір n-Ge буде визначатись лише дією другого механізму.

Подібні дослідження впливу радіаційних дефектів на тензоелектричні властивості монокристалів n-Si проводились в роботах [94, 95, 99-106]. В роботах [94, 95, 98-100] досліджувався ефект Холла та тензоопір одновісно

деформованих монокристалів n-Si, опромінених γ -квантами ^{60}Co потоком $\Phi = 6,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Основними радіаційними дефектами, які утворювались внаслідок опромінення n-Si, були А-центри. Як і для випадку γ -опроміненого германію, було одержано повністю якісно подібні залежності тензоопору, які пояснюються наявністю цих же двох механізмів. Вплив одновісної пружної деформації на положення глибокого рівня А-центру в кремнії досліджувався в роботах [98-100]. На основі даних тензоопору для неопромінених та опромінених монокристалів n-Si були одержані значення баричних коефіцієнтів зміни енергетичної щільності між глибоким рівнем А-центру та нижніми долинами зони провідності кремнію. Однак, використання одних лише залежностей тензоопору навіть в області високих одновісних тисків не може дати надійну інформацію про зміну положення при деформації глибоких рівнів, оскільки існує залежність ефективної рухливості від ступеня однорідності кристалів та одновісного тиску [77, 87]. Також при вивченні поведінки глибоких рівнів різного походження необхідно враховувати особливості температурних залежностей концентрації носіїв струму. Дані зауваження слід брати до уваги в розрахунках, оскільки вони будуть впливати на точність визначення баричних коефіцієнтів для глибоких рівнів радіаційних та технологічних дефектів. Тому в роботах [101, 102] була запропонована методика визначення баричних коефіцієнтів при одновісному тискові для глибоких рівнів в багатодолинних напівпровідниках. На основі цієї методики були обчислені баричні коефіцієнти для А-центра в кремнії, значення яких в межах похибки добре узгоджувалось з результатами досліджень тензо-холл-ефекту.

1.5. Технологія одержання, електронні властивості та радіаційні ефекти в гетероструктур на основі Si та Ge

Наноструктури на основі германію-на-кремнії, незважаючи на різницю параметрів ґраток в 4%, привертають увагу технологів через великі успіхи у створенні нових перспективних приладів з використанням квантових ефектів

[108-113]. З'являються світловипромінюючі та фотоприймальні кремній-германієві пристрої, що дозволяють кремнієвій технології успішно конкурувати з традиційними оптоелектронними матеріалами, такими як з'єднання III-V [112, 113]. Останнім часом намітилися перспективи використання напівпровідникових матеріалів на основі германію та кремнію, що містять кластери Ge нанометрових розмірів (квантові точки), "вбудовані" в матрицю Si [114-117]. Інтерес до нанокластерів Ge та Si пов'язаний з низкою наступних причин: 1) створенням технології отримання досить однорідного за розміром масиву нанокластерів Ge; 2) розміри нанокластерів вдалося зменшити до значень, що забезпечують прояв ефектів розмірного квантування та електрон-електронної взаємодії аж до кімнатної температури; 3) сумісність розроблених методів виготовлення з існуючою кремнієвою технологією дискретних приладів та схем. Такі розробки, які вважалися досі екзотичними, можуть призвести до справжньої революції в кремнієвій інтегральній технології. Про зростання інтересу до вивчення низькорозмірних гетероструктур свідчить постійне збільшення кількості публікацій на цю тему в світовій науковій пресі.

На сьогодні до основних методів виготовлення гетероструктур належать наступні [118]: металоорганічна епітаксія з парової фази (MOVPE, metal-organic vapor phase epitaxy), металоорганічне хімічне осадження з пари (MOCVD, metal organic chemical vapor deposition) та молекулярно-променева епітаксія (MBE, molecular beam epitaxy). Також є відомими роботи з одержання гетероструктур методом рідиннофазової епітаксії [119, 120]. Одним із найперспективніших сучасних методів отримання гетероструктур з надтонкими гетеропереходами та високочистими напівпровідниковими шарами є молекулярно-променева епітаксія [121]. Тим не менш, узгодження різних напівпровідникових матеріалів при вирощуванні функціональних шарів на стандартних підкладках, таких як кремній, залишається актуальною проблемою мікроелектронної індустрії. При цьому шляхи вирішення цієї проблеми лежать у застосуванні спеціальних методик у процесі епітаксiального росту, таких як створення буферних шарів, використання високотемпературного відпалу, варіювання умов та параметрів

синтезу. Отримання бездислокаційних епітаксialьних плівок германію на кремнії є привабливим як з наукової, так і з прикладної точок зору. Наприклад, вирощування структур на основі GaAs на штучній підкладці германію значно здешевить подібні структури та прилади на їх основі. Критичними параметрами епітаксialьних плівок сплавів Ge_xSi_{1-x} при їх застосуванні у гетероперехідних пристроях є внутрішні механічні напруження, щільність дефектів, рухливість носіїв, ширина забороненої зони. Існує залежність цих параметрів від складу сплаву Ge_xSi_{1-x} , товщини шару та ступеня релаксації. Ці величини можна виміряти кількісно за допомогою Раманівської спектроскопії, швидким та неруйнівним безконтактним методом, який не вимагає попередньої підготовки зразка та забезпечує високу роздільну здатність [122]. В роботі [121] показано, що шорсткість Ge/Si плівки та розміри острівців, що ростуть, знижуються зі збільшенням часу відпалу пластини кремнію при постійній температурі 850 °C. Для LT-Ge/Si структур, для яких температура підкладки змінюється ступінчасто з різною кількістю кроків, встановлено, що шорсткість плівки та розміри острівців зменшуються зі збільшенням числа кроків при зміні температури від 300 до 600 °C. Також було встановлено, що шорсткість таких плівок та розміри острівців залежать від характеру зміни складу сплаву Ge_xSi_{1-x} за товщиною при постійній інтегральній частці $x=0,5$ Ge. Найкращі результати морфології були досягнуті при поступовій зміні концентрації Ge у плівці в діапазоні часу росту 10-90 хв. В роботі [123] комбінованим методом гетероепітаксії з атомарного потоку Si та молекулярного потоку GeH_4 на підкладках Si(100) були вирощені періодичні гетероструктури Si/SiGe, де джерелом парів Si та легуючої домішки було сублімаційне джерело, а потік атомів Ge формувався в процесі розкладання моногермана (GeH_4) в камері росту. Дослідження методами рентгенівської дифракції, вторинно-іонної мас-спектрометрії та просвітлювальної електронної мікроскопії показали високу структурну досконалість таких структур, різкі межі поділу між шарами, повторюваність товщин та складу цих шарів в періодичних структурах. Комбінації різних типів напівпровідників, що мають різну товщину

епітаксіальних шарів, дає можливість створювати структури з керованими характеристиками для застосування у мікро- та наносистемній техніці [124]. В даному відношенні перспективним є застосування багат шарових напружених гетероепітаксіальних структур, в яких спостерігається зміна енергетичного спектру носіїв заряду за рахунок ефектів розмірного квантування та наявності внутрішніх механічних напружень в шарах гетеросистеми. Особлива увага присвячена дослідженню псевдоморфних напружених гетероструктур, зокрема, кремній-германієвих структур з сумісною ґраткою, що обумовлено можливістю керувати широким спектром фізичних властивостей композиційних шарів структури за рахунок зміни величини деформації та співвідношенням товщин напівпровідників, що контактують [125]. На основі таких гетерокомпозицій вже реалізовані швидкодіючі гетеробіполярні транзистори з часом перемикавання, близьким до відповідних значень для GaAs приладів [126]. Також значну увагу привертає можливість створення польових транзисторів з високою рухливістю з урахуванням селективно легованих гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x [127]. Існує велика кількість яскравих прикладів реалізації багат шарових структур на основі Ge та Si для малощумових транзисторів з двовимірним газом носіїв струму, структур зі зв'язаними квантовими ямами та квантовими точками для резонансно-тунельних діодів, гетеропереходів з внутрішнім фотоефектом для фотоприймачів інфрачервоного випромінювання [128, 129]. На сьогоднішній момент актуальним застосуванням напружених псевдоморфних плівок кремнію є їх використання в якості каналів швидкісних MOSFET транзисторів [125, 129-131]. По суті, гетерокомпозиції на основі Si та Ge стають необхідним матеріалом електронної техніки, що представляє широкі можливості при одержанні мікроелектронних компонентів. Зумовлено це фізичними властивостями гетерокомпозиції та сумісністю її технологій зі звичайною кремнієвою технологією [125]. Вище зазначене має значення щодо зниження їх вартості та створює просте поєднання з кремнієвими інтегральними схемами. А це необхідно під час виготовлення «розумних» сенсорів та мікросистем. Таким чином, на сучасному етапі розвитку напівпровідникових приладів дослідження

розподілів деформацій та релаксацій напруг у гетероструктурах та квантових точках також залишається дуже актуальним [132-138]. У роботах авторів [132, 133] розвинуто методику розрахунку пружної деформації в когерентно напружених гетероструктурах у рамках моделі валентних сил (VFF) з використанням функції Гріна «атомістичної» пружної задачі. Теоретично досліджено просторовий розподіл пружних деформацій у системі Ge/Si з квантовими точками Ge пірамідальної форми в матриці Si. Отримано картину розподілу деформації в пірамідах та в їхньому оточенні. Показано, що величини локальних деформацій та їх просторовий розподіл практично не залежать (з точністю до масштабування) від розміру квантових точок у діапазоні зміни основи піраміди від 10 до 15 нм. В роботі [134] на основі досліджень ІЧ Фур'є-спектроскопії, раманівського розсіювання та проведеного комп'ютерного моделювання вивчалися особливості механічних напружень в германієвих нанокристалах, синтезованих в аморфній матриці SiO_x з буферним шаром Si_xN_y . Було встановлено, що германієві нанокристали піддаються дії значних механічних напружень стиску до 2,9 ГПа. Такі великі значення деформацій пояснюються частковим проникненням нанокристалів германію в кремнієву підкладку. В роботі [135] методом скінченних елементів проведено розрахунки величин та розподілу полів пружних деформацій в SiGe-гетероструктурах з квантовими точками. Встановлено, що квантові точки сталого складу перебувають в області дії більших механічних напружень, ніж квантові точки зі змінним вмістом кремнію та германію по їх об'єму. У роботах [136, 137] розглядаються способи усунення деформацій у кремній-германієвих структурах за допомогою введення в контактуючі монокристали кремнію та германію додаткових домішок, що змінюють сталі ґраток. Автори [136] аналізують результати нових методик вирощування досконалих шарів GeSi та Ge на підкладці Si (001), наприклад, таких як використання в пластичній релаксації гетероструктур типу GeSi/Si (001) низькотемпературного (300–400°C) буферного шару Si, а також поверхнево-активних домішок – сурфактантів

(сурма, водень). Розглянуто приклади штучного введення центрів зародження дислокацій невідповідності.

Велике значення при практичному застосуванні напівпровідникових кремній-германієвих гетеросистем мають роботи з вивчення особливостей структури енергетичних зон та зонних переходів гетеросистем. В експериментальних роботах [127, 133, 139] розглянуті електричні параметри релаксованого ізотипного $n\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/n\text{-Si}$ гетеропереходу при проходженні процесу створення в околі гетеропереходу сітки дислокацій невідповідності, а потім, враховуючи ці параметри, розглянуто особливості структури енергетичних зон гетеросистеми. Характеристики потенціального бар'єру уточнені в результаті порівняння температурних залежностей вольт-амперних та вольт-фарадних характеристик системи. Авторами роботи [140] здійснено розрахунок зонної структури надграток $\text{Ge}_{0,8}\text{Si}_{0,2}/\text{Ge}_{0,1}\text{Si}_{0,9}$ з вертикально суміщеними квантовими точками та їх спектрів фотолюмінесценції, ґрунтуючись на ефекті тунелювання, екситон-фононної взаємодії та флуктуацій висоти квантових точок $\text{Ge}_{0,8}\text{Si}_{0,2}$, а також розмірів шарів $\text{Ge}_{0,1}\text{Si}_{0,9}$. У роботах [141-143] побудована якісна картина зміщення енергетичних рівнів у напівпровідникових монокристалах Si та SiGe при деформації, а також вивчено вплив деформацій на енергетичну зонну діаграму гетеропереходу Si/SiGe. При дослідженнях впливу деформацій на зонну структуру плівок кремнію товщиною близько 10 нм спостерігалось узгодження деформаційних потенціалів з відповідними значеннями для об'ємних монокристалів кремнію та германію в межах точності вимірювань [144-146]. В роботі [146] представлені результати розрахунку зонних діаграм гетероструктури Ge/Si для температур близьких до 0 К. Істотні зміни положень енергетичних зон кремнію та германію при деформації не можуть не позначитися на перерозподілі електронів між долинами зони провідності, дірок між вітками валентної зони та відповідно на змінах рухливості носіїв струму. На рисунках 1.16 та 1.17 представлені результати експериментальних робіт досліджень електронної рухливості в напружених псевдоморфних наноплівках кремнію на підкладці $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ [147].

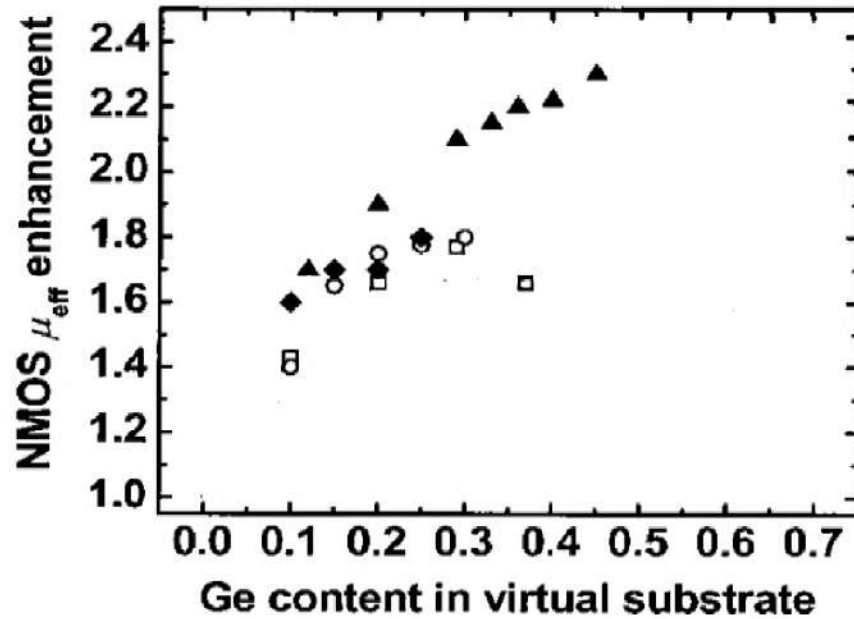


Рис. 1.16. Відносні значення рухливості електронів вздовж напрямку розтягу кремнію на підкладці $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$.

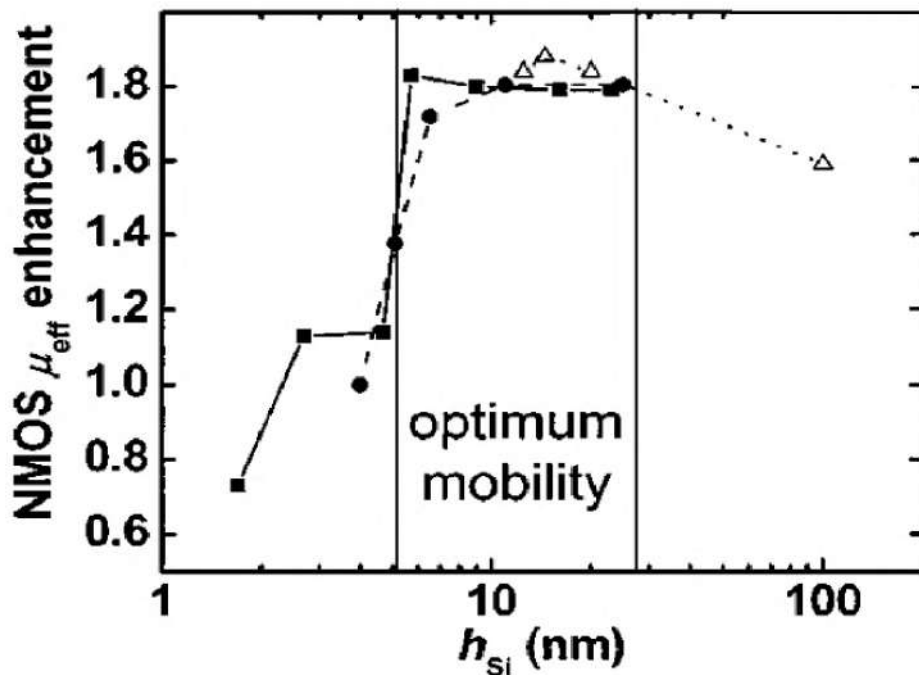


Рис. 1.17. Залежність відносних значень рухливості електронів в наноплівці p-Si , вирощеній на підкладці $\text{Ge}(001)$, від її товщини.

Як видно з даних рисунків, рухливість електронів у напрямку розтягу кремнію зростає приблизно вдвічі по відношенню до рухливості ненапруженого кремнію. Як показують результати рис. 1.17, при товщині каналу MOSFET структури менше 5 нм спостерігається значне зменшення рухливості в

кремнієвому каналі та відповідно швидкодії пристрою. Пружні деформації розтягу в псевдоморфних плівках Si на релаксованих буферних шарах $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ сприяють збільшенню рухливості електронів за рахунок розщеплення шестикратно виродженої зони провідності кремнію на два ізоенергетичні еліпсоїди з великою віссю, перпендикулярною до напрямку струму, та чотири еліпсоїди, що лежать у площині двомірного електронного газу. Така перебудова зонної структури призводить до значного зменшення ефективності міждолинного розсіювання f-типу, яке викликає зміну напрямку квазіімпульсу електронів на 90° , але мало впливає на міждолинне розсіювання g-типу, що призводить до зміни напрямку квазіімпульсу електронів на 180° . Така сукупність розглянутих факторів забезпечує збільшення рухливості електронів приблизно вдвічі по відношенню до ненапруженого кремнію.

Просторова локалізація носіїв струму в наноструктурах призводить до суттєвої відмінності їх електрофізичних та оптичних властивостей порівняно з об'ємними напівпровідниками. Зокрема, було встановлено, що гетероструктури кремній-германій мають вищу радіаційну стійкість, ніж об'ємні матеріали, з яких вони складаються [148-151].

В роботі [148] проведено дослідження впливу електронного опромінення на люмінесцентні властивості низькорозмірних гетероструктур Si/Ge з різним ступенем просторової локалізації носіїв струму. Показано, що радіаційна стійкість гетероструктур Si/Ge збільшується зі зростанням ефективності локалізації носіїв струму в них. Така просторова локалізація в SiGe-наноструктурах зменшує ймовірність їхньої безвипромінювальної рекомбінації на радіаційних дефектах, створених у кремнієвій матриці. Встановлено, що найбільшу радіаційну стійкість з досліджених структур мають багат шарові структури з самосформованими Ge(Si)-наноострівками, для яких реалізується найбільш ефективна просторова локалізація носіїв струму: тривимірна для дірок в острівцях та двовимірна для електронів у кремнієвих шарах, що розділяють сусідні шари з острівцями. В роботі [149] досліджено вплив нейтронного опромінення на електролюмінесценцію кремнієвого p-i-n-діоду,

що містить багат шарову гетероструктуру Ge/Si з самосформованими наноострівцями. Для діодів з наноострівками Ge(Si) виявлено вищу радіаційну стійкість сигналу електролюмінесценції порівняно з об'ємним кремнієм, що також пов'язується з просторовою локалізацією носіїв струму в наноструктурах Ge/Si, яка перешкоджає їх дифузії до радіаційних дефектів та подальшої безвипромінювальної рекомбінації на них. В роботі [150] методом фотолюмінесценції досліджено вплив опромінення електронами з енергіями 3–4 MeV та подальшого відпалу на надгратки напружених шарів Si/Ge та квантові ями Si/Ge, які містять моношари чистого Ge. Було виявлено підвищену радіаційну стійкість надграткової фотолюмінесценції порівняно з об'ємним Si. Спостерігалась неоднакова поведінка надграток та квантових ям при відпалі після опромінення, що автори пов'язують з різною геометрією та різним значенням величинами внутрішніх механічних напружень для цих структур. Автори роботи [151] встановили, що за рахунок впливу електронного опромінення в надгратках Si_6Ge_4 при $T=77$ K спостерігається від'ємна диференціальна провідність (ВАХ-характеристики S-типу). Радіаційна стійкість такої структури є більшою, ніж сплаву SiGe. В роботах [152, 153] було вивчено вплив радіаційного опромінення на робочі характеристики SiGe гетероперехідних біполярних транзисторів. Як виявилось, такі транзистори мають значно вищі показники радіаційної стійкості в інтервалі від кількох до ста МРад порівняно з кремнієвими транзисторами. Це визначає перспективність застосування таких транзисторів у космічних умовах та фізичних експериментах, в яких використовується тривала дія радіації.

Слід відмітити, що відомості щодо механізмів радіаційних процесів в наноструктурах є на сьогодні досить обмеженими, а властивості радіаційних дефектів в наноструктурах є на стадії вивчення [154]. Для опису поведінки наноматеріалів при опроміненні широко використовуються методи молекулярної динаміки. На основі відомих експериментальних даних можна виділити три основні фактори впливу радіаційного опромінення на наноматеріали:

1. Наявність значної кількості поверхонь поділу (границі зерен, потрійні стики), які виконують роль стоків для радіаційних дефектів та призводить до підвищення радіаційної стійкості наноматеріалів порівняно з об'ємними кристалами.

2. Радіаційні дефекти будуть сприяти анігіляції наноструктури та її переходу в аморфний стан.

3. Опромінення наноструктур призводить до появи рекристалізаційних та сегрегаційних процесів.

Висновки до розділу 1

При одновісній деформації германію та кремнію знижується їх симетрія та знімається виродження за енергіями еквівалентних екстремумів зон провідності та валентної, що призводить до змін концентрації та рухливості носіїв струму. Наявність тензоопору для слабологованих та середньоологованих монокристалів n-Ge та n-Si в діапазоні одновісних тисків від 0 до 1,2 ГПа пояснюється лише зменшенням рухливості електронів при одновісному тискові за рахунок перерозподілу електронів з різною рухливістю між мінімумами зони провідності. Значний тензоопір одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge при $P > 1,5$ ГПа пов'язаний з переходом електронів в Δ_1 -долини з меншою рухливістю.

При радіаційному опроміненні монокристалів кремнію та германію утворюються як точкові дефекти (вакансія, міжвузловий атом, дивакансія, комплекси, до яких входить вуглець та кисень), так і складні дефекти – кластери. Такі дефекти є, як правило, багатозарядними, тому створюють в забороненій зоні германію цілу систему енергетичних рівнів. Їх утворення призводить до змін електричних та тензоелектричних властивостей монокристалів n-Ge та n-Si, а також наноструктур на їх основі.

Перспективним з точки зору створення каналів швидкісних MOSFET транзисторів є вивчення напружених гетероструктур кремній-германієвих, що обумовлено можливістю контролю фізичних властивостей композиційних

шарів структури за рахунок варіації величини деформації та співвідношенням товщин контактуючих напівпровідників.

Проте, аналіз літературних джерел свідчить, що відомих на сьогодні даних є недостатньо для комплексного аналізу впливу дефектної структури та значних деформаційних полів на електричні властивості як об'ємних монокристалів n-Ge та n-Si, так і наноструктур на їх основі. Тому проведення таких досліджень дозволить створити теоретичні основи конструювання нових функціональних матеріалів та приладів на основі кремнієвих та германієвих структур.

РОЗДІЛ. 2. ТЕНЗОРЕЗИСТИВІ ЕФЕКТИ ТА МЕХАНІЗМИ РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОНІВ В УМОВАХ РАДИКАЛЬНОЇ ДЕФОРМАЦІЙНОЇ ПЕРЕБУДОВИ ЗОННОЇ СТРУКТУРИ МОНОКРИСТАЛІВ n-Ge

2.1. Методика підготовки зразків n-Ge та проведення експериментальних досліджень тензоопору при високих одновісних тисках

Одержання зразків n-Ge для досліджень тензоефектів при високих одновісних тисках включало послідовність виконання певних етапів: 1) визначення кристалографічних площин (100), (110), (111) для злитку монокристалу германію, яке здійснювалось на рентгенівській установці, з точністю до $10'$; 2) виготовлення зразків германію необхідної форми, розмірів та їх механічна обробка; 3) нанесення контактів на зразки та їх монтаж в латунні цапфи.

На процеси руйнування напівпровідникових кристалів впливає багато чинників, таких як температурна, дефекти кристалічної ґратки в зоні механічних напруг [155]. Германій може зазнавати як пластичного, так і крихкого руйнування. Ці процеси залежать від температури, швидкості деформації та інших чинників. Якщо до зразка у формі стержня одновісна деформація прикладається до його основ, то зразок руйнується при такому значенні критичної напруги, коли втрачається стійкість [156]. Проведені дослідження при високих температурах дозволили встановити, що германій є стійким до дії макродеформацій при температурах більших навіть за $400\text{--}500^\circ\text{C}$. При нижчих температурах пластична деформація є незначною. Зокрема, при кімнатних температурах монокристали германію деформуються пружно та руйнуються сколом [155]. З метою пошуку умов, при яких зростає стійкість до такого руйнування, нами розглядалась залежність критичної напруги руйнування від геометричних розмірів та форми зразка. При вимірюваннях тензоопору допустимими формами поперечного перерізу зразків германію є круг або квадрат.

Втратою стійкості для стержня, який стиснутий по осі центральними силами, буде його згин. З розв'язків задачі Ейлера для стиснутого стержня вздовж осі одержується вираз для критичної сили, при якій втрачається його стійкість [156]:

$$F_{кр} = \frac{\pi^2 k E J_{\min}}{l^2}, \quad (2.1)$$

де k – ціле число, E – модуль Юнга, J_{\min} – мінімальний момент інерції поперечного перерізу стержня, l – довжина стержня.

Першій критичній силі буде відповідати $k=1$. Мінімальний момент інерції для поперечного перерізу стержня, основою якого є квадрат зі стороною a , [156]:

$$J_{\min} = \frac{a^4}{12}. \quad (2.2)$$

Для зразків з перерізом у формі круга діаметром d

$$J_{\min} = \frac{\pi d^4}{64}. \quad (2.3)$$

Згідно з (2.1–2.3), отримаємо критичні значення механічних напруг, при яких руйнуються зразки квадратного та круглого перерізів:

$$P_{кр} = \frac{\pi^2 a^2 E}{12l^2}, \quad (2.4)$$

$$P_{кр} = \frac{\pi^2 d^2 E}{16l^2}. \quad (2.5)$$

Прямокутні зразки мали форму прямокутного паралелепіпеда, основою якого є квадрат. Торці цих зразків жорстко закріплювались у латунних цапфах за допомогою епоксидної смоли. На стійкість до руйнування буде впливати довжина зразка між цапфами. Круглі зразки виготовлялись у формі гантелі (рис. 2.1). Питомий опір при одновісному тиску вимірювався для середньої частини (ручки гантелі), яка зазнавала найбільших деформацій. Основи зразка мали діаметр 2,4 мм та висоту 3 мм (рис. 2.2). Експериментальна установка дозволяє стискувати досліджений зразок із силою до 2 кН. Тому для досягнення високих тисків, коли відбувається радикальна деформаційна перебудова зонної

структури германію, площа поперечного перерізу зразків германію не повинна перевищувати $0,67 \text{ мм}^2$.

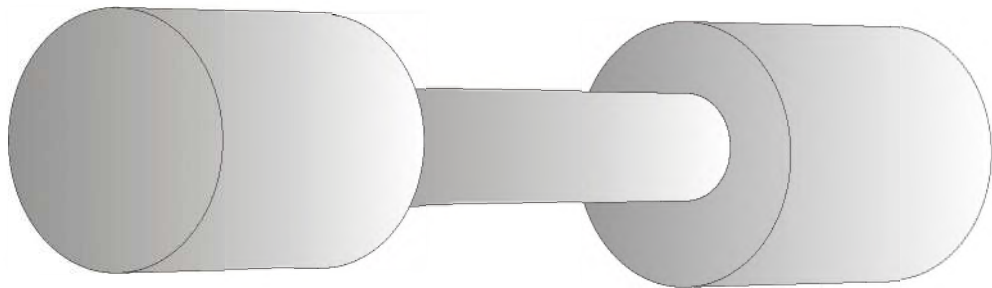


Рис. 2.1. Зразок гантелеподібної форми.

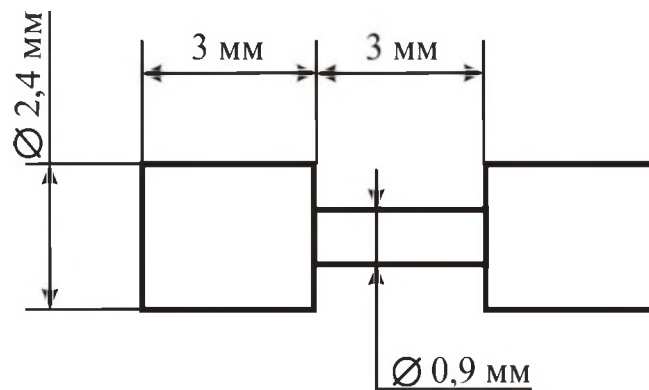


Рис. 2.2. Розміри зразка германію гантелеподібної форми.

На основі проведених в [157, 158] розрахунків було встановлено, що для максимальної сили тиску в 2 кН, найбільша критична напруга відповідає товщині зразка $d=0,9 \text{ мм}$ та довжині $l=3 \text{ мм}$ досліджуваної частини гантелеподібного зразка. При цьому його стійкість визначається тільки довжиною та площею поперечного перерізу середньої частини. На рис. 2.3-2.5 представлені залежність критичної механічної напруги від площі поперечного перерізу зразків германію при деформації вздовж різних кристалографічних напрямків. Як слідує з рис. 2.3-2.5, для однакової площі поперечного перерізу зразків паралелепіпедної та гантелеподібної форми критична напруга руйнування для зразків у формі гантелі є більшою, що аргументує особливість методики підготовки таких зразків германію для досліджень тензоефектів при високих одновісних тисках [159].

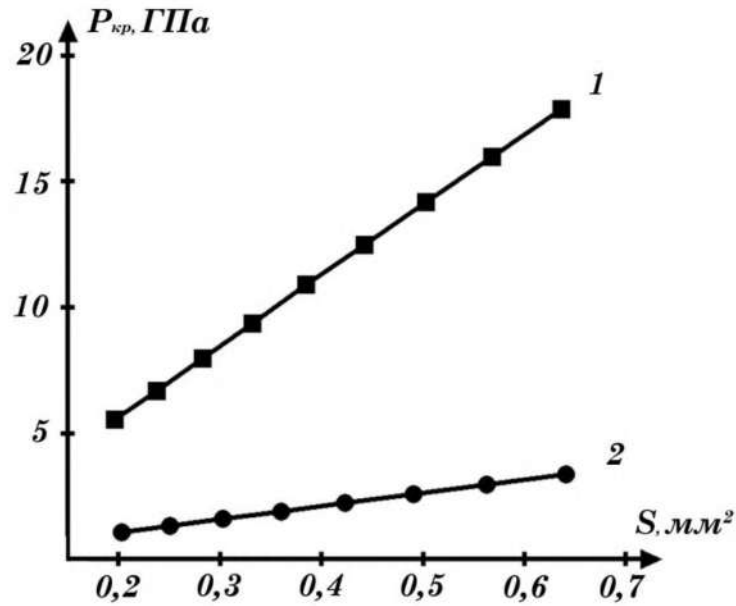


Рис. 2.3. Залежність критичної напруги від площі поперечного перерізу зразків германію при одновісній деформації вздовж кристалографічного напрямку [100]: 1 – зразки гантелеподібної форми, 2 – зразки у формі прямокутного паралелепіпеда.

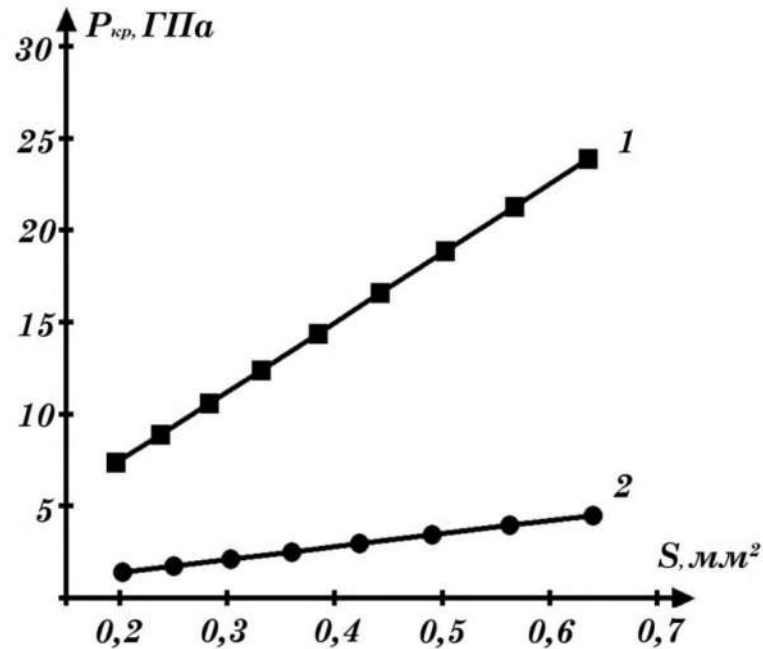


Рис. 2.4. Залежність критичної напруги від площі поперечного перерізу зразків германію при одновісній деформації вздовж кристалографічного напрямку [110]: 1 – зразки гантелеподібної форми, 2 – зразки у формі прямокутного паралелепіпеда.

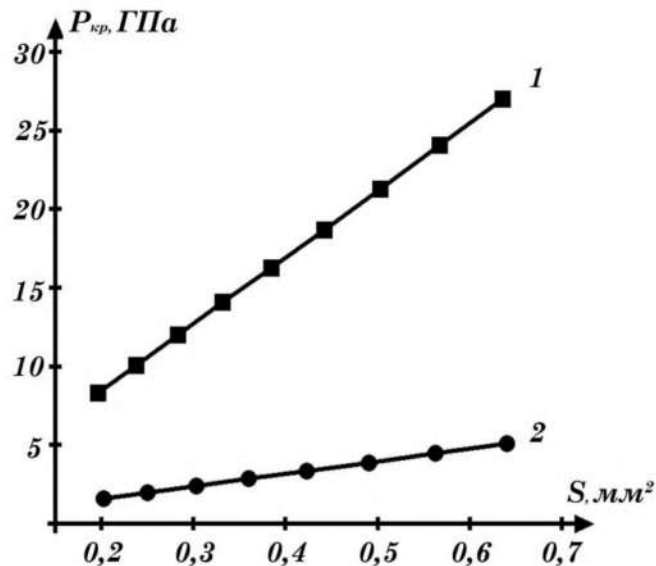


Рис. 2.5. Залежність критичної напруги від площі поперечного перерізу зразків германію при одновісній деформації вздовж кристалографічного напрямку [111]: 1 – зразки гантелеподібної форми, 2 – зразки у формі прямокутного паралелепіпеда.

Механічна підготовка зразків германію для дослідження тензорезистивного ефекту проводилась в наступній послідовності. Зразки на спеціальному станку вирізались у вигляді паралелепіпедів. Потім ці зразки шліфувались абразивним порошком М5 з використанням спеціальних плоскопаралельних призм. Розміри таких паралелепіпедів після шліфування становили $2,5 \times 2,5 \times 15$ мм. Після зшліфування кутів між боковими гранями паралелепіпеда зразки одержували форму восьмигранної призми. Такі зразки закріплювались на валу двигуна за допомогою спеціального тримача. Під час обертання зразки шліфувалися сталевими призмами, розміри яких $3 \times 10 \times 20$ мм. В результаті цього спочатку зразки одержували форму циліндра, а після подальшого шліфування середньої частини зразка – форми гантелі. Кожна стадія обробки зразка регулювалась частотою обертання валу електричного двигуна МШ-2. Для контролю відповідних розмірів та форми використовувався мікроскопом МБС-10. Підготовлений зразок германію відрізувався від його необробленої частини, закріпленої в тримачі на валу двигуна, різцем. Різець виготовлений у формі сталевий смужки жерсті товщиною 0,3 мм, на яку

напилені абразивні частинками. Після цього одержаний зразок германію стравлювався у травнику Уайта, а потім його поверхня промивалась етиловим спиртом. Нанесення контактів здійснювалося чистим оловом з домішкою сурми за допомогою спеціально виготовленого паяльника з тонким кінцем у вигляді голки. Для усунення непаралельності торців зразка, наявності на них певних нерівностей, відсутності строгої перпендикулярності відносно осі зразка та надання йому більшої стійкості проводилось додаткове шліфування самих торців зразка за допомогою циліндрів з отворами, які є строго перпендикулярний до площини їх основи. Оскільки досліджувана частина гантелеподібного зразка має малі розміри та форму циліндра, то на неї неможливо нанести олов'яні контакти. Тому контакти по колу наносились на бічну поверхню основ близько до досліджуваної частини. На такі колові контакти подавалась постійна напруга та до них припаювались провідники. Перевагою такого розміщення контактів є відсутність деформації самого контакту під час стиску зразка. Також контакти при температурі рідкого азоту перевірялись на відсутність випрямлення, нелінійних ефектів, шумів, механічну міцність та стабільність в часі. Після цього зразки монтувались у латунні цапфи та фіксувались за допомогою епоксидної смоли. Для досягнення співвісності зразка та цапф монтаж відбувався за допомогою мікроскопу МБС-10. Після затвердіння епоксидної смоли також проводилось додаткове шліфування самих торців латунних цапф для досягнення максимальної паралельності між ними.

Після відповідної підготовки досліджуваний зразок поміщався в товстостінну трубку із нержавіючої сталі. Для виведення провідників, які припаювались до струмових контактів зразка, в трубці є невеликий проріз. Знизу зразок підтримувався опорою, якою служить керамічний корок, який утримується штопорним гвинтом. За допомогою сталльної цанги, яка вмонтована в станину, трубка вертикально закріплюється до станини. Основне навантаження при утриманні трубки у фіксованому вертикальному положенні припадає на пустотілий циліндр. Верхня поверхня цього циліндра має різьбу, яка загвинчується на трубку, а нижня спирається на станину. Навантаження на

зразок подавалось за допомогою суцільної керамічної трубки, яка вставлялась в товстостінну трубку із нержавіючої сталі. На керамічну трубку спирався сталевий стержень, що створював тиск на неї та відповідно на зразок. Навантаження на сталевий стержень здійснювалось за допомогою горизонтально розміщеного важеля. Для створення механічного навантаження на зразок використовувався датчик сили тиску, який являє собою пружину, прикріплену до важеля (рис. 2.6). Пружина 1 проградуєвана так, що певній величині розтягу, яка фіксується вертикально розміщеною шкалою 2, відповідає визначене значення сили тиску на зразок. До нижньої частини пружини прикріплений резервуар 3, в який подається вода через кран, що забезпечує повільне та плавне навантаження досліджуваного зразка.

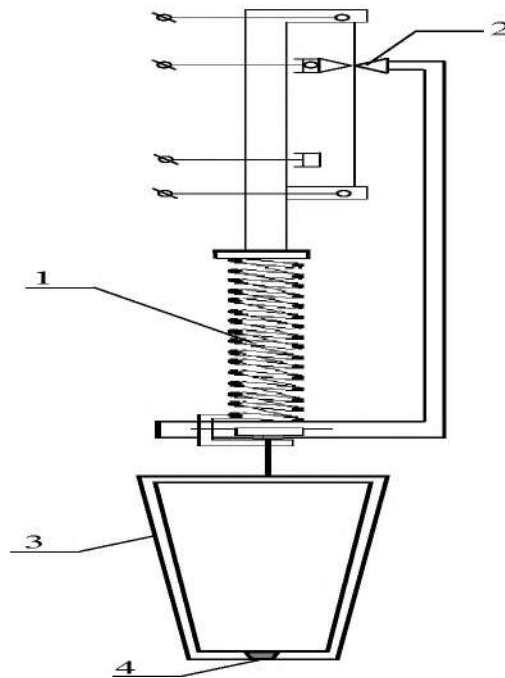


Рис. 2.6. Схема датчика тиску

Внаслідок наповнення резервуару водою пружина розтягується. Зняття навантаження зі зразка відбувається за рахунок відкриття електричного клапана резервуару 4, що призводить до витікання води та зменшення її маси в резервуарі.

Електрична частина установки для дослідження тензоопору забезпечує подачу на зразок стабілізованого постійного струму та автоматичний запис результатів досліджень. Інформаційно-вимірвальна система представляє

собою багатоканальний цифровий комп'ютерний вольтметр, який розроблений на базі мікроконтролера ATmega8 та дозволяє із високою частотою проводити вимірювання напруги з подальшою передачею даних в комп'ютер та їх збереженням у файл [159].

Для вимірювання тензоопору n-Ge при різних температурах трубку, в якій знаходився досліджуваний зразок, поміщали в кріостат. В цьому кріостаті є спіраль, нагрівання якої при проходженні через неї струму дозволяє прогрівати повітря в кріостаті та відповідно проводити вимірювання тензоопору при температурах вищих за кімнатну. Для досліджень тензоопору n-Ge при низьких температурах в кріостат подавались пари азоту, якими обдувався досліджуваний зразок. Контроль температури зразка здійснювався за допомогою мідь-константанової диференціальної термопари. При цьому один із спаїв опускався в посудину Дюара з сумішшю води та льоду ($T=273\text{ K}$), а другий фіксувався безпосередньо біля зразка.

2.2. Визначення ефективних мас та констант деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімумів зони провідності монокристалів германію

Для кількісної інтерпретації фізичних процесів, які відбуваються у багатодолинних напівпровідниках при радикальній перебудові їх зонної структури, необхідно мати відомості щодо параметрів активних екстремумів дозволених зон цих напівпровідників. До таких параметрів, в першу чергу, відносять ефективну масу густини станів, компоненти тензорів ефективної маси та деформаційного потенціалу. Літературний огляд показує [160], що існує незначна кількість робіт, у яких визначались ці параметри. Обчислення даних параметрів здійснювалось, зазвичай, з використанням експериментальних результатів, які одержувались внаслідок проведення різних експериментів, кожен з яких давав свою похибку. Тому визначені в цих роботах значення компонент тензора ефективної маси та деформаційного потенціалу, параметра анізотропії ефективних мас досить відрізняються та їх комплексне використання не може бути використане для опису та моделювання різних

кінетичних ефектів в сильно деформованих монокристалах германію. Це вимагає проведення додаткових досліджень та пошуку інших методів надійного визначення цих параметрів.

Для знаходження компонент тензора ефективної маси та ефективної маси густини станів для Δ_1 -мінімуму нами проводились експериментальні вимірювання при температурі рідкого гелію питомої електропровідності одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n -Ge, легованих домішкою сурми, концентрацією $n=2,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [161-163] (рис. 2.7). Це дозволило розглянути випадок лише розсіювання електронів на іонах Sb. Одержані експериментальні результати представлені на рис. 2.7. Деформація n -Ge вздовж кристалографічного напрямку [100] призводить до того, що чотири L_1 -долини зони провідності зміщуються вгору, а дві Δ_1 -долини – вниз за шкалою енергій. Тоді в даному випадку питома електропровідність деформованого зразка

$$\sigma = q(4n_{L_1}\mu_{L_1} + 2n_{\Delta_1}\mu_{\Delta_1}) \quad (2.6)$$

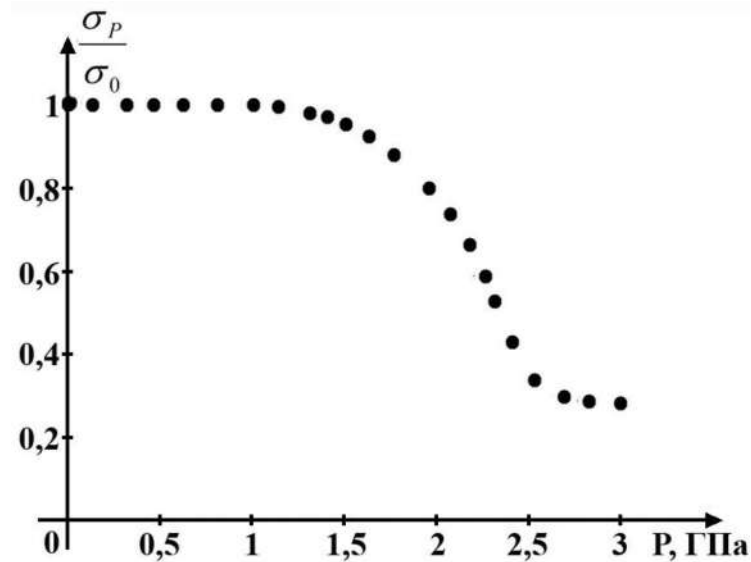


Рис. 2.7. Залежність питомої електропровідності сильно легованих монокристалів n -Ge від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] при $T=4,2 \text{ К}$.

У виразі (2.6) індексами L_1 та Δ_1 позначено параметри відповідних енергетичних мінімумів. Крім того, рівність $4n_{L_1} + 2n_{\Delta_1} = n_e = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} = \text{const}$

буде виконуватись у всьому діапазоні тисків кривої електропровідності. Враховуючи це, можна легко знайти концентрацію електронів у відповідних мінімумах:

$$\begin{aligned} n_{L_1} &= \frac{\sigma - n_e \mu_{\Delta_1} q}{4q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}, \\ n_{\Delta_1} &= \frac{n_e \mu_{L_1} q - \sigma}{2q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Згідно з статистикою електронного газу в цих мінімумах, для області початкового спаду питомої електропровідності у L_1 -мінімумах він є виродженим, а в Δ_1 -мінімумах – невиродженим. Для області виходу кривої електропровідності на насичення ситуація змінюється на протилежну. При цьому наявність плато вказує на повну відсутність електронів у L_1 -мінімумах. Тому, враховуючи дані особливості, залежності концентрацій електронів для L_1 - та Δ_1 -мінімумів матимуть вигляд:

$$\begin{aligned} n_{L_1} &= \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_{L_1}}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E_F - E_{L_1})^{\frac{3}{2}}, \\ n_{\Delta_1} &= N_c \exp\left(\frac{E_F - E_{\Delta_1}}{kT}\right), \end{aligned} \quad (2.8)$$

де E_F , E_{L_1} , E_{Δ_1} – енергії Фермі та мінімумів в деформованому кристалі відносно нульового значення, яким є енергетичне положення дна зони провідності в недеформованому кристалі (будемо його позначати індексом “0”);

$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_{\Delta_1} kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$ – ефективна густина станів для Δ_1 -мінімуму. Врахування виразів (2.8) для концентрацій електронів дозволяє знайти енергію Фермі та енергетичне положення Δ_1 -мінімуму при одновісному тискові:

$$E_F = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2m_{L_1}} \left(\frac{\sigma - n_e \mu_{\Delta_1} q}{4q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})} \right)^{\frac{2}{3}} + \Delta E_{L_1}, \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \Delta E_{\Delta_1} = & -(E_{\Delta_0} - E_{L_0}) + \Delta E_{L_1} + kT \ln N_c - \\ & - kT \ln \frac{n_e \mu_{\Delta_1} q - \sigma}{2q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})} + \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2m_{L_1}} \left(\frac{\sigma - n_e \mu_{\Delta_1} q}{4q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}\right)^{\frac{2}{3}}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Тут ΔE_{L_1} – зміщення при деформації L_1 -мінімуму; $E_{\Delta_0} = 0,18 \text{ eV}$, а $E_{L_0} = 0$.

Для обчислення енергетичного положення Δ_1 -мінімуму в одновісно деформованих монокристалах германію потрібно взяти до уваги відомі та надійно встановлені на даний час параметри L_1 -мінімуму та константи жорсткості для германію [107]: $\Xi_u^{L_1} = 16,4 \text{ eV}$, $\Xi_d^{L_1} = -6,4 \text{ eV}$, $S_{11} = 0,769 \cdot 10^{-11} \text{ Па}^{-1}$, $S_{12} = -0,21 \cdot 10^{-11} \text{ Па}^{-1}$. Величини рухливостей $\mu_{L_1} = 780 \frac{\text{см}^2}{\text{Вс}}$ і $\mu_{\Delta_1} = 220 \frac{\text{см}^2}{\text{Вс}}$ можна легко знайти, врахувавши відоме значення концентрації електронів та питомої електропровідності недеформованих та сильно деформованих монокристалів $n\text{-Ge}$, для області плато експериментальної залежності електропровідності.

Проведення розрахунків на основі виразу (2.10) показують, що зміщення Δ_1 -мінімуму добре можна апроксимувати лінійною залежністю, що узгоджується з виразами теорії деформаційного потенціалу [12]. Згідно даної теорії, зміщення при деформації двох Δ_1 -мінімумів

$$\Delta E_{\Delta_1} = -\alpha P, \quad (2.11)$$

$$\text{де } \alpha = (\Xi_d^{\Delta_1} + \frac{1}{3}\Xi_u^{\Delta_1})(S_{11} - S_{12}) - \frac{2}{3}\Xi_u^{\Delta_1}(S_{11} - S_{12}) = \text{const}.$$

Враховуючи (2.10) та (2.11), для довільних значень одновісних тисків P_1, P_2, \dots, P_n ,

$$\frac{\Delta E_{\Delta_1}(P_1)}{P_1} = \frac{\Delta E_{\Delta_1}(P_2)}{P_2} = \dots = \frac{\Delta E_{\Delta_1}(P_n)}{P_n} = \text{const}. \quad (2.12)$$

Тоді

$$\frac{-(E_{\Delta_0} - E_{L_0}) + \Delta E_{L_1}(P_1) + kT \ln N_c - kT \ln \frac{n_e \mu_{\Delta_1} q - \sigma(P_1)}{2q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})} + \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2m_{L_1}} \left(\frac{\sigma(P_1) - n_e \mu_{\Delta_1} q}{4q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}\right)^{\frac{2}{3}}}{P_1} = \quad (2.13)$$

$$= \frac{-(E_{\Delta_0} - E_{L_0}) + \Delta E_{L_1}(P_2) + kT \ln N_c - kT \ln \frac{n_e \mu_{\Delta_1} q - \sigma(P_2)}{2q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})} + \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2m_{L_1}} \left(\frac{\sigma(P_2) - n_e \mu_{\Delta_1} q}{4q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}\right)^{\frac{2}{3}}}{P_2}.$$

З розв'язку рівняння (2.13) було визначено значення ефективної маси густини станів $m_{\Delta_1} = 0,55m_0$ електронів для Δ_1 -мінімуму. При цьому використовувались експериментальні значення питомої електропровідності $\sigma(P_1)$ та $\sigma(P_2)$ для області початкового спаду електропровідності при збільшенні одновісного тиску (див. рис. 2.7).

Залежності енергії електрона від хвильового вектора для L_1 - та Δ_1 - мінімумів мають вигляд еліпсоїдів обертання. Тому

$$m_{\Delta_1} = \left(m_{\parallel} m_{\perp}^2\right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2.14)$$

де m_{\parallel} , m_{\perp} - поздовжня та поперечна компонента тензора ефективної маси відповідно.

Оскільки при $(L_1-\Delta_1)$ - інверсії за рахунок одновісного стиску монокристалів n-Ge вздовж кристалографічного напрямку [100] найнижчими за шкалою енергій будуть два еквівалентних Δ_1 -еліпсоїди, то ефективна маса густини станів

$$m_{\Delta_1}^* = N^{\frac{2}{3}} \left(m_{\parallel} m_{\perp}^2\right)^{\frac{1}{3}} = 2^{\frac{2}{3}} \left(m_{\parallel} m_{\perp}^2\right)^{\frac{1}{3}} = 2^{\frac{2}{3}} m_{\Delta_1} = 0,88m_0.$$

Для того, щоб знайти ефективну масу густини станів для Δ_1 -мінімуму, коли маємо довільний ступінь виродження електронного газу в L_1 - та Δ_1 - мінімумах, необхідно виразити концентрацію електронів в цих мінімумах через інтеграл Фермі [164]:

$$n_{L_1, \Delta_1} = 4\pi \left(\frac{2m_{L_1, \Delta_1}}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \int_{E_{L_1, \Delta_1}}^{\infty} \frac{(E - E_{L_1, \Delta_1})^{\frac{1}{2}} dE}{\exp\left(\frac{E - F}{kT}\right) + 1}. \quad (2.15)$$

Тоді, згідно з виразами (2.7) та (2.15), можна одержати рівняння для обчислення енергії Фермі $F(P)$ в деформованому германії:

$$4\pi \left(\frac{2m_{L_1}}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_{L_1}}^{\infty} \frac{(E - E_{L_1})^{1/2} dE}{\exp\left(\frac{E - F}{kT}\right) + 1} = \frac{\sigma - n_e \mu_{\Delta_1} q}{q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}. \quad (2.16)$$

Враховуючи вираз (2.7) для концентрації електронів в Δ_1 -мінімумах при довільних значень одновісного тиску P_1 та P_2 ділянки спаду питомої електропровідності рис. 2.7 ($1,6 < P < 2,8$ ГПа), в роботі [163] було отримано систему рівнянь відносно невідомих значень ефективної маси густини станів m_{Δ_1} та баричного коефіцієнта α :

$$\begin{cases} 4\pi \left(\frac{2m_{\Delta_1}}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_{\Delta_1}(P_1)}^{\infty} \frac{(E - E_{\Delta_1}(P_1))^{1/2} dE}{\exp\left(\frac{E - F(P_1)}{kT}\right) + 1} = \frac{n_e \mu_{L_1} q - \sigma(P_1)}{q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}, \\ 4\pi \left(\frac{2m_{\Delta_1}}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_{\Delta_1}(P_2)}^{\infty} \frac{(E - E_{\Delta_1}(P_2))^{1/2} dE}{\exp\left(\frac{E - F(P_2)}{kT}\right) + 1} = \frac{n_e \mu_{L_1} q - \sigma(P_2)}{q(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}. \end{cases} \quad (2.17)$$

Беручи до уваги знайдені на основі розв'язків рівняння (2.16) значення енергії Фермі $F(P_1)$ та $F(P_2)$, було отримано наступні розв'язки системи рівнянь

(2.17): $m_{\Delta_1} = 0,88m_0$ та $\alpha = 8,65 \cdot 10^{-11} \frac{eB}{Па}$. Як бачимо, знайдене значення

ефективної маси густини станів для Δ_1 -мінімуму в найбільш загальному випадку добре узгоджується з розрахунками, коли брався до уваги ступінь виродження електронного газу в L_1 - та Δ_1 -мінімумах. Тому даний метод можна використати при розрахунках ефективної маси густини станів та баричних коефіцієнтів різних мінімумів для інших багатодолинних напівпровідників з різним ступенем виродження електронного газу. Слід також відмітити, що знайдене значення баричного коефіцієнту α для Δ_1 -мінімуму добре узгоджується з його обчисленим з використанням констант деформаційного потенціалу робіт [165, 166].

Для ізоенергетичної поверхні, яка є еліпсоїдом обертання, рухливість електронів в довільному напрямку визначається виразом [1]:

$$\mu = \mu_{\perp} \sin^2 \theta + \mu_{\parallel} \cos^2 \theta, \quad (2.18)$$

де θ – кут між розглядуваним напрямком і головною віссю еліпсоїда; μ_{\perp} та μ_{\parallel} – рухливість носіїв струму поперек та вздовж осі еліпсоїда.

Для випадку, коли одновісний тиск та струм направлені вздовж кристалографічного напрямку [100],

$$\mu_{\Delta_1} = \mu_{\parallel}^{\Delta_1} = \frac{q}{m_{\parallel}^{\Delta_1}} \langle \tau_{\parallel}^{\Delta_1} \rangle, \quad (2.19)$$

$$\langle \tau_{\parallel}^{\Delta_1} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^2 e^{-x} \tau_{\parallel}^{\Delta_1}. \quad (2.20)$$

Запишемо вираз для поздовжньої складової τ_{\parallel} тензора часів релаксації при розсіяння електронів на іонах домішки [167]:

$$\tau_{\parallel} = \frac{1}{B}, \quad (2.21)$$

$$B = 2C \left(\frac{\pi - 2\chi}{2} \ln \frac{\beta\rho + 1}{\beta\rho - 1} - \left(2a + \frac{\pi}{2} \right) \ln 2 + L(\chi + a) - L(\chi - a) + L\left(\frac{\pi}{2} - 2a\right) + 2L(a) - \frac{\beta}{1 + \beta^2} \ln(b + 1) \right),$$

$$\text{де } C = \frac{3\pi m_e q^4 \sqrt{2m_{\parallel}}}{8\beta^3 \varepsilon^2 m_{\perp} (kT)^{3/2} x^{3/2}}, \quad \rho = \frac{1}{\beta} \sqrt{1 + \frac{1 + \beta^2}{b}}, \quad \beta^2 = \frac{m_{\parallel} - m_{\perp}}{m_{\perp}}, \quad \chi = \arctg \rho,$$

$$L(y) = -\int_0^y \ln \cos \varphi d\varphi - \text{функція Лобачевського},$$

$N = n_e$ – концентрація домішки,

ε – діелектрична проникність (для германія $\varepsilon = 16$),

$$b = \frac{8m^* \bar{E}}{\hbar^2} R_0^2,$$

$$\bar{E} = kT \frac{\Phi_{\frac{3}{2}}(E_F^*)}{\Phi_{\frac{1}{2}}(E_F^*)} - \text{середня енергія електронів,}$$

$$x = \frac{E - \Delta E_{\Delta}}{kT}, \quad E_F^* = \frac{E_F}{kT},$$

$$\Phi_n = \int_0^{\infty} \frac{x^n dx}{e^{x-E_F^*} + 1} - \text{інтеграли Фермі,}$$

R_0 – радіус екранування.

Для найбільш загального випадку

$$R_0^2 = \frac{h^3 \varepsilon}{16\pi^2 q^2 (m^*)^{\frac{3}{2}} (2kT)^{\frac{1}{2}} \Phi_{-\frac{1}{2}}(E_F^*)}, \quad (2.22)$$

де m^* – ефективна маса носіїв струму, $\Phi_{-\frac{1}{2}}(E_F^*)$ – інтеграл Фермі індексу $-\frac{1}{2}$.

Враховуючи дані вирази, можна отримати систему рівнянь відносно невідомих значень компонент тензора ефективної маси m_{\parallel} та m_{\perp} :

$$\begin{cases} (m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{\frac{1}{3}} = m_{\Delta_1}, \\ \frac{4q}{3\sqrt{\pi} m_{\parallel}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\parallel} = \mu_{\Delta_1}. \end{cases} \quad (2.23)$$

Згідно з виразами (2.19-2.22), з врахуванням значень ефективної маси густини станів m_{Δ_1} та рухливості електронів μ_{Δ_1} для Δ_1 -мінімуму, з розв'язків системи рівнянь (2.23) були отримані такі значення компонент тензора ефективної маси: $m_{\parallel} = 1,65m_0$ та $m_{\perp} = 0,32m_0$.

Питанню знаходження констант деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму, як і ефективної маси, присвячено мало уваги. Існують лише окремі роботи, де ці питання розглядались [31, 40, 168]. Отримані дані в цих роботах відрізняються значеннями констант деформаційного потенціалу та їх комбінацією. Це пов'язано з тим, що одержані результати авторів цих робіт були одержані на основі різних досліджень, в яких використовувались різні умови

експерименту та паспортні дані монокристалів германію. Це кожного разу вносило додаткові похибки в значення шуканих параметрів.

На основі виразу (2.11) та знайденого з системи рівнянь (2.17) значення баричного коефіцієнту $\alpha = 8,65 \cdot 10^{-11} \frac{eB}{Па}$ можна одержати комбінацію констант деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму:

$$0,35\Xi_d^{\Delta_1} + 0,77\Xi_u^{\Delta_1} = 8,65 eB. \quad (2.24)$$

Для роздільного знаходження цих констант нами досліджувався поздовжній тензоопір при температурі рідкого азоту для монокристалів n-Ge, легованих Sb, концентрацією $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, в умовах $P \parallel J \parallel [100]$ (рис. 2.8) [166].

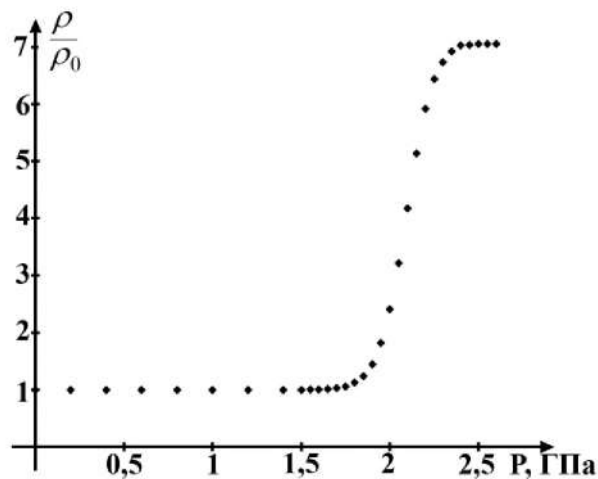


Рис. 2.8. Тензоопір одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку $[100]$ монокристалів n-Ge при температурі $T=77 \text{ K}$.

Тензоопір n-Ge при одновісному тиску $P > 1,8 \text{ ГПа}$ пояснюється деформаційним перерозподілом електронів між чотирма L_1 -мінімумами, які піднімаються вгору, та двома Δ_1 -мінімумами, які опускаються вниз за шкалою енергій. Наявність насичення тензоопору для монокристалів n-Ge при тисках $P > 2,4 \text{ ГПа}$ пов'язана з $(L_1-\Delta_1)$ – інверсією типу абсолютного мінімуму при таких тисках. Оскільки для всього досліджуваного діапазону тисків концентрація електронів є сталою, то рухливість електронів для Δ_1 -мінімуму

$$\mu_{\Delta_1} = \frac{\rho_0}{\rho_\infty} \mu_{L_1}, \quad (2.25)$$

де $\frac{\rho_\infty}{\rho_0} = 7,05$ – величина тензоопору *n-Ge* при одновісному тиску $P > 2,4$ ГПа,

$\mu_{L_1} = 30100 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$ – рухливість електронів для L_1 -мінімуму (випадок недеформованого кристалу. Тоді, згідно з виразом (2.25) та даними рис. 2.8,

$\mu_{\Delta_1} = 4270 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$. Для Δ_1 -мінімуму, коли $P \parallel J \parallel [100]$,

$$\mu_{\Delta_1} = \mu_{\parallel} . \quad (2.26)$$

Компоненти тензора рухливості пов'язані з компонентами тензора часів релаксації та ефективної маси виразом:

$$\mu_{\parallel} = \frac{q}{m_{\parallel}} \langle \tau_{\parallel} \rangle . \quad (2.27)$$

На основі теорії анізотропного розсіяння вираз для поздовжньої компоненти тензора часу релаксації τ_{\parallel} для випадку розсіяння електронів на акустичних фононах та іонах домішки можна записати так [16]:

$$\tau_{\parallel} = \frac{a_{\parallel}}{\sqrt{k_B T}^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{x^2 + b_0} , \quad (2.28)$$

$$a_{\parallel} = \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{0a}} , \quad b_0 = \frac{a_{\parallel} \cdot \Phi_{0i}}{\sqrt{k T}^{\frac{3}{2}} \tau_{0i}(kT)} , \quad (2.29)$$

$$\tau_{0i}(kT) = \frac{\sqrt{2} m_{\perp} \varepsilon^2 (kT)^{\frac{3}{2}}}{\pi N q^4 \sqrt{m_{\parallel}}} , \quad (2.30)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{0a} = & 1 + \frac{2(1+\beta^2)}{\beta^2} \left(1 - \frac{3}{\beta^2} + \frac{3}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \frac{(1+\beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} \times \\ & \times \left((1+\beta^2) \left(1 - \frac{6}{\beta^2} - \frac{3}{2\beta^2(1+\beta^2)} + \frac{15\alpha}{2\beta^3} \right) + \frac{C_{11}}{C_{44}} \left(2 + \frac{15}{2\beta^2} - \frac{3}{2\beta^3} (5+3\beta^2)\alpha \right) \right) \end{aligned} \quad (2.31)$$

$$\Phi_{0i} = \frac{3}{2\beta^3} \left(\left(\frac{\beta}{1+\beta^2} - \alpha \right) \ln \gamma^2 - \alpha \ln(1+\beta^2) + \right. \\ \left. + 2L(a) + \frac{\beta\gamma^2}{2} \left(\frac{\beta^2-1}{\beta^2+1} + \frac{\alpha(\beta^2+1)}{\beta} \right) \right), \quad (2.32)$$

$$\text{де } \alpha = \arctg \beta, \quad \beta^2 = \frac{m_{\parallel} - m_{\perp}}{m_{\perp}}, \quad \gamma = \sqrt{\frac{\pi \hbar^2 q^2 N}{2m_{\parallel} \epsilon k T}},$$

$$L(a) = -\int_0^{\alpha} \ln \cos \varphi d\varphi - \text{функція Лобачевського,}$$

N – концентрація домішки.

Для невиродженого електронного газу середнє значення тензора часу релаксації буде визначатись виразом (2.20).

Згідно з виразами (2.29–2.32), рухливість електронів для Δ_1 -мінімуму залежить від пружних сталих C_{11} та C_{44} , ефективних мас m_{\parallel} та m_{\perp} , констант деформаційного потенціалу Ξ_u та Ξ_d . Пружні сталі для монокристалів германія $C_{11} = 1,292 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ та $C_{44} = 0,67 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ [16]. Ефективні маси $m_{\parallel} = 1,65m_0$ та $m_{\perp} = 0,32m_0$ для Δ_1 -мінімуму були знайдені нами раніше в роботі [161].

Враховуючи вирази (2.24–2.28), було отримано систему рівнянь для визначення констант деформаційного потенціалу Ξ_u та Ξ_d :

$$\begin{cases} \frac{4qa_{\parallel}}{3\sqrt{\pi k_B} m_{\parallel} T^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x}}{x^2 + b_0} dx = \mu_{\Delta_1}, \\ 0,35\Xi_d + 0,77\Xi_u = 8,65. \end{cases} \quad (2.33)$$

Розв'язок цієї системи дає наступні значення констант деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму: $\Xi_u^{\Delta_1} = 11,82 \text{ eВ}$, $\Xi_d^{\Delta_1} = -1,29 \text{ eВ}$.

Для інтерпретації різних кінетичних ефектів в одновісно деформованих монокристалах $n\text{-Ge}$, крім констант деформаційного потенціалу та компонент тензора ефективної маси, необхідно також мати відомості щодо баричних коефіцієнтів для різних мінімумів зони провідності. Тому нами проводились

розрахунки баричних коефіцієнтів для Δ_1 -мінімуму та зміни величини енергетичної щільності між L_1 - та Δ_1 -мінімумами при гідростатичному та одновісному тиску. Для випадку пружної деформації зміщення за шкалою енергій чотирьох L_1 та шести Δ_1 -мінімумів рівні [2]:

$$\begin{cases} \Delta E_1 = \left(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u \right) (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \frac{2}{3} (\varepsilon_{12} + \varepsilon_{13} + \varepsilon_{23}), \\ \Delta E_2 = \left(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u \right) (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \frac{2}{3} (\varepsilon_{23} - \varepsilon_{12} - \varepsilon_{13}), \\ \Delta E_3 = \left(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u \right) (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \frac{2}{3} (\varepsilon_{13} - \varepsilon_{12} - \varepsilon_{23}), \\ \Delta E_4 = \left(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u \right) (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \frac{2}{3} (\varepsilon_{12} - \varepsilon_{13} - \varepsilon_{23}). \end{cases} \quad (2.34)$$

та

$$\begin{cases} \Delta E_{1,2} = \Xi_d (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \Xi_u \varepsilon_{11}, \\ \Delta E_{3,4} = \Xi_d (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \Xi_u \varepsilon_{22}, \\ \Delta E_{5,6} = \Xi_d (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \Xi_u \varepsilon_{33}, \end{cases} \quad (2.35)$$

де ε_{ij} – компоненти тензора деформації.

Для гідростатичного тиску:

$$\varepsilon_{ij} = -\frac{P}{3K} \delta_{ij}, \quad (2.36)$$

де $K = \frac{1}{3}(C_{11} + 2C_{12})$ – модуль всестороннього тиску, δ_{ij} – символ Кронекера.

При одновісному тиску вздовж кристалографічних напрямків [100], [110] та [111] компонент тензора деформації рівні:

$$\begin{cases} \varepsilon_{ii} = -P \frac{(C_{11} + 2C_{12})n_i^2 - C_{12}}{(C_{11} - C_{12})(C_{11} + 2C_{12})}, \\ \varepsilon_{ij} = -P \frac{n_i n_j}{2C_{44}}, i \neq j, \end{cases} \quad (2.37)$$

де n_i та n_j – компоненти одиничного вектора нормалі, який має напрям одновісного тиску, в системі координат зв'язаній із кристалографічними осями [100], [110] та [111].

Беручи до уваги значення пружних сталих $C_{11} = 1,292 \cdot 10^{11} \text{ Па}$, $C_{12} = 0,479 \cdot 10^{11} \text{ Па}$, $C_{44} = 0,67 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ [2], констант деформаційного потенціалу $\Xi_u = 16,4 \text{ eV}$ та $\Xi_d = -6,4 \text{ eV}$ для L_1 -мінімуму [39] та знайдені нами константи $\Xi_u^{\Delta_1} = 11,82 \text{ eV}$ та $\Xi_d^{\Delta_1} = -1,29 \text{ eV}$ для Δ_1 -мінімуму, можна обчислити на основі виразів (2.34–2.37) баричні коефіцієнти для Δ_1 -мінімуму та зміну величини енергетичної щілини між L_1 - та Δ_1 -мінімумами при гідростатичному та одновісному тиску. Дані обчислення представлені в таблиці 2.1.

Таблиця 2.1.

Значення баричних коефіцієнтів для Δ_1 -мінімуму та зміни величини енергетичної щілини між L_1 та Δ_1 -мінімумами зони провідності монокристалів $n\text{-Ge}$

Тиск	Баричні коефіцієнти для Δ_1 -мінімуму, $\frac{dE_{\Delta_1}}{dP} \cdot 10^{11}, \frac{\text{eV}}{\text{Па}}$	Зміна величини енергетичної щілини між L_1 та Δ_1 -мінімумами, $\frac{dE_{(L_1-\Delta_1)}}{dP} \cdot 10^{11}, \frac{\text{eV}}{\text{Па}}$
Одновісний тиск $P \parallel [100]$	-8,65	-8,97
Одновісний тиск $P \parallel [110]$	-5,9	-2,24
Одновісний тиск $P \parallel [111]$	-0,92	6,73
Гідростатичний тиск	-2,77	-3,75

Зокрема, в роботі [169] на основі вимірювань тензоопору при гідростатичному тиску було обчислено баричний коефіцієнт для

Δ_1 -мінімуму: $\frac{dE_{\Delta_1}}{dP} = -(2,4 \pm 0,4) \cdot 10^{11} \frac{\text{eV}}{\text{Па}}$, який в межах похибки добре

узгоджується з даними таблиці 2.1.

Враховуючи значення баричних коефіцієнтів таблиці 2.1, були одержані залежності енергетичних положень L_1 - та Δ_1 -мінімумів при гідростатичному та одновісному тиску [165]. Результати таких розрахунків представлені на рисунках 2.9–2.12. Як видно з рис. 2.9, при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] інверсію абсолютного мінімуму можна реалізувати при тисках більших за 2,1 ГПа.

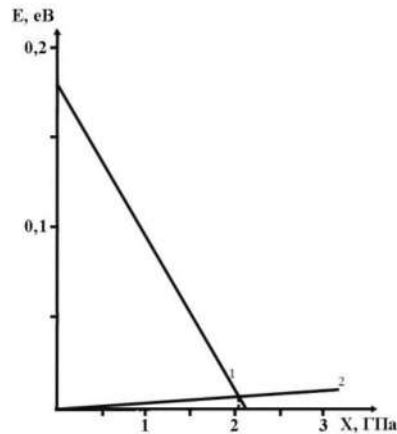


Рис. 2.9. Енергетичне положення Δ_1 -мінімуму (крива 1) та L_1 -мінімуму (крива 2) в германії при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [100].

Для випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [110] дана інверсія відбувається при дуже великих тисках $P > 8$ ГПа (рис. 2.10).

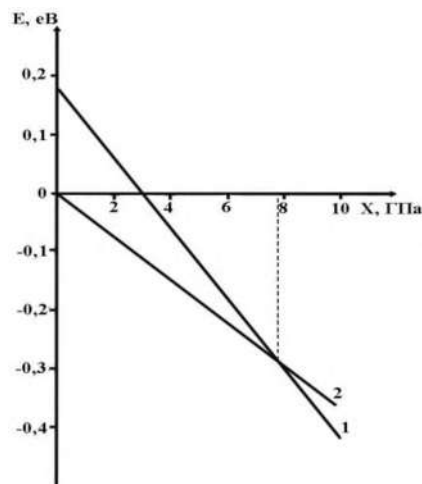


Рис. 2.10. Енергетичне положення Δ_1 -мінімуму (крива 1) та L_1 -мінімуму (крива 2) в германії при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [110].

При одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [111] інверсію типу абсолютного мінімуму взагалі неможливо реалізувати, оскільки в даному випадку швидкість зміщення при деформації нижнього L_1 -мінімуму значно більша, ніж шести Δ_1 -мінімумів (рис. 2.11).

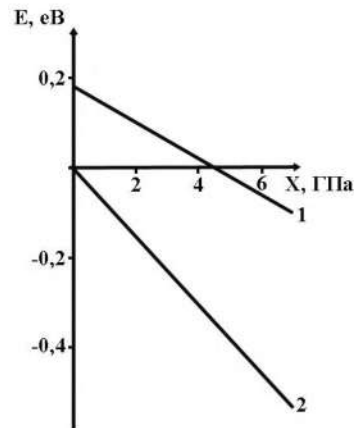


Рис. 2.11. Енергетичне положення Δ_1 -мінімуму (крива 1) та L_1 -мінімуму (крива 2) в германії при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [111].

Інверсію абсолютного мінімуму при гідростатичному тиску можна досягнути при тисках порядку 5 ГПа (рис. 2.12), що більше як в два рази за значення одновісного тиску у випадку деформації вздовж кристалографічного напрямку [100], але суттєво є меншим за відповідне значення одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [110].

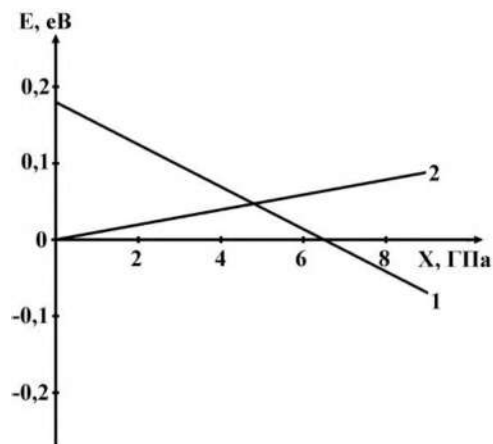


Рис. 2.12. Енергетичне положення Δ_1 -мінімуму (крива 1) та L_1 -мінімуму (крива 2) в германії при гідростатичному тиску.

Як показує аналіз даних рисунків, енергетична щілина між L_1 - та Δ_1 -мінімумами в германії буде зменшуватися при гідростатичному тиску та одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [100] та [110]. Це дає змогу реалізувати інверсію типу $(L_1-\Delta_1)$ абсолютного мінімуму для монокристалів германію та досліджувати різні кінетичні та оптичні ефекти за участю L_1 - та Δ_1 -мінімумів.

2.3. Розрахунок енергії іонізації мілких донорів Sb, P та As, зв'язаних з Δ_1 -мінімумами германію

На відміну від ізотропних кристалів в анізотропних кристалах існує багато інших явищ, які визначаються їх анізотропними властивостями. Вивчення таких явищ важливе як з теоретичної, так і з практичної точок зору. Комплексні дослідження фізичних властивостей анізотропних напівпровідників є джерелом цінної інформації про їх енергетичну структуру, механізми розсіяння носіїв струму та інші параметри, які є необхідними для розуміння фізичних процесів, що в них відбуваються. Дослідження явищ переносу в анізотропних напівпровідниках є важливим, оскільки робота багатьох напівпровідникових приладів ґрунтується на анізотропних властивостях цих напівпровідників. Також при дослідженнях різних кінетичних ефектів в об'ємних кристалах та наноструктурах необхідно часто враховувати вплив деформаційних полів на положення енергетичних рівнів домішок та дефектів різної природи. Наявність таких внутрішніх або зовнішніх деформаційних полів може суттєво змінювати зонну структуру напівпровідників та відповідно їх фізичні властивості. Вплив одновісних деформацій $P < 1,6$ ГПа на зонну структуру монокристалів n-Ge, електропровідність, фотопровідність, поглинання світла і т. д. є добре описаним в монографії [107]. Енергія іонізації мілкового рівня описується параметрами тієї дозволеної зони, до якої він практично прилягає [1]. Баричні коефіцієнти для зміщення мілких домішкових рівнів такі ж, як і відповідних мінімумів зони провідності багатодолинного напівпровідника. При великих деформаціях зона провідності може складатись з активних мінімумів енергії різної симетрії. Це, в

свою чергу, впливатиме на зміну енергетичного положення мількіх донорів. Наприклад, при одновісній деформації стиску $P \sim 2,1$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [100] зона провідності монокристалів германію буде складатись з чотирьох L_1 - та двох Δ_1 – мінімумів, а при тисках $P \sim 2,7$ ГПа – лише з Δ_1 – мінімумів [31]. Тому важливим та цікавим є вивчення впливу деформаційної перебудови зони провідності германію на енергію іонізації мількіх донорів.

Відомо, що в n-Ge при $T=78$ К зі збільшенням одновісного тиску $P||[100]$ до значень $P \cong 1,5$ ГПа, внаслідок синхронного зсуву за енергією чотирьох L_1 -долин с-зони і відсутності перерозподілу електронів між цими долинами, питомий опір германію не змінюється [160]. Однак, при $P > 1,6$ ГПа відбувається істотне збільшення питомого опору германію як в поздовжньому, так і в поперечному напрямках відносно осі деформації. Аналіз одержаних результатів поздовжнього та поперечного тензоопору n-Ge, а також тензо-холл-ефекту і температурних залежностей тензоопору для розглянутого випадку [170] показує, що спостережувальні тензоефекти обумовлені закидом електронів в Δ_1 -долини с-зони германію при істотному зменшенні енергетичного зазору між чотирма L_1 -долинами та двома (з шести) Δ_1 -долинами зони провідності. Для залежності поперечного тензоопору $\left(\frac{\rho_{\perp}}{\rho_0}\right)$ від одновісного тиску характерною була наявність максимуму в області механічної напруги, при яких енергетична щілина між L_1 - та Δ_1 -долинами с-зони стає рівною нулю, що призводить до максимальної ефективності міжзонного розсіювання [170]. Положення максимуму на шкалі механічної напруги дозволило визначити деяку комбінацію констант деформаційного потенціалу Δ_1 -долин, що визначає абсолютне зміщення двох Δ_1 -долин с-зони при $P||[100]$. На рис. 2.13 подано залежності електричних полів пробою домішок від механічної напруги одновісного стиску $P||[100]$ для монокристалів Ge, легованих домішками As та Sb, та схематичне зображення зміщення енергетичних рівнів цих домішок при деформації [160]. У зв'язку з тим, що в разі одновісного тиску $P > 2,1$ ГПа

вздовж кристалографічного напрямку [100] реалізується інверсія типу абсолютного мінімуму с-зони ($\{111\} \rightarrow \{100\}$), можна вважати, що при цьому змінюються і домішкові стани, пов'язані з різним типом мінімумів зони провідності, але обумовлені однією і тією ж домішкою мілького залягання (Sb, P, As) в германії.

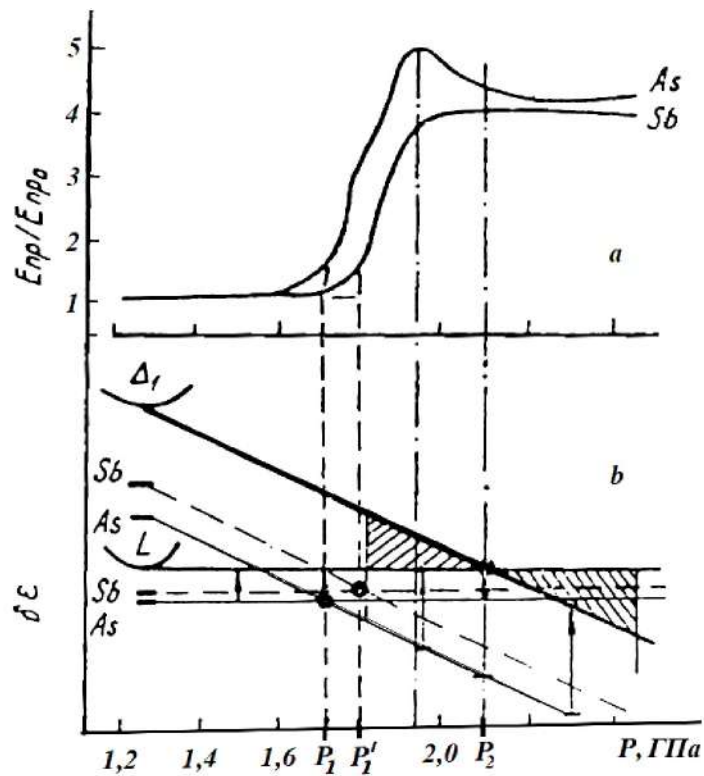


Рис. 2.13. Залежності полів домішкового пробую від механічної напруги одновісного стиску для монокристалів Ge, легованих домішками As та Sb ($N_{As} \cong N_{Sb} \cong 1,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) (a) та схематичне представлення зміщення L_1 - та Δ_1 -мінімумів с-зони та пов'язаних з ними домішкових рівнів As та Sb (b).

Вивчення поведінки домішкових станів, пов'язаних з різним типом долин, при інверсії типу абсолютного мінімуму могло б, на відміну від інших експериментів, однозначно та безпосередньо підтвердити існуючі уявлення про те, що при $k_0 \alpha_B \gg 1$ (де k_0 – відстань між мінімумами долин в просторі хвильових векторів, α_B – борівський радіус орбіти електрона на домішковому атомі) з кожним мінімумом пов'язана незалежна система домішкових рівнів. Характеристики таких рівнів визначаються параметрами тієї долини, блохівськими функціями якої описується даний домішковий стан. 3

урахуванням того, що величина поля ударної іонізації домішкових рівнів безпосередньо пов'язана з енергією іонізації домішки, для вивчення домішкових станів, пов'язаних з різним типом мінімумів с-зони германію, були використані залежності поля домішкового пробою від механічної напруги одновісного стиснення $P \parallel [100]$. Експериментальні криві автоматичного запису залежностей $E_{пр} = f(P)$ для кристалів германію, легованих домішками Sb та As, представлені на рис. 2.13 а. Важливою особливістю даних кривих є те, що різке збільшення полів пробою, які практично не змінюються до тиску $P \leq 1,6$ ГПа, починається для n-Ge (As) при менших значеннях P , ніж для n-Ge (Sb), тобто $P_I < P'_I$. Очевидно, що зазначена особливість, як це продемонстровано на рис. 2.13 б, обумовлена тим, що зі збільшенням деформації глибокий рівень $\varepsilon_i^{\Delta_1}$ (As) основного стану домішки As в Ge, зв'язаний з Δ_1 -долинами, досягає рівня $\varepsilon_i^{L_1}$ (As) основного стану As в Ge, пов'язаного з L_1 -долинами, при значенні тиску P_I меншому, ніж відповідне значення P'_I для n-Ge (Sb). Різке зростання полів пробою, яке пов'язане з іонізацією електронів в L_1 -долини з домішкових станів, зв'язаних з Δ_1 -долинами, починається (точки P_I та P'_I на рис. 2.13), коли основні стани домішкового рівня As або Sb, пов'язані з Δ_1 - та L_1 -долинами, зрівнюються за енергетичною шкалою при збільшенні механічної напруги стиску. Виходячи з цього, можна записати наступне співвідношення, що дозволяє визначити енергію іонізації домішкових станів, пов'язаних з Δ_1 -долинами с-зони германію:

$$\delta\varepsilon_{L_1-\Delta_1} + \varepsilon_i^{L_1} - \varepsilon_i^{\Delta_1} = \beta P, \quad (2.38)$$

де $\delta\varepsilon_{L_1-\Delta_1} = 180$ меВ – енергетична щілина між L_1 - та Δ_1 -долинами за відсутності деформації; $\varepsilon_i^{L_1}$ – енергія іонізації основного стану домішки, яка пов'язана з L_1 -долинами; $\varepsilon_i^{\Delta_1}$ – енергія основного стану тієї ж домішки, яка пов'язана з Δ_1 -долинами; $\beta = 8,6 \cdot 10^{-11}$ еВ/Па [31] – швидкість відносного зміщення L_1 - та Δ_1 -долин.

Використовуючи відомі значення $\varepsilon_i^{L_1}(\text{Sb})=9,6$ меВ, $\varepsilon_i^{L_1}(\text{P})=12$ меВ, $\varepsilon_i^{L_1}(\text{As})=12,7$ меВ та величину механічної напруги, при якій починається різке збільшення пробійних полів, на підставі співвідношення (2.38) було знайдено значення енергій іонізації домішкових станів Sb та As в Ge, зв'язаних з Δ_1 -долинами зони провідності германію: $\varepsilon_i^{\Delta_1}(\text{Sb})=(35\pm 2)$ меВ та $\varepsilon_i^{\Delta_1}(\text{As})=(45\pm 2)$ меВ. На основі запропонованого методу та одержаних експериментальних результатів залежності поля ударної іонізації від механічної напруги одновісного стиску $P \parallel [100]$ в роботі [41] для домішки P в германії було одержане значення $\varepsilon_i^{\Delta_1}(\text{P})=(41\pm 2)$ меВ.

Рівняння Шредінгера, яке використовується для розрахунку енергії іонізації мілких домішкових рівнів у багатодолинних напівпровідниках, аналітично точно не розв'язується. Тому на практиці, зазвичай, використовують наближені методи знаходження власних функцій та власних значень гамільтоніана [171]. В роботі [172] на основі варіаційного методу Рітца, для випадку ізотропного закону дисперсії з врахуванням ефекту екранування, було отримано аналітичний вираз для обчислення енергії іонізації мілких рівнів. Для n-Ge такий підхід буде дуже наближеним, оскільки ізоенергетичні поверхні для L_1 - та Δ_1 -мінімумів в германії є еліпсоїдами обертання. Даний факт, перш за все, вимагає врахування анізотропії ефективних мас, як це було зроблено авторами роботи [173] на основі теорії збурень для анізотропних кристалів CdS та ZnO. При розрахунках в якості малого параметра був вибраний фактор анізотропії, який залежить від ефективних мас та діелектричної проникності цих матеріалів вздовж та поперек головної осі еліпсоїда. Наявність анізотропії ефективних мас, а також того факту, що енергетичні рівні основного стану мілких донорних домішок у монокристалах германію зазнають значного хімічного зсуву, який пов'язаний з корекцією потенціалу центральної комірки [172, 174, 175], були враховані нами при обчисленнях енергії мілких донорів в Δ_1 -моделі германію.

У роботі [30] було обчислено енергію іонізації основного стану мілких донорів, пов'язаних з Δ_1 -мінімумами зони провідності германію, з врахуванням хімічного зсуву.

Гамільтоніан для електрона, що локалізований на донорі, при відсутності хімічного зсуву у випадку еліпсоподібної поверхні в наближенні ефективної маси має вигляд [1]:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_{\parallel}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{Zq^2}{\varepsilon \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \quad (2.39)$$

де Zq , q – модулі зарядів іона та електрона відповідно; m_{\parallel} , m_{\perp} – поздовжня та поперечна компонента тензора ефективної маси електрона; ε – діелектрична проникність матеріалу. Враховуючи перетворення Уйлера та Діммока [175]:

$$x = x_1, \quad y = y_1, \quad z = z_1 \left(\frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}} \right)^{1/2}, \quad (2.40)$$

можна записати рівняння Шредінгера як

$$\hat{H}_1 \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}), \quad (2.41)$$

де

$$\hat{H}_1 = -\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} \right) - \frac{zq^2}{\varepsilon \sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 (1-\alpha)}}, \quad (2.42)$$

$$\alpha = 1 - \gamma, \quad \gamma = \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}}. \quad (2.43)$$

Тут α – фактор анізотропії.

Гамільтоніан (2.42) у сферичній системі координат має вигляд:

$$\hat{H}_1 = -\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \nabla^2(r, \theta, \varphi) - \frac{zq^2}{\varepsilon r} f(\alpha, \theta), \quad (2.44)$$

де

$$f(\alpha, \theta) = \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha \cos^2 \theta}}. \quad (2.45)$$

Пробну хвильову функцію основного стану електрона виберемо у вигляді:

$$\psi_{1s} = ce^{-\sqrt{\frac{x^2 + y^2 + z^2}{a^2 + b^2}}}. \quad (2.46)$$

У сферичній системі координат:

$$\psi_{1S} = ce^{-r\sqrt{\frac{\sin^2\theta}{a^2} + \frac{\cos^2\theta}{b^2}}}, \quad (2.47)$$

де c , a , b – невідомі варіаційні параметри.

Тоді середнє значення енергії системи в стані, який задається пробною функцією (2.47),

$$E(c, a, b) = \frac{\int_V \psi_{1S}^* \hat{H}_1 \psi_{1S} dV}{\int_V |\psi_{1S}|^2 dV}. \quad (2.48)$$

У результаті розрахунків, отримаємо залежність середнього значення енергії основного стану від варіаційних параметрів:

$$E(a, b) = -\frac{\hbar^2}{m_{\perp}} \left[\frac{\left(-\frac{3ab}{8} \right) \frac{\ln \frac{a + \sqrt{a^2 + b^2}}{a - \sqrt{a^2 + b^2}} + \frac{b^2 - a^2}{2b}}{\sqrt{a^2 - b^2}} + \frac{b^2 - a^2}{2b}}{a^2 b} + \frac{\frac{m_{\perp} Z e^2}{\epsilon \hbar^2} \frac{a^2 b^2}{\sqrt{b^2 (cb^2 + a^2 - b^2)}} \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{cb^2 + a^2 - b^2}}{b \sqrt{1 - \alpha}} \right)}{a^2 b} \right] \quad (2.49).$$

Варіаційні параметри можна знайти з розв'язків системи рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{\partial E(a, b)}{\partial a} = 0, \\ \frac{\partial E(a, b)}{\partial b} = 0. \end{cases} \quad (2.50)$$

Величина хімічного зсуву визначається природою самої домішки. Тому необхідно побудувати такий потенціал, який враховує конкретну природу домішкового іона. Дана проблема вирішувалась для мілких донорів у кремнії та вперше була розглянута в роботі [177]. Авторами роботи [178] було запропоновано наступний вигляд для потенціалу іона домішки з врахуванням його “серцевини”:

$$U(r) = -\frac{q^2}{\epsilon r} \left(1 + A e^{-\frac{r}{r_0}} \right) e^{-\frac{r}{R}}, \quad (2.51)$$

де A – параметр, який характеризує ефективність “серцевини” іона домішки, r_0 – половина відстані між двома найближчими сусідніми атомами кристалу (для германія: $r_0 = 1,225 \cdot 10^{-10}$ м); R – радіус екранування.

Враховуючи значення поздовжньої та поперечної ефективних мас для L_1 -мінімуму в германії, експериментальні значення енергії іонізації основного стану домішок сурми, фосфору та миш'яку в германії ($E_{1S}(Sb) = 9,6$ меВ, $E_{1S}(P) = 12$ меВ, $E_{1S}(As) = 12,7$ меВ [179]), в роботі [178] було знайдено параметр A для цих домішок: $A(Sb) = 11,29$, $A(P) = 32,34$, $A(As) = 34,67$.

Тоді гамільтоніан для електрона, який знаходиться в полі (2.51), у випадку еліпсоподібної ізоенергетичної поверхні, з врахуванням перетворень Уілера та Діммока, можна записати так:

$$\hat{H}_2 = -\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \nabla^2(r, \theta, \varphi) - \frac{q^2}{\epsilon r} f(\alpha, \theta) \left(1 + A e^{-\frac{r}{r_0 f(\alpha, \theta)}} \right) e^{-\frac{r}{R f(\alpha, \theta)}} \quad (2.52)$$

Середнє значення енергії електрона, заданого пробною функцією (2.47), на основі варіаційного методу рівне:

$$E(a, b) = \frac{\int_V \psi_{1S}^* \hat{H}_2 \psi_{1S} dV}{\int_V |\psi_{1S}|^2 dV} = -\frac{\hbar^2}{m_{\perp}} \left(\frac{\left(-\frac{3ab}{8} \right) \ln \frac{a + \sqrt{a^2 + b^2}}{a - \sqrt{a^2 + b^2}} + \frac{b^2 - a^2}{2b}}{a^2 b} + \right. \\ \left. + \frac{\frac{2m_{\perp} q^2}{\epsilon \hbar^2} \int_0^{\pi} d\theta \cdot \sin \theta \cdot f(\alpha, \theta) \cdot \varphi(\alpha, \theta, a, b, R, r_0, A)}{a^2 b} \right) \quad (2.53)$$

де

$$\varphi(\alpha, \theta, a, b, R, r_0, A) = \frac{1}{\left(2 \left(\frac{\sin^2 \theta}{a^2} + \frac{\cos^2 \theta}{b^2} \right)^{1/2} + \frac{1}{R \cdot f(\alpha, \theta)} \right)^2} + \frac{A}{\left(2 \left(\frac{\sin^2 \theta}{a^2} + \frac{\cos^2 \theta}{b^2} \right)^{1/2} + \frac{\frac{1}{R} + \frac{1}{r_0}}{f(\alpha, \theta)} \right)^2} \quad (2.54)$$

Розв'язок системи рівнянь (2.50) дає можливість знайти невідомі варіаційні параметри a і b та відповідно на основі виразу (2.53) – енергію іонізації основного стану мілких домішок.

Для знаходження енергії іонізації мілких донорів, зв'язаних з Δ_1 -мінімумами германію, необхідно мати значення компонент тензора ефективної маси та діелектричної проникності. Для Δ_1 -мінімуму $m_{\parallel} = 1,65m_0$ та $m_{\perp} = 0,32m_0$ [161], а діелектрична проникність германію $\varepsilon = 16$ [16]. Для порівняння одержаних теоретичних значень енергії основного стану домішок Sb, P та As із експериментальними значеннями, одержаними на основі аналізу поля ударної іонізації від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100], обчислення проводились відповідно для таких же концентрацій цих домішок, які використовувались в експериментах по ударній іонізації.

Також можна провести розрахунки енергії іонізації основного стану для мілких донорних домішок в L_1 - та Δ_1 -моделях германію на основі теорії збурень. З цією метою в роботі [180] записувалось рівняння Шредінгера у вигляді:

$$\left(\hat{H}_0 + \hat{H}_\alpha \right) \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}), \quad (2.55)$$

де

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m_1} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} \right) - \frac{ze^2}{\varepsilon \sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}}, \quad (2.56)$$

$$\hat{H}_\alpha = -\frac{ze^2}{\varepsilon} \left(\frac{1}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2(1-\alpha)}} - \frac{1}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}} \right), \quad (2.57)$$

$$\alpha = 1 - \gamma, \quad \gamma = \frac{m_1}{m_1}.$$

Вигляд гамільтоніанів (2.56) та (2.57) у сферичній системі координат такий:

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m_1} \nabla^2(r, \theta, \phi) - \frac{ze^2}{\varepsilon r} \quad \text{та} \quad \hat{H}_\alpha = -\frac{ze^2}{\varepsilon r} (f(\alpha, \theta) - 1), \quad (2.58)$$

$$\text{де} \quad f(\alpha, \theta) = \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha \cos^2 \theta}}.$$

Розв'язок незбуреного рівняння Шредінгера з гамільтоніаном \hat{H}_0 для 1S стану електрона відомий:

$$\psi_{1s}(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi r_0^3}} e^{-\frac{r}{r_0}}, \quad E_{1s}^0 = -\frac{m_1 Z^2 e^4}{2\hbar^2 \varepsilon^2}, \quad (2.59)$$

$$\text{де} \quad r_0 = \frac{\hbar^2 \varepsilon}{m_1 e^2}.$$

Тоді у першому наближенні теорії збурень енергію іонізації основного стану мілких донорів можна представити так:

$$E_{1s} = E_{1s}^0 + \langle \psi_{1s} | \hat{H}_\alpha | \psi_{1s} \rangle, \quad (2.60)$$

де

$$\langle \psi_{1s} | \hat{H}_\alpha | \psi_{1s} \rangle = -\frac{2e^2}{\varepsilon r_0^3} \int_0^\pi \sin \theta \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \alpha \cos^2 \theta}} - 1 \right) d\theta \int_0^\infty r e^{-\frac{2r}{r_0}} dr \quad (2.61)$$

В таблиці 2.2 для порівняння проведених розрахунків на основі теорії збурень та варіаційного методу Рітца представлені обчисленні значення енергії іонізації основного стану мілких донорів у монокристалах n-Ge.

Таблиця 2.2.

Енергія іонізації основного стану мілких донорів у n-Ge

Метод розрахунку	Енергія іонізації основного стану мілких донорів, яка зв'язана з мінімумами енергії різної

	симетрії	
	E_{1s}^L , меВ	$E_{1s}^{\Delta_1}$, меВ
Теорія збурень	8,27	27,3
Варіаційний метод Рітца (без врахування хімічного зсуву)	9,3	30,4
Варіаційний метод Рітца (з врахуванням хімічного зсуву)	-	<i>Sb</i> : 32,6 <i>As</i> : 42,5 <i>P</i> : 39
Експериментальні результати робіт [41, 42, 179]	<i>Sb</i> : 9,6 <i>As</i> : 12,7 <i>P</i> : 12	<i>Sb</i> : (35±2) <i>As</i> : (45±2) <i>P</i> : (41±2)

Згідно з одержаними результатами, енергія іонізації основного стану домішок *Sb*, *P*, та *As* в L_1 - та Δ_1 -моделях зони провідності германію суттєво відрізняються. Дані відмінності пов'язані з різними значеннями компонент тензора ефективної маси електронів та фактора анізотропії цих ефективних мас для даних мінімумів. Одержані результати розрахунків енергії іонізації на основі варіаційного методу Рітца та теорії збурень добре узгоджуються з експериментом для донорів з найменшою енергією іонізації. Тому в даному випадку хороше наближення дає метод ефективної маси. При збільшенні енергії іонізації зменшується генетичний зв'язок домішкового рівня з відповідним мінімумом енергії зони провідності. При цьому наближення ефективної маси стає грубим та потенціал домішки не можна вважати кулонівським. Відносно задовільно модель кулонівського потенціалу домішкового іона може бути використана лише для домішки сурми в *Ge*. При розрахунках енергії іонізації домішок фосфору та миш'яку необхідно враховувати хімічний зсув, тобто "індивідуальність" потенціалу цих домішок.

2.4. Розсіяння електронів в одновісно деформованих монокристалах n-Ge

Розробка різних приладів електроніки із заданими характеристиками, які виготовлені на основі германію, вимагає досліджень механізмів розсіяння носіїв заряду для цього матеріалу. Теорія розсіяння електронів на акустичних фононах в германії дає степеневий закон температурної залежності рухливості $\mu \sim T^{-3/2}$. Але експериментальні дослідження показують, що даний закон не виконується. Така неузгодженість між теорією та експериментом пояснюється наявністю додаткових механізмів розсіяння електронів на оптичних фононах. Взаємодія електронів із фононами, що відповідають за міждолинне розсіяння електронів в германії, повинна враховуватися для непрямозонних оптичних переходів, які пов'язані із гарячими електронами [174], впливає на низькочастотні флуктуації електричного струму [181].

Для вивчення особливостей фононного розсіяння в n-Ge проводились вимірювання температурних залежностей рухливості для чотирьох-, двох- та однодолинної L_1 -моделі зони провідності германію [182-184]. Для недеформованих монокристалів n-Ge зона провідності складається із чотирьох долин (еліпсоїдів обертання) [16]. Двохдолинна та однодолинна L_1 -модель у широкому інтервалі температур, як було встановлено вище, отримується при одновісних тисках $P \sim 1,8$ ГПа вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111] відповідно [185]. На рис. 2.14-2.16 представлено температурні залежності питомого опору для цих моделей монокристалів n-Ge, легованих домішкою сурми концентрацією $N_d = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Як показує аналіз одержаних результатів, в чотирьохдолинній L_1 -моделі питомий опір змінюється за законом $\rho \sim T^{1,66}$, а в двох- та однодолинній як $\rho \sim T^{1,5}$. Така відмінність між температурними залежностями питомого опору в різних L_1 -моделях германію пов'язана із зміною відносного вкладу різних механізмів розсіяння електронів при одновісному тиску.

Для кількісного ж трактування відносного вкладу різних механізмів розсіяння в n -Ge було проведено теоретичні розрахунки даних температурних залежностей питомого опору на основі теорії анізотропного розсіяння [16] (рис. 2.14–2.16, штрихові криві 2).

Крім розсіянням електронів на акустичних фононах та іонах домішки в n -Ge, можливим є розсіяння на оптичних фононах. Частоти цих фононів відповідають температурам $T_{C1}=430$ К (внутрідолинне розсіяння) та $T_{C2}=320$ К (міждолинне розсіяння на акустичних фононах) [186].

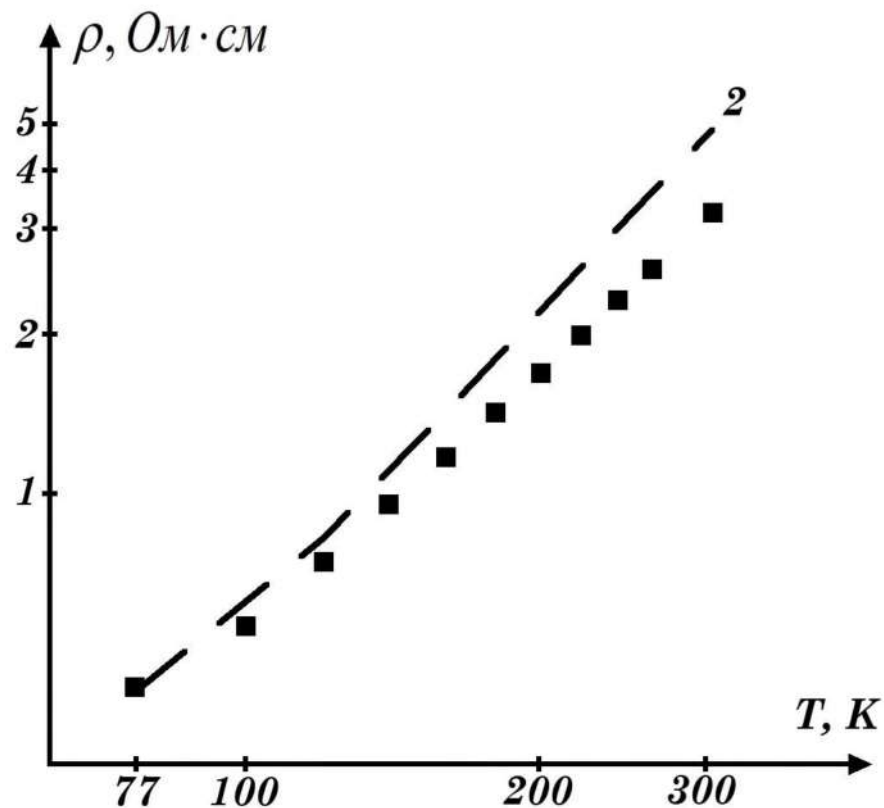


Рис. 2.14. Температурна залежність питомого опору для недеформованих монокристалів n -Ge (чотирьохдолина L_1 -модель): ■ – експериментальні результати; 2 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430}=6,7 \cdot 10^8$ еВ/см та міждолинного $\Xi_{320}=1,6 \cdot 10^8$ еВ/см деформаційного потенціалу роботи [186].

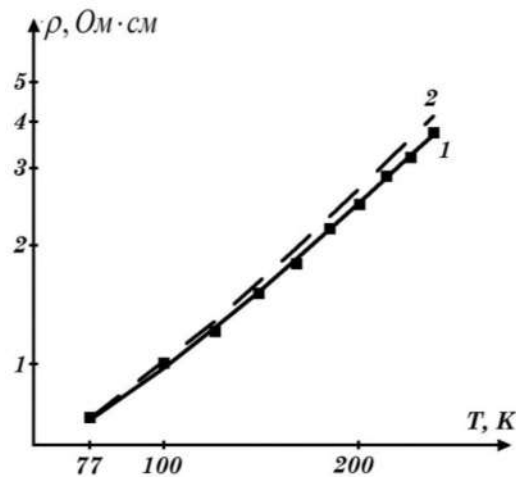


Рис. 2.15. Температурна залежність питомого опору для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [110] монокристалів *n-Ge* (двохдолинна L_1 -модель): ■ – експериментальні результати; 1 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430}=4 \cdot 10^8$ еВ/см та міждолинного $\Xi_{320}=1,4 \cdot 10^8$ еВ/см деформаційного потенціалу; 2 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430}=6,7 \cdot 10^8$ еВ/см та міждолинного $\Xi_{320}=1,6 \cdot 10^8$ еВ/см деформаційного потенціалу роботи [186].

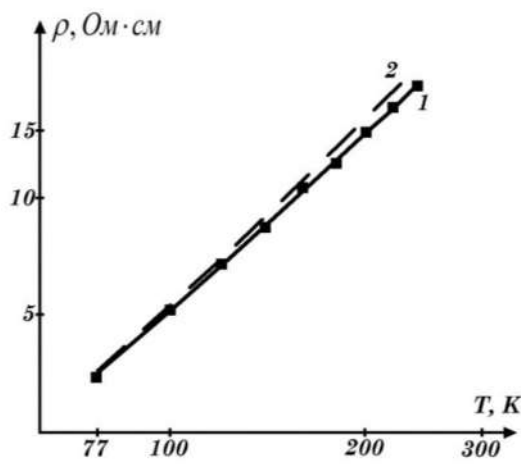


Рис. 2.16. Температурна залежність питомого опору для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [111] монокристалів *n-Ge* (однодолинна L_1 -модель): ■ – експериментальні результати; 1 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430}=4 \cdot 10^8$ еВ/см та міждолинного $\Xi_{320}=1,4 \cdot 10^8$ еВ/см деформаційного потенціалу; 2 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430}=6,7 \cdot 10^8$ еВ/см та міждолинного $\Xi_{320}=1,6 \cdot 10^8$ еВ/см деформаційного потенціалу роботи [186].

Розсіяння електронів на оптичних фононах, що відповідають за міждолинне та внутрідолинне розсіяння електронів в германії, описується скалярним часом релаксації τ_j [186]:

$$\frac{1}{\tau_j} = a_j \varphi_j, \quad (2.62)$$

де

$$a_j = \frac{\Xi_j^2 (m_d^j)^{3/2}}{\sqrt{2\pi} \rho \hbar^2 (kT_{Gj})^{1/2}} \left(\frac{T}{T_{Gj}} \right)^{1/2},$$

$$\varphi_j(x) = \frac{1}{e^{T_{Gj}/T} - 1} \left[\left(x + \frac{T_{Gj}}{T} \right)^{1/2} + e^{T_{Gj}/T} \theta\left(x; \frac{T_{Gj}}{T}\right) \left(x - \frac{T_{Gj}}{T} \right)^{1/2} \right],$$

m_d^j – ефективна маса густини станів для електронів зони провідності, Ξ_j – константа міждолинного або оптичного потенціалу деформації; ρ – густина кристалу; T_{Gj} – температура j -ого оптичного фонона; $x = \frac{\varepsilon}{kT}$ – безрозмірна енергія електрона; $\theta\left(x; \frac{T_{Gj}}{T}\right)$ – ступінчаста функція.

Для міждолинного розсіяння ефективна маса густини станів

$$m_d^j = \left(m_{\parallel j} m_{\perp j}^2 \right)^{1/3} (Z_j - 1), \quad (2.63)$$

де $m_{\parallel j}$, $m_{\perp j}$ – поздовжня та поперечна компоненти тензора ефективної маси електронів, які знаходяться в еліпсоїді j -ого типу; Z_j – число еквівалентних еліпсоїдів зони провідності j -ого типу.

Для внутрідолинного розсіяння електронів на оптичних фононах:

$$m_d^j = \left(m_{\parallel j} m_{\perp j}^2 \right)^{1/3} Z_j^{2/3}. \quad (2.64)$$

Для ізоенергетичної поверхні, що являє собою еліпсоїд обертання, рухливість носіїв заряду, як було зазначено вище, визначається виразом (2.18).

Тоді для чотирьохдолинної L_1 -моделі зони провідності

$$\mu = \frac{1}{3}\mu_{\parallel} + \frac{2}{3}\mu_{\perp}, \quad (2.65)$$

для двоходолинної

$$\mu = \frac{2}{3}\mu_{\parallel} + \frac{1}{3}\mu_{\perp}, \quad (2.66)$$

а для однодолинної

$$\mu = \mu_{\parallel}. \quad (2.67)$$

Вирази для компонент тензора часів релаксації τ_{\parallel} та τ_{\perp} в умовах змішаного розсіювання на акустичних фононах та іонах домішки матимуть вигляд [16]:

$$\tau_{\parallel}^{a,j} = \frac{a_{\parallel}}{\sqrt{k_B T^{\frac{3}{2}}}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{x^2 + b_0}, \quad \tau_{\perp}^{a,j} = \frac{a_{\perp}}{\sqrt{k_B T^{\frac{3}{2}}}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{x^2 + b_1}, \quad (2.68)$$

де a_{\parallel} , та b_0 визначаються виразами (2.29-2.32),

$$a_{\perp} = \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_a^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{1a}}, \quad b_1 = \frac{a_{\perp} \cdot \Phi_{1v}}{\sqrt{k T^{\frac{3}{2}}} \tau_{ov}(kT)}, \quad (2.69)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{1a} = & 1 + \frac{1 + \beta^2}{\beta^2} \left(2 + \frac{3}{\beta^2} - \frac{3(1 + \beta^2)}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \\ & + \frac{(1 + \beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} \left((1 + \beta^2) \left(1 + \frac{15}{4\beta^2} - \frac{3}{4\beta^3} (5 + 3\beta^2) \alpha \right) + \right. \\ & \left. + \frac{C_{11}}{4C_{44}} \left(-13 - \frac{15}{\beta^2} + \frac{3(1 + \beta^2)}{\beta^3} (5 + \beta^2) \alpha \right) \right), \end{aligned} \quad (2.70)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{1v} = & \frac{3}{4\beta^3} \left(((1 - \beta^2)\alpha - \beta) \ln \gamma^2 + 2(\beta^2 - 1)L(a) - 2\beta^2 \alpha - \right. \\ & \left. - (\beta^2 - 1)\alpha \ln(1 + \beta^2) + \frac{\gamma^2}{2} (\beta(1 + 3\beta^2) + \alpha(3\beta^4 + 2\beta^2 - 1)) \right). \end{aligned} \quad (2.71)$$

Для найбільш загального випадку розсіювання електронів на акустичних фононах, іонах домішки та оптичних фононах (внутрідолинне та міждолинне розсіювання) дані вирази можна записати так:

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}^{a,j}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}; \quad \frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_{\perp}^{a,j}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}, \quad (2.72)$$

де $\tau_{\parallel}^{a,j}$, $\tau_{\perp}^{a,j}$, τ_1 , τ_2 – поздовжні та поперечні складові тензора часів релаксації при розсіянні на акустичних фононах та іонах домішки; τ_1 , τ_2 – часи релаксації для розсіяння на оптичних фононах, які відповідають за внутрідолинне та міждолинне розсіяння.

Компоненти тензорів рухливості легко виражаються через компоненти тензорів часів релаксації та ефективної маси:

$$\mu_{\parallel} = \frac{q}{m_{\parallel}} \langle \tau_{\parallel} \rangle, \quad \mu_{\perp} = \frac{q}{m_{\perp}} \langle \tau_{\perp} \rangle. \quad (2.73)$$

Тоді вирази для поздовжньої та поперечної складової часу релаксації

$$\begin{aligned} \langle \tau_{\parallel} \rangle &= \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^2 e^{-x} \tau_{\parallel} \\ \langle \tau_{\perp} \rangle &= \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^2 e^{-x} \tau_{\perp}. \end{aligned} \quad (2.74)$$

Залежність питомого опору монокристалів n-Ge від рухливості та концентрації електронів можна представити як

$$\rho = \frac{1}{q n \mu}. \quad (2.75)$$

На основі (2.75), враховуючи вирази (2.29-2.32) та (2.65–2.74), можна одержати температурні залежності питомого опору монокристалів n-Ge для чотирьох-, двох- та однодолинної L_1 -моделі зони провідності. Для проведення таких розрахунків необхідно використати надійно встановлені на сьогодні параметри L_1 -мінімуму, такі як константи деформаційного потенціалу та ефективні маси ($\Xi_d = -6,4$ eB, $\Xi_u = 16,4$ eB, $m_{\parallel} = 1,58m_0$, $m_{\perp} = 0,082m_0$) [107]. Також для розглядуваних нами механізмів розсіяння додатково необхідно мати значення констант електрон-фононної взаємодії, які відповідають характеристичним температурам $T_{c1}=430$ К (внутрідолинне розсіяння) та $T_{c2}=320$ К (міждолинне

розсіяння). Вперше значення даних констант $\Xi_{430} = 6,7 \cdot 10^8 \frac{eB}{\text{см}}$ та

$\Xi_{320} = 1,6 \cdot 10^8 \frac{eB}{\text{см}}$ було знайдено в роботі на основі методу Монте – Карло [186].

Проведені розрахунки температурних залежностей питомого опору *n-Ge* із використанням цих параметрів представлені на рис. 2.14–2.16 (штрихові криві 2). Розрахунки даних залежностей показують, що в чотирьохдолинній L_1 -моделі питомий опір *n-Ge* змінюється за законом $\rho \sim T^{1,9}$, в двохдолинній як $\rho \sim T^{1,55}$ та однодолинній як $\rho \sim T^{1,63}$, що дещо не узгоджується з експериментальним залежностям. Згідно з одержаними виразами для розрахунку компонент тензора часу релаксації та питомого опору *n-Ge*, дані параметри залежать від констант оптичного та міждолинного потенціалу деформації. Тому такі невідповідності між експериментом та проведеними теоретичними розрахунками можна пояснити недостатньо точним значенням цих констант.

Для знаходження даних констант на основі виразів (2.29-2.32) та (2.65–2.74) враховувались експериментальні значення питомого опору недеформованих монокристалів *n-Ge* при двох різних температурах (рис. 2.14). У результаті чого було отримано систему рівнянь для знаходження цих констант:

$$\begin{cases} \frac{4q^2 n}{3\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{m_1} \int_0^\infty dx x^{3/2} e^{-x} f_1(x, T_{Cj}; \Xi_j; T_1) + \frac{2}{m_1} \int_0^\infty dx x^{3/2} e^{-x} f_2(x, T_{Cj}; \Xi_j; T_1) \right] = \rho(T_1), \\ \frac{4q^2 n}{3\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{m_1} \int_0^\infty dx x^{3/2} e^{-x} f_1(x, T_{Cj}; \Xi_j; T_2) + \frac{2}{m_1} \int_0^\infty dx x^{3/2} e^{-x} f_2(x, T_{Cj}; \Xi_j; T_2) \right] = \rho(T_2), \end{cases} \quad (2.76)$$

де

$$f_1(x, T_{Cj}; \Xi_j; T_1) = \frac{\sqrt{k_B T_1^{3/2}}}{a_{\parallel}} \frac{x^2 + b_0}{x^{3/2}} + \sum_{j=1}^2 a_j(\Xi_j; T_{Cj}; T_1) \cdot \varphi(T_{Cj}; T_1), \quad (2.77)$$

$$f_2(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_2) = \frac{\sqrt{k_B T_2^{3/2}}}{a_1} \frac{x^2 + b_1}{x^{3/2}} + \sum_{j=1}^2 a_j(\Xi_j; T_{Cj}; T_2) \cdot \varphi(T_{Cj}; T_2). \quad (2.78)$$

У виразах (2.77) та (2.78) $j=1$ відповідає оптичним фононам із характеристичною температурою $T_{C1}=430$ К та константою оптичного потенціалу деформації Ξ_{430} , а $j=2$ – фононам із характеристичною температурою $T_{C2}=320$ К та константою потенціалу деформації Ξ_{320} . З розв'язків системи рівнянь (2.76) були одержанні такі значення констант оптичного та міждолинного потенціалу деформації: $\Xi_{430} = 4 \cdot 10^8 \frac{eB}{\text{см}}$ та

$$\Xi_{320} = 1,4 \cdot 10^8 \frac{eB}{\text{см}}.$$
 Використанням даних констант дозволило досягнути

доброго узгодження між теоретичними та експериментальними кривими температурних залежностей питомого опору n-Ge в двох- та однодолинній L_1 -моделі зони провідності (рис. 2.15 та рис. 2.16, суцільні криві 1).

Отже, в чотирьохдолинній L_1 -моделі зони провідності германію необхідно додатково враховувати внутрідолинне та міждолинне розсіяння електронів на оптичних фононах. В двох- та однодолинній L_1 -моделі домінуючим буде розсіяння електронів на акустичних фононах.

Для дослідження впливу високих одновісних тисків, які призводять до радикальної перебудови зонної структури, на механізми розсіяння електронів в монокристалах n-Ge нами досліджувався вплив інверсії типу (L_1 - Δ_1) абсолютного мінімуму на рухливість носіїв заряду [187-192]. Цю інверсію, можна реалізувати при одновісних тисках $P \approx 2,8$ ГПа, коли $P \parallel J \parallel [100]$, та $P \approx 8$ ГПа, коли $P \parallel J \parallel [110]$, або гідростатичному тиску близько 6 ГПа [165]. При цьому для випадку гідростатичного тиску можна отримати шестиеліпсоїдну Δ_1 -модель при одновісних тисках $P \parallel J \parallel [100]$ та $P \parallel J \parallel [110]$ – двох- та чотирьох еліпсоїдну відповідно.

Взаємодія електронів між собою в напівпровіднику призводить до появи ефектів екранування неоднорідних електричних полів, які створюються носіями

струму та різними дефектами [193]. При цьому потенціальна енергія взаємодії електрона із розсіюючим центром описується не кулонівським виразом $-\frac{e^2}{\epsilon r}$, а потенціалом виду

$$V(r) = -\frac{q^2}{\epsilon r} \exp\left(-\frac{r}{R_0}\right), \quad (2.79)$$

де R_0 – радіус екранування, який в найбільш загальному вигляді записується як

$$R_0^2 = \frac{h^3 \epsilon}{16\pi^2 q^2 (m^*)^{\frac{3}{2}} (2kT)^{\frac{1}{2}} \Phi_{-\frac{1}{2}}(E_F^*)} \quad (2.80)$$

Згідно з (2.80) існує сильна залежність радіуса екранування від ефективної маси. Ця обставина при реалізації $(L_1 - \Delta_1)$ – інверсії буде впливати на величину радіуса екранування

Беручи до уваги знайдені в роботі [161] ефективні маси $m_{\parallel}^{\Delta_1}$ та $m_{\perp}^{\Delta_1}$ для Δ_1 -мінімуму, можна отримати для цього мінімуму значення ефективної густини станів N_C :

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2.81)$$

$$m^* = N^{\frac{2}{3}} (m_{\parallel} \cdot m_{\perp})^{\frac{1}{3}}, \quad (2.82)$$

де N – число еквівалентних мінімумів: для L_1 -мінімуму $N = 4$, а для Δ_1 -мінімуму $N = 2$ в умовах одновісного тиску $P//[100]$.

Тоді із виразу для концентрації електронів [164]

$$n = \frac{2N_C}{\sqrt{\pi}} \Phi_{\frac{1}{2}} \quad (2.83)$$

можна знайти інтеграл Фермі індексу $\frac{1}{2}$:

$$\Phi_{\frac{1}{2}} = \int_0^{\infty} \frac{x^{\frac{1}{2}} dx}{e^{x-E_F^*} + 1}, \quad (2.84)$$

де $x = \frac{E}{kT}$, $E_F^* = \frac{E_F}{kT}$ – безрозмірна енергія електрона та Фермі.

Визначене із (2.84) значення енергії Фермі E_F^* дає змогу обчислити інтеграл Фермі індексу $-\frac{1}{2}$:

$$\Phi_{-\frac{1}{2}} = \int_0^{\infty} \frac{x^{-\frac{1}{2}} dx}{e^{x-E_F^*} + 1}, \quad (2.85)$$

а отже, і самий радіус екранування.

Розрахунки показують, що для концентрації домішки сурми $N_d = 2,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, енергетичні рівні якої зв'язані з Δ_1 -мінімумами, радіус екранування $R_0 = 1,41 \cdot 10^{-7} \text{ см}$. Це приблизно на 20 відсотків менше, ніж для недеформованого n-Ge. Цей факт потрібно враховувати при розгляді розсіяння електронів в сильно легованих монокристалах германію, які знаходяться в області дії значних деформаційних полів. Тому в загальному випадку проводились розрахунки енергії Фермі та радіуса екранування для L_1 - та Δ_1 -моделі зони провідності германію при різних концентраціях легуючої домішки (див. табл. 2.3).

Таблиця 2.3

Енергія Фермі та радіус екранування для легованих монокристалів n-Ge різною концентрацією домішки у випадку Δ_1 - та L_1 -моделі зони провідності германію

$n, \text{ см}^{-3}$	$R^{\Delta_1} \cdot 10^7, \text{ см}$	$R^{L_1} \cdot 10^7, \text{ см}$	$E_F^{\Delta_1}, \text{ меВ}$	$E_F^{L_1}, \text{ меВ}$
10^{17}	2,51	3,1	0,75	1,3
$5 \cdot 10^{17}$	1,78	2,22	2,6	4,1
$2 \cdot 10^{18}$	1,41	1,76	6,6	10,5
$6 \cdot 10^{18}$	1,16	1,46	13,8	21,8
10^{19}	1,05	1,35	19,3	30,7

Також важливим параметром, який описує процеси екранування, є екрануючий множник. Час релаксації в умовах розсіяння електронів на іонізованих домішках можна знайти за формулою Дінгла [194]:

$$\tau_i = \frac{\varepsilon^2 m_0^2 \mathcal{G}^2}{2\pi n q^4} \cdot \frac{1}{g(b)}, \quad (2.86)$$

де $g(b) = \ln(1+b) - \frac{b}{1+b}$ – екрануючий множник;

$b = \frac{8m^* \bar{E}}{\hbar^2} R_0^2$; \mathcal{G} – середня швидкість електрона;

$\mathcal{G} = \sqrt{\frac{2\bar{E}}{m_i^*}}$; m_0 – маса вільного електрона; n – концентрація іонізованих домішок;

$\bar{E} = kT \frac{\Phi_3(E_F^*)}{\Phi_1(E_F^*)}$ – середня енергія електронів, які розсіюються на іонах;

m_i^* – ефективна маса електрона для i -го мінімуму.

Тензор рухливості носіїв струму в одноісно стиснутому вздовж кристалографічного напрямку [100] n -Ge буде мати лише одну компоненту μ_{\parallel} , якій відповідає ефективна маса m_{\parallel} . Тому в даному випадку $m_{\Delta_1}^* = m_{\parallel}$. Залежність екрануючого множника від концентрації домішки для L_1 - та Δ_1 -мінімумів германію представлено на рис. 2.17. На основі експериментальних результатів вимірювань тензоопору сильно легованих монокристалів n -Ge (рис. 2.7) можна одержати відповідну залежність рухливості (рис. 2.18). Рухливість електронів в монокристалах n -Ge<Sb> до тисків $P < 1,6$ ГПа буде визначатися параметрами L_1 -мінімумів, а при тисках $P > 2,8$ ГПа – Δ_1 -мінімумів. Кількісну оцінку рухливості електронів для даних мінімумів можна провести згідно з виразом

$$\mu_i = \frac{q}{m_i^*} \tau_i, \quad [195, 196].$$

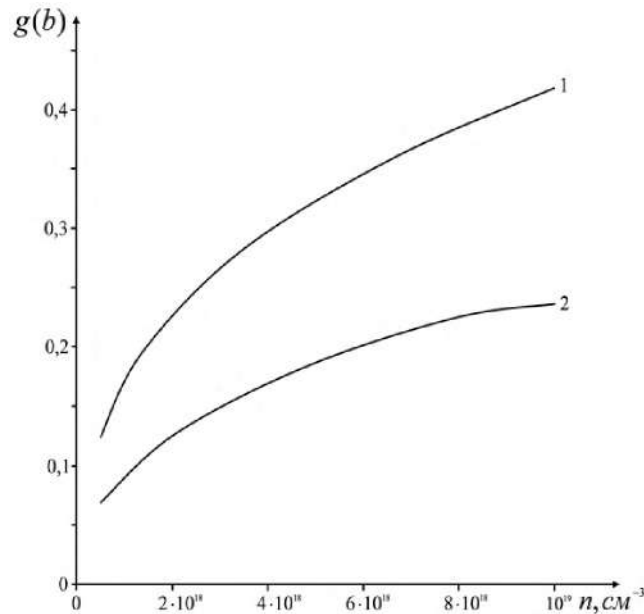


Рис. 2.17. Розраховані залежності екрануючого множника від концентрації домішки: 1 – L_1 -мінімум; 2 – Δ_1 -мінімум/

Як показують розрахунки, експериментальні значення рухливості добре узгоджуються з теоретичними для концентрації домішки сурми $N_d = 2,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

$$\left(\mu_{L_1} = 760 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}, \mu_{\Delta} = 195 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \right).$$

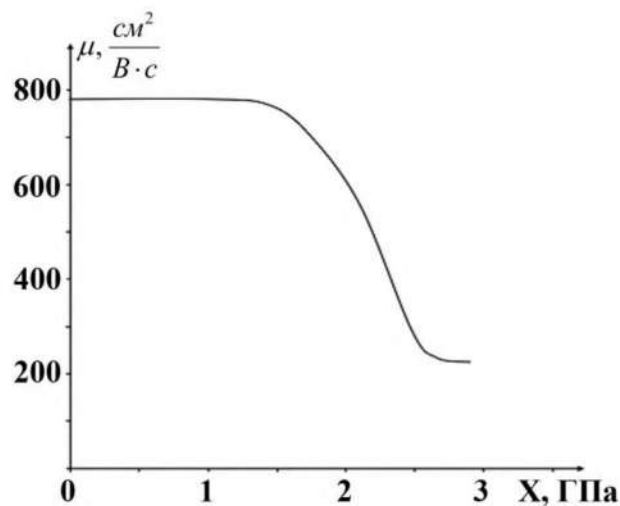


Рис. 2.18. Залежність рухливості електронів від одновісного тиску $P//[100]$ для монокристалів $n\text{-Ge}$, легованих домішкою Sb , концентрацією $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при $T = 4,2 \text{ К}$.

Проведені дослідження ефектів екранування в сильно легованих монокристалах $n\text{-Ge}$ при дії високих тисків показали, що радіус екранування

знає змін у результаті ($L_1-\Delta_1$) – інверсії внаслідок зміни ефективної маси густини станів при деформації. Відмінність між залежностями екрануючого множника від концентрації домішки для L_1 - та Δ_1 -мінімумів свідчить про різний характер екранування та відповідно розсіяння електронів в L_1 - та Δ_1 - моделі германію.

В роботах [188-192] ми обмежилися випадком невиродженого електронного газу та розглядали розсіяння електронів на акустичних фонах та іонах домішки. При цьому можна знехтувати електрон-електронним розсіянням. Оскільки ізоенергетичні поверхні для L_1 - та Δ_1 -мінімумів є еліпсоїдами обертання, то рухливість електронів в довільного напрямку визначається із співвідношення (2.18).

Тоді для L_1 -мінімуму:

$$\mu^{L_1} = \frac{1}{3}\mu_{\parallel}^{L_1} + \frac{2}{3}\mu_{\perp}^{L_1}. \quad (2.87)$$

Для Δ_1 -мінімуму

$$\mu^{\Delta_1} = \mu_{\parallel}^{\Delta_1}, \quad (2.88)$$

коли $P \parallel J \parallel [100]$ і

$$\mu^{\Delta_1} = \frac{1}{2}\mu_{\parallel}^{\Delta_1} + \frac{1}{2}\mu_{\perp}^{\Delta_1}, \quad (2.89)$$

коли $P \parallel J \parallel [110]$.

Для гідростатичного тиску:

$$\mu^{\Delta_1} = \frac{1}{3}\mu_{\parallel}^{\Delta_1} + \frac{2}{3}\mu_{\perp}^{\Delta_1}. \quad (2.90)$$

Компоненти тензорів рухливості для даних мінімумів виражаються через компоненти тензорів часу релаксації та ефективної маси:

$$\mu_{\parallel}^{L_1, \Delta_1} = \frac{q}{m_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}} \langle \tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1} \rangle, \quad \mu_{\perp}^{L_1, \Delta_1} = \frac{q}{m_{\perp}^{L_1, \Delta_1}} \langle \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1} \rangle. \quad (2.91)$$

Компоненти тензора часів релаксації в умовах розсіяння електронів на акустичних фонах та іонах домішки визначаються виразами (2.68).

Врахування значень констант деформаційного потенціалу та компонент тензора ефективної маси для L_1 -мінімуму ($\Xi_d = -6,4$ еВ, $\Xi_u = 16,4$ еВ, $m_{\parallel} = 1,58m_0$, $m_{\perp} = 0,082m_0$) [107] та для Δ_1 -мінімуму ($\Xi_d = -1,7$ еВ, $\Xi_u = 12$ еВ, $m_{\parallel} = 1,65m_0$, $m_{\perp} = 0,32m_0$) [161, 165], можна, на основі виразів (2.87–2.90), отримати залежності рухливості електронів від концентрації донорної домішки для L_1 - та Δ_1 -мінімумів (рис. 2.19, суцільні криві). Як слідує з рис. 2.19, при інверсії типу (L_1 - Δ_1) абсолютного мінімуму для монокристалів n -Ge, легованих різною концентрації домішки, спостерігається зменшення рухливості електронів. При (L_1 - Δ_1) - інверсії за рахунок одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100], значне зменшення рухливості електронів пов'язане, перш за все, із зменшенням часу релаксації, оскільки в даному випадку ефективні маси електронів L_1 - та Δ_1 -мінімумів мало відрізняються. Зменшення рухливості для випадків інверсії при гідростатичному та одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [110] пов'язане, в основному, зі збільшенням ефективної маси електронів. Також, згідно з рис. 2.19, рухливість електронів є більш чутливою до збільшення концентрації домішки для L_1 -мінімуму, ніж для Δ_1 -мінімуму. Це пояснюється впливом фактору анізотропії, оскільки для L_1 -мінімуму параметр анізотропії ефективних мас $K_m = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}}$ є значно більшим, ніж для Δ_1 -мінімуму ($K_m^{L_1} = 19,3$; $K_m^{\Delta_1} = 5,15$).

Крім параметру анізотропії ефективних мас, ще одним із важливих параметрів, який характеризує анізотропію розсіяння носіїв струму, є параметр анізотропії часів релаксації [12]:

$$k_{\tau} = \frac{\langle \tau_{\parallel} \rangle}{\langle \tau_{\perp} \rangle}, \quad (2.92)$$

де $\langle \tau_{\parallel} \rangle$ та $\langle \tau_{\perp} \rangle$ – середні значення компонент тензора часів релаксації вздовж та поперек до головної осі еліпсоїда.

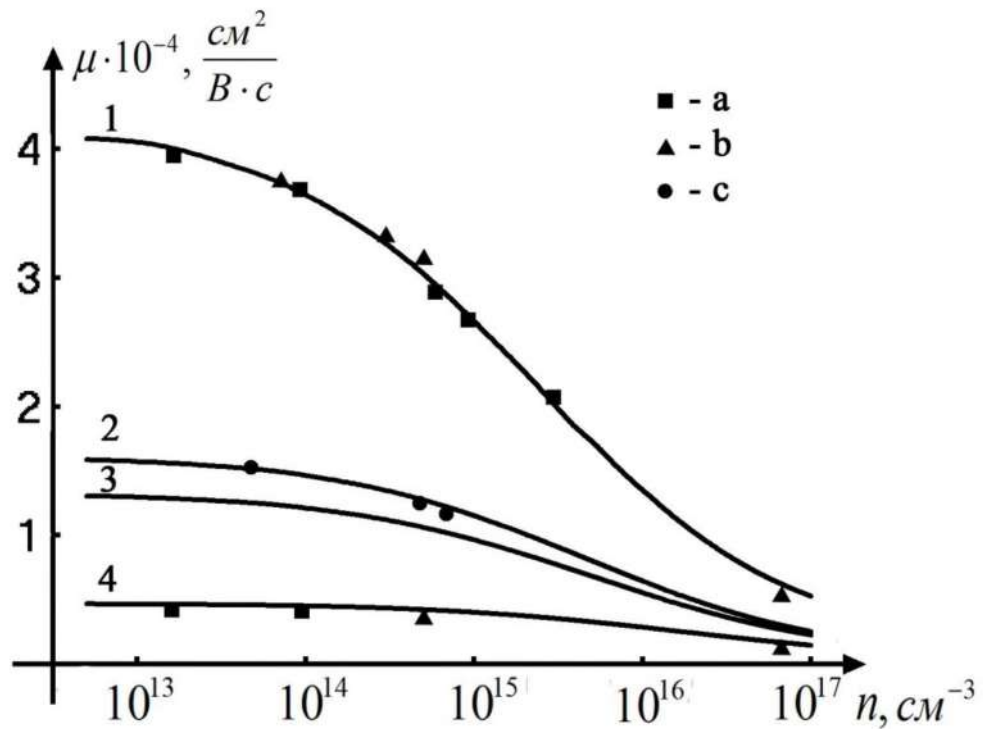


Рис. 2.19. Концентраційні залежності рухливості електронів для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності германію при $T=77$ К:

- 1 – для L_1 -мінімуму;
- 2 – для Δ_1 - мінімуму (гідростатичний тиск);
- 3 – для Δ_1 - мінімуму (одновісний тиск $P \parallel J \parallel [110]$);
- 4 – для Δ_1 - мінімуму (одновісний тиск $P \parallel J \parallel [100]$);
- a – експериментальні результати роботи [10];
- b – експериментальні результати;
- c – експериментальні результати роботи [197]

В роботах [198, 199] проводились дослідження анізотропії розсіяння для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності германію, легованого різною концентрацією донорної домішки. В [198] для цих мінімумів були одержані концентраційні залежності параметра анізотропії часів релаксації при $T=77$ К (рис. 2.20). Як слідує з рис. 2.20, параметр анізотропії часів має більшу чутливість до збільшення концентрації домішки для L_1 -мінімуму. Це добре узгоджується з даними рис. 2.19 та пояснюється різним значенням параметру анізотропії ефективних мас для L_1 - та Δ_1 -мінімуму.

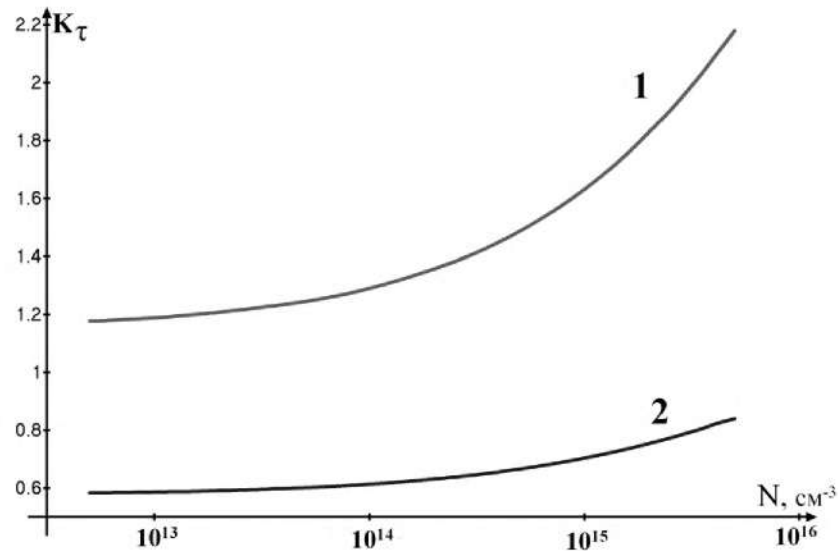


Рис. 2.20. Концентраційні залежності параметра анізотропії часів релаксації для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності германію при $T=77$ К: 1 – для L_1 -мінімумів, 2 – для Δ_1 -мінімумів.

Одержані залежності параметра анізотропії часів релаксації від концентрації домішки показують, що розсіяння електронів для L_1 - та Δ_1 -мінімумів є анізотропним, а сама анізотропія електричних властивостей монокристалів n -Ge залежатиме від концентрації домішки, значень ефективних мас та деформаційних потенціалів для даних мінімумів.

В роботах [190, 192] розглядався найбільш загальний випадок змішаного розсіяння електронів на акустичних фононах (внутрішньодолинне розсіяння), іонах домішки та фононах, що відповідають за міждолинне розсіяння в даних Δ_1 -моделях. Для даного випадку компоненти тензора часу релаксації

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}^a} + \frac{1}{\tau_{\parallel}^i} + \frac{1}{\tau_j}; \quad \frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_{\perp}^a} + \frac{1}{\tau_{\perp}^i} + \frac{1}{\tau_j}, \quad (2.93)$$

$$\tau_{\parallel}^a = \frac{a_{\parallel}}{T\sqrt{kT}\sqrt{x}}, \quad \tau_{\perp}^a = \frac{a_{\perp}}{T\sqrt{kT}\sqrt{x}}; \quad \tau_{\parallel}^i = \frac{\tau_{0i}}{\Phi_{0i}}, \quad \tau_{\perp}^i = \frac{\tau_{0i}}{\Phi_{1i}}, \quad (2.94)$$

де τ_{\parallel}^a , τ_{\perp}^a , τ_{\parallel}^i , τ_{\perp}^i – поздовжня та поперечна складові тензора часів релаксації при розсіянні на акустичних фононах (внутрішньодолинне розсіяння) та іонах домішки відповідно; τ_j – час релаксації для міждолинного розсіяння.

В роботі [186] було показано, що міждолинне розсіяння для Δ_1 -мінімуму пов'язане із взаємодією електронів з акустичними та оптичними фононами, частоти яких відповідають температурам $T_{C1}=320$ К (міждолинне розсіяння f-типу), $T_{C2}=430$ К та $T_{C3}=100$ К (міждолинне розсіяння g-типу). Такий тип розсіяння описується скалярним часом релаксації (2.62). На основі виразів (2.92-2.94) були одержані температурні залежності параметра анізотропії часів релаксації при різних концентраціях легуючої домішки для різних Δ_1 -моделей зони провідності германію. В розрахунках враховувались знайдені нами константи деформаційного потенціалу та ефективні маси для Δ_1 -мінімуму [161, 165], температури $T_{C1}=320$ К, $T_{C2}=430$ К та $T_{C3}=100$ К оптичних фононів, що відповідають за міждолинне розсіяння, та відповідні їм константи потенціалу деформації: Ξ_j ($\Xi_{320} = 3,27 \cdot 10^8 \frac{eV}{cm}$, $\Xi_{100} = 7,89 \cdot 10^7 \frac{eV}{cm}$, $\Xi_{430} = 1,57 \cdot 10^8 \frac{eV}{cm}$) [186]. Результати таких розрахунків представлено на рис. 2.21-2.23. Як слідує з даних розрахунків, параметр анізотропії часів релаксації майже не залежить від температури для двохеліпсоїдної Δ_1 -моделі зони провідності слаболегованого германію (рис. 2.21, крива 1). Для чотирьохеліпсоїдної та шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі даний параметр зростає зі збільшенням температури (рис. 2.22 та рис. 2.23, крива 1). Це пояснюється тим, що в цих моделях проявляється міждолинне розсіяння, ефективність якого зі збільшенням температури зростає. Для двохеліпсоїдної Δ_1 -моделі міждолинне розсіяння g-типу буде другорядним відносно розсіяння електронів на акустичних фононах. Зростання концентрації легуючої домішки призводить до збільшення відносного вкладу домішкового розсіяння в загальний час релаксації. Це є причиною збільшення величини параметра анізотропії часів релаксації в даних Δ_1 -моделях. Для порівняння одержаних теоретичних результатів з експериментальними проводились також розрахунки рухливості електронів для цих Δ_1 -моделей без врахування та з врахуванням міждолинного розсіяння на основі виразів (2.88–2.90) (рис. 2.24) [190].

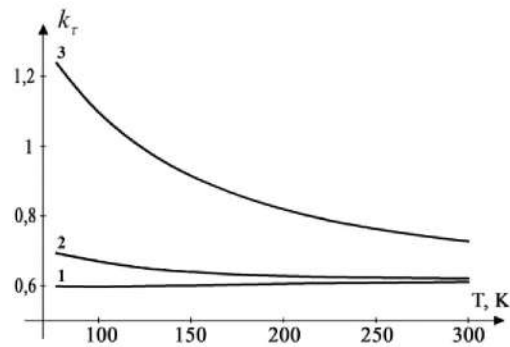


Рис. 2.21. Температурні залежності параметра анізотропії часів релаксації для двохеліпсоїдної Δ_1 -моделі зони провідності германію при різних значеннях концентрації домішки $N_d, \text{см}^{-3}$: 1 – 10^{13} ; 2 – $5 \cdot 10^{14}$; 3 – $6,6 \cdot 10^{16}$.

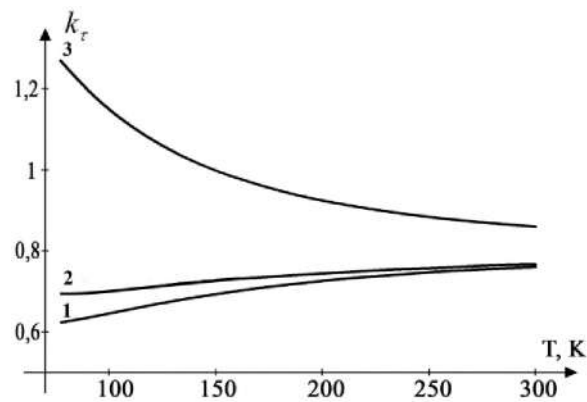


Рис. 2.22. Температурні залежності параметра анізотропії часів релаксації для чотирьохеліпсоїдної Δ_1 -моделі зони провідності германію при різних значеннях концентрації домішки $N_d, \text{см}^{-3}$: 1 – 10^{13} ; 2 – $5 \cdot 10^{14}$; 3 – $6,6 \cdot 10^{16}$.

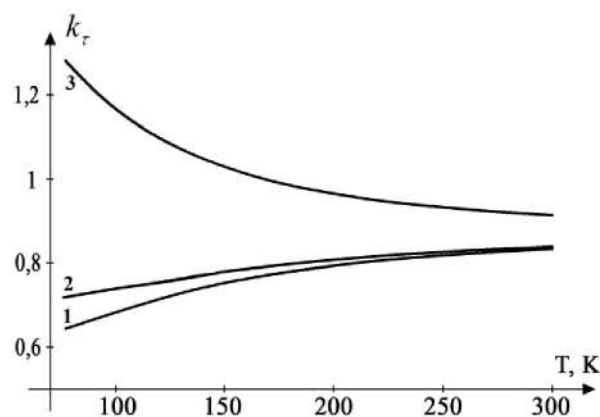


Рис. 2.23. Температурні залежності параметра анізотропії часів релаксації для шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі зони провідності германію при різних значеннях концентрації домішки $N_d, \text{см}^{-3}$: 1 – 10^{13} ; 2 – $5 \cdot 10^{14}$; 3 – $6,6 \cdot 10^{16}$.

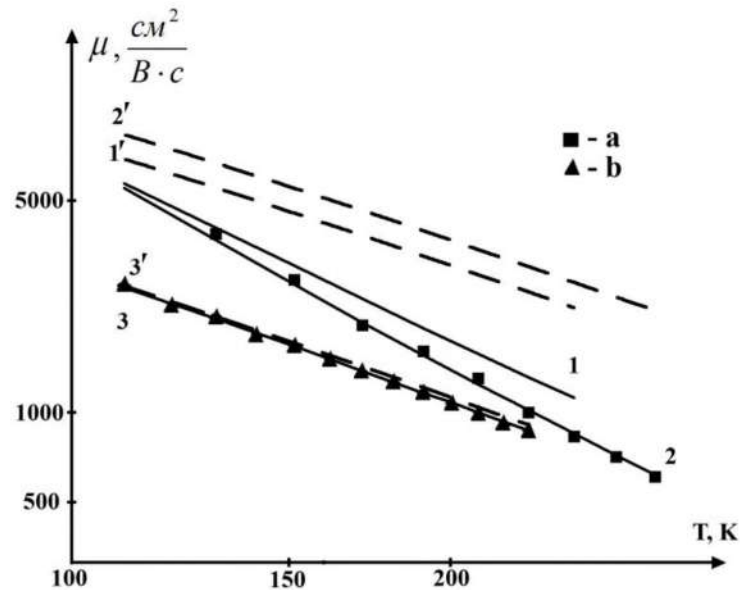


Рис. 2.24. Температурні залежності рухливості електронів для різних Δ_1 -моделей германію: 1 – чотирьохеліпсоїдна; 2 – шестиеліпсоїдна; 3 – двохеліпсоїдна; а – експериментальні результати для концентрації електронів: $n=N_D-N_A=4,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [200]; б – експериментальні результати для концентрації електронів: $n=N_D=5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, одержані нами. Суцільні криві – розрахунки рухливості з врахуванням міждолинного розсіяння, а штрихові – без врахування.

Як показують результати теоретичних розрахунків та експериментальні дослідження при гідростатичному тиску, для шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі рухливість електронів $\mu \sim T^{-2,27}$. Для чотирьохеліпсоїдної та двохеліпсоїдної Δ_1 -моделі рухливість змінюється за законом $\mu \sim T^{-1,98}$ та $\mu \sim T^{-1,53}$ відповідно. Температурна залежність рухливості електронів для двохеліпсоїдної Δ_1 -моделі є типовою для випадку розсіяння електронів на акустичних фонах. Зростання показника степеня температурної залежності рухливості в координатах $\lg \mu = f(\lg T)$ для чотирьохеліпсоїдної та шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі пояснюється наявністю в цих моделях додаткового механізму міждолинного розсіювання на оптичних фонах. Згідно з одержаними результатами, в інтервалі температур від 100 до 300 К міждолинне розсіяння електронів в різних Δ_1 -моделях зони провідності германію відіграє важливу роль. Лише для

двохеліпсоїдної Δ_1 -моделі розсіяння електронів на оптичних фононах, що відповідають за розсіяння g -типу, є другорядним відносно розсіяння електронів на акустичних фононах та іонах домішки. Різні температурні залежностей рухливості та параметра анізотропії часів релаксації для чотирьохеліпсоїдної та шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі свідчать про те, що ефективність міждолинного розсіяння залежить також від структури Δ_1 -зони (кількості еквівалентних еліпсоїдів).

В германії, крім розглянутих вище механізмів фононного розсіяння, можливим є також нееквівалентне міждолинне розсіяння електронів між L_1 - та Δ_1 - мінімумами [186]. В області незначних електричних полів та невисоких температур енергія електронів буде набагато меншою за величину енергетичної щілини між цими мінімумами, яка рівна 0,18 еВ для недеформованого n -Ge. При цьому всі електрони будуть знаходитись в L_1 мінімумах і даний механізм розсіяння не буде спостерігатись. Але в умовах сильних електричних полів або при дії значних деформаційних полів, що призводять до зменшення енергетичної щілини між L_1 - та Δ_1 - мінімумами, розсіяння електронів між цими мінімумами може бути суттєвим. Тому в роботі [201] досліджувалось розсіяння електронів в $(L_1 - \Delta_1)$ моделі зони провідності германію.

Питома електропровідність одновісно деформованого вздовж кристалографічного напрямку $[100]$ n -Ge

$$\sigma = q(n_{L_1}\mu_{L_1} + n_{\Delta_1}\mu_{\Delta_1}), \quad (2.95)$$

де $n_{L_1}, n_{\Delta_1}, \mu_{L_1}, \mu_{\Delta_1}$ – концентрація та рухливість електронів для L_1 - та Δ_1 - мінімумів відповідно, q – модуль заряду електрона. Для невиродженого електронного газу

$$n_{L_1} = 2 \left(\frac{2\pi m_{L_1} kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_F - E_{L_1}}{kT}}, \quad n_{\Delta_1} = 2 \left(\frac{2\pi m_{\Delta_1} kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_F - E_{\Delta_1}}{kT}}. \quad (2.96)$$

Тоді

$$\frac{n_{L_1}}{n_{\Delta_1}} = \left(\frac{m_{L_1}}{m_{\Delta_1}} \right)^{3/2} e^{\frac{\Delta E(P)}{kT}} = A, \quad (2.97)$$

де $\Delta E(P) = E_{\Delta_1} - E_{L_1}$, а E_{L_1}, E_{Δ_1} – енергетичні положення L_1 -та Δ_1 -мінімумів у деформованому германії; m_{L_1} та m_{Δ_1} – ефективна маса густини станів для даних мінімумів. Енергетична щілина між L_1 - та Δ_1 -мінімумами при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [100] зменшується [166]. Тоді можна записати, що

$$\Delta E(P) = 0,18 - \beta P, \quad (2.98)$$

де $\beta = 8,97 \cdot 10^{-11} \frac{eB}{Pa}$ - баричний коефіцієнт зміни енергетичної щілини між L_1 - та Δ_1 - мінімумами, коли $P//[100]$ [166].

Для випадку повної іонізації легуючих домішок та відсутності власної провідності

$$n_{L_1} + n_{\Delta_1} = n = N_D. \quad (2.99)$$

Тоді, згідно з виразами (2.95) та (2.97), питомий опір одновісно деформованих монокристалів n-Ge

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{A+1}{qN_D(A\mu_{L_1} + \mu_{\Delta_1})}. \quad (2.100)$$

Рухливості електронів для L_1 - та Δ_1 - мінімуму в умовах $P//[100]$ визначаються виразами (2.87) та (2.88). Нееквівалентне ($L_1 \leftrightarrow \Delta_1$) міждолинне розсіювання пов'язане з взаємодією електронів з фононами, які мають характеристичну температуру $T_{C2}=320$ К [186, 202]. Розсіювання електронів на оптичних фононах (внутрідолинне та міждолинне розсіювання) описується скалярним часом релаксації τ_{ij} [202]:

$$\frac{1}{\tau_{ij}} = a_{ij}\varphi_i, \quad (2.101)$$

$$\text{де } a_j = \frac{\Xi_{ij}^2 (m_d^j)^{3/2}}{\sqrt{2\pi\rho\hbar^2 (kT_{Cj})^{3/2}} \left(\frac{T}{T_{Cj}}\right)^{1/2}},$$

$$\varphi_i(x) = \frac{1}{e^{\frac{T_{Cj}}{T}} - 1} \left[\left(x + \Delta E^*(P) + \frac{T_{Cj}}{T} \right)^{1/2} + e^{\frac{T_{Cj}}{T}} \theta\left(x, \frac{T_{Cj}}{T}\right) \left(x + \Delta E^*(P) - \frac{T_{Cj}}{T} \right)^{1/2} \right],$$

m_d^j – комбінована маса густини станів для j -ого мінімуму; Ξ_{ij} – константа міждолинного потенціалу деформації; ρ – густина кристалу; T_{Cj} – температура j -ого оптичного фонона; $x = \frac{\varepsilon}{kT}$ – безрозмірна енергія електрона; $\theta\left(x, \frac{T_{Cj}}{T}\right)$ – ступінчаста функція; $\Delta E^*(P) = \frac{\Delta E(P)}{kT}$.

Тоді в найбільш загальному випадку розсіяння електронів на іонах домішки, акустичних фононах та фононах, які відповідають за внутрідолинне, міждолинне еквівалентне та нееквівалентне розсіяння, вирази для компонент тензора часу релаксації електронів L_1 - та Δ_1 - мінімумів

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}^{L_1}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}}; \quad \frac{1}{\tau_{\perp}^{L_1}} = \frac{1}{\tau_{\perp}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}}, \quad (2.102)$$

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}^{\Delta_1}} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_3} + \frac{1}{\tau_4} + \frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}}, \quad (2.103)$$

де $\tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}, \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1}$ – поздовжні та поперечні складові тензора часу релаксації при розсіянні електронів на акустичних фононах та іонах домішки; τ_1 та τ_2 – часи релаксації для міждолинного та внутрідолинного розсіяння електронів на акустичних фононах з характеристичною температурою $T_{C1}=320$ К та на оптичних фононах з характеристичною температурою $T_{C2}=430$ К для L_1 мінімумів; τ_3 та τ_4 – часи релаксації для міждолинного розсіювання електронів g -типу на акустичних та оптичних фононах з характеристичними температурами $T_{C1}=100$ К та $T_{C2}=430$ К для Δ_1 -мінімумів; τ_{12} та τ_{21} – часи релаксації для нееквівалентного $L_1 \rightarrow \Delta_1$ та $\Delta_1 \rightarrow L_1$ міждолинного розсіювання електронів на акустичних фононах з характеристичною температурою $T_C=320$ К.

Одним із важливих параметрів, який враховується при поясненні електричних властивостей напівпровідників та інтерпретації механізмів розсіяння носіїв струму в них, крім рухливості, концентрації носіїв струму та питомого опору, є коефіцієнт Холла. Даний коефіцієнт за наявності різних типів носіїв струму в напівпровіднику визначається так [203]:

$$R = \frac{r_1 q_1 n_1 \mu_1^2 + r_2 q_2 n_2 \mu_2^2}{(r_1 q_1 n_1 \mu_1 + r_2 q_2 n_2 \mu_2)^2}, \quad (2.104)$$

де r_1, q_1, n_1, μ_1 – холл-фактор, заряд, концентрація та рухливість носіїв струму першого типу, а r_2, q_2, n_2, μ_2 – відповідно другого.

Для електронів L_1 - та Δ_1 -мінімумів в германії $r_1 = r_{L_1}$, $r_2 = r_{\Delta_1}$, $n_1 = n_{L_1}$, $n_2 = n_{\Delta_1}$, $\mu_1 = \mu_{L_1}$, $\mu_2 = \mu_{\Delta_1}$, $q_1 = q_2 = q$. Тоді, згідно з (2.95), (2.97) та (2.99), коефіцієнт Холла для одновісно деформованого n-Ge рівний:

$$R = \frac{(A+1)(Ar_{L_1}\mu_{L_1}^2 + r_{\Delta_1}\mu_{\Delta_1}^2)}{qn(A\mu_{L_1} + \mu_{\Delta_1})^2}. \quad (2.105)$$

Холл-фактор для різних типів мінімумів обчислюється так [203]:

$$r_{L_1} = \frac{\langle \tau_{L_1}^2 \rangle}{\langle \tau_{L_1} \rangle^2}, \quad r_{\Delta_1} = \frac{\langle \tau_{\Delta_1}^2 \rangle}{\langle \tau_{\Delta_1} \rangle^2}. \quad (2.105)$$

Беручи до уваги вирази (2.68–2.74) та (2.102–2.105), можна знайти коефіцієнт Холла для одновісно деформованих монокристалів n-Ge в умовах розсіяння електронів на іонізованих домішках, акустичних та оптичних фонах, які відповідають за внутрідолинне розсіяння, еквівалентне та нееквівалентне міждолинне розсіяння. Для порівняння одержаних результатів теоретичних розрахунків з експериментальними проводились вимірювання температурних залежностей питомого опору для одновісно деформованих монокристалів n-Ge, легованих домішкою Sb, концентрацією $N_d = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при різних значеннях одновісних тисків вздовж кристалографічного напрямку [100]. Для проведення розрахунків питомого опору та коефіцієнта Холла при таких умовах експерименту необхідними будуть значення констант оптичного та міждолинного потенціалу деформації, константи деформаційного потенціалу,

ефективна маса густини станів та компоненти тензора ефективної маси для L_1 - та Δ_1 -мінімумів. В таблиці 2.4 наведені значення даних параметрів.

Таблиця 2.4.

Параметри L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності германію

Параметри		Зона провідності германія	
Назва	Позначення	L_1 -мінімуми	Δ_1 -мінімуми
Компоненти тензора ефективної маси	m_{\parallel}	$1,58m_0$ [16]	$1,65m_0$ [161]
	m_{\perp}	$0,082m_0$ [16]	$0,32m_0$ [161]
Ефективна маса густини станів	m_{L_1, Δ_1}	$0,55m_0$ [16]	$0,88m_0$ [161]
Константи деформаційного потенціалу	Ξ_u (eV)	16,4 [16]	11,82 [166]
	Ξ_d (eV)	-6,4 [16]	-1,29 [166]
Константа оптичного потенціалу деформації для $T_C=430$ К	Ξ_{430} (eV/cm)	$4 \cdot 10^8$ [182]	
Константа міждолинного потенціалу деформації для $T_C=320$ К	Ξ_{320} (eV/cm)	$1,4 \cdot 10^8$ [182]	
Константа міждолинного потенціалу деформації для нееквівалентного $L_1 \leftrightarrow \Delta_1$ розсіяння для $T_C=320$ К	Ξ_{320} (eV/cm)	$5,5 \cdot 10^8$ [186]	
Константи міждолинного потенціалу деформації для g-розсіяння, яке відповідає температурам $T_{C1}=100$ К та $T_{C2}=430$ К	Ξ_{100} (eV/cm)		$7,89 \cdot 10^7$ [186]
	Ξ_{430} (eV/cm)		$1,57 \cdot 10^8$ [186]

На рис. 2.25 та 2.26 представлено розрахунки коефіцієнта Холла та питомого опору для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge.

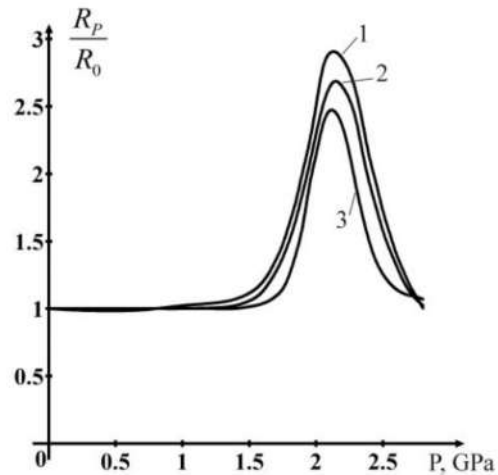


Рис. 2.25. Залежність коефіцієнта Холла від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] для n-Ge при різних температурах T , К: 1 – 180, 2 – 150, 3 – 110.

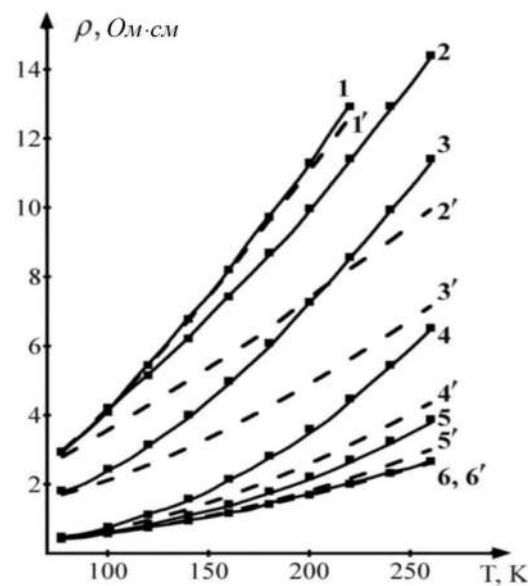


Рис. 2.26. Температурні залежності питомого опору для одновісно деформованих монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску $P//[100]$: 1 – 2,8 ГПа, 2 – 2,3 ГПа, 3 – 2,1 ГПа, 4 – 1,8 ГПа, 5 – 1,4 ГПа, 6 – недеформований зразок; Суцільні криві – результати розрахунків з врахуванням нееквівалентного міждолинного розсіяння, а штрихові – без врахування; ■ – експериментальні результати.

Розрахунки температурних залежностей питомого опору n-Ge проводились з врахуванням (рис. 2.26, суцільні криві 1-6) та без врахування (рис. 2.26, штрихові криві 1'-6') нееквівалентного міждолинного розсіяння електронів між L_1 - та Δ_1 -мініумами. Наявність максимуму при $P \sim 2,1$ ГПа для залежності $\frac{R_P}{R_0} = f(P)$ (рис. 2.25) пояснюється найбільшою ефективністю нееквівалентного міждолинного розсіяння при таких тисках. Це, в свою чергу, пояснює найбільшу розбіжність між кривими 3 та 3' рис. 2.26. Для таких тисків, згідно з [166], енергетична щілина між L_1 - та Δ_1 -мініумами буде відсутньою (дані мінімуми зрівняються за шкалою енергій). При тисках $P > 2,1$ ГПа або $P < 2,1$ ГПа відносно значення величини коефіцієнта Холла зменшується, що пояснюється зменшенням ефективності нееквівалентного міждолинного розсіяння електронів між L_1 - та Δ_1 -мініумами. Як слідує з рис. 2.26, для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Ge при $P = 2,8$ ГПа нееквівалентним міждолинним розсіянням електронів можна знехтувати та повністю обмежитись лише механізми розсіяння електронів в L_1 - та Δ_1 -моделях зони провідності германію. Для області одновісних тисків від 1,4 до 2,3 ГПа необхідно вже враховувати нееквівалентне міждолинне розсіяння.

Отже, на основі одержаних результатів теоретичних розрахунків та експериментальних досліджень було встановлено, що для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge необхідно враховувати також нееквівалентне міждолинне розсіяння електронів між L_1 - та Δ_1 - мініумами. Ефективність цього механізму розсіяння залежить від величини одновісного тиску та при $P \sim 2,1$ ГПа стає максимальною.

2.5. Тензоопір та власна провідність в L_1 -, Δ_1 - та L_1 - Δ_1 - моделях зони провідності монокристалів германію

Тензоопір монокристалів n-Ge при одновісних тисках до 1 ГПа пов'язаний із перерозподілом електронів між мініумами типу L_1 при деформації. Такий тензоопір часто називають п'єзоопором Сміта-Херрінга

[107]. Він буде відсутнім в германії при одновісних тисках $P > 1,5$ ГПа. Виникнення гігантського тензоопору в n-Ge при тисках $P > 2,1$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [100] було вперше експериментально помічено в роботі [204]. При цьому спостерігався деформаційно-індукований перехід метал–діелектрик, який пов'язаний із деформаційним перерозподілом електронів між L_1 - та Δ_1 - мінімумами з різною ефективною масою та появою енергетичної щілини між домішковою зоною та зоною провідності. В роботі [205] проводились дослідження питомого опору та коефіцієнта Холла для n-Ge із двохзарядною домішкою золота при гідростатичного тиску. Отримані експериментальні залежності були пояснені авторами наявністю нееквівалентного міждолинного розсіяння електронів між L_1 - та Δ_1 -мінімумами. В роботах [206, 207] вивчався вплив нееквівалентного міждолинного розсіяння електронів між L_1 та Δ_1 -мінімумами на тензоопір одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge (рис. 2.27). Як відомо [17], при такій деформації в германії чотири L_1 -мінімуми будуть зміщуватися вгору, а два Δ_1 -мінімуми – вниз за шкалою енергій.

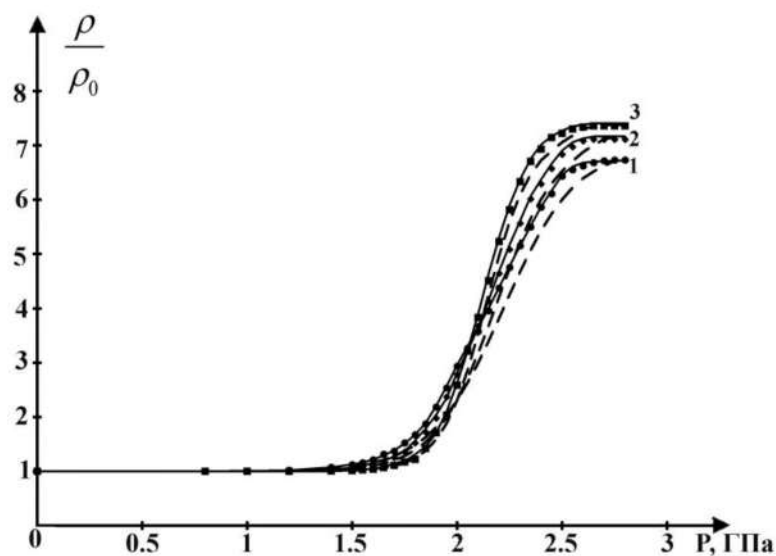


Рис. 2.27. Тензоопір одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge при різних температурах: 1 – 180 К; 2 – 150 К; 3 – 110 К. Суцільні криві – розрахунки тензоопору з врахуванням нееквівалентного міждолинного розсіювання, а штрихові криві – без врахування.

Наявність насичення тензоопору при високих тисках вказує на реалізацію (L_1 - Δ_1) - інверсії типу абсолютного мінімуму. Як видно з рис. 2.27, величина плато тензоопору n-Ge з підвищенням температури буде зменшуватися. На рис. 2.28 представлено температурні залежності питомого опору для недеформованих та одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] при $P=3$ ГПа монокристалів n-Ge. При таких тисках, як слідує з рис. 2.27, для монокристалів германію можна реалізувати (L_1 - Δ_1) - інверсію типу абсолютного мінімуму. На основі одержаних температурних залежностей було встановлено, що питомий опір недеформованих монокристалів n-Ge змінюється за законом: $\rho \sim T^{1,66}$, а для одновісно деформованих як $\rho \sim T^{1,53}$. Це пояснює зменшення величини плато тензоопору з підвищенням температури, яке буде зменшуватися за законом: $\rho_\infty / \rho_0 \sim T^{-0,13}$.

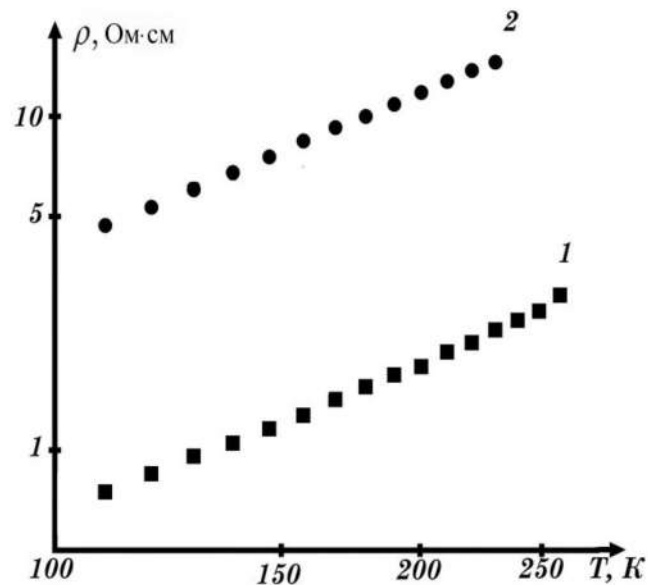


Рис. 2.28. Температурні залежності питомого опору для монокристалів n-Ge: 1 – при відсутності деформації; 2 – при наявності деформації одновісного тиску $P=3$ ГПа.

Різні залежностей питомого опору для недеформованих та деформованих монокристалів n-Ge пояснюються додатковим механізмом фононного розсіяння, які відповідають за міждолинне розсіяння електронів в L_1 -моделі германію та відсутністю даного механізму розсіяння в Δ_1 -моделі. Згідно з

аналізом одержаних експериментальних результатів та проведених теоретичних розрахунків тензоопору одновісно деформованого n-Ge з врахуванням та без врахування нееквівалентного міждолинного розсіяння електронів між L_1 - та Δ_1 -мінімумами, даний механізми розсіяння повинен бути врахований при тисках від 1,5 до 2,7 ГПа поряд з іншими розглянутими вище механізмами фононного розсіяння. Наявність значного тензоопору в n-Ge при одновісних тисках $P > 2,7$ ГПа пов'язана зі збільшенням ефективної маси електронів та зменшенням їх часу релаксації при (L_1 - Δ_1) - інверсії. Такі одновісні тиски призводять до “виключення” механізму розсіяння електронів на фононах, які відповідають за еквівалентне міждолинне розсіяння, що є причиною зменшення величини плато тензоопору n-Ge при збільшенні температури.

В загальному випадку, крім змін енергетичних положень екстремумів зон провідності та валентної германію при одновісному тиску, змінюється також його ширина забороненої зони. Це призводить до того, що зміни концентрації власних носіїв струму може суттєво впливати на механізми тензоефектів в германії в області змішаної та власної провідності. Зокрема, розрахунки впливу одновісної деформації при $P \approx 1$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [111] на концентрацію неосновних носіїв в р-n переходах на основі германію та кремнію показують, що концентрація неосновних носіїв струму для германію зростає більше як на 2 порядки [208]. У роботах [209, 210] проводились дослідження тензоопору n-Ge для області власної провідності. Одержане зростання питомого опору n-Ge при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [111] пов'язане зі зменшенням ефективної рухливості електронів за рахунок їх перерозподілу між трьома L_1 - долинами зони провідності германію з більшою рухливістю, які піднімаються вгору, та однією L_1 -долиною з меншою рухливістю, яка опускається вниз за шкалою енергій при деформації. Зменшення питомого опору n-Ge при переході через максимум при збільшенні величини одновісного тиску пояснюється зростанням концентрації власних носіїв струму. Вклад власної провідності в тензоопір германію визначався величиною енергетичної щілини (шириною забороненої

зони) між вітками «легких» дірок валентної зони та L_1 -мінімумів зони провідності германію. Проте, при високих тисках та температурах необхідно також враховувати вклад Δ_1 -мінімумів у власну провідність та відповідно тензоопір германію. Тому цікавим в науковому та практичному відношенні є дослідження механізмів власної провідності та їх впливу на тензоефекти в (L_1 - Δ_1) - та Δ_1 -моделях зони провідності германію. Такі дослідження проводились в роботі [211]. На рис. 2.29 представлено температурну залежність питомого опору для монокристалів n-Ge, легованих домішкою Sb, концентрацією $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Зменшення питомого опору при $T > 330 \text{ K}$ пов'язане зі збільшенням концентрації власних носіїв струму. На рис. 2.30 представлено результати досліджень тензоопору при одновісному тискові $P//[100]$ для даних монокристалів n-Ge.

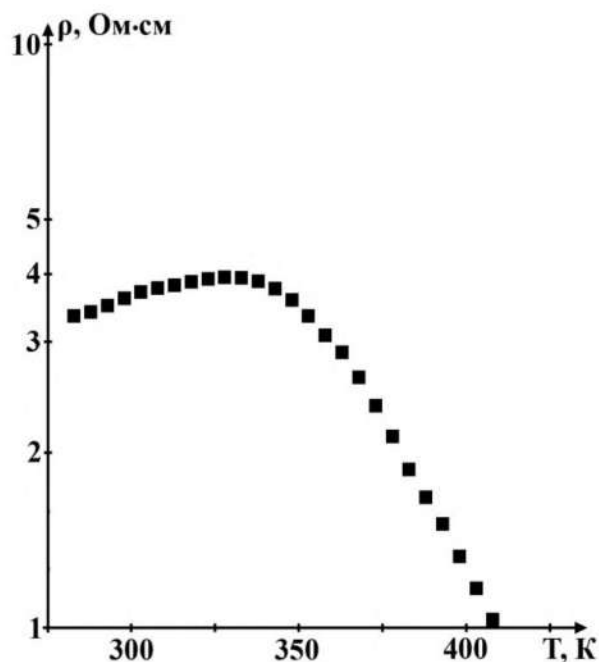


Рис. 2.29. Температурна залежність питомого опору для монокристалів n-Ge, легованих домішкою Sb, концентрацією $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Як слідує з рис. 2.30, залежності тензоопору n-Ge при температурах $T=300 \text{ K}$ та $T=330 \text{ K}$ мають три характерних області. Для першої області, коли $P < 0,8 \text{ ГПа}$, тензоопір відсутній, оскільки при таких тисках ще не буде відбуватись перерозподіл електронів між L_1 - та Δ_1 -мінімумами та не проявлятиметься механізм власної провідності. Для другої області одновісних тисків від 0,8 до

2 ГПа зростання питомого опору n-Ge пояснюється зменшенням ефективної рухливості електронів за рахунок їх перерозподілу між L_1 - та Δ_1 -мінімумами з різною рухливістю [31].

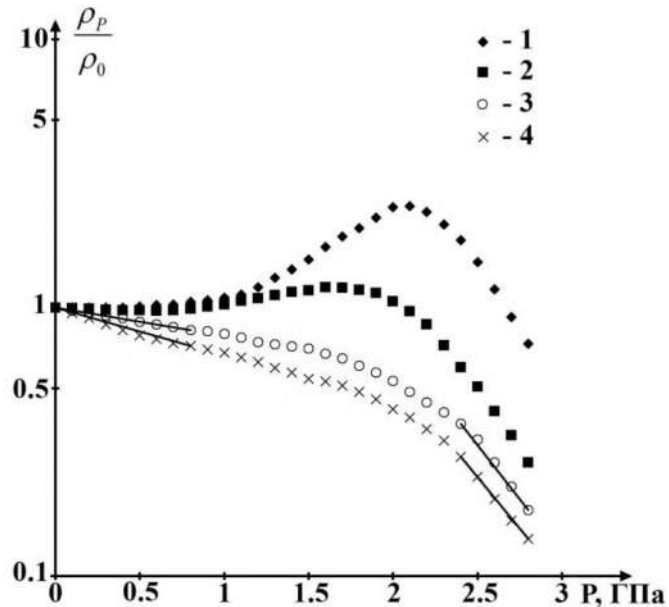


Рис. 2.30. Залежності питомого опору від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] для монокристалів n-Ge при різних температурах T , К: 1 – 300, 2 – 330, 3 – 360, 4 – 380.

Також для даних температур зростання енергії іонізації домішки Sb при одновісному тискові [176] не буде спричиняти виникненню домішкової провідності, яка впливатиме на тензоопір германію, оскільки домішки Sb будуть повністю іонізованими. Підтвердженням цього є наявність насичення тензоопору для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів германію при навіть нижчих температурах та тисках згідно з рис. 2.27. Різке зменшення питомого опору n-Ge при одновісних тисках $P > 2$ ГПа (третя область) пов'язане зі збільшенням концентрації власних носіїв. В даному випадку вплив Δ_1 -мінімумів на тензоопір та власну провідність германію стає визначальним. Тензоопір n-Ge при вищих температурах (рис. 2.30, криві 3 та 4) у всьому діапазоні досліджуваних тисків буде повністю визначатись механізмами власної провідності. При цьому збільшення концентрації власних носіїв струму при тисках до 0,8 ГПа пов'язане зі зменшенням ширини забороненої між віткою «легких» дірок валентної зони та

L_1 - мініумами зони провідності германію, а при $P > 2,4$ ГПа – зменшенням ширини забороненої зони між віткою «легких» дірок та двома Δ_1 - мініумами. Для перехідної області одновісних тисків від 0,8 до 2,4 ГПа реалізується (L_1 - Δ_1)-модель зони провідності германію та буде проявлятися двохзонний механізм власної провідності, який пов'язаний з переходами електронів з валентної зони в L_1 - та Δ_1 -мініуми. Для кількісної інтерпретації механізмів власної провідності германію в умовах радикальної деформаційної перебудови зон провідності та валентної необхідно одержати залежності концентрації електронів від одновісного тиску. Для умов повної іонізації атомів легуючої домішки та часткової іонізації атомів основної речовини концентрацію електронів для напівпровідника n-типу провідності можна записати так [164]:

$$n = \frac{N_D}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_D}} \right). \quad (2.106)$$

Для випадку (L_1 - Δ_1) - моделі зони провідності германію

$$n_i = n_i^{L_1} + n_i^{\Delta_1}, \quad (2.107)$$

де $n_i^{L_1}$ та $n_i^{\Delta_1}$ – концентрація електронів в L_1 -, та Δ_1 -мініумах.

$$n_i^{L_1} = n_{i0}^{L_1} e^{-\frac{\Delta E_g^{L_1}}{2kT}}, \quad n_i^{\Delta_1} = n_{i0}^{\Delta_1} e^{-\frac{\Delta E_g^{\Delta_1}}{2kT}}, \quad (2.108)$$

$$\Delta E_g^{L_1} = \Delta E_{L_1} - \Delta E_{V_1}, \quad \Delta E_g^{\Delta_1} = \Delta E_{\Delta_1} - \Delta E_{V_1}, \quad (2.109)$$

$$n_{i0}^{L_1} = \left(2,31 \cdot 10^{31} \cdot \left(\frac{m_{nd}^{L_1} m_{pd}}{m_0^2} \right)^{3/2} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{\Delta E_{g0}^{L_1}}{kT}} \right), \quad (2.110)$$

$$n_{i0}^{\Delta_1} = \left(2,31 \cdot 10^{31} \cdot \left(\frac{m_{nd}^{\Delta_1} m_{pd}}{m_0^2} \right)^{3/2} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{E_{g0}^{\Delta_1}}{kT}} \right)^{1/2}, \quad (2.111)$$

ΔE_{L_1} , ΔE_{Δ_1} , ΔE_{V_1} – зміщення L_1 -, Δ_1 -мінімумів та вершини валентної зони за шкалою енергій при деформації $P \parallel [100]$; $m_{nd}^{L_1}$, $m_{nd}^{\Delta_1}$ – ефективні маси густини станів для електронів цих мінімумів; m_{pd} – ефективна маса густини станів для

дірок валентної зони; m_0 – маса вільного електрона; $E_{g_0}^L = 0,67$ eВ – ширина забороненої зони недеформованого германію.

Оскільки в зонній структурі германію Δ_1 -мінімумами розміщені вище на 0,18 eВ від L_1 -мінімумів, то $E_{g_0}^{\Delta_1} = 0,85$ eВ. Зміщення цих мінімумів та вершини валентної зони прямо пропорційні одновісному тиску [2]. Тоді

$$\Delta E_{L_1} = \alpha P, \Delta E_{\Delta_1} = \beta P, \Delta E_v = \gamma P, \quad (2.112)$$

де $\alpha = 0,325 \cdot 10^{-11} \text{ eВ/Па}$ [107], $\beta = -8,65 \cdot 10^{-11} \text{ eВ/Па}$ [166], $\gamma = 3,15 \cdot 10^{-11} \text{ eВ/Па}$ [2] – баричні коефіцієнти для L_1 -, Δ_1 -мінімумів та вершини валентної зони відповідно. Беручи до уваги значення ефективної маси густини станів для електронів даних мінімумів: $m_{nd}^L = 0,55m_0$, $m_{nd}^{\Delta_1} = 0,88m_0$ та дірок валентної зони $m_{pd} = 0,3m_0$ [2, 161], можна на основі виразів (2.106–2.112) отримати залежності концентрації електронів від одновісного тиску для досліджуваних монокристалів n-Ge (рис. 2.31). Як показує аналіз проведених розрахунків (рис. 2.31, криві 3 та 4) при температурах, коли проявляється власна провідність, залежності концентрації електронів від одновісного тиску, не є лінійними. Лінійні ділянки зростання концентрації електронів при збільшенні одновісного тиску від 0 до 0,8 ГПа та при тисках $P > 2,4$ ГПа (штрихові прямі на кривих 3 та 4 рис. 2.31) будуть відповідати власній провідності у випадках ширини забороненої зони між віткою «легких» дірок валентної зони та L_1 - та Δ_1 - мінімумами зони провідності германію відповідно. Добре узгодження обчислених значень баричних коефіцієнтів для зміни ширини забороненої зони германію з визначеними експериментально за прямолінійними нахилами зменшення питомого опору при деформації (рис. 2.30, криві 3 та 4) додатково підтверджує домінуючу роль механізмів власної провідності при розгляді тензоопору n-Ge для досліджуваних температур. Впливом дислокацій на концентрацію носіїв струму та тензоопір монокристалів n-Ge в нашому випадку можна знехтувати. Згідно з даними робіт [212, 213], дислокації будуть впливати на тензоопір пружнодеформованих монокристалів p-Si в межах 2%. Тому також

слід очікувати такий незначний відносний вплив дислокацій на тензоопір n-Ge по відношенню до розглядуваних механізмів тензоопору, за рахунок яких питомий опір n-Ge при одновісній деформації змінюється в рази.

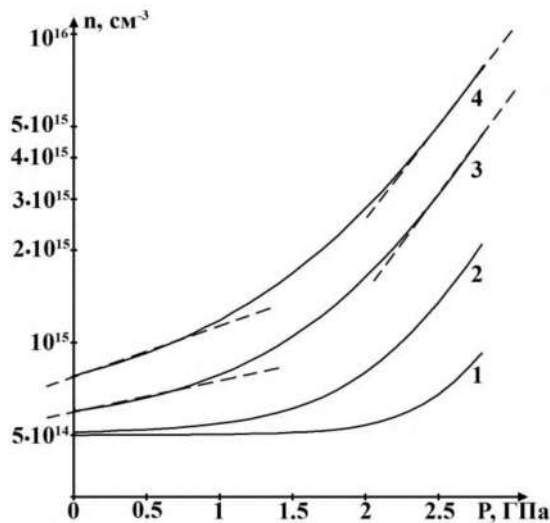


Рис. 2.31. Залежності концентрації електронів від одновісного тиску $P//[100]$ для монокристалів n-Ge, легованих домішкою Sb, концентрацією $N_d=5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, при різних температурах T , К: 1–300, 2–330, 3–360, 4–380.

Основним технічним параметром, який використовується в паспортних даних датчиків тиску, є коефіцієнт тензочутливості. Тому у роботах [214, 215] обчислювався коефіцієнт тензочутливості для двох-, чотирьох- та шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі зони провідності германію. Було встановлено, що для різної концентрації домішки при $T=77 \text{ K}$ максимальні значення коефіцієнта тензочутливості досягається при сильному одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку $[100]$. В роботі [216] вивчався вплив температури на величину коефіцієнта тензочутливості при одновісному тиску $P//[100]$. Зростання температури призводило до зменшення величини максимуму коефіцієнта тензочутливості, що пояснюється наявністю додаткового механізму розсіяння електронів на фонах, що відповідають за міждолинне та внутрідолинне розсіяння електронів у L_1 -моделі зони провідності n-Ge та відсутність даних механізмів розсіяння в Δ_1 -моделі. Такі датчики тиску на основі n-Ge можуть бути використані для контролю одновісних тисків до 3 ГПа.

Висновки до розділу 2

Представлена методика підготовки зразків n-Ge та проведені теоретичні оцінки значень критичної напруги їх руйнування дозволяють одержувати дані зразки з оптимальною формою (у вигляді гантелі) та геометричними розмірами для досліджень тензоефектів в монокристалах германію при високих одновісних тисках.

Використання експериментальних результатів лише поздовжнього тензоопору для монокристалів n-Ge з різним ступенем легування в умовах ($L_1-\Delta_1$) - інверсії типу абсолютного мінімуму при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [100] та виразів теорії анізотропного розсіяння електронів на іонах домішки та акустичних фононах дозволило знайти константи деформаційного потенціалу, ефективну масу густини станів та компоненти тензора ефективної маси для Δ_1 -мінімуму в германії. Використання даних параметрів дало змогу провести розрахунки баричних коефіцієнтів для Δ_1 -мінімуму при одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [100], [110], [111] та гідростатичному тискові, рухливості електронів для двох-, чотирьох- та шести еліпсоїдної Δ_1 -моделі зони провідності германію в умовах розсіяння електронів на іонах домішки, акустичних фононах та фононах, які відповідають за міждолинне розсіяння, обчислити з врахуванням хімічного зсуву енергію іонізації основного стану домішок фосфора, сурми та миш'яку, зв'язаних з Δ_1 -мінімумами зони провідності германію.

Встановлено, що тензоопір n-Ge при одновісному тиску $P\parallel[100]$, коли реалізується ($L_1-\Delta_1$)-модель зони провідності, залежить від ефективності нееквівалентного міждолинного розсіяння електронів між L_1 - та Δ_1 -мінімумами. При температурах $T > 300$ К тензоопір одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge, крім механізмів фонного розсіяння, буде визначатись механізмами власної провідності. Для області одновісних тисків від 0,8 до 2,4 ГПа буде проявлятися двохзонний механізм власної провідності, який пов'язаний з переходи електронів з валентної зони в L_1 - та Δ_1 - мінімуми.

РОЗДІЛ 3. МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ ТА ТЕНЗОЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НЕЛЕГОВАНИХ ТА ЛЕГОВАНИХ НАНОПЛІВОК ГЕРМАНІЮ

3.1. Синтез наноплівки Ge на кремнієвій підкладці

Для великого класу сучасних застосувань напівпровідникових матеріалів необхідне створення гетероструктур із заданим дизайном зонної діаграми. Керування зонною структурою можна здійснити лише комбінуванням матеріалів з різною шириною забороненої зони. На діаграмі рис. 3.1 (лініями з'єднані основні використовувані гетеропари) представлені ширини заборонених зон для більшості сучасних матеріалів, які використовуються в напівпровідниковій електроніці [217].

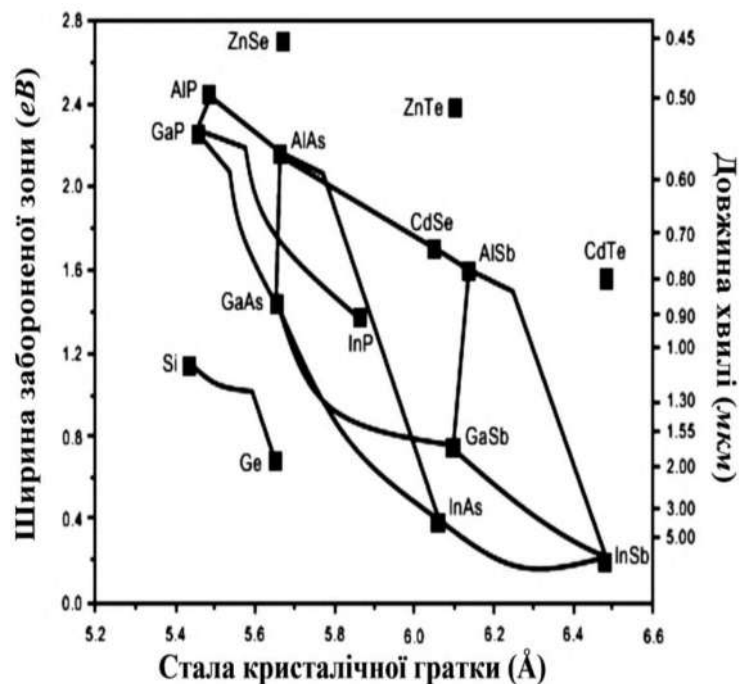


Рис. 3.1. Залежності ширини забороненої зони та відповідної їй довжини хвилі від сталої кристалічної ґратки різних напівпровідникових матеріалів.

З рисунка видно, що ширина забороненої зони напівпровідникових з'єднань змінюється в широких межах, перекриваючи діапазон довжин хвиль від видимого світла до ближнього інфрачервоного. При осадженні одного матеріалу на підкладку з іншого матеріалу можливими є три варіанти формування поверхневих структур (рис. 3.2). В системі матеріалів з

узгодженими параметрами кристалічних ґраток механізм росту таких наноструктур буде визначатися співвідношеннями між поверхневою енергією епітаксіального шару, поверхневою енергією границі поділу та поверхневою енергією підкладки. У випадку, коли сума поверхневої енергії епітаксіального шару та енергії границі поділу шар-підкладка менша за поверхневу енергію підкладки (коли осаджуючий матеріал змочує підкладку) відбувається пошаровий епітаксіальний ріст шару за механізмом Франка-Ван-дер-Мерве (рис. 3.2 а) [218]. Зокрема даний механізм росту реалізується при гомоепітаксії кремнію.

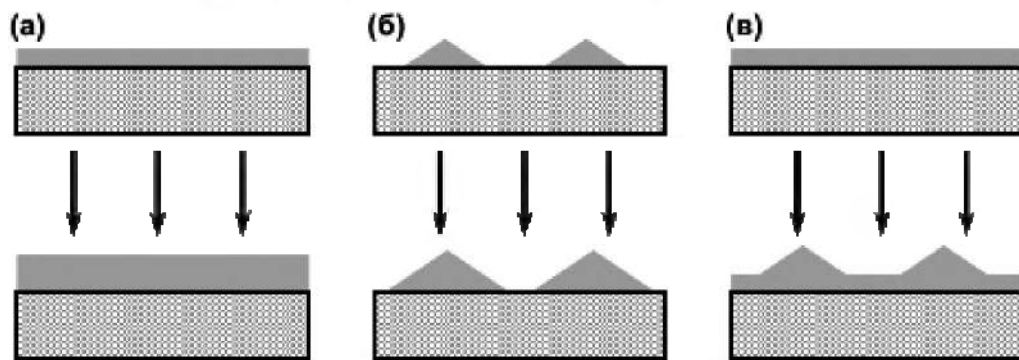


Рис. 3.2. Схематичне зображення механізмів росту при осадженні одного матеріалу на підкладку іншого матеріалу: Франка-Ван-дер-Мерве (а), Вольмера-Вебера (б) та Странського-Крастанова (в).

Ріст гетероструктур за механізмом Вольмера-Вебера є повною протилежністю до пошарового росту. В даному випадку переважає взаємодія осаджуючий атомів між собою над взаємодією їх з підкладкою (осаджуючий матеріал не змочує підкладку). В цьому випадку сума поверхневої енергії осаджуючого шару та енергії границі поділу шар-підкладка виявляється більшою за поверхневу енергії підкладки. При рості за механізмом Вольмера-Вебера атоми осаджуючого матеріалу відразу ж утворюють на поверхні підкладки тривимірні острівці (рис. 3.2 б). Ріст широко використовуваних напівпровідникових гетеропар з різними параметрами кристалічних ґраток, таких як InAs/GaAs та Ge/Si, відбувається по механізму Странського-Крастанова (рис. 3.2 в) [219]. Крім ширини забороненої зони, існує ще один

важливий параметр, що визначає багато властивостей напівпровідникової гетероструктури, – це параметр кристалічної ґратки напівпровідника. Параметром ґраток вихідних напівпровідникових з'єднань визначається на скільки буде напруженою одержана гетероструктура. Для сучасних напівпровідникових пристроїв необхідним є не просто поєднання двох або декількох напівпровідникових матеріалів, а формування якісної (бездефектної) напівпровідникової гетероструктури. Наявність пружних деформацій в гетероструктурах, що формуються із напівпровідників, які відрізняються один від одного параметрами кристалічної ґратки, призводить до цілого ряду цікавих фізичних ефектів, що проявляються як в процесі формування гетероструктури, так і при її використанні в різних приладах.

Однією з основних напівпровідникових гетеропар, які в даний час є модельними для розгляду особливостей формування напружених гетероструктур, є гетеропара кремній-германій. Параметри кристалічних ґраток даних матеріалів відрізняються приблизно на 4,2%. Більшість особливостей росту, які є загальними для напружених напівпровідникових гетероструктур, були вперше пояснені при дослідженнях росту Ge на підкладці з Si [220, 221]. Відомо [222], що на атомарно-чистій поверхні (001) Si спостерігається реконструкція поверхневих атомів (2×1). Ця реконструкція пов'язана з появою так званих димерів (двох близько розташованих атомів Si), утворення яких зменшує енергію вільних зв'язків поверхневих атомів Si (рис. 3.3 а). Димери вистроюються в ланцюжки, напрям яких в кожному наступному шарі змінюється на 90° . Чорні кружки на рис. 3.3 відповідають атомам у верхньому шарі, не зафарбовані великі та маленькі кружки – атомам в другому та третьому шарі відповідно. В результаті різних значень сталих ґраток Ge та Si плівка Ge при рості на поверхні Si (001) зазнає впливу пружних напружень [223]. Релаксація пружних напружень при рості в плівці Ge починається вже при субмоношарових товщинах за рахунок зміни реконструкції поверхні. При подальшому збільшенні кількості осаджуючий атомів Ge релаксація пружних напружень в плівці при рості відбувається шляхом розвитку шорсткості

поверхні. Пружні напруження в плівці Ge призводять до того, що в ланцюжках димерів утворюються дивакансії (відсутність в ланцюжку одного димера), за рахунок утворення яких відбувається часткова релаксація напружень стиску межуючих з нею атомів Ge (рис. 3.3 б) [224].

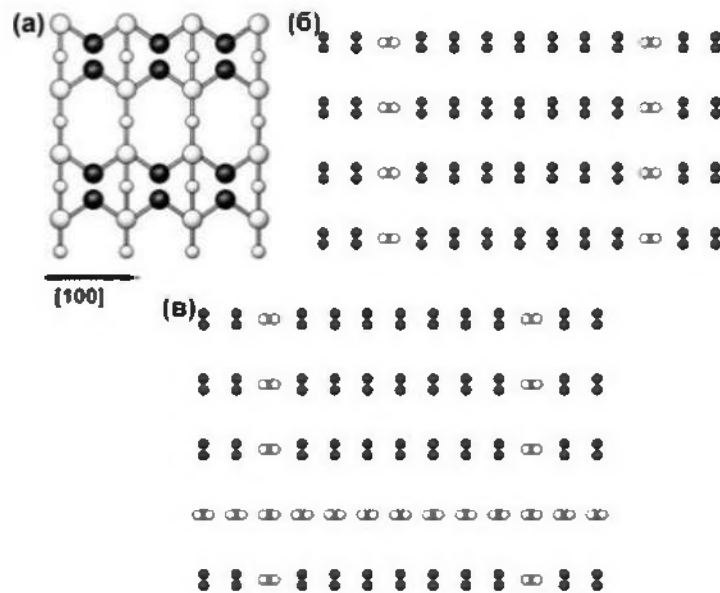


Рис. 3.3. Схематичне представлення реконструкції поверхні плівки Ge/Si (001): (а) – реконструкція поверхні плівки (2×1); (б) – реконструкція поверхні плівки (2×n) (n=8); (в) – реконструкція поверхні (m×n).

Взаємодія дивакансій між собою призводить до їх упорядкування в ряди дивакансій (рис. 3.3 б). При цьому реконструкція поверхні (2×1) змінюється на реконструкцію (2×n), де n – ціле число, що означає відсутність в ланцюжках кожного n-го димера. Значення $n \geq 12$ для товщини плівки Ge менше одного моношару (0,14 нм) зменшується до 6÷10 в залежності від ступеня перемішування Ge з Si для плівок германію товщиною рівній або більшій двох моношарів [224, 225]. Зменшення n пов'язане зі збільшенням пружної енергії та числа дивакансій, завдяки яким відбувається часткова релаксація пружних напружень. При збільшенні кількості осаджуючий атомів Ge до декількох моношарів зростання пружної енергії призводить до появи реконструкції поверхні (m×n), в якій до впорядкованих рядів дивакансій додаються перпендикулярні їм лінії дивакансій, що представляють собою відсутність одного ряду димерів (рис. 3.3 в) [226]. Подальша релаксація пружних

напружень відбувається за рахунок появи ямок, утворених скупченням вакансій димерів в місці перетину упорядкованих ліній дивакансій та рядів дивакансій. Поява реконструкцій $(2 \times n)$ та $(m \times n)$ призводить в кінцевому випадку до зростання шорсткості поверхні за рахунок об'єднання існуючих на поверхні Si (001) моноатомних ступенів [227, 228]. На вершинах шорсткостей відбувається часткова релаксація пружних напружень плівки. Утворені «хвилі» (об'єднання ступенів) орієнтовані паралельно моноатомним ступеням сходами на поверхні підкладки Si (001). Період в площині росту та амплітуда шорсткості залежить від величини кута відхилення нормалі до поверхні підкладки від кристалографічного напрямку [001], складу плівки та кінетичних обмежень, що накладаються умовами росту плівки (температура та швидкість осадження атомів германію) [219, 229]. Підбором цих параметрів можна отримати впорядковану періодичність структуру шорсткостей, які можуть бути використані для подальшого формування квантових дротів [230] або просторово впорядкованих масивів тривимірних острівців [228, 231]. Дослідження поверхні, виконані методами скануючої тунельної мікроскопії, показали, що утворення острівців Ge відбувається біля ступенів або заглиблень на поверхні, утворених перетинами ліній та рядів дивакансій, тобто в місцях часткової релаксації пружних напружень [226, 232]. Товщина плівки, при якій починається формування острівців, називається критичною товщиною двовимірного зростання. Величина такого зростання залежить від складу плівки та температури росту [233, 234]. Як було показано в роботі [235], для плівки Ge, одержаній на поверхню Si (001) методом молекулярно-променевої епітаксії при температурах росту більше 500°C , критична товщина двовимірного зростання знаходиться в діапазоні 3–4,5 моноатомних шарів. Утворення острівців не призводить до повного зникнення двовимірного шару між острівцями, так як поверхнева енергія плівки Ge є меншою за поверхневу енергію підкладки Si (001). Наявні на сьогодні експериментальні дані вказують на потенційну можливість створення на основі структур з Ge(Si)/Si (001) з самоіндукованими острівцями оптоелектронних приладів, інтегрованих із сучасною кремнієвою

технологією. Дослідження фізичних властивостей структур з Ge(Si) самоіндукованими острівцями показали, що наявність острівців в структурі призводить до появи в спектрах фото - та електролюмінесценції сигналу в області довжин хвиль 1,3–1,55 мкм [236-238]. Також в структурах з Ge(Si) острівцями в цій області довжин хвиль був виявлений сигнал фотопровідності [239-241]. Дана область довжин хвиль є важливою для телекомунікації та передачі інформації по оптоволоконним лініям зв'язку, так як є областю мінімальних оптичних втрат та мінімальної дисперсії в кварцовому оптоволокну. Сигнал фотоліумінесценції від Ge(Si) острівців має низку переваг у порівнянні з сигналом фотоліумінесценції від GeSi квантових ям. Відомо [242], що для SiGe шарів з вмістом Ge більше 30% гетеромежа між матрицею Si та SiGe є гетеромежею II-типу. При цьому яма для електронів реалізується в шарах з більшою концентрацією Ge (рис. 3.4).

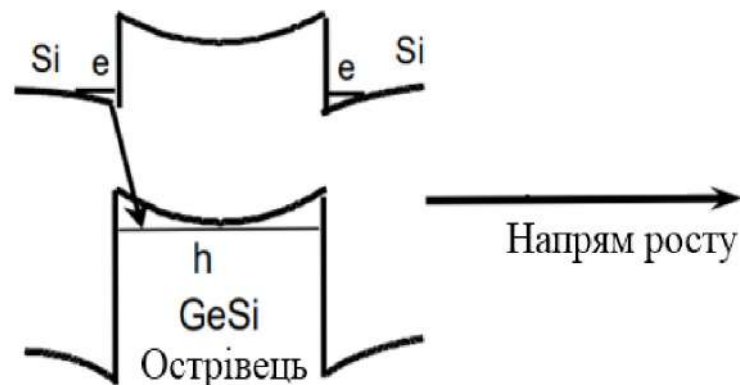


Рис. 3.4. Схематичне представлення зонної діаграми структури з GeSi/Si(001) самоіндукованими острівцями, h – енергетичний рівень важких дірок в острівці, e – енергетичний рівень електронів на гетеромезі кремній – острівець.

Через обмеження, що накладаються критичною товщиною псевдоепітаксiального зростання в зразках з GeSi квантовими ямами, не вдається досягти практично важливої ділянки довжин хвиль 1,55 мкм. Це пов'язано з малою критичною товщиною псевдоепітаксiального планарного росту шарів GeSi з великим вмістом Ge. В тонких напружених шарах GeSi через ефекти розмірного квантування енергетичний рівень дірок в шарі SiGe

знаходиться далеко від вершини валентної зони шару, поблизу краю валентної зони Si. Внаслідок цього сигнал люмінесценції, що спостерігається в структурах з напруженими шарами SiGe, знаходиться в області довжин хвиль більших за 1,55 мкм. У той же час було показано, що в структурах з Ge(Si) самоіндукованими острівцями сигнал електро- та фотолюмінесценції спостерігається в області довжин хвиль 1,3–2 мкм [236-238, 243]. Зсув сигналу люмінесценції в структурах з острівцями пов'язаний з тим фактом, що через часткову релаксацію пружних напружень острівці мають висоту більшу, ніж критична товщина псевдоепітаксiального планарного росту. Через більший розмір острівців в напрямку росту в порівнянні з напруженими SiGe квантовими ямами та пов'язаного з цим зменшенням впливу ефектів розмірного квантування на положення енергетичного рівня носіїв струму в острівцях, енергетичний рівень дірок в острівцях зміщений до вершини валентної зони. Це призводить до зменшення енергії (збільшення довжини хвилі) оптичного переходу, пов'язаного з випромінювальною рекомбінацією дірок в острівцях та електронів в Si [242, 244]. Згідно з експериментальними даними та розрахунками зонної діаграми, глибина потенційної ями для дірок в острівцях в залежності від умов росту становить 200–400 меВ, що значно більше характерних значень для квантових ям SiGe. Збільшення локалізації дірок в острівцях призводить до зростання температури гашення сигналу люмінесценції від острівців [245]. В результаті цього в структурах з GeSi наноострівцями сигнал фото- та електролюмінесценції в області довжин хвиль 1,3–1,55 мкм спостерігався до кімнатної температури [236, 246, 247].

3.2. Розрахунок величини внутрішніх механічних напружень в наноплівці германію, вирощеній на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$

Основу сучасної наноелектроніки становлять гетеропереходи та напівпровідникові надгратки [248, 249]. Особливий інтерес у дослідників викликають псевдоморфні напружені гетероструктури, зокрема, кремній-германієві структури із сумісною ґраткою, що обумовлено можливістю

керувати широким спектром фізичних властивостей композиційних шарів структури зміною величини деформації і співвідношенням товщини контактуючих напівпровідників [250]. За рахунок застосування напружених GeSi шарів в якості бази біполярного транзистора вдалося значно підвищити його швидкодію та налагодити комерційне виробництво інтегральних схем на основі кремнію з робочою частотою вище 100 ГГц [126]. Останнім часом значні успіхи в збільшенні швидкодії польових транзисторів досягнуті за рахунок використання в якості штучних підкладок релаксованих $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ буферних шарів, сформованих на Si(001) підкладках. Ріст напружених Si та Ge шарів на релаксованих $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ (001) буферних шарах дозволяє збільшити швидкодію польових транзисторів як з n-, так і з p-каналом [251].

Вплив деформацій на окремо взятий напівпровідник в літературі описано досить детально, існують як експериментальні, так і теоретичні дослідження [1, 2]. В роботах [141, 142, 252-257] розглядався вплив деформацій на енергетичну зонну структуру монокристалів Si, SiGe та гетеропереходу Si/SiGe. В роботі [258] запропоновано модель деформацій в напруженій напівпровідниковій структурі, що складається з довільного числа шарів кремнію та германію. На основі даної моделі були розраховані величини відносних деформацій, які виникають в шарах Si та Ge в залежності від співвідношення між товщинами цих шарів, та їх вплив на енергетичну зону діаграму гетеропереходу SiGe. Однак автори даної роботи обмежились лише розглядом впливу деформації на зміщення найнищих за шкалою енергій мінімумів зони провідності германію (L_1 -мінімумів) та кремнію (Δ_1 -мінімумів), і при цьому не враховувалось зміщення високоенергетичних мінімумів, які за значних внутрішніх механічних напружень, наявних в таких наноструктурах, можуть стати основними. Також в літературі є досить обмежені відомості щодо впливу таких мінімумів на електричні та оптичні властивості напружених наноплівки, квантових точок, квантових дротів германію та кремнію. Високоенергетичні мінімуми зони провідності кремнію Γ_{15} та L_1 знаходяться за шкалою енергій вище від основних Δ_1 -мінімумів

більше, ніж на 1 eV [259]. Енергетичні положення Γ_2 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності германію відносно L_1 -мінімумів розміщені вище на 0,14 та 0,18 eV відповідно [259]. Тому логічно, перш за все, розглянути вплив внутрішніх деформаційних полів на зміщення даних мінімумів в германії, оскільки вклад мінімумів Γ_{15} та L_1 зони провідності кремнію в різні кінетичні та оптичні ефекти в таких наноструктурах буде відчутним для надвисоких деформацій, які можуть перевищувати границю міцності кремнію. Одержані результати матимуть практичне значення для наноелектроніки, в якій використовується напружений германій [260-262].

В роботах [263, 264] було проведено розрахунок величини деформацій, які виникають в наноплівці германію, яка одержана на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ з кристалографічною орієнтацією (001) (рис. 3.5). Невідповідність сталей ґратки германію та підкладки $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ є причиною появи внутрішніх механічних напружень в наноплівці германію.

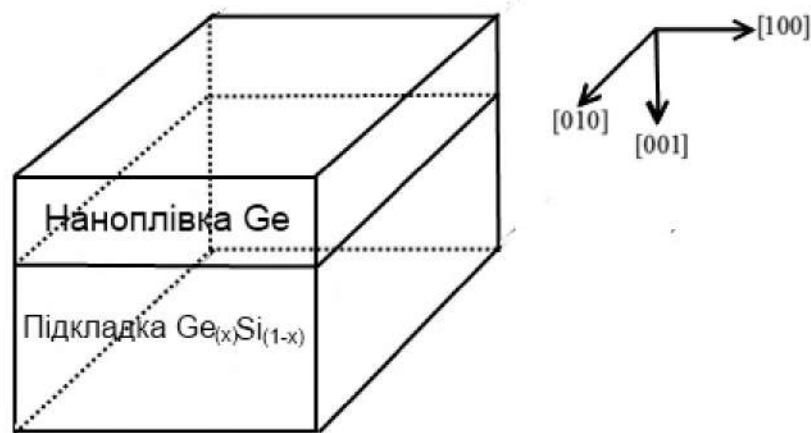


Рис. 3.5. Кристалографічна орієнтація наноплівки германію на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ (001).

Позначимо сталі ґратки в кристалографічних напрямках [100] та [010] як a_{\parallel} (загальні для підкладки та наноплівки), а в напрямку [001] – a_{\perp} (різні для підкладки та наноплівки). Будемо вважати, що деформації в наноплівці однорідні по всій товщині. Відповідно до теорії пружності, величина механічного напруження в однорідній кристалічній плівці з початковою сталою решітки a_i та товщиною h_i визначається виразом [265]:

$$\tau_i = \chi_i h_i \frac{(a_{\parallel} - a_i)}{a_i}, \chi_i = \frac{E_i}{1 - \nu_i}, \quad (3.1)$$

де E_i та ν_i – модуль Юнга та коефіцієнт Пуассона відповідно.

Умова рівноваги механічних напружень дає рівність:

$$\sum_{i=1}^N \tau_i = 0, \quad (3.2)$$

де τ_i – механічне напруження в i -му шарі, яке віднесене до одиниці товщини.

З рівнянь (3.1) та (3.2) отримуємо такі вирази для сталей ґратки кристалічних шарів підкладки та наноплівки вздовж контактної площини a_{\parallel} та в перпендикулярному напрямку $a_{\perp i}$:

$$a_{\parallel} = \frac{\sum_{i=1}^N \chi_i h_i}{\sum_{i=1}^N \frac{\chi_i h_i}{a_i}}, a_{\perp i} = a_i + \frac{2\nu_i}{1 - \nu_i} \left(a_i - \frac{\sum_{i=1}^N \chi_i h_i}{\sum_{i=1}^N \frac{\chi_i h_i}{a_i}} \right). \quad (3.3)$$

Величини відносних деформацій в кожному із шарів визначаються рівностями:

$$\begin{aligned} (\varepsilon_i)_{12} &= (\varepsilon_i)_{23} = (\varepsilon_i)_{13} = 0, \\ (\varepsilon_i)_{11} &= (\varepsilon_i)_{22} = \frac{a_{\parallel} - a_i}{a_i}, \\ (\varepsilon_i)_{33} &= \frac{a_{\perp i} - a_i}{a_i}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

де індекси 1, 2, 3 визначають напрямки [100], [010], [001] відповідно.

На основі отриманих виразів (3.1–3.4) можна визначити сталі ґраток та відносні деформації, які виникають в шарах на основі напівпровідникових матеріалів з кристалічними решітками типу алмазу або цинковою обманки. Для розглядуваного випадку, врахувавши те, що товщина підкладки $h_{\text{Ge}(x)\text{Si}(1-x)}$ набагато більша за товщину наноплівки германію h_{Ge} , вирази (3.4), без врахування деформації в підкладці, можна представити так:

$$(\varepsilon_{\text{Ge}})_{11} = (\varepsilon_{\text{Ge}})_{22} = \frac{a_{\text{Ge}(x)\text{Si}(1-x)} - a_{\text{Ge}}}{a_{\text{Ge}}}, (\varepsilon_{\text{Ge}})_{33} = -\frac{2\nu_{\text{Ge}}}{1 - \nu_{\text{Ge}}} \frac{a_{\text{Ge}(x)\text{Si}(1-x)} - a_{\text{Ge}}}{a_{\text{Ge}}}, \quad (3.5)$$

де $\nu_{\text{Ge}}=0,26$ [265].

Авторами роботи [266], враховуючи експериментальні залежності сталої ґратки сплаву $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ від його компонентного складу [267], було одержано аналітичний вираз для розрахунку сталої ґратки сплаву $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$:

$$a_{\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}} = a_{\text{Si}}(1-x) + a_{\text{Ge}}x - bx(1-x), \quad (3.6)$$

де $b = 1,88 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$.

Беручи до уваги вирази (3.5) та (3.6), значення сталих ґратки германію $a_{\text{Ge}} = 5,658 \text{ \AA}$ та кремнію $a_{\text{Si}} = 5,431 \text{ \AA}$ [259], можна одержати залежності величин відносних деформацій, які виникають в наноплівці германію, від компонентного складу підкладки $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ (рис. 3.6).

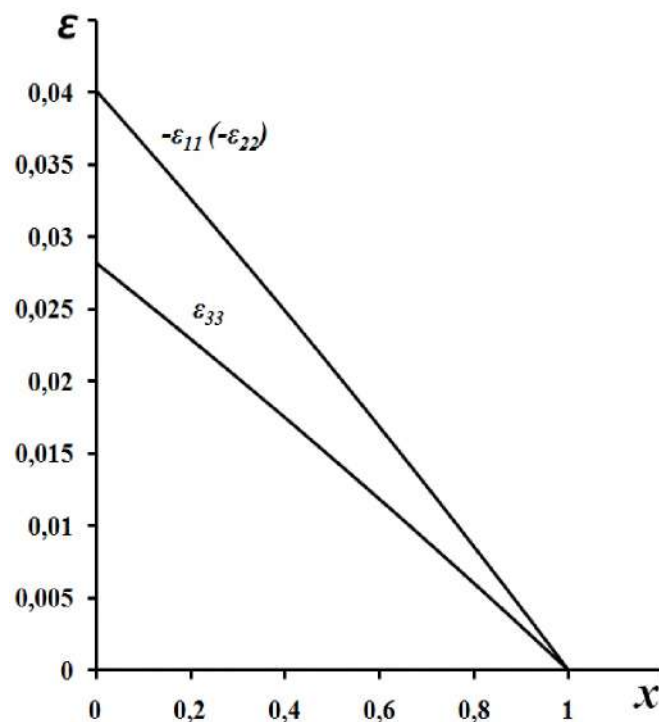


Рис. 3.6. Залежності величин відносних деформацій в наноплівці германію від компонентного складу підкладки $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$.

Як слідує з рис. 3.6, для наноплівки германію в напрямках $[100]$, $[010]$ величина відносної деформації ϵ_{\parallel} від'ємна (наноплівка стиснута), а в напрямку $[001]$ деформація ϵ_{\perp} додатна (наноплівка розтягнута). Збільшення вмісту кремнію в підкладці призводить до зростання величин відносних деформацій в наноплівці германію за рахунок збільшення різниці між сталими ґраток германію та підкладки.

3.3. Вплив внутрішніх механічних напружень на зонну структуру наноплівки германію

Використовуючи дані про компоненти тензора деформації та значення відносних деформацій (рис. 3.6), можна провести розрахунок зонної структури напруженої наноплівки германію, яка знаходиться на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ в залежності від її компонентного складу. Такі розрахунки проводились в роботах [263, 264].

В германії просте стиснення або розтягнення (без зсувних деформацій) вздовж кристалографічних напрямків [100], [010] та [001] призводить до однакового зміщення чотирьох L_1 -мінімумів зони провідності [2]

$$\Delta E_i = \left(\Xi_d^{L_1} + \frac{1}{3} \Xi_u^{L_1} \right) \Delta, \quad (3.7)$$

де $\Delta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$ – зміна об'єму при деформації.

Для кристалічного германію константи деформаційного потенціалу рівні: $\Xi_d^{L_1} = -6,4$ еВ, $\Xi_u^{L_1} = 16,4$ еВ [39].

Зміщення енергетичних мінімумів Δ_1 зони провідності германію, розміщених у напрямках [100], [010] і [001], під дією деформації визначаються рівностями [38]:

$$\begin{aligned} \Delta E_1[100] &= \Xi_d^{\Delta_1} \Delta + \Xi_u^{\Delta_1} \varepsilon_{11}; \\ \Delta E_2[010] &= \Xi_d^{\Delta_1} \Delta + \Xi_u^{\Delta_1} \varepsilon_{22}; \\ \Delta E_3[001] &= \Xi_d^{\Delta_1} \Delta + \Xi_u^{\Delta_1} \varepsilon_{33}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Значення констант деформаційного потенціалу $\Xi_u^{\Delta_1} = 11,82$ еВ та $\Xi_d^{\Delta_1} = -1,29$ еВ для Δ_1 -мінімуму були знайдені в роботі [166].

Зміщення Γ_2 -мінімуму, який знаходиться в центри зони Брілюена, описується виразом [2]:

$$\Delta E[\Gamma_2] = \Xi^{F_2} \Delta. \quad (3.9)$$

В роботі [168] на основі аналізу вольт-амперної характеристики тунельного діода при $T=4,2$ К було знайдено константу деформаційного потенціалу $\Xi^{F_2} = -6,8$ еВ для Γ_2 -мінімуму.

Зміна валентної зони під дією деформації носить складний характер. Для однорідних деформацій вираз для розщеплення валентної зони можна представити у вигляді [2]:

$$\Delta E_v = a_v \Delta \pm b_v |(\varepsilon_{11} - \varepsilon_{33})|, \quad (3.10)$$

де a_v, b_v – константи деформаційного потенціалу валентної зони. Для германію $a_v(\text{Ge})=1,24$ еВ, $b_v(\text{Ge})=-2,86$ еВ при $T=300$ К [146], знак «+» відповідає легким діркам, а знак «-» – важким. Дія деформацій в Ge призводить до зняття виродження валентних зон «легких» та «важких» дірок в точці Γ_{25} та їх розщеплення.

На основі виразів (3.7-3.10), даних рис. 3.6 та значень констант деформаційного потенціалу зон провідності та валентної германію було проведено розрахунки зонної структури для напруженої наноплівки германію, вирощеної на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$, в залежності від її компонентного складу. Дані розрахунки представлені на рис. 3.7.

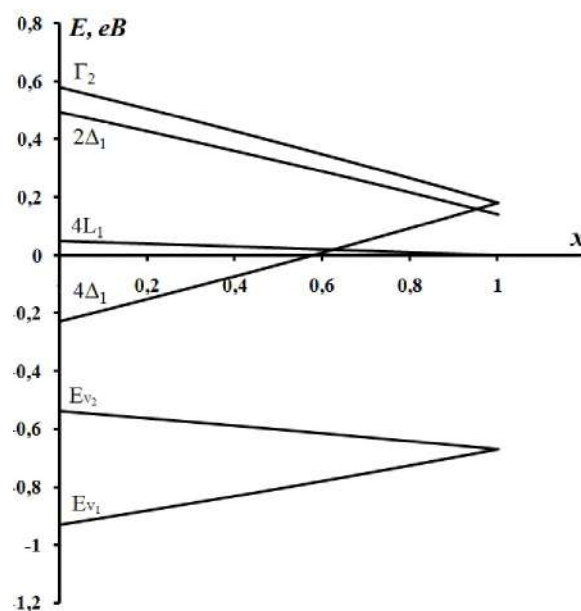


Рис. 3.7. Зонна структура напруженої наноплівки германію, яка вирощена на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ (001).

Як видно з рис. 3.7, для випадку, коли маємо підкладку з кремнію ($x=0$), найнищими за шкалою енергій в зонній структурі наноплівки германію будуть чотири Δ_1 -мінімуми зони провідності германію, а верхньою виявиться валентна зона «важких» дірок. Зростання вмісту германію в підкладці

призводить до збільшення ширини забороненої зони та зменшення величини розщеплення зон «легких» та «важких» дірок наноплівки. При вмісті германію $x > 0,6$ в підкладці визначальними в енергетичному спектрі наноплівки германію стають L_1 -мінімуми. Очевидно також, що деформація призводить не лише до кількісних, але також і до якісних змін в зонній структурі деформованих напівпровідникових структур, що має призвести, в свою чергу, до істотної зміни електричних властивостей напруженого гетеропереходу.

Таким чином, внутрішні механічні напруження, які виникають в напруженій наноплівці германію помітно впливають на її зонну структуру. Зміна компонентного складу підкладки на основі сплаву $Ge_{(x)}Si_{(1-x)}$ дозволяє прогнозувати та керувати параметрами зонної структури, а отже й електричними властивостями такої плівки. Представленні розрахунки величини внутрішніх деформаційних полів та зонної структури напруженої наноплівки германію можуть бути корисні при моделюванні фізичних властивостей деформованих напівпровідників та електричних характеристик приладів, виготовлених на основі напружених напівпровідникових наноструктур з гетеропереходами.

3.4. Розрахунок енергії іонізації мілких та глибоких донорних домішок в напруженій наноплівці германію

Останнім часом широке використання у мікроелектронних приладах знайшли гетероструктури як з напруженими границями, так і без них. Напівпровідникові германієві наноплівки викликають інтерес у зв'язку з їх сумісністю з кремнієвими технологіями та новими можливостям їх практичного застосування в польових транзисторах, інфрачервоних детекторах, сонячних елементах, фотодіодах, системах пам'яті, лазерах [268-270]. Наявність різного роду домішок та полів внутрішніх механічних напружень в нанокристалічних плівках Ge та SiGe, вирощених на кремнієвій підкладці, суттєво впливає на транспорт носіїв струму, електричні та оптичні властивості таких плівок [271-277]. Майже всі наукові публікації з наноелектроніки, які присвячені дослідженню та моделюванню фізичних властивостей квантових систем на

основі напруженого германію та кремнію, обмежені лише розглядом впливу деформації та пов'язаних з нею ефектів на атоми матриці наноструктури – кремнію та германію. При синтезі таких наноструктур вводяться контрольовані та неконтрольовані домішки, енергетичні рівні яких можуть зазнавати зміщення при деформації та суттєво впливати на фізичні властивості одержаних наноструктур. Енергія іонізації мілкового рівня описується параметрами тієї дозволеної зони, до якої він практично прилягає, і за наявності деформації швидкість зміщення мілких домішкових рівнів така ж, як і відповідного мінімуму зони провідності багатодолинного напівпровідника [1]. При цьому енергія іонізації мілких домішок практично не залежить від деформації. Це пояснюється тим, що енергія іонізації мілкового рівня описується наближенням ефективної маси, а зміна ефективної маси, яка відповідає певному мінімуму зони провідності, при деформації проявляється аж в третьому наближенні теорії збурень. Для домішок, які створюють в забороненій зоні напівпровідника глибокі енергетичні рівні, їх енергія іонізації буде залежати від деформації, оскільки баричний коефіцієнт для зміщення глибоких рівнів при деформації відрізняється від баричних коефіцієнтів для мінімумів зони провідності або віток валентної зони [278]. За рахунок радикальної деформаційної перебудови при великих деформаціях зона провідності багатодолинного напівпровідника може складатись з мінімумів енергії різної симетрії [2]. Це, в свою чергу, впливатиме на енергію іонізації як мілких, так і глибоких енергетичних рівнів домішок. Тому цікавим та актуальним як з наукової, так і практичної точок зору є вивчення впливу внутрішніх деформаційних полів на зонну структуру наноплівки германію, легованої мілкими та глибокими донорними домішками.

В роботі [279] досліджувався вплив внутрішніх механічних напружень на енергію іонізації донорних домішок в наноплівці германію, яка вирощена на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ з кристалографічною орієнтацією (001). Теоретичні розрахунки величин внутрішніх механічних напружень в наноплівці, її зонної структури та розв'язування рівнянь електронейтральності для знаходження

енергетичних положень рівнів легуючих домішок в забороненій зоні напруженої наноплівки германію здійснювались за допомогою системи комп'ютерної алгебри MathCad 14. Введення в MathCad 14 необхідних математичних виразів для проведення таких розрахунків здійснювалось за допомогою вбудованого редактора формул. При цьому не потрібно було спочатку писати програму, яка реалізує дані розрахунки, а потім запускати її на виконання. Програмне забезпечення виконує обчислення автоматично, використовуючи відповідні числові методи та алгоритми. Зокрема, в нашому випадку для обчислення енергетичного положення E_d рівня донорної домішки в наноплівці германію використовувалась вбудована функція `root`. Робота цієї функції заснована на модифікованому методі Мюллера. Також `root` вимагає приблизного початкового значення для кореня, яке було визначене за допомогою графічного методу розв'язання рівняння $f(E_d)=0$.

Для області температур, при яких відбувається іонізація донорної домішки, а власна провідність ще не проявляється, рівняння електронейтральності матиме вигляд [164]:

$$n = p_d = \frac{N_d}{2e^{\frac{E_F - E_d}{kT}} + 1}, \quad (3.11)$$

де n – концентрація електронів в зоні провідності, p_d – концентрація дірок на донорному рівні, E_F – енергія Фермі, E_d – енергія іонізації донорної домішки.

Концентрація електронів в зоні провідності в загальному випадку

$$n = n_{L_1} + n_{\Delta_1}, \quad (3.12)$$

де n_{L_1} – концентрація електронів в L_1 -мінімумах, n_{Δ_1} – концентрація електронів в чотирьох Δ_1 -мінімумах зони провідності напруженої наноплівки германію.

Якщо наноплівка розташована в площині XOY, де її розміри макроскопічні, а її товщина d , яка має нанорозмір, відраховується вздовж координатної осі Z, то при таких умовах спостереження рух носія струму вздовж осі Z еквівалентний рухові в прямокутній потенціальній ямі шириною d . Оскільки робота виходу електронів з більшості твердих тіл має величину 4-

5 eВ, що набагато перевищує значення середньої теплової енергії носія струму при кімнатній температурі, то потенціальну яму можна вважати нескінченно глибокою [280]. Тоді енергетичний спектр електрона в наноплівці буде описуватись виразом:

$$E_n = E_C + \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m_{\perp}} + \frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\parallel} d^2} \quad (3.13)$$

Загальна кількість електронів в наноплівці у випадку невідродженого електронного газу рівна [281]:

$$N = 2 \sum_{n, p_x, p_y} e^{-\frac{E_n - E_F}{kT}} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\parallel} kT d^2}} \cdot \sum_{p_x, p_y} e^{-\frac{p_x^2 + p_y^2}{2m_{\perp} kT}} \cdot e^{-\frac{E_F - E_C}{kT}}, \quad (3.14)$$

де E_C – енергетичне положення дна зони провідності, m_{\parallel} та m_{\perp} – компоненти тензора ефективної маси електрона.

У виразі (3.14) компоненти квазіімпульсу p_x та p_y електрона змінюються квазінеперервно, тому для обчислення суми за цими компонентами можна використати формалізм переходу від сумування до інтегрування за формулою:

$$\sum_{p_x, p_y} e^{-\frac{p_x^2 + p_y^2}{2m_{\perp} kT}} = \frac{S}{h^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{p_x^2 + p_y^2}{2m_{\perp} kT}} dp_x dp_y = \frac{S}{h^2} \cdot 2\pi m_{\perp} kT, \quad (3.15)$$

де S – площа плівки.

Тоді, згідно з (3.14) та (3.15), вираз для концентрації електронів в наноплівці матиме вигляд:

$$n = \frac{N}{S \cdot d} = \left(\frac{2}{d} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\parallel} kT d^2}} \right) \frac{2\pi m_{\perp} kT}{h^2} \cdot e^{-\frac{E_F - E_C}{kT}}. \quad (3.16)$$

Згідно з (3.16), можна записати вирази для концентрацій електронів в L_1 - та чотирьох Δ_1 -мінімумах зони провідності напруженої наноплівки германію:

$$n_{L_1} = \left(\frac{2}{d} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\parallel}^{L_1} kT d^2}} \right) \frac{2\pi m_{\perp}^{L_1} kT}{h^2} \cdot e^{-\frac{E_F - E_{L_1}}{kT}}, \quad n_{\Delta_1} = \left(\frac{2}{d} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\parallel}^{\Delta_1} kT d^2}} \right) \frac{2\pi m_{\perp}^{\Delta_1} kT}{h^2} \cdot e^{-\frac{E_F - E_{\Delta_1}}{kT}} \quad (3.17)$$

Тоді, враховуючи (3.12) та (3.17),

$$n = f(d)e^{\frac{E_F}{kT}}, \quad (3.18)$$

$$\text{де } f(d) = \frac{4\pi kT}{h^2 d} \left(m_{\perp}^{L_1} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\perp}^{L_1} kT d^2}} \cdot e^{-\frac{E_{L_1}}{kT}} + m_{\perp}^{\Delta_1} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\perp}^{\Delta_1} kT d^2}} \cdot e^{-\frac{E_{\Delta_1}}{kT}} \right).$$

Рівняння електронейтральності (3.11), згідно з (3.18), матиме вигляд:

$$f(d)e^{\frac{E_F}{kT}} = \frac{N_d}{2e^{\frac{E_F - E_d}{kT}} + 1}. \quad (3.19)$$

Виразимо з рівняння (3.19) енергію Фермі E_F через енергію іонізації донорної домішки.

$$t = e^{\frac{E_F}{kT}} = \frac{1}{4} \left(\sqrt{1 + 8 \frac{N_d}{f(d)} e^{-\frac{E_d}{kT}}} - 1 \right). \quad (3.20)$$

Деформаційна перебудова зонної структури наноплівки призведе до того, що для випадку $(L_1 - \Delta_1)$ - структури зони провідності германію енергетичний рівень легуючої домішки почне взаємодіяти також з чотирма Δ_1 -мінімумами. Внаслідок цього домішковий рівень зазнає додаткового виродження та відповідно розщепиться на дві компоненти з енергіями E_1 та E_2 (див. рис. 3.8), які зв'язані з L_1 - та Δ_1 -мінімумами. Тоді можна записати вирази для знаходження енергетичних положень даних компонент відносно L_1 - та Δ_1 -мінімумів:

$$\Delta E_1^{L_1} = E_1 - E_{L_1}, \quad \Delta E_2^{L_1} = E_2 - E_{L_1}, \quad \Delta E_1^{\Delta_1} = E_1 - E_{\Delta_1}, \quad \Delta E_2^{\Delta_1} = E_2 - E_{\Delta_1}. \quad (3.21)$$

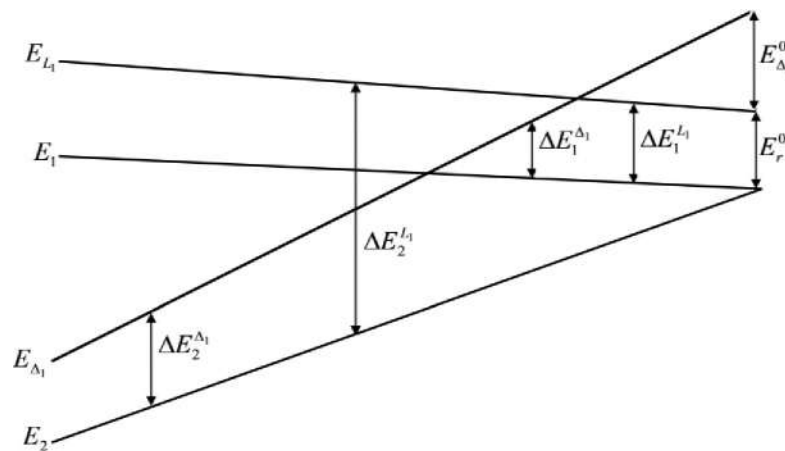


Рис. 3.8. Енергетичні положення компонент E_1 та E_2 розщеплення домішкового рівня відносно L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності напруженої наноплівки германію.

Як відомо [107, 282], зміну енергетичного положення рівня ΔE , домішок або дефектів в напівпровідниках під дією сильних одновісних пружних деформацій в багатьох випадках можна описати лінійною функцією тиску:

$$\Delta E_r = \left(1 - \frac{E_r^0}{E_g^0}\right) \Delta E_c + \frac{E_r^0}{E_g^0} \Delta E_v, \quad (3.22)$$

де E_r^0 – енергія іонізації рівня домішок або дефектів при відсутності деформації, E_g^0 – ширина забороненої зони недеформованого напівпровідника, ΔE_c та ΔE_v – зміщення дна зони провідності та вершини валентної зони при деформації відповідно. Тоді енергетичне положення рівня домішки або дефекту в забороненій зоні деформованого напівпровідника можна представити так:

$$E_r = E_r^0 + \Delta E_r = E_r^0 + \left(1 - \frac{E_r^0}{E_g^0}\right) (E_c - E_c^0) + \frac{E_r^0}{E_g^0} (E_v - E_v^0). \quad (3.23)$$

Згідно з (3.22), енергетичні положення компонент E_1 та E_2 розщепленого рівня

$$E_1 = E_r^0 + \left(1 - \frac{E_r^0}{E_{g,L_1}^0}\right) (E_{L_1} - E_{L_1}^0) + \frac{E_r^0}{E_{g,L_1}^0} (E_{v_2} - E_v^0), \quad (3.24)$$

$$E_2 = E_r^0 + \left(1 - \frac{E_r^0}{E_{g,\Delta_1}^0}\right) (E_{\Delta_1} - E_{\Delta_1}^0) + \frac{E_r^0}{E_{g,\Delta_1}^0} (E_{v_2} - E_v^0). \quad (3.25)$$

Якщо нульовий відлік енергії співпадає з положенням дна зони провідності недеформованого германію (з положенням L_1 -мінімуму), то $E_{L_1}^0 = 0$, $E_{\Delta_1}^0 = 0,18 \text{ eV}$, $E_{g,L_1}^0 = 0,67 \text{ eV}$, $E_{g,\Delta_1}^0 = 0,85 \text{ eV}$, $E_v^0 = -E_{g,L_1}^0 = -0,67 \text{ eV}$.

Для випадку невиродженого електронного газу відношення ймовірностей $f(E_1)$ та $f(E_2)$ заповнення компонент E_1 та E_2 розщепленого домішкового рівня електронами підкоряється класичній статистиці Максвелла – Больцмана:

$$\frac{f(E_1)}{f(E_2)} = e^{\frac{\Delta E}{kT}}, \quad (3.26)$$

де $\Delta E = E_1 - E_2 > 0$.

$$f(E_1) + f(E_2) = 1 \quad (3.27)$$

Враховуючи те, що домішковий рівень розщеплюється на дві компоненти з різним ступенем заповнення електронами, на основі виразів (3.19-3.27), рівняння електронейтральності (3.19) можна записати у вигляді:

$$\begin{aligned} & \frac{e^{\frac{\Delta E}{kT}}}{1+e^{\frac{\Delta E}{kT}}} \left(\frac{1}{2te^{-\frac{\Delta E_1^{L_1}}{kT}}+1} + \frac{1}{2te^{-\frac{\Delta E_1^{\Delta_1}}{kT}}+1} \right) + \\ & + \frac{1}{1+e^{\frac{\Delta E}{kT}}} \left(\frac{1}{2te^{-\frac{\Delta E_2^{L_1}}{kT}}+1} + \frac{1}{2te^{-\frac{\Delta E_2^{\Delta_1}}{kT}}+1} \right) = \frac{1}{2te^{-\frac{-E_d}{kT}}+1} \end{aligned} \quad (3.28)$$

З розв'язків рівняння (3.28) були одержані залежності енергетичних положень рівнів легуючих домішок в забороненій зоні напруженої наноплівки германію від компонентного складу підкладки (рис. 3.9, криві 1-3). Для проведення таких розрахунків враховувались дані щодо енергетичних положень різних мінімумів зони провідності та віток валентної зони в напруженій наноплівці германію, компонент E_1 та E_2 розщепленого рівня домішки, тензора ефективної маси $m_{\perp}^{L_1} = 0,082m_0$, $m_{\parallel}^{L_1} = 1,58m_0$, $m_{\perp}^{\Delta_1} = 0,32m_0$, $m_{\parallel}^{\Delta_1} = 1,65m_0$ для L_1 - та Δ_1 -мінімумів [160].

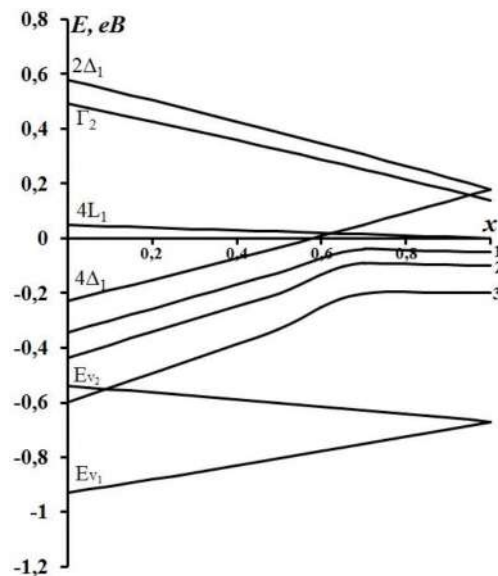


Рис. 3.9. Залежності зонної структури наноплівки германію, легованої донорною домішкою з різною енергією іонізації E_r^0 , від компонентного складу підкладки $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$. Результати розрахунків для домішок з енергією іонізації E_r^0 , meV : 1 – 50, 2 – 100, 3 – 200.

Розрахунки проводились для домішок з енергіями іонізації $E_r^0 = 50 \text{ meV}$, $E_r^0 = 100 \text{ meV}$ та $E_r^0 = 200 \text{ meV}$ та для наноплівки германію товщиною $d=12 \text{ nm}$ при $T=150 \text{ K}$. Згідно з рис. 3.9, деформаційна перебудова зон провідності та валентної наноплівки буде впливати на енергію іонізації легуючих домішок. Це пов'язано з розщепленням домішкового рівня на дві компоненти з різним значенням енергій E_1 та E_2 . Такі зміни зонної структури наноплівки германію будуть визначати її електричні та оптичні властивості, що необхідно враховувати при синтезі напружених квантових ям германію. Залежності величин енергії іонізації для даних домішок від компонентного складу підкладки відносно дна зони провідності напруженої наноплівки германію представлені на рис. 3.10.

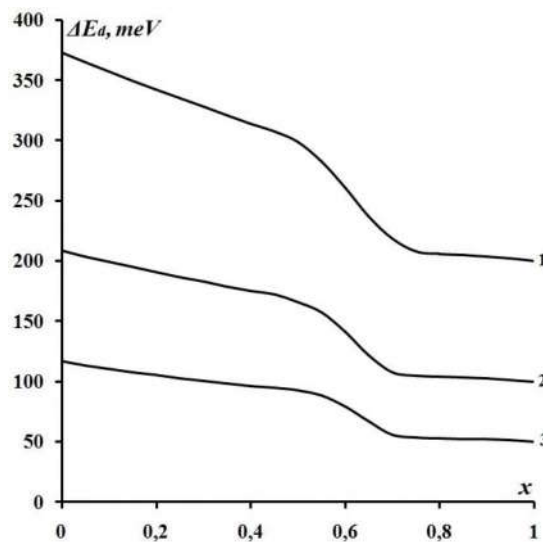


Рис. 3.10. Залежності енергії іонізації донорних домішок від компонентного складу підкладки $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ в наноплівці германію. Результати розрахунків представлені для домішок з енергією іонізації E_r^0 , meV: 1 – 200, 2 – 100, 3 – 50.

Як слідує з рис. 3.10, збільшення вмісту Si в підкладці призводить до зростання енергії іонізації легуючої домішки, особливо при $x < 0,7$. Таке зростання енергії іонізації домішки можна пояснити збільшенням ефективної маси електрона за рахунок радикальної деформаційної перебудови зони провідності та ступеня взаємодії домішкового рівня з валентною зоною германію. Результати теоретичних розрахунків значень внутрішніх механічних напружень в наноплівці германію та її зонної структури добре узгоджуються з

експериментальними результатами досліджень атомно-силової мікроскопії, рентгенівської дифракції та Раманової спектроскопії [283–285].

Таким чином, внаслідок радикальної деформаційної перебудови зонної структури германію за рахунок значних внутрішніх механічних напружень відбувається зростання енергії іонізації як мілкої, так і глибокої легуючої домішки в наноплівці германію. Це пояснюється, в першу чергу, зростанням ефективної маси електрона, що призводить до зменшення характерного розміру хвильової функції електрона, локалізованого на донорній домішці. Залежність енергії іонізації домішки від величини внутрішніх напружень пов'язана з різними значеннями величини баричних коефіцієнтів для зміщення енергетичного рівня домішки та найнижчого мінімуму зони провідності напруженої наноплівки германію. Баричний коефіцієнт для зміщення домішкового рівня залежить від енергії іонізації домішки E_r^0 в ненапруженій наноплівці германію. Зростання даної енергії призводить також до збільшення генетичного зв'язку енергетичного рівня домішки з валентною зоною германію, яка зазнає деформаційної перебудови під дією внутрішніх механічних напружень. Тому для домішок з енергією іонізації E_r^0 більше, ніж 200 meV , їх енергетичні рівні в Δ_1 -моделі зони провідності будуть знаходитись у валентній зоні. Цілеспрямована зміна компонентного складу підкладки та прогнозований вибір роду легуючої домішки із певним значенням енергії іонізації дозволить керувати електричними та оптичними властивостями наноплівки германію.

Представлені розрахунки величини внутрішніх механічних напружень та зонної структури для напруженої наноплівки германію, легованої донорною домішкою, можуть бути корисні при моделюванні робочих характеристик приладів, виготовлених на основі такої наноплівки або інших напружених напівпровідникових наноструктур з гетеропереходами. До таких приладів можна віднести, наприклад, трьохдіапазонні детектори інфрачервоного випромінювання з керованим діапазоном фоточутливості. Перший діапазон фоточутливості таких детекторів пов'язаний з переходами електронів з валентної зони в зону провідності напруженої наноплівки германію (власне

поглинання). Другий діапазон – це переходи електронів з донорного рівня в зону провідності наноплівки (домішкове поглинання), а третій – переходи електронів з валентної зони наноплівки на термічно іонізований донорний рівень. Довжиною хвилі, на яку припадає максимум ІЧ-поглинання для кожного з діапазонів, можна керувати за рахунок варіації вмісту кремнію в підкладці.

3.5. Електричні властивості та розмірні ефекти в нелегованих та легованих донорною домішкою напружених наноплівках германію

Квантово-розмірні ефекти, які проявляються в наноструктурах, впливають на процеси транспорту носіїв струму та відповідно визначають електричні властивості одержаних наноматеріалів. Значний інтерес до систем з пониженою розмірністю пов'язаний з тим, що для них є притаманні такі унікальні фізичні властивості, які не характерні для об'ємних кристалів. Інтенсивні дослідження різних напівпровідникових гетеросистем зумовлені перспективою їх застосування в наноелектроніці та лазерній техніці [286]. Германій є єдиним хімічним елементом, який дозволяє отримувати гетероструктури різного складу та товщини на підкладках з кремнію. Співвідношення сталих кристалічних ґраток матеріалів гетеропари визначає якість границі поділу. Гетеропереходи часто створюють з матеріалів, сталі ґраток яких можуть відрізнитися суттєво. Це є причиною виникнення значних механічних напружень в гетероструктурах та дозволяє на поверхні підкладки вирощувати досить тонкі плівки, які використовуються в оптоелектроніці, зокрема у лазерах на квантових ямах та електрооптичних модуляторах [287-292]. В роботах [293-295] було встановлено, що для напружених квантових ям германію характерною є висока рухливість дірок. Це дозволяє конструювати на основі таких квантових ям р-MOSFET та р-MODFET транзистори з високопровідними каналами [294, 296]. Наявні механізми розсіяння носіїв струму в квантовій ямі та деформаційна перебудова її валентної зони за рахунок внутрішніх механічних напружень будуть визначати величину

рухливості дірок. Авторами робіт [297, 298] проводились розрахунки рухливості носіїв струму в квантових ямах германію. Проведенні в роботі [298] розрахунки холівської рухливості для випадку розсіяння носіїв струму на іонізованих домішках та акустичних фононах добре узгоджуються з відповідними експериментальними результатами. Одержані незначні розбіжності були пояснені не врахуванням в розрахунках міждолинного та електрон-електронного розсіяння. Також електричними та оптичними властивостями напружених наноплівки германію можна керувати не лише варіацією величини внутрішніх механічних напружень, які виникають на межі гетеропереходу, але й легуванням таких плівок донорними або акцепторними домішками [299-301]. В роботі [264] досліджувався вплив внутрішніх механічних напружень на електричні властивості напруженої наноплівки германію, вирощеної на кремнієвій підкладці з кристалографічною орієнтацією (001). В даному випадку під дією таких механічних напружень відбувається радикальна деформаційна перебудова зонної структури наноплівки, яка призводить до значного зростання в наноплівці концентрації вільних носіїв струму за рахунок зменшення ширини забороненої зони. Для наноплівки германію товщиною $d < 7$ нм значне зменшення концентрації вільних носіїв струму пояснюється посиленням ролі квантово-розмірних ефектів.

З метою комплексної оцінки впливу внутрішніх механічних напружень та легування домішками на електричні властивості наноплівки германію нами в роботах [263, 302, 303] проводились дослідження електричних властивостей нелегованих та легованих донорними домішками наноплівок германію, вирощених на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ змінного компонентного складу.

Питому електропровідність для напруженої наноплівки германію в розглядуваному випадку можна представити так [263]:

$$\sigma = qn\mu = q(n_{L_1}\mu_{L_1} + n_{\Delta_1}\mu_{\Delta_1}), \quad (3.29)$$

де $n_{L_1}, n_{\Delta_1}, \mu_{L_1}, \mu_{\Delta_1}$ – концентрація та рухливість електронів для L_1 - та Δ_1 -мінімумів відповідно, μ – ефективна рухливість електронів, n – концентрація

електронів в зоні провідності (рівна сумі концентрацій електронів в L_1 - та Δ_1 -мінімумах), q – модуль заряду електрона.

Згідно з виразами (3.17) для концентрацій електронів в L_1 - та Δ_1 -мінімумах, відносна зміна ефективної рухливості електронів

$$\frac{\mu}{\mu_{L_1}} = \frac{A + \frac{\mu_{\Delta_1}}{\mu_{L_1}}}{A + 1}, \quad (3.30)$$

де

$$A = \frac{n_{L_1}}{n_{\Delta_1}} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\perp}^{L_1} kT d^2}}}{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\perp}^{\Delta_1} kT d^2}}} \left(\frac{m_{\perp}^{L_1}}{m_{\perp}^{\Delta_1}} \right) \cdot e^{\frac{E_{\Delta_1} - E_{L_1}}{kT}} = f(d) \cdot e^{\frac{E_{\Delta_1} - E_{L_1}}{kT}}.$$

В роботі [304] була зроблена оцінка зростання рухливості електронів для напруженої наноструктури германію у випадку ізотропного розсіяння електронів на акустичному потенціалі деформації. Як показали розрахунки авторів даної роботи, при таких величинах внутрішніх механічних напружень, коли германій стає прямозонним напівпровідниковим матеріалом, рухливість електронів зростає в сотні разів. Для більш точної оцінки необхідно також враховувати вплив анізотропії рухливості електронів.

Як відомо [160], ізоенергетичні поверхні як для L_1 -, так і для Δ_1 -мінімумів зони провідності германію є еліпсоїдами обертання. Тоді рухливість носіїв струму в довільному напрямку можна визначити із співвідношення:

$$\mu = \mu_{\perp} \sin^2 \theta + \mu_{\parallel} \cos^2 \theta, \quad (3.31)$$

де θ – кут між розглядуваним напрямком та головною віссю еліпсоїда; μ_{\perp} та μ_{\parallel} – рухливість носіїв струму поперек та вздовж осі еліпсоїда.

Згідно з (3.31), для L_1 -мінімуму

$$\mu^{L_1} = \frac{1}{3} \mu_{\parallel}^{L_1} + \frac{2}{3} \mu_{\perp}^{L_1}, \quad (3.32)$$

а для випадку чотирьохеліпсоїдної Δ_1 -моделі зони провідності напруженої наноплівки германію

$$\mu^{\Delta_1} = \frac{1}{2}\mu_1^{\Delta_1} + \frac{1}{2}\mu_{\perp}^{\Delta_1}. \quad (3.33)$$

Компоненти тензора рухливості μ_{\perp} та μ_{\parallel} можна виразити через компоненти тензора часів релаксації та ефективної маси для даних мінімумів:

$$\begin{aligned} \mu_1^{L_1, \Delta_1} &= \frac{q}{m_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}} \langle \tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1} \rangle; \\ \mu_{\perp}^{L_1, \Delta_1} &= \frac{q}{m_{\perp}^{L_1, \Delta_1}} \langle \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1} \rangle. \end{aligned} \quad (3.34)$$

Для невиродженого електронного газу

$$\begin{aligned} \langle \tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1} \rangle &= \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}; \\ \langle \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1} \rangle &= \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1}. \end{aligned} \quad (3.35)$$

На основі теорії анізотропного розсіяння запишемо вирази для $\tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}$ та $\tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1}$ в умовах розсіяння електронів на акустичних фононах [160]:

$$\tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1} = \frac{a_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}}{\sqrt{kT}^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{x}}, \quad \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1} = \frac{a_{\perp}^{L_1, \Delta_1}}{\sqrt{kT}^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{x}}. \quad (3.36)$$

(Необхідні позначення у (3.36) представлені в розділі 2 виразами 2.28-2.32).

Для розрахунку ефективної рухливості електронів в напруженій наноплівці германію необхідно мати значення констант акустичного потенціалу деформації та компонент тензора ефективної маси для L_1 - та Δ_1 -мінімумів. Значення констант акустичного потенціалу деформації $\Xi_u = 11,82$ еВ та $\Xi_d = -1,29$ еВ, компонент тензора ефективної маси $m_{\parallel} = 1,65m_0$ та $m_{\perp} = 0,32m_0$ для Δ_1 -мінімуму зони провідності германію були знайдені нами раніше на основі вимірювань тензоопору при високих одновісних тисках (див. розділ 2). Відповідні параметри $\Xi_u = 16,4$ еВ, $\Xi_d = -6,4$ еВ, $m_{\parallel} = 1,58m_0$, $m_{\perp} = 0,082m_0$ для L_1 -мінімуму є також відомими [160]. Враховуючи значення даних параметрів для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності германію та енергетичні положення цих мінімумів в зонній діаграмі напруженої наноплівки германію (див.

рис. 3.7), можна на основі виразу (3.30) одержати залежності відносної зміни ефективної рухливості електронів в наноплівці від компонентного складу підкладки. Дані розрахунки представленні на рис. 3.11 та рис. 3.12.

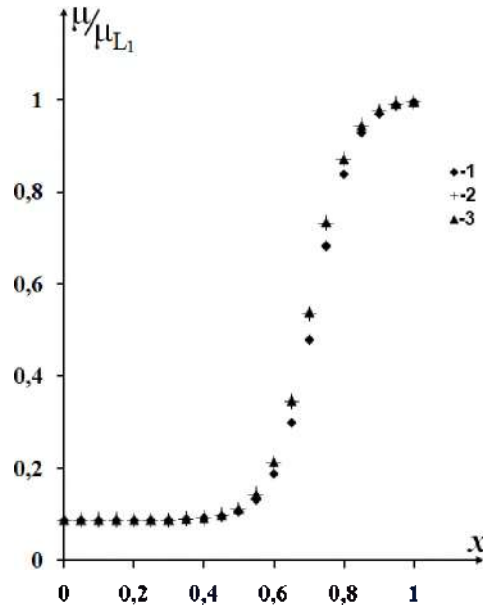


Рис. 3.11. Залежності ефективної рухливості електронів від компонентного складу підкладки $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ при $T=300$ К для різної товщини напруженої наноплівки германію d , нм: 1 – 2, 2 – 7, 3 – 10.

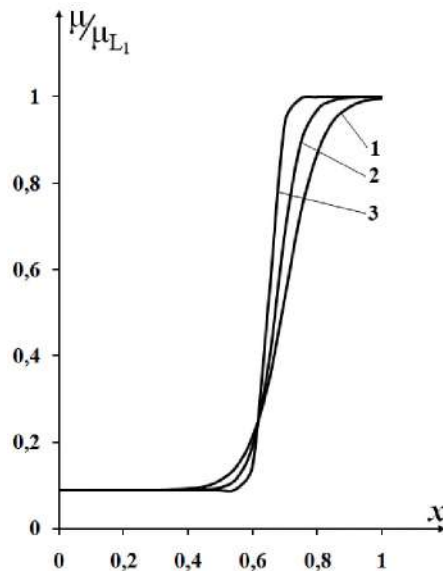


Рис. 3.12. Залежності ефективної рухливості електронів від компонентного складу підкладки $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ для напруженої наноплівки германію товщиною $d=7$ нм при різних температурах T , К: 1 – 300, 2 – 200, 3 – 100.

Як видно з даних рисунків, при збільшенні відносного вмісту германію в

підкладці ефективна рухливість електронів в наноплівці зростає. Це пояснюється деформаційний перерозподіл електронів між чотирма L_1 -мінімумами з більшою рухливістю, які опускаються вниз, та чотирма Δ_1 -мінімумами з меншою рухливістю, які піднімаються вгору, за шкалою енергій при зменшенні величини внутрішніх механічних напружень. Вплив товщини наноплівки на ефективну рухливість електронів враховує функція $f(d)$ у виразі (3.30). Графік даної функції для різних температур представлений на рис. 3.13.

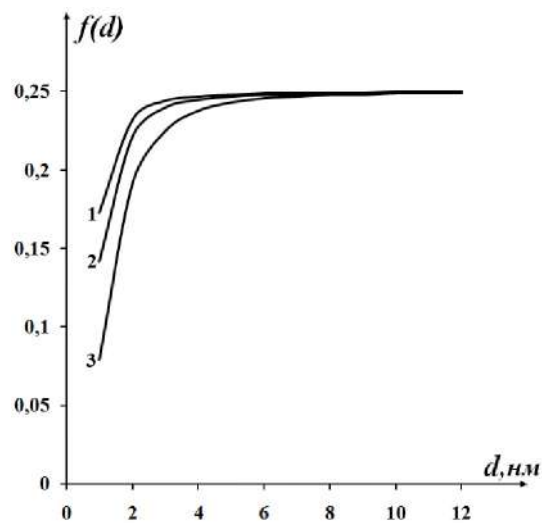


Рис. 3.13. Залежності функції $f(d)$ від товщини наноплівки германію для різних температур T , К: 1 – 300, 2 – 200, 3 – 100.

Як слідує з рис. 3.13, функція $f(d)$ не залежить від товщини наноплівки при $d > 7$ нм. Відповідно, згідно з виразом (3.30), ефективна рухливість електронів також буде однаковою для різних наноплівок, товщина яких задовольняє дану умову. Це пояснює одержані залежності ефективної рухливості електронів для різної товщини напруженої наноплівки германію (рис. 3.11).

В роботах [302, 305] розглядався найбільш загальний випадок впливу різної структури зон провідності та валентної на електричні властивості напруженої наноплівки германію при різних температурах. Як показують розрахунки роботи [279], для наноплівки германію, вирощеній на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}(001)$, енергетичні положення L_1 - та Δ_1 -мінімумів будуть однаковими, коли $x=0,64$. При цьому зону провідності наноплівки будуть формувати як L_1 -

так і Δ_1 -мінімуми. Для випадків $x=0$ та $x=0,9$ найнижчими за шкалою енергій будуть Δ_1 - та L_1 -мінімуми відповідно. Дані мінімуми визначатимуть електричні властивості наноплівки германію. Також у випадку $x=0,9$ розщеплення зон «легких» та «важких» дірок є незначним і при розрахунках необхідно враховувати вклад обох зон в явища транспорту носіїв струму. Тому в роботах [302, 305] проводились розрахунки концентрацій власних носіїв струму, питомої електропровідності, рухливостей електронів та дірок при різних температурах для напружених наноплівок германію, вирощених на підкладках Si, $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ з кристалографічною орієнтацією (001).

Для випадку невиродженого газу носіїв струму вирази для концентрацій електронів в L_1 - та Δ_1 -мінімумах зони провідності, «легких» та «важких» дірок валентної зони напруженої наноплівки германію матимуть вигляд [302]:

$$n_{L_1} = \left(\frac{2}{d} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\perp}^{\Delta_1} kT d^2}} \right) \frac{2\pi m_{\perp}^{\Delta_1} kT}{h^2} \cdot e^{-\frac{E_F - E_{L_1}}{kT}}, \quad n_{\Delta_1} = \left(\frac{2}{d} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\perp}^{\Delta_1} kT d^2}} \right) \frac{2\pi m_{\perp}^{\Delta_1} kT}{h^2} \cdot e^{-\frac{E_F - E_{\Delta_1}}{kT}}, \quad (3.37)$$

$$p_1 = \left(\frac{2}{d} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_1 kT d^2}} \right) \frac{2\pi m_1 kT}{h^2} \cdot e^{-\frac{E_F - E_{V_1}}{kT}}, \quad p_2 = \left(\frac{2}{d} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_2 kT d^2}} \right) \frac{2\pi m_2 kT}{h^2} \cdot e^{-\frac{E_F - E_{V_2}}{kT}}. \quad (3.38)$$

Тут n_{L_1} , n_{Δ_1} – концентрації електронів в L_1 - та Δ_1 -мінімумах; p_1 та p_2 – концентрації «легких» та «важких» дірок; d – товщина наноплівки; $m_{\perp}^{\Delta_1} = 0,082m_0$, $m_{\parallel}^{\Delta_1} = 1,58m_0$, $m_{\perp}^{\Delta_1} = 0,32m_0$, $m_{\parallel}^{\Delta_1} = 1,65m_0$, $m_1 = 0,044m_0$, $m_2 = 0,28m_0$ – ефективні маси провідності для L_1 -, Δ_1 -мінімумів та зон «легких» та «важких» дірок відповідно [160, 306]; m_0 – маса вільного електрона; E_{L_1} , E_{Δ_1} , E_{V_1} , E_{V_2} – енергетичні положення L_1 -, Δ_1 -мінімумів зони провідності та зон «легких» та «важких» дірок напруженої наноплівки германію.

Сумарні концентрації електронів та дірок в зоні провідності та валентній

$$n = n_{L_1} + n_{\Delta_1}, \quad p = p_1 + p_2. \quad (3.39)$$

Тоді концентрація власних носіїв струму в напруженій наноплівці [306]

$$n_i(\varepsilon) = \sqrt{np}. \quad (3.40)$$

Для випадку ненапруженої наноплівки концентрація власних носіїв струму

$$n_i(0) = \frac{4\pi kT}{h^2 d} (m_{\perp}^{L_1} m_p)^{1/2} \left[\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\perp}^{L_1} kT d^2}} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_p kT d^2}} \right]^{1/2} \cdot e^{-\frac{E_g(0)}{2kT}}, \quad (3.41)$$

де $m_p = 0,193m_0$ – ефективна маса провідності для дірок, $E_g(0) = 0,66 \text{ eV}$ [306].

Питому електропровідність для ненапруженої $\sigma(0)$ та напруженої $\sigma(\varepsilon)$ наноплівки можна представити так:

$$\sigma(0) = qn_i(0)(\mu_{L_1} + \mu_p), \quad \sigma(\varepsilon) = qn_i(\varepsilon)(\mu_n(\varepsilon) + \mu_p(\varepsilon)), \quad (3.42)$$

де μ_{L_1}, μ_p – рухливості електронів та дірок в ненапруженій наноплівці; $\mu_n(\varepsilon)$ та $\mu_p(\varepsilon)$ – ефективні рухливості електронів та дірок в напруженій наноплівці.

Ефективні рухливості носіїв струму можна знайти зі співвідношень:

$$\mu_n(\varepsilon) = \frac{\mu_{L_1} n_{L_1} + \mu_{\Delta_1} n_{\Delta_1}}{n_{L_1} + n_{\Delta_1}}, \quad \mu_p(\varepsilon) = \frac{\mu_1 p_1 + \mu_2 p_2}{p_1 + p_2}, \quad (3.43)$$

де μ_1 та μ_2 – рухливості «легких» та «важких» дірок відповідно.

Враховуючи вирази (3.37) та (3.38),

$$\frac{n_{L_1}}{n_{\Delta_1}} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\perp}^{L_1} kT d^2}}}{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_{\perp}^{\Delta_1} kT d^2}} \left(\frac{m_{\perp}^{L_1}}{m_{\perp}^{\Delta_1}} \right) e^{-\frac{E_{\Delta_1} - E_{L_1}}{kT}}} = A, \quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_1 kT d^2}} \left(\frac{m_1}{m_2} \right) e^{-\frac{E_{V_1} - E_{V_2}}{kT}}}{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_2 kT d^2}}} = B. \quad (3.44)$$

Тоді вирази (3.44) можна записати так:

$$\mu_n(\varepsilon) = \frac{\mu_{L_1} A + \mu_{\Delta_1}}{1 + A}, \quad \mu_p(\varepsilon) = \frac{\mu_1 B + \mu_2}{1 + B}. \quad (3.45)$$

Відносні зміни рухливостей електронів та дірок в напруженій наноплівці германію можна представити як

$$\frac{\mu_n(\varepsilon)}{\mu_n(0)} = \frac{A + b_1}{1 + A}, \quad \frac{\mu_p(\varepsilon)}{\mu_p(0)} = \frac{b_2 B + b_3}{1 + B}, \quad (3.46)$$

де $b_1 = \frac{\mu_{\Delta_1}}{\mu_{L_1}}$, $b_2 = \frac{\mu_1}{\mu_p(0)}$, $b_3 = \frac{\mu_2}{\mu_p(0)}$.

Значення $b_1 = 0,088$ було обчислене в роботі [263] для випадку розсіяння

електронів на акустичних фононах. Аналогічно для даного випадку можна обчислити значення сталих b_2 та b_3 . Для цього запишемо вирази для розрахунку рухливостей дірок:

$$\mu_p(0) = \frac{q}{m_p} \langle \tau_p \rangle, \quad \mu_1 = \frac{q}{m_1} \langle \tau_1 \rangle, \quad \mu_2 = \frac{q}{m_2} \langle \tau_2 \rangle, \quad (3.47)$$

$$\text{де } \langle f(x) \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} f(x).$$

Часи релаксації для дірок в умовах розсіяння на акустичних фононах [307]

$$\tau_p = \frac{\pi \hbar^4 C_e}{m_v^{3/2} \Xi_{ac}^2 \sqrt{2} (kT)^{3/2} \sqrt{x}}, \quad \tau_1 = \frac{\pi \hbar^4 C_e}{m_1^{3/2} \Xi_{ac}^2 \sqrt{2} (kT)^{3/2} \sqrt{x}}, \quad \tau_2 = \frac{\pi \hbar^4 C_e}{m_2^{3/2} \Xi_{ac}^2 \sqrt{2} (kT)^{3/2} \sqrt{x}}, \quad (3.48)$$

де $m_v = 0,292m_0$, $\Xi_{ac} = 8,7$ еВ, $C_e = 1,903 \cdot 10^{11}$ Па [306, 307].

Враховуючи вирази (3.46-3.48), відносна зміна рухливості дірок в напруженій наноплівці германію

$$\frac{\mu_p(\varepsilon)}{\mu_p(0)} = \frac{m_v^{3/2} m_p (m_2^{5/2} B + m_1^{5/2})}{(1+B)(m_1 m_2)^{5/2}}. \quad (3.49)$$

Як було показано в роботі [263], рухливість електронів, що знаходяться в L_1 -мінімумі зони провідності германію, можна представити як

$$\mu_{L_1} = \frac{1}{3} \mu_{\parallel}^{L_1} + \frac{2}{3} \mu_{\perp}^{L_1}, \quad (3.50)$$

Компоненти тензора рухливості $\mu_{\parallel}^{L_1}$ та $\mu_{\perp}^{L_1}$ виражаються через компоненти тензора часів релаксації та ефективної маси:

$$\mu_{\parallel}^{L_1} = \frac{q}{m_{\parallel}^{L_1}} \langle \tau_{\parallel}^{L_1} \rangle, \quad \mu_{\perp}^{L_1} = \frac{q}{m_{\perp}^{L_1}} \langle \tau_{\perp}^{L_1} \rangle. \quad (3.51)$$

Вирази для $\tau_{\parallel}^{L_1}$ та $\tau_{\perp}^{L_1}$ в умовах розсіяння електронів на акустичних фононах мають вигляд:

$$\tau_{\parallel}^{L_1} = \frac{a_{\parallel}^{L_1}}{\sqrt{kT}^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{x}}, \quad \tau_{\perp}^{L_1} = \frac{a_{\perp}^{L_1}}{\sqrt{kT}^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{x}}. \quad (3.52)$$

Тоді, згідно з (3.50–3.52),

$$\mu_{L_1} = \frac{4q}{9\sqrt{\pi k T^2}} \left(\frac{a_{\parallel}^{L_1}}{m_{\parallel}^{L_1}} + 2 \frac{a_{\perp}^{L_1}}{m_{\perp}^{L_1}} \right). \quad (3.53)$$

Відносна зміна питомої електропровідності напруженої наноплівки германію, згідно з (3.42),

$$\frac{\sigma(\varepsilon)}{\sigma(0)} = \frac{n_i(\varepsilon) b_4 (1+B) + b_5 B + b_6}{n_i(0) (1+B)(1+b_7)}, \quad (3.54)$$

$$\text{де } b_4 = \frac{\mu_n(\varepsilon)}{\mu_{L_1}} = \frac{A+b_1}{1+A},$$

$$b_5 = \frac{\mu_1}{\mu_{L_1}} = \frac{\pi \hbar^4 C_e}{\sqrt{2} k m_1^{3/2} \Xi_{ac}^2 \left(\frac{a_{\parallel}^{L_1}}{m_{\parallel}^{L_1}} + 2 \frac{a_{\perp}^{L_1}}{m_{\perp}^{L_1}} \right)}, \quad b_6 = \frac{\mu_2}{\mu_{L_1}} = \frac{\pi \hbar^4 C_e}{\sqrt{2} k m_2^{3/2} \Xi_{ac}^2 \left(\frac{a_{\parallel}^{L_1}}{m_{\parallel}^{L_1}} + 2 \frac{a_{\perp}^{L_1}}{m_{\perp}^{L_1}} \right)}$$

$$b_7 = \frac{\mu_p}{\mu_{L_1}} = \frac{\pi \hbar^4 C_e}{\sqrt{2} k m_v^{3/2} m_p \Xi_{ac}^2 \left(\frac{a_{\parallel}^{L_1}}{m_{\parallel}^{L_1}} + 2 \frac{a_{\perp}^{L_1}}{m_{\perp}^{L_1}} \right)}.$$

На основі одержаних виразів були проведені розрахунки концентрації власних носіїв струму, рухливостей електронів та дірок, питомої електропровідності для напружених наноплівок германію різної товщини. Дані розрахунки здійснювались за допомогою системи комп'ютерної алгебри MathCad 14, зокрема вбудованого редактора формул. При цьому програмне забезпечення дозволяло виконувати обчислення автоматично, використовуючи відповідні числові методи та алгоритми [279].

На рис. 3.14-3.16 представлено залежності концентрації власних носіїв струму для наноплівок германію, вирощених на підкладках Si, Ge_(0,64)Si_(0,36) та Ge_(0,9)Si_(0,1) з кристалографічною орієнтацією (001), від їх товщини при різних температурах. Як слідує з даних залежностей, для ненапружених наноплівок германію та наноплівки Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) довільної товщини концентрація власних носіїв струму при T=200 К є меншою, ніж 10¹⁰ см⁻³. Тому такі наноплівки будуть діелектриками. Особливо їх діелектричні властивості проявляються, коли d<7 нм. Зростання концентрації власних носіїв струму для напружених

наношлівок германію товщиною $d > 7$ нм відносно ненапружених пояснюється, перш за все, зменшенням їх ширини забороненої зони під дією внутрішніх деформаційних полів [263].

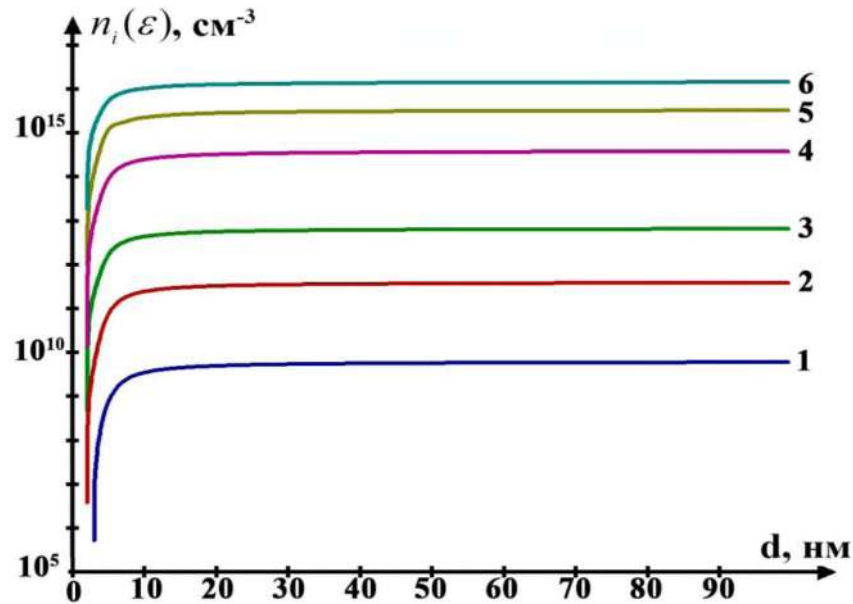


Рис. 3.14. Залежності концентрації власних носіїв струму для наношлівки Ge/Si від її товщини при різних температурах T , К: 4–200, 5–250, 6–300. Криві 1, 2 та 3 – теоретичні розрахунки для ненапруженої наношлівки германію при температурах 200 К, 250 К та 300 К відповідно.

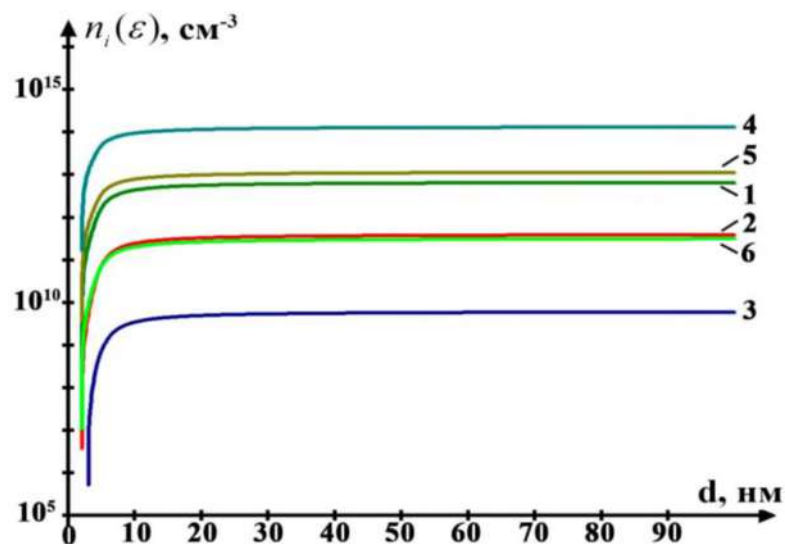


Рис. 3.15. Залежності концентрації власних носіїв струму для наношлівки Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) від її товщини при різних температурах T , К: 4–300, 5–250, 6–200. Криві 1, 2 та 3 – теоретичні розрахунки для ненапруженої наношлівки германію при температурах 300 К, 250 К та 200 К відповідно.

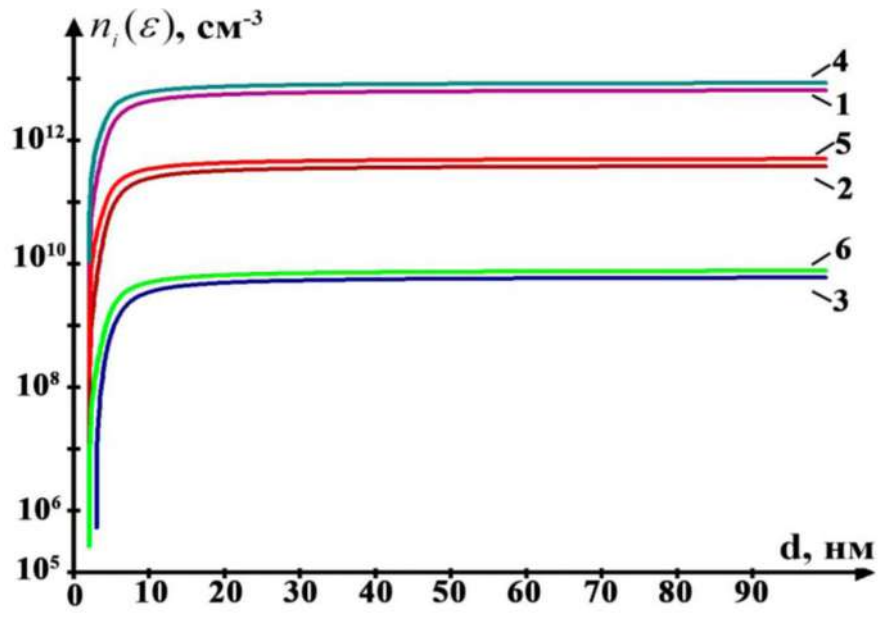


Рис. 3.16. Залежності концентрації власних носіїв струму для наноплівки $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ від її товщини при різних температурах T , К: 4–300, 5–250, 6–200. Криві 1, 2 та 3 – теоретичні розрахунки для ненапруженої наноплівки германію при температурах 300 К, 250 К та 200 К відповідно.

Максимальне відносне збільшення концентрації власних носіїв струму спостерігається для наноплівки Ge/Si , оскільки в даному випадку величина внутрішніх деформаційних полів є найбільшою. Наявність таких полів призводить до максимального зменшення ширини забороненої зони порівняно з наноплівками $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ та $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$. Значне зменшення концентрації власних носіїв струму для наноплівок германію товщиною $d < 7$ нм пов'язане зі збільшенням ролі розмірного квантування [264]. Додатковим фактором, який посилює роль ефекту розмірного квантування для таких наноплівок, є пониження температури.

На рис. 3.17 та рис. 3.18 представлені залежності рухливостей електронів та дірок для наноплівок германію, вирощених на підкладках Si , $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$, від їх товщини при різних температурах. Як слідує з даних залежностей, рухливість електронів зі збільшенням вмісту кремнію в підкладці, а отже й величини внутрішніх механічних напружень в таких наноплівках [263], зменшується та практично не залежить від товщини

наноплівки та температури.

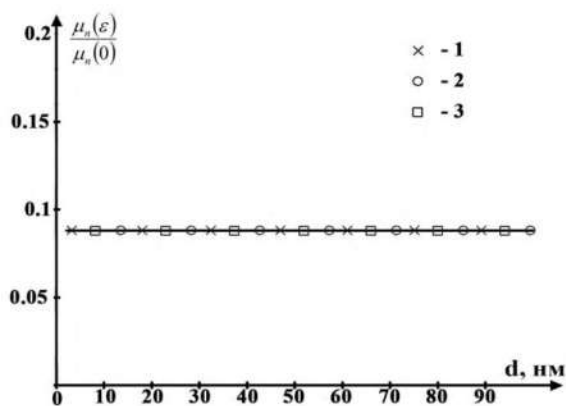


Рис. 3.17 а.

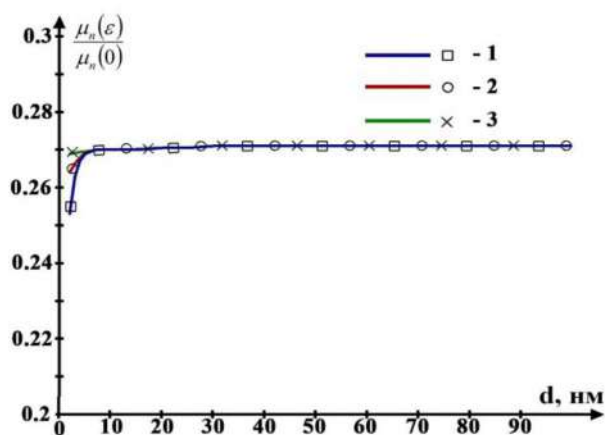


Рис. 3.17 б.

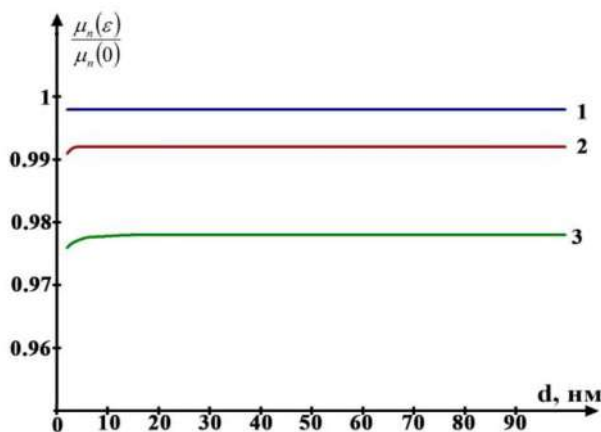


Рис. 3.17 с.

Рис. 3.17. Залежності рухливостей електронів для наноплівок Ge/Si (а), Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) (б) та Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) (с) від їх товщини при різних температурах Т, К: 1–200, 2–250, 3–300.

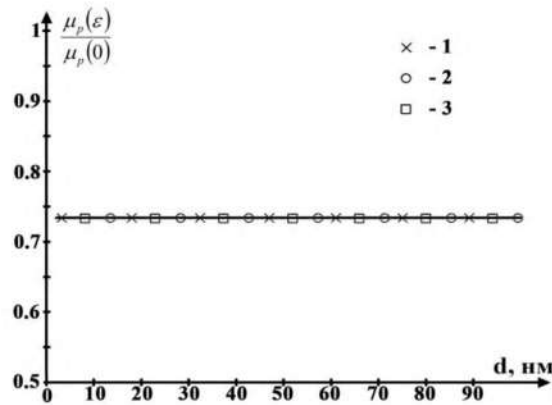


Рис. 3.18 а.

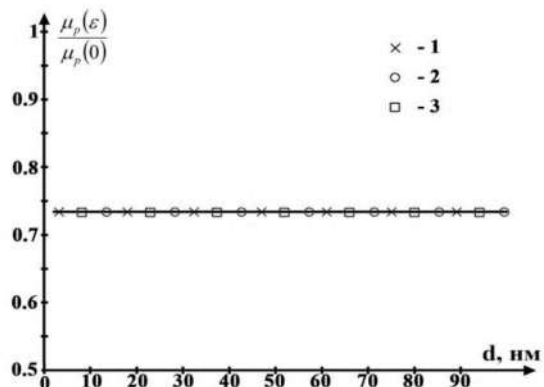


Рис. 3.18 б.

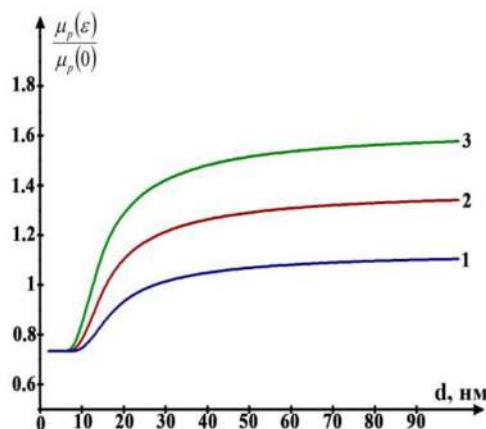


Рис. 3.18 в.

Рис. 3.18. Залежності рухливостей дірок для наноплівки Ge/Si (а), Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) (б) та Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) (в) від їх товщини при різних температурах Т, К: 1–200, 2–250, 3–300.

Рухливість дірок для наноплівки Ge/Si та Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) (див. рис. 3.18 а та рис. 3.18 б) зменшується відносно ненапруженої наноплівки германію приблизно на 27 відсотків. Таке зменшення рухливості не залежить від

товщини наноплівки, температури, а також, на відміну від залежностей рухливостей електронів (рис. 3.17 а, 3.17 б та 3.17 с), від величини внутрішніх механічних напружень. Лише для наноплівки $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ рухливість дірок буде залежати як від її товщини, так і температури (рис. 3.18 с). Зростання ролі ефекту розмірного квантування при зменшенні товщини наноплівки та пониженні температури призводить в даному випадку до зменшення рухливості дірок. Підвищення ж рухливості дірок досягається для наноплівки товщиною $d > 15$ нм при температурах 250 К та 300 К (рис. 3.18 с, криві 2 та 3) та товщиною $d > 25$ нм при температурі 200 К (рис. 3.18 с, крива 1). При цьому рухливість дірок за рахунок наявності внутрішніх механічних напружень зростає при кімнатній температурі більше, ніж в 1,5 разів для наноплівки товщиною $d > 50$ нм. Як було показано в роботах [263, 279], в енергетичному спектрі напруженої наноплівки $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ верхньою є валентна зона «важких» дірок. Перерозподіл дірок з різною ефективною масою між зонами «легких» та «важких» дірок за рахунок варіації температури призводить до змін ефективної рухливості дірок. При збільшенні температури концентрація «легких» дірок буде зростати, внаслідок чого ефективна маса дірок зменшиться, а їх рухливість відповідно зросте. Тому зменшення ймовірності квантово-розмірних ефектів та ефективної маси дірок при збільшенні температури пояснює особливості одержаних залежностей рухливості дірок для наноплівки германію, вирощеної на підкладці $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$.

На рис. 3.19 представлено залежності питомої електропровідності наноплівок Ge/Si , $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ від їх товщини при різних температурах. Відносно зростання питомої електропровідності наноплівок Ge/Si та $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ товщиною $d > 7$ нм (рис. 3.19 а та 3.19 б) пояснюється зростанням концентрації власних носіїв струму за рахунок зменшення ширини забороненої зони під дією внутрішніх механічних напружень. Значне зростання питомої електропровідності таких наноплівок товщиною $d < 7$ нм, особливо при зменшенні температури, пояснюється (як і у випадку аналогічних залежностей концентрації власних носіїв струму) значним посиленням ролі квантово-

розмірних ефектів.

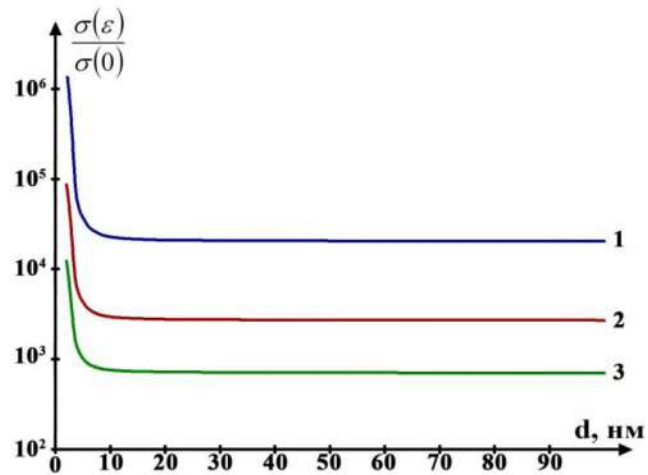


Рис. 3.19 а.

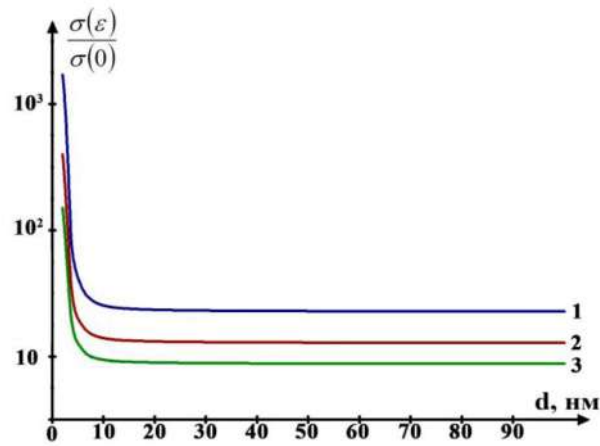


Рис. 3.19 б.

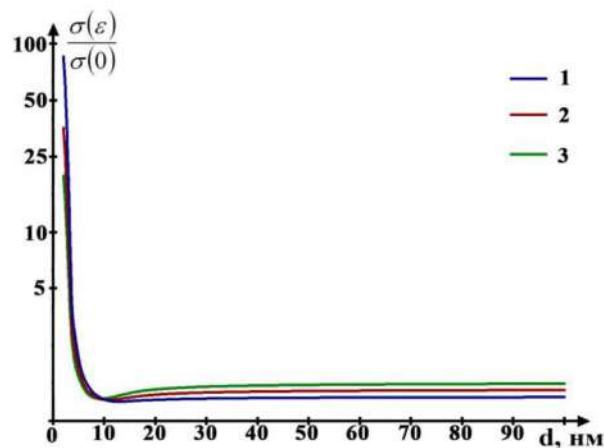


Рис. 3.19 с.

Рис. 3.19. Залежності питомої електропровідності для наноплівочок Ge/Si (а), Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) (б) та Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) (с) від їх ширини при різних температурах Т, К: 1-200, 2-250, 3-300.

Для наноплівки $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ збільшення її товщини призводить до незначного зростання питомої електропровідності при переході через мінімум, коли $d \approx 10$ нм, що пов'язано зі зростанням ефективної рухливості дірок.

В роботі [303] проводились дослідження електричних властивостей наноплівок германію, вирощених на підкладках Ge , Si , $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ з кристалографічною орієнтацією (001), легованих мілкими та глибокими донорними домішками з різними концентраціями. Рівняння електронейтральності в загальному випадку домішкової та власної провідності наноплівки матиме вигляд:

$$n(\varepsilon) + n_d = N_d + p(\varepsilon), \quad (3.55)$$

де $n(\varepsilon)$, $p(\varepsilon)$ – концентрації електронів та дірок в напруженій наноплівці, N_d – концентрація донорної домішки, n_d – концентрація електронів на донорному рівні.

Згідно з [306],

$$n_d = \frac{N_d}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d - E_F}{kT}} + 1}, \quad (3.56)$$

де E_d та E_F – енергетичні положення донорного рівня та рівня Фермі в зонній діаграмі наноплівки.

Враховуючи вирази (3.37-3.39), рівняння електронейтральності (3.55) матиме вигляд:

$$2x^3 + cx^2 - \frac{(N_d c + 2b)}{a} x - \frac{bc}{a} = 0, \quad (3.57)$$

де

$$a = \frac{4\pi kT}{h^2 d} \left(m_{\perp}^{L_1} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_1^* kT d^2}} \cdot e^{-\frac{E_{L_1}}{kT}} + m_{\perp}^{\Delta_1} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_1^{\Delta_1} kT d^2}} \cdot e^{-\frac{E_{\Delta_1}}{kT}} \right),$$

$$b = \frac{4\pi kT}{h^2 d} \left(m_1 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_1 kT d^2}} \cdot e^{-\frac{E_{V_1}}{kT}} + m_2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8m_2 kT d^2}} \cdot e^{-\frac{E_{V_2}}{kT}} \right), \quad x = e^{\frac{E_F}{kT}}, \quad c = e^{\frac{E_d}{kT}}.$$

Тоді

$$n(\varepsilon) = ax. \quad (3.58)$$

На основі одержаних виразів були проведені розрахунки залежностей концентрації електронів для ненапруженої та напруженої наноплівки германію, легованої донорною домішкою, від її товщини при кімнатній температурі. Також для вивчення впливу легування та величини енергії іонізації донорної домішки на ступінь її заповнення електронами проводились

розрахунки відносних значень концентрації електронів $\frac{n_d}{N_a} = \frac{2x}{c + 2x}$,

локалізованих на донорному рівні, для різних енергій іонізації та концентрацій легуючих домішок. Дані розрахунки також здійснювались за допомогою системи комп'ютерної алгебри MathCad 14. Деталі проведення таких розрахунків та методи розв'язку нелінійних рівнянь в середовищі MathCad 14 описані вище. На рис. 3.20 та рис. 3.21 представлено залежності концентрації електронів для легованих донорною домішкою наноплівок германію, вирощених на підкладках Ge, Si, $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ з кристалографічною орієнтацією (001), від їх товщини при $T=300$ К. Розрахунки проводились для мілких та глибоких донорів з енергією іонізації в ненапруженій наноплівці германію $\Delta E_d = 50$ меВ (рис. 3.20) та $\Delta E_d = 200$ меВ (рис. 3.21) відповідно. Необхідні для розрахунків значення енергії іонізації даних домішок в напруженій наноплівці германію (випадок підкладок Si, $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$) визначались на основі одержаних в роботі [73] для цих донорних домішок залежностей величини енергії іонізації від компонентного складу підкладки $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ (001). Як слідує з даних залежностей, збільшення концентрації легуючої домішки призводить до зростання концентрації електронів в зоні провідності наноплівки за рахунок термічної іонізації донорів. Лише для наноплівки германію товщиною $d > 7$ нм, вирощеної на кремнієвій підкладці (рис. 3.20 d та рис. 3.21 d), концентрація електронів провідності практично не залежить від концентрації донорної домішки. Це пояснюється тим, що домінуючим в даному випадку є механізм

власної провідності, оскільки концентрація власних носіїв струму набагато більша за концентрацію домішки.

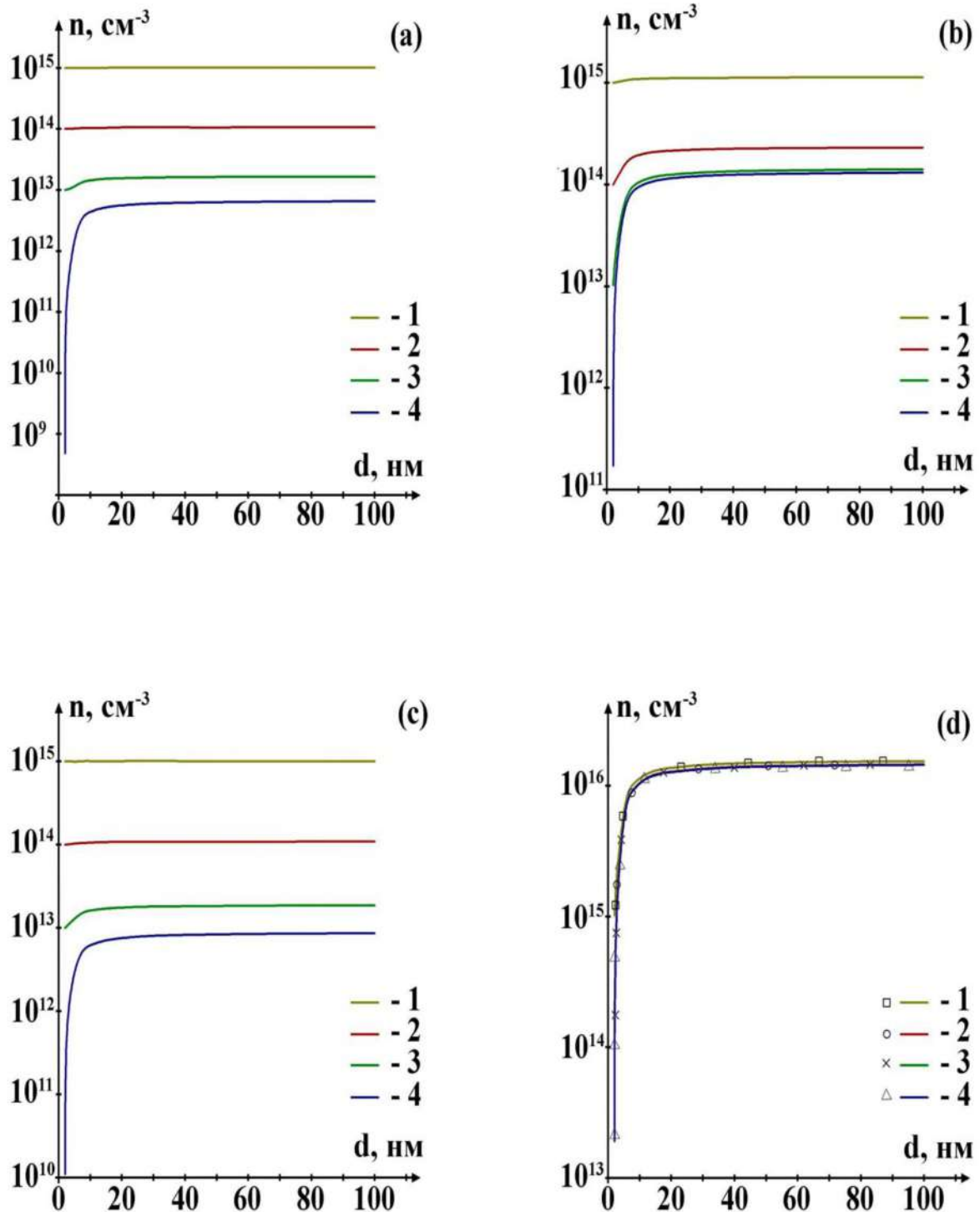


Рис. 3.20. Залежності концентрації електронів для легованих наноплівочок германію, вирощених на підкладках Ge (a), $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ (b), $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ (c), та Si (d), від їх товщини при $T=300$ K та різних значеннях концентрації легуючої домішки N_d , cm^{-3} : 1 – 10^{15} ; 2 – 10^{14} ; 3 – 10^{13} ; 4 – 0.

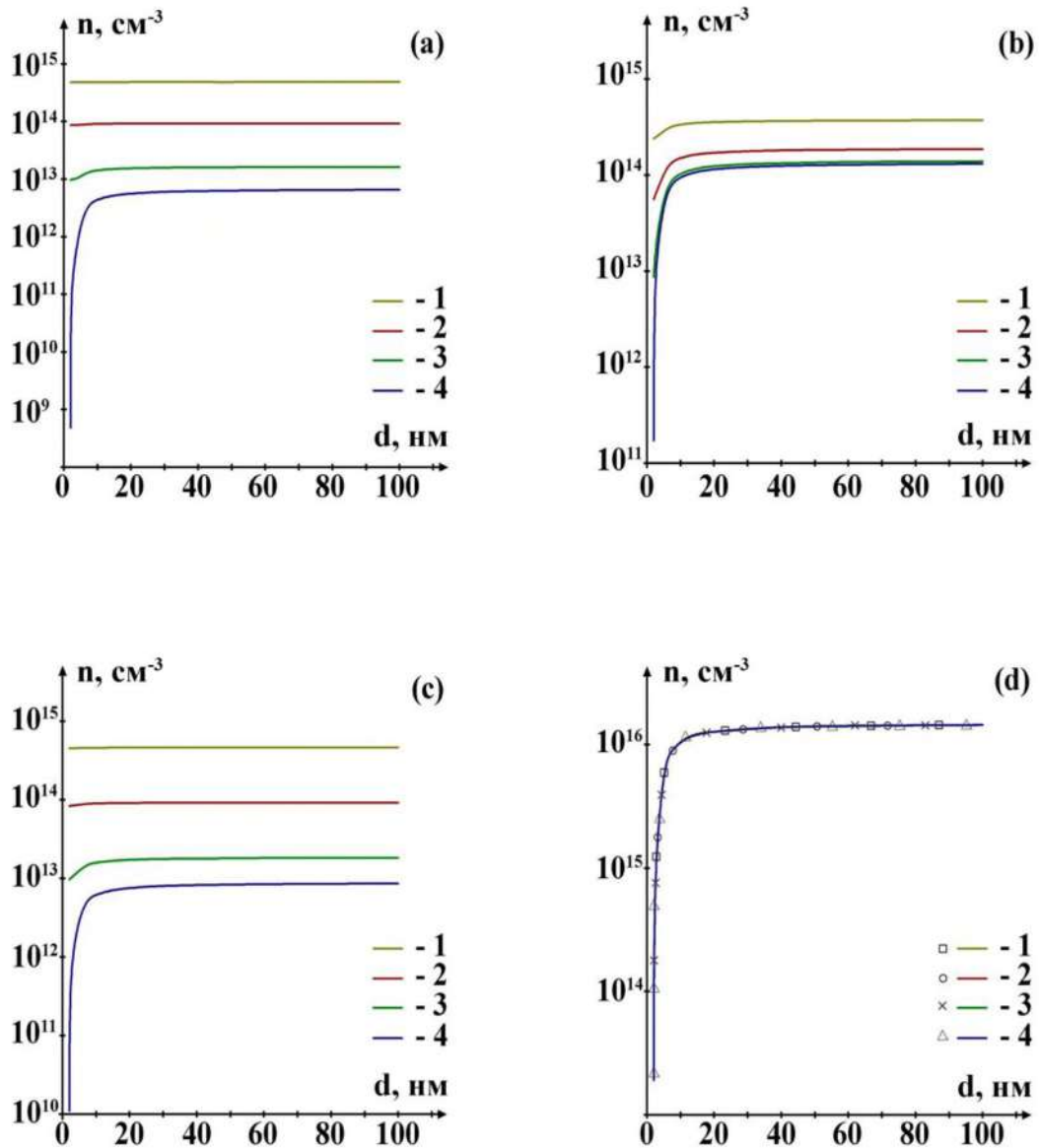


Рис. 3.21. Залежності концентрації електронів для легованих наноплівки германію, вирощених на підкладках Ge (a), $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ (b), $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ (c) та Si (d), від їх товщини при $T=300$ К та різних значеннях концентрації легуючої домішки N_d , cm^{-3} : 1 – 10^{15} ; 2 – 10^{14} ; 3 – 10^{13} ; 4 – 0.

Для наноплівки германію, легованої глибокою донорною домішкою з концентрацією $N_d=10^{14}$ cm^{-3} та $N_d=10^{15}$ cm^{-3} (рис. 3.21 а, 3.21 б, 3.21 с, криві 3 та 4), концентрація електронів буде меншою, ніж концентрація легуючої домішки. Це пов'язано з тим, що глибокий рівень донорної домішки не буде повністю іонізованим і в даних умовах буде проявлятися домішкова провідність. Згідно з рис. 3.20 та рис. 3.21, для наноплівки германію товщиною

$d < 7$ нм, вирощених на підкладках Ge, $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$, ефект розмірного квантування послаблюється зі збільшенням концентрації легуючої домішки. Це пов'язано з тим, що ступінь заповнення домішкових рівнів електронами, як показують розрахунки, практично не залежить від товщини наноплівки. При цьому концентрація електронів, які утворились при іонізації домішок, в зоні провідності наноплівки буде набагато меншою за концентрацію власних носіїв струму, яка суттєво залежить від ефективності квантово-розмірних ефектів [264]. З порівняння кривих рис. 3.20 та рис. 3.21 слідує, що концентрація електронів в напруженій наноплівці германію, вирощеній на підкладці $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$, зростає відносно ненапруженої наноплівки приблизно в 2 рази при легуванні донорною домішкою, з концентрацією $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ та енергією іонізації як $\Delta E_d = 50 \text{ меВ}$, так і $\Delta E_d = 200 \text{ меВ}$. Лише для такої наноплівки, легованої донорною домішкою, з концентрацією $N_d = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ та енергією іонізації $\Delta E_d = 50 \text{ меВ}$, концентрація електронів зростає майже на порядок. Для ненапружених та напружених наноплівок германію, вирощених на підкладках $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$, які леговані донорною домішкою, з концентрацією $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, концентрація електронів буде однаковою, незалежно від енергії іонізації домішки. Тому в даному випадку немає відносного зростання концентрації електронів в таких напружених наноплівках. Подібна ситуація спостерігається для напруженої наноплівки германію, яка легована домішкою, з концентрацією $N_d = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ та енергією іонізації $\Delta E_d = 200 \text{ меВ}$. Для всіх наноплівок германію, вирощених на кремнієвій підкладці, концентрація електронів зростає приблизно на один, два та три порядки при легуванні домішками з концентраціями $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ та $N_d = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ відповідно. Як було показано в роботі [264], для такої нелегованої наноплівки германію, товщиною $d < 7$ нм, максимальне зростання концентрації може складати п'ять порядків, що набагато менше за відповідне значення для легованої наноплівки. Тому одержане в [264] зростання питомої електропровідності для нелегованої наноплівки германію пов'язувалось, перш

за все, зі змінами концентрації власних носіїв струму під дією внутрішніх механічних напружень, оскільки відносне зменшення рухливості електронів та дірок для випадку їх розсіяння на акустичних фононах складало лише 11,6 та 1,36 відповідно. На питому електропровідність напружених наноплівки германію, які леговані донорними домішками, будуть також суттєво впливати зміни рухливості електронів. Зокрема, для напружених наноплівки германію, вирощених на підкладках $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ та легованих домішкою, з концентрацією $N_d=10^{13} \text{ см}^{-3}$ та енергією іонізації $\Delta E_d = 200 \text{ меВ}$, зміна їх питомої електропровідності за рахунок впливу внутрішніх механічних напружень буде визначатись повністю лише зміною рухливості електронів, оскільки в даному випадку концентрація електронів така ж як і для ненапруженої наноплівки. Тому можна вважати, що лише при розсіянні електронів на акустичних фононах відносне зменшення питомої електропровідності такої наноплівки рівне 11,6. Для ненапружених та напружених наноплівки германію, вирощених на підкладках $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$, які леговані донорною домішкою, з концентрацією $N_d=10^{15} \text{ см}^{-3}$, така оцінка буде грубою, оскільки необхідно додатково враховувати також розсіяння електронів на іонах домішки.

Для кількісної оцінки вивчення впливу енергії іонізації та концентрації легуючої домішки на ступінь її заповнення електронами проводились розрахунки залежностей відносних значень концентрації електронів $\frac{n_d}{N_d}$,

локалізованих на донорному рівні, від енергії іонізації легуючої домішки при $T=300 \text{ К}$ (рис. 3.22). Як видно з рис. 3.22, ступінь заповнення домішкового рівня в наноплівці германію зростає зі збільшенням енергії іонізації та концентрації легуючої домішки. При цьому залежність ступеня заповнення рівня електронами від товщини наноплівки складає близько 5 відсотків, що мало впливає на концентрацію електронів провідності. Домішки з енергією іонізації в наноплівці $\Delta E_d < 100 \text{ меВ}$ будуть іонізованими, а енергетичні рівні

домішок з енергією іонізації $\Delta E_d > 400$ меВ – повністю заповненими електронами. Це пояснює особливості одержаних залежностей концентрації електронів (рис. 3.20 та рис. 3.21) для легованих наноплівки германію.

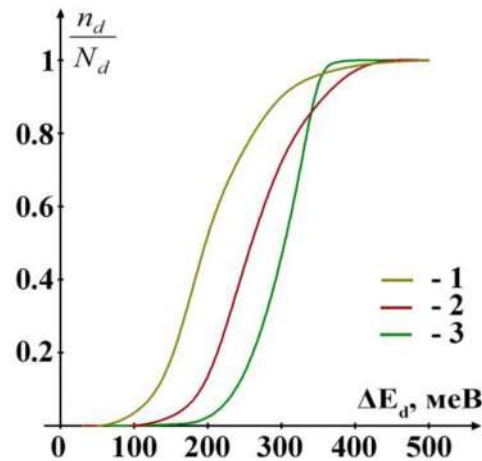


Рис. 3.22. Залежності відносних значень концентрації електронів $\frac{n_d}{N_d}$, локалізованих на донорному рівні, від енергії іонізації донорної домішки для наноплівки германію при $T=300$ К та різних значеннях концентрації легуючої домішки N_d , см^{-3} : 1 – 10^{15} ; 2 – 10^{14} ; 3 – 10^{13} .

Таким чином, електричні властивості наноплівок Ge/Si , $\text{Ge/Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge/Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ визначаються, в першу чергу, особливостями їх зонної структури, яка залежить від величини внутрішніх механічних напружень, які існують в таких наноплівках, та температури. Зростання їх питомої електропровідності та власної концентрації носіїв струму відносно ненапружених наноплівок германію пояснюється зменшенням ширини забороненої зони германію під дією внутрішніх деформаційних полів. Встановлено, що значного зростання питомої електропровідності та концентрації власних носіїв струму зазнає для наноплівок, які мають товщину $d < 7$ нм. В даному випадку крім механізмів власної провідності суттєвим стає вплив розмірного квантування, ефективність дії якого зростає з пониженням температури. Рухливість електронів для розглядуваних наноплівок буде меншою відносно рухливості електронів в ненапруженій наноплівці германію. При цьому квантово-розмірні ефекти та варіація температури практично не

впливають на відносне зменшення рухливості. Рухливість дірок в наноплівках Ge/Si та Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36), так як і електронів, буде зменшуватись за рахунок впливу внутрішніх механічних напружень. Проте, для цих наноплівок таке зменшення рухливості не залежить від величини внутрішніх механічних напружень і буде однаковим. Для напруженої наноплівки Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) спостерігається зростання рухливості дірок, яке при кімнатній температурі буде більшим, ніж 50 відсотків, коли товщина наноплівки $d > 50$ нм. Причиною такого зростання рухливості є зменшення ефективної маси дірок за рахунок деформаційної перебудови валентної зони германію та послаблення ролі квантово-розмірних ефектів. Зростання концентрації легуючої домішки для наноплівок германію, вирощених на підкладках Ge, Ge_(0,64)Si_(0,36) та Ge_(0,9)Si_(0,1), призводить до збільшення концентрації електронів в зоні провідності цих наноплівок та зменшення ролі квантово-розмірних ефектів. При цьому для наноплівок, які леговані мілкою донорною домішкою з енергією іонізації $\Delta E_d = 50$ меВ та концентрацією $N_d = 10^{15}$ см⁻³, концентрація електронів практично рівна концентрації легуючої домішки та не залежить від товщини наноплівки. Тому в даному випадку ефекти розмірного квантування не впливатимуть на електричні властивості цих наноплівок. Зростання енергії іонізації донорної домішки призводить до зменшення концентрації електронів в зоні провідності наноплівки за рахунок збільшення ступеня заповнення домішкового рівня електронами. Зміна електропровідності легованої наноплівки, порівняно з нелегованою, під впливом внутрішніх механічних напружень буде визначатись в значній мірі змінами рухливості електронів. Тому її електропровідність зі збільшенням величини внутрішніх механічних напружень буде зменшуватись за рахунок зменшення рухливості, що пов'язано з деформаційним перерозподілом електронів з різною рухливістю між L₁- та Δ_1 -мінімумами зони провідності наноплівки.

Представленні розрахунки електричних властивостей напружених наноплівок германію можуть бути використанні при розробці наукових основ синтезу нелегованих та легованих наноплівок та створення на їх основі нових

елементів та приладів наноелектроніки (каналів n-MOSFET та n-MODFET транзисторів, лазерів на гетеропереходах, електрооптичних модуляторів).

Висновки до розділу 3

За рахунок різних значень сталої ґраток германію та підкладки $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}(001)$ в наноплівці германію будуть виникати значні внутрішні механічні напруження, які призводять до радикальної деформаційної перебудови її зонної структури. Для такої геометрії гетероструктури наноплівка германію в напрямках [100] та [010] зазнає двохосьового стиску, а в напрямку [001] – одновісного розтягу. Збільшення величини внутрішніх деформаційних полів в легованій наноплівці германію призводить до зростання енергії іонізації як мілкої, так і глибокої донорної домішки, що пов'язано зі збільшенням ефективної маси електрона та ступеня взаємодії домішкового рівня з валентною зоною германію.

Електричні властивості наноплівки $\text{Ge}/\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}(001)$ будуть визначатись компонентним складом підкладки, концентрацією легуючої домішки та її енергією іонізації. Зростання питомої електропровідності та концентрації електронів в напруженій наноплівці (нелегованій або легованій до рівня $N_d=10^{13} \text{ см}^{-3}$) пов'язане зі зменшенням ширини забороненої зони германію. Для наноплівок Ge товщиною $d < 7$ нм, крім механізмів власної провідності, суттєвим стає вплив розмірного квантування, роль якого зменшується зі збільшенням концентрації легуючої домішки. Рухливість електронів та дірок для напруженої наноплівки буде меншою, ніж для ненапруженої. Лише для наноплівки $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ спостерігається зростання рухливості дірок за рахунок зменшення їх ефективної маси та послаблення ролі квантово-розмірних ефектів.

Проведене моделювання електричних властивостей наноплівок $\text{Ge}/\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}(001)$ дозволить надати певні рекомендації щодо їх синтезу та створення на основі них нових приладів наноелектроніки.

РОЗДІЛ 4. МЕХАНІЗМИ ДЕФЕКТОУТВОРЕННЯ ТА ВІДПАЛУ В ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ МОНОКРИСТАЛАХ n-Ge ТА n-Si

4.1. Підготовка зразків n-Ge та n-Si для проведення досліджень електричних, тензоелектричних та оптичних властивостей

Методика підготовки зразків n-Ge та n-Si для досліджень електричних та тензоелектричних властивостей включала послідовність тих же трьох етапів, які детально описані в розділі 2, в пункті 2.1. Проте, нанесення контактів на n-Si, на відміну від n-Ge, здійснювалось за іншою методикою, яка представлена в роботі [308]. На оброблену поверхню кремнієвого зразка при температурі 450–470 °С вплавлювалась попередньо приготовлена евтектика Au+Si, яка злегка була недонасичена кремнієм, на глибину, що регулювалась вмістом золота в розчині та часом вплавлення. Після цього на місця вплавлення наносилось чисте олово. Форма та геометричні розміри даних зразків для досліджень ефекту Холла представлені на рис. 4.1.

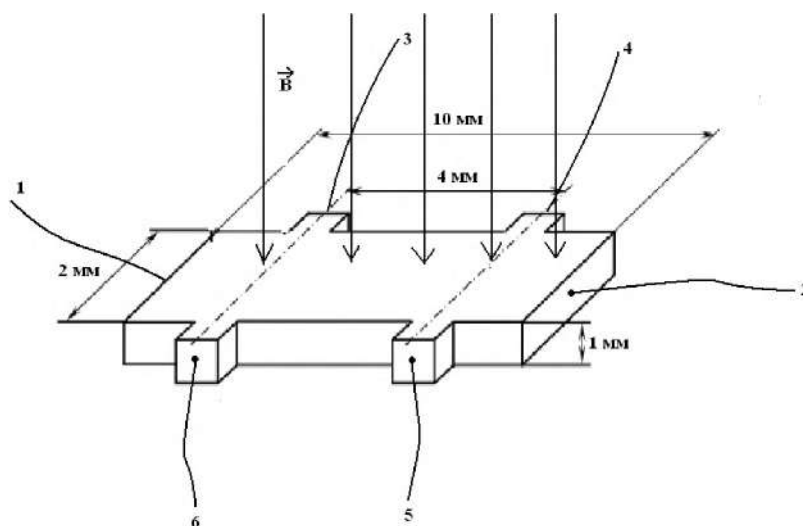


Рис. 4.1. Форма та геометричні розміри зразків германію та кремнію для досліджень ефекту Холла.

На досліджувальний зразок за допомогою стабілізатора струму на контакти 1 та 2 подавався стабілізований постійний струм. ЕРС Холла, яке виникало при поміщенні зразка в магнітне поле електромагніту, вимірювалось між контактами 3 і 6 та 4 і 5. Як відомо [309], питомий опір напівпровідників значно

більший, ніж у металів, тому для них може бути відчутним спад напруги між зондами (електродами Холла), який виникає внаслідок того, що зонди не встановлено строго в екіпотенціальній площині. Враховуючи те, що практично дуже важко встановити зонди точно в екіпотенціальній площині, для виключення можливої помилки необхідно проводити виміри для двох різних напрямків магнітного поля.

Нехай для деякого напрямку магнітного поля виміряна холівська напруга між контактами 3 і 6 або 4 і 5 рівна:

$$U_1 = U_x + U_R, \quad (4.1)$$

де U_x – дійсна ЕРС Холла; U_R – спад напруги зумовлений неправильним положенням електродів за рахунок не строгого їх встановлення в екіпотенціальній площині.

У разі протилежного напрямку магнітного поля

$$U_2 = -U_x + U_R, \quad (4.2)$$

З виразів (4.1) та (4.2) знаходимо, що

$$U_x = \frac{U_1 - U_2}{2}. \quad (4.3)$$

Стала Хола визначається так [309]:

$$R_x = \frac{U_x d}{I \cdot B} = \frac{A}{q \cdot n}, \quad (4.4)$$

де d – товщина зразка в напрямку магнітного поля, q – модуль заряду електрона, A – холл-фактор, n – концентрація електронів провідності.

Холл-фактор залежить від наявних механізмів розсіяння носіїв струму в напівпровіднику (змінюється від 1 до 2). Наближено його можна вважати в багатьох випадках для різних умов експерименту близьким до 1 для невеликих магнітних полів, коли не проявляється ефект магнітоопору, та для монокристалів напівпровідників з малим та середнім ступенем легування домішками. Холівська рухливість визначається як

$$\mu_x = \frac{R_x}{\rho}, \quad (4.5)$$

де ρ – питомий опір досліджуваного зразка.

Для досліджень тензоопору та тензо-холл-ефекту при одновісному тискові до 1,2 ГПа вздовж різних кристалографічних напрямків зразки монокристалів n-Ge та n-Si вирізались у формі прямокутних паралелепіпедів (рис. 4.2). При цьому, як і у випадку досліджень ефекту Холла, на контакти 1 та 2 подавався стабілізований постійний струм, напрям якого співпадав з напрямком прикладання до зразка одновісного тиску. З контактів 3 і 4 та 5 і 6 знімалась напруга, за значенням якої обчислювався питомий опір деформованого зразка (тензоопір). При дослідженні тензо-холл-ефекту ЕРС Холла знімалась між контактами 3 і 5 та 4 і 6.

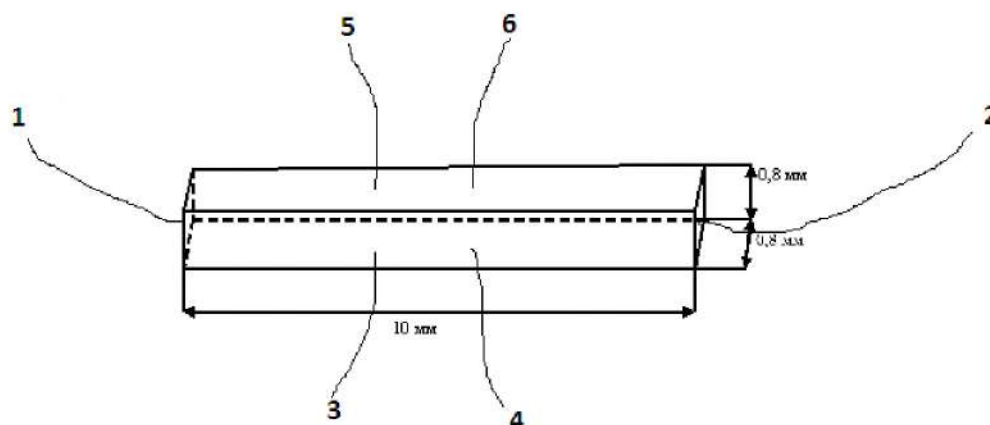


Рис. 4.2. Форма та геометричні розміри зразків германію та кремнію для досліджень тензоопору та тензо-холл-ефекту.

Визначення сталої Холла, концентрації та холівської рухливості носіїв струму для одновісно деформованих монокристалів n-Ge та n-Si здійснювалось також на основі виразів 4.1-4.5.

Спектри поглинання досліджуваних зразків германію та кремнію при кімнатній температурі вимірювались на ІЧ-Фур'є спектрофотометрі IRAffinity-1S. Спектральний діапазон вимірювань даного спектрофотометра становить 1,3–28 мкм, співвідношення сигнал/шум $\epsilon > 30000$ та можливі розширення – 0,25 cm^{-1} , 0,5 cm^{-1} , 1 cm^{-1} , 2 cm^{-1} , 4 cm^{-1} , 8 cm^{-1} , 16 cm^{-1} (рис. 4.3).

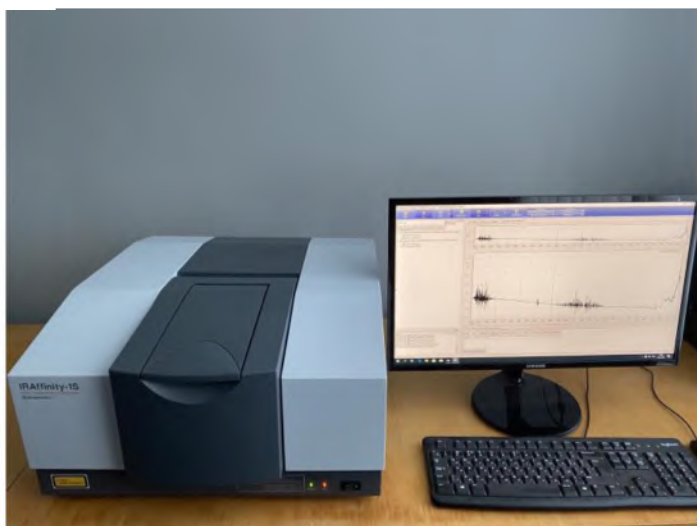


Рис 4.3. Вимірювальний комплекс для проведення оптичних вимірювань в інфрачервоній області спектра, що включає ІЧ-Фур'є-спектрометр IRAffinity-1S та комп'ютер з базою еталонних спектрів.

Дослідження спектрів поглинання опромінених електронами зразків n-Ge та n-Si при температурах менших за кімнатну здійснювалось за допомогою комп'ютеризованого спектрометричного комплексу на базі спектрометра ІКС-21, у лабораторії радіаційних технологій Інституту фізики НАН України. Для проведення вимірювань спектрів поглинання зразки n-Ge та n-Si одержувались у формі прямокутних паралелепіпедів, розмірами $5 \times 5 \times 2$ мм. Для одержання таких розмірів зразки спочатку вирізались на станку, шліфувались за допомогою порошку, а потім полірувались алмазними пастами з різним розміром зерен (від найбільшого зерна до найменшого)

4.2. Умови електронного опромінення та відпалу монокристалів n-Ge та n-Si

Опроміювання зразків n-Ge та n-Si потоками швидких електронів здійснювалось при кімнатній температурі на мікротроні М-30, лабораторно – дослідницькій установці відділу фотоядерних процесів Інституту електронної фізики НАН України (м. Ужгород). Мікротрон М-30 є циклічним прискорювачем релятивістських електронів зі змінною кратністю прискорення [310, 311]. У М-30 прискорювальним модулем є об'ємний резонатор, що збуджується імпульсним магнетроном. Силова установка мікротрона

використовує в якості генератор НВЧ магнетрон МН-262 з потужністю в імпульсі 9 МВт та його тривалістю 0,2–0,3 мкс, частотою генерації 3200 МГц, прогальністю 3300–5000. Імпульс випромінювання М-30 являє собою послідовність згустків електронів, що переміщуються один за одним з частотою 3200 МГц та тривалістю близько 30 пс. Ефективність виходу електронів з мікротрона складає 80–98%, середній струм електронного пучка може змінюватися від 0,01 до 50 мкА ($3,12 \cdot 10^{14}$ ел. \cdot с $^{-1}$). Пучок електронів із прискорювача виводиться через вікно з титану завтовшки 25 мкм ($11,3$ мг \cdot см $^{-2}$). При проходженні крізь титанове вікно енергетичні втрати електронів складають до 30 кеВ від початкової енергії. Часова нестабільність густини потоку електронів не перевищує 14%. Електронний пучок при виході з М-30 має форму еліпса з діагоналями 10–12 мм по горизонталі та 3–4 мм по вертикалі. Розбіжність такого пучка електронів відносно вивідного вікна у вертикальному напрямку рівна $1,5 \cdot 10^{-3}$ радіан, а в горизонтальному – $1,5 \cdot 10^{-2}$ радіан. Величина струму прискорених електронів на площині опромінювання вимірюється циліндром Фарадея (ЦФ). Основними параметрами, що визначають величину струму прискорених електронів у М-30 є температура катода, значення прискорювальної напруги з катода, ефективності захоплення НВЧ-поля модулятора, ефективність виводу електронів тощо. За кожне проходження пучка електронів через резонатор у М-30 енергія електронів зростає на 0,51 МеВ та вони починають рухатися вже по наступній, вищій орбіті в магнітному полі. Число орбіт у вакуумній камері мікротрону рівне 29, енергія електрона змінюється плавно від 1 до 3 МеВ з пульта управління мікротроном та ступінчасто від 1,4 до 24 МеВ. Для ступінчастої зміни енергії електрона необхідний час 5–6 годин. Основними параметрами, що визначають енергію електронів, прискорених у мікротроні, є номер орбіти та величина магнітного поля вакуумної камери. Регулювати енергією прискорених електронів можна двома шляхами: 1) від 3 до 30 МеВ з постійним кроком 1,5 МеВ, використовуючи відповідні хвилевідні вставки, які розміщені у

вакуумній камері, 2) плавною зміною величини прискорюючого потенціалу в резонаторі та подальшою зміною напруженості ведучого магнітного поля.

Управління мікротроном, контроль параметрів прискорювача, його включення і виключення здійснюється дистанційно з пульта управління, який модернізовано для такого роду задач. Зокрема, реалізовано графічний інтерфейс, а також схему спряження з функціональними блоками мікротрона М-30 з використанням модулів аналогово-цифрового перетворювача (АЦП) WAD-AIK-BUS, гальванічно розв'язані входні канали яких дозволяють реалізувати систему моніторингу, статистичної обробки та архівації параметрів прискорювача. Програмна частина пульта управління містить сукупність віртуальних панелей, кожна з яких відображає в реальному часі значення параметра М-30 або їх функціональні залежності. Кількість датчиків, що обробляє програмний комплекс, залежить від кількості АЦП, що з'єднані в одну шину і дозволяє адресацію 127 модулів, кожен з яких має 4 канали для входних сигналів. Схема розташування пристроїв М-30 представлено на рис. 4.4.

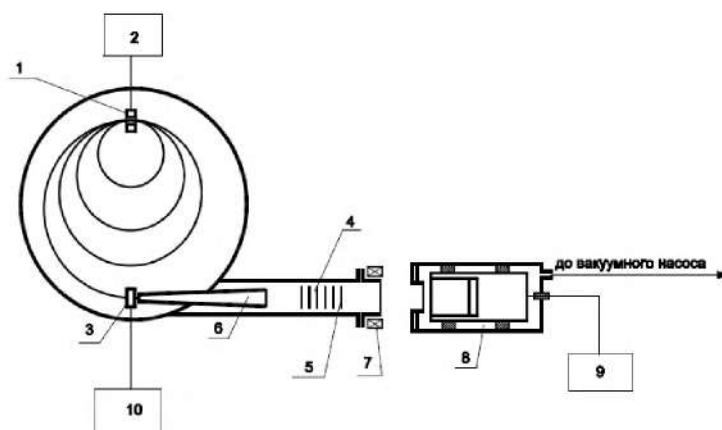


Рисунок 4.4. Схема розташування пристроїв мікротрона М-30 при опроміненні.

В цій схемі 1 – резонатор, 2 – генератор надвисокої частоти, 3 – колектор орбіт; 4,5 – монітор-індикатор; 6 – вузол виводу пучка; 7 – індукційний датчик; 8 – ЦФ; 9, 10 – вимірювачі струму. Висока моноенергетичність (до 0,02%), можливість змінювати в широких межах енергію та щільність потоку

прискорених електронів робить мікротрон М-30 перспективним щодо створення стенду для радіаційних випробувань (рис. 4.5) [310-314].



а)



б)

Рис. 4.5. Мікротрон М-30 як радіаційний стенд: а) пульт управління, б) метрологічна лава для радіаційних випробувань із ЦФ та формувачем поля опромінення.

Для встановлення метрологічних характеристик необхідне періодичне проведення досліджень параметрів пучків електронів на площині опромінювання при різних віддальх від вузла виводу М-30. При всіх видах вимірювання похибки визначаються за формулою:

$$\delta_x = \theta_x + S_x,$$

де θ_x – невиключена частина систематичної похибки вимірюваних величин, S_x – випадкова похибка вимірювальної величини.

Це дозволяє гарантувати похибку встановлення дозиметричних характеристик при опроміненні зразків для довірчої ймовірності $P=0,95$. Метрологічна атестація мікротрону вимагає встановлення таких просторово-часових та енергетичних характеристик електронного пучка як його енергія, густина та розподіл густини потоку прискорених електронів на полі опромінення. Також важливим є дотримання експлуатаційних характеристик М-30, які впливають на визначення допустимих відхилень експлуатаційних параметрів та забезпечують при опроміненні досліджуваних зразків підтримку енергії електронів, густини електронного потоку та інтегральний потік із заданою точністю. Однією з важливих характеристик мікротрону, яка визначає при атестації характерні

розміри апаратури, є однорідність радіаційного поля в площині розміщення зразків. Для формування рівномірності густини потоку електронів використовують систему розсіювачів та формувачів поля опромінення. Контроль *in situ* виконують за допомогою спеціального сканера радіаційного поля. Вихідними даними для визначення режиму роботи мікротрону та умов опромінення є встановлення ряду технічних параметрів, таких як норма випробування, геометричні розміри об'єкту опромінення, енергія та щільності потоку електронів на площі опромінювання. Ці дані дозволяють встановити: відстань від досліджуваного зразка до вивідного вікна мікротрону, необхідну нерівномірність опромінення, максимальне по опромінюваній площі значення щільності потоку електронів та провести калібрування інтегратора струму для гарантування дози опромінення. Контроль температури опромінювання здійснювався за допомогою мідь-константанової термопари, для якої, як встановлено, параметри є стійкими до тривалої дії радіації. За час опромінювання зміни температури не перевищували $\pm 2^\circ\text{C}$ і регулювалися шляхом обдуву рідким азотом. Опромінення призупиняється керівником робіт при наборі інтегратором заданої дози опромінення.

Ізотермічний відпал опромінених зразків p-Ge здійснювався в трубчастій печі F21100, яка дозволяє проводити відпал до температур 1200°C , з точністю $\pm 0,5^\circ\text{C}$. (рис. 4.6).



Рис. 4.6. Трубчаста піч F21100.

Заданя температури та часу відпалу здійснювалось за допомогою системи автоматики.

4.3. Особливості дефектоутворення в монокристалах n-Ge та n-Si при електронному опроміненні

Взаємодія іонізуючого випромінювання з твердим тілом призводить до утворення в ньому різних радіаційних дефектів (точкові дефекти та комплекси точкових дефектів з домішками, області розвпорядкування) [43]. Обмеженість застосування для германію методу електронного парамагнітного резонансу не дозволяє точно ідентифікувати, як у кремнії, енергетичні рівні радіаційних дефектів [59]. Спроби класифікувати радіаційні дефекти за їхніми інтервалами відпалу часто призводять до виникнення непорозумінь, коли різні радіаційні дефекти відпалюють у тому самому температурному інтервалі [80]. Тому в літературі наявні різні дані щодо енергетичного спектру рівнів радіаційних дефектів в германії, визначених різними методами [80, 315-317]. Це актуалізує досліджень природи утворених при опроміненні радіаційних дефектів, їхнього впливу на електричні та оптичні властивості монокристалічного германію та створення на основі даного матеріалу різних приладів електронної техніки, робочі характеристики яких залежать від наявної зовнішньої радіаційної обстановки.

Тому в роботі [318] проводились дослідження ефекту Холла для опромінених монокристалів n-Ge різними потоками електронів з енергією 10 МеВ. Досліджуванні монокристали германію були леговані домішкою сурми, концентрацією $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. На рис. 4.7 представлено температурні залежності сталої Холла для монокристалів n-Ge, опромінених різними потоками електронного опромінення. Для потоків опромінення $\Phi < 10^{16} \text{ ел./см}^2$ германій мав n-тип провідності, а при потоках $\Phi > 2 \cdot 10^{16} \text{ ел./см}^2$ – конвертував у p-тип. За нахилом кривих залежностей рис. 4.7, в координатах $\ln(|R_H|) = f(1/T)$, були визначені для досліджуваних зразків n-Ge енергетичні рівні утворених радіаційних дефектів. Для потоків електронного опромінення $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ ел./см}^2$

та $\Phi=10^{16}$ ел./см² енергетичні рівні практично співпадали (рис. 4.7, енергетичні рівні $E_c - 0,27$ еВ та $E_c - 0,28$ еВ). Також незначна розбіжність енергетичних рівнів радіаційних дефектів спостерігалась і після n-p конверсії (рис. 4.7, енергетичні рівні $E_v + 0,29$ еВ та $E_v + 0,27$ еВ).

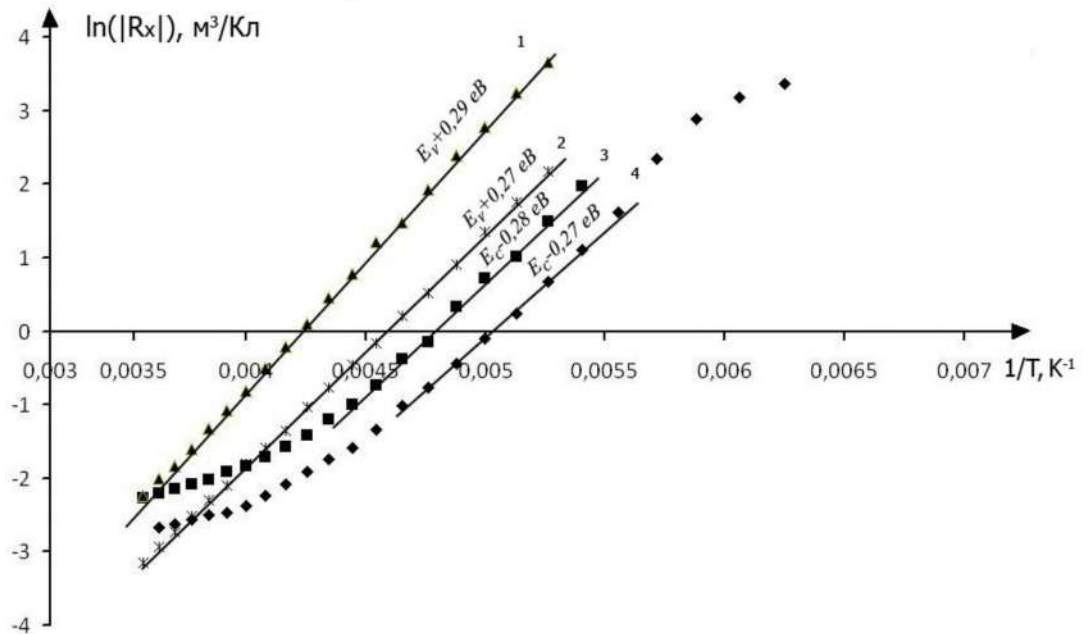


Рис. 4.7. Температурна залежність сталої Холла $\ln(|R_x|) = f(1/T)$ для опромінених монокристалів n-Ge різними потоками електронів Φ , ел./см²:
1 – $2 \cdot 10^{16}$; 2 – $5 \cdot 10^{16}$; 3 – 10^{16} ; 4 – $5 \cdot 10^{15}$.

Як було показано в роботах [319, 320], внутрішні механічні напруження, які створюються міжвузловими атомами та вакансіями, можуть призводити до зміщення енергетичних рівнів радіаційних дефектів та навіть до появи нових. При збільшенні потоку опромінення буде змінюватись середня відстань між компонентами пар Френкеля та відповідно величина внутрішніх напружень [59]. Тому, можна вважати, що для нашого випадку при електронному опроміненні в забороненій зоні германію виникає лише два різних енергетичних рівні, положення яких залежить від величини внутрішніх напружень, які виникають в ґратці германію. У роботах [59, 82] показано, що в германії енергетичний рівень $E_c - 0,27$ еВ належить до А-центру, а $E_v + 0,27$ еВ – комплексу, до складу якого входить вакансія. Такі дефекти

можуть модифіковуватись різними фоновими домішками, однією з яких є кисень [59]. Проте, в опромінених електронами монокристалах германію (як до, так і після відпалу) може утворюватись велика кількість різних комплексів, до складу яких входить міжвузловий кисень [321-323]. Тому важливо для інтерпретації одержаних експериментальних результатів та кількісних оцінок мати інформацію про концентрацію міжвузлового кисню в досліджуваних монокристалах германію та результати досліджень ІЧ Фур'є - спектроскопії для опроміненого n-Ge. Концентрацію міжвузлового кисню O_i в германії можна визначити за величиною оптичної густини D для хвильового числа 843 cm^{-1} відносно базової лінії за формулою [324, 325]:

$$[O_i] = 1,05 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \cdot (2,3D/2d), \quad (4.6)$$

де $1,05 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ – калібровочний коефіцієнт, d – товщина зразка (в см).

В роботі [324] встановлено, що концентрації оптично активних атомів кисню в кристалах германію від $2 \cdot 10^{15}$ до $1,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ відповідає хвильове число 843 cm^{-1} . При збільшенні концентрації кисню дана смуга поглинання зміщується в короткохвильову область спектра. На рис. 4.8 представлено спектр ІЧ-поглинання для досліджуваних монокристалів германію [326].

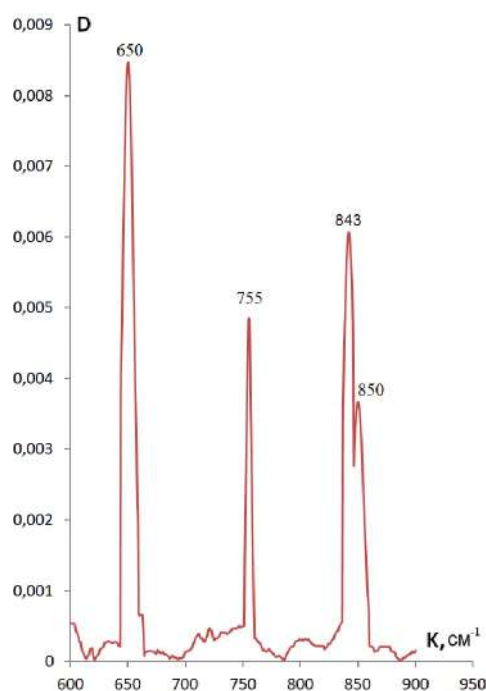


Рис. 4.8. Спектр поглинання неопромінених монокристалів n-Ge при кімнатній температурі.

Як слідує з рис. 4.8, міжвузловому кисню відповідає хвильове число 843 см^{-1} , а кількісний розрахунок, згідно з (4.6), дає концентрацію кисню $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, що узгоджується з результатами роботи [324]. Смуги поглинання 650 см^{-1} , 755 см^{-1} , 850 см^{-1} відповідають поглинанню оптичними фононами («ґраткове» поглинання) [327]. На рис. 4.9 представлені спектри поглинання при різних температурах для монокристалів германію після опромінення швидкими електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ ел./см}^2$. Як видно з рис. 4.9, в спектрі опромінених зразків n-Ge утворюють дві додаткові смуги: 669 см^{-1} та 716 см^{-1} . При цьому з підвищенням температури інтенсивність смуги 716 см^{-1} зменшується, а смуги 669 см^{-1} не змінюється. Згідно з даними робіт [74, 328], дані смуги відповідають різним зарядовим станам А-центру в германії (комплекс VO_i): смуга 716 см^{-1} відповідає подвійному негативному, а смуга 669 см^{-1} – негативному стану А-центра з відповідними енергетичними рівнями $E_c - 0,21 \text{ eV}$ та $E_v + 0,27 \text{ eV}$.

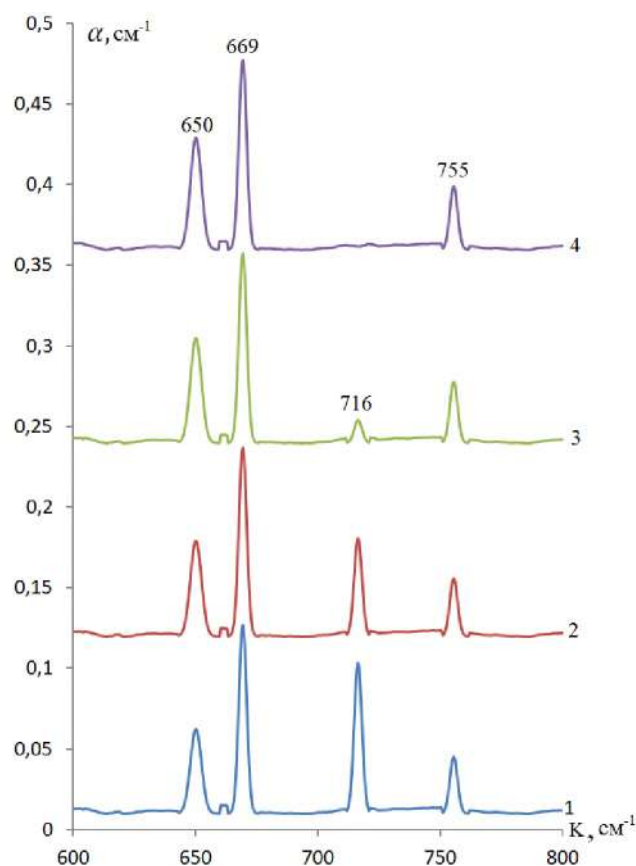


Рис. 4.9. Спектри поглинання опромінених монокристалів n-Ge для різних температур $T, \text{ K}$: 1 – 150, 2 – 200, 3 – 250, 4 – 300.

Додаткова модифікація А-центру двома міжвузловими атомами германію з утворенням комплексу $\text{VO}_i\text{I}_2\text{Ge}$ понижує рівень А-центру $E_c - 0,21\text{eV}$ до $E_c - 0,27\text{eV}$ [59], що узгоджується з результатами вимірювань ефекту Холла (рис. 4.7). При кімнатній температурі рівень $E_c - 0,27\text{eV}$ буде іонізований, тому в спектрі поглинання зникає смуга 716 cm^{-1} (рис. 4.9, крива 4). При цьому всі електрони будуть заповнювати глибокий акцепторний рівень $E_v + 0,27\text{eV}$.

Також для кількісної інтерпретації одержаних експериментальних результатів нами на основі статистики невиродженого газу носіїв струму в напівпровідниках проводили теоретичні розрахунки спектру рівнів радіаційних дефектів для опромінених монокристалів *n*-Ge такими потоками електронів.

Нехай в германії, легованому концентрацією донорної домішки N_d , утворюються радіаційні дефекти з концентрацією N та кожен такий дефект має L акцепторних рівнів. Розглянемо спочатку випадок таких потоків електронного опромінення, коли германій не конвертує в *p*-тип. Тоді при температурі абсолютного нуля будуть заповнені електронами всі енергетичні рівні радіаційних дефектів та частина рівнів донорної домішки. Для температур, коли донорні домішки повністю іонізовані, а найвищий енергетичний рівень радіаційних дефектів частково, можна записати таке рівняння електронейтральності [318]:

$$N(L - 1) + n_a + n = N_d \quad (4.7)$$

де n_a – концентрація електронів на найвищому за шкалою енергій акцепторному рівні, n – концентрація електронів в зоні провідності. Враховуючи вирази для відповідних концентрацій

$$n_a = \frac{N}{2e^{\frac{E_a - E_F}{kT}} + 1}, \quad n = N_c e^{\frac{E_F}{kT}}, \quad (4.8)$$

рівняння (4.7) можна представити так:

$$N(L - 1) + \frac{N}{1 + \frac{2N_c}{n} e^{\frac{E_a}{kT}}} + n = N_d, \quad (4.9)$$

$N_c = \frac{(2m_n kT)^{3/2}}{4\pi^3 \hbar^3}$ – ефективна густина станів зони провідності, E_F – енергія Фермі.

В рівняння (4.9) входять три невідомих параметри утворених радіаційних дефектів: N – концентрація таких радіаційних дефектів, L – кількість акцепторних рівнів, які належать кожному такому дефекту, E_a – енергія іонізації найвищого за шкалою енергій акцепторного рівня. Для визначення даних параметрів запишемо рівняння (4.9) для трьох різних значень концентрації електронів. В результаті цього отримаємо наступну систему рівнянь:

$$\begin{cases} N(L-1) + \frac{N}{1 + \frac{2N_c(T_1) e^{\frac{E_a}{kT_1}}}{n_1}} + n_1 = N_d, \\ N(L-1) + \frac{N}{1 + \frac{2N_c(T_2) e^{\frac{E_a}{kT_2}}}{n_2}} + n_2 = N_d, \\ N(L-1) + \frac{N}{1 + \frac{2N_c(T_3) e^{\frac{E_a}{kT_3}}}{n_3}} + n_3 = N_d. \end{cases} \quad (4.10)$$

Враховуючи значення ефективної маси густини станів для електронів, концентрацію легуючої домішки сурми $N_d = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ та експериментальні значення концентрацій електронів n_1, n_2, n_3 для відповідних температур T_1, T_2, T_3 (рис. 4.7, криві 3, 4), можна знайти вище зазначені параметри радіаційних дефектів для монокристалів n-Ge, опромінені різними потоками електронів. Результати таких розрахунків представлені в таблиці 4.1.

Таблиця 4.1.

**Параметри радіаційних дефектів в опроміненому електронами
n-Ge до n-p конверсії**

Потік електронного опромінення Φ ,	$N, \text{ см}^{-3}$	L	$E_a, \text{ eV}$

ел./см ²			
5·10 ¹⁵	2,8·10 ¹⁴	1,96	$E_c - 0,27$
10 ¹⁶	3,1·10 ¹⁴	1,97	$E_c - 0,275$

Як видно з таблиці 4.1, параметр L є близьким до 2. Це підтверджує наші експериментальні результати щодо існування в забороненій зоні германію лише двох енергетичних рівнів радіаційних дефектів $E_c - 0,27$ еВ та $E_v + 0,27$ еВ, які належать А-центру. Незначне зміщення рівня $E_c - 0,27$ еВ при збільшенні потоку електронного опромінення від $5 \cdot 10^{15}$ ел./см² до 10^{16} ел./см² можна пояснити змінами величини внутрішніх механічних напружень в ґратці германію. Після n-p конверсії енергетичний рівень $E_c - 0,27$ еВ, буде незаповнений електронами, а рівень $E_v + 0,27$ еВ – частково. Тому для даного випадку рівняння електронейтральності матиме вигляд:

$$N_a + p = n_a, \quad (4.11)$$

$$p = N_v e^{\frac{-E_g - F}{kT}}, \quad (4.12)$$

де p – концентрація дірок у валентній зоні, $E_g = 0,67$ еВ – ширина забороненої

зони германію, $N_v = \frac{(2m_p kT)^{3/2}}{4\pi^3 \hbar^3}$ – ефективна густина станів валентної зони,

$m_p = 0,3m_0$ – ефективна маса густини станів для дірок. Враховуючи (4.11),

$$N_a + p = \frac{N}{1 + 2 \frac{p e^{\frac{E_g}{kT}}}{N_v} e^{\frac{E_a}{kT}}} \quad (4.13)$$

Для визначення концентрації радіаційних дефектів та енергії іонізації акцепторного рівня E_a після n-p конверсії запишемо рівняння (4.13) для двох різних концентрацій дірок p_1 та p_2 при температурах T_1 та T_2 відповідно. Отримаємо наступну систему рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} N_d + p_1 = \frac{N}{1 + 2 \frac{p_1 e^{\frac{E_g}{kT_1}}}{N_v(T_1)} e^{\frac{E_a}{kT_1}}}, \\ N_d + p_2 = \frac{N}{1 + 2 \frac{p_2 e^{\frac{E_g}{kT_2}}}{N_v(T_2)} e^{\frac{E_a}{kT_2}}}. \end{array} \right. \quad (4.14)$$

Результати розрахунків для монокристалів n-Ge, опромінені потоками електронів $\Phi=2 \cdot 10^{16}$ ел./см² та $\Phi=5 \cdot 10^{16}$ ел./см², представлені в таблиці 4.2. Також, як слідує з таблиці 4.2, енергетичний рівень $E_v + 0,27$ еВ, так як і енергетичний рівень $E_c - 0,27$ еВ, буде зазнавати деякого зміщення за шкалою енергій при варіації дози опромінення. Це, як і у випадку n-Ge, може бути пов'язано зі змінами величини внутрішніх напружень, які виникають навколо утворених радіаційних дефектів.

Таблиця 4.2.

**Параметри радіаційних дефектів в опроміненому електронами
n-Ge після n-p конверсії**

Потік електронного опромінення Φ , ел./см ²	N , см ⁻³	E_a , еВ
$2 \cdot 10^{16}$	$4,2 \cdot 10^{15}$	$E_v + 0,29$
$5 \cdot 10^{16}$	$5,1 \cdot 10^{15}$	$E_v + 0,27$

В роботі [74] з використанням методу DLTS та одновісних тисків до 0.4 ГПа були знайдені баричні коефіцієнти для різних компонентів глибокого рівня А-центру в германії, що виникають внаслідок розщеплення цього рівня при прикладеному одновісному тиску. Деформація зразків германію вздовж кристалографічного напрямку [110] призводила до розщеплення рівня А-центру на три компоненти з баричними коефіцієнтами $\beta_1 = 80.5$ меВ/ГПа, $\beta_2 = 10$ меВ/ГПа та $\beta_3 = -37$ меВ/ГПа, а при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [111] – на дві з баричними коефіцієнтами $\beta_4 = 68$ меВ/ГПа та $\beta_5 = -41$ меВ/ГПа. Для порівняння наших результатів з

результатами авторів даної роботи, з метою ідентифікації природи утворених при електронному опроміненні радіаційних дефектів, в роботі [329] проводилися розрахунки залежностей ефективної енергії іонізації глибокого рівня А-центру від одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111] з врахуванням даних баричних коефіцієнтів.

Концентрацію електронів, локалізованих на акцепторному рівні А-центру, для випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [110], можна представити таким чином:

$$n_A = n_{A_1} + n_{A_2} + n_{A_3}, \quad (4.15)$$

де n_{A_1} , n_{A_2} , n_{A_3} – концентрації електронів на розщеплених компонентах

А-центру з енергіями активації E_{A_1} , E_{A_2} та E_{A_3} відповідно. З виразу (4.3) отримуємо, що

$$n_{A_1} = \frac{N_1(E_{A_1})}{2e^{\frac{E_{A_1}-E_F}{kT}} + 1}, \quad n_{A_2} = \frac{N_1(E_{A_2})}{2e^{\frac{E_{A_2}-E_F}{kT}} + 1}, \quad n_{A_3} = \frac{N_1(E_{A_3})}{2e^{\frac{E_{A_3}-E_F}{kT}} + 1}, \quad (4.15)$$

де $E_{A_1} = E_A + \beta_1 P$, $E_{A_2} = E_A + \beta_2 P$, $E_{A_3} = E_A + \beta_3 P$.

Залежності компонентів А-центра, зв'язаних з енергіями активації E_{A_1} , E_{A_2} та E_{A_3} , від одновісного тиску можна представити так:

$$N_1(E_{A_1}) = \frac{N_1}{3} e^{-\frac{|\beta_1 P|}{kT}}, \quad N_1(E_{A_2}) = \frac{N_1}{3} e^{-\frac{|\beta_2 P|}{kT}}, \quad N_1(E_{A_3}) = N_1 \left(1 - \frac{2}{3} e^{-\frac{|\beta_3 P|}{kT}} \right). \quad (4.16)$$

Тоді, згідно з (4.3), (4.4) та виразами роботи [330], отримуємо, що

$$n_{A_1} = \frac{N_1(E_{A_1})}{1 + \frac{2 \left(N_{c_1} e^{-\frac{-\Delta E_1}{kT}} + N_{c_2} e^{-\frac{-\Delta E_2}{kT}} \right)}{n}} e^{\frac{E_{A_1}}{kT}}, \quad (4.17)$$

$$n_{A_2} = \frac{N_1(E_{A_2})}{1 + \frac{2 \left(N_{c_1} e^{-\frac{-\Delta E_1}{kT}} + N_{c_2} e^{-\frac{-\Delta E_2}{kT}} \right)}{n}} e^{\frac{E_{A_2}}{kT}}, \quad (4.18)$$

$$n_{A_3} = \frac{N_1(E_{A_3})}{1 + \frac{2 \left(N_{c_1} e^{\frac{-\Delta E_1}{kT}} + N_{c_2} e^{\frac{-\Delta E_2}{kT}} \right) e^{\frac{E_{A_3}}{kT}}}{n}}, \quad (4.19)$$

де ΔE_1 та ΔE_2 – зміщення мінімумів при деформації. Тоді, згідно з [330], можна записати вираз для енергії активації А-центру при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [110]:

$$E_A = kT \ln \left(\frac{n}{2 \left(N_{c_1} e^{\frac{-\Delta E_1}{kT}} + N_{c_2} e^{\frac{-\Delta E_2}{kT}} \right)} \cdot \left(\frac{N_1}{n_{A_1} + n_{A_2} + n_{A_3}} - 1 \right) \right). \quad (4.20)$$

Аналогічним чином можна отримати також залежність ефективної енергії активації глибокого рівня А-центру від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111]:

$$E_A = kT \ln \left(\frac{n}{2 \left(N_{c_1} e^{\frac{-\Delta E_1}{kT}} + N_{c_2} e^{\frac{-\Delta E_2}{kT}} \right)} \cdot \left(\frac{N_1}{n_{A_1} + n_{A_2}} - 1 \right) \right), \quad (4.21)$$

де $E_{A_1} = E_A + \beta_4 P$, $E_{A_2} = E_A + \beta_5 P$, $N_1(E_{A_1}) = \frac{N_1}{2} e^{\frac{|\beta_4 P|}{kT}}$, $N_1(E_{A_2}) = N_1 \left(1 - \frac{1}{2} e^{\frac{|\beta_5 P|}{kT}} \right)$.

Результати теоретичних розрахунків ефективної енергії активації глибокого рівня А-центру від одновісних тисків вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111] представлені на рис. 4.10 (криві 3 та 4). Як слідує з рис. 4.10, залежності ефективної енергії активації А-центру від одновісних тисків вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111], які отримані в роботі [330] на основі вимірів тензо-холл-ефекту (криві 1 і 2), добре корелюють з відповідними розрахованими залежностями для А-центру в германії (криві 3 і 4), одержаними за даними DLTS. Це дозволяє зробити висновок, що утвореному глибокому рівню $E_c - 0,27$ еВ в опромінену електронами n-Ge відповідає А-центр.

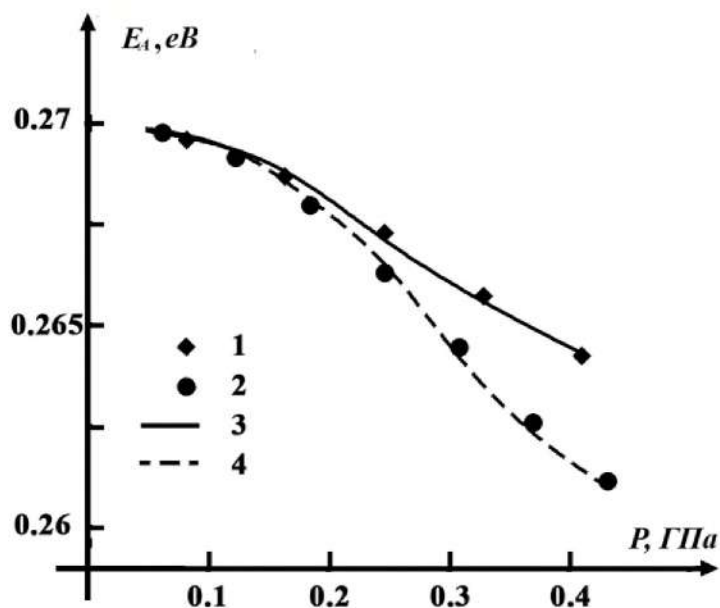


Рис. 4.10. Залежності ефективної енергії активації А-центру від одновісного тиску, отримані на основі досліджень тензо-холл-ефекту в роботі [330] (криві 1 та 2) та теоретичних розрахунків за результатами DLTS авторів роботи [74] (криві 3 та 4): 1,3 – одновісний тиск вздовж кристалографічного напрямку [110]; 2,4 – одновісний тиск вздовж кристалографічного напрямку [111].

Відомо [331], що в германії при опроміненні електронами з енергією в кілька MeV або ж гальмівним випромінюванням γ -квантів, яке створюється цими електронами, утворюються лише точкові дефекти та їх комплекси. При опроміненні електронами енергіями 10 MeV та більше в германії, крім точкових дефектів, утворюються області розвпорядкування, які є активними центрами розсіяння носіїв струму. Тому в роботі [332] було одержано температурні залежності холівської рухливості для цих же монокристалів n-Ge, опромінених потоками електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² та $\Phi=1 \cdot 10^{16}$ ел./см² з енергією 10 MeV (рис. 4.11 та рис. 4.12). Теоретичний розрахунок даних залежностей на основі запропонованої моделі рухливості дозволив встановити, що крім розсіяння електронів на іонах сурми, акустичних та оптичних фононах, суттєвий вклад у величину холівської рухливості опромінених монокристалів n-Ge вносять механізми розсіяння електронів на областях розвпорядкування та крупномасштабному потенціалі, який виникає внаслідок флуктуації концентрації заряджених дефектів.

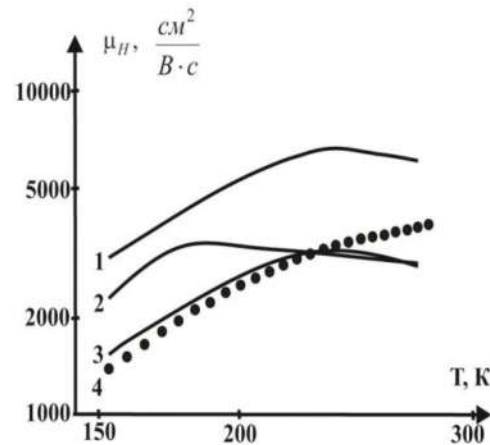


Рис. 4.11. Температурна залежність холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см²: 1 – теоретичний розрахунок без врахування механізму розсіяння електронів на областях розвпорядкування; 2 – теоретичний розрахунок без врахування впливу амплітуди крупномасштабного потенціалу; 3 – теоретичний розрахунок з врахуванням механізмів розсіяння електронів на областях розвпорядкування та крупномасштабному потенціалі; 4 – експериментальні результати.

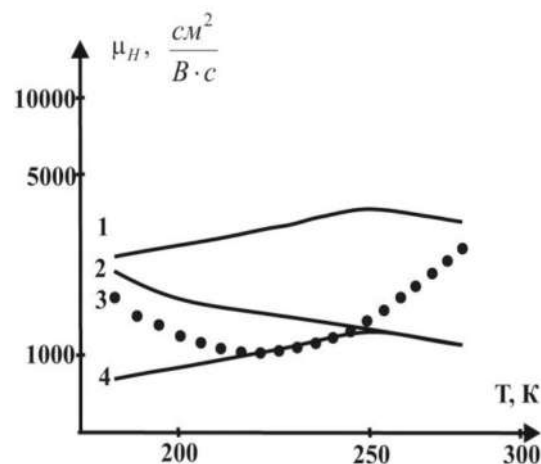


Рис. 4.12. Температурна залежність холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів $\Phi=1 \cdot 10^{16}$ ел./см²: 1 – теоретичний розрахунок без врахування механізму розсіяння електронів на областях розвпорядкування; 2 – теоретичний розрахунок без врахування впливу амплітуди крупномасштабного потенціалу; 3 – експериментальні результати; 4 – теоретичний розрахунок з врахуванням механізмів розсіяння електронів на областях розвпорядкування та крупномасштабному потенціалі.

Суттєва різниця у величині холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge з врахуванням (рис. 4.11, крива 3 та рис. 4.6, крива 4) та без врахування (рис. 4.11 та рис. 4.12, криві 1) розсіяння електронів на областях розвпорядкування показує, що даний механізм розсіяння ефективно проявляється для таких потоків опромінення швидкими електронами.

Отже, на основі експериментальних вимірювань ефекту Холла, тензо-холл-ефекту, інфрачервоної Фур'є-спектроскопії, використання статистики невідродженого електронного та діркового газу, проведених розрахунків холівської рухливості було встановлено, що основними електрично активними точковими радіаційними дефектами, які утворюються при опроміненні електронами n-Ge, є А-центри, модифіковані двома атомами германію, і також складні дефекти – області розвпорядкування, які є активними центрами розсіяння для електронів та дірок. З аналізу одержаних експериментальних результатів вимірювань ефекту Холла та проведених теоретичних розрахунків енергетичного спектру радіаційних дефектів слідує, що положення енергетичних рівнів А-центра, які відповідають різним його зарядовим станам, може дещо змінюватись в залежності від величини внутрішніх механічних напружень в ґратці германію.

Дослідженню процесів дефектоутворення в монокристалах кремнію під дією різних видів випромінювань на сьогодні присвячена значно більша кількість публікацій, ніж для германію. Кремній відноситься до модельних напівпровідників, оскільки електронний парамагнітний резонанс дозволив визначити атомну конфігурацію та мікроструктуру утворених при опроміненні радіаційних дефектів [59]. Як відомо [333-335], опромінення монокристалів n-Si при кімнатній температурі, в основному, призводить до утворення А- та Е-центрів, дивакансій (V_2), комплексів C_iO_i , C_iC_s , багатовакансійних комплексів з киснем (V_x+O_y) ($x, y=1, 2, 3$). Для монокристалів кремнію, які вирощені за методом Чохральського та з малим вмістом легуючих домішок, основними радіаційними дефектами є А-центри, дивакансії та комплекси C_iO_i [77, 335]. Для кремнію, вирощеного методом безтигельної зонної плавки,

характерним є утворення в його об'ємі при опроміненні Е-центрів, дивакансій, комплексів C_1C_S [77, 336]. На сьогодні досить мало є даних щодо дефектоутворення в кремнії з середнім та сильним рівнем легування, для енергій електронного опромінення більше 10 МеВ. В даному випадку концентрація легуючої домішки, її природа суттєво впливатимуть на ефективність утворення при опроміненні даних радіаційних дефектів, а також на ймовірність утворення нових. Відомо [331], що в опроміненому кремнії, як і в германії, швидкими електронами з енергією понад 10 МеВ можливим стає утворення областей розвпорядкування. Тому в роботі [337] досліджувався вплив опромінення різними потоками швидких електронів з енергією 12 МеВ на механізми дефектоутворення в монокристалах кремнію, легованих домішкою фосфора, концентрацією $N_d=2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Зразки монокристалів кремнію були вирощені за методом Чохральського. Концентрації оптично активних атомів кисню та вуглецю в досліджуваних зразках кремнію визначались за інтенсивностями ліній 1107 і 607 см^{-1} в спектрі пропускання [338]. Вміст даних домішок в монокристалах кремнію визначається виразом [338]:

$$N = \frac{a}{d} \ln \frac{I_1}{I_2}, \quad (4.22)$$

де d – товщина зразка, виражена в міліметрах; I_1 , I_2 – максимальне та мінімальне значення коефіцієнтів пропускання в області піку. Для кисню та вуглецю $a = 2,45 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ та $a = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ відповідно. Проведені обчислення концентрацій даних домішок на основі виразу (4.22) дали наступні значення концентрацій кисню та вуглецю в досліджуваних монокристалах кремнію: $N_C=7,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ та $N_O=8,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 4.13 представлено спектри поглинання для монокристалів n-Si, опроміненних потоком електронів $1 \cdot 10^{17} \text{ ел./см}^2$, при різних температурах. Лінії поглинання з частотами 836 та 885 см^{-1} відповідають А-центру (комплекс VO_i) [68]. Властивості цього дефекту на сьогодні добре відомі [339, 340]. Даний дефект створює в забороненій зоні кремнію глибокий акцепторний рівень

$E_c - 0,17eV$ та спостерігається в спектрах ІЧ-поглинання в нейтральному (лінія поглинання 836 см^{-1}), та негативно зарядженому (лінія поглинання 885 см^{-1}) станах [341]. Відпалюється А-центр в діапазоні температур $300-400\text{ }^\circ\text{C}$. Лінія поглинання з частотою 865 см^{-1} відповідає комплексу C_iO_i [342]. Згідно з обмінним механізмом Воткінса, вуглець при радіаційному опроміненні виштовхується власними міжвузлями з вузлів у міжвузлове положення з утворенням стабільного дефекту (C_i) [343].

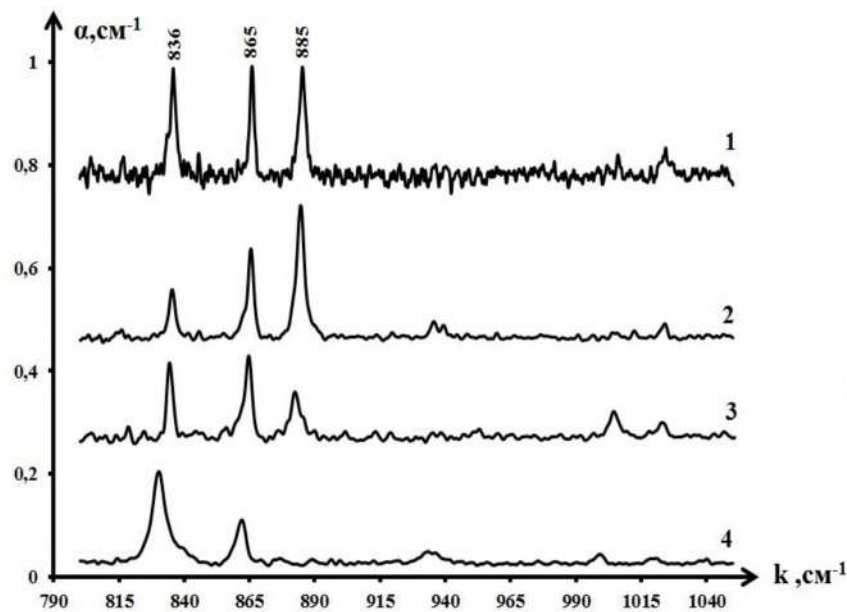


Рис. 4.13. Спектри поглинання для опромінених монокристалів n-Si потоком електронів $1 \cdot 10^{17}$ ел./ см^2 при різних температурах T , К: 1 – 10, 2 – 80, 3 – 150, 4 – 300.

При дифузії у ґратці дефект C_i ефективно взаємодіє з різними домішками, з утворенням електрично активних дефектів. У кремнії, вирощеному за методом Чохральського, міжвузловий вуглець ефективно взаємодіє з міжвузловим киснем, внаслідок чого утворюється комплекс C_iO_i [344]. Даний комплекс є термічно стабільним до температур $T=600\text{ К}$ та створює в забороненій зоні кремнію глибокий рівень $E_v + 0,35\text{ eV}$ [335, 345]. Енергія активації радіаційних дефектів для опроміненого кремнію потоком електронів $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./ см^2 визначалась на основі вимірювань ефекту Холла. За нахилом одержаної температурної залежності концентрації електронів (рис. 4.14, крива 3), енергія

активації виявилась рівною $E_A = E_c - (0,107 \pm 0,005)$ еВ, що відповідає А-центру, який додатково модифікований домішкою фосфору (комплекс VO_iP) [59].

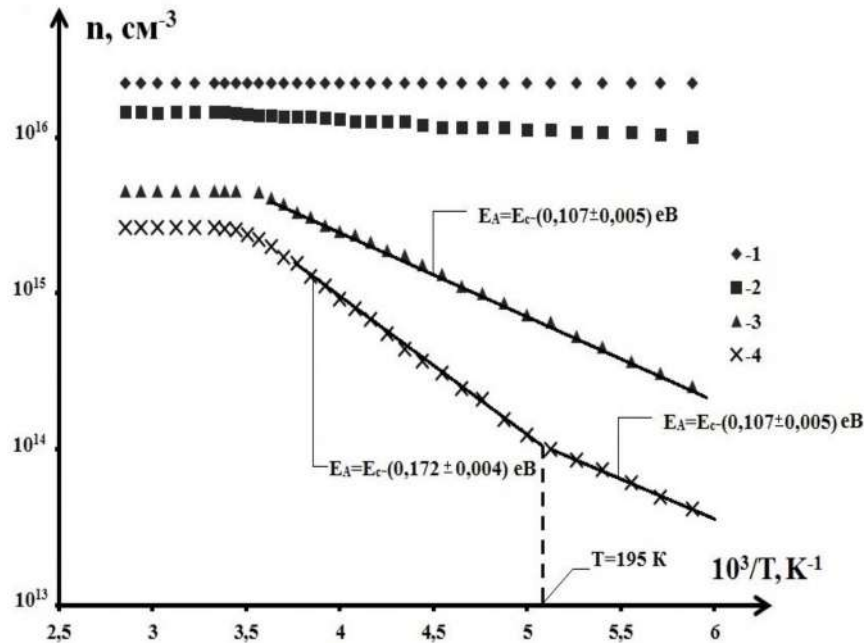


Рис. 4.14. Температурні залежності концентрації електронів для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – 0, 2 – $5 \cdot 10^{16}$, 3 – $1 \cdot 10^{17}$, 4 – $2 \cdot 10^{17}$.

Для опроміненого кремнію потоком електронів $\Phi = 2 \cdot 10^{17}$ ел./см² спостерігається зміна нахилу температурної залежності концентрації при температурах $T \approx 195$ К (див. рис. 4.14, крива 4). Для температур $T < 195$ К енергія активації утворених радіаційних дефектів в кремнії (як і у випадку опромінення потоком $\Phi = 1 \cdot 10^{17}$ ел./см²) відповідає комплексу VO_iP , а для температур $T > 195$ К – комплексу VO_i . При $T > 290$ К радіаційні дефекти, які належать А-центрам, будуть повністю іонізованими, оскільки концентрація електронів виходить на насичення (рис. 4.14, криві 2-4), а в спектрі поглинання зникає лінія 885 cm^{-1} (рис. 4.13, крива 4), що відповідає негативно зарядженому стану А-центра. Глибокий рівень $E_v + 0,35 \text{ eV}$ в даному випадку буде деіонізований і для всього досліджуваного діапазону температур не буде проявлятися його іонізація. Також зі збільшенням потоку електронного опромінення зростатиме

концентрація комплексів C_iO_i , що пояснюється зменшенням концентрації електронів для опромінених монокристалів кремнію відносно неопромінених зі збільшенням потоку електронного опромінення для температур вищих за кімнатну.

Для кількісних оцінок ефективності дефектоутворення в опромінених електронами монокристалах n-Si проводились розрахунки концентрацій утворених радіаційних дефектів. При температурах нижчих за кімнатну домішки фосфору будуть повністю іонізовані, а радіаційні дефекти, що належать комплексам VO_i та VO_iP – частково. Лише глибокий рівень $E_v + 0,35eV$, що відповідає комплексу C_iO_i , не буде іонізованим для всього діапазону досліджуваних температур. Тому для даного випадку можна записати таке рівняння електронейтральності:

$$n_1 + n_2 + n = N_d - N_1, \quad (4.23)$$

де n_1 , n_2 – концентрації електронів, локалізованих на енергетичних рівнях, що відповідають комплексам VO_iP та VO_i відповідно; n – концентрація електронів провідності, N_1 – концентрація комплексів VO_iP .

Враховуючи вирази для відповідних концентрацій [164]

$$n_1 = \frac{N_1}{2e^{\frac{E_1 - E_F}{kT}} + 1}, \quad n_2 = \frac{N_2}{2e^{\frac{E_2 - E_F}{kT}} + 1}, \quad n = N_c e^{\frac{E_F}{kT}}, \quad (4.24)$$

рівняння (4.24) можна записати так:

$$\frac{N_1}{1 + \frac{2N_c}{n} e^{\frac{E_1}{kT}}} + \frac{N_2}{1 + \frac{2N_c}{n} e^{\frac{E_2}{kT}}} + n = N_d - N_1, \quad (4.25)$$

де $N_c = \frac{(2m_n kT)^{3/2}}{4\pi^3 \hbar^3}$ – ефективна густина станів зони провідності;

$E_1 = E_c - 0,107 eV$ та $E_2 = E_c - 0,172 eV$ – енергії активації комплексів VO_iP та VO_i відповідно; N_2 – концентрація комплексів VO_i ; E_F – енергія Фермі;

$m_n = Z^{\frac{2}{3}}(m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{\frac{1}{3}}$, де для кремнію в недеформованому стані $Z = 6$, $m_{\parallel} = 0,9163m_0$, $m_{\perp} = 0,1905m_0$, m_0 – маса вільного електрона [164]. Тоді $m_n = 1,062m_0$.

Для обчислення концентрації комплексів VO_i та VO_iP , запишемо рівняння електронейтральності (4.25) для двох різних значень концентрації електронів, що відповідають температурам T_1 та T_2 . Отримаємо наступну систему рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c(T_1)}{n(T_1)} e^{\frac{E_1}{kT_1}}} + \frac{N_2}{1 + \frac{2N_c(T_1)}{n(T_1)} e^{\frac{E_2}{kT_1}}} + n(T_1) = N_d - N_1, \\ \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c(T_2)}{n(T_2)} e^{\frac{E_1}{kT_2}}} + \frac{N_2}{1 + \frac{2N_c(T_2)}{n(T_2)} e^{\frac{E_2}{kT_2}}} + n(T_2) = N_d - N_1. \end{cases} \quad (4.26)$$

Беручи до уваги значення ефективної маси густини станів для електронів в кремнії, концентрацію домішки фосфору та експериментальні значення концентрацій електронів $n(T_1)$ та $n(T_2)$ в опромінених зразках $n-Si$ для певного потоку електронного опромінення (рис. 4.14, криві 2-4), можна обчислити концентрацію радіаційних дефектів, що відповідають комплексам VO_i та VO_iP . Оскільки при температурах $T > 290$ К енергетичні рівні $E_1 = E_c - 0,107$ eВ та $E_2 = E_c - 0,172$ eВ будуть повністю іонізованими, то для даного випадку рівняння електронейтральності можна записати так:

$$N_3 + n = N_d - N_1, \quad (4.23)$$

де N_3 – концентрація комплексів C_iO_i .

В результаті таких розрахунків були отримані значення концентрацій комплексів VO_i , VO_iP та C_iO_i для опромінених монокристалів $n-Si$ різними потоками електронів (див. таблицю 4.3). Як видно з таблиці 4.3, зі збільшенням потоку електронного опромінення зростає концентрація радіаційних дефектів, які належать даним комплексам. Максимально ефективно при опроміненні вводяться А-центри, модифіковані домішкою фосфору. При збільшенні потоку від $1 \cdot 10^{17}$ до $2 \cdot 10^{17}$ ел./см² концентрація таких дефектів практично не

змінюється, оскільки існує обмеження за концентрацією легуючої домішки фосфору.

Таблиця 4.3.

Концентрація радіаційних дефектів в монокристалах n-Si <P>, опроміненних різними потоками електронів з енергією 12 MeV

Потік електронного опромінення Φ , ел./см ²	Концентрація радіаційних дефектів N_i , см ⁻³		
	N_1	N_2	N_3
$5 \cdot 10^{16}$	$3,7 \cdot 10^{15}$	$4,4 \cdot 10^{13}$	$3,8 \cdot 10^{15}$
$1 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{14}$	$7,4 \cdot 10^{15}$
$2 \cdot 10^{17}$	$1,04 \cdot 10^{16}$	$1,8 \cdot 10^{15}$	$9 \cdot 10^{15}$

Концентрація ж звичайних А-центрів (комплексів VO_i) при збільшенні потоку електронів зростає, що пояснюється ефективним утворенням при опроміненні вакансій, які вступають в квазіхімічні реакції з міжвузловими атомами кисню, та відповідно комплексів VO_i . Вище було відмічено, що в опроміненому кремнії потоками швидких електронів з енергією $E > 10$ MeV, крім точкових дефектів, стають можливим процеси утворення областей розвпорядкування, ядра яких можуть складатись з дивакансій або багатовакансіонних комплексів [331]. Проте, в нашому випадку такі дефекти (наприклад, енергетичні рівні дивакансії, які формують ядро області розвпорядкування) не були ідентифіковані для досліджуваного діапазону температур як в спектрах ІЧ-поглинання, так і при вимірюваннях температурних залежностей сталої Холла. Це пов'язано з тим, що, більш за все, концентрація утворених областей розвпорядкування в опроміненних зразках кремнію є набагато меншою, ніж концентрація комплексів VO_i , VO_iP та C_iO_i .

Проведення досліджень інфрачервоної Фур'є-спектроскопії та ефекту Холла дозволило встановити особливості утворення радіаційних дефектів в

опромінених монокристалах кремнію, легованих домішкою фосфору, концентрацією $N_d=2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Зокрема, було встановлено, що для досліджуваних монокристалів кремнію при електронному опроміненні є досить ефективним утворення нового типу радіаційних дефектів – А-центрів, модифікованих домішкою фосфору. Оскільки концентрація таких дефектів є найбільшою по відношенню до концентрації інших радіаційних дефектів, то електричні, тензоелектричні, гальваномагнітні, оптичні та фотоелектричні властивості досліджуваних монокристалів кремнію будуть визначатись, в основному, наявністю таких дефектів.

4.4. Вплив одновісного тиску на енергію активації радіаційних дефектів в монокристалах n-Ge та n-Si

Контрольоване введення в напівпровідники за рахунок опромінення радіаційних дефектів дозволяє керувати їх електрофізичними властивостями. Зазвичай, такі дефекти створюють глибокі енергетичні рівні в забороненій зоні напівпровідників та можуть бути як донорами, так і акцепторами або центрами рекомбінації для нерівноважних носіїв струму [346]. Дослідження впливу деформації на поведінку глибоких центрів є джерелом інформації про характер зв'язку локальних електронних станів таких центрів з найближчими зонами, дозволяє встановити тип симетрії дефекту та ступінь деформації внутрішніх зв'язків у ґратці [77]. Простий аналіз поведінки мілких рівнів при деформації не може бути застосовний до глибоких рівнів. Мілкі рівні при деформації практично не зміщуються відносно екстремумів зон провідності та валентної, а глибокі можуть зміщуватись з великою швидкістю і кожен такий рівень має свою швидкість зміщення [278]. Напружений германій та кремній мають практичне використання в CMOS технологіях та є сировиною для наноструктур [347-353]. Наноструктури на основі германію та кремнію, в залежності від сфери експлуатації, можуть знаходитися в області дії зовнішніх радіаційних полів. Тому дослідження впливу деформації на поведінку енергетичних рівнів

радіаційних дефектів в кремнії та германії є актуальною фундаментальною та прикладною задачею.

У роботі [94] вивчався вплив радіаційних дефектів з глибокими рівнями ($E_c - 0,2$) eВ на тензоопір монокристалів n-Ge. Зменшення питомого опору таких γ -опромінених монокристалів n-Ge для всього діапазону досліджуваних одновісних тисків вздовж кристалографічного напрямку [100] та для одновісних тисках $P > 0,7$ ГПа вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111] пояснювалось збільшенням концентрації електронів провідності за рахунок зменшення енергії активації даного дефекту при дії деформації. Але при таких дослідженнях неможливо одержати окремо закони зміни рухливості та концентрації носіїв струму при деформації. Наявність таких відомостей стає особливо важливою для концентрацій радіаційних дефектів з глибокими рівнями більше, ніж 10^{14} см⁻³. В даному випадку ефективними є механізми розсіювання носіїв струму на заряджених радіаційних дефектах та крупномасштабному потенціалі [332]. При цьому ймовірність таких механізмів розсіювання та відповідно рухливість носіїв струму будуть залежати від деформації. Тому для таких умов експерименту, при інтерпретації одержаних результатів, необхідні дослідження тензо-холл-ефекту. Для теоретичного опису впливу одновісного тиску на електричні властивості монокристалів n-Ge та n-Si та наноструктур на їх основі з радіаційними дефектами, що створюють глибокі рівні, необхідно знати, як змінюється їх положення в забороненій зоні при деформації. Тому в роботах [330, 337] вивчався вплив одновісного тиску на енергію активації глибоких рівнів радіаційних дефектів у монокристалах германію та кремнію. У роботі [330] проводилися вимірювання ефекту Холла та тензо-холл-ефекту для опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ ел./см², з енергією 10 MeВ (рис. 4.15 та рис. 4.16). Концентрація легуючої домішки сурми для монокристалів германію, вирощених методом Чохральського, становила $5 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Як було показано в роботі [318], для цих монокристалів n-Ge, опромінених потоками швидких електронів $\Phi < 10^{16}$ ел./см², германій не змінював тип провідності, а для $\Phi > 2 \cdot 10^{16}$ ел./см² відбувалась

конвертація в р-тип. При розрахунках в [318] концентрації утворених радіаційних дефектів брались до уваги дефектами лише одного типу – комплекси VO_iI_{2Ge} . В реальному випадку при електронному опроміненні в монокристалах n-Ge можуть утворюватись різні типи радіаційних дефектів (А - та Е -центри, дивакансії та інші). Ймовірність утворення даних дефектів залежить від умов опромінення та вихідних характеристик монокристалів n-Ge. Тому в [330] розглядався найбільш загальний випадок наявності в опроміненних електронами монокристалах n-Ge різних радіаційних дефектів.

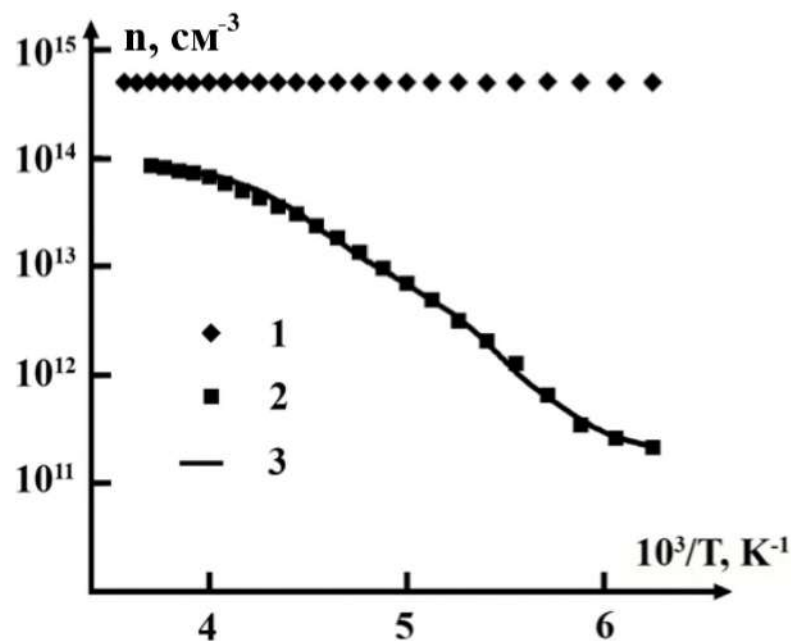


Рис. 4.15. Температурні залежності концентрації електронів для неопроміненних (крива 1) та опроміненних потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./ см^2 (крива 2) монокристалів n-Ge. Крива 3 – теоретичний розрахунок на основі знайдених параметрів радіаційних дефектів.

Нехай у германії, легovanому донорною домішкою, концентрацією N_d , в результаті опромінення утворюються m різних типів радіаційних дефектів з концентраціями N_k і кожному такому дефекту належить L_k акцепторних рівнів. Тоді для температур, коли донорні домішки повністю іонізовані, а найвищий акцепторний рівень радіаційних дефектів – частково, можна записати таке рівняння електронейтральності:

$$\sum_{k=2}^m N_k L_k + N_1(L_1 - 1) + n_A + n = N_d, \quad (4.24)$$

де n_A – концентрація електронів на найвищому за шкалою енергій акцепторному рівні; n – концентрація електронів провідності; N_d – концентрація донорної домішки; N_1 – концентрація радіаційних дефектів, яка відповідає найвищому за шкалою енергій акцепторному рівню; L_1 – число акцепторних рівнів, які належать кожному такому дефекту. Враховуючи вирази (4.8), отримаємо наступне рівняння електронейтральності:

$$\sum_{k=2}^m N_k L_k + N_1(L_1 - 1) + \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c}{n} e^{\frac{E_A}{kT}}} + n = N_d, \quad (4.25)$$

Запишемо рівняння (4.25) для чотирьох різних значень концентрації електронів при температурах T_1 , T_2 , T_3 та T_4 відповідно. Тоді отримаємо наступну систему рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{k=2}^m N_k L_k + N_1(L_1 - 1) + \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c(T_1)}{n(T_1)} e^{\frac{E_A}{kT_1}}} + n(T_1) = N_d, \\ \sum_{k=2}^m N_k L_k + N_1(L_1 - 1) + \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c(T_2)}{n(T_2)} e^{\frac{E_A}{kT_2}}} + n(T_2) = N_d, \\ \sum_{k=2}^m N_k L_k + N_1(L_1 - 1) + \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c(T_3)}{n(T_3)} e^{\frac{E_A}{kT_3}}} + n(T_3) = N_d, \\ \sum_{k=2}^m N_k L_k + N_1(L_1 - 1) + \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c(T_4)}{n(T_4)} e^{\frac{E_A}{kT_4}}} + n(T_4) = N_d. \end{array} \right. \quad (4.26)$$

Після нескладних алгебраїчних перетворень, систему (4.26) можна представити так:

$$\left\{ \begin{array}{l} N_1 \left(\frac{1}{1 + \frac{2N_c(T_2)}{n(T_2)} e^{\frac{E_A}{kT_2}}} - \frac{1}{1 + \frac{2N_c(T_1)}{n(T_1)} e^{\frac{E_A}{kT_1}}} \right) + n(T_2) - n(T_1) = 0, \\ N_1 \left(\frac{1}{1 + \frac{2N_c(T_4)}{n(T_4)} e^{\frac{E_A}{kT_4}}} - \frac{1}{1 + \frac{2N_c(T_3)}{n(T_3)} e^{\frac{E_A}{kT_3}}} \right) + n(T_4) - n(T_3) = 0. \end{array} \right. \quad (4.27)$$

Беручи до уваги відомі значення ефективної маси густини станів для електронів, концентрацію домішки сурми та експериментальні значення концентрацій електронів $n(T_1)$, $n(T_2)$, $n(T_3)$, $n(T_4)$ (рис. 4.15, крива 2), можна з розв'язків системи (4.27) обчислити концентрацію радіаційних дефектів, яка відповідає найвищому за шкалою енергій акцепторному рівню E_A та енергію активації цього рівня. В результаті проведених розрахунків були отримані такі значення N_1 та E_A для монокристалів n-Ge, опромінених потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см²: $N_1 = (2,8 \pm 0,2) \cdot 10^{14}$ см⁻³ та $E_A = E_c - (0,27 \pm 0,02)$ еВ.

Згідно з (4.25),

$$\sum_{k=2}^m N_k L_k = N_d - n - \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c}{n} e^{\frac{E_A}{kT}}} - N_1(L_1 - 1). \quad (4.28)$$

Як показують розрахунки, $\sum_{k=2}^m N_k L_k > 0$, коли $L_1 = 1$ або $L_1 = 2$, та $\sum_{k=2}^m N_k L_k < 0$ для $L_1 \geq 3$. Тому можна зробити висновок, що для нашого випадку радіаційний дефект може мати 1 або 2 енергетичні рівні в забороненій зоні германію. Згідно з результатів багатьох робіт [82-84, 86, 328, 354], різним радіаційним дефектам у германії відповідає, зазвичай, два або більше енергетичних рівнів. Детальні дослідження, проведені в роботі [354], показують, що лише дивакансія в германії має один акцепторний рівень ($E_v + 0,19$) еВ. Оскільки знайдений нами енергетичний рівень $E_A = E_c - (0,27 \pm 0,02)$ еВ істотно відрізняється від

енергетичного положення в забороненій зоні германію рівня дивакансії, то у нашому випадку дивакансія не є домінуючим радіаційним дефектом в опроміненому n-Ge. Тому можна вважати, що $L_1 = 2$. Тоді, згідно з (4.28), концентрація будь-яких інших радіаційним дефектів, крім А-центра, для досліджуваних монокристалів n-Ge рівна приблизно $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

З розв'язків рівняння (4.25) отримуємо, що

$$n = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\left(N_1 + 2N_c e^{\frac{E_A}{kT}} - C \right)^2 + 8N_c e^{\frac{E_A}{kT}} C} - \left(N_1 + 2N_c e^{\frac{E_A}{kT}} - C \right) \right), \quad (4.29)$$

де $C = N_d - N_1(L_1 - 1) - \sum_{k=2}^m N_k L_k$.

Розрахунок температурної залежності концентрації електронів на основі виразу (4.29) представлено на рис. 4.15, крива 3. Як видно з рис. 4.15, отримана теоретична крива добре узгоджується з відповідною експериментальною залежністю.

На рис. 4.16 представлено результати вимірювань тензо-холл-ефекту для опромінених потоком електронів $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ ел./см}^2$ з енергією 10 MeV, монокристалів n-Ge <Sb> при $T = 200 \text{ К}$. Як видно з рис. 4.16, концентрація електронів для n-Ge зростає при деформації вздовж різних кристалографічних напрямків. З розв'язків рівняння (4.25) знаходимо, що

$$E_A = kT \ln \left(\frac{n}{2N_c} \left(\frac{N_1}{N_d - n - N_1(L_1 - 1) - \sum_{k=2}^m N_k L_k} - 1 \right) \right). \quad (4.30)$$

Вираз (4.30) справедливий лише для випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]. При цьому чотири мінімуми зони провідності германію зміщуються синхронно вгору за шкалою енергій при деформації [107]. При одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [111] та [110] одні мінімуми будуть зміщуватися вгору, а інші – вниз при деформації. Внаслідок цього енергія активації А-центру при одновісній

деформації буде змінюватись по-різному відносно даних мінімумів. Тому для цих випадків в розрахунках необхідно враховувати зміщення цих мінімумів при деформації та знайти ефективне значення енергії активації глибокого рівня А-центру.

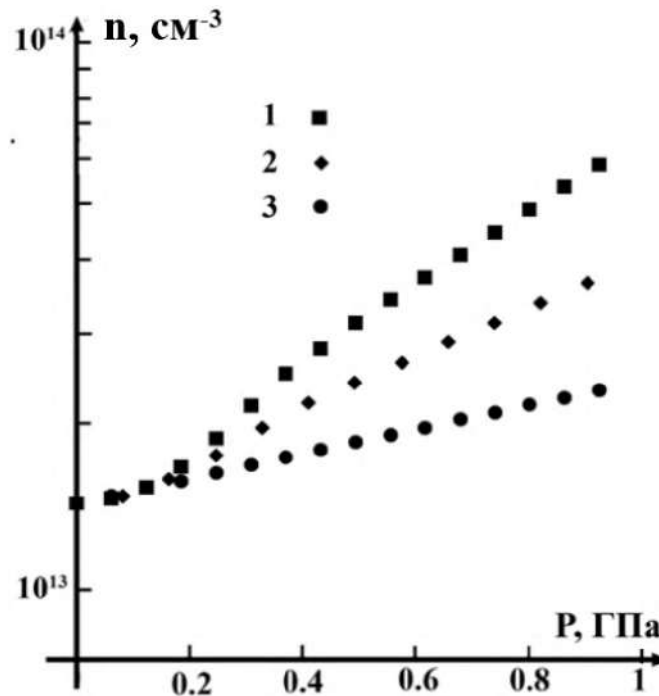


Рис. 4.16. Залежності концентрації електронів від одновісного тиску при $T=200$ К для опромінених монокристалів p -Ge потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./ см^2 при деформації вздовж різних кристалографічних напрямків: 1 – [111]; 2 – [110]; 3 – [100].

При одновісному тиску p -Ge вздовж кристалографічного напрямку [111] один мінімум буде опускатися вниз за шкалою енергій на величину [107]

$$\Delta E_1 = -(\Xi_a + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P - \frac{1}{3}\Xi_u S_{44}P, \quad (4.31)$$

а інші три мінімуми – підніматимуться вгору на величину

$$\Delta E_2 = -(\Xi_a + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P + \frac{1}{9}\Xi_u S_{44}P. \quad (4.32)$$

Для випадку одновісного тиску p -Ge вздовж кристалографічного напрямку [110] два мінімуми зони провідності германію будуть опускатися вниз на величину

$$\Delta E_1 = -(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P - \frac{1}{6}\Xi_u S_{44}P, \quad (4.33)$$

а інші два мінімумами – піднімаються вгору на величину

$$\Delta E_2 = -(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P + \frac{1}{6}\Xi_u S_{44}P. \quad (4.34)$$

Якщо n_1 – концентрація електронів у мінімумах, які опускаються, а n_2 – у тих мінімумах, що піднімаються вгору при одновісній деформації, то сумарна концентрація електронів у зоні провідності германію

$$n = n_1 + n_2. \quad (4.35)$$

Для невиродженого електронного газу [164]

$$n_1 = 2\left(\frac{2\pi m_1 kT}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{E_F - \Delta E_1}{kT}}, n_2 = 2\left(\frac{2\pi m_2 kT}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{E_F - \Delta E_2}{kT}}, \quad (4.36)$$

де, m_1, m_2 – ефективні маси густини станів у даних мінімумах.

Для германію $\Xi_d = -6,4$ еВ, $\Xi_u = 16,4$ еВ, $S_{11} = 0,769 \cdot 10^{-11}$ Па⁻¹, $S_{12} = -0,21 \cdot 10^{-11}$ Па⁻¹, $S_{44} = 1,46 \cdot 10^{-11}$ Па⁻¹ [107].

Тоді, враховуючи вирази (4.35) та (4.36), з рівняння електронейтральності (4.25) знаходимо, що

$$E_A = kT \ln \left[\frac{n}{2\left(N_{c_1} e^{\frac{-\Delta E_1}{kT}} + N_{c_2} e^{\frac{-\Delta E_2}{kT}}\right)} \cdot \left(\frac{N_1}{N_d - n - N_1(L_1 - 1) - \sum_{k=2}^m N_k L_k} - 1 \right) \right], \quad (4.37)$$

$$\text{де } N_{c_1} = 2\left(\frac{2\pi m_1 kT}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}, N_{c_2} = 2\left(\frac{2\pi m_2 kT}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}.$$

На основі виразів (4.30) та (4.37) можна отримати залежності енергії активації А-центру від одновісної деформації вздовж різних кристалографічних напрямків. Для проведення таких розрахунків враховувались константи деформаційного потенціалу та жорсткості, ефективні маси для електронів, значення концентрацій легуючої домішки Sb та А-центрів, а також результати

вимірювань тензо-холл-ефекту (рис. 4.16). На рис. 4.17 представленні розрахунки залежностей енергії активації А-центру від одновісної деформації.

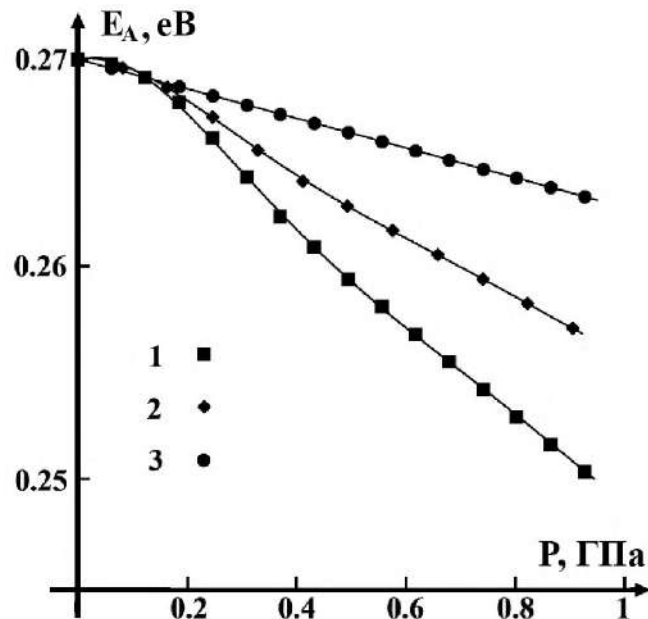


Рис. 4.17. Залежність енергії активації А-центру від одновісного тиску вздовж різних кристалографічних напрямків: 1 – [111]; 2 – [110]; 3 – [100]. Суцільні криві – теоретичні розрахунки на основі апроксимаційних поліномів, представлених у таблиці 4.4.

Аналітичні залежності енергії активації А-центру від одновісного тиску були отриманні з використанням методу найменших квадратів (табл. 4.4). Розрахунок коефіцієнтів даних поліномів здійснювався за допомогою системи комп'ютерної алгебри MathCad 14.

Таблиця 4.4.

Апроксимаційні поліноми для розрахунку енергії активації глибокого рівня А-центру в одновісно деформованих монокристалах n-Ge

Орієнтація одновісного тиску відносно різних кристалографічних напрямків	Залежність енергії активації E_A (eV) від одновісного тиску P (ГПа)
Одновісний тиск уздовж кристалографічного	

напрямку [100]	$E_A(P) = -0,007P + 0,27$
Одновісний тиск уздовж кристалографічного напрямку [110]	$E_A(P) = \begin{cases} 0,108P^4 - 0,026P^3 - 0,037P^2 - \\ - 0,001P + 0,27, \text{коли} \cdot P < 0,41, \\ - 0,014P + 0,27, \text{коли} \cdot P \geq 0,41. \end{cases}$
Одновісний тиск уздовж кристалографічного напрямку [111]	$E_A(P) = \begin{cases} 0,047P^4 + 0,066P^3 - 0,093P^2 + \\ + 0,003P + 0,27, \text{коли} \cdot P < 0,49, \\ - 0,021P + 0,27, \text{коли} \cdot P \geq 0,49. \end{cases}$

Як показують розрахунки (рис. 4.17), для різних випадків одновісного тиску енергія активації глибокого рівня А-центру зменшується при збільшенні одновісного тиску. При деформації вздовж кристалографічного напрямку [100] енергія активації добре описується лінійною функцією тиску. Відомо [1], що зміна величини енергії активації глибокого рівня при деформації визначається як зміщенням цього рівня, так і мінімумів зони провідності, з якими він зв'язаний. Зміщення мінімумів зони провідності германію при одновісному тискові вздовж різних кристалографічних напрямків є лінійними за деформацією [107]. Оскільки енергія активації А-центру при збільшенні одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] зменшується за лінійним законом, то в даному випадку глибокий рівень А-центру також зміщується лінійно при деформації вгору за шкалою енергій з постійною швидкістю, яка більша за швидкість зміщення чотирьох L_1 -мінімумів. Аналогічно можна пояснити випадки впливу одновісного тиску на глибокий рівень А-центра в n-Ge вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111]. При цьому зміщення глибокого рівня А-центру є лінійним лише для одновісних тисків $P \geq 0,41$ ГПа та $P \geq 0,49$ ГПа (див. таблицю 4.4). Для таких тисків інтенсивність переходів електронів з рівнів А-центру в мінімуми зони провідності германію, які піднімаються вгору, буде набагато меншою за інтенсивність переходів у мінімуми, які опускаються вниз, при деформації.

Тому можна вважати, що при високих тисках глибокий рівень А-центру взаємодіє тільки з найнищими за шкалою енергій при деформаціях мінімумами зони провідності германію. При одноосісних тисках $P < 0,41$ ГПа та $P < 0,49$ ГПа необхідно враховувати також інтенсивність переходів електронів з рівнів А-центру в мінімумами, які піднімаються вгору при одноосійній деформації. Внаслідок цього отримуються різні залежності енергії активації А-центру від одноосісного тиску для випадків, коли А-центр зв'язаний з мінімумами, які опускаються та піднімаються за шкалою енергій при деформації. Це пояснює нелінійні залежності ефективної енергії активації глибокого рівня А-центру від одноосійної деформації вздовж кристалографічних напрямків [111] та [110] для таких тисків (рис. 4.17, криві 1 та 2). Слід відмітити, що в роботах [355, 356] при дослідженнях впливу одноосійної деформації на енергію активації глибоких рівнів у германії та кремнії розглядався при різних одноосісних тисках вклад лише найвищих при деформації мінімумів зони провідності, що є не зовсім коректним. Отримані результати в такому наближенні будуть мати місце тільки для високих одноосісних тисків. В роботі [330] вдалося врахувати внесок усіх мінімумів зони провідності германію та, відповідно, отримати значення енергії активації А-центру, як при високих, так і при невеликих значеннях одноосісних тисків.

В роботі [337] вивчався вплив одноосісного тиску на енергію активації глибокого рівня $E_1 = E_c - 0,107 \text{ eV}$, що належить комплексу VO_iP , в n-Si <P>. Для цього проводились вимірювання тензо-холл-ефекту при $T=200 \text{ K}$ для опромінених монокристалів n-Si <P> потоком $\Phi=1 \cdot 10^{17} \text{ ел./см}^2$ електронів з енергією 12 МеВ (рис. 4.18). Як слідує з рис. 4.18, при одноосійній деформації кремнію вздовж таких кристалографічних напрямків відбувається зростання концентрації електронів. Лише до тисків $P \approx 0,4$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [111] концентрація електронів спочатку зростає та згодом виходить на насичення. З розв'язків рівняння (4.25) знаходимо, що

$$E_1 = kT \ln \left(\frac{n}{2N_c} \left(\frac{N_1}{N_d - N_1 - n - \frac{N_2}{1 + 2 \frac{N_c}{n} e^{\frac{E_2}{kT}}} - 1} \right) \right) \quad (4.38)$$

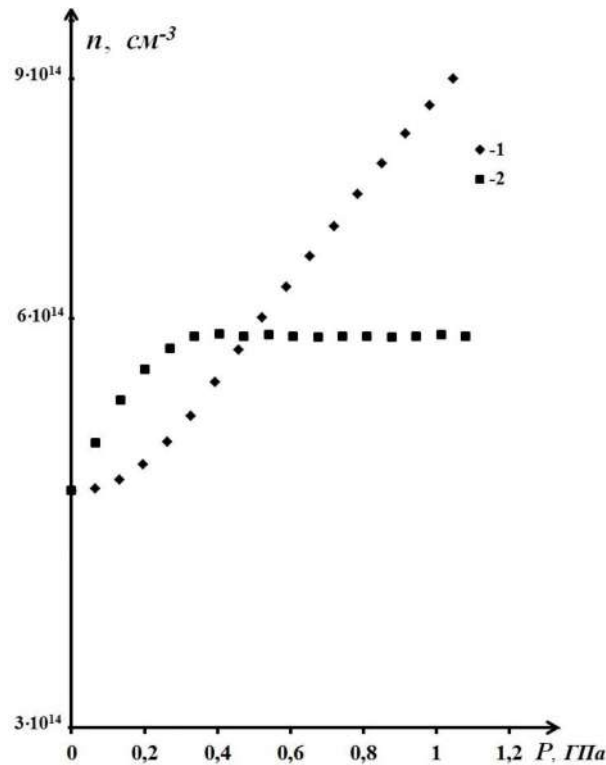


Рис. 4.18. Залежності концентрації електронів від одновісного тиску для опромінених монокристалів n-Si <P> потоком електронів $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./см² при T=200 К за умови орієнтації осі деформації вздовж різних кристалографічних напрямків: 1 – [100]; 2 - [111].

Слід зауважити, що вираз (4.38) буде справедливим лише для випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111], коли шість мінімумів зони провідності кремнію зміщуються синхронно при деформації [107]. В даному випадку відсутній перерозподіл електронів між мінімумами зони провідності кремнію. При одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [100] в кремнії два мінімуми зони провідності будуть опускатися вниз за шкалою енергій на величину [107]

$$\Delta E_1 = -(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P - \frac{2}{3}\Xi_u(S_{11} - S_{12})P, \quad (4.39)$$

а інші чотири мінімуми – підніматимуться вгору на величину

$$\Delta E_2 = -(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P + \frac{1}{3}\Xi_u(S_{11} - S_{12})P. \quad (4.40)$$

При цьому енергія активації глибокого рівня буде змінюватись по-різному відносно даних мінімумів. Тому для такого випадку одновісного тиску можна говорити лише про ефективне значення енергії активації глибокого рівня А-центру та при проведенні розрахунків необхідним буде врахування зміщення цих мінімумів при деформації.

Якщо n_1 – концентрація електронів у мінімумах, які опускаються, а n_2 – у тих мінімумах, які піднімаються вгору при деформації, то загальну концентрацію електронів у зоні провідності кремнію можна записати так:

$$n = n_1 + n_2. \quad (4.41)$$

Для невиродженого електронного газу [164]

$$n_1 = 2\left(\frac{2\pi m_1 kT}{\hbar^2}\right)^{3/2} e^{\frac{E_F - \Delta E_1}{kT}}, \quad n_2 = 2\left(\frac{2\pi m_2 kT}{\hbar^2}\right)^{3/2} e^{\frac{E_F - \Delta E_2}{kT}}, \quad (4.42)$$

де, m_1, m_2 – ефективні маси густини станів у даних мінімумах.

Тоді, враховуючи вирази (4.41), (4.42), з рівняння електронейтральності (4.25) знаходимо, що

$$E_1 = kT \ln \left[\frac{n}{2\left(N_{c_1} e^{\frac{-\Delta E_1}{kT}} + N_{c_2} e^{\frac{-\Delta E_2}{kT}}\right)} \cdot \left(\frac{N_1}{N_d - N_1 - n} - 1 \right) \cdot \left(\frac{N_2}{1 + 2\frac{N_{c_2}}{n} e^{\frac{E_2}{kT}}} \right) \right], \quad (4.43)$$

$$\text{де } N_{c_1} = 2\left(\frac{2\pi m_1 kT}{\hbar^2}\right)^{3/2}, \quad N_{c_2} = 2\left(\frac{2\pi m_2 kT}{\hbar^2}\right)^{3/2}.$$

На основі виразів (4.38) та (4.43) можна отримати залежності енергії активації від одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків [111] та [100] для комплексу VO₂P. Для цього необхідно врахувати значення констант деформаційного потенціалу $\Xi_u = 9,23$ еВ та $\Xi_d = -2,12$ еВ [357], констант

жорсткості $S_{12} = -0,21 \cdot 10^{-11} \text{ Па}^{-1}$, $S_{11} = 0,77 \cdot 10^{-11} \text{ Па}^{-1}$ [107], концентрацію легуючої домішки фосфору $N_d = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, значення концентрацій радіаційних дефектів N_1 та N_2 (див. табл. 4.3), експериментальні дані вимірювань тензо-холл-ефекту (рис. 4.18) і також баричний коефіцієнт для енергії активації А-центру (комплекс VO_i) в одновісно деформованих монокристалах кремнію. Даний параметр був знайдений раніше в роботах [101, 102] та в розрахунку на кожні 10^8 Па при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [100] виявився рівним $(2,45 \pm 0,10) \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ [102], а при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [111] - $(0,68 \pm 0,03) \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ [101]. На рис. 4.19 показано результати таких розрахунків. Аналітичні залежності енергії активації комплексу VO_iP від одновісного тиску одержувались з використанням методу найменших квадратів. Як показують розрахунки (рис. 4.19), енергія активації комплексу VO_iP зменшується при збільшенні одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] для всього діапазону досліджуваних тисків. Таке зменшення енергії активації для випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111] спостерігається лише для тисків $P \leq 0,4 \text{ ГПа}$. При деформації вздовж кристалографічного напрямку [100] глибокий рівень $E_1 = E_c - 0,107 \text{ eV}$ комплексу VO_iP буде розщеплюватись на дві компоненти з різною енергією активації. Одна компонента цього рівня буде взаємодіяти з двома мінімумами зони провідності кремнію, які будуть опускатися вниз, а друга - з чотирма мінімумами, які підніматимуться вгору за шкалою енергій при деформації. Це пояснює, як і у випадку А-центра в германії, нелінійні залежності ефективної енергії активації глибокого рівня $E_1 = E_c - 0,107 \text{ eV}$ від одновісної деформації вздовж кристалографічного напрямку [100] при тисках $P \leq 0,4 \text{ ГПа}$ (рис. 4.19, крива 1). При високих одновісних тисках $P > 0,4 \text{ ГПа}$ розщеплення глибокого рівня $E_1 = E_c - 0,107 \text{ eV}$ буде значним і відповідно інтенсивність переходів електронів з даного глибокого рівня в мінімуми зони провідності кремнію, які

піднімаються вгору, буде набагато меншою за інтенсивність переходів у мінімуми, які опускаються вниз за шкалою енергій при деформації.

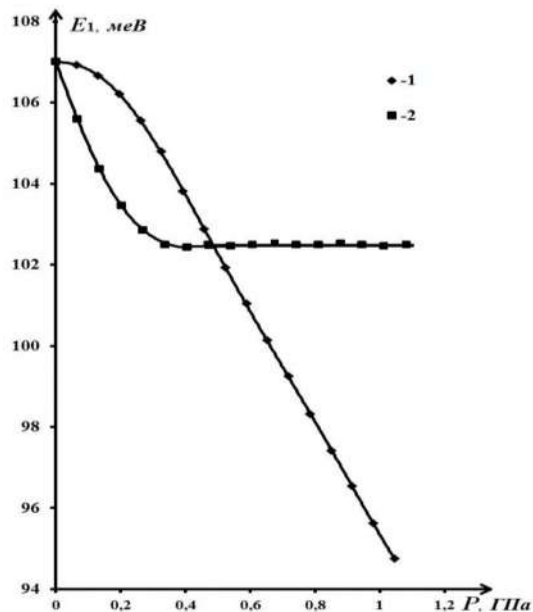


Рис. 4.19. Залежність енергії активації комплексу VO_iP від одновісного тиску вздовж різних кристалографічних напрямків: 1 – [100]; 2 – [111]. Суцільні криві – теоретичні розрахунки на основі апроксимаційних поліномів, представлених у таблиці 4.5.

Таблиця 4.5

Апроксимаційні поліноми для розрахунку енергії активації комплексу VO_iP в одновісно деформованих монокристалах n-Si $\langle P \rangle$

Орієнтація одновісного тиску відносно різних кристалографічних напрямків	Залежність енергії активації E_1 (меВ) від одновісного тиску P (ГПа)
Одновісний тиск уздовж кристалографічного напрямку [100]	$E_1(P) = \begin{cases} -20,73P^2 - 0,02P + 107, & \text{коли } P \leq 0,4, \\ -13,56P + 109, & \text{коли } P > 0,4. \end{cases}$
Одновісний тиск уздовж кристалографічного напрямку [111]	$E_1(P) = \begin{cases} 30,37P^2 - 23,65P + 107, & \text{коли } P \leq 0,4, \\ 102,48, & \text{коли } P > 0,4. \end{cases}$

Тому можна вважати, що при таких високих тисках глибокий рівень комплексу VO_iP буде взаємодіяти лише з двома мінімумами зони провідності кремнію. Як відомо [1, 107], зміна енергії активації глибокого рівня при деформації визначається зміщенням цього рівня та відповідних мінімумів зони провідності. Оскільки зміщення мінімумів зони провідності кремнію є лінійними за одновісною деформацією [107], то й зміщення глибокого рівня $E_1 = E_c - 0,107 \text{ eV}$ при одновісних тисках $P > 0,4 \text{ ГПа}$ вздовж кристалографічного напрямку [100] також буде лінійним. При цьому швидкість зміщення рівня $E_1 = E_c - 0,107 \text{ eV}$ є меншою, ніж швидкість зміщення двох мінімумів зони провідності кремнію. Це пояснює лінійне зменшення енергії активації комплексу VO_iP при таких тисках. Зміщення шести мінімумів зони провідності кремнію при одновісній деформації вздовж кристалографічного напрямку [111] рівне [107]:

$$\Delta E_{[111]} = -(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P = -3,348 \cdot 10^{-12} P \quad (4.44)$$

Знак мінус вказує на те, що дані мінімуми зміщуються лінійно вниз за шкалою енергій при деформації. При цьому деформація не спричиняє розщеплення рівня $E_1 = E_c - 0,107 \text{ eV}$. Оскільки зміна енергії активації для комплексу VO_iP при одновісних тисках $P \leq 0,4 \text{ ГПа}$ вздовж кристалографічного напрямку [111] описується квадратичною залежністю (див. таблицю 4.5), то і зміщення глибокого рівня $E_1 = E_c - 0,107 \text{ eV}$ для даного випадку теж є квадратичною функцією деформації. При одновісних тисках $P > 0,4 \text{ ГПа}$ (див. рис. 4.5, крива 2) енергія активації для комплексу VO_iP не залежить від деформації. Це означає, що глибокий рівень $E_1 = E_c - 0,107 \text{ eV}$ при деформації зміщується в тому ж напрямку і з тією ж швидкістю, що і шість мінімумів зони провідності кремнію. Залежність енергії активації комплексу VO_iP від орієнтації осі деформації може свідчити про його анізотропні характеристики. Наприклад, різні значення баричних коефіцієнтів для монокристалів n-Ge з глибоким рівнем золота та n-Si з глибоким рівнем А-центру (комплекс VO_i) при

одновісній деформації вздовж різних кристалографічних напрямків пов'язані з особливостями мікроструктури таких дефектів [355, 356].

Отримані на основі методу найменших квадратів апроксимаційні поліноми для розрахунку залежностей енергії активації комплексів $\text{VO}_i\text{I}_{2\text{Ge}}$ та VO_iP від одновісного тиску можуть бути використані при моделюванні та описі різних кінетичних та оптичних ефектів в одновісно деформованих монокристалах в германію та кремнію та напружених наноструктурах на їх основі при наявності таких дефектів.

4.5. Кінетика відпалу радіаційних дефектів в опромінених електронами монокристалах n-Ge

Електричні властивості опромінених монокристалів германію та кремнію визначаються, в основному, наявністю різних вторинних радіаційних дефектів, які виникають в результаті квазіхімічних реакцій між міжвузловими атомами, вакансіями та атомами хімічних домішок [43, 358, 359]. Відомо [77], що такі дефекти створюють в забороненій зоні германію та кремнію глибокі енергетичні рівні. На сьогодні більш вивченими є мікроструктура та енергетичні рівні радіаційних дефектів в кремнії, ніж в германії, що, в першу чергу, пояснюється обмеженістю використання електронного парамагнітного резонансу для цього матеріалу [59, 360]. Комплекс вакансія-кисень (А-центр) є одним з найбільш вивчених дефектів в монокристалах кремнію, а ідентифікація цього дефекту в германії є більш ускладненою [361]. Зокрема, враховуючи дані спектроскопічних досліджень робіт [362, 363], спостерігається значний розкид температур відпалу (від 50°C до 150°C) смуги поглинання 620 см^{-1} , яку пов'язують з А-центром в германії. Це, в свою чергу, робить неоднозначним контроль цього дефекту за даною смугою та вказує на її можливу належність лише одному із зарядових станів цього комплексу. Відпал, як правило, використовується для відновлення електричних та оптичних властивостей опромінених напівпровідників. Його кінцевою метою є визначення енергії активації відпалу певного дефекту та частоти його стрибків на стік, а також

встановлення умов, при яких стають можливими реакції з утворенням нових більш термостійких дефектів [65]. Процеси відпалу мають і практичне значення, оскільки оптимальний вибір температури та часу відпалу дозволяє керувати концентрацією дефектів і тим самим підвищити термічну, магнітну, оптичну чутливість напівпровідникових матеріалів, на основі яких можуть бути створені різні датчики та електронні прилади.

Більшість публікацій, в яких розглядався відпал радіаційних дефектів в германії, присвячена дослідженню відпалу точкових дефектів, які утворюються при енергіях електронного опромінення в кілька MeV, або складних дефектів – кластерів дефектів, які утворюються при опроміненні германію електронами з енергією кілька десятків MeV [331]. Випадок одночасного відпалу простих (точкових) та складних дефектів та його впливу на електричні властивості германію є мало вивченим. Також не існує теоретичних моделей такого відпалу для германію.

Тому в роботах [364-366] проводились дослідження процесів ізотермічного відпалу простих та складних радіаційних дефектів в опромінені електронами монокристалах n-Ge. Досліджувані монокристали германію були леговані домішкою сурми, концентрацією $N_d=5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, та опромінювались електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15} \text{ ел./см}^2$. Як відомо [318, 326, 332], в таких монокристалах n-Ge, за даних умов електронного опромінення, утворюються як прості дефекти (комплекси $\text{VO}_i\text{I}_{2\text{Ge}}$), так і складні дефекти (області розвпорядкування).

На рис. 4.20 представлені температурні залежності сталої Холла для таких зразків n-Ge після першої години ізотермічного відпалу. Згідно з рис. 4.20, при температурах відпалу $T_b=433 \text{ K}$ та $T_b=448 \text{ K}$ протягом 1 год. спостерігалось зменшення сталої Холла у порівнянні з опроміненими (невідпаленими) зразками для всього досліджуваного діапазону температур. Це свідчить про зростання концентрації електронів у зоні провідності за рахунок відпалу комплексів $\text{VO}_i\text{I}_{2\text{Ge}}$. Збільшення ж часу відпалу призводило до подальшого зменшення сталої Холла та відповідно концентрації цих

комплексів. Після відпалу при температурі $T_B=403$ К, протягом однієї години, було виявлене аномальне зростання сталої Холла в порівнянні з опроміненими (невідпаленими) зразками (рис. 4.20, крива 3), яке тривало до 3 годин (рис. 4.21, крива 2).

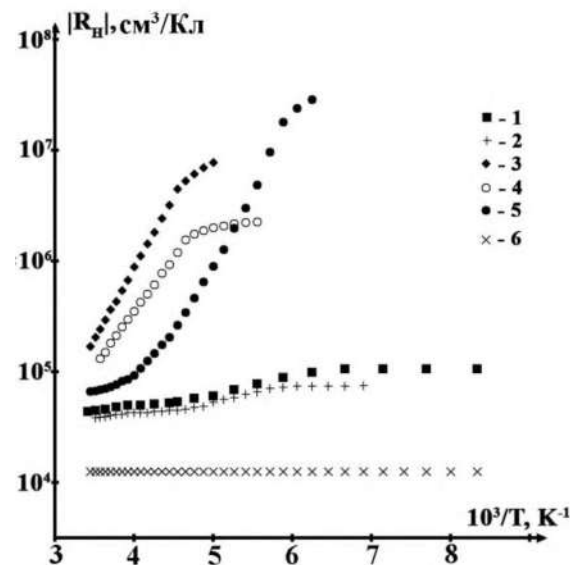


Рис. 4.20. Температурні залежності сталої Холла для опромінених монокристалів n-Ge після ізотермічного відпалу протягом 1-ої години при різних температурах відпалу T_B , К: 1 – 433; 2 – 448; 3 – 403; 4 – 393; 5 – невідпалений зразок; 6 – неопромінений зразок.

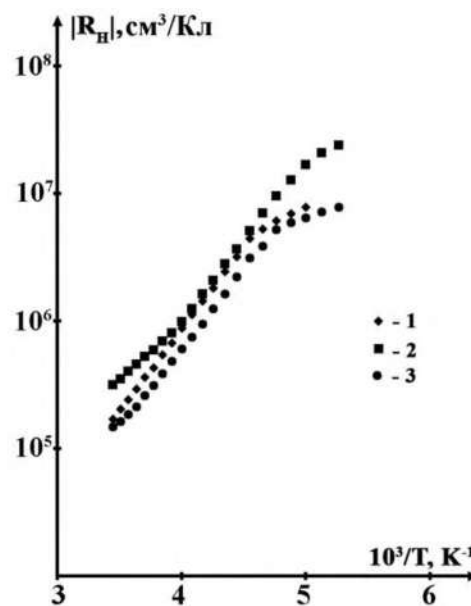


Рис. 4.21. Температурні залежності сталої Холла для опромінених монокристалів n-Ge при температурі ізотермічного відпалу $T_B=403$ К для різних часів відпалу t , год.: 1 – 1; 2 – 3; 3 – 5.

При температурі відпалу $T_v=393$ К протягом однієї години n-Ge конвертував у р-тип. Подальша термічна обробка від 1 до 3 год. при даній температурі відпалу (Рис. 4.22, криві 1 та 2) призводила до зменшення сталої Холла при $T>210$ К, що свідчить про збільшення концентрації дірок у валентній зоні відпалених зразків германію. Після 6 годин відпалу Ge назад конвертував в n-тип, а подальший відпал призводив до зменшення сталої Холла.

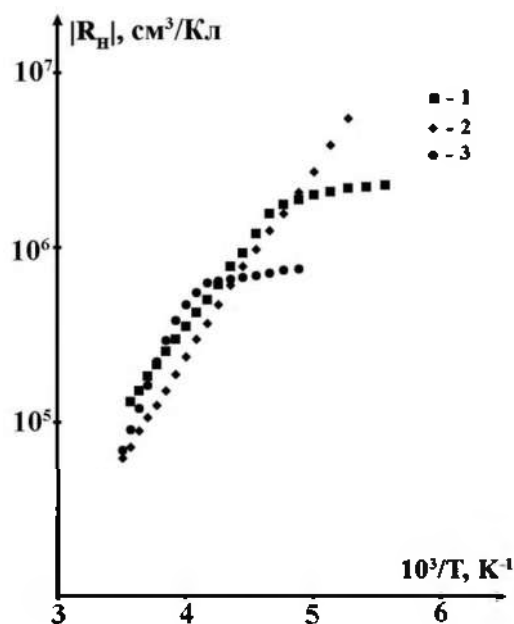


Рис. 4.22. Температурні залежності сталої Холла для опромінених монокристалів n-Ge після ізотермічного відпалу при $T_v=393$ К для різних часів відпалу t , год.: 1 – 1; 2 – 3; 3 – 6.

Оскільки зміна сталої Холла після відпалу опромінених монокристалів n-Ge, може бути спричинена як зміною концентрації електрично активних комплексів VO_iI_2Ge (A-центрів), так і появою нових комплексів з іншим енергетичним спектром [43, 367], то нами для інтерпретації одержаних результатів проводились додаткові дослідження спектрів поглинання для відпалених зразків n-Ge при $T_v=393$ К при різних часах відпалу та розрахунки концентрації, енергетичного спектру радіаційних дефектів для таких зразків германію [326]. Після ізотермічного відпалу протягом 6 годин поява смуг поглинання, що відповідають іншим радіаційним дефектам, в спектрах відпалених зразків n-Ge не була зафіксована (рис. 4.23).

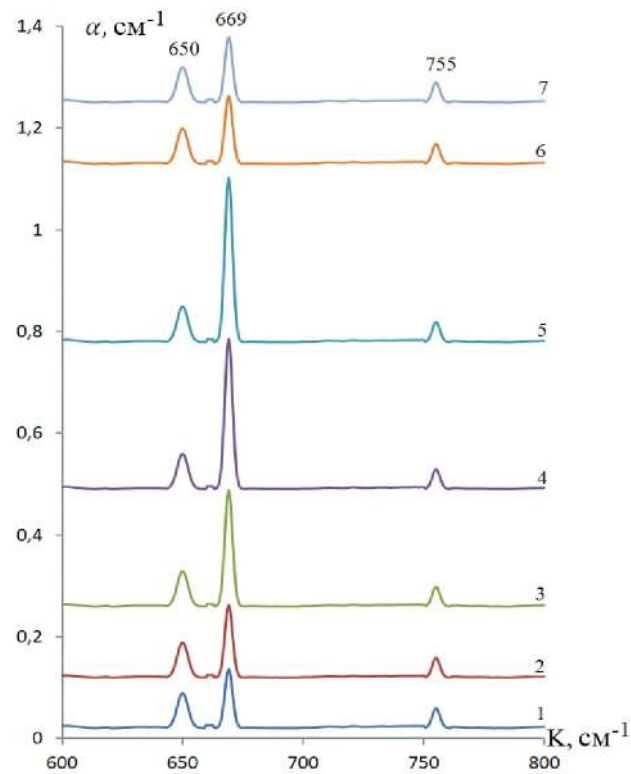


Рис. 4.23. Спектри поглинання для опромінених монокристалів n-Ge після ізотермічного відпалу протягом часу t , год.: 1 – 0, 2 – 1, 3 – 2, 4 – 3, 5 – 4, 6 – 5, 7 – 6.

Проте, буде змінюватися інтенсивність смуги 669 cm^{-1} (рис. 4.24): спочатку вона зростає при відпалі до 4 год., а потім зменшується.

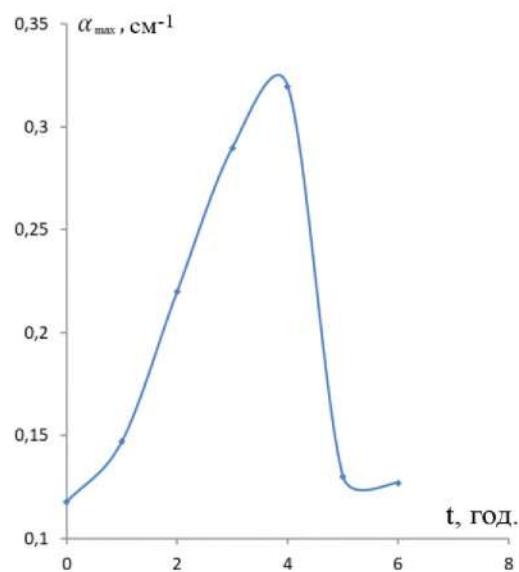


Рис. 4.24. Залежність максимуму інтенсивності смуги 669 cm^{-1} від часу ізотермічного відпалу.

Також в спектрах власного поглинання опромінених зразків германію до і після відпалу було зафіксоване білякрайове поглинання, що пов'язане з утворенням в германії при опроміненні складних дефектів, наприклад, областей розвпорядкування. Зокрема, такий висновок був зроблений авторами роботи [368] для опромінених нейтронами монокристалів кремнію.

Для розрахунку концентрації та енергетичних рівнів радіаційних дефектів для опромінених зразків n-Ge після відпалу запишемо рівняння електронейтральності (4.9) для трьох різних значень концентрації електронів:

$$\left\{ \begin{array}{l} N(L-1) + \frac{N}{1 + \frac{2N_c(T_1) e^{\frac{E_a}{kT_1}}}{n_1}} + n_1 = N_d, \\ N(L-1) + \frac{N}{1 + \frac{2N_c(T_2) e^{\frac{E_a}{kT_2}}}{n_2}} + n_2 = N_d, \\ N(L-1) + \frac{N}{1 + \frac{2N_c(T_3) e^{\frac{E_a}{kT_3}}}{n_3}} + n_3 = N_d. \end{array} \right. \quad (4.45)$$

Для визначення концентрації радіаційних дефектів та енергії іонізації акцепторного рівня E_a у відпалених зразках n-Ge після n-p конверсії запишемо рівняння (4.13) для концентрацій дірок p_1 та p_2 при температурах T_1 та T_2 відповідно.

$$\left\{ \begin{array}{l} N_d + p_1 = \frac{N}{1 + 2 \frac{p_1 e^{\frac{E_g}{kT_1}}}{N_v(T_1)} e^{\frac{E_a}{kT_1}}}, \\ N_d + p_2 = \frac{N}{1 + 2 \frac{p_2 e^{\frac{E_g}{kT_2}}}{N_v(T_2)} e^{\frac{E_a}{kT_2}}}. \end{array} \right. \quad (4.46)$$

Беручи до уваги значення ефективних мас для електронів та дірок в германії, концентрацію легуючої домішки сурми, експериментальні результати

вимірювань ефекту Холла (рис. 4.20-4.22), були обчислені параметри радіаційних дефектів для відпалених зразків Ge в різних режимах. Як показують дані розрахунки, енергетичний спектр радіаційних дефектів для зразків n-Ge після відпалу не змінився. За зміну концентрації електронів для германію n-типу провідності відповідав глибокий рівень А-центру ($E_c - 0,27$) eВ, а концентрації дірок для германію р-типу провідності – рівень А-центру ($E_v + 0,27$) eВ. Результати розрахунків концентрації комплексів А-центрів для зразків n-Ge після відпалу представлені в таблиці 4.6.

Таблиця 4.6.

**Концентрація А-центрів в опромінених монокристалах Ge
після ізотермічного відпалу**

Температура відпалу T_v , К	Час відпалу t , год	Концентрація А-центрів N , см ⁻³
448	1	$1,4 \cdot 10^{14}$
433	1	$2,1 \cdot 10^{14}$
403	1	$4,5 \cdot 10^{14}$
	3	$4,6 \cdot 10^{14}$
	5	$4,4 \cdot 10^{14}$
393	1	$5,4 \cdot 10^{14}$
	2	$5,8 \cdot 10^{14}$
	3	$6,2 \cdot 10^{14}$
	4	$6,3 \cdot 10^{14}$
	5	$4,4 \cdot 10^{14}$
	6	$3,8 \cdot 10^{14}$

невідпалений зразок	-	$2,8 \cdot 10^{14}$
---------------------	---	---------------------

Проведені розрахунки концентрації А-центрів пояснюють особливості залежності інтенсивності смуги поглинання 669 см^{-1} від часу відпалу (рис. 4.24). Як слідує з рис. 4.24, максимум цієї смуги після відпалу протягом 4 год відповідає максимальній концентрації утворених А-центрів. Що стосується областей розвпорядкування, то, як відомо [331], їх ядра мають високу концентрацію вакансій. Це дає змогу легкій їх перебудові та дифузії цих вакансій у провідну матрицю монокристалу Ge. Відпал ядра області розвпорядкування можливий при нижчій температурі, ніж А-центрів. Тому під час дифузії вакансії можуть знову вступати у квазіхімічні реакції з киснем та міжвузловими атомами германію та створювати нові А-центри. Це пояснює одержаний при температурах $T_v=403 \text{ К}$ та $T_v=393 \text{ К}$ для досліджуваних зразків n-Ge аномальний відпал. Збільшення ж часу відпалу призводить до зменшення концентрації областей розвпорядкування та відповідно вакансій, з яких можуть бути утворені нові А-центри. Тому при температурах відпалу $T_v=403 \text{ К}$ (більше 3 год.) та $T_v=393 \text{ К}$ (більше 6 год.) процеси відпалу А-центрів починають переважати над процесами їх генерації, що призводить до зменшення сталої Холла при $T_v=403 \text{ К}$ для часу відпалу 5 год. (Рис. 4.21, крива 3) та зворотної р-п-конверсії опроміненого n-Ge, який зазнав ізотермічного відпалу при $T_v=393 \text{ К}$ протягом 6 годин.

Таким чином, при ізотермічному відпалі опромінених електронами монокристалів n-Ge паралельно відбуваються одночасно процеси відпалу та генерації А-центрів. Оскільки інших електрично активних дефектів, крім А-центрів, в результаті відпалу не було виявлено, то утворення нових А-центрів при відпалі може бути пов'язаним лише з відпалом ядер областей розвпорядкування, які, очевидно, мають меншу енергію активації відпалу, ніж А-центри. Для температур відпалу $T_v=433 \text{ К}$ та $T_v=448 \text{ К}$ процеси відпалу А-центрів будуть переважати над процесами їх генерації. При температурі відпалу $T_v=403 \text{ К}$ до 3 год. процеси генерації А-центрів домінують над процесами їх

відпалу, що, в свою чергу, призводить до аномального зростання сталої Холла порівняно з опроміненими (невідпаленими) монокристаллами n-Ge. Для температури відпалу $T_w=393$ К протягом 1 год. генерації А-центрів проходить значно інтенсивніше, ніж їх відпал, що і спричинює n-p - конверсію в германії.

Цілеспрямована зміна концентрації радіаційних дефектів для опромінених електронами монокристалів n-Ge за рахунок ізотермічного відпалу дозволить керувати термічною, фото-, тензо- та магнітною чутливістю опроміненого n-Ge, що може бути використано при конструюванні високочутливих сенсорів температури, магнітного поля, деформації, ІЧ-техніки.

4.6. Розрахунок параметрів відпалу утворених радіаційних дефектів в монокристалах n-Ge при електронному опроміненні

Відомості про енергію активації відпалу та частоту стрибків радіаційних дефектів на стік дозволяє встановити час стабільної роботи електронної апаратури, що може містити елементи на основі опроміненого матеріалу. Побудова ж адекватних математичних моделей відпалу радіаційних дефектів надасть науково-методичні рекомендації інженерам та науковцям, які працюють в області радіаційних технологій напівпровідників, щодо створення напівпровідникових приладів та сенсорів з наперед заданими властивостями.

Тому в роботі [369] була запропонована математична модель кінетики ізотермічного відпалу для опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge (ті ж монокристали n-Ge, які досліджувались в роботах [364-366]). Для розрахунку енергії активації відпалу та частотного фактора для А-центрів та областей розвпорядкування проводились вимірювання температурних залежностей сталої Холла для таких монокристалів n-Ge після відпалу при $T_1=433$ К та $T_2=448$ К та розрахунки концентрації А-центрів на основі розв'язків рівняння електронейтральності (4.9). Залежності концентрації А-центрів від часу ізотермічного відпалу представлені на рис. 4.25.

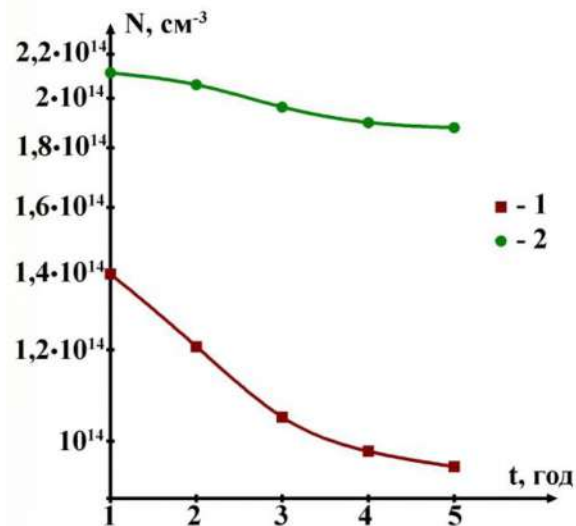


Рис. 4.25. Залежності концентрації А-центрів від часу ізотермічного відпалу для опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge при різних температурах ізотермічного відпалу Тв, К: 1 –448, 2 –433.

Нелінійний характер одержаних залежностей концентрації А-центрів від часу відпалу в напівлогарифмічному масштабі свідчить про те, що кінетика відпалу дефектів в нашому випадку не може бути описана простим експоненціальним законом, який використовується при описі кінетики відпалу дефектів одного типу [43, 358]:

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (4.47)$$

де N – концентрація дефектів після відпалу, N_0 – концентрація дефектів до відпалу, t – час відпалу, τ – середній час життя дефекту.

Для випадку одночасних процесів відпалу А-центрів та ядер областей розвпорядкування в досліджуваних монокристалах n-Ge, можна записати наступну систему рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{dN_A}{dt} = \frac{N_V}{\tau_1} - \frac{N_A}{\tau_2}, \\ \frac{dN_V}{dt} = \frac{N_V}{\tau_1} + \frac{N_A}{\tau_2}. \end{cases} \quad (4.48)$$

де N_A , N_V – концентрації А-центрів та вакансій в довільний момент часу, τ_1 та τ_2 – середній час життя вакансії та А-центру відповідно.

З розв'язку системи (4.48) отримаємо, що

$$N_A(t) = -\frac{N_0(k_2\tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2})}{\tau_1(k_1 - k_2)} e^{k_1 t} + \frac{N_0(k_1\tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2})}{\tau_1(k_1 - k_2)} e^{k_2 t}, \quad (4.49)$$

$$\text{де } k_1 = \frac{-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2} - 1\right) + \sqrt{\left(\frac{\tau_1}{\tau_2} - 1\right)^2 + \frac{8\tau_1}{\tau_2}}}{2\tau_1}, \quad k_2 = \frac{-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2} - 1\right) - \sqrt{\left(\frac{\tau_1}{\tau_2} - 1\right)^2 + \frac{8\tau_1}{\tau_2}}}{2\tau_1}.$$

Записавши рівняння (4.49) для двох різних часів ізотермічного відпалу t_1 та t_2 , отримаємо наступну система рівнянь для знаходження τ_1 та τ_2 :

$$\begin{cases} N_A(t_1) = -\frac{N_0(k_2\tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2})}{\tau_1(k_1 - k_2)} e^{k_1 t_1} + \frac{N_0(k_1\tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2})}{\tau_1(k_1 - k_2)} e^{k_2 t_1}, \\ N_A(t_2) = -\frac{N_0(k_2\tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2})}{\tau_1(k_1 - k_2)} e^{k_1 t_2} + \frac{N_0(k_1\tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2})}{\tau_1(k_1 - k_2)} e^{k_2 t_2}. \end{cases} \quad (4.50)$$

Для проведення таких розрахунків були використані експериментальні результати відпалу при температурах $T_1=433$ К та $T_2=448$ К (рис. 4.25). Для знаходження енергії активації відпалу А-центрів та ядер областей розвпорядкування запишемо вирази для середнього часу життя А-центру та вакансії для двох різних температур відпал T_1 та T_2 [370]:

$$\tau_1(T_1) = \frac{1}{\nu_1} e^{\frac{E_{a1}}{kT_1}}, \quad \tau_1(T_2) = \frac{1}{\nu_1} e^{\frac{E_{a1}}{kT_2}}, \quad (4.51)$$

$$\tau_2(T_1) = \frac{1}{\nu_2} e^{\frac{E_{a2}}{kT_1}}, \quad \tau_2(T_2) = \frac{1}{\nu_2} e^{\frac{E_{a2}}{kT_2}}. \quad (4.52)$$

З розв'язків рівнянь (4.51) та (4.52) отримаємо, що $E_{a1} = 0,92$ еВ – енергія активації відпалу ядра області розвпорядкування та $E_{a2} = 1,04$ еВ – енергія активації відпалу А-центра, $\nu_1 = 2,52 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ та $\nu_2 = 1,07 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$ – частотні фактори для вакансії та А-центра відповідно.

Слід відмітити, що запропонована теоретична модель відпалу, з врахуванням знайдених енергій активації відпалу та частотних факторів для даних дефектів, добре описує аномальний відпал, який був виявлений експериментально (див. пункт 4.5), при температурах $T_v=403$ К та $T_v=393$ К для цих же монокристалів n-Ge. Як було показано авторами роботи [371], відпал комплексів VO_i в германії після γ -опромінення відбувався в діапазоні температур 383-403 К. Отримані значення енергії активації відпалу для цього дефекту та частотного фактора виявилися рівними 0,94 еВ та $4 \cdot 10^7$ с⁻¹ відповідно. У нашому ж випадку енергія активації відпалу А-центру, модифікованого двома міжвузловими атомами германію, рівна 1,04 еВ, що свідчить про більшу термічну стійкість комплексу VO_iI_{2Ge} , ніж VO_i .

Висновки до розділу 4

На основі описаної методики підготовки зразків кремнію та германію для досліджень ефекту Холла, тензо-холл-ефекту, ІЧ-Фур'є спектроскопії, проведення електронного опромінення було досліджено електричні, тензоелектричні та оптичні властивості опромінених електронами монокристалів n-Ge та n-Si. Було встановлено, що внаслідок опромінення монокристалів германію, легованих домішкою Sb, концентрацією $5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, електронами з енергією 10 MeV в цих монокристалах утворюються як точкові радіаційні дефектами (А-центри, модифіковані двома міжвузловими атомами германію, – комплекси VO_iI_{2Ge}), так і складні дефекти – області розвпорядкування. Опромінення монокристалів кремнію, легованих домішкою фосфору, концентрацією $N_d=2,2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, електронами з енергією 12 MeV призвело до утворення в них точкових дефектів, що належать як відомим комплексам C_iO_i та VO_i , так і новим – VO_iP . На основі розв'язків системи рівнянь електронейтральності було обчислено концентрації даних радіаційних дефектів для опромінених різними потоками електронів монокристалів n-Ge та n-Si та одержано для комплексів VO_iI_{2Ge} та VO_iP залежності їх енергії активації від одновісного тиску.

Досліджено ізотермічний відпал для опромінених електронами монокристалів n-Ge та запропоновано його теоретичну модель. Для температур відпалу $T_v=403$ К та $T_v=393$ К було виявлено зростання концентрації комплексів VO_iI_{2Ge} , що пов'язано з домінуючою роллю процесів їх генерації за рахунок відпалу ядер областей розвпорядкування з меншою енергією активації над процесами відпалу цих комплексів. Отримане значення енергії активації відпалу для комплексу VO_iI_{2Ge} виявилось більшим, ніж для комплексу VO_i , що свідчить про більшу його термічну стійкість.

РОЗДІЛ 5. ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТА МЕХАНІЗМИ РОЗСІЯННЯ НОСІЇВ СТРУМУ ДЛЯ НЕДЕФОРМОВАНИХ ТА ОДНОВІСНО ДЕФОРМОВАНИХ МОНОКРИСТАЛІВ n-Ge ТА n-Si З ГЛИБОКИМИ ЕНЕРГЕТИЧНИМИ РІВНЯМИ

5.1. Вплив деформаційно-індукованої анізотропії рухливості на механізми розсіяння електронів в опроміненних електронами монокристалах n-Ge та n-Si

Монокристалічний германій та кремній зараз широко використовується і також може знайти своє нове практичне використання як сировинний матеріал для потреб мікро та наноелектроніки, в радіаційних технологіях напівпровідників та напівпровідникових наноструктур [149, 154, 350, 351, 374-376]. Керувати електричними властивостями германію та кремнію або інших кристалічних напівпровідників можна за допомогою легування різними домішками, що створюють в забороненій зоні напівпровідника дискретні енергетичні рівні необхідної глибини та концентрації. Але часто цей метод важко реалізувати через низьку розчинність необхідних домішок в напівпровідниках при більш високих концентраціях електрично активних власних дефектів або відсутність таких домішок взагалі. Вирішення даної проблеми можливе з використанням методу радіаційних технологій [377-379]. При цьому утворення радіаційних дефектів у твердих тілах в комплексному поєднанні з іншими впливами, такими як температура, механічне навантаження, наявність зовнішнього електричного та магнітного поля, освітлення, дозволяє направлено регулювати властивостями твердотільних матеріалів [377, 380]. Як відомо [77], утворенні за рахунок опромінення дефекти в германії та кремнії можуть відігравати роль різних активних центрів (донорів або акцепторів, що змінюють концентрації носіїв заряду та положення рівня Фермі, розсіюючих та рекомбінаційних центрів, що впливають на рухливість електронів та дірок, час життя нерівноважних носіїв заряду). Розробка та моделювання радіаційно стійких сенсорів тиску, які використовуються в авіаційній та ракетно-космічній

промисловості, термоядерній та атомній енергетиці [381-383], та напружених гетероструктур, які можуть перебувати в полі підвищеної радіації [374, 384], на основі германію та кремнію вимагає проведення детальних досліджень впливу радіаційного опромінення та деформації на електричні властивості даних напівпровідників.

Тому в роботах [385-388] досліджувався вплив високоенергетичного електронного опромінення на електричні властивості одновісно деформованих монокристалів n-Ge та n-Si. В роботах [332, 389] на основі вимірювань ефекту Холла одержано температурні залежності холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge різними потоками електронів з енергією 10 MeV та проведені теоретичні розрахунки холівської рухливості електронів. В результаті такого опромінення утворювались електрично активні дефекти, яким для досліджуваного діапазону температур відповідав глибокий рівень ($E_c - 0,27$) eV, що належить комплексу VO_iI_{2Ge} . Проведені теоретичні розрахунки температурних залежностей холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge показали, що, крім розсіяння електронів на іонах мілких донорів, акустичних та оптичних фононах, суттєвий вклад в повний механізм струмоперенесення вносять також механізми розсіяння електронів на областях розвпорядкування та крупномаштабному потенціалі, створеному флуктуаціями концентрації заряджених дефектів. Аномальне зростання холівської рухливості електронів для монокристалів n-Ge, опромінених потоком електронів $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ ел./см² (рис. 4.11), при температурах $T > 235$ K пояснювалось зменшенням відносного вкладу розсіяння електронів на заряджених глибоких рівнях А-центрів внаслідок їх перезарядки при збільшенні температури. Для опромінених монокристалів n-Ge потоком $\Phi = 10^{16}$ ел./см² рухливість електронів спочатку зменшувалась при збільшенні температури до $T \approx 225$ K, а потім зростала (рис. 4.12, крива 3). Для даного випадку така залежність рухливості електронів пояснювалась змінами ефекту екранування та відповідно “потужностей” розсіюючих потенціалів для мілких іонів донорів Sb та А-центрів при збільшенні температури. Згідно з даними роботи [320], величина

внутрішніх деформаційних полів, які створюють точкові дефекти в ґратці германію, залежить від зарядового стану таких дефектів. Тому, перезарядка А-центрів за рахунок термічної іонізації, може впливати на величину внутрішніх напружень в ґратці та відповідно ефективність механізму розсіяння електронів на областях пружних деформації навколо утворених радіаційних дефектів.

В роботах [385, 387, 390] досліджувався вплив одновісної деформації на механізми розсіяння електронів в опромінені електронами монокристалах n-Ge (ті ж монокристали n-Ge, які досліджувались в роботах [332, 389]). Для цього проводились вимірювання тензо-холл-ефекту при одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [100], [110] та [111] для неопромінені та опромінені монокристалів n-Ge потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² з енергією 10 МеВ. Як відомо [107], при одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111] рухливість в германії стає анізотропною. Для довільного напрямку, у випадку ізоенергетичної поверхні, яка є еліпсоїдом обертання, рухливість носіїв струму можна знайти із співвідношення [107]:

$$\mu = \mu_{\perp} \sin^2 \theta + \mu_{\parallel} \cos^2 \theta, \quad (5.1)$$

де θ – кут між розглядуваним напрямком та головною віссю еліпсоїда; μ_{\perp} та μ_{\parallel} – рухливість носіїв заряду поперек та вздовж осі еліпсоїда.

Згідно з (5.1), для недеформованих монокристалів n-Ge

$$\mu_0 = \frac{1}{3} \mu_{\parallel} + \frac{2}{3} \mu_{\perp}. \quad (5.2)$$

При одновісному тиску n-Ge вздовж кристалографічного напрямку [111] один мінімум, головна вісь ізоенергетичного еліпсоїда якого орієнтована вздовж осі деформації, буде опускатися вниз за шкалою енергій на величину [107]

$$\Delta E_1 = -(\Xi_a + \frac{1}{3} \Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P - \frac{1}{3} \Xi_u S_{44}P, \quad (5.3)$$

а інші три мінімумами – підніматимуться вгору на величину

$$\Delta E_2 = -(\Xi_a + \frac{1}{3} \Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P + \frac{1}{9} \Xi_u S_{44}P, \quad (5.4)$$

що призведе до появи між ними енергетичної щілини

$$\Delta E_{1,2} = \frac{4}{9} \Xi_u S_{44} P. \quad (5.5)$$

Якщо n_1 – концентрація електронів в мінімумі, який опускається, а n_2 – в трьох мінімумах, які піднімаються вгору при одновісному тискові $P//[111]$, то загальна концентрація електронів в зоні провідності германія

$$n = n_1 + n_2 \quad (5.6)$$

Для невиродженого електронного газу [164]

$$n_1 = 2 \left(\frac{2\pi m_1 kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{\frac{E_F - \Delta E_1}{kT}}, \quad n_2 = 2 \left(\frac{2\pi m_2 kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{\frac{E_F - \Delta E_2}{kT}}. \quad (5.7)$$

Тоді

$$\frac{n_2}{n_1} = \left(\frac{m_2}{m_1} \right)^{3/2} e^{-\frac{\Delta E_{1,2}}{kT}} = B, \quad (5.8)$$

де m_1, m_2 – ефективна маса густини станів для даних мінімумів.

Для ізоенергетичної поверхні, яка є еліпсоїдом обертання, ефективна маса густини станів

$$m = Z^{\frac{2}{3}} (m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{\frac{1}{3}}, \quad (5.9)$$

де Z – число еквівалентних еліпсоїдів, m_{\parallel} та m_{\perp} – складові тензора ефективної маси електрона вздовж та поперек осі еліпсоїда.

Згідно з (5.1), рухливість електронів при одновісному тискові $P//[111]$ в мінімумі, що опускається рівна:

$$\mu_1 = \mu_{\parallel}, \quad (5.10)$$

а для трьох мінімумів, які піднімаються вгору за шкалою енергій,

$$\mu_2 = \frac{8\mu_{\perp} + \mu_{\parallel}}{9}. \quad (5.11)$$

З виразів (5.6) та (5.8) знаходимо, що

$$n_1 = \frac{n}{A+1}, \quad n_2 = \frac{An}{A+1}. \quad (5.12)$$

Тоді для довільного значення одновісного тиску $P//[111]$ питома електропровідність n-Ge

$$\sigma_p = qn\mu = q(n_1\mu_1 + n_2\mu_2) \quad (5.13)$$

Враховуючи вирази (5.12) та (5.13), рухливість електронів при одновісному тиску n-Ge вздовж кристалографічного напрямку $[111]$ рівна:

$$\mu_p = \frac{\mu_1 + B\mu_2}{B+1}. \quad (5.14)$$

Для випадку одновісного тиску n-Ge вздовж кристалографічного напрямку $[110]$ два мінімуми, головна вісь ізоенергетичних еліпсоїдів яких орієнтована перпендикулярно до осі деформації, будуть підніматися вгору за шкалою енергій на величину $[107]$

$$\Delta E_1 = -(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P + \frac{1}{6}\Xi_u S_{44}P, \quad (5.15)$$

а інші два мінімумами – опускатися вниз на величину

$$\Delta E_2 = -(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u)(S_{11} + 2S_{12})P - \frac{1}{6}\Xi_u S_{44}P, \quad (5.16)$$

що призведе до появи між ними енергетичної щілини

$$\Delta E_{1,2} = \frac{1}{3}\Xi_u S_{44}P. \quad (5.17)$$

Згідно з (5.1), рухливість електронів при одновісному тиску $P//[110]$ в двох мінімумах, що опускаються, рівна:

$$\mu_1 = \frac{\mu_{\perp} + 2\mu_{\parallel}}{3}, \quad (5.18)$$

а для двох мінімумах, які піднімаються вгору за шкалою енергій,

$$\mu_2 = \mu_{\perp}. \quad (5.19)$$

Компоненти тензора рухливості електронів можна виразити через компоненти тензора часів релаксації та ефективної маси:

$$\mu_{\parallel} = \frac{q}{m_{\parallel}} \langle \tau_{\parallel} \rangle, \quad \mu_{\perp} = \frac{q}{m_{\perp}} \langle \tau_{\perp} \rangle, \quad (5.20)$$

$$\langle \tau_{\parallel} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\parallel}, \quad \langle \tau_{\perp} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\perp}. \quad (5.21)$$

Тоді в найбільш загальному випадку розсіяння електронів на акустичних фононах, іонах мілких донорів, оптичних фононах, що відповідають за внутрідолинне та міждолинне розсіяння, вирази для часів релаксації рівні [332]:

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}^{a,i}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}; \quad \frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_{\perp}^{a,i}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}, \quad (5.22)$$

де $\tau_{\parallel}^{a,i}$, $\tau_{\perp}^{a,i}$ – компоненти тензора часів релаксації при розсіянні електронів на акустичних фононах та іонах мілкої домішки; τ_1 та τ_2 – часи релаксації для внутрідолинного та міждолинного розсіяння електронів на оптичних фононах.

При одновісній деформації n-Ge вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111], згідно з виразами (5.8), (5.10-5.12), (5.18) та (5.19), концентрація електронів в мінімумах з більшою рухливістю, які піднімаються вгору за шкалою енергій, буде зменшуватись, а в мінімумах з меншою рухливістю, які опускаються вниз, буде зростати. Тому для таких напрямків орієнтації осі деформації середня холівська рухливість електронів при збільшенні величини одновісного тиску буде зменшуватись, що пояснює одержані експериментальні результати досліджень тензо-холл-ефекту (рис. 5.1 та рис. 5.2).

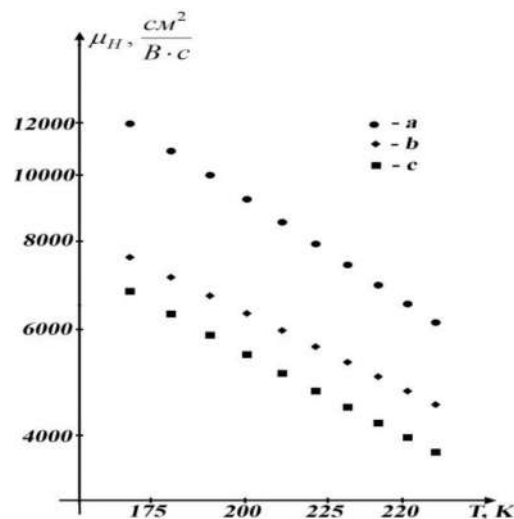


Рис. 5.1. Температурні залежності холівської рухливості для неопромінених монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [110]: a – 0 ГПа; b – 0,41 ГПа; c – 0,74 ГПа.

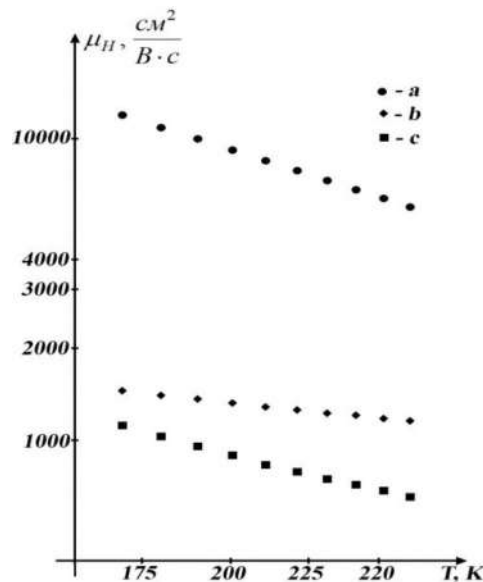


Рис. 5.2. Температурні залежності холівської рухливості для неопромінених монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111]: a – 0 ГПа; b – 0,49 ГПа; c – 0,93 ГПа.

Як відомо [331], при опроміненні германію електронами з енергією 10 МеВ та більше поряд з точковими дефектами починають утворюватись області розвпорядкування, які є активними центрами розсіяння. Тоді, згідно з [331], вираз для рухливості електронів з врахуванням розсіяння на областях розвпорядкування матиме вигляд:

$$\frac{1}{\mu_{\Phi}} = \frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_r} = \frac{1}{\mu_0} + K_{\mu} \Phi, \quad (5.23)$$

де μ_0 – рухливість електронів з врахуванням всіх діючих механізмів розсіяння за виключенням розсіяння на областях розвпорядкування; μ_r – рухливість електронів при розсіянні на областях розвпорядкування; K_{μ} – коефіцієнт радіаційної зміни рухливості; Φ – потік опромінення.

Для n-Ge, опроміненого електронами з енергією 10 МеВ, $K_{\mu} = \frac{2 \cdot 10^{-16}}{\mu_0}$ [331].

Утворенні при опроміненні в забороненій зоні германію локальні рівні радіаційних дефектів виконуватимуть роль компенсуючих центрів по відношенню до основних носіїв струму. Зменшення при цьому ефекту екранування призводить до появи крупномасштабних флуктуацій концентрації

заряджених дефектів і відповідно виникнення крупномасштабного потенціалу та значних градієнтів питомого опору, що впливатиме на зменшення холівської рухливості носіїв струму [34, 87, 391]. Тоді, згідно з [391], холівську рухливість для електронів опроміненого n-Ge можна записати так:

$$\mu_H = \mu_\phi A \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right), \quad (5.24)$$

де A – холл-фактор, Δ – амплітуда крупномасштабного потенціалу. Згідно з [34],

$$\Delta = \frac{q^2 N^{2/3}}{\varepsilon \cdot n^{1/3}}, \quad (5.25)$$

де N – концентрація заряджених дефектів, яка рівна сумі концентрацій іонізованих донорів N_d та компенсуючих заряджених акцепторів N_a ,

ε – діелектрична проникність, n – концентрація електронів в зоні провідності, q – заряд електрона.

Для досліджуваних монокристалів n-Ge концентрація легуючої домішки сурми $N_d=5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а концентрація заряджених дефектів, згідно з проведеними нами в роботі [318] розрахунками, для потоку опромінення електронами $\Phi=5 \cdot 10^{15} \text{ ел./см}^2$ складала $N_a=2,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Для знаходження залежностей концентрації електронів від одновісного тиску проводились вимірювання тензо-холл-ефекту при одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111] для опромінених потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15} \text{ ел./см}^2$ монокристалів n-Ge (рис. 5.3 та рис. 5.4). Для неопромінених монокристалів n-Ge як при відсутності, так і за наявності деформації одновісного тиску концентрація електронів не залежить від температури [385]. Це пояснюється тим, що для досліджуваного діапазону температур мілкі донори Sb будуть повністю іонізованими. Для опромінених монокристалів n-Ge глибокий енергетичний рівень ($E_c - 0,27$) eВ, що належить комплексу VO_iI_{2Ge} , буде іонізований лише частково. Тому при збільшенні величини одновісного тиску $P//[110]$ та $P//[111]$ концентрація електронів в зоні

провідності германія буде зростати (рис. 5.3 та рис. 5.4), що пов'язано із зменшенням енергії активації А-центру при деформації [330].

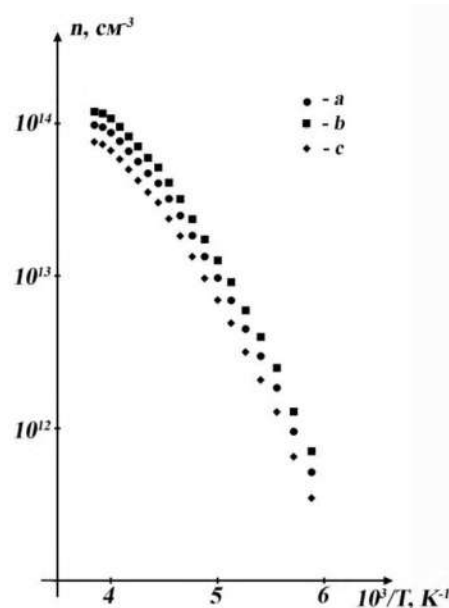


Рис. 5.3. Температурні залежності концентрації електронів для опромінених потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [110]: а – 0,41 ГПа; б – 0,74 ГПа; с – 0 ГПа.

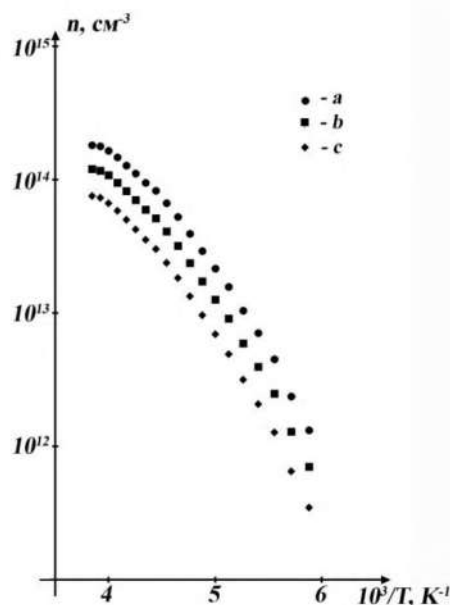


Рис. 5.4. Температурні залежності концентрації електронів для опромінених потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111]: а – 0,93 ГПа; б – 0,49 ГПа; с – 0 ГПа.

Враховуючи отримані температурні залежності концентрації електронів в зоні провідності для різних напрямків одновісного тиску, значення концентрацій легуючої домішки сурми N_d та акцепторних рівнів N_a радіаційних дефектів, можна на основі виразу (5.25) знайти амплітуду крупномасштабного потенціалу для опромінених монокристалів n-Ge. Тоді, згідно з (5.14), можна обчислити холівську рухливість для одновісно деформованих вздовж різних кристалографічних напрямків монокристалів n-Ge, опромінених потоком електронів $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ ел./см². Для проведення таких теоретичних розрахунків необхідно врахувати числові значення параметрів зонної структури монокристалів германія, таких як компоненти тензорів акустичного потенціалу деформації та ефективної маси ($\Xi_d = -6,4$ eB, $\Xi_n = 16,4$ eB, $m_{\parallel} = 1,58m_0$, $m_{\perp} = 0,082m_0$), константи електрон – фононної взаємодії $\Xi_{430} = 4 \cdot 10^8$ eB/см та $\Xi_{320} = 1,4 \cdot 10^8$ eB/см для оптичних фононів та фононів, що відповідають за міждолинне розсіяння електронів в германії відповідно [160]. Отримані на основі даних розрахунків температурні залежності холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge, які одновісно деформовані вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111], представлені на рис. 5.5 та рис. 5.6 (суцільні криві). Як слідує з рис. 5.6 та 5.7, холівська рухливість одновісно деформованих монокристалів n-Ge при збільшенні температури спочатку зростає та при переході через максимум починає монотонно зменшуватись. Зростання холівської рухливості електронів пов'язане зі зменшенням відносного вкладу розсіяння електронів на заряджених глибоких рівнях А-центрів внаслідок їх перезарядки та зменшенням амплітуди крупномасштабного потенціалу при збільшенні концентрації електронів в зоні провідності германія зі збільшенням температури. Зменшення холівської рухливості, як і для випадку відповідних температурних залежностей для неопромінених монокристалів n-Ge (рис. 5.1 та рис. 5.2), та, згідно з виразами (5.18), (5.19), пояснюється деформаційним перерозподілом електронів між мінімумами зони провідності германія з різною рухливістю.

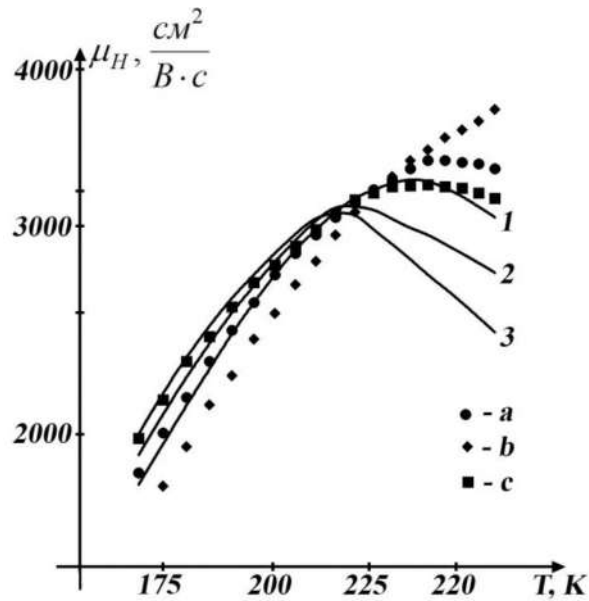


Рис. 5.5. Температурні залежності холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [110]: а – 0,41 ГПа; б – 0 ГПа; с – 0,74 ГПа. Суцільні криві – теоретичні розрахунки для цих же значень одновісних тисків P , ГПа: 1 – 0; 2 – 0,41; 3 – 0,74.

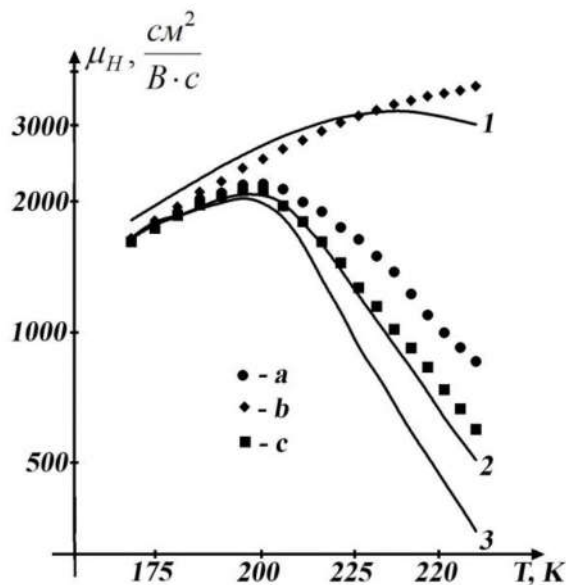


Рис. 5.6. Температурні залежності холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111]: а – 0,49 ГПа; б – 0 ГПа; с – 0,93 ГПа. Суцільні криві – теоретичні розрахунки для цих же значень одновісних тисків P , ГПа: 1 – 0; 2 – 0,49; 3 – 0,93.

Внаслідок такого перерозподілу середня рухливість зменшується. При цьому механізми розсіяння електронів на заряджених дефектах та крупномасштабному потенціалі будуть менше впливати на зростання рухливості з підвищенням температури, ніж деформаційно-індукована анізотропія рухливості, яка призводить до її зменшення. Теоретичний розрахунок температурних залежностей холівської рухливості для одновісно деформованих монокристалів n-Ge (рис. 5.5 та рис. 5.6, суцільні криві) в рамках розглянутих механізмів розсіяння (без врахування розсіяння на заряджених А-центрах) добре узгоджується з відповідними експериментальними результатами при температурах $T < 220$ К для випадку одновісних тисків вздовж кристалографічного напрямку [110] (рис. 5.5) та при температурах $T < 190$ К, коли одновісний тиск направлений вздовж кристалографічного напрямку [111] (рис. 5.6).

В роботі [388] досліджувалось розсіяння електронів в одновісно деформованих монокристалах n-Si, опромінених потоком електронів $\Phi = 1 \cdot 10^{17}$ ел./см² з енергією 12 MeV. Зразки монокристалів кремнію були леговані домішкою фосфора, концентрацією $N_d = 2,2 \cdot 10^{16}$ см⁻³. В роботі [337] на основі вимірювань інфрачервоної Фур'є-спектроскопії та ефекту Холла була встановлена природа та визначена концентрація основних типів радіаційних дефектів, які утворюються в цих монокристалах кремнію при таких умовах опромінення. Було встановлено, що основними радіаційними дефектами є А-центри (комплекси VO_i), А-центри, модифіковані домішкою фосфору (комплекси VO_iP) та комплекси, які містять міжвузловий вуглець (комплекси C_iO_i). Температурні залежності холівської рухливості для даних монокристалів n-Si були одержані на основі вимірювань тензо-холл-ефекта. Як відомо [107], в монокристалах кремнію при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [100] рухливість електронів стає анізотропною. Така деформація призводить до перерозподілу електронів між двома мінімумами зони провідності кремнію з меншою рухливістю, які опускаються вниз, та чотирма мінімумами з більшою рухливістю, які піднімаються вгору за шкалою енергій.

Це пояснює зменшення холівської рухливості електронів при збільшенні величини одновісного тиску (рис. 5.7). Зменшення холівської рухливості при збільшенні температури пов'язано зі зростанням ролі розсіяння електронів на оптичних фононах, які відповідають за міждолинне розсіяння електронів в кремнії [392, 393].

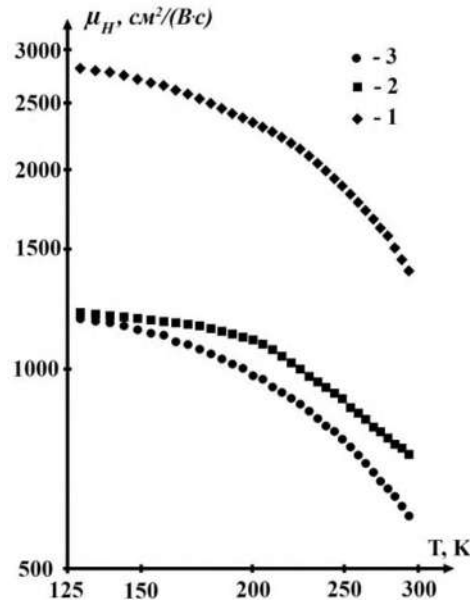


Рис. 5.7. Температурні залежності холівської рухливості для неопромінених монокристалів n-Si<P> при різних значеннях величин одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]: 1 – 0 ГПа; 2 – 0,42 ГПа; 3 – 0,83 ГПа.

Для опромінених електронами монокристалів n-Si (рис. 5.8) холівська рухливість електронів зростає та, досягаючи свого максимуму, зменшується при збільшенні температури.

Для інтерпретації одержаних температурних залежностей холівської рухливості електронів для опромінених потоком електронів $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./см² з енергією 12 МеВ зразків кремнію при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [100] проводились розрахунки холівської рухливості електронів, згідно з (5.24). При розрахунках дрейфової рухливості електронів та холл-фактора A враховувалось розсіяння електронів на іонах

домішки фосфора, акустичних фононах та оптичних фононах, що відповідають за міждолине розсіяння електронів в кремнії.

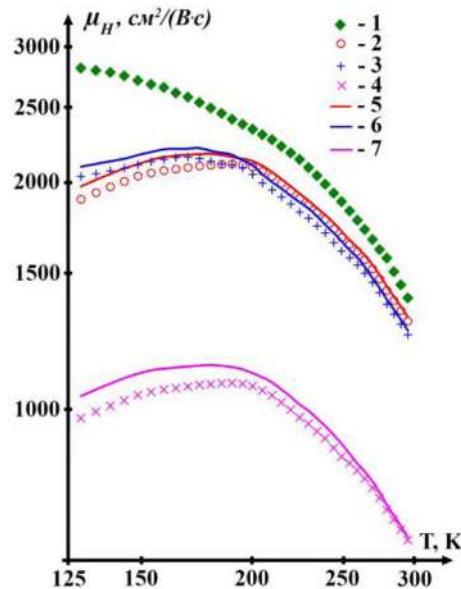


Рис. 5.8. Температурні залежності холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Si<P> потоком електронів $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./см² з енергією 12 МеВ при різних значеннях величин одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]: 1 – 0 ГПа (неопромінений зразок); 2 – 0 ГПа; 3 – 0,42 ГПа; 4 – 0,83 ГПа. Суцільні криві – теоретичні розрахунки: 5 – 0 ГПа; 6 – 0,42 ГПа; 7 – 0,83 ГПа.

Для недеформованих монокристалів n-Si, згідно з 5.1,

$$\mu_0 = \frac{1}{3}\mu_{\parallel} + \frac{2}{3}\mu_{\perp}. \quad (5.26)$$

При одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [100] в кремнії два мінімуми зони провідності будуть опускатися вниз за шкалою енергій на величину [107]

$$\Delta E_1 = -\left(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u\right)(S_{11} + 2S_{12})P - \frac{2}{3}\Xi_u(S_{11} - S_{12})P, \quad (5.27)$$

а інші чотири мінімуми – підніматимуться вгору на величину

$$\Delta E_2 = -\left(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u\right)(S_{11} + 2S_{12})P + \frac{1}{3}\Xi_u(S_{11} - S_{12})P. \quad (5.28)$$

Якщо n_1 – концентрація електронів у мінімумах, які опускаються, а n_2 – у тих мінімумах, які піднімаються вгору при одновісному тиску, то загальна концентрація електронів у зоні провідності кремнію

$$n = n_1 + n_2. \quad (5.29)$$

Для невиродженого електронного газу

$$n_1 = 2 \left(\frac{2\pi m_1 kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{\frac{E_F - \Delta E_1}{kT}}, \quad n_2 = 2 \left(\frac{2\pi m_2 kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{\frac{E_F - \Delta E_2}{kT}}. \quad (5.30)$$

Тоді

$$\frac{n_2}{n_1} = \left(\frac{m_2}{m_1} \right)^{3/2} e^{\frac{\Delta E_1 - \Delta E_2}{kT}} = C, \quad (5.31)$$

де $m_1 = 2^{2/3} (m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{1/3}$ та $m_2 = 4^{2/3} (m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{1/3}$ – ефективні маси густини станів у даних мінімумах. Враховуючи значення компонент тензора ефективної маси $m_{\parallel} = 0,9163m_0$ та $m_{\perp} = 0,1905m_0$ для електронів в кремнії [107], одержимо, що $m_1 = 0,51m_0$ та $m_2 = 0,81m_0$.

З виразів (5.29) та (5.31) знаходимо, що

$$n_1 = \frac{n}{C+1}, \quad n_2 = \frac{Cn}{C+1}. \quad (5.32)$$

Згідно з (5.1), рухливість електронів в кремнії при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] в двох мінімумах, що опускається рівна:

$$\mu_1 = \mu_{\parallel}, \quad (5.33)$$

а для чотирьох мінімумів, які піднімаються вгору за шкалою енергій,

$$\mu_2 = \mu_{\perp}. \quad (5.34)$$

Для довільного значення одновісного тиску P питома електропровідність n-Si

$$\sigma_p = qn\mu = q(n_1\mu_1 + n_2\mu_2) \quad (5.35)$$

Враховуючи вирази (5.32) та (5.35), рухливість електронів для одновісно деформованого n-Si вздовж кристалографічного напрямку [100] рівна:

$$\mu_p = \frac{\mu_1 + C\mu_2}{C+1}. \quad (5.36)$$

Міждолинне розсіяння електронів на оптичних фонах описується скалярним часом релаксації τ_j [190]:

$$\frac{1}{\tau_j} = a_j \varphi_j, \quad (5.37)$$

$$\text{де } a_j = \frac{\Xi_j^2 (m_d^j)^{3/2}}{\sqrt{2\pi} \rho \hbar^2 (kT_{Cj})^{3/2}} \left(\frac{T}{T_{Cj}}\right)^{1/2}, \quad \varphi_j(x) = \frac{1}{e^{x/T} - 1} \left[\left(x + \frac{T_{Cj}}{T}\right)^{1/2} + e^{x/T} \theta\left(x; \frac{T_{Cj}}{T}\right) \left(x - \frac{T_{Cj}}{T}\right)^{1/2} \right],$$

m_d^j – ефективна маса густини станів для електронів зони провідності,

Ξ_j – константа оптичного деформаційного потенціалу; ρ – густина кристалу;

T_{Cj} – характеристична температура j -ого оптичного фону; $x = \frac{\varepsilon}{kT}$ –

безрозмірна енергія електрона; $\theta\left(x; \frac{T_{Cj}}{T}\right)$ – ступінчаста функція.

$$m_d^j = (m_{\parallel j} m_{\perp j}^2)^{1/3} (Z_j - 1), \quad (5.38)$$

де $m_{\parallel j}$, $m_{\perp j}$ – поздовжня та поперечна складова тензора ефективної маси для електронів, які знаходяться в еліпсоїді j -типу; Z_j – число еквівалентних еліпсоїдів зони провідності j -типу.

Вирази для компонент тензора часів релаксації $\tau_1^{a,j}$ та $\tau_{\perp}^{a,j}$ в умовах розсіяння електронів на акустичних фонах та іонах домішки матимуть вигляд [190]:

$$\tau_1^{a,j} = \frac{a_{\parallel}}{\sqrt{kT}^{3/2}} \cdot \frac{x^{3/2}}{x^2 + b_0}, \quad \tau_{\perp}^{a,j} = \frac{a_{\perp}}{\sqrt{kT}^{3/2}} \cdot \frac{x^{3/2}}{x^2 + b_1}. \quad (5.39)$$

(Вирази для знаходження a_{\parallel} , a_{\perp} , b_0 , b_1 представленні в розділі 2).

Як було показано в роботі [393], за міждолинне розсіяння електронів в кремнії відповідають оптичні фонони з характеристичними температурами $T_{C1} = 190$ К та $T_{C2} = 630$ К. Константи оптичного деформаційного потенціалу для даних фононів $\Xi_{190} = 1,8 \cdot 10^8$ eB/cm та $\Xi_{630} = 4 \cdot 10^8$ eB/cm були знайдені в

роботах [394, 395], а значення констант акустичного потенціалу деформації $\Xi_u = 9,23 \text{ eV}$ та $\Xi_d = -2,12 \text{ eV}$ – в роботі [357]. Компоненти тензора часів релаксації в найбільш загальному випадку розсіяння електронів на іонах домішки, акустичних фононах та оптичних фононах, які відповідають за міждолинне розсіяння, як і у випадку германію, можна представити виразом (5.22), а самі компоненти тензора рухливості знайти на основі виразів (5.20) та (5.21). Концентрація електронів, яка є необхідною для розрахунку амплітуди крупномасштабного потенціалу, визначалась на основі вимірювань тензо-холл-ефекту. Теоретичні розрахунки холівської рухливості електронів для опромінених монокристалів n-Si на основі виразів (5.24), (5.25) та (5.36) в умовах розсіяння електронів на іонах домішки фосфора, акустичних фононах та оптичних фононах, що відповідають за міждолинне розсіяння, представлені на рис. 5.8 (суцільні криві).

З аналізу одержаних на основі вимірювань тензо-холл-ефекту температурних залежностей холівської рухливості слідує, що для опромінених монокристалів n-Si холівська рухливість при збільшенні температури спочатку зростає і при переході через максимум зменшується. Зростання холівської рухливості можна пояснити двома причинами: 1) зменшенням амплітуди крупномасштабного потенціалу при збільшенні концентрації електронів в зоні провідності кремнію за рахунок зростання температури або величини деформації; 2) зменшенням концентрації заряджених дефектів, що належать комплексам VO_iP та VO_i , і відповідно ймовірності розсіяння електронів на таких дефектах при збільшенні температури та одновісного тиску. Дані причини пояснюють зростання величини холівської рухливості електронів для одновісно деформованих монокристалів n-Si при збільшенні величини одновісного тиску до 0,42 ГПа (рис. 5.8) при невисоких температурах. Зменшення холівської рухливості при переході через максимум пояснюється зростанням при підвищенні температури ймовірності міждолинного розсіяння електронів на оптичних фононах. Для таких температур холівська рухливість електронів, як і для неопромінених монокристалів кремнію, зменшується при

збільшенні величини одновісного тиску. Незначна розбіжність між одержаними експериментальними результатами та відповідними теоретичними розрахунками пов'язана з тим, що при побудові теоретичної моделі холівської рухливості електронів для опромінених монокристалів n-Si не враховувався час релаксації для розсіяння електронів на утворених радіаційних дефектах, оскільки такі дефекти створюють глибокі енергетичні рівні в забороненій кремнію. Задача моделювання потенціалу взаємодії електрона з такими дефектами зводиться до побудови напівемпіричних моделей радіаційних дефектів. Проте, запропонована теоретична модель холівської рухливості дозволяє якісно та при певних температурах кількісно пояснити одержані експериментальні результати для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Si з радіаційними дефектами.

5.2. Розсіяння електронів в n-Ge та n-Si з радіаційними дефектами в умовах симетричного розміщення осі деформації відносно ізоенергетичних еліпсоїдів в германії та кремнії

Як відомо [107], при одновісній деформації монокристалів n-Ge та n-Si вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] відповідно буде відсутній перерозподіл електронів між мінімумами зони провідності цих монокристалів і рухливість електронів, як і у випадку недеформованих монокристалів, є ізотропною. Згідно з (5.1), для недеформованих та одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge

$$\mu_0 = \frac{1}{3}\mu_{\parallel} + \frac{2}{3}\mu_{\perp}. \quad (5.40)$$

В роботах [385, 390] проводились дослідження тензо-холл-ефекту для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge, опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см². На рис. 5.9 представлено експериментальні результати температурних залежностей холівської рухливості для неопромінених монокристалів n-Ge при одновісному тиску $P//[100]$. Як видно з рис. 5.9,

холівська рухливість електронів в n-Ge не залежить від одновісного тиску, оскільки для даного випадку відсутній деформаційний перерозподіл електронів між мінімумами.

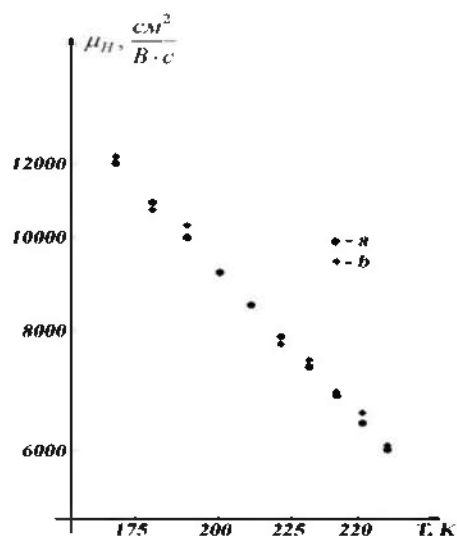


Рис. 5.9. Температурні залежності холівської рухливості для неопромінених монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]: a – 0 ГПа; b – 0,86 ГПа.

Також, як і у випадку одновісної деформації вздовж кристалографічних напрямків $P//[110]$ та $P//[111]$, при збільшенні величини одновісного тиску $P//[100]$ концентрація електронів для неопромінених монокристалів германію (див. рис. 5.10) не залежить від температури та деформації, оскільки мілкі донори Sb будуть повністю іонізованими. Незначне зростання концентрації електронів при збільшенні деформації для опромінених монокристалів n-Ge пов'язано із зменшенням енергії активації А-центру. На рис. 5.11 представлено експериментальні результати температурних залежностей холівської рухливості для опромінених монокристалів n-Ge при одновісному тиску $P//[100]$ та відповідні теоретичні розрахунки даних залежностей. З аналізу одержаних на основі вимірювань тензо-холл-ефекту температурних залежностей холівської рухливості (рис. 5.11) слідує, що, як для недеформованих, так і для одновісно деформованих монокристалів n-Ge, холівська рухливість збільшується при підвищенні температури для всього діапазону досліджуваних температур.

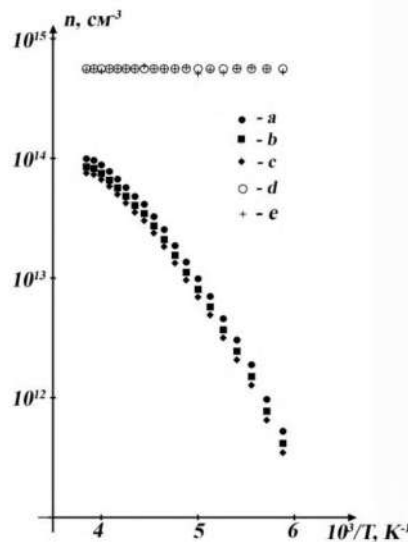


Рис. 5.10. Температурні залежності концентрації електронів для неопромінених та опромінених потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² з енергією 10 МеВ монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]: а – 0,86 ГПа (опромінений зразок); б – 0,37 ГПа (опромінений зразок); с – 0 ГПа (опромінений зразок); d – 0 ГПа (неопромінений зразок); e – 0,86 ГПа (неопромінений зразок).

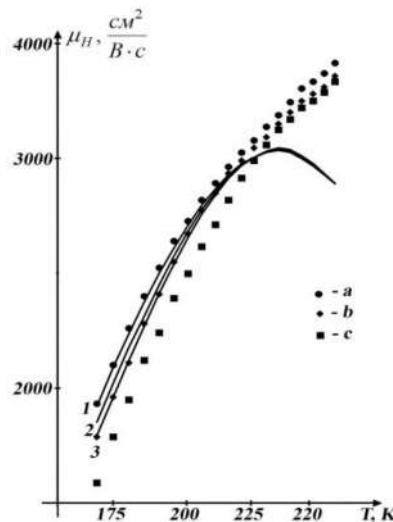


Рис. 5.11. Температурні залежності холівської рухливості для опромінених потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² з енергією 10 МеВ монокристалів n-Ge при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]: а – 0,86 ГПа; б – 0,37 ГПа; с – 0 ГПа. Суцільні криві – теоретичні розрахунки для цих же значень одновісних тисків P, ГПа: 1 – 0,86; 2 – 0,37; 3 – 0.

Зростання холівської рухливості електронів при температурах $T > 235$ К, яке не узгоджується з відповідними теоретичними розрахунками, пов'язане зі зменшенням відносного вкладу розсіяння електронів на заряджених глибоких рівнях А-центрів внаслідок їх перезарядки [328]. Також, як видно з рис. 5.11, на відміну від неопромінених монокристалів n-Ge (рис. 5.9), при збільшенні одновісного тиску спостерігається зростання холівської рухливості електронів, що пояснюється зменшенням амплітуди крупномасштабного потенціалу та концентрації заряджених А-центрів при збільшенні концентрації електронів в зоні провідності германія при деформації. Достатньо добра узгодженість при температурах $T < 220$ К одержаних експериментальних результатів температурних залежностей холівської рухливості електронів для одновісно деформованих монокристалів n-Ge з відповідними теоретичними розрахунками вказує на другорядну роль механізму розсіяння електронів на заряджених А-центрах по відношенню до механізмів розсіяння електронів на крупномасштабному потенціалі та областях розвпорядкування для даного діапазону температур. Для теоретичного опису одержаних експериментальних результатів при температурах $T > 235$ К необхідно вже враховувати в часі релаксації механізм розсіяння електронів на А-центрах з різним зарядовим станом. А це вимагає побудови коректного потенціалу взаємодії електрона з таким центром, що є досить непростю задачею, для розв'язку якої необхідним є проведення інших досліджень (Deep-level transient spectroscopy (DLTS), Electron paramagnetic resonance (EPR), техніка високих тисків та інші) [77].

Проведенні в роботах [107, 396] дослідження тензоопору для неопромінених монокристалів n-Si при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [111] показали, що зростання питомого опору обумовлене зменшенням рухливості електронів за рахунок збільшення ефективної маси електронів при трансформації двохосьового ізоенергетичного еліпсоїда обертання в трьохосьовий. Зростання величини тензоопору кремнію при збільшенні температури в даних умовах пояснюється деформаційною непараболічністю зони провідності кремнію, яка виникає внаслідок зняття

виродження зон Δ_1 та Δ_2 в точці X_1 на краю зони Бріллюена [396]. Ці причини пояснюють зменшення холівської рухливості електронів при збільшенні величини одновісного тиску (рис. 5.12).

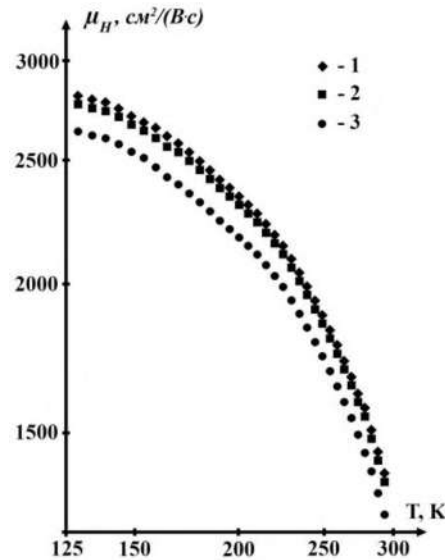


Рис. 5.12. Температурні залежності холівської рухливості для неопромінених монокристалів n-Si<P> при різних значеннях величин одновісних тисків вздовж кристалографічного напрямку [111]: 1 – 0 ГПа; 2 – 0,37 ГПа; 3 – 0,74 ГПа.

Концентрація та холівська рухливість електронів для опромінених монокристалів n-Si<P> потоком електронів $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./см² з енергією 12 MeV в умовах одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111] визначались на основі вимірювань тензо-холл-ефекту [388]. Згідно з даними рис. 5.13, для неопромінених монокристалів n-Si як при відсутності, так і при наявності деформації одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] концентрація електронів не залежить від температури. Це пояснюється тим, що для досліджуваного діапазону температур мілкі донори фосфору будуть повністю іонізованими. Для опромінених монокристалів n-Si глибокі енергетичні рівні $E_c - 0,17$ eV та $E_c - 0,107$ eV, що належить комплексам VO₁ та VO₁P відповідно [337], будуть іонізовані лише частково. При одновісних тисках вздовж кристалографічного напрямку [111], на відміну від випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]

(рис. 5.13, криві 2 та 5), спостерігається лише незначне зростання концентрації електронів в зоні провідності кремнію (рис. 5.13, криві 3 та 4).

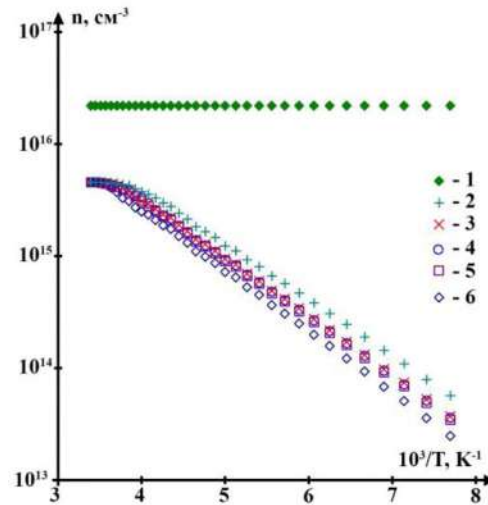


Рис. 5.13. Температурні залежності концентрації електронів для опромінених монокристалів n-Si<P> потоком електронів $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./см² з енергією 12 MeV при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111]: 1 – 0 ГПа (неопромінений зразок), 2 – 0,83 ГПа ([100]); 3 – 0,74 ГПа ([111]); 4 – 0,37 ГПа ([111]); 5 – 0,42 ГПа ([100]); 6 – 0 ГПа.

В даному випадку енергія активації основних радіаційних дефектів, які належать комплексам VO_iP, мало зменшується і при P>0,4 ГПа зовсім не залежить від величини одновісного тиску [337].

У випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111] компоненти тензора ефективної маси матимуть вигляд [396]:

$$m_{11} = \frac{m_{\perp}}{1 + \gamma P}, \quad m_{22} = \frac{m_{\perp}}{1 - \gamma P}, \quad m_{33} = m_{\parallel}, \quad (5.41)$$

де $\gamma = 6,74 \cdot 10^{-11}$ Па⁻¹.

Деформаційну непараболічність зони провідності кремнію, яка пояснює нелінійне зростання тензоопору та його залежність від температури для даного випадку одновісного тиску, можна представити наступним чином [388]:

$$\varepsilon(P) = \varepsilon(1 + \lambda \varepsilon) = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{k_1^2}{m_{11}} + \frac{k_2^2}{m_{22}} + \frac{k_3^2}{m_{33}} \right), \quad (5.42)$$

де $\lambda = \lambda_0 P^2$ – параметр непараболічності, $\lambda_0 = 20 \frac{M^3}{H^3}$.

При цьому рухливість для одновісно деформованого кремнію рівна:

$$\mu_0 = \frac{1}{3}(\mu_{11} + \mu_{22} + \mu_{33}), \quad (5.43)$$

$$\mu_{11} = \frac{q}{m_{11}} \langle \tau_{11} \rangle, \quad \mu_{22} = \frac{q}{m_{22}} \langle \tau_{22} \rangle, \quad \mu_{33} = \frac{q}{m_{33}} \langle \tau_{33} \rangle. \quad (5.44)$$

Для розрахунку компонент тензора часів релаксації на основі виразів (5.36) та (5.38) необхідно, згідно з (5.41), провести заміну змінної x на $x_1 = x + \lambda k T x^2$.

Ефективна маса густини станів в даному випадку визначається як

$$m_d^j = (m_{11j} m_{22j} m_{33j})^{1/3} (Z_j - 1). \quad (5.45)$$

На рис. 5.14. представленні експериментальні результати вимірювань холівської рухливості електронів для опромінених потоком електронів $\Phi = 1 \cdot 10^{17}$ ел./см² з енергією 12 МеВ зразків кремнію при одновісних тисках вздовж кристалографічних [111] та відповідні теоретичні розрахунки (суцільні криві) на основі виразів (5.24-5.26), (5.43) та (5.44) в умовах розсіяння електронів на крупномасштабному потенціалі, іонах домішки фосфора, акустичних фононах та оптичних фононах, що відповідають за міждолине розсіяння. Як слідує з рис. 5.14, холівська рухливість для одновісно деформованих монокристалів n-Si при збільшенні величини одновісного тиску до 0,37 ГПа зростає, що пояснюється, як і для випадку P//[100], зменшенням амплітуди крупномасштабного потенціалу та концентрації заряджених дефектів, що відповідають комплексам VO_iP та VO_i, при деформації. При одновісних тисках $P > 0,4$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [111] енергія активації комплексу VO_iP та відповідно концентрація електронів не залежать від деформації [337]. Тому для таких тисків не буде спостерігатися деформаційно-індукованого зростання рухливості електронів за рахунок вище розглянутих механізмів, які є ефективними для $P < 0,37$ ГПа. Незначне зменшення холівської рухливості електронів при тисках $P = 0,74$ ГПа відносно

недеформованих монокристалів n-Si (рис. 5.14, крива 4) пов'язане зі збільшення ефективної маси електронів та ступеня непараболічності зони провідності кремнію.

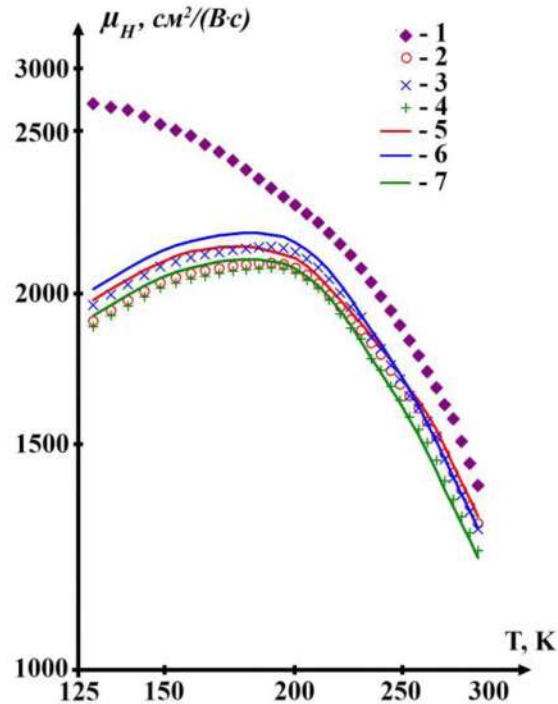


Рис. 5.14. Температурні залежності холівської рухливості електронів для опромінених монокристалів n-Si<P> потоком електронів $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./см² з енергією 12 MeV при різних значеннях одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111]: 1 – 0 ГПа (неопромінений зразок); 2 – 0 ГПа; 3 – 0,37 ГПа; 4 – 0,74 ГПа. Суцільні криві – теоретичні розрахунки: 5 – 0 ГПа; 6 – 0,37 ГПа; 7 – 0,74 ГПа.

Також такі зміни закону дисперсії для монокристалів n-Si при одновісному тискові можуть бути причиною змін умов розсіяння електронів на заряджених радіаційних дефектах, що впливатиме на зменшення рухливості. Теоретичні розрахунки холівської рухливості електронів на основі розглянутих механізмів розсіяння добре узгоджуються з експериментальними результатами, а досить незначні невідповідності можуть бути усунуті з врахуванням механізмів розсіяння на утворених радіаційних дефектах.

5.3. Механізми розсіяння електронів в одновісно деформованих монокристалах германію, легованих домішкою сурми та золота

Дослідження впливу деформації на різні кінетичні та оптичні ефекти, як в германії, так і в інших напівпровідниках за наявності глибоких енергетичних рівнів домішок є досить обмеженими, а теоретичні моделі опису таких ефектів майже відсутні, оскільки на сьогодні теорія глибоких рівнів в напівпровідниках, на відміну від теорії мілких рівнів, ґрунтується на використанні лише їх напівемпіричних моделей [77]. Практичне значення таких досліджень пов'язане з тим, що легуючі домішки з глибокими енергетичними рівнями визначають спектри випромінювання світлодіодів, є центрами швидкої рекомбінації, створюють додаткові області фоточутливості, сильно впливають на тензочутливість напівпровідників. Тому актуальним як з фундаментальної, так і прикладної точок зору є дослідження впливу таких домішок на електричні та оптичні властивості деформованих монокристалів германію. Проведення таких досліджень, в свою чергу, дозволять розробити певні науково-методичні основи синтезу та моделювання властивостей германію та напружених наноструктур на його основі.

В роботах [397, 398] проводились дослідження тензо-холл-ефекту для одновісно деформованих монокристалів n-Ge, легованих домішками Sb та Au. Вимірювання проводились для зразків n-Ge двох груп. Зразки n-Ge <Sb> першої групи були леговані лише домішкою Sb, концентрацією $N_{Sb}=5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а зразки n-Ge <Sb, Au> другої групи – домішкою Sb, концентрацією $N_{Sb}=9,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, та домішкою Au, концентрацією $N_{Au}=5,05 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Як відомо [399], домішка Sb є мілким донором і створює в забороненій зоні германію мілкий енергетичний рівень $E_C-0,0096 \text{ eV}$. Домішка Au створює в Ge глибокий донорний рівень $E_V+0,04 \text{ eV}$ та три акцепторних рівні $E_V+0,15 \text{ eV}$, $E_C-0,2 \text{ eV}$ та $E_C-0,04 \text{ eV}$. Як показують дослідження тензо-холл-ефекту для одновісно деформованих вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] монокристалів n-Ge<Sb>, концентрація електронів при температурах $T > 77 \text{ K}$

рівна концентрації легуючої домішки Sb і не залежить від температури. Це пояснюється тим, що для таких температур мілкі донори Sb будуть повністю іонізованими. На рис. 5.15 представлено експериментальні результати температурних залежностей холівської рухливості для монокристалів n-Ge<Sb> при одноісному тиску вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111].

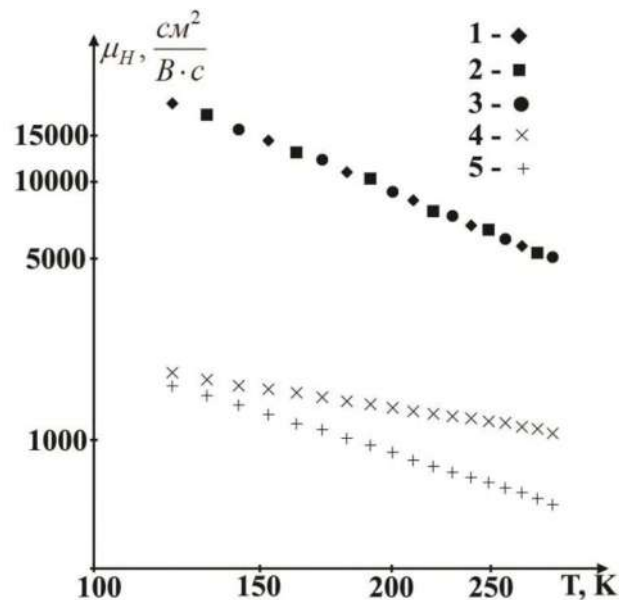


Рис. 5.15. Температурні залежності холівської рухливості для n-Ge <Sb> при різних значеннях величин одноісних тисків вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111]: 1 – 0 ГПа; 2 – 0,34 ГПа ([100]); 3 – 0,85 ГПа ([100]); 4 – 0,47 ГПа ([111]); 5 – 0,96 ГПа ([111]).

Як слідує з рис. 5.15, холівська рухливість електронів при одноісній деформації вздовж кристалографічного напрямку [100] не залежить від величини прикладеного тиску. Для даного випадку відсутній деформаційний перерозподіл електронів між мінімумами зони провідності германію, які будуть зміщуватись вгору за шкалою енергій при деформації з однаковою швидкістю [107]. При одноісній деформації n-Ge <Sb> вздовж кристалографічних напрямків [111] буде відбуватись деформаційний перерозподіл електронів між трьома мінімумами зони провідності германію з більшою рухливістю, які піднімаються вгору, та одним мінімумом з меншою рухливістю, який опускається вниз за шкалою енергій при деформації. При

цьому концентрація електронів в трьох мінімумах з більшою рухливістю буде зменшуватись, а в одному мінімумі з меншою рухливістю зростати. Це призведе до зменшення середньої холівської рухливості електронів при збільшенні величини одновісного тиску, що і пояснює одержані експериментальні результати (рис. 5.15, криві 4 та 5). Збільшення концентрації електронів в зоні провідності германію при зростанні температури для монокристалів n-Ge <Sb, Au> (рис. 5.16 та рис. 5.17) пояснюється термічною іонізацією глибокого акцепторного рівня золота $E_C-0,2$ еВ. Також для даних монокристалів, як видно з рис. 5.16 та рис. 5.17 (криві 2-4), при збільшенні величини одновісного тиску спостерігається зростання концентрація електронів, що пов'язано зі зменшенням енергії іонізації рівня $E_C-0,2$ еВ при деформації [355].

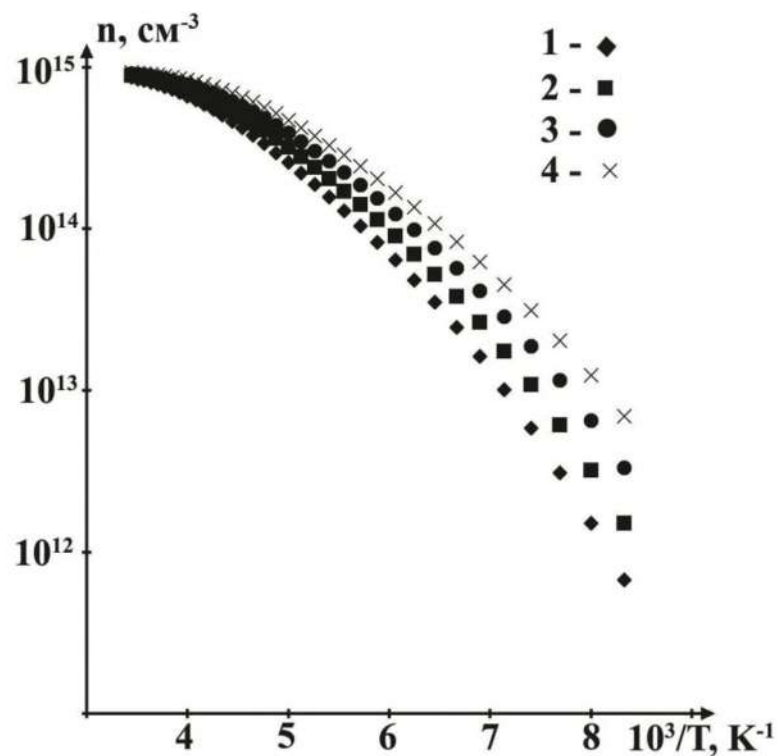


Рис. 5.16. Температурні залежності концентрації електронів для n-Ge<Sb, Au> при різних значеннях величин одновісних тисків вздовж кристалографічних напрямків [100]: 1 – 0 ГПа; 2 – 0,29 ГПа; 3 – 0,59 ГПа; 4 – 0,88 ГПа.

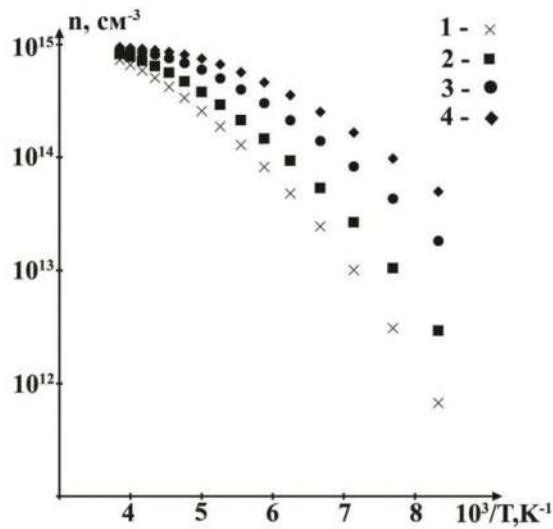


Рис. 5.17. Температурні залежності концентрації електронів для $n\text{-Ge}\langle\text{Sb, Au}\rangle$ при різних значеннях величин одновісних тисків вздовж кристалографічних напрямків [111]: 1 – 0 ГПа; 2 – 0,28 ГПа; 3 – 0,69 ГПа; 4 – 0,97 ГПа.

Дослідження впливу гідростатичного тиску на положення глибокого рівня золота $E_C - 0,2$ еВ в монокристалах германію проводилось авторами робіт [205, 400]. Обчислене в роботі [400] значення баричного коефіцієнту для енергії іонізації даного рівня виявилось заниженим, враховуючи експериментальні результати роботи [205]. Це пояснюється тим, що авторами роботи [400] при розрахунках не враховувався вплив флуктуаційного (крупномасштабного) потенціалу [205, 401]. Як відомо [34, 391, 402], такий потенціал виникає в легованих компенсованих напівпровідниках або в напівпровідниках з радіаційними дефектами, коли концентрація вільних носіїв струму мала в порівнянні з концентрацією іонізованих домішкових центрів або заряджених радіаційних дефектів. Амплітуда даного потенціалу може виявитись досить значною, що призведе до модуляції густини станів носіїв струму і, як наслідок, до зменшення холівської рухливості. Для даного випадку холівську рухливість електронів можна представити виразом (5.24) та аналогічно провести розрахунки рухливості, як і для опромінених електронами монокристалів $n\text{-Ge}$, в умовах розсіяння електронів на флуктуаційному потенціалі, іонах Sb, акустичних та оптичних фононах (рис. 5.20 та 5.21, суцільні криві). Причиною зменшення амплітуди флуктуаційного потенціалу (див. рис. 5.18 та рис. 5.19),

яка визначалась на основі виразу (5.25) та даних рис. 5.16 і рис. 5.17, для одновісно деформованих монокристалів n-Ge <Sb, Au> є зростання концентрації електронів в зоні провідності германію за рахунок збільшення температури або величини одновісного тиску. А це, в свою чергу, пояснює одержані аномальні температурні залежності холівської рухливості для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge <Sb, Au> (рис. 5.21).

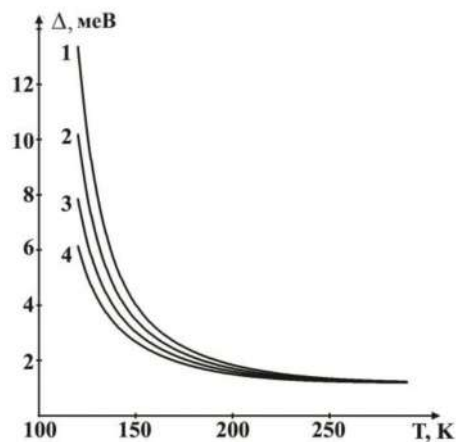


Рис. 5.18. Температурні залежності амплітуди флуктуаційного потенціалу для n-Ge<Sb, Au> при різних значеннях величин одновісних тисків вздовж кристалографічних напрямків [100]: 1 – 0 ГПа; 2 – 0,29 ГПа; 3 – 0,59 ГПа; 4 – 0,88 ГПа.

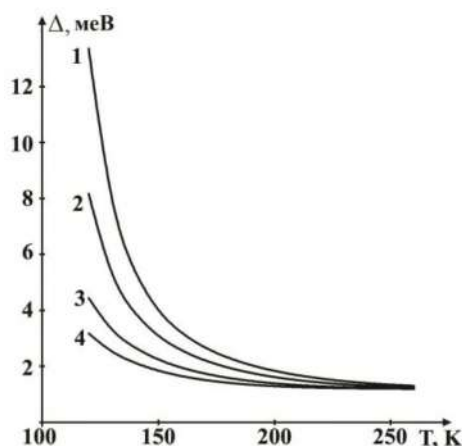


Рис. 5.19. Температурні залежності амплітуди флуктуаційного потенціалу для n-Ge<Sb, Au> при різних значеннях величин одновісних тисків вздовж кристалографічних напрямків [111]: 1 – 0 ГПа; 2 – 0,28 ГПа; 3 – 0,69 ГПа; 4 – 0,97 ГПа.

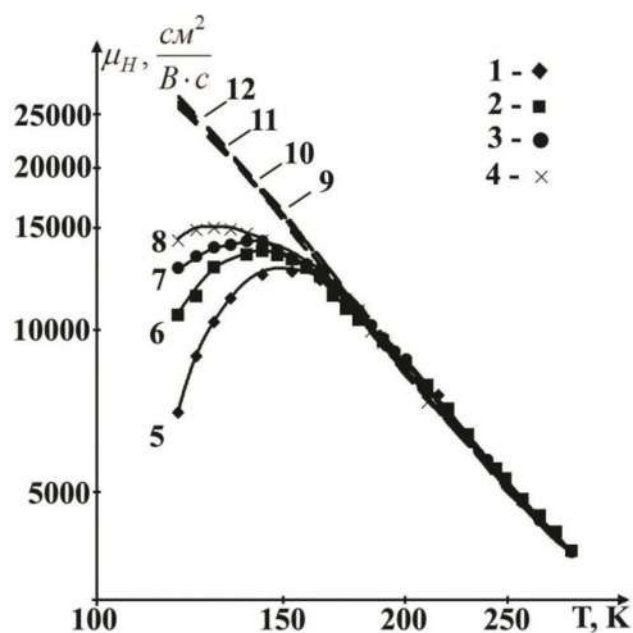


Рис. 5.20. Температурні залежності холівської рухливості електронів для $n\text{-Ge}\langle\text{Sb}, \text{Au}\rangle$ при різних значеннях величин одновісних тисків вздовж кристалографічних напрямків $[100]$: 1 – 0 ГПа, 2 – 0,29 ГПа, 3 – 0,59 ГПа, 4 – 0,88 ГПа (експериментальні результати); 5 – 0 ГПа, 6 – 0,29 ГПа, 7 – 0,59 ГПа, 8 – 0,88 ГПа (суцільні криві – теоретичні розрахунки з врахуванням флуктуаційного потенціалу); 9 – 0 ГПа, 10 – 0,29 ГПа, 11 – 0,59 ГПа, 12 – 0,88 ГПа (пунктирні криві – теоретичні розрахунки без врахування флуктуаційного потенціалу).

Згідно з рис. 5.20, при високих температурах холівська рухливість не залежить від величини одновісного тиску, оскільки амплітуда флуктуаційного потенціалу є малою і також слабо залежить від деформації (рис. 5.18). Для випадку ж одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку $[111]$ (рис. 5.21) деформаційно – індукованого зростання холівської рухливості при низьких температурах не спостерігалось. Лише при $T < 140$ К та $P > 0,69$ ГПа (рис. 5.21, криві 2 та 4) холівська рухливість при збільшенні одновісного тиску дещо зростала. При цьому, як було зазначено вище, необхідно також додатково враховувати зменшення холівської рухливості електронів за рахунок деформаційного перерозподілу електронів між долинами зони провідності германію з різною рухливістю.

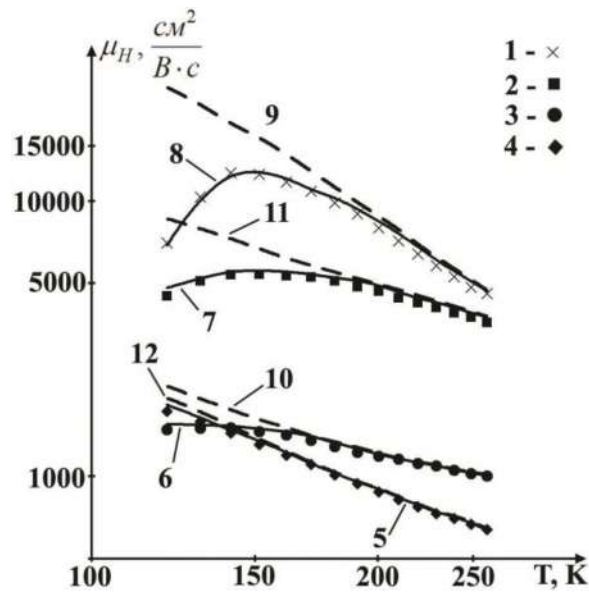


Рис. 5.21. Температурні залежності холівської рухливості електронів для $n\text{-Ge}\langle\text{Sb}, \text{Au}\rangle$ при різних значеннях величин одновісних тисків вздовж кристалографічних напрямків [111]: 1 – 0 ГПа, 2 – 0,69 ГПа, 3 – 0,28 ГПа, 4 – 0,97 ГПа (експериментальні результати); 5 – 0,97 ГПа, 6 – 0,69 ГПа, 7 – 0,28 ГПа, 8 – 0 ГПа (суцільні криві – теоретичні розрахунки з врахуванням флуктуаційного потенціалу); 9 – 0 ГПа, 10 – 0,69 ГПа, 11 – 0,28 ГПа, 12 – 0,97 ГПа (пунктирні криві – теоретичні розрахунки без врахування флуктуаційного потенціалу).

Як слідує з порівняння кривих, одержаних з врахуванням та без врахування флуктуаційного потенціалу (рис. 5.20, криві 5-12), холівська рухливість при невисоких температурах суттєво залежить від величини амплітуди даного потенціалу. Для одновісно деформованих монокристалів $n\text{-Ge}\langle\text{Sb}, \text{Au}\rangle$ вздовж кристалографічного напрямку [111] ефект зростання холівської рухливості при збільшенні температури є незначним та спостерігається лише для одновісних тисків $P < 0,28$ ГПа (рис. 5.21, криві 1 та 3). В даному випадку величина холівської рухливості визначається деформаційною перебудовою зони провідності германію, що призводить до зменшення холівської рухливості, та ефективністю розсіяння електронів на флуктуаційному потенціалі. Зміна відносного вкладу даних механізмів при

збільшенні одновісного тиску пояснює незначне зростання холівської рухливості при $P > 0,69$ ГПа та температурах $T < 140$ К (рис. 5.21, криві 2 та 4).

Таким чином, розсіяння електронів на іонах мілких домішок Sb для досліджуваних монокристалів германію описується з використанням моделі кулонівського екрануючого потенціалу домішки. Для глибоких домішок Au такий підхід непримінимий, оскільки не існує на сьогодні адекватних теоретичних моделей глибоких центрів в напівпровідниках. Тому досить важко робити якісь оцінки впливу таких домішок на механізми розсіяння електронів в монокристалах n-Ge <Sb, Au>. Проте, для досліджуваних концентрацій домішок Sb та Au розсіяння електронів на іонах домішки золота можна вважати другорядним, оскільки експериментальні залежності холівської рухливості електронів від температури для одновісно деформованих монокристалів n-Ge <Sb, Au> добре описується на основі запропонованої теоретичної моделі рухливості. Додаткове легування монокристалів n-Ge <Sb> домішкою золота призводить до збільшення ступеня компенсації даних монокристалів і відповідно до зменшення ефекту екранування, що є причиною виникнення крупномасштабних флуктуацій концентрації заряджених іонів легуючих домішок та відповідно флуктуаційного потенціалу, амплітуда якого залежить від температури та одновісного тиску.

Одержані експериментальні результати та проведені теоретичні розрахунки показують, що для одновісно деформованих монокристалів n-Ge <Sb, Au> вздовж кристалографічного напрямку [100], зменшення амплітуди флуктуаційного потенціалу при збільшенні температури або величини одновісного тиску призводить до зростання холівської рухливості. Подальше її зменшення при переході через максимум пояснюється зростанням ймовірності розсіяння електронів на оптичних фононах, що відповідають за внутрідолинне та міждолинне розсіяння в германії. При цьому розсіяння електронів на флуктуаційному потенціалі є другорядним. Для монокристалів

n-Ge <Sb> механізм розсіяння електронів на флуктуаційному потенціалі не проявляється для всієї області досліджуваних температур, а величина холівської рухливості повністю визначається механізмами фононного розсіяння. Для випадку одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [111] монокристалів n-Ge <Sb, Au> крім зміни величини амплітуди флуктуаційного потенціалу при прикладеному тискові додатково необхідно також враховувати вплив деформаційної перебудови структури зони провідності германію, що призводить до зменшення рухливості. Різний відносний вклад даних механізмів в залежності від величини одновісного тиску визначає одержані температурні залежності холівської рухливості.

5.4. Тензоопір опромінених електронами монокристалів n-Ge та n-Si

Цілеспрямована зміна властивостей твердих тіл за допомогою радіаційного опромінення є одним із основних методів створення на основі них нових функціональних матеріалів та приладів з прогнозованими характеристиками [359, 377]. Розробці сенсорів механічних величин, які можуть експлуатуватись в таких екстремальних умовах як низькі або високі температури, значні електричні та магнітні поля, термічні та механічні удари, вібрації, радіаційні випромінювання, присвячена на сьогодні значна увага дослідників [381-383]. Відповідно до таких сенсорів, які знаходять своє практичне використання в транспорті, енергетиці, машинобудуванні, авіакосмічній промисловості, наукових дослідженнях та ін., висуваються нові вимоги. Такий напівпровідниковий матеріал, як монокристалічний германій, є одним з перспективних матеріалів для створення сенсорів тиску [372, 403].

Тому в роботах [404, 405] досліджувався тензоопір та тензо-холл-ефект при одновісному тискові вздовж кристалографічних напрямків [100], [110] та [111] для неопромінених та опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см², з енергією 10 MeV (рис. 5.22 та рис. 5.23). Досліджуванні монокристали германію були леговані домішкою Sb, концентрацією $5 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

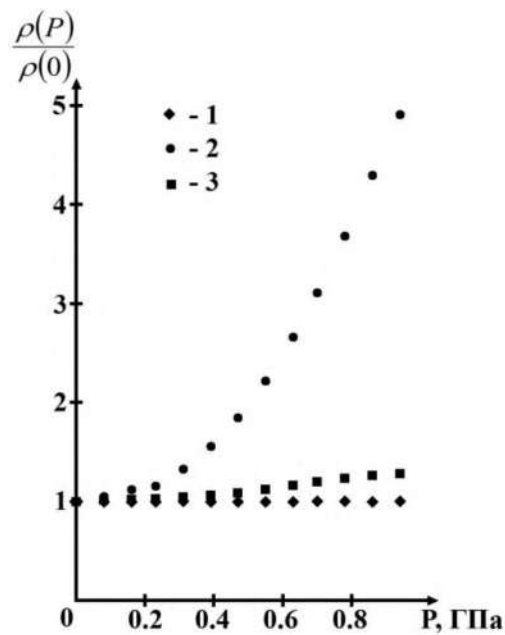


Рис. 5.22. Залежності тензоопору для неопромінених монокристалів n-Ge при $T=300$ К, одновісно деформованих вздовж різних кристалографічних напрямків: 1 – [100], 2 – [111], 3 – [110].

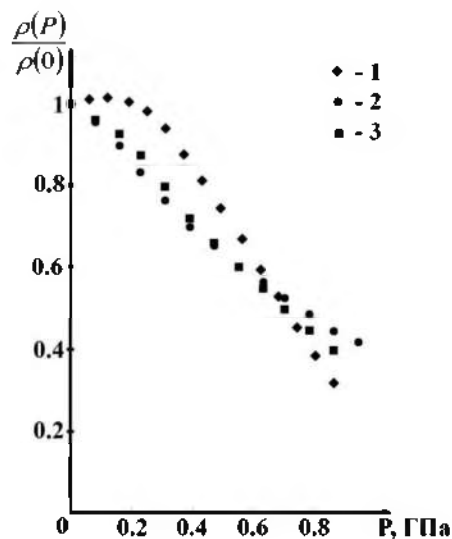


Рис. 5.23. Залежності тензоопору при $T=300$ К для опромінених монокристалів n-Ge електронами з енергією 10 МеВ та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² при одновісному тискові вздовж різних кристалографічних напрямків: 1 – [100], 2 – [111], 3 – [110].

Як відомо [107], для одновісно деформованих монокристалів n-Ge вздовж кристалографічного напрямку [100] відсутній перерозподіл електронів між L_1 -мінімами зони провідності германію та відповідно тензоопір (рис. 5.22, крива 1). При деформації n-Ge вздовж кристалографічних напрямків [110] та

[111] буде відбуватись перерозподіл електронів між L_1 -мінімуми з різною рухливістю. При цьому ефективна рухливість електронів буде зменшуватись, а питомий опір зростатиме при збільшенні величини одновісного тиску (рис. 5.22, криві 2 та 3). Раніше в роботах [318, 326] було встановлено, що для таких умов електронного опромінення в монокристалах n-Ge утворюються електрично активні радіаційні дефекти, що належать А-центрам, які створюють в забороненій зоні германію акцепторні рівні $E_c - 0,27$ eВ та $E_v + 0,27$ eВ. Зміна питомого опору для опромінених монокристалів n-Ge може бути пов'язана як зі змінами рухливості носіїв струму, так і концентрації. Тому для більш детального вивчення механізмів тензоопору опромінених монокристалів n-Ge проводились вимірювання температурної залежності сталої Холла (рис. 5.24) та тензо-холл-ефекту (рис. 5.25).

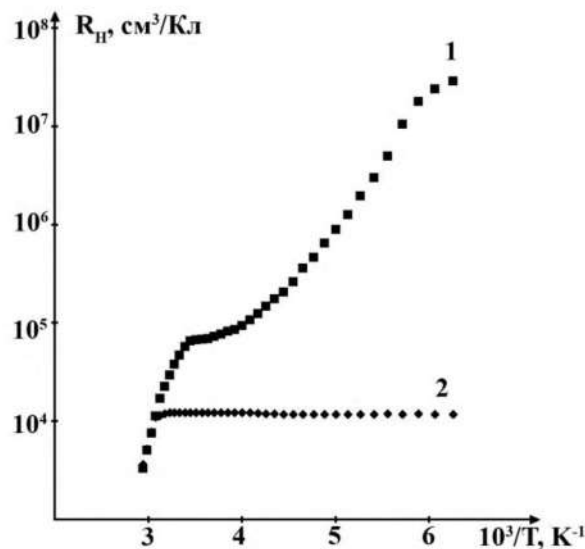


Рис. 5.24. Температурна залежність сталої Холла для неопромінених (крива 2) та опромінених електронами з енергією 10 MeВ та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./ см^2 (крива 1) монокристалів n-Ge.

Для одержаної температурної залежності сталої Холла характерними є три температурні діапазони: 1) іонізації рівня $E_c - 0,27$ eВ (від 180 до 260 K); 2) іонізації рівня $E_v + 0,27$ eВ (від 285 до 325 K); 3) власна провідність при $T > 325$ K. Тому для розглядуваного випадку тензоопору опроміненого n-Ge при кімнатній температурі може проявлятись лише іонізація рівня $E_v + 0,27$ eВ при

деформації, внаслідок чого буде змінюватись концентрація носіїв струму. Як слідує з рис. 5.24, при $T > 325$ К утворенні радіаційні дефекти не будуть впливати на тензоопір n-Ge, оскільки криві 1 та 2 для неопромінених та опромінених монокристалів n-Ge повністю співпадають. В даному випадку тензоопір n-Ge визначатиметься механізмами власної провідності. Дослідження механізмів тензоопору в області власної провідності для n-Ge проводились в роботах [209, 210]. На рис. 5.25 представлено залежності сталої Холла від одновісного тиску для опромінених монокристалів n-Ge потоком $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ ел./см² електронів з енергією 10 МеВ при кімнатній температурі.

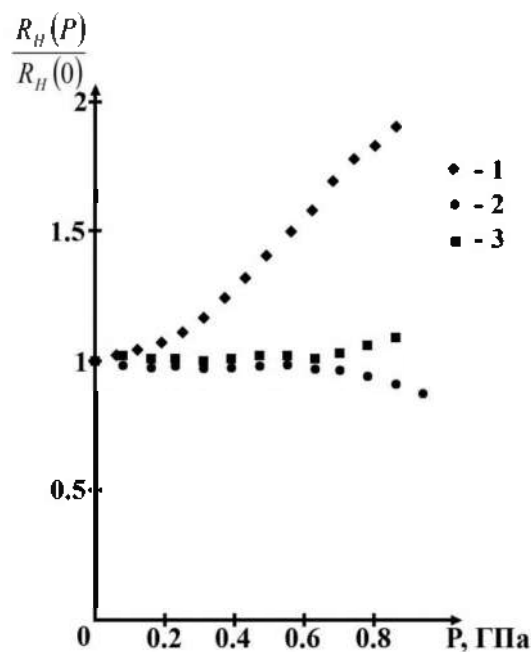


Рис. 5.25. Залежності сталої Холла при $T = 300$ К для опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ ел./см² з енергією 10 МеВ при одновісному тиску вздовж різних кристалографічних напрямків: 1 – [100], 2 – [111], 3 – [110].

Згідно з даними рис. 5.25, для випадків одновісного тиску $P < 0,6$ ГПа вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111] стала Холла майже не залежить від деформації. Проте, при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] стала Холла монотонно зростає (рис. 5.25, крива 1). Як відомо [203], для випадку лише носіїв струму з однією ефективною масою стала Холла обернено пропорційна до їх концентрації. При цьому внаслідок

зростання концентрації носіїв струму при деформації питомий опір та стала Холла мали б зменшуватись, що суперечить одержаним експериментальним результатам рис. 5.25. Тому зміни сталої Холла при деформації для опромінених монокристалів n-Ge можна пояснити наявністю двох типів носіїв струму: електронів та дірок з близькими значеннями концентрацій. Сталу Холла для напівпровідника з двома типами носіїв струму можна представити так [203]:

$$R_H = \frac{q_1 r_1 n_1 \mu_1^2 + q_2 r_2 n_2 \mu_2^2}{(q_1 r_1 n_1 \mu_1 + q_2 r_2 n_2 \mu_2)^2}, \quad (5.46)$$

де q_1, r_1, n_1, μ_1 – заряд, холл-фактор, концентрація та рухливість носіїв струму першого типу, а q_2, r_2, n_2, μ_2 – відповідно другого. Як показують дослідження тензо-холл-ефекту, стала Холла не змінювала знак для всіх випадків одновісного тиску, а опромінені монокристали германію мали n-тип провідності. Величина сталої Холла для одновісно деформованого n-Ge, згідно з виразом (5.46), буде визначатись, в основному, співвідношенням концентрацій електронів та дірок. Для випадків одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111] (рис. 5.25, криві 2 та 3) необхідно додатково враховувати залежності рухливості електронів від деформації. Рухливості дірок буде зростати при збільшенні одновісного тиску вздовж різних кристалографічних напрямків [406]. Це впливатиме на величину тензоопору та сталої Холла досліджуваних монокристалів n-Ge. Також, як слідує з вимірювань залежностей тензоопору для неопромінених та опромінених монокристалів n-Ge від часу при фіксованих значеннях одновісних тисків, питомий опір досліджуваних монокристалів n-Ge не залежав від часу експерименту. Тому в даному випадку механіко-стимульована провідність та рекомбінаційні процесів за участю утворених радіаційних дефектів не проявлялись або були другорядними.

Як слідує з рис. 5.22, залежності тензоопору при одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111] для неопроміненого n-Ge є

нелінійними за деформацією, особливо при тисках $P > 0,3$ ГПа. Даний недолік вимагає додаткової калібровки тензодатчика, виготовленого на основі n-Ge. Електронне опромінення монокристалів n-Ge змінює тензочутливість монокристалів n-Ge та характер кривих тензоопору. Для опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ ел./см² з енергією 10 MeV були одержані лінійні залежності тензоопору для $P > 0,25$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [100]. Одержана особливість тензоопору, на відміну від неопроміненого n-Ge, може бути використана при розробці на основі опромінених монокристалів n-Ge тензодатчиків для вимірювань високих одновісних тисків [405].

Перспективним для виготовлення сенсорів тиску та менш вартісним напівпровідниковим матеріалом, ніж германій, є монокристалічний кремній, який широко використовуються в багатьох галузях науки та техніки, таких як авіакосмічна промисловість, кріоенергетика, атомна та ядерна енергетика, приладобудування та інших [27, 29, 407-410]. Використання таких сенсорів в даних галузях при наявності радіаційних полів висуває вимоги щодо точності та стабільності їх параметрів. Вирішення даних проблем можливе за рахунок оптимізації робочих характеристик сенсорів тиску та розробки технологій їх одержання. Серед відомих методів одержання кремнію та інших напівпровідникових матеріалів є металургійне легування ізовалентними та рідкісноземельними домішками, домішковими комплексами та домішками з глибокими рівнями [351, 411-413]. Однак дані технології мають ряд недоліків, таких як обмеженість розчинності легуючих домішок, що значно звужує діапазон можливих концентрацій носіїв струму, збільшення концентрації структурних дефектів та зменшення ступеня однорідності матеріалу зі збільшенням концентрації легуючої домішки. Ще одним із методів одержання напівпровідникових матеріалів із заданими властивостями є модифікація цих властивостей радіаційними дефектами, які утворюються в напівпровідниках при опроміненні квантами або частинками високих енергій [377, 412]. В роботах [95, 102, 414] вивчався вплив гама опромінення та відпалу на тензорезистивний

ефект в монокристалах n-Si. Було встановлено, що тензоелектричні властивості досліджуваних монокристалів кремнію визначаються радіаційними дефектами, що належать А-центрам [95, 102], або як А-центрами, так і термодонорами [414]. Проте, вплив даних дефектів на тензоопір n-Si буде проявлятися лише при температурах дещо вищих за температуру рідкого азоту, а при кімнатній температурі енергетичні рівні А-центрів та термодонорів будуть іонізованими. Це значно звужує сферу експлуатації сенсорів тиску, виготовлених на основі таких гама опромінених монокристалів n-Si, оскільки використання технологій гама опромінення та термовідпалу для даного випадку не дозволяє керувати тензочутливістю n-Si в області кімнатних температур.

Тому в роботі [415] були встановлені оптимальні умови електронного опромінення, які сприяли підвищенню тензочутливості n-Si при кімнатній температурі. Вимірювання тензоопору та сталої Холла проводились для одновісно деформованих вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] монокристалів n-Si. Досліджувані монокристали кремнію були леговані домішкою фосфора, концентрацією $N_d = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, та опромінювались при кімнатній температурі потоками електронів $5 \cdot 10^{16} \text{ ел./см}^2$, $1 \cdot 10^{17} \text{ ел./см}^2$ та $2 \cdot 10^{17} \text{ ел./см}^2$ з енергією 12 МеВ. В роботі [337] проводились вимірювання інфрачервоної Фур'є-спектроскопії для цих монокристалів n-Si, опромінених потоком електронів $1 \cdot 10^{17} \text{ ел./см}^2$. Було встановлено, що лінії поглинання з частотами 836 та 885 см^{-1} відповідають А-центру (комплекс VO_i), а лінія поглинання з частотою 865 см^{-1} – комплексу C_iO_i . Дані дефекти є основними та визначають електричні властивості даних монокристалів. Визначена в даній роботі на основі вимірювань ефекту Холла енергія активації радіаційних дефектів для опроміненого кремнію потоком електронів $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ ел./см}^2$ виявилась рівною $E_A = E_c - (0,107 \pm 0,005) \text{ еВ}$, що відповідає А-центру, який додатково модифікований домішкою фосфору (комплекс VO_iP). Це дозволило встановити, що крім комплексів VO_i при опроміненні кремнію будуть утворюватись комплекси VO_iP . Проведений аналіз температурних залежностей концентрації електронів для опромінених монокристалів кремнію потоками

електронів $5 \cdot 10^{16}$ ел./см², $1 \cdot 10^{17}$ ел./см² та $2 \cdot 10^{17}$ ел./см² показав, що при кімнатній температурі радіаційні дефекти, які належать А-центрам, будуть іонізованими, а глибокий рівень $E_v + 0,35$ еВ, що належить дефекту C_iO_i буде повністю заповнений електронами. Також дані висновки добре узгоджуються з проведеними вимірюваннями при кімнатній температурі спектрів ІЧ-поглинання для опромінених потоками електронів $5 \cdot 10^{16}$ ел./см² та $2 \cdot 10^{17}$ ел./см² монокристалів n-Si (рис. 5.26). Як слідує з рис. 5.26, в спектрі поглинання опроміненого кремнію відсутня лінія 885 см⁻¹, що відповідає негативно зарядженому стану А-центра, а залишаються лінії поглинання 836 см⁻¹ (відповідає нейтральному стану А-центра) та 865 см⁻¹.

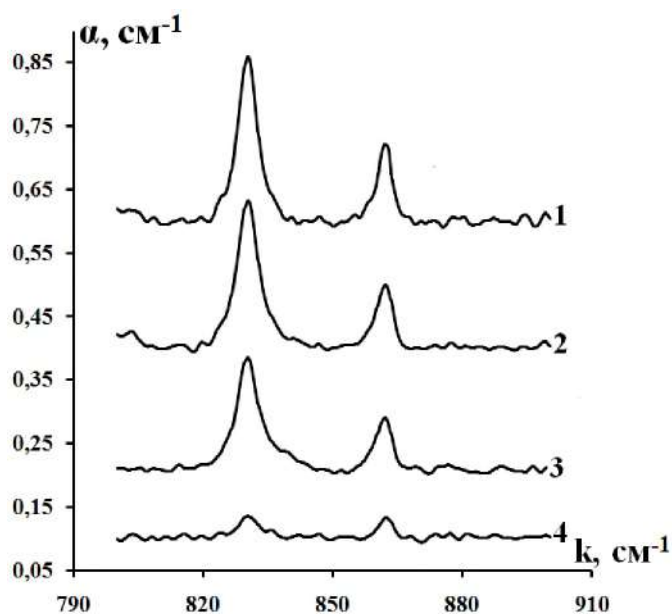


Рис. 5.26. Спектри поглинання при кімнатній температурі для монокристалів n-Si, опромінених різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $5 \cdot 10^{16}$; 2 – $1 \cdot 10^{17}$ [337]; 3 – $2 \cdot 10^{17}$.

Тому електрично активними при кімнатній температурі будуть лише радіаційні дефекти, що належать комплексу C_iO_i . Збільшення площі під кривими, що відповідають даним лініям поглинання, вказує на те, що зростання потоку електронного опромінення призводить до збільшення концентрації розглядуваних дефектів. Дане твердження підтверджується також кількісними розрахунками, які проведені в роботі [337]. На рис. 5.27 та рис. 5.28 представлені залежності тензоопору для неопромінених та опромінених

монокристалів n-Si потоками електронів $5 \cdot 10^{16}$ ел./см², $1 \cdot 10^{17}$ ел./см² та $2 \cdot 10^{17}$ ел./см² в умовах одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] при кімнатній температурі. Зміна питомого опору при деформації може відбуватись як за рахунок зміни рухливості, так і концентрації електронів. Як відомо [107], зменшення рухливості електронів в неопромінених монокристалах кремнію при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [100] відбувається за рахунок деформаційного перерозподілу електронів між двома мінімумами зони провідності з меншою рухливістю, які опускаються вниз, та чотирма мінімумами з більшою рухливістю, які піднімаються вгору за шкалою енергій при деформації. Тобто рухливість в даному випадку стає анізотропною.

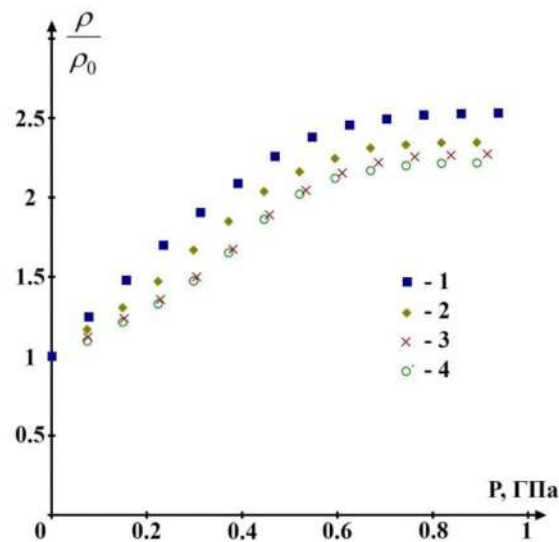


Рис. 5.27. Залежності тензопору при одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $2 \cdot 10^{17}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$, 3 – 0, 4 – $5 \cdot 10^{16}$.

Зменшення рухливості електронів в n-Si при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [111] пов'язане, як було зазначено вище (див. п. 5.2), зі збільшенням ефективної маси електронів та виникненням при деформації непараболічності зони провідності кремнію [396]. В роботі [388] було встановлено, що зміни рухливості електронів при одновісному тиску для цих же монокристалах n-Si з радіаційними дефектами пов'язані також з

додатковими механізмами розсіяння електронів, які не проявляються для неопромінених монокристалів n-Si.

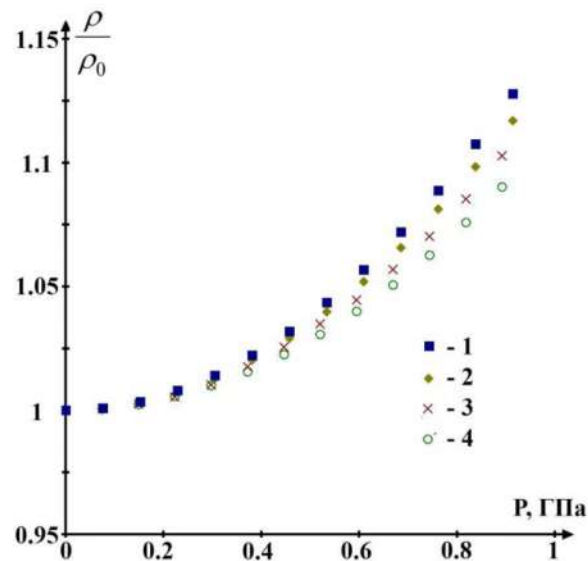


Рис. 5.28. Залежності тензоопору при одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111] для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $2 \cdot 10^{17}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$, 3 – 0, 4 – $5 \cdot 10^{16}$.

При цьому концентрація електронів при деформації зростає за рахунок зменшення енергії іонізації комплексів VO_i та VO_iP . Ці дві причини визначатимуть тензоопір опромінених монокристалів n-Si при одновісному тиску. Слід відмітити, що в [388] дослідження тензоелектричних властивостей для опромінених монокристалів n-Si проводилися для температурного діапазону 130–300 К. Згідно з одержаними температурними залежностями концентрації електронів та даними інфрачервоної Фур'є-спектроскопії [337], енергетичні рівні комплексів VO_i та VO_iP не будуть іонізовані при температурах $T < 250$ К. За рахунок іонізації цих комплексів при деформації буде змінюватися концентрація електронів та відповідно тензоопір опроміненого n-Si. При кімнатній температурі ці дефекти будуть іонізовані та не впливатимуть на тензоопір n-Si. Зміна концентрації електронів під дією деформації можлива лише за рахунок іонізації комплексу C_iO_i . Тому для інтерпретації одержаних результатів тензоопору, представлених на рис. 5.27 та рис. 5.28, нами проводились також вимірювання тензо-холл-ефекту. На

рис. 5.29 представлені залежності сталої Холла для неопромінених та опромінених монокристалів n-Si потоками електронів $5 \cdot 10^{16}$ ел./см², $1 \cdot 10^{17}$ ел./см² та $2 \cdot 10^{17}$ ел./см² від одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] при кімнатній температурі.

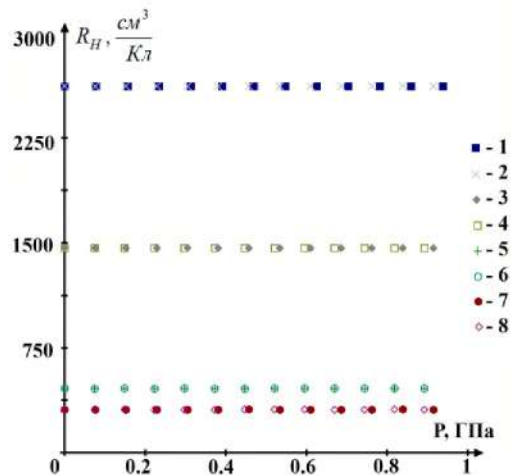


Рис. 5.29. Залежності сталої Холла від одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] при кімнатній температурі для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1, 2 – $2 \cdot 10^{17}$; 3, 4 – $1 \cdot 10^{17}$; 5, 6 – $5 \cdot 10^{16}$; 7, 8 – 0.

Як слідує з рис. 5.29, величина сталої Холла не залежить від орієнтації одновісного тиску, тому криві 1 та 2, 3 та 4, 5 та 6, 7 та 8 співпадають при деформації вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] для однакових потоків електронного опромінення. Це пояснюється тим, що при кімнатній температурі не буде проявлятися при деформації іонізація глибокого рівня $E_v + 0,35$ eV, що належить дефекту C_1O_1 . При цьому радіаційні дефекти, що відповідають комплексам VO_1 та VO_1P , згідно з даними рис. 5.26 та одержаними в роботі [337] температурними залежностями концентрації електронів, будуть іонізованими та ніяким чином не впливатимуть на зміни концентрації електронів при деформації. Тому наявність тензоопору для опромінених монокристалів n-Si, як і для неопромінених, буде визначатись лише змінами рухливості електронів при одновісному тискові. Також характерною особливістю залежностей тензоопору (рис. 5.27 та рис. 5.28) є зростання величини тензоопору для потоків опромінення $\Phi \geq 1 \cdot 10^{17}$ ел./см². Для

кількісного пояснення такої особливості проводилась оцінка відносного зменшення холівської рухливості для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Si. Відносне зменшення холівської рухливості зі збільшенням величини потоку електронного опромінення можна представити так:

$$\delta = \frac{\mu_h(0) - \mu_h(\Phi)}{\mu_h(0)} \cdot 100\%, \quad (5.47)$$

де $\mu_h(0)$ – холівська рухливість для неопромінених монокристалів кремнію; $\mu_h(\Phi)$ – холівська рухливість для опромінених монокристалів кремнію потоком Φ . В таблиці 5.1 представленні обчислені значення відносного зменшення холівської рухливості для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Si при зростанні потоку електронного опромінення (значення одновісних тисків для одновісно деформованих монокристалів n-Si, при яких проводились оцінки, наведені в дужках).

Таблиця 5.1.

Вплив електронного опромінення на відносне зменшення холівської рухливості недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Si

Потік електронного опромінення Φ , ел./ см ²	Відносне зменшення холівської рухливості δ , %		
	Недеформовані монокристали кремнію	Одновісно деформовані монокристали кремнію вздовж кристалографічного напрямку [100]	Одновісно деформовані монокристали кремнію вздовж кристалографічного напрямку [111]
$5 \cdot 10^{16}$	2,7	0,5 (0,89 ГПа)	1,3 (0,89 ГПа)
$1 \cdot 10^{17}$	5,4	8 (0,82 ГПа)	6 (0,84 ГПа)
$2 \cdot 10^{17}$	7	16,6 (0,86 ГПа)	8,4 (0,84 ГПа)

Оскільки тензоопір для неопромінених та опромінених монокристалів n-Si, як було встановлено вище на основі аналізу залежностей сталої Холла (рис. 5.29), буде визначатись змінами рухливості електронів, то

$$\frac{\rho(P)}{\rho(0)} = \frac{\mu(0)}{\mu(P)} \quad (5.48)$$

Як слідує з табл. 5.1, відносне зменшення рухливості електронів для недеформованих монокристалів n-Si, опромінених потоком електронів $5 \cdot 10^{16}$ ел./см², є більшим, ніж для одновісно деформованих. Це пояснює, згідно з (5.48), зменшення величини тензоопору $\frac{\rho(P)}{\rho(0)}$ при опроміненні для даних

монокристалів відносно неопромінених монокристалів кремнію. Для опромінених монокристалів n-Si потоками електронів $1 \cdot 10^{17}$ ел./см² та $2 \cdot 10^{17}$ ел./см² ситуація, згідно з даними табл. 5.1, змінюється на протилежну. При цьому відносне зменшення рухливості електронів та відповідно величина тензоопору для одновісно деформованих монокристалів n-Si зростає зі збільшенням потоку електронного опромінення. Такі особливості залежностей рухливості електронів від потоку електронного опромінення для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Si вздовж кристалографічного напрямку [100] можна пояснити впливом фактору анізотропії рухливості, яка виникає в кремнії при такій орієнтації деформації. Як відомо [107], для недеформованих монокристалів кремнію рухливість електронів.

$$\mu = \frac{1}{3} \mu_{\parallel} + \frac{2}{3} \mu_{\perp}, \quad (5.49)$$

де μ_{\perp} та μ_{\parallel} – рухливість електронів поперек та вздовж осі еліпсоїда.

При сильних одновісних тисках вздовж кристалографічного напрямку [100] електрони будуть знаходитись в двох мінімумах зони провідності з меншою рухливістю μ_{\perp} . При цьому чутливість рухливостей μ та μ_{\parallel} до впливу електронного опромінення буде різною, що пояснює дані таблиці 5.1 та

залежності тензоопору для одновісно деформованих монокристалів n-Si вздовж кристалографічного напрямку [100].

Для випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111] не буде виникати анізотропії рухливості, але в даному випадку зростає ефективна маса електронів. Зростання ефективної маси призводить до змін радіуса екранування, що, в свою чергу, впливає на потенціальну енергію взаємодії електрона із центром розсіювання та відповідно рухливість електронів. Такими центрами розсіяння для електронів в опромінених монокристалах кремнію є домішкові іони фосфору та утворені радіаційні дефекти. Зміна умов розсіяння електронів при деформації в даному випадку пояснює різні залежності холівської рухливості від потоку електронного опромінення для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Si. Дані залежності будуть визначати особливості тензоопору одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [111] монокристалів n-Si для різних потоків електронного опромінення.

Проведені дослідження тензо-холл-ефекту та інфрачервоної Фур'є-спектроскопії дозволили встановити механізми виникнення тензорезистивного ефекту при кімнатній температурі для одновісно деформованих вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] монокристалів n-Si, опромінених різними потоками електронів з енергією 12 MeV. Було встановлено, що залежності питомого опору досліджуваних монокристалів n-Si від одновісного тиску визначаються лише зміною рухливості електронів. При цьому концентрація електронів не залежить від одновісного тиску, оскільки глибокі рівні радіаційних дефектів, що належать комплексам VO_i VO_iP , будуть повністю іонізованими, а іонізація глибокого рівня $E_v + 0,35$ eV, що відповідає дефекту C_iO_i , під дією одновісного тиску не буде проявлятися при кімнатній температурі. Залежність величини тензоопору від потоку електронного опромінення при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [100] пояснюється деформаційно індукованою анізотропією розсіяння електронів на утворених радіаційних дефектах. Це призводить до збільшення

ефективності розсіяння електронів на радіаційних дефектах та відповідно до більшого відносного зменшення рухливості електронів для одновісно деформованих монокристалів n-Si по відношенню до недеформованих монокристалів n-Si. Зростання величини тензоопору одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [111] монокристалів n-Si при потоках $\Phi \geq 1 \cdot 10^{17}$ ел./см² пов'язане зі змінами радіуса екранування за рахунок зростання ефективної маси електронів та відповідно умов їх розсіяння на радіаційних дефектах при деформації. В роботі [393] було встановлено, що величина тензоопору кремнію, одновісно деформованого вздовж кристалографічного напрямку [100], може змінюватись в залежності від відносного вкладу f- та g-переходів в міждолинне розсіяння. При цьому зростання тензоопору та відповідно тензочутливості монокристалів n-Si досягається за рахунок зменшення температури. Необхідність додаткової системи охолодження з метою збільшення тензочутливості та температурної калібровки сенсорів тиску, виготовлених на основі таких монокристалів кремнію, значно ускладнює їх будову, підвищує вартість та зменшує сферу експлуатації. Також використання технологій легування донорними або акцепторними домішками не дозволяє підвищити тензочутливість кремнію при кімнатній температурі [49]. У нашому випадку таке зростання тензочутливості n-Si можна досягнути лише збільшенням потоку електронного опромінення, що є перевагою. Тому одержані результати можуть бути використанні при конструюванні сенсорів високого одновісного тиску на основі опромінених монокристалів n-Si з наперед прогнозованим коефіцієнтом тензочутливості.

5.5. Вплив високопровідних включень на електричні властивості монокристалів n-Ge

Напівпровідникові матеріали з унікальним поєднанням електричних та інших фізичних властивостей є основою сучасної сенсорики [416, 417]. В даний час одним з найбільш перспективних напрямків розвитку елементної бази вимірювальних систем є розробка напівпровідникових датчиків, зокрема

датчиків температури [418]. Вимоги до таких датчиків можуть бути різними, в залежності від сфери їх експлуатації. Перспективним напівпровідниковим матеріалом, який використовуються, як сировинний, для датчиків температури є монокристалічний Ge. Електрофізичними властивостями монокристалів Ge можна керувати, використовуючи опромінення високоенергетичними частинками (швидкими електронами, альфа-частками, гамма-квантами і нейтронами різних енергій), що є майже ідеальним методом створення структурних порушень в заданих концентраціях. Утворенні радіаційні дефекти, як правило, створюють глибокі енергетичні рівні в забороненій зоні в германію [77]. Термічна іонізація глибоких рівнів призводить до зміни концентрації носіїв струму, а отже і питомого опору напівпровідника, що може бути використано при розробці терморезисторів.

Тому в роботах [419, 420] досліджувався вплив опромінення різними потоками електронів з енергією 10 MeV на електричні властивості n-Ge. На основі вимірювань ефекту Холла були одержані температурні залежності питомого опору, концентрації носіїв струму та ефективної холівської рухливості для неопромінених та опромінених монокристалів германію, легованих домішкою Sb, концентрацією $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Раніше в роботі [318] був визначений енергетичний спектр радіаційних дефектів, утворених при вище вказаних умовах електронного опромінення, для цих монокристалів n-Ge. Було встановлено, що в даному випадку електрично активними дефектами є А-центри, яким відповідають два акцепторних рівні $E_c - 0,27 \pm 0,02 \text{ eV}$ та $E_v + 0,27 \pm 0,02 \text{ eV}$. Для потоків опромінення $\Phi < 10^{16} \text{ ел./см}^2$ германій не змінював тип провідності, а при потоках $\Phi > 2 \cdot 10^{16} \text{ ел./см}^2$ – конвертував в р-тип. На рис. 5.30 представлені температурні залежності питомого опору для неопроміненого та опромінених різними потоками електронів зразків n-Ge. Для неопромінених зразків (Рис. 5.30, крива 5) для всього досліджуваного діапазону температур питомий опір зростає за рахунок зменшення рухливості, оскільки легуючі домішки Sb будуть повністю іонізованими. Зменшення рухливості електронів при збільшенні температури пояснюється зростанням ролі

фононного розсіяння [182]. Питомий опір опромінених зразків при кімнатній температурі у декілька разів є більшим у порівнянні з неопроміненими зразками та стрімко зростає при зниженні температури та збільшенні потоку електронного опромінення до $1 \cdot 10^{16}$ ел./см². Проте, після n-p конверсії подальше зростання потоку (від $\Phi=2 \cdot 10^{16}$ ел./см² до $\Phi=5 \cdot 10^{16}$ ел./см²) призвело до зменшення питомого опору зразків Ge для всього досліджуваного діапазону температур (Рис. 5.30, криві 3, 4).

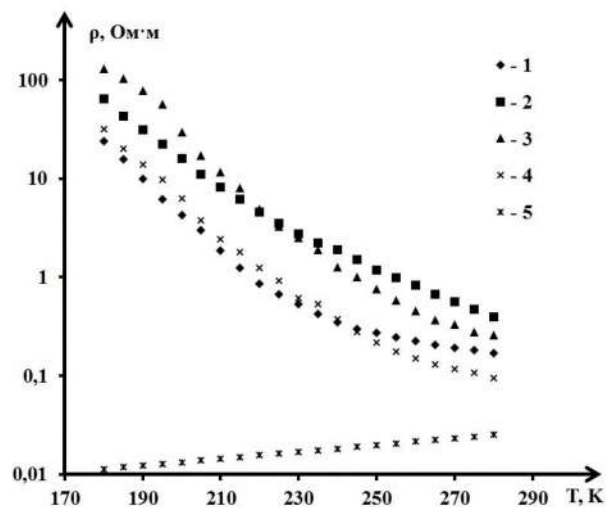


Рис. 5.30. Температурна залежність питомого опору для опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів Φ , см⁻²: 1 – $5 \cdot 10^{15}$; 2 – $1 \cdot 10^{16}$; 3 – $2 \cdot 10^{16}$; 4 – $5 \cdot 10^{16}$; 5 – 0.

На рис. 5.31. представлені температурні залежності концентрації носіїв струму для неопромінених та опромінених монокристалів n-Ge.

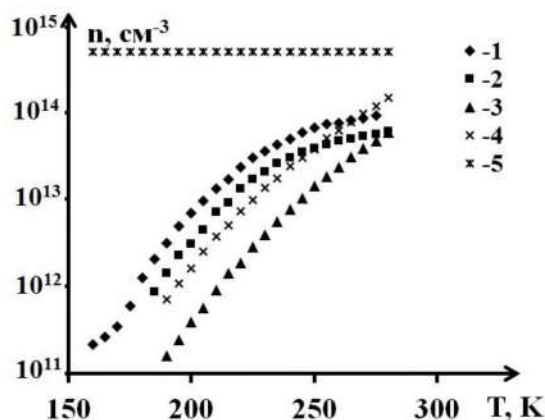


Рис. 5.31. Температурна залежність концентрації носіїв струму для опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів Φ , ел./см²: 1 – $5 \cdot 10^{15}$; 2 – $1 \cdot 10^{16}$; 3 – $2 \cdot 10^{16}$; 4 – $5 \cdot 10^{16}$; 5 – 0.

Після опромінення концентрація носіїв струму зменшувалась та мала характерне для опромінених напівпровідників зростання з підвищенням температури (Рис. 5.31, криві 1-4), що пояснюється іонізацією глибоких рівнів А-центрів. Зростання концентрації при підвищенні температури, в свою чергу, буде призводити до зменшення питомого опору опромінених зразків. Для потоків опромінення $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² та $\Phi=10^{16}$ ел./см² (рис. 5.31, криві 1 та 2) концентрація електронів при температурах $T > 270$ К практично виходить на насичення, що пояснюється іонізацією глибокого рівня $E_c - 0,27 \pm 0,02$ еВ. Це призводить до зменшення температурної чутливості германію. Після n-p конверсії концентрація дірок монотонно зростає при температурах $T > 280$ К (рис. 5.31 криві 3 та 4), що дозволяє збільшити температурну чутливість опромінених зразків германію при вищих температурах відносно неопромінених. Як відомо [49,77], при опроміненні n-Ge γ -квантами або електронами з енергією до 5 MeV температурна залежність холівської рухливості при температурах більших за 150 К визначається, в основному, механізмами фононного розсіяння та повністю співпадає з відповідною залежністю для неопромінених монокристалів. Проте, в нашому випадку температурні залежності холівської рухливості носіїв струму для опромінених монокристалів германію є іншими (рис. 5.32).

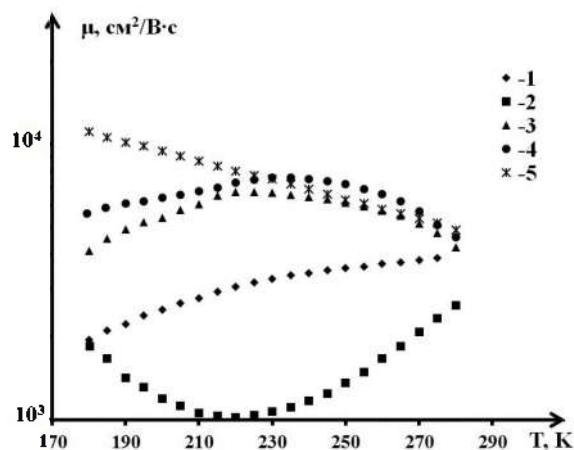


Рис. 5.32. Температурні залежності ефективного холівського рухливості для опромінених монокристалів n-Ge потоком електронів Φ , ел./см²: 1 – $5 \cdot 10^{15}$; 2 – $1 \cdot 10^{16}$; 3 – $2 \cdot 10^{16}$; 4 – $5 \cdot 10^{16}$; 5 – 0.

Проведений в роботі [332] порівняльний аналіз експериментальних та теоретичних температурних залежностей холівської рухливості для цих же монокристалах n-Ge, опроміненних потоками електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² та $\Phi=10^{16}$ ел./см² з енергією 10 MeV, показав, що для даних випадків стають ефективними механізми розсіяння електронів на областях розвпорядкування, флуктуаційному потенціалі, розсіюючому потенціалі А-центрів та внутрішніх механічних напруженнях кристалічної ґратки. Збільшення концентрації А-центрів при збільшенні потоку електронного призвело до n-p конверсії типу провідності [318]. У випадку n-провідної матриці германію (при $\Phi < 10^{16}$ ел./см²) області розвпорядкування можна вважати ізолюючими включеннями, які мають провідність р-типу та відділені від основного провідного середовища р-n переходом [331]. Якщо питома електропровідність таких включень є більшою за питому електропровідність матриці, то їх наявність може призводити до зростання ефективної рухливості носіїв струму. При зростанні потоку електронного опромінення зростатиме доля об'єму монокристалу германію, який займають провідні включення. Це може пояснювати зростання ефективної холівської рухливості носіїв струму при потоках опромінення електронами $\Phi > 10^{16}$ ел./см². Аналогічні ефекти було виявлено раніше авторами роботи [379] для опроміненних протонами монокристалів n-Si. Також слід відмітити, що для опроміненних монокристалів n-Ge потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{16}$ ел./см² ефективна холівська рухливість дірок при температурах від 230 К до 270 К за абсолютною величиною виявилась більшою, ніж холівська рухливість електронів для неопроміненого зразку (рис. 5.32, криві 4 та 5).

Отже, ціленаправлений вплив електронного опромінення з енергією 10 MeV дозволив не лише підвищити термічну чутливість досліджуваних монокристалів германію, але й збільшити ефективну рухливість носіїв струму. Зростання рухливості є одним з основних чинників, який впливає на швидкодію роботи напівпровідникових приладів. Тому одержані результати є важливими для напівпровідникової електроніки.

5.6. Підвищення магнітної чутливості та радіаційної стійкості монокристалів n-Ge та n-Si

Системи управління та контролю, вимірювальні комплекси та пристрої не можуть працювати без різного роду перетворювачів фізичних величин у електричні сигнали, які називають датчиками або сенсорами [421]. Серед таких приладів значна увага приділяється сенсорам магнітних полів, номенклатура яких постійно змінюється, що, в першу чергу, пов'язано з розвитком електронної техніки [422-424]. Окрім того, вимірювання параметрів магнітних полів знаходять своє застосування як у фундаментальних, так і прикладних дослідженнях [424]. Наприклад, важливою проблемою радіоелектроніки є вимірювання магнітних полів, а також параметрів магнітопровідних середовищ в діапазоні частот від нуля до надвисоких [309]. Особливої уваги потребують питання контролю потоків плазми у системах ТОКАМАК. Такий контроль здійснюється магнітними полями відповідних конфігурацій. Саме ж магнітне поле регулюється системою датчиків, які мають мати високу термічну та радіаційну стійкість [425, 426]. Одним з найбільш поширених типів магніточутливих елементів, які широко використовуються в медицині, машинобудуванні, в дефектоскопії, в геології при дослідженнях нових родовищ, при створенні систем позиціонування і навігації та в інших сферах, є датчики Холла [309, 427, 428]. Нині на ринку магнітної сенсорної техніки представлений широкий вибір вимірювачів параметрів магнітного поля різних типів та конструкцій. Однак, такі передові виробники магнітної сенсоріки як «Honeywell», «Asachi Kasei MicroSystems», «Infimlon Technologies», «Micronas», «Melexis N.V.» віддають перевагу напівпровідниковим сенсорам [429, 430], оскільки вони при достатній для промислових застосувань точності мають невеликі габарити, відносно низьку ціну, прості в експлуатації. До таких напівпровідників, які використовуються як сировинний матеріал для створення сенсорів магнітного поля, відносяться елементарні напівпровідники Si та Ge [309]. Як відомо [377], фізичні властивості напівпровідників можна суттєво модифікувати за рахунок впливу опромінення частинками або квантами

високих енергій та термообробки. А це, в свою чергу, може бути основою технологій створення матеріалів для напівпровідникових приладів та сенсорів з наперед заданими властивостями. Тому цікавим, як з теоретичної, так і прикладної точок зору є дослідження процесів опромінення та відпалу радіаційних дефектів в монокристалах n-Ge та n-Si на їх фізичні властивості.

В роботах [431, 432] досліджувався вплив опромінення електронами з енергією 10 MeV, потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² та ізотермічного відпалу на магнітну чутливість монокристалів n-Ge. Як було встановлено в роботах [318, 326, 332], для цих же монокристалів n-Ge, при вказаних вище умовах електронного опромінення, в n-Ge утворюються А-центри та області розвпорядкування. Для вивчення впливу термічної обробки на магнітну чутливість опромінених монокристалів n-Ge проводився ізотермічний відпал опромінених зразків n-Ge при температурах 403 К, 433 К, 448 К та вимірювання температурних залежностей сталої Холла. Також були одержані залежності холівської напруги U_H від індукції магнітного поля B у межах від 0 до 0,5 Тл для неопромінених та опромінених зразків до і після відпалу (рис. 5.33 та рис. 5.34).

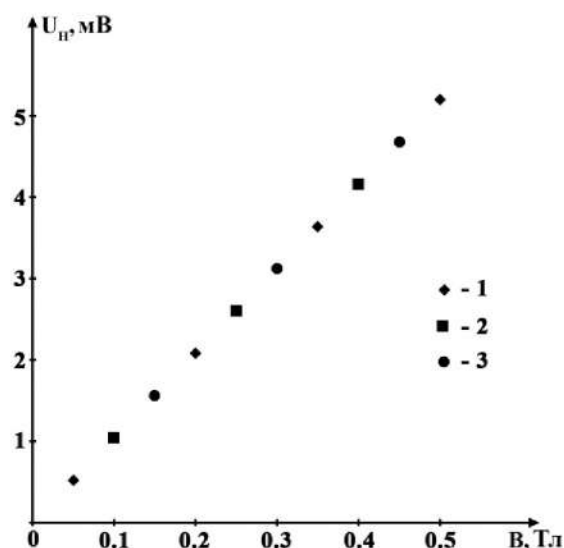


Рис 5.33. Залежність $U_H=f(B)$ для неопромінених монокристалів n-Ge при різних температурах T , К: 1 – 200; 2 – 250; 3 – 300.

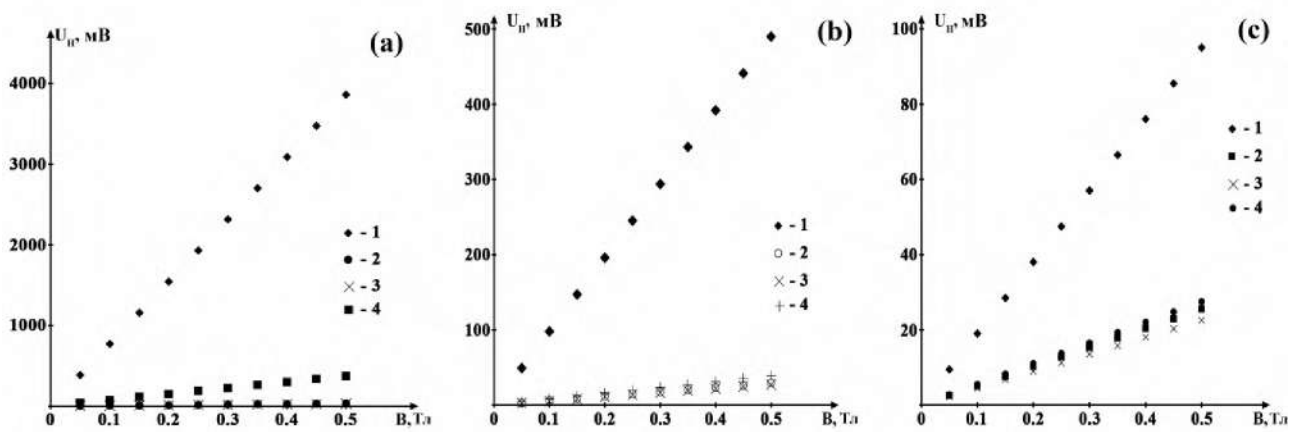


Рис. 5.34. Залежність $U_H=f(B)$ при $T=200$ (а), $T=250$ К (б) та $T=300$ К (с) для опромінених монокристалів n-Ge після термообробки протягом 1 год. для різних температур відпалу T_a , К: 1 – 403; 2 – 433; 3 – 448; 4 – невідпалений зразок.

Коли напрямок струму та магнітного поля взаємно перпендикулярні, то згідно з [203], холівську напругу U_H можна записати у вигляді:

$$U_H = \frac{R_H IB}{d}, \quad (5.50)$$

де R_H – стала Холла, I – сила струму, яка протікає через зразок, B – індукція магнітного поля, d – товщина зразка в напрямку магнітного поля. Однією з основних характеристик датчиків Холла є магнітна чутливість β [309, 430]:

$$\beta = \frac{\partial U_H}{\partial B}. \quad (5.51)$$

Якщо R_H не залежить від магнітного поля, то вираз (5.51) можна записати у вигляді:

$$\beta = \frac{U_H}{B} = \frac{R_H I}{d}, \quad (5.52)$$

Оскільки сила струму I та товщина зразка d можуть бути заданими (для нашого випадку $I=1$ мА, $d=0,9$ мм), то магнітна чутливість буде визначатись також значенням сталої Холла R_H , яке, в свою чергу, залежить від концентрації носіїв струму та механізмів їх розсіювання [203]. Для неопромінених монокристалів n-Ge, легованих домішкою сурми концентрацією $N_d=5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, визначене, згідно з даними рис. 5.33, значення магнітної чутливості $\beta=10$ мВ/Тл не

залежить від температури, оскільки мілкі донори Sb повністю іонізовані. За таких умов n-Ge за величиною магнітної чутливості значно поступається іншим матеріалам, які використовуються у чутливих елементах датчиків Холла [309]. Оскільки стала Холла R_H є обернено пропорційною до концентрації електронів у зоні провідності [203], то, згідно з (5.52), при зменшенні ступеня легування напівпровідників буде, відповідно, збільшуватись їх чутливість до магнітного поля. Проте, однією з проблем виробництва, наприклад, особливо чистого германію є контроль домішок, вміст яких знаходиться на рівні чутливості сучасних аналітичних приладів [433]. Як слідує з рис. 5.34, всі залежності $U_H=f(B)$ є лінійними, що свідчить про другорядну роль ефекту магнітоопору. Даний ефект, як було встановлено в роботі [434], може проявлятися для монокристалів германію з кисневмісними комплексами при більших значеннях магнітних полів. Термічна обробка опромінених зразків протягом однієї години при температурі 433 К (крива 2, рис. 5.34) та при температурі 448 К (крива 3, рис. 5.34) призвела до зменшення магнітної чутливості у порівнянні з опроміненими (невідпаленими) зразками (крива 4, рис. 5.34). Після ізотермічного відпалу протягом однієї години при температурі 403 К було виявлене аномальне зростання магнітної чутливості у відпалених зразках порівняно з невідпаленими (криві 1, рис. 5.34).

З аналізу одержаних результатів слідує, що термічна обробка монокристалів n-Ge, опромінених високоенергетичними електронами, суттєво впливає на їх чутливість до магнітного поля. При температурах відпалу $T_v=433$ К та $T_v=448$ К магнітна чутливість зразків n-Ge зменшується для всього досліджуваного діапазону температур, порівняно з опроміненими (невідпаленими) зразками. Це пояснюється зменшенням концентрації А-центрів при відпалі [364]. При температурі відпалу $T_v=403$ К, для часу відпалу до 3-х годин, спостерігається зростання магнітної чутливості для всього досліджуваного діапазону температур. Як показують теоретичні розрахунки роботи [364], при таких умовах відпалу концентрація А-центрів у відпалених зразках зростає, порівняно з опроміненими (невідпаленими) монокристалом n-

Ge. При термічній обробці опромінених монокристалів n-Ge паралельно проходять як процеси відпалу, так і генерації А-центрів. При температурах ізотермічного відпалу $T_v=433$ К та $T_v=448$ К протягом однієї години переважають процеси відпалу А-центрів над процесами їх генерації. При температурі відпалу $T_v=403$ К для часів відпалу до 3 годин – навпаки. Збільшення часу термічної обробки ($t_v > 3$ год) при температурі $T_v=403$ К призвело до зменшення магнітної чутливості. Даний ефект можна пояснити зменшенням концентрації областей розвпорядкування та відповідно вакансій, з яких можуть формуватися нові А-центри. При температурі відпалу $T_v=403$ К, протягом 3-ох годин, генерується максимально можлива концентрація А-центрів. Це пояснює отримане при кімнатній температурі значне зростання магнітної чутливості n-Ge відносно неопромінених зразків (від $\beta=10$ мВ/Тл до $\beta=350$ мВ/Тл) при силі струму $I=1$ мА через зразок та товщині холівської пластинки в напрямку магнітного поля $d=0,9$ мм. Оскільки товщина детектора Холла в датчиках Холла складає, як правило, 0,2–0,3 мм, а струм може змінюватись від одиниць до десятків міліампер [309], то зміна даних параметрів дозволить підвищити магнітну чутливість досліджувальних зразків в десятки разів.

В роботах [435, 436] проводились дослідження впливу опромінення різними потоками швидких електронів з енергією 12 MeV на магнітну чутливість монокристалів n-Si <P>. Як було показано в роботі [337], в цих же монокристалах n-Si <P> при таких умовах електронного опромінення утворюються радіаційні дефекти, що належать комплексам VO_i , C_iO_i та VO_iP . На рис. 5.35 та рис. 5.36 представлено залежності холівської напруги від індукції магнітного поля для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів при температурах $T=300$ К та $T=170$ К відповідно. Як слідує з даних рисунків, всі залежності $U_H=f(B)$ є лінійними, що свідчить про другорядну роль ефекту магнітоопору.

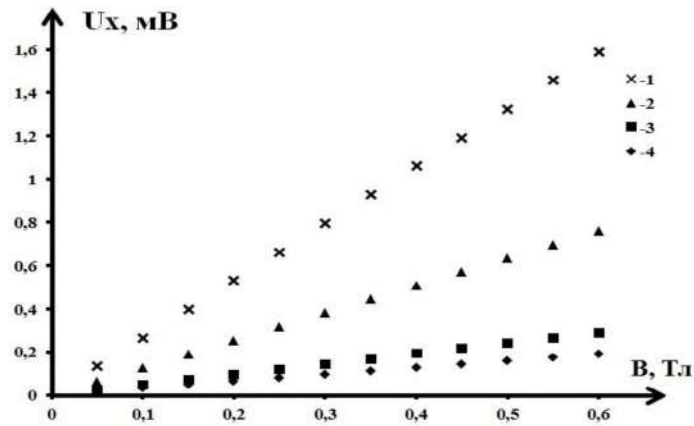


Рис. 5.35. Залежності холівської напруги від індукції магнітного поля при $T=300$ К для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $2 \cdot 10^{17}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$, 3 – $5 \cdot 10^{16}$, 4 – 0.

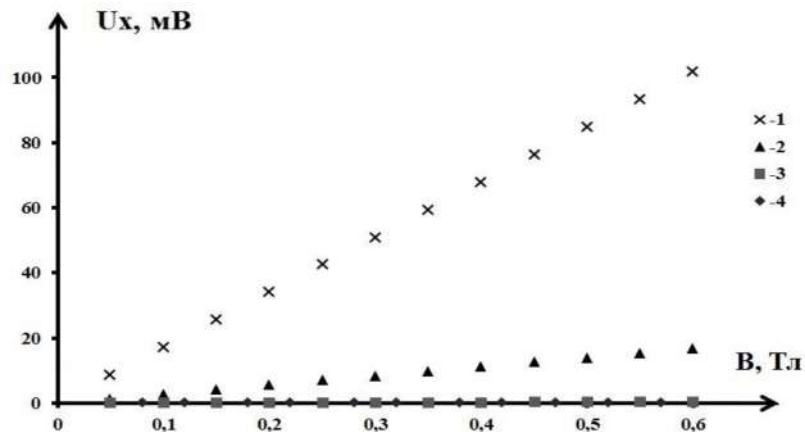


Рис. 5.36. Залежності холівської напруги від індукції магнітного поля при $T=170$ К для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $2 \cdot 10^{17}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$, 3 – $5 \cdot 10^{16}$, 4 – 0.

Згідно з (5.52), відношення коефіцієнта магнітної чутливості опроміненого зразка кремнію β до неопроміненого β_0 рівне:

$$\frac{\beta}{\beta_0} = \frac{R_x(\Phi)}{R_x(0)} \quad (5.53)$$

На рис. 5.37 представлено температурні залежності $\frac{\beta}{\beta_0} = f(T)$ для опромінених монокристалів n-Si <P> різними потоками електронів.

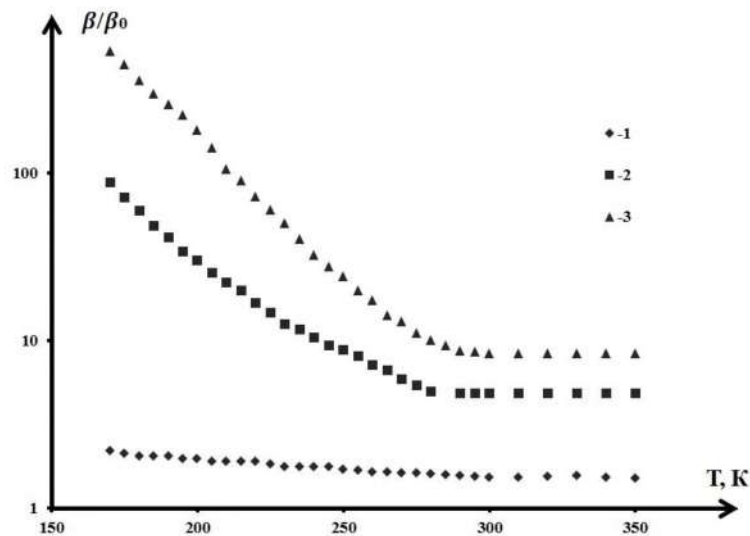


Рис. 5.37. Залежності $\frac{\beta}{\beta_0} = f(T)$ для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $5 \cdot 10^{16}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$, 3 – $2 \cdot 10^{17}$.

Як слідує з рис. 5.37, збільшення потоку електронного опромінення призводить до зростання магнітної чутливості монокристалів n-Si. Особливо це проявляється при зменшенні температури. Причиною такого зростання є утворення в n-Si при електронному опроміненні радіаційних дефектів, які відповідають комплексам VO_i , VO_iP та C_iO_i . Енергетичні рівні цих комплексів по відношенню до енергетичних рівнів легуючої домішки фосфору будуть виконувати роль компенсуючих центрів. Зростання ступеня компенсації n-Si при збільшенні потоку електронного опромінення призводить до збільшення сталої Холла, за рахунок зменшення концентрації носіїв струму, та відповідно, згідно з (5.52), магнітної чутливості. Також слід відмітити, що утворення при електронному опроміненні даних типів радіаційних дефектів в монокристалах n-Si<P> призводить до утворення в кремнії додаткових областей фоточутливості [437].

Одержані результати можуть бути використанні для конструювання на основі опроміненого електронами n-Si<P> датчиків Холла для широкого діапазону температур. Температурна залежність магнітної чутливості для температур менших за кімнатну є одним з основних недоліків таких датчиків. Даний недолік можна усунути шляхом використання температурної калібровки

сигналу, яка використовується у подвійних датчиках магнітного поля та температури [438, 439].

При експлуатації датчиків Холла в умовах підвищеної радіації необхідним є забезпечення їх високої радіаційної стійкості. Така задача може бути вирішена шляхом локального захисту з використанням захисних покриттів (оболонок) для магніточутливого елементу датчика Холла. В роботах [440-443] досліджувався вплив епоксикомпозитного покриття на основі епоксидно-діанової смоли марки ЕД-20 з твердником ПЕПА без наповнювачів та з наповнювачами порошоків заліза та алюмінію на радіаційну стійкість монокристалів n-Ge та n-Si до електронного опромінення. На рис. 5.38 представлено температурні залежності концентрації електронів та питомої електропровідності для опроміненних електронами з енергією 12 МеВ та потоком $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./см² монокристалів n-Si, які були покриті шаром епоксидної смоли [442].

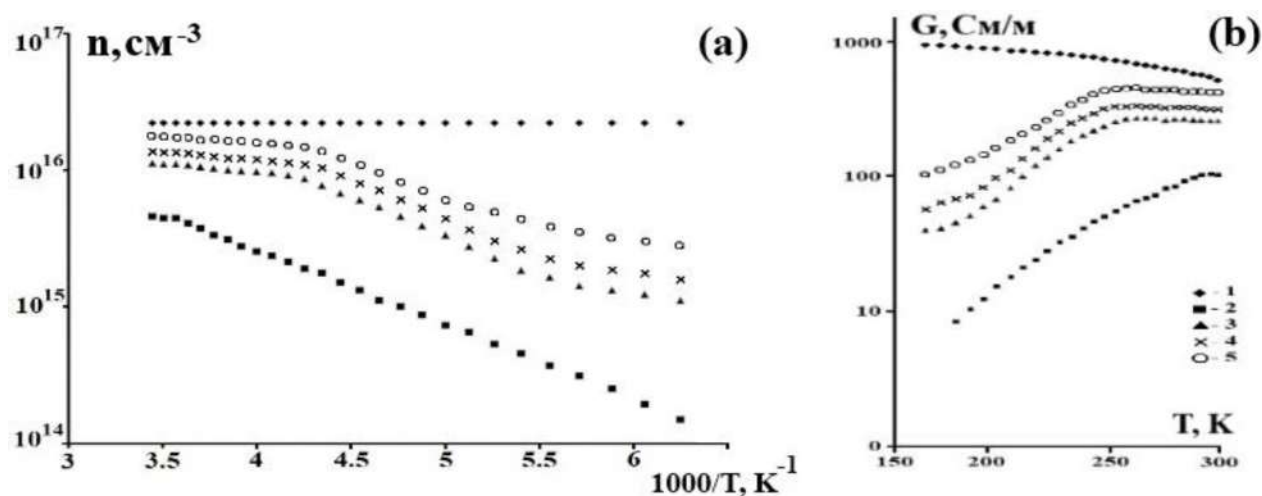


Рис. 5.38. Температурні залежності концентрації електронів (а) та питомої електропровідності (б) для опроміненних монокристалів n-Si, які покривались шаром епоксикомпозиту: 1 – неопромінені монокристали n-Si без шару покриття; 2 – опромінені монокристали n-Si без шару епоксипокриття; 3, 4, 5 – опромінені монокристали n-Si, покриті шаром епоксикомпозиту без наповнювачів, з наповнювачем порошку алюмінію та заліза відповідно.

Вміст твердника ПЕПА в досліджуваних монокристалах n-Si складав 12 мас.ч. на 100 мас. ч. епоксидної смоли, а наповнювачів порошоків заліза та алюмінію –

30 мас. ч. на 100 мас. ч. епоксидної смоли. Як слідує з рис. 5.38, концентрація електронів та питома електропровідність зростають для монокристалів n-Si, які покривалися шаром епоксидно-діанової смоли, та для випадку епоксипокриття з наповнювачем порошу заліза наближаються при кімнатній температурі до значень, що відповідають неопроміненому n-Si. Тому найбільшу радіаційну стійкість мають монокристали n-Si, покриті шаром епоксидної смоли з наповнювачем порошку заліза. Аналогічні результати щодо радіаційної стійкості монокристалів n-Ge, які покривались таким же шаром епоксипокриття, були отриманні в роботах [440, 441]

Висновки до розділу 5

Проведенні експериментальні та теоретичні дослідження механізмів розсіяння електронів в недеформованих та одновісно деформованих монокристалах n-Ge та n-Si, опромінених високоенергетичними електронами, та монокристалів германію, легованих глибокою домішкою золота, показали, що величина холівської рухливості електронів буде в значній мірі визначатись механізмами розсіяння електронів на крупномасштабному потенціалі та заряджених дефектах, які створюють в забороненій зоні германію та кремнію глибокі енергетичні рівні.

На основі досліджень тензо-холл-ефекту при одновісному тискові для опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge, було встановлено, що домінуючим механізмом тензоопору при кімнатній температурі для даних монокристалів є зміна співвідношення між концентраціями електронів та дірок при одновісній деформації, яка виникає за рахунок зміни ступеня заповнення рівня А-центу $E_v + 0,27$ eV. Тензоопір же опромінених електронами з енергією 12 MeV монокристалів n-Si при кімнатній температурі буде визначатись тими ж механізмами, що і для неопромінених монокристалів кремнію, оскільки радіаційні дефекти, що належать комплексам VO_i та VO_iP, будуть повністю іонізованими, а іонізація

глибокого рівня $E_v + 0,35 \text{ eV}$ комплексу C_1O_1 при одновісній деформації не проявлятиметься.

Утворенні при електронному опроміненні n-Ge області розвпорядкування можна вважати ізолюючими високопровідними включеннями, які мають провідність р-типу. Наявність таких включень та збільшення їх відносної долі в об'ємі зразка германію з ростом потоку опромінення пояснює зростання ефективної холівської рухливості носіїв струму в n-Ge при потоках $\Phi > 10^{16} \text{ ел./см}^2$. Також використання електронного опромінення в комплексному поєднанні з термообробкою дозволяє підвищити магнітну чутливість монокристалів n-Ge та n-Si, а додаткове застосування епопоксикомпозитних покриттів – радіаційну стійкість даних монокристалів.

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

1. Дослідження поздовжнього тензорезистивного ефекту в n-Ge при одновісних тисках $P//[100]$ до 3 ГПа та використання виразів теорії анізотропного розсіяння електронів на акустичних фононах та іонах мілких донорів дозволили досить точно знайти константи деформаційного потенціалу $\Xi_d^{\Delta_1} = -1,29$ еВ, $\Xi_u^{\Delta_1} = 11,82$ еВ та ефективні маси $m_{\parallel} = 1,65m_0$, $m_{\perp} = 0,32m_0$ для Δ_1 -мінімуму зони провідності германію. Враховуючи в розрахунках значення даних параметрів, було визначено енергію іонізації основного стану домішок фосфору, сурми та миш'яку. Показано, що розрахунки енергії іонізації, які проводились на основі варіаційного методу Рітца та теорії збурень, досить добре узгоджуються з експериментальними даними лише для домішки сурми. При збільшенні енергії іонізації домішки зменшується генетичний зв'язок домішкового рівня з Δ_1 -мінімумом і наближення ефективної маси стає грубим. В даному випадку обчислення енергії іонізації домішок фосфору та миш'яку необхідно проводити вже на основі варіаційного методу Рітца, враховуючи хімічний зсув для цих домішок, оскільки відповідні розрахунки на основі теорії збурень дають суттєві неточності.

2. На основі проведених розрахунків рухливості в умовах розсіяння електронів на акустичних, оптичних фононах та іонах домішки, відомих даних по гідростатичному тиску, коли реалізується шестидолинна Δ_1 -модель зони провідності германію, та експериментальних досліджень тензоопору при одновісних тисках вздовж кристалографічного напрямку $[100]$ було встановлено, що в германії при гідростатичному тискові близько 6 ГПа та одновісному тискові $P//[100]$ в діапазоні від 1,6 до 2,7 ГПа суттєвим стає еквівалентне та нееквівалентне міждолинне розсіяння електронів на оптичних фононах відповідно. Також, як показують розрахунки, еквівалентне міждолинне розсіяння на оптичних фононах виникає в чотирьохдолинній Δ_1 -моделі германію при тисках $P \approx 8$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку $[110]$.

3. Встановлено, що величина тензоопору n-Ge при одновісному тискові $P//[100]$ від 1,6 до 2,7 ГПа буде в значній мірі залежати від нееквівалентного міждолинного розсіяння електронів між L_1 - та Δ_1 -мінімумами зони провідності германію. При температурах вищих за кімнатну тензоопір монокристалів n-Ge в даному випадку додатково буде визначатися механізмами власної провідності. Зокрема, в діапазоні одновісних тисків від 0,8 до 2,4 ГПа проявляється двохзонний механізм власної провідності, який пов'язаний з переходами електронів з валентної зони в L_1 - та Δ_1 -мінімуми. Одержаний для n-Ge значний тензорезистивний ефект при тисках $P > 1,6$ ГПа може бути використаний для створення на його основі сенсорів високого одновісного тиску.

4. Проведено розрахунки зонної структури нелегованої та легованої донорною домішкою наноплівки германію, вирощеної на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ з кристалографічною орієнтацією (001). На основі даних розрахунків було встановлено, що зростання вмісту германію в підкладці призводить до зменшення величини внутрішніх деформаційних полів та енергії іонізації як мілкої, так і глибокої легуючої донорної домішки в наноплівці германію. Причиною такої зміни енергії іонізації донорної домішки є зменшення ефективної маси електрона за рахунок деформаційної перебудови зонної структури наноплівки під дією внутрішніх механічних напружень.

5. Встановлено, що електричні властивості нелегованих та легованих наноплівок Ge/Si , $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ визначаються особливостями їх зонної структури та ефектами розмірного квантування, які є досить суттєвими для наноплівок товщиною менше 7 нм. Зростання концентрації легуючої домішки призводить до послаблення ролі квантово-розмірних ефектів. Одержане (більше, ніж в 1,5 рази) зростання рухливості дірок при кімнатній температурі для наноплівки $\text{Ge}/\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ товщиною $d > 50$ нм може бути використано для виготовлення на її основі каналів p-MOSFET та p-MODFET транзисторів.

6. На основі розв'язків рівнянь електронейтральності, вимірювань ефекту Холла та інфрачервоної Фур'є-спектроскопії для опромінених електронами монокристалів n-Ge<Sb> та n-Si<P> була встановлена природа утворених дефектів та їх основні параметри. Опромінення електронами з енергією 10 MeV n-Ge<Sb> призводить до утворення в його об'ємі комплексів VO_iI_{2Ge} (A-центри, модифіковані двома міжвузловими атомами германію) та областей розвпорядкування. При опроміненні електронами з енергією 12 MeV монокристалів n-Si<P> утворюються переважно лише точкові дефекти, що відповідають як відомим комплексам VO_i , (A-центр) та C_iO_i , так і практично не вивченим комплексам VO_iP (A-центр, модифікованих домішкою фосфору).

7. Вперше при температурах $t=120$ °C та $t=130$ °C виявлено аномальний ізотермічний відпал опромінених електронами з енергією 10 MeV монокристалів n-Ge<Sb>, який пояснюється домінуючим процесом генерації A-центрів над процесом їх відпалу. Згідно із запропонованою моделлю відпалу, генерація A-центрів відбувається за рахунок відпалу ядер областей розвпорядкування, які мають меншу енергію активації відпалу, ніж A-центри. Зокрема, з розв'язків системи кінетичних рівнянь були обчисленні значення енергії активації відпалу $E_{a1} = 0,92$ eV та $E_{a2} = 1,04$ eV для ядра області розвпорядкування та A-центра відповідно, що підтверджує дане твердження. Одержане за рахунок відпалу при $t=130$ °C протягом трьох годин зростання магнітної чутливості від 10 до 350 мВ/Тл для опроміненого n-Ge при кімнатній температурі може бути використане при конструюванні високочутливих сенсорів магнітного поля на основі таких монокристалів.

8. Дослідження механізмів розсіяння електронів в недеформованих та одночасно деформованих монокристалах n-Ge та n-Si з глибокими рівнями радіаційного та технологічного походження показали, що на величину рухливості електронів в таких монокристалах будуть впливати не лише механізми розсіяння електронів на акустичних, оптичних фононах (внутрідолинних фононах та фононах, що відповідають за міждолинне розсіяння), іонах мілких донорів, але й розсіяння електронів на

крупномасштабному потенціалі та заряджених дефектах, які створюють в забороненій зоні германію та кремнію глибокі енергетичні рівні. Було встановлено, що аномальне зростання холівської рухливості електронів при збільшенні температури або величини одновісного тиску для монокристалів n-Ge та n-Si, опромінених потоками швидких електронів, та монокристалів германію, легованих глибокою домішкою золота, пов'язане зі зменшенням амплітуди крупномасштабного потенціалу та концентрації заряджених дефектів.

9. Встановлено, що тензоопір при кімнатній температурі для одновісно деформованих монокристалів n-Ge, опромінених потоком електронів $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² з енергією 10 MeV, буде визначатись не лише перерозподілом електронів з різною рухливістю між мінімумами зони провідності германію при одновісній деформації, що призводить до зростання питомого опору, але й іонізацією рівня $E_v + 0,27$ eV, що належить комплексу VO_iI₂Ge. При цьому буде змінюватись співвідношення між концентраціями електронів та дірок, що є причиною зменшення питомого опору при деформації. Тензоопір опромінених різними потоками електронів з енергією 12 MeV монокристалів n-Si при кімнатній температурі визначається лише змінами рухливості електронів при одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111], оскільки глибокі рівні радіаційних дефектів, що відповідають комплексам VO_i та VO_iP, будуть повністю іонізованими, а іонізація глибокого рівня $E_v + 0,35$ eV комплексу C_iO_i при деформації не буде проявлятися. Залежність величини тензоопору n-Si в області насичення від потоку електронного опромінення при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [100] обумовлена деформаційно-індукованою анізотропією розсіяння електронів на утворених радіаційних дефектах. Вперше одержане при кімнатній температурі зростання величини тензоопору монокристалів n-Si за рахунок їх опромінення потоками електронів $\Phi \geq 1 \cdot 10^{17}$ ел./см² з енергією 12 MeV відносно неопромінених монокристалів кремнію, легованих донорними домішками з різною

концентрацією, може знайти своє практичне використання для конструювання на основі опромінених монокристалів n-Si тензочутливих елементів для сенсорів високого одинісного тиску.

10. На основі вимірювань електропровідності та ефекту Холла для опромінених електронами з енергією 12 MeV та потоком $\Phi=1 \cdot 10^{17}$ ел./см² монокристалів n-Si, які були покриті шаром епоксидної смоли без наповнювачів та з наповнювачами порошків заліза та алюмінію масовими частками 30 мас. ч. на 100 мас. ч. епоксидної смоли, було встановлено, що найбільшу радіаційну стійкість мають монокристали кремнію з епоксидним покриттям, що містить наповнювач порошку заліза. Одержані результати можуть бути використанні при конструюванні на основі таких монокристалів кремнію радіаційно-стійких елементів електронної техніки.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Бир Г. Л., Пикус Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 584 с.
2. Полякова А. Л. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1979. 168 с.
3. Баранский П. И., Клочков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника. К.: Наукова думка, 1975. 704 с.
4. Transport Properties of a Many-Valley Semiconductors / C. Herring. *Bell. System. Techn. J.* 1955. Vol. 34, № 2. P. 237–290.
5. Електронне перенесення в напівпровідниках та напівпровідникових структурах / В. П. Савчин, Р. Я. Шувар. Л.: Видавничий центр ЛНУ імені Івана Франка, 2008. 687 с.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1961. Т.7. С. 246.
7. Фізичний механізм дії тиску на напівпровідники / О. В. Осадчук, Я. О. Осадчук // Materialy III mezinarodni vedecko-prakticka konference "Vznik moderni vedecke – 2012", 27.09.2012 – 05.10.2012. Praha: Publishing House «Education and Science» s.r.o., 2012. Dfl 18: Technicke vedy Modern informacm technologie. S. 70–79.
8. Cyclotron Resonance in Uniaxially Stressed Silicon. II. Nature of the Covalent Bond / J. C. Hensel, H. Hasegawa, M. Nakayama. *Phys. Rev.*, 1965. V. 138. A225.
9. Paul W., Brooks H. Progress in semiconductors, 1963. Vol. 7. p. 135–282.
10. Temperature Dependence of the Elastoresistance in *n*-Type Germanium / R. Keyes. *Phys. Rev.* 1955. Vol. 100, № 4. P. 1104–1105.
11. Temperature Dependence of the Piezoresistance of High Purity Silicon and Germanium / F. Morin, I. Geballe, C. Herring. *Phys. Rev.* 1957. Vol. 105, № 2. P. 525–539.
12. Transport and deformation-potential theory for many-valley semiconductors with anisotropic scattering / C. Herring, E. Vogt. *Phys. Rev.* 1956. Vol. 101, № 3. P. 944–961.

13. Пьезосопротивление германия / В. С. Шадрин, А. Ф. Городецкий. *Физика твердого тела*. 1963. Т. 5, № 11. С. 3081–3087.
14. Piezoresistance in Heavily Doped *n*-type Germanium / M. Pollak. *Phys. Rev.* 1958. Vol. 111, № 3. P. 798–802.
15. Piezoresistance Properties of Heavily Doped *n*-Type Silicon / J. N. Tufte, E. L. Stelzer. *Phys. Rev.* 1964. Vol. 133, № 6A. P. A1705–A1716.
16. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках / П. И. Баранский, И. С. Буда, И. В. Даховский [и др.]. К.: Наукова думка, 1977. 269 с.
17. Термомагнитные эффекты в деформированном *n*-Ge / В. С. Львов, Т. В. Смирнова. *Физика твердого тела*. 1966. Т. 8, № 5. С. 1617–1620.
18. О константе пьезосопротивления Π_{44} в *n*-кремнии / Е. А. Макаров. *Физика твердого тела*. 1966. Т. 8, № 12. С. 3636–3637.
19. Подвижность и концентрация носителей в кремнии и германии при одноосном сжатии и низких температурах / И. В. Кучеренко. *Физика твердого тела*. 1967. Т. 9, № 3. С. 784–789.
20. Най Дж. Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц. М.: Мир, 1967. 385 с.
21. Deformation potentials in silicon. III. Effect of General Strain on conduction and valence levels / J. Goroff, L. Kleinman. *Phys. Rev.* 1963. Vol. 132, № 3. P. 1080–1084.
22. Пьезосопротивление *n*-германия в направлении $\langle 111 \rangle$ в условиях смешанного рассеяния / П. И. Баранский, И. С. Буда, И. В. Даховский [и др.]. *Физика и техника полупроводников*. 1974. Т. 8, № 5. С. 984–986.
23. Тензоопір багатодолинних напівпровідників *n*-Si та *n*-Ge в широкому інтервалі концентрацій / Г. П. Гайдар, П. І. Баранський, В. В. Коломоєць. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2014. Т. 15, № 1. С. 58–62.
24. Зависимость анизотропии рассеяния носителей тока в *n*-Ge от концентрации примеси / В. М. Бондар, О. Г. Сарбей, П. М. Томчук. *Физика твердого тела*. 1966. Т. 8, № 8. С. 2511–2513.

25. Влияние изменения эффективных масс при одноосной деформации на электропроводность в n-Si / С. С. Королук. *Физика и техника полупроводников*. 1981. Т. 15, № 4. С.784.
26. Отличительные особенности пьезосопротивления германия и кремния *n*-типа, обусловленные различием механизмов рассеяния электронов в этих кристаллах / П. И. Баранский, В. В. Коломеец, А. В. Федосов. *Физика и техника полупроводников*. 1981. Т. 15, № 4. С. 698–701.
27. Дослідження змін питомого опору n-Si з температурою і направленим тиском / Г.П. Гайдар. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2017. Т.18, № 1. С. 34–40.
28. Тензорезистивні ефекти в сильно деформованих кристалах n-Si та n-Ge / Будзуляк С. І. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2012. №. 13, № 1. С. 34–39.
29. Features of tensorresistance in single crystals of germanium and silicon with different dopants / Baranskii P. I., Gaidar G. P. *Semiconductor Physics Quantum Electronics & Optoelectronics*. 2016. V. 19, N 1. P. 39–43.
30. Баранский П. И. Пьезосопротивление, возникающее в условиях симметричного расположения оси деформации относительно всех изоэнергетических эллипсоидов / П. И. Баранский, В. В. Коломеец, А. В. Федосов. *ФТП*. 1976. Т. 10, № 11. С. 2179–2181.
31. Некоторые характеристики энергетических минимумов типа <100> в *n*-германии / П. И. Баранский, В. В. Коломеец, Б. А. Сусь [и др.]. *ФТП*. 1979. Т. 13, №3. С. 602–604.
32. Перехід метал-діелектрик в n-Ge, викликаний сильною одновісною пружною деформацією / П. І. Баранский, В. М. Єрмаков, В. В. Коломеець [та ін.]. *Доп. АН УРСР сер. А, фіз.-мат та техн. науки*. 1987. №11. С. 35–37.
33. Электронные процессы в некристаллических веществах / Н. Мотт, Э. Дэвис. М.: Мир. 1974, С. 472.
34. Электронные свойства легированных полупроводников / Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос. М.: Наука, 1979. С. 416.
35. The magnetic field induced metal-insulator transition in indium phosphide and silicon / A. P. Long, M. Pepper. *Solid, st. Electronics*. 1985. 28, N 1/2. P. 61–72.

36. Intervalley Transfer in Uniaxially Strained n-Type Ge / Yoshio Adachi, Akira Yoshida, Tetsuya Arizumi. *Japanese Journal of Applied Physics*. 1970. V. 9, №11. P. 1330–1334.
37. Electron drift velocity and diffusivity in germanium / C. Jacoboni, F. Nava, C. Canali [and others]. *Phys. Rev. B*. 1981. V. 24. P. 1014.
38. Разогрев электронов в L- и X-долинах / В. Н. Ермаков, В. В. Коломоец, В. С. Тимошук. *ФТП*. 1983. Т. 17, № 9. С. 1677–1678.
39. The Determination of the Deformation Potential Constants in Germanium / P. I. Baranskii, V. V. Kolomoets. *Phys Stat. Sol. (b)*. 1971. Vol. 45, № 2. P. K55–K59.
40. The deformation potentials $\bar{\epsilon}_u$, $\bar{\epsilon}_d$ of the X-Valleys of the germanium conduction band / V. N. Ermakov, V. V. Kolomoets, V. S. Timochuk. *Phys. Stat. Sol. (b)*. 1983. Vol. 116, № 2. P. K77–K78.
41. Междолинное перераспределение электронов при ударной ионизации мелких доноров в одноосно деформированном Ge / А. Е. Горин, В. Н. Ермаков, В. В. Коломоец. *ФТП*. 1995. Т. 29, №4. С. 1147–1151.
42. Breakdown of Impurity States of As and Sb in Germanium at Uniaxial Compression P||[001]||E / V. V. Baidakov, V. N. Ermakov, N. N. Grigorev et.al. *Phys. stat. sol. (b)*. 1984. Vol. 122. P. K163–K167.
43. Углов В. В. Радиационные эффекты в твердых телах. Минск: БГУ, 2007. С. 167.
44. Defect Clusters and Simple Defect Build-Up Kinetics in Fast-Neutron Irradiated n-Si / A. P. Dolgolenko, I. I. Fishchuk. *Phys. stat. sol. (a)*. 1978. Vol. 50. P. 751–755.
45. Review of displacement damage effects in silicon devices / J. R. Srour, C. J. Marshalland, P. W. Marshall. *Nuclear Science, IEEE Transactions*. 2003. Vol. 50, No. 3. P. 653–670.
46. Watkins. Intrinsic defects in silicon / D. George. *Materials Science in Semiconductor Processing*. 2000. Vol. 3, No. 4. P. 227–235.

47. Low-temperature irradiation-induced defects in germanium: In situ analysis / A. Mesli, L. Dobaczewski, K. Bonde Nielsen [and others]. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*. 2008. Vol. 78, No. 16. P. 165202.

48. Paramagnetic resonance in electron irradiated silicon / G. Bemski. *J. Appl. Phys.* 1959. Vol. 30, No. 8. P. 1195–1198.

49. Кінетичні ефекти в багатодолинних напівпровідниках : монографія / П. І. Баранський, О. Є. Беляєв, Г. П. Гайдар. Київ : Наук. думка, 2019. 448 с.

50. Intrinsic point defects, impurities, and their diffusion in silicon / P. Pichler. Springer-Verlag Vienna, 2004. 554 p.

51. Petersen M. C. Defect and diffusion studies in germanium: PhD thesis, Denmark: Department of Physics and Astronomy Aarhus University, 2010.

52. Watkins G. D. A Review of EPR Studies in Irradiated Silicon. Radiation Damage in Semiconductors; ed. by P. Baruch // Proc. Symp. on Radiation Damage in Semiconductors, Royaumont, July 1964. Paris: Dunod Cie, 1965. Vol. 3. P. 97–113.

53. An EPR Study of the Lattice Vacancy in Silicon / G. D. Watkins. *Journal of the Physical Society of Japan*. 1963. Vol. 18, suppl. 11. P. 22–27.

54. EPR Studies of the Lattice Vacancy and Low-Temperature Damage Processes in Silicon / G. D. Watkins // Proc. Intern. Conf. «Lattice Defects in Semiconductors». Ser. N 23. Bristol and London: Inst. of Phys., 1975. P. 1–22.

55. Whan R. E. Irradiation temperature dependence of defect production in germanium. Radiation Effects in Semiconductors; ed. by F. L. Vook. New York: Plenum Press, 1968. P. 195–203.

56. Optical properties and thermal behavior of new absorption bands in oxygen-doped silicon irradiated at low temperatures / R. E. Whan. *Applied Physics Letters*. 1966. Vol. 8, N 6. P. 131–132.

57. Two new paramagnetic centers in irradiated oxygen-doped germanium / J. A. Baldwin. *Journal of Applied Physics*. 1965. Vol. 36, N 6. P. 2079–2080.

58. Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках; под ред. С. М. Рывкина. М.: Радио и связь, 1981. 248 с.

59. Модификация радиационных дефектов в кремнии и германии фоновыми примесями / А. П. Долголенко. *Ядерна фізика та енергетика*. 2013. №. 14(4). С. 377–383.
60. Defects in Irradiated Silicon: Electron Paramagnetic Resonance of the Divacancy / G. D. Watkins, J. W. Corbett. *Physical Review*. 1965. Vol. 138, N 2A. P. A543–A555.
61. Production of Divacancies and Vacancies by Electron Irradiation of Silicon / J. W. Corbett, G. D. Watkins. *Physical Review*. 1965. Vol. 138, N 2A. P. A555–A560.
62. 1.8-, 3.3-, and 3.9- μ Bands in Irradiated Silicon: Correlations with the Divacancy / L. J. Cheng, J. C. Corelli, J. W. Corbett [and others]. *Physical Review*. 1966. Vol. 152, N 2. P. 761–774.
63. Irradiation-induced defects in SiGe / A. N. Larsen, A. Bro Hansen, A. Mesli. *Materials Science and Engineering B*. 2008. Vol. 154–155. P. 85–89.
64. The di-vacancy in particle-irradiated, strain-relaxed SiGe / H. Av Skardi, A. Bro Hansen, A. Mesli [and others]. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B*. 2002. Vol. 186. P. 195–200.
65. Отжиг радиационных дефектов в кремнии / Г. П. Гайдар. *Электронная обработка материалов*. 2012. Т. 48, №. 1. С. 93–105.
66. Photoconductivity Studies of Radiation Induced Defects in Silicon / R. C. Yong, J. C. Corelli. *Phys. Rev. B*. 1972. 5(4). P. 1455–1467.
67. Gamma Irradiation of Silicon. I. Levels in n-Type Material Containing Oxygen / E. Sonder, L. C. Templeton. *J. Appl. Phys.* 1960. 31(7). P. 1279–1286.
68. Defects in Irradiated Silicon. I. Electron Spin Resonance of the Si-A Center. G. D. Watkins, J. W. Corbett. *Physical Review*. 1961. Vol. 121, N 4. P. 1001–1014.
69. Electron Paramagnetic Resonance of the Neutral (S=1) One-Vacancy-Oxygen Center in Irradiated Silicon / K. L. Brower. *Physical Review B*. 1971. Vol. 4, N 6. P. 1968–1982.
70. Annealing of Electron Bombardment Damage in Silicon Crystals / G. Bemski, W. M. Augustyniak. *Phys. Rev.* 1957. 108(3). P. 645–648.

71. Defects in Irradiated Silicon. II. Infrared Absorption of the Si-A Center / J. W. Corbett, G. D. Watkins, R. M. Chrenko [and others]. *Phys. Rev.* 1961. 121(4). P. 1015–1022.

72. Локальные колебательные моды комплекса кислород–вакансия в германии / В. В. Литвинов, Л. И. Мурин, Д. Л. Линдстром [и др.]. *Физика и техника полупроводников.* 2002. 36(6). С. 658–661.

73. High-resolution local vibrational mode spectroscopy and electron paramagnetic resonance study of the oxygen-vacancy complex in irradiated germanium / P. Vanmeerbeek, P. Clauws, H. Vrielinck [and others]. *Physical Review B.* 2004. 70(3). P. 035203.

74. Vacancy-oxygen complex in Ge crystals / V. P. Markevich, V. V. Litvinov, L. Dobaczewski [and others]. *Physica B: Condensed Matter.* 2003. 340. P. 844–848.

75. Defects in Irradiated Silicon: Electron Paramagnetic Resonance and Electron-Nuclear Double Resonance of the Si-E Center / G. D. Watkins, J. W. Corbett. *Physical Review.* 1964. Vol. 134, N 5A. P. A1359–A1377.

76. Defects in Irradiated Silicon: Electron Paramagnetic Resonance and Electron-Nuclear Double Resonance of the Arsenic- and Antimony-Vacancy Pairs / E. L. Elkin, G. D. Watkins. *Physical Review.* 1968. Vol. 174, N 3. P. 881–897.

77. Семенюк А. К. Радіаційні ефекти в багатодолинних напівпровідниках. Луцьк: Надстир'я, 2001. 323 с.

78. Electronic Stimulation of Defect Processes in Semiconductors / L. C. Kimerling // Proc. Intern. Conf. «Defects and Radiation Effects in Semiconductors». Bristol and London: Inst. of Phys. 1979. № 46. P. 56–73.

79. Characteristics of the electron traps produced by electron irradiation in n-type germanium / F. Poulin, J. C. Bourgoin. *Physical Review B.* 1982. Vol. 26, №. 12. P. 6788.

80. Annealing of electron-induced defects in n-type germanium / P. M. Mooney, F. Poulin, J. C. Bourgoin. *Physical Review B.* 1983. Vol. 28, №. 6. P. 3372.

81. Study of irradiation-induced defects in germanium / V. Nagesh, J. W. Farmer. *Journal of applied physics.* 1988. Vol. 63, №. 5. P. 1549–1553.

82. Irradiation-induced defects in Ge studied by transient spectroscopies / J. Fage-Pedersen, A. N. Larsen, A. Mesli. *Physical review B*. 2000. 62(15). P. 10116.
83. Electronic properties of antimony-vacancy complex in Ge crystals / V. P. Markevich, A. R. Peaker, V. V. Litvinov [and others]. *Journal of Applied Physics*. 2004. 95(8). P. 4078–4083.
84. Vacancy-group-V-impurity atom pairs in Ge crystals doped with P, As, Sb, and Bi / V. P. Markevich, I. D. Hawkins, A. R. Peaker [and others]. *Physical Review B*. 2004. 70(23). P. 235213.
85. Donor-vacancy complexes in Ge: Cluster and supercell calculations / J. Coutinho, S. Öberg, V. J. B. Torres [and others]. *Physical Review B*. 2006. 73(23). P. 235213.
86. The hidden secrets of the E-center in Si and Ge / A. N. Larsen, A. Mesli. *Physica B: Condensed Matter*. 2007. 401. P. 85–90.
87. Неоднорідності напівпровідників і актуальні задачі міждефектної взаємодії в радіаційній фізиці і нанотехнології: монографія / П. І. Баранський, А. В. Федосов, Г. П. Гайдар. Київ-Луцьк: Редакційно-видавничий відділ Луцького державного технічного університету, 2007. 316 с.
88. Influence of IR Illumination on Conduction Electron Scattering in Crystals Irradiated with 25-MeV Protons / T. A. Pagava, L. S. Chkhartishvili, N. I. Maisuradze [and others]. *Ukrainian Journal of Physics*. 2015. 60(6). P. 521.
89. Influence of γ -irradiation (^{60}Co) on the concentration and mobility of carriers in monocrystals of n-type Ge and Si / G. P. Gaidar. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. 2012. V. 15, № 1. P. 26–31.
90. On the kinetics of electron processes in ^{60}Co γ -irradiated n-Ge single crystals / G. P. Gaidar. *Semiconductors*. 2014. 48(9). P. 1141–1144.
91. Дослідження впливу електронного опромінення на ниткоподібні кристали Si, SiGe та шари полікремнію / А. О. Дружинін, І. Й. Мар'ямова, І. П. Островський [та інші]. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2010. Т. 1 (7), № 3. С. 45–54.

92. Вплив електронного опромінення на низькотемпературну провідність легованих ниткоподібних кристалів Si та Si-Ge / А. О. Дружинін, І. Й. Мар'ямова, І. П. Островський [та інші]. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2010. Т. 11, №. 3. С. 588–592.

93. Влияние облучения на электрофизические свойства монокристаллов кремния. Радиационная компенсация проводимости / В. А. Саакян, Г. Н. Ерицян. *Известия НАН Армении, Физика*. 2006. Т.41, №2. С.140–147.

94. On the tensorresistance of n-Ge and n-Si crystals with radiation-induced defects / G. P. Gaidar. *Semiconductors*. 2015. 49(9). P. 1129–1133.

95. Features of tensorresistance depending on the crystallographic orientation of γ -irradiated (^{60}Co) germanium and silicon single crystals / G. P. Gaidar, P. I. Baranskii. *Physica B: Condensed Matter*. 2017. 512. P. 6–11.

96. Визначення зміни глибини залягання електрично активного рівня в γ -опроміненому Ge при одновісній пружній деформації / А. В. Федосов, М. В. Хвищун, Л. В. Ящинський [та інші]. *Науковий вісник ВДУ. Фізичні науки*. 1999. №14. С.124–130.

97. Вплив радіаційних дефектів на провідність n-Ge при одновісній пружній деформації / А. В. Федосов, С. А. Федосов, М. В. Хвищун [та інші]. *Фізичний вісник НТШ*. 2001. Т.4. С.129–134.

98. Визначення зміни глибини залягання електрично активного рівня у γ -опроміненому n-Si при одновісній пружній деформації / А. В. Федосов, М. В. Хвищун, С. А. Федосов [та інші]. *Науковий вісник Волинського державного університету імені Лесі Українки. Фізичні науки*. 2003. №11. С.11–16.

99. Визначення величини зміщення рівня ($E_C-0,17$) eВ радіаційного походження в монокристалах n-Si / А. В. Федосов, Д. А. Захарчук, М. В. Хвищун [та інші]. *Наукові нотатки. Міжвузівський збірник*, Луцьк. 2003. С. 363–368.

100. Розрахунок величини зміщення рівнів радіаційних дефектів у γ -опромінених монокристалах n-Si / А. В. Федосов, Д. А. Захарчук, М. В. Хвищун [та інші]. *Науковий журнал „Нові технології”*. 2004. № 1–2 (4-5). С. 16–18.
101. Особливості п'єзоопору γ -опромінених кристалів n-Si у випадку симетричного розміщення осі деформації відносно всіх ізоенергетичних еліпсоїдів / А. В. Федосов, С. В. Луньов, С. А. Федосов. *Укр. фіз. журн.* 2010. Т. 55, №3. С. 323–326.
102. Вплив одновісної деформації на заповнення рівня, пов'язаного з А-центром, у кристалах n-Si / А. В. Федосов, С. В. Луньов, С. А. Федосов. *УФЖ*. 2011. Т. 56, №. 1. С. 70–74.
103. Об изменении энергии ионизации γ -радиационных дефектов в n-Ge при одноосной деформации / А. К. Семенюк, П. Ф. Назарчук. *ФТП*. 1988. Т. 22, № 9. С. 1716.
104. Семенюк А. К. Тензоэффекты, связанные с Е-центрами в кремнии. Луцк: Луцкий индустриальный ин-т., 1989. 16 с.
105. Изменение энергии ионизации радиационного дефекта с уровнем $E_c - 0,2$ eВ в n-Si при одноосной деформации / А. К. Семенюк, П. Ф. Назарчук. *ФТП*. 1990. Т. 24, № 11. С. 2056–2058.
106. Особенности поведения глубоких центров в n-Ge и n-Si при действии одноосной упругой деформации / А. К. Семенюк, П. Ф. Назарчук. *Деп. в Укр. НИИНТИ*. 1992, № 6. 7 с.
107. Фізичні властивості кристалів кремнію та германія в полях ефективного зовнішнього впливу / П. І. Баранський, А. В. Федосов, Г. П. Гайдар. Луцьк: Надстир'я, 2000. 280 с.
108. Epitaxial growth of highly mismatched III-V materials on (001) silicon for electronics and optoelectronics / Q. Li, K. May Lau. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*. 2017. Vol. 63. P. 105–120.
109. Boron-doped III–V semiconductors for Si-based optoelectronic devices / C. Zhao, B. Xu, Z. Wang, Z. Wang. *Journal of Semiconductors*. 2020. Vol. 41, iss. 1. P. 011301.

110. Implementation of lateral Ge-on-Si heterojunction photodetectors via rapid melt growth and self-aligned microbonding for Si photonics / P. Mishra, A. Nguyen, P.W. Chen [and others]. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2019. Vol. 58. SJJC02.
111. On the Application of Strain-Compensating GaAsP Layers for the Growth of InGaAs/GaAs Quantum-Well Laser Heterostructures Emitting at Wavelengths above 1100 nm on Artificial Ge/Si Substrates / N. V. Baidus, V. Y. Aleshkin, A. A. Dubinov et al. *Semiconductors*. 2018. Vol. 52. P. 1547–1550.
112. Silicon germanium heterostructures in electronics: the present and the future / D. J. Paul. *Thin Solid Films*. 1998. 321(1–2). P. 172–180.
113. Future applications of heterostructures / U. König. *Physica Scripta*. 1996. T.68. P. 90.
114. Molecular beam epitaxy and electron properties of Ge/Si heterosystems with quantum dots / A. V. Dvurechensky, A. I. Nikiforov, O. P. Pchelyakov [and others]. *Fizika Nizkikh Temperatur*. 2004. T. 30(11). P. 1169–1179.
115. Microstructure of multilayer heterosystems containing molecules of Ge quantum dots in Si on the stages of nucleation and growth as revealed by EXAFS spectroscopy / S. B. Erenburg, S. V. Trubina, V. V. Zvereva. *Journal of Structural Chemistry*. 2016. 57(7). P. 1407–1416.
116. Site-controlled and advanced epitaxial Ge/Si quantum dots: fabrication, properties, and applications / M. Brehm, M. Grydlik. *Nanotechnology*. 2017. 28(39). 392001.
117. Ge nanoclusters grown on Si (001) by ion beam crystallization / L. S. Lunin, S. N. Chebotarev, A. S. Pashchenko. *Inorganic Materials*. 2013. 49(5). P. 435–438.
118. Вирощування гетероепітаксійних шарів на неізоперіодних підкладках методом скануючої рідиннофазової епітаксії / В. В. Цибуленко, С. В. Шутов. *Технологія та конструювання в електронній апаратурі*. 2020. N 5–6. С. 33–39.

119. HgCdTe / CdZnTe LPE epitaxial layers: From material growth to applications in devices / Z. Tsybrii, Yu. Bezsmolnyy, K. Svezhentsova et al. *J. Cryst. Growth*, 2020. Vol. 529. P. 125295.
120. Dilute nitride InGaAsN and GaAsSbN layers grown by liquid-phase epitaxy for photovoltaic applications / V. Donchev, M. Milanova, S. Georgiev et al. *J. Phys.: Conf. Series*. 2020. Vol. 1492. P. 012049.
121. Исследование влияния условий молекулярно-лучевой эпитаксии на морфологию и спектральные характеристики гетероструктур Ge/Si и GeSi/Si / В. А. Лапин, Ф. Ф. Малявин, И. А. Сысоев. *Наука. Инновации. Технологии*. 2014. Т.2. С. 43–58.
122. Alloy effects on the Raman spectra of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ and calibration protocols for alloy compositions based on polarization measurements / S. Rath, M. L. Hsieh, P. Etchegoin. *Semiconductor science and technology*. 2003. 18(6). P. 566.
123. Периодические гетероструктуры Si/SiGe, выращенные на Si (100) из атомарного потока Si и молекулярного потока моногермана / С. А. Матвеев, С. А. Денисов, В. Ю. Чалков [и др.]. *Вестник Нижегородского университета им. НИ Лобачевского*. 2014. (1–2). С. 84–87.
124. Наноматериалы и нанотехнологии / Ж. И. Алферов и др. *Нано- и микро-сист. техн.* 2003. № 8. С. 2–13.
125. Нанотехнологии в электронике / под ред. Ю.А. Чаплыгина. М.: Техносфера, 2005. 448 с.
126. Silicon-germanium – a promise into the future? / H. G. Grimmeiss. *ФТП*. 1999. Т. 33, №. 9. С. 1032–1034.
127. Проблема селективного легирования в методе гибридной эпитаксии и электрофизические свойства квантово-размерных гетероструктур Ge/GeSi / Л. К. Орлов, Р. А. Рубцова, Н. Л. Орлова. *ФТП*. 1999. Т. 33, №.3. С. 311–315.
128. Tailoring dopant diffusion for advanced SiGe: C heterojunction bipolar transistors / H. Rucker, B. Heinemann. *Solid State Electronics*. 2000. V. 44, № 5. P. 783–789.

129. Photoresponse of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, heteroepitaxial p-i-n photodiodes / S. Chattopadhyay, P. K. Bose, C. K. Maiti. *Solid State Electronics*. 1999. V. 43, № 9. P. 1741–1745.
130. Strain relaxation of strained-Si layers on SiGe-on-insulator (SGOI) structures after mesa isolation / K. Usuda [et al.]. *Appl. Surf. Science*. 2004. V. 224, № 1–4. P. 113–116.
131. Super critical thickness SiGe-channel heterostructure p-type metal-oxide-semiconductor field-effect transistors using laser spike annealing / C. N. Chleirigh. *J. of Appl. Phys.* 2008. V. 103, № 10. P. 104501.
132. Пространственное распределение упругих деформаций в структурах Ge/Si с квантовыми точками / А. В. Ненашев, А. В. Двуреченский. *ЖЭТФ*. 2000. Т. 118, № 3. С. 570–578.
133. Связывание электронных состояний в многослойных напряженных гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками 2-го типа / А. И. Якимов [и др.]. *Письма в ЖЭТФ*. 2006. Т. 83, № 4. С. 189–194.
134. Features of Stress State of Germanium Nanocrystals in SiO_x Matrix / V. V. Kuryliuk, O. A. Korotchenkov, Z. F. Tsybrii. *J. Nano- Electron. Phys.* 2015. 7(1). 01029.
135. Elastic Strains in SiGe Heterostructures with Non-Uniform Quantum Dots / V. V. Kuryliuk. *Ukrainian Journal of Physics*. 2018. 58(8). P. 780.
136. Возможности и основные принципы управления пластической релаксацией пленок GeSi/Si и Ge/Si ступенчато изменяемого состава / Ю. Б. Болховитянов [и др.]. *Физика и техника полупроводников*. 2008. Т. 42, № 1. С. 3–22.
137. Релаксация механических напряжений в массиве квантовых точек Ge, полученных в Si / А. Б. Талочкин, В. А. Марков, В. И. Машанов. *Письма в ЖЭТФ*. 2007. Т. 86, № 5. С. 397–400.
138. Пластическая релаксация пленок GeSi/Si(001), выращенных в присутствии сурфактанта Sb методом молекулярной эпитаксии / Ю. Б. Болховитянов [и др.]. *ФТП*. 2007. Т. 41, № 10. С. 1251–1256.

139. Электрические характеристики и зонная энергетическая диаграмма изотипного $n\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/n\text{-Si}$ – гетероперехода в релаксированных структурах / Л. К. Орлов [и др.]. *ФТТ*. 2004. Т. 46, № 11. С. 2069–2075.
140. Зонная структура и спектр фотолюминесценции сверхрешетки $\text{Ge}_{0.8}\text{Si}_{0.2}/\text{Ge}_{0.1}\text{Si}_{0.9}$ с вертикально совмещенными квантовыми точками / Н. В. Сибирев. *ФТП*. 2006. Т. 40, № 2. С. 230–234.
141. Enhanced performance virtual substrate heterojunction bipolar transistor using strained-Si/SiGe emitter / N. D. Jankovic, A. O'Neill. *Semicond. Sci. Technol.* 2003. V. 18, № 9. P. 901–906.
142. Hole mobility enhancements in nanometer-scale strained-silicon heterostructures grown on Ge-rich relaxed $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ / M. L. Lee, E. A. Fitzgerald. *J. of App. Phys.* 2003. V. 94, № 4. P. 2590–2596.
143. Simulation of hole phonon-velocity in strained Si/SiGe metal-oxide-semiconductor transistor / F. Payet, N. Cavassilas, J.-L. Autran. *J. of App. Phys.* 2004. V. 95, № 2. P. 713–717.
144. Band discontinuities of Si/Ge heterostructures / L. Liu, G. S. Lee, A. H. Marshak. *Solid State Electron.* 1994. V. 37, № 3. P. 421–425.
145. Onsite matrix elements of the tight-binding Hamiltonian of a strained crystal: Application to silicon, germanium, and their alloys / Y. M. Niquet [et al.]. *Phys. Rev.* 2009. V. 79, № 24. P. 245201.
146. Combined structural and photoluminescence study of SiGe islands on Si substrates: comparison with realistic energy level calculations / M. Brehm [et al.]. *New J. of Phys.* 2009. V. 11, № 6. P. 063021.
147. Strained Si, SiGe, and Ge channels for high-mobility metal-oxide-semiconductor field-effect transistors / M. L. Lee, E. A. Fitzgerald. *J. Appl. Phys.* 2005. V. 97, № 1. P. 011101.
148. Effect of irradiation on the luminescence properties of low-dimensional SiGe/Si (001) heterostructures / A. V. Novikov, A. N. Yablonskiy, V. V. Platonov [and others]. *Semiconductors*. 2010. T. 44(3). P. 329–334.

149. Comparative analysis of radiation effects on the electroluminescence of Si and SiGe/Si (001) heterostructures with self-assembled Islands / Z. F. Krasilnik, K. E. Kudryavtsev, A. N. Kachemtsev [and others]. *Semiconductors*. 2011. T. 45(2). P. 225–229.
150. Influence of electron irradiation and annealing on the photoluminescence of Si/Ge superlattices and Si/Ge quantum wells / N. A. Sobolev, F. P. Korshunov, R. Sauer [and others]. *Journal of crystal growth*. 1996. V. 167(3-4). P. 502–507.
151. Influence of electron irradiation on p–n junctions in Si-Ge superlattices / A. I. Siahlo, N. A. Poklonski, S. B. Lastovski [and others]. *Physica status solidi (b)*. 2015. V. 252(1). P. 153–158.
152. Radiation effects in SiGe technology / J. D. Cressler. *IEEE transactions on Nuclear Science*. 2013. V. 60(3). P. 1992–2014.
153. Влияние различных видов радиации на характеристики кремний-германиевых гетеропереходных транзисторов / К. О. Петросянц, Л. М. Самбурский, И. А. Харитонов. *Электронная техника. Серия 2: Полупроводниковые приборы*. 2014. В. 1. С. 3–18.
154. Наноструктуры в экстремальных условиях / Р. А. Андриевский. *Успехи физических наук*. 2014. В. 184(10). С. 1017–1032.
155. Концевой Ю. А., Литвинов Ю. М., Фаттахов Э. А. Пластичность и прочность полупроводниковых материалов и структур. М.: Радио и связь, 1982. 240 с.
156. Піскунов В. Г. Опір матеріалів з основами теорії пружності й пластичності: підручник для студ. буд. і транспорт. спец. вузів: у 2. ч., 5. кн. / під ред. В.Г. Піскунова. К.: Вища школа, 1994. 260 с.
157. Методика вимірювання електричних властивостей монокристалів n-Ge при високих одновісних тисках / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан, В. А. Лопухович. *Вісник ТНТУ*. 2014. №3. С. 172–179.
158. Розрахунок оптимальних геометричних параметрів та форми зразків для вимірювання тензорезистивних ефектів у монокристалів n-Ge при високих одновісних тисках / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан // VII

Міжнародна наукова конференція “Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали” РНАОПМ’2014: матеріали VII Міжнар. наук. конф., Україна, Луцьк – Шацькі озера 8–12 червня 2014 року. Луцьк: РВВ “Вежа” Східноєвропейського національного університету ім. Лесі Українки, 2014. С. 182–186.

159. Бурбан О.В. Деформаційні ефекти в $(L_1-\Delta_1)$ -моделі зони провідності кристалів германія: дис. канд. фіз.-мат. наук: 01.04.10 / Держ. ВНЗ “Ужгород. нац. ун-т”. Ужгород, 2016. 138 с.

160. Електричні властивості монокристалів германію в умовах деформаційної перебудови зонної структури: монографія / С.В. Луньов, В.М. Єрмаков, П.Ф. Назарчук, Ю.А. Удовицька. Луцьк: Інформаційно-видавничий відділ Луцького НТУ, 2018. 208 с.

161. Параметри високоенергетичного Δ_1 -мінімуму зони провідності n-Ge / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан. *Журнал фізичних досліджень*. 2013. Т. 17, №3. С. 3702.

162. Parameters of high – energy Δ_1 -minimum conduction band of n-Ge / S. V. Luniov, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban // *Proceeding of the XVIIIth International Seminar on Physics and Chemistry of Solids, September 12–15. Lviv, 2012. P. 12.*

163. Ефективна маса густини станів електронів Δ_1 -мінімуму зони провідності кристалів германію / С. В. Луньов. *Фізика и техника высоких давлений*. 2014. Т. 24, № 1. С. 48–53.

164. Киреев П. С. Фізика полупроводников: учеб. пособие для вузов. М: Высш. школа, 1975. 584 с.

165. Деформаційні потенціали Δ_1 -мінімуму зони провідності кристалів n-Ge / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан // VI Міжнародна наукова конференція «Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали» РНАОПМ’2012: матеріали VI Міжнар. наук. конф., Україна м. Луцьк – Шацькі озера 25-29 травня 2012 р. Луцьк: ВНУ ім. Лесі Українки, 2012. С. 42–45.

166. Deformation potentials for Δ_1 -minimum of conduction band of single crystals n-Ge / S. V. Luniov, O. V. Burban. *Journal of Advances in Physics*. 2014. Vol. 5, №1. P. 705–711.
167. Фистуль В. И. Сильно легированные полупроводники. М.: Наука, 1967. 416 с.
168. Uniaxial Stress effect on (000) and (100) conduction-band minima of germanium / T. Arizumi, A. Yoshida, N. Savaki. *J. Jap. of Appl. Phys.* 1969. Vol. 8, № 6. P. 700–703.
169. The effect of uniaxial tensile stress on impurity conduction in germanium / H. Fritzsche. *J. Phys. Chem. Solids*. 1959. Vol. 8. P. 257–259.
170. Энергия ионизации примесных уровней Sb в Ge, связанных с долинами $\langle 100 \rangle$ с-зоны / В. В. Байдаков, Н. Н. Григорьев, В. Н. Ермаков [и др.]. *ФТП*. 1983. Т. 17, №12. С. 370–371.
171. Спектры мелких доноров в германии и кремнии / Ш. М. Коган, Р. Таскинбоев. *ФТП*. 1983. Т. 17, №9. С. 1583–1586.
172. К вопросу о механизме рассеивания носителей тока в PbSe / Я. С. Буджак, М. П. Заячковский. *УФЖ*. 1968. Т. 13, №11. С. 1798 – 1804.
173. Energy levels of shallow donors in CdS AND ZnO / A. V. Konstantinovich, S. V. Melnychuk, P. I. Savitskii [and others]. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*. 2000. Vol. 2, №4. P. 391 – 396.
174. Петер Ю., Кардона М. Основы физики полупроводников. М.: Физматлит, 2002. 560 с.
175. Exciton Structure and Zeeman Effects in Cadmium Selenide / R. G. Wheeler, J. O. Dimmock. *Phys. Rev.* 1962. Vol. 125, №6. P. 1805.
176. Розрахунок енергії іонізації основного стану мілких донорів у Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів n-Ge / С. В. Луньов, О. В. Бурбан, П. Ф. Назарчук. *УФЖ*. 2015. Т. 60, №10. С. 1022–1026.
177. Shallow Donor Potential in Silicon / H. Nara, A. Morita. *J. Phys. Soc. Japan*. 1966. Vol. 21, №9. P. 1852–1853.

178. К теории анизотропного рассеяния электронов на ионизированных примесях в сильно легированном германии / П. К. Катана, Н. В. Дернович, Ш. Д. Тирон. *ФТП*. 1970. Т. 4, №6. С. 1147–1151.
179. Shallow impurity states in silicon and germanium / W. Kohn. *Sol. St. Phys.* 1957. №5. P. 257–320.
180. Вплив інверсії типу ($L_1-\Delta_1$) абсолютного мінімуму на енергію іонізації основного стану мілких донорів в монокристалах n-Ge / С.В. Луньов. *Східно-Європейський журнал передових технологій*. 2014. № 5. С. 18–21.
181. Особенности дисперсии подвижности электронов в гомеополярных полупроводниках / С. В. Мелконян, А. В. Сурмалян. *Известия НАН Армении. Физика*. 2010. Т. 45, №6. С. 440–446.
182. Константи електрон-фононої взаємодії для оптичних та міждолинних фононів в n-Ge / С. В. Луньов, О. В. Бурбан. *Журнал нано- та електронної фізики*. 2014. Т. 6, №1. С. 01020.
183. Особливості електрон-фононої взаємодії в n-Ge / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан, Ю. А. Герасимюк // VII Міжнародна наукова конференція «Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали» РНАОПМ'2014: матеріали VI Міжнар. наук. конф., Україна м. Луцьк – Шацькі озера, 8–12 червня 2014 року. Луцьк: РВВ «Вежа» Східноєвропейського національного університету ім. Лесі Українки, 2014. С. 178–182.
184. Особливості електрон-фононої взаємодії для одновісно-деформованих монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан, С. В. Луньов // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання-2014»: матеріали наук. конф. Україна м. Київ 2 – 4 квітня 2014. К.: Едельвейс, 2014. С. 119–121.
185. Федосов А. В. Кинетические эффекты в многодолинных полупроводниках (n-Si и n-Ge) при одноосной упругой деформации: дис. докт. физ.-мат. наук : 01.04.10 / Ин-т полупроводников АН Украины. К., 1992. 315 с.
186. Negative differential mobility of electrons in germanium: a Monte-Carlo calculation of the distribution function, drift velocity and carrier population in the

(111) and (100) minima / W. Fawcett, G. S. E Paige. *J. Phys. – C: Solid St. Phys.* 1971. №4. P. 1801–1821.

187. Вплив інверсії (L_1 - Δ_1)-типу абсолютного мінімуму n-Ge на ефект екранування / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2012. Т. 3, №2. С. 69–74.

188. Розсіяння носіїв заряду в умовах інверсії типу L_1 - Δ_1 абсолютного мінімуму кристалів n-Ge / О. В. Бурбан, С. В. Луньов, Л. А. Косинець. Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання-2013»: матеріали наук. конф. Україна м. Київ, 2 – 4 квітня 2013 року. К. 2013. С. 149–150.

189. Calculation of the Electron Mobility for the Δ_1 -Model of the Conduction Band of Germanium Single Crystals / S. V. Luniov, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban. *Semiconductors*. 2014. Vol. 48, №4. P. 438–441.

190. Electron scattering in the Δ_1 -model of the conduction band of germanium crystals / S. V. Luniov, O. V. Burban, P. F. Nazarchuk. *Semiconductors*. 2015. Vol. 49, №5. P. 574–578.

191. Рухливість носіїв заряду в Δ_1 -моделі зони провідності кристалів n-Ge / С. В. Луньов, О. В. Бурбан, П. Ф. Назарчук, Л. І. Панасюк // I Міжнародна науково-практична конференція «Актуальні проблеми прикладної фізики» АППФ: матеріали I Міжнар. наук. конф., Україна м. Севастополь 24 – 28 вересня 2012 р. Севастополь, 2012. С. 114–115.

192. Міждолинне розсіяння електронів в Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан, С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, Л. А. Косинець // VI Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН-6: зб. тез. Україна м. Чернівці 30 вересня – 4 жовтня 2013 р. Чернівці: ЧНУ, 2013. С. 257–258.

193. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.

194. Холловская подвижность электронов в сильно легированном германки n-типа / Б. Г. Журкин, В. С. Земсков, К. В. Юркина. *ФТТ*. 1961. Т. 3, №11. С. 3509–3513.
195. Вплив ефекту екранування на п'єзоопір монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан, С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук // VI Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН-6: зб. тез. Україна м. Чернівці 30 вересня – 4 жовтня 2013 р. Чернівці: ЧНУ, 2013. С. 255–256.
196. Вплив деформаційної перебудови зонної структури кристалів n-Ge на ефект екранування / О. В. Бурбан, С. В. Луньов // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання-2012»: матеріали наук. конф. Україна м. Київ 3 – 5 квітня 2012 р. К. 2012. С. 151–152.
197. Temperature dependence of the electron mobility in the Δ_{1c} -minima of Germanium / С. N. Ahmad, A. R. Adams, G. D. Pitt. *J. Phys. – C: Sol. State Phys*, 1979. Vol. 12, №10. P. 1379–1383.
198. Анізотропія часів релаксації для Δ_1 -мінімуму зони провідності кристалів n-Ge / О. В. Бурбан. *Науковий вісник Волинського національного університету ім. Лесі українки. Фізичні науки*. 2012. №16. С. 25–28.
199. Анізотропія розсіювання носіїв заряду для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності кристалів германія / О. В. Бурбан, С. В. Луньов // Міжнародна наукова конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика–2012»: зб. тез. Україна м. Львів, 19–22 квітня 2012 р. Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2012. С. 44.
200. Electron transport and pressure coefficients associated with the L_{1c} - and Δ_{1c} -minima of germanium / С. N. Ahmad, A. R. Adams. *Phys. Rev.* 1986. Vol. 4. P. 2319–2328.
201. Розсіювання електронів для одновісно деформованих монокристалів n-Ge / С. В. Луньов. *Журнал нано- та електронної фізики*. 2015. Т. 7, №3. С. 03029.
202. Interband scattering in n-type Ge / М. I. Nathan, W. Paul, H. Brooks. *Phys. Rev.* 1961. Vol. 124, №2. P. 391–407.

203. Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. М.: Радио и связь, 1990. 264 с.
204. Инверсия энергетических зон под влиянием предельно больших одноосных упругих деформаций в n-Ge в условиях перехода металл-полупроводник (переход Мотта) / П. И. Баранский, В. Н. Ермаков, В. В. Коломоец, П. Ф. Назарчук. // XI Международная конференция Высокие давления в науке и технике МАРИВД: тез. докл. Украина г. Киев, 12–17 июля 1987 г. Киев: ИСМ АН УССР, 1987. С. 127.
205. Электронный спектр и электрофизические свойства германия с двухзарядной примесью золота по обе стороны разнодолинного перехода (L_1 - Δ_1) при всестороннем давлении до 7 ГПа / М. И. Даунов, И. К. Камилов, С. Ф. Габибов. *ФТП*. 2001. Т. 35, №1. С. 58–64.
206. Influence of electron-phonon interaction on piezoresistance of single crystals n-Ge / S. V. Luniov, O. V. Burban, P. F. Nazarchuk, A. I. Zimych. *Journal of Advances in Physics*. 2015. Vol. 7, №3. P. 1931–1938.
207. Effect of phonon scattering of electrons by piezoresistance of single-crystals n-Ge / S. V. Luniov, O. V. Burban, P. F. Nazarchuk, A. V. Zimych // XI International Scientific Conference «Electronics and Applied Physics»: Book of Abstracts 11th Inter. Conf. Ukraine Kyiv, October 21–24, 2014. Kyiv, 2014. P. 84–85.
208. Effect of Mechanical Stress on p-n Junction Device Characteristics / J. Wortman, J. Hauser, R. Burger. *J. Appl. Phys.* 1964. V. 35, N 7. P. 2122–2131.
209. Механизмы тензоэффектов в n-Ge в области смешаной проводимости / В. Я. Дучал, В. Н. Ермаков, В. В. Коломоец. *ФТП*. 1986. Т. 20, №10. С. 1902–1904.
210. Особливості п'єзоопору германію в області власної провідності / А. В. Федосов, С. А. Федосов, М. В. Хвищун, Д. А. Захарчук. *Науковий вісник ВДУ. Фізичні науки*. Луцьк: Волин. Держ. ун-т ім. Лесі Українки. 2001. №7. С. 26–30.
211. Вплив власної провідності на механізми тензоопору одновісно

деформованих монокристалів n-Ge / С. В. Луньов. *Журнал фізичних досліджень*. 2019. Т. 23, №. 3. С. 3701

212. Вплив пружної деформації на електропровідність зразків p-Si з різною концентрацією дислокацій / Б. Павлик, Р. Дідик, Р. Лис, Й. Шикоряк. *Електроніка та інформаційні технології*. 2016. №. 6. С. 39–44.

213. Особливості електрофізичних характеристик пружнодеформованих монокристалів p-Si / Б. Павлик, Р. Дідик, Р. Лис [та інші]. *Електроніка та інформаційні технології*. 2013. № 3. С. 54–61.

214. Вплив інверсії (L_1 - Δ_1)-типу абсолютного мінімуму на тензочутливість кристалів германія / С. В. Луньов, О. В. Бурбан, П. Ф. Назарчук // Всеукраїнська наукова конференція «Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики» АПТЕПФ–2012: матеріали Всеукр. наук. конф., Україна м. Тернопіль, 20 – 22 вересня 2012 р. Тернопіль: ТНТУ, 2012. С. 106–107.

215. Тензочутливість у Δ_1 -моделі зони провідності кристалів германія / С. В. Луньов. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2013. Т. 10, №3. С. 76–81.

216. Вплив температури на тензочутливість сильнодеформованих монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2015. Т. 12, №2. С. 64–70.

217. *Physics of Semiconductor Devices* / S. M. Sze. NY, *Wiley Interscience Publication*. 1981. P. 848–849.

218. Dislocation-free Stranski-Krastanow growth of Ge on Si(001) / D. J. Eaglesham, M. Cerullo. *Physical Review Letters*. 1990. V. 64. P. 1943–1946.

219. Self-organization of nanostructures in semiconductor heteroepitaxy / C. Teichert. *Physics Reports*. 2002. V. 365. P. 335–432.

220. A one-dimensional SiGe superlattice grown by UHV epitaxy / E. Kasper, H. J. Herzog, H. Kibbel. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*. 1975. V. 8. P. 199–205.

221. $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained-layer superlattice grown by molecular beam epitaxy / J. C. Bean, L. C. Feldman, A. T. Fiory, S. Nakahara, I. K. Robinson. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. 1984. V. 2. P. 436–440.
222. Atom motion on surfaces / M. G. Lagally. *Physics Today*. 1993. V. 11. P. 24–31.
223. Ашкрофт, Н. Физика твердого тела. М.: Мир, 1979. Т. 1. С. 88.
224. Vacancy-Vacancy Interaction on Ge-Covered Si(001) / X. Chen, F. Wu, Z. Zhang, M. G. Lagally. *Physical Review Letters*. 1994. V. 73. P. 850–853.
225. Fundamental processes in Si/Si and Ge/Si epitaxy studied by scanning tunneling microscopy during growth / B. Voigtlander. *Surface Science Reports*. 2001. V. 43. P. 127–254.
226. Nucleation of "Hut" Pits and Clusters during Gas-Source Molecular-Beam Epitaxy of Ge/Si(001) in In Situ Scanning Tunneling Microscopy / I. Goldfarb, P. T. Hayden, J. H. G. Owen, G. A. Briggs. *Physical Review Letters*. 1997. V. 78. P. 3959–3962.
227. Strain-induced island scaling during $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ heteroepitaxy / W. Dorsch, H. P. Strunk, H. Wawra, G. Wagner, J. Groenen, R. Carles. *Applied Physics Letters*. 1998. V. 72. P. 179–181.
228. Self-organized nanoscale structures in Si/Ge films / F. Liu, M. G. Lagally. *Surface Science*. 1997. V. 386. P. 169–181.
229. Step-Bunching Instability of Vicinal Surfaces under Stress / J. Tersoff, Y. H. Phang, Z. Zhang, M. G. Lagally. *Physical Review Letters*. 1995. V. 75. P. 2730–2733.
230. Self-organization of steps in growth of strained films on vicinal substrates / F. Liu, J. Tersoff, M. G. Lagally. *Physical Review Letters*. 1998. V. 80. P. 1268–1271.
231. Two-dimensional ordering of self-assembled Ge islands on vicinal Si(001) surfaces with regular ripples / J.-H. Zhu, K. Brunner, G. Abstreiter. *Applied Physics Letters*. 1998. V. 73. P. 620–622.

232. Morphological Evolution of Strained Films by Cooperative Nucleation / D. E. Jesson, K. M. Chen, S. J. Pennycook, T. Thandathil, R. J. Warmack. *Physical Review Letters*. 1996. V. 77. P. 1330–1333.
233. Growth and characterization of self-assembled Ge-rich islands on Si / G. Abstreiter, P. Schittenhelm, C. Engel, E. Silveira, A. Zrenner, D. Meertens, W. Jäger. *Semiconductor Science and Technology*. 1996. V. 11. P. 1521–1528.
234. SiGe islands shape transitions induced by elastic repulsion / J. A. Floro, G. A. Lucadamo, E. Chason, L. B. Freund, M. Sinclair, R. D. Twisten, R. Q. Hwang. *Physical Review Letters*. 1998. V. 80. P. 4717–4720.
235. STM study of the Ge growth mode on Si(001) substrates / M. Tomitori, K. Watanabe, M. Kobayashi, O. Nishikawa. *Applied Surface Science*. 1994. V. 76–77. P. 322–328.
236. Photoluminescence and electroluminescence of SiGe dots fabricated by island growth / R. Apertz, L. Vescan, A. Hartmann, C. Dieker, H. Luth. *Applied Physics Letters*. 1995. V. 66. P. 445–447.
237. Island formation during growth of Ge on Si(100): A study using photoluminescence spectroscopy / H. Sunamura, N. Usami, Y. Shiraki, S. Fukatsu. *Applied Physics Letters*. 1995. V. 66. P. 3024–3026.
238. Photoluminescence study of the crossover from two-dimensional to three-dimensional growth for Ge on Si(100) / P. Schittenhelm, M. Gail, J. Brunner, J. F. Nützel, G. Abstreiter. *Applied Physics Letters*. 1995. V. 67. P. 1292–1294.
239. Normal-incidence infrared photoconductivity in Si p-i-n diode with embedded Ge self-assembled quantum dots / A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, Yu. Yu. Proskuryakov, A. I. Nikifirov, O. P. Pchelyakov, S. A. Teys, A. K. Gutakovskii. *Applied Physics Letters*. 1999. V. 75. P. 1413–1415.
240. Фотодиоды Ge/Si со встроенными слоями квантовых точек Ge для ближней инфракрасной области (1.3–1.5 мкм) / А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, С. В. Чайковский, С. А. Тейс. *ФТП*. 2003. Т. 37. Вып. 11. С. 1383–1388.

241. Normal-incidence Ge quantum-dot photodetectors at 1.5 μm based on Si substrate / S. Tong, J. L. Liu, J. Wan, Kang L. Wang. *Applied Physics Letters*. 2002. V. 80. P. 1189–1191.
242. Самоорганизующиеся наноструктуры Ge в Si, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии / В. Я. Алешкин, Н. А. Бекин, Н. Г. Калугин, З. Ф. Красильник, А. В. Новиков, В. В. Постников, Х. Сейрингер. *Письма в ЖЭТФ*. 1998. Т. 67(1). С. 46–50.
243. Self-assembling quantum dots for optoelectronic devices on Si and GaAs / K. Eberl, M. O. Lipinski, Y. M. Manz, W. Winter, N. Y. Jin-Phillipp, O. G. Schmidt. *Physica E*. 2001. V. 9(1). P. 164–174.
244. Suppression of phonon replica in the radiative recombination of an MBE-grown type-II Ge/Si quantum dot / S. Fukatsu, H. Sunamura, Y. Shiraki, S. Komiyama. *Thin Solid Films*. 1998. V. 321. P. 65–69.
245. Growth mode transition and photoluminescence properties of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ quantum well structures with high Ge composition / H. Sunamura, Y. Shiraki, S. Fukatsu. *Applied Physics Letters*. 1995. V. 66. P. 953–955.
246. Effects of spacer thickness on optical properties of stacked Ge/Si quantum dots grown by chemical vapor deposition / W.-H. Chang, W.-Y. Chen, A.-T. Chou, T.-M. Hsu, P.-S. Chen, Z. Pei, L.-S. Lai. *Journal of Applied Physics*. 2003. V. 93. P. 4999–5002.
247. Size distribution and electroluminescence of self-assembled Ge dots / L. Vescan, T. Stoica, O. Chretien, M. Goryll, E. Mateeva, A. Muck. *Journal of Applied Physics*. 2000. V. 87. P. 7275–7282.
248. George W. Hanson. *Fundamentals of Nanoelectronics*. New Jersey: Prentice Hall, 2008. P. 385.
249. Mircea Dragoman, Daniela Dragoman. *2D Nanoelectronics: Physics and Devices of Atomically Thin Materials*. Switzerland: Springer International Publishing, 2017. P. 199.
250. Герасименко М. М., Пархоменко Ю. М. Кремний – материал нанoeлектроники. М.: Техносфера, 2007. С. 352.

251. High-mobility Si and Ge structures / F. Schdffler. *Semiconductor Science and Technology*. 1997. V. 12. P. 1515–1549.
252. Strained silicon on SiGe: Temperature dependence of carrier effective masses / S. Richard, N. Cavassilas, F. Aniel, G. Fishman. *J. Appl. Phys.* 2003. V. 94, № 8. P. 5088.
253. Simulation of hole phonon-velocity in strained Si/SiGe metal-oxide-semiconductor transistor / F. Payet, N. Cavassilas, J.-L. Autran. *J. Appl. Phys.* 2004. V. 95, № 2. P. 713.
254. Performance enhancement of strained-Si MOSFETs fabricated on a chemical-mechanical-polished SiGe substrate / N. Sugii, D. Hisamoto, K. Washio, N. Yokoyama, S. Kimura. *IEEE Trans. on Electron Devices*. 2002. V. 49, № 12. P. 2237.
255. Strain partition of Si/SiGe and SiO₂/SiGe on compliant substrates / H. Yina, K. D. Hobart, F. J. Kub, S. R. Shieh, T. S. Duffy, J. C. Sturm. *Appl. Phys. Letters*. 2003. V. 82, № 22. P. 3853.
256. SiGe relaxation on silicon-on-insulator substrates: An experimental and modeling study / E. M. Rehder, C. K. Inoki, T. S. Kuan, T. F. Kuech. *J. Appl. Phys.* 2003. V. 94, № 12. P. 7892.
257. Analysis of carrier generation lifetime in strained-Si/SiGe heterojunction MOSFETs from capacitance transient / L. K. Bera, S. Mathew, N. Balasubramanian, G. Braithwaite, M. T. Currie, F. Singaporewala, J. Yap, R. Hammond, A. Lochtefeld, M. T. Bulsara, E. A. Fitzgerald. *Appl. Surface Sci.* 2004. V. 224, № 4. P. 278.
258. Моделирование деформаций и зонной диаграммы гетероструктуры кремний-германий / В. В. Филиппов, А. Н. Власов, Е. Н. Бормонтов. *Конденсированные среды и межфазные границы*. 2010. Т. 12, № 3. С. 282—287.
259. Полупроводниковая электроника / П. И. Баранский, В. П. Клочков, И. В. Потыкевич. К.: Наукова думка, 1975. 704 с.
260. Deformation potential constants of biaxially tensile stressed Ge epitaxial films on Si(100) / Jifeng Liu, Douglas D. Cannon, Kazumi Wada. *Phys. Rev.* 2004. В 70. P. 155309.

261. Mechanical stress altered electron gate tunneling current and extraction of conduction band deformation potentials for germanium / Youn Sung Choi, Ji-Song Lim, Toshinori Numataa, Toshikazu Nishida, and Scott E. Thompson. *Journal of Applied Physics*. 2007. Vol. 102, Issue 10. P. 104507.
262. Strain-induced changes to the electronic structure of germanium / H. Tahini, A. Chroneos, R. W. Grimes, U. Schwingenschlög [and others]. *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2012. Vol. 24. № 19. P. 195802.
263. Calculation of Electron Mobility for the Strained Germanium Nanofilm / S.V.Luniov. *Journal of Nano-and Electronic Physics*. 2019. Vol. 11, №. 2. P. 02023.
264. The impact of internal mechanical strains on the electrical properties of germanium nanofilm / S.V. Luniov, Yu. A. Udovytska, Yu.V. Koval, O.V. Burban. // 2019 IEEE 9th International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP -2019). 2019 Ukraine, Odesa, September 15-20, 2019. 02TM02.
265. Н.И. Безухов. Основы теории упругости, пластичности и ползучести. М.: Высшая школа, 1988. С. 522.
266. Band structure, deformation potentials, and carrier mobility in strained Si, Ge, and SiGe alloys / Fischetti M. V., Laux S. E. *Journal of Applied Physics*. 1996. Vol. 80, Issue 4. P. 2234–2252.
267. Phonon Spectra of Ge-Si Alloys / R. A. Logan, J. M. Rowell, and F. A. Trumbore. *Phys. Rev.* 1964. Vol. 136, № 6A. P. A1751.
268. Kazumi Wada, Lionel C. Kimerling. Photonics and Electronics with Germanium. Wiley-VCH, 2015. 335 p.
269. Морфологія та оптичні константи нанокристалічних плівок Ge на поверхні Si (001) / Козирєв, Ю. М., Лисенко, В. С., Гоменюк, [и др.]. *Поверхность*. 2016. V. 8. P 218-222.
270. Kondratenko and Anastasiia O. Mykytiuk. Local Trapping and Recombination of Charge Carriers in Heterostructures with Ge Nanoclusters / V. Serhiy. *JJAP Conf. Proc.* 2016. V. 4. P. 011113.

271. Strained germanium films in Ge/InGaAs/GaAs heterostructures: Formation of edge misfit dislocations at the Ge/InGaAs interface / Y.B. Bolkhovityanov, A.P. Vasilenko, A.K. Gutakovskii, et al. *Phys. Solid State*. 2011. V. 53. P. 2005.
272. Optical properties of tensile-strained and relaxed Ge films grown on InGaAs buffer / V. A. Volodin, L. V. Sokolov, M. A. Pytyato, N. I. Petikov [and others] // *Journal of Applied Physics*. 2014. V. 115. P. 053518.
273. Electrical and photovoltaic properties of self-assembled Ge nanodomes on Si (001) / M. Kratzer, M. Rubezhanska, C. Prehal, I. Beinik, [and others]. *Physical Review B*. 2012. V. 86(24). P. 245320.
274. Electrical study of trapped charges in nanoscale Ge islands by Kelvin probe force microscopy for nonvolatile memory applications / Z. Lin, P. Brunkov, F. Bassani, G. Bremond. *Applied Physics Letters*. 2010. V. 97(26). P. 263112.
275. A new approach to high-efficiency multi-band-gap solar cells / K. W. J. Barnham, G. Duggan. *Journal of Applied Physics*. 1990. V. 67(7). P. 3490–3493.
276. Nanometer-scale composition measurements of Ge/Si (100) islands / M. Floyd, Y. Zhang, K. P. Driver, J. Drucker [and others] *Applied Physics Letters*. 2003. V. 82(9). P. 1473-1475.
277. Composition of self-assembled Ge/Si islands in single and multiple layers / O. G. Schmidt, U. Denker, S. Christiansen, F. Ernst. *Applied physics letters*. 2002. V. 81(14). P. 2614–2616.
278. Визначення швидкості зміщення глибоких енергетичних рівнів в монокристалах кремнію при одновісній пружній деформації / А. В. Федосов, С. В. Луньов, Д. А. Захарчук, С. А. Федосов, В. С. Тимошук. *Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки*. 2008. № 18. С. 54–58.
279. Calculation of band structure of the strained germanium nanofilm, doped with a donor impurity / S. V. Luniov. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2020. P. 113954.

280. Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рыков С.А. Физика низкоразмерных систем. Санкт-Петербург: Наука, 2001. 160 с.
281. До питання про просторове квантування в тонких плівках / Я.С. Буджак. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2003. Т. 4, № 2. С. 234–236.
282. Stress effect of deep centres in Si, new method to determine old parameter Ξ_{c} / Ming-fu Li, Jian-xin Chen, Xue-shu Zhao, Yan-jin Li // *Defects in semiconductors: Mater. Sci. Forum* / ed. H. J. Bardeleden. 1986. Vol. 10–12. P. 469–474.
283. Quantum-confined direct band transitions in tensile strained Ge/SiGe quantum wells on silicon substrates / Y. Chen, C. Li, H. Lai, S. Chen. *Nanotechnology*. 2010. V. 21(11). P. 115207.
284. Analysis of enhanced light emission from highly strained germanium microbridges / M. J. Süess, R. Geiger, R. A. Minamisawa, G. Schiefler [and others]. *Nature Photonics*. 2013. V. 7(6). P. 466.
285. Room temperature direct-bandgap electroluminescence from n-type strain-compensated Ge/SiGe multiple quantum wells / Z. Liu, W. Hu, C. Li, Y. Li [and others]. *Applied Physics Letters*. 2012. V. 101(23). P. 231108.
286. Harrison P., Valavanis A. Quantum wells, wires and dots: theoretical and computational physics of semiconductor nanostructures. John Wiley & Sons, 2016. 564 p.
287. V.S Osadchuk, O.V. Osadchuk. Basics of nanoelectronics: tutorial. Vinnitsa: VNTU, 2016. 199 p.
288. Silicon nitride waveguide-integrated Ge/SiGe quantum wells optical modulator / P. Chaisakul, V. Vakarin, J. Frigerio, G. Isella [and others]. *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. Vol. 901, No. 1. P. 012152.
289. Biaxial strain effects on photoluminescence of Ge/strained GeSn/Ge quantum well / C. Y. Lin, H. Y. Ye, F. L. Lu, H. S. Lan [and others]. *Optical Materials Express*. 2018. V. 8(9). P. 2795–2802.

290. Theoretical investigation of a low-voltage Ge/SiGe multiple quantum wells optical modulator operating at 1310 nm integrated with Si₃N₄ waveguides / P. Chaisakul, N. Koumpai, P. Limsuwan. *AIP Advances*. 2018. V. 8(11). P. 115318.
291. Ge/SiGe quantum well optical modulator / D. Marris-Morini, P. Chaisakul, M.-S. Rouifed, J. Frigerio [and others]. Proc. SPIE 8781, Integrated Optics: Physics and Simulations, 7 May 2013. 2013. P. 87810Y
292. Giant electro-optic effect in Ge/SiGe coupled quantum wells / J. Frigerio, V. Vakarín, P. Chaisakul, M. Ferretto [and others]. *Scientific reports*. 2015. V.5. P. 15398.
293. Revealing high room and low temperatures mobilities of 2D holes in a strained Ge quantum well heterostructures grown on a standard Si (001) substrate / M. Myronov, C. Morrison, J. Halpin, S. Rhead [and others]. *Solid-State Electronics*. 2015. V. 110. P. 35–39.
294. An extremely high room temperature mobility of two-dimensional holes in a strained Ge quantum well heterostructure grown by reduced pressure chemical vapor deposition / M. Myronov, C. Morrison, J. Halpin, S. Rhead [and others]. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2014. V. 53(4S). P. 04EH02.
295. High mobility holes in a strained Ge quantum well grown on a thin and relaxed Si_{0.4}Ge_{0.6}/LT-Si_{0.4}Ge_{0.6}/Si (001) virtual substrate / M. Myronov, D. R. Leadley, Y. Shiraki. *Applied Physics Letters*. 2009. V. 94(9). P. 092108.
296. Structural properties of compressive strained Ge channels fabricated on Si (111) and Si (100) / M. M. Alam, Y. Hoshi, K. Sawano. *Semiconductor Science and Technology*. 2018. V. 33(12). P. 124008.
297. Simulation study of the on-current improvements in Ge and sGe versus Si and sSi nano-MOSFETs / F. Conzatti, P. Toniutti, D. P. EsseniPalestri, L. Selmi // International Electron Devices Meeting, 2010, December. IEEE. 2010. P. 15–20.
298. Growth, structural, and electrical properties of germanium-on-silicon heterostructure by molecular beam epitaxy / A. Ghosh, M. B. Clavel, P. D. Nguyen, M. A. Meeker [and others]. *AIP Advances*. 2017. V. 7(9). P. 095214.

299. Состав и морфология кремний и кремний-германиевых пленок легированных бором и фосфором на монокристаллах Si И Si-Ge / Г. В. Бокучава, В. Д. Вирич, Г. Ш. Дарсавелидзе. *Авиационно-космическая техника и технология*. 2010. V. 4. P. 26–29.
300. Tunability of the dielectric function of heavily doped germanium thin films for mid-infrared plasmonics / J. Frigerio, A. Ballabio, G. Isella, E. Sakat, [and others]. *Physical Review B*. 2016. V. 94(8). P. 085202.
301. N type doping of strained epitaxial germanium films using ion implantation followed by nanosecond pulse laser melting / D. Pastor, H. Gandhi, C. P. Monmeyran, Y. Cai. Symposium GG? Emerging Materials and Platforms for Optoelectronics, 2015, December. MRS. 2015.
302. Electrical properties of strained germanium nanofilm / S. V. Luniov, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban. *Physics and Chemistry of Solid State*. 2021. V. 22(2). P. 313–320.
303. Electrical Properties of Doped Germanium Nanofilms / S. Luniov, O. Burban, Y. Koval // IEEE 10th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP), 2020, November. IEEE. 2020. pp. 02TM03-1.
304. Giant enhancement of n-type carrier mobility in highly strained germanium nanostructures / F. Murphy-Armando, S. Fahy. *Journal of Applied Physics*. 2011. V. 109(11). P. 113703.
305. Електричні властивості напружених наноплівки германію / С.В. Луньов, А.І. Цизь, І.В. Бабула // Фізика і хімія твердого тіла. Стан, досягнення і перспективи: Матеріали VI Всеукраїнської науково-практичної конференції молодих вчених та студентів, 16-17 жовтня 2020 р. Луцьк: ІВВ Луцького НТУ. 2020. С. 110–112.
306. U. Mishra, J. Singh. *Semiconductor Device Physics and Design*. Springer Netherlands, 2008. 559 p.
307. S. Adachi. *Properties of Group-iv, III-v and II-VI Semiconductors (Vol. 16)*. John Wiley & Sons, 2005.

308. Омические контакты к кремнию n-типа / Б. Л. Бойченко. *ПТЭ*. 1964. № 2. С. 117–178.
309. Применение гальваномагнитных явлений в полупроводниках для создания приборов и устройств СВЧ диапазона / В. А. Антропов, Л. Х. Антропова. Пенза: ПГУ, 2011. 166 с.
310. Про стан та перспективи фундаментальних і прикладних досліджень на прискорювачі електронів (мікротроні) М-30 / В. Т. Маслюк. *Вісник НАН України*. 2016, № 11. С. 46–55.
311. On-earth radiation testing of materials and equipment for space application: requirements and practices / V. Maslyuk, M. Romanyuk, I. Hajnish [and others]. *Akadem periodyka*. 2018. P. 130–137.
312. Розроблення методик забезпечення стійкості космічних апаратів до впливу космічних випромінювань. Модернізація апаратурного обладнання, проведення робіт у забезпечення метрологічних характеристик та контрольних випробувань на прискорювачі мікротрон М-30. *Інформаційний бюлетень Координаційної ради по організації сумісних робіт ГП «КБ «Південне» і наукових установ НАН України «Наука для космічної промисловості»*. 2014, №1–2. С. 87.
313. Параметризация энергетического спектра пучка микротрона М-30 для радиационных экспериментов / В.Т. Маслюк, Н.И. Романюк, О.В. Доценко [та ін.] // XII конференція по фізиці високих енергій, ядерній фізиці і прискорювачам: тези доповідей, Україна м. Харків, 2014. С.118–119.
314. Відновлення енергетичного спектру пучка електронів стенду радіаційних випробувань мікротрону М-30 / М.І. Романюк, В.В. Парлаг, В.Т.Маслюк [та ін.] // 16 Українська конференція з космічних досліджень. Україна м. Одеса, 22-27 серпня 2016 р.: тези доповідей, 2016. С. 115.
315. Effect of alpha-particle irradiation on the electrical properties of n-type Ge / K.T. Roro, P.J. Janse van Rensburg, F.D. Auret, S. Coelho. *Physica B: Condensed Matter*. 2009. T. 404. P. 4496–4498.
316. Point defect states in Sb-doped germanium / N.S. Patel, C. Monmeyran,

A. Agarwal, L.C. Kimerling // *J. Appl. Phys.* 2015. Т. 118. P. 155702.

317. Light-Sensitive Defect Formation by Electron and Neutron Irradiation of n- and p-type Germanium near 80 K / H.J. Stein. *J. Appl. Phys.* 1972. Т. 43. P 138.

318. Визначення параметрів радіаційних дефектів в опромінених високоенергетичними електронами монокристалах n-Ge / С. В. Луньов, А. І. Зіміч, П. Ф. Назарчук. *Ядерна фізика та енергетика*. 2016. Т. 17, № 1. P. 47–52.

319. Particularities of the formation of radiation defects in silicon with low and high concentration of oxygen / A. P. Dolgolenko, P. G. Litovchenko, M. D. Varentsov et al. *Phys. Stat. Sol. (b)*. 2006. Т. 243, № 8. P. 1842–1852.

320. Влияние упругих напряжений, создаваемых компонентами пар Френкеля, на энергетический спектр дефектов в полупроводниках IV группы / Н.А. Витовский, В.В. Емцев, Т.В. Машовец и др. *ФТП*. 1989. Т. 23, № 1. С. 184–185.

321. Effect of Annealing on The Behavior of Oxygen Dissolved in Germanium and Optical Properties of Single Crystals / A. F. Shimanskii, O. I. Podkopaev, T. O. Pavluk [and others]. *KnE Materials Science*. 2016. P. 142–148.

322. Complexes of self-interstitials with oxygen atoms in germanium / L. I. Khirunenko, Y. V. Pomozov, M. Sosnin [and others]. *Materials science in semiconductor processing*. 2008. 11(5-6). P. 344–347.

323. Complexes of self-interstitials with oxygen atoms in Ge / L. I. Khirunenko, Y. V. Pomozov, M. G.Sosnin [and others] // In AIP Conference Proceedings. American Institute of Physics, 2014. Vol. 1583, № 1. P. 100–104.

324. Investigation of oxygen impurity in germanium / A.F. Shimanskiy, O.I. Podkopaev, T.V. Kulakovskaya [and others] // XVII International Scientific Conference Reshetnev Readings, 2013. P.486–488.

325. Oxygen Impurity in Germanium Single Crystals Determination by Infrared Spectrometry / A. F. Shimanskii, O. I. Podkopaev, V. N. Baranov. *Advanced Materials Research*. 2015. 1101. P. 115–119.

326. Influence of Electron Irradiation and Annealing on the IR Absorption of Germanium Single Crystals / S. V. Luniov, M. V. Khvyshchun, A. I. Tsyz, V. T. Maslyuk // IEEE 12th International Conference on Electronics and Information Technologies (ELIT), May 19 – 21. Lviv, 2021. P. 18–22.
327. Optical properties and application of germanium in photonics / I. A. Kaplunov, V. E. Rogalin. *In Photonics*. 2019. Vol. 13, No. 1, P. 88–106.
328. Electronic properties of vacancy–oxygen complex in Ge crystals / V. P. Markevich, I. D. Hawkins, A. R. Peaker [and others]. *Applied Physics Letters*. 2002. 81(10). P. 1821–1823.
329. Ідентифікація природи радіаційних дефектів в монокристалах n-Ge на основі вимірювань тензо-холл-ефекту / С. В. Луньов, А. І. Зіміч, Ю. А. Герасимюк // Тези доповідей Міжнародної конференції молодих вчених та аспірантів “ІЕФ’2017”, м. Ужгород, 23-26 травня 2017. С. 44–45.
330. Визначення енергії активації А-центра в одновісно деформованих монокристалах n-Ge / С. В. Луньов, А. І. Зіміч, П. Ф. Назарчук. *Ядерна фізика та енергетика*. 2017. Т. 18, № 1. С. 48–55.
331. Интегральные радиационные изменения параметров полупроводниковых материалов: монография / Э.Н. Вологдин, А.П. Лысенко. М., 1998. 94 с.
332. Вплив радіаційних дефектів на механізми розсіяння електронів в монокристалах n-Ge / С. В. Луньов, А.І. Зіміч, П.Ф. Назарчук та ін. // *Журнал фізичних досліджень*. 2015. Т. 19, №4. С. 4704.
333. Pichler P. Intrinsic Point Defects, Impurities, and Their Diffusion in Silicon. New York: Springer-Verlag Wien GmbH, 2004. 554 p.
334. Point Defects in Semiconductors, V. 2: Experimental Aspects / J. Bowrgoin, M. Lannoo. New York: Springer, 1983. 270 p.
335. On the electrical activity of the C_i-O_i complex in silicon / L. I. Murin. *Phys. Stat. Sol. A*. 1987. V.101. P. K107.

336. Local vibrational modes of the metastable dicarbon center (C_s-C_i) in silicon / E. V. Lavrov, L. Hoffmann, B. B. Nielsen. *Physical Review B*. 1999. V. 60. P. 8081–8086.
337. Specific features of defect formation in the nSi single crystals at electron irradiation / S. Luniov, A. Zimych, M. Khvyshchun [and others]. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*. 2018. Vol. 6, № 12(96). P. 35–42.
338. Технологія напівпровідникового кремнія / Э.С. Фалькевич, Э.О. Пульнер, И.Ф. Червоный и др. М.: Металлургия, 1992. 408 с.
339. Vacancy-oxygen complex in $Si_{1-x}Ge_x$ crystals / V.P. Markevich, A.R. Peaker, L. I. Murin, N. V. Abrosimov. *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 82. N. 16. P. 2652–2654.
340. Point Defects in Group IV Semiconductors: Common Structural and Physico-chemical Aspects / S. Pizzini. *Materials Research Forum LLC*. 2017. V. 10. P. 134.
341. New infrared vibrational bands related to interstitial and substitutional oxygen in silicon / L. I. Murin, V. P. Markevich, T. Hallberg, J. L. Lindström. *Sol. St. Phenomena*. 1999. V. 69-70. P. 309.
342. Identification of an interstitial carbon-interstitial oxygen complex in silicon / J. M. Trombetta, G. D. Watkins. *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 51. N. 14. P. 1103.
343. EPR Observation of the Isolated Interstitial Carbon Atom in Silicon / G. D. Watkins, K. L. Brower. *Phys. Rev. Lett.* 1976. V. 36, N. 22. P. 1329–1332.
344. Ефективність взаємодії міжвузловинного вуглецю з киснем, оловом і вуглецем заміщення в опромінену кремнію / М. І. Гриценко, О. О. Кобзар, Ю. В. Помозов та ін. *Укр. фіз. журн.* 2010. Т. 55, № 2. С. 223–228.
345. Carbon-related radiation damage centres in Czochralski silicon / G. Davies, A. S. Oates, R. C. Newman et al. *J. Phys. C*. 1986. V. 19. P. 841.
346. Модифицирование полупроводников пучками протонов / В. В. Козловский, В. А. Козлов, В. Н. Ломасов. *ФТП*. 2000. Т. 34(2). С. 129–147.

347. Piezoresistive CMOS sensor for out-of-plane normal stress / B. Lemke, R. Baskaran, O. Paul. *Sensor Actuat A-phys.* 2012. Vol. 176. P. 10–18.
348. Effect of parameters of Ge(Si)/Si(001) self-assembled islands on their electroluminescence at room temperature / D. N. Lobanov, A. V. Novikov, K. E. Kudryavtsev et al. *Semiconductors.* 2009. Vol. 43, Is. 3. P. 313–317.
349. Si/Ge nanostructures / K. Brunner. *Rep. Prog. Phys.* 2002. Vol. 65, No. 1. P. 27.
350. Silicon-Based Materials and Devices / H. S. Nalwa. San Diego: Academic Press, 2001. 609 p.
351. Semiconductor Silicon Crystal Technology / S. Fumio. Elsevier Science & Technology, 2012. 435 p.
352. Silicon-on-Insulator Spectral Filters Fabricated With CMOS Technology/ W. Bogaerts, S. K. Selvaraja, P. Dumon et al. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* 2010. V. 16. P. 33–44.
353. Comparative study of donor-induced quantum dots in Si nano-channels by single-electron transport characterization and Kelvin probe force microscopy / K. Tyszka, D. Moraru, A. Samanta et al. *Journal of Applied Physics.* 2015. V. 117. P. 244307.
354. Divacancy defects in germanium studied using deep-level transient spectroscopy / M. Christian Petersen, A. Nylandsted Larsen, A. Mesli. *Phys. Rev. B.* 2010. Vol. 82. P. 075203.
355. Влияние одноосных деформаций на положение глубокого уровня золота в n-Ge / А. К. Семенюк, П. Ф. Назарчук. *ФТП.* 1984. Т. 18, № 3. С. 540–542.
356. Влияние одноосной деформации на энергию ионизации А-центра в n-Si / А. К. Семенюк, П. Ф. Назарчук. *ФТП.* 1985. Т. 19, № 7. С. 1331–1333.
357. Константи деформаційного потенціалу Ξ_u та Ξ_d у n-Si, визначені методом тензорезистивного ефекту / С. В. Луньов, Л. І. Панасюк, С. А. Федосов. *Укр. фіз. журн.* 2012. Т. 57. №6. С. 636–641.

358. Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов / В.Н. Воеводин, И.М. Неклюдов. Киев, 2006. 376 с.
359. Вопросы радиационной технологии полупроводников / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск: Наука, 1980. 291 с.
360. Электроннопарамагнитный резонанс в нейтронно-легированных полупроводниках с изменённым изотопным составом / П. Г. Баранов, А. Н. Ионов, И.В. Ильин и др. *ФТТ*. 2003. Т. 45, В. 6. С. 988–995.
361. Локальные колебательные моды комплекса кислород-вакансия в германии / В. В. Литвинов, Л. И. Мурин, Д. Л. Линдстром и др. *Физика и техника полупроводников*. 2002. 36(6). С. 658–661.
362. Electron Paramagnetic Resonance in Irradiated Oxygen-Doped Germanium / J. Jr. A. Baldwin. *Journal of Applied Physics*. 1965. 36(3). P. 793–795.
363. Oxygen-Defect Complexes in Neutron-Irradiated Germanium / R. E. Whan. *Journal of Applied Physic*. 1966. 37(6). P. 2435–2439.
364. Features of Radiation-Defect Annealing in n-Ge Single Crystals Irradiated with High-Energy Electrons / S. V. Luniov, A. I. Zimych, M. V. Khvyshchun [and others]. *Ukrainian Journal of Physics*. 2019. 64(2). P. 151.
365. Ізотермічний відпал радіаційних дефектів в опромінених електронами монокристалах n-Ge / С.В. Луньов, А. І. Зіміч, Ю. А. Герасимюк // Лашкарьовські читання: зб. тез доп. конф. молодих вчених з фізики напівпровідників з міжнародною участю, Інститут фізики напівпровідників імені В.Є. Лашкарьова НАН України, м. Київ, 5-7 квітня 2017 року. К., 2017. С. 45–46.
366. Моделі відпалу радіаційних дефектів в опромінених електронами монокристалах n-Ge / С.В. Луньов, А. І. Зіміч, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела // XXIV щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України: тези доповідей, Україна м. Київ, 10-13 квітня 2017 року. К., 2017. С. 148–149.

367. Акусто стимулированное понижение температуры отжига радиационных дефектов в кристаллах Ge / Я. М. Олих, И. А. Лисюк, Н. Д. Тимочко. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*. 2004. № 3. С. 9–13.

368. Modern methods of the increase of the semiconductor materials radiation hardness / L. I. Barabash, I. M. Vishnevsky, A. A. Groza, [and others]. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2007. P. 182–189.

369. Определение параметров отжига радиационных дефектов в монокристаллах n-Ge облучённых быстрыми электронами / С. В. Лунев, А. И. Зимич, Н. В. Хвыщун и др. // 12-й Международная конференция «Взаимодействие излучений с твердым телом» (ВИТТ-2017), Минск, Беларусь, 19-22 сент. 2017 г. / редкол.: В.В. Углов (отв.ред.) [и др.]. Минск: Изд. центр БГУ, 2017. С. 164–166.

370. Влияние облучения и отжига на термическую стабильность радиационных дефектов в кремнии / М. Д. Варенцов, Г.П. Гайдар, А. П. Долголенко, П. Г. Литовченко. *Вопросы атомной науки и техники*. 2010. № 5. С. 27–35.

371. Об энергетическом уровне и отжиге А-центра в германии / В.В. Литвинов, В.И. Уренев, В.А. Шершель. *ФТП*. 1983. Т. 17(9). С. 1623–1626.

372. Claes C., Simoen E. *Germanium-Based Technologies* Elsevir. Oxford, 2007. 480 p.

373. Structure and Spatial Distribution of Ge Nanocrystals Subjected to Fast Neutron Irradiation. Shai Levy, Issai Shlimak, David H. Dressler [and others]. *Nanomater. nanotechnol.* 2011. Vol. 1, № 1. P. 52–57.

374. Radiation effects in Si-Ge quantum size structure. N. A. Sobolev. *Semiconductors*. 2013. Vol. 47 (2). P. 217–227.

375. Ionizing Radiation Detectors Based on Ge-Doped Optical Fibers Inserted in Resonant Cavities. S. Avino, V. D'Avino, A. Giorgini [and others]. *Sensors*. 2015. V. 15. P. 4242–4252.

376. William Andrew. Handbook of silicon based MEMS materials and

technologies, edited by M. Tilli, M. Paulasto-Krockel, T. Motooka [and others]. 2015. 826 p.

377. Applications of Ionizing Radiation in Materials Processing: Vol. 1. Y. Sun, A. G. Chmielewski. Warszawa: Institute of Nuclear Chemistry and Technology, 2017. 244 p.

378. Radiation technologies in the production of semiconductor devices / A. V. Gradoboev, A. V. Simonova // Physical and technical problems in science, industry and medicine: a collection of abstracts of reports of the IX International Scientific and Practical Conference, Tomsk, September 21-22, 2017. Tomsk: TPU Publishing House, 2017. P. 69.

379. Anomalous scattering of electrons in n-Si crystals irradiated with protons. T. A. Pagava, N. I. Maisuradze. *Semiconductors*. 2010. V. 44(2). P. 151–154.

380. Материалы и устройства с гигантским радиационным ресурсом. В.М. Кошкин, Н.В. Воловичев, Ю.Г. Гуревич и др. *Материалы сцинтилляционной техники*. Харьков: Ин-т монокристаллов. 2006. С. 60.

381. Результаты исследования параметрической надежности авиационных датчиков давления. А. Г. Буряченко, Г. С. Ранченко, С. М. Рябоконт. *Авиационно-космическая техника и технология*. 2013. № 8. - С. 240–245.

382. Разработка высокотемпературных полупроводниковых датчиков давления. Е. А. Мокров, И. Н. Баринов. *Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика*. 2009. N. 1. С. 23–27.

383. Исследование влияния электронного облучения на кремниевые тензорезисторы. А. А. Дружинин, И. И. Марьямова, А. П. Кутраков и др. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*. 2010. № 1. С. 26–29.

384. Моделирование радиационной стойкости НЕМТ. Е.А. Тарасова. *Вест. Нижегородского ун-та им. Н. И. Лобачевского*. 2014. № 1 (2). С. 100–115.

385. Specific features of electron scattering in uniaxially deformed n-Ge

single crystals in the presence of radiation defects. S.V. Luniov, A.I. Zimych, P.F. Nazarchuk [and others]. *Radiation Effects and Defects in Solids*. 2016. Vol. 171, Issue 11–12. P. 855–868.

386. The impact of uniaxial deformation and irradiation on the electrical properties of single crystals n-Ge / S.V. Luniov, A.I. Zimych, V.T. Maslyuk [and others]. Austria, Vienna: “East West” Association for Advanced Studies and Higher Education GmbH, 2017. 136 p.

387. Розсіяння електронів в одновісно деформованих монокристалах n-Ge при наявності радіаційних дефектів / С.В. Луньов, А.І. Зіміч, П.Ф. Назарчук та ін. // Тези доповідей 7-мої Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-7) (з міжнародною участю), 26-30 вересня 2016 р., Україна, м. Дніпро, 2016 р. С. 76–77.

388. Mechanisms of electron scattering in uniaxially deformed silicon single crystals with radiation defects. S. V. Luniov, V. V. Lyshuk, V. T. Maslyuk [and others]. *Latvian Journal of Physics and Technical Sciences*. 2019. V. 56(5). P. 45–57.

389. The impact of radiation defects on the mechanisms of electron scattering in single crystals n-Ge / S.V. Luniov, A.I. Zimych, P.F. Nazarchuk [and others] // The XXth International Seminar on Physics and Chemistry of Solids, September 13-16, 2015, Lviv, 2015. P. 30.

390. Вплив одновісної деформації на електричні властивості монокристалів германію опромінених високоенергетичними електронами / С.В. Луньов, А.І. Зіміч, П.Ф. Назарчук та ін. // Тези доп. конф. молодих вчених з фізики напівпровідників “Лашкарьовські читання” з міжнародною участю, Київ, 6–8 квітня 2016 р. Інститут фізики напівпровідників імені В.Є. Лашкарьова 2016 р. С. 91–92.

391. Интерпретация экспериментальных данных по температурной зависимости холловской подвижности в кремнии р-типа, облученном быстрыми электронами. С.В. Безлюдный, Н.В. Колесников. *ФТП*. 1981. Т.15, В. 2. С. 218–229.

392. Silicon p-MOS and n-MOS transistors with uniaxially strained channels in electronic device nanotechnology. A. E. Gorin et al. *Ukr. J. Phys.* 2011. T. 56. С. 917–921.
393. Specific features of intervalley scattering of charge carriers in n-Si at high temperatures. A. V. Fedosov, S. V. Luniov, S. A. Fedosov. *Semiconductors*. 2010. Vol. 44, Issue 10. P. 1263–1265.
394. Galvanomagnetic effects of hot electrons in n-type silicon. Heinrich H., M. Kriechbaum. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1970. V. 31, Issue 5. P. 927–938.
395. A review of some charge transport properties of silicon. C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani [and others]. *Solid-State Electronics*. 1977. V. 20, Issue 2. P. 77–89.
396. The non-parabolicity of the n-Si conduction band caused by elastic deformation along the [111] direction. P. I. Baranskii, V. V. Kolomoets, S. S. Korolyuk. *Physica status solidi (b)*. 1983. T. 116. №. 2. С. K109–K112.
397. Mechanisms of electron scattering in uniaxially deformed n-Ge (Sb, Au) single crystals. S.V. Luniov, P.F. Nazarchuk, A.I. Zimych [and others]. *Condensed Matter Physics*. 2019. V. 22, No. 1. P. 13702.
398. Вплив одновісного тиску на механізми розсіяння електронів в монокристалах германію, легованих домішками сурми та золота / С.В. Луньов, А.І. Зіміч, П.Ф. Назарчук // Тези доповідей VIII Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН -8), Україна, Ужгород, 2-4 жовтня 2018 р. С. 58–59.
399. Deep impurities in semiconductors. A.G. Milnes. Wiley-Interscience, New York, 1973. 544 p.
400. Effect of pressure on the energy levels of impurities in semiconductors. III. Gold in germanium. M. G. Holland, W. Paul. *Physical Review*. 1962. V. 128, № 1, P. 43–55.
401. High pressure as an external factor, effectively governing a chaotic potential of crystalline semiconductors. I. K. Kamilov, M. I. Daunov, S. F. Gabibov

[and others]. In *Journal of Physics: Conference Series*. 2008. Vol. 121. No. 2. P. 022006.

402. Эффект температурной зависимости крупномасштабного потенциального рельефа в полупроводниках. В.Г. Карпов. *ФТП*. 1981. Т.15, В. 2. С. 217–223.

403. Enhancing the performance of MEMS piezoresistive pressure sensor using germanium nanowire. S. M. Shaby, M. G. Premi, B. Martin. *Procedia Materials Science*. 2015. V. 10. P. 254–262.

404. Вплив електронного опромінення на тензоопір монокристалів n-Ge. С.В. Луньов, А.І. Зіміч, М.В. Хвищун та ін. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2017. Т. 14. №1. С. 58–65.

405. Тензодатчики на основі опромінених електронами високих енергій монокристалів n-Ge / С.В. Луньов, А.І. Зіміч, Ю.А. Герасимюк та ін. // Тези доп. 7-ї Міжнародної науково-технічної конференції «Сенсорна електроніка та мікросистемні технології» (СЕМСТ – 7), 30 травня – 3 червня 2016 р., Україна, м. Одеса, 2016 р. С.139.

406. Hole mobility enhancement in uniaxial stressed Ge dependence on stress and transport direction. J. Ma, Z. Fu, P. Liu et al. *Sci. China Phys. Mech. Astron.* 2014. V. 57. P. 1860–1865.

407. Low-temperature semiconductor mechanical sensors. I. Maryamova, A. Druzhinin, E.Lavitska. *Sensors and Actuators A: Physical*. 2000. V. 85(1-3). P. 153–157.

408. Strain-induced effects in p-type Si whiskers at low temperatures. A. Druzhinin, I. Ostrovskii, Y. Khoverko [and others]. *Materials Science in Semiconductor Processing*. 2015. V. 40. P. 766–771.

409. Single crystal silicon nano-wire piezoresistors for mechanical sensors. T.Toriyama, Y.Tanimoto, S.Sugiyama. *Journal of microelectromechanical systems*. 2002. V. 11(5). P. 605–611.

410. Radiation Resistance of MEMS Sensors and Methods of Its Estimation. A.I.Vlasov, S.Mileshin, T.A. Tsivinskaya. *Problems of Perspective Micro- and Nanoelectronic Systems Development*. 2018. V. 4. P. 190–196.
411. Radiation modification of III-V semiconductor compounds for enhancement of the magnetic field sensors parameters stability / Ya. Kost, I. Bolshakova, I. Duran [and others] // 12th International Conference “Interaction of Radiation with Solids”, September 19-22, 2017. Belarusian state univ., Minsk, 2017. P. 154–155.
412. Радіаційна модифікація як спосіб стабілізації параметрів In-вмісних напівпровідникових матеріалів. І. А. Большакова, Я. Я. Кость, О. Ю. Макідо та ін. *Вісник Національного університету "Львівська політехніка"*. 2012. № 734. С. 28–33.
413. Neutron-transmutation doping and radiation modification of semiconductors: Current status and outlook. N. G. Kolin. *Russian physics journal*. 2003. V. 46(6). P. 543–551.
414. Technological thermodonors are in the transmutation-doped gamma-irradiation silicon / L. I. Panasyuk, V. V. Kolomoets, B. B. Sus [and others] // 10th International Conference “Interaction of Radiation with Solids”, 24-27 September 2013, Belarusian state univ., Minsk, 2013. P. 137–139.
415. Tensoelectrical properties of electron-irradiated n-Si single crystals / Sergiy Luniov, Petro Nazarchuka, Volodymyr Maslyuk. *East. Eur. J. Phys.* 2021. V. 3. P. 37–42.
416. Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials. Safa Kasap, Peter Capper. Springer International Publishing, 2017. P. 1536.
417. Semiconductor Material and Device Characterization. Dieter K. Schroder. John Wiley & Sons, 2006. P. 800.
418. Multifunctional sensors of physical quantities. Principles, models and designs studied the principles of multifunctional sensors (MFS) physical quantities. E. A. Lomtev, P. G. Mikhaylov, A. U. Analieva, A. O. Sazonov. *Measurement. Monitoring. Management. Control*. 2015. № 12 (2). P. 57–64.

419. The impact of electron irradiation on the electrical properties of n-Ge single crystals. S.V. Luniov., A.I. Zimych, P. F. Nazarchuk [and others]. *SCIREA Journal of Physics*. 2019. V. 4, No. 1. P. 1–7.

420. Вплив високопровідних включень на електричні властивості опромінених електронами монокристалів германію / С.В. Луньов, А.І. Зіміч, В.Т. Маслюк, І.Г. Мегела // Тези доповідей XXIV щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень НАН України, м. Київ, 16-20 квітня 2018 року, 2018. С. 132–133.

421. Алейников А.Ф., Гридчин В.А., Цапенко М.П. Датчики (перспективные направления развития) Под ред. проф. М. П. Цапенко. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2001. 176 с.

422. Planar Hall effect in the vertical Hall sensor. C. Schott, P. A. Besse, R. S. Popovic. *Sensors and Actuators A: Physical*. 2000. V. 85(1–3). P. 111–115.

423. Современные промышленные датчики тока. А. Данилов. *Современная электроника*. 2004. №10. С. 26–35.

424. Detection of the superconducting transition and magnetic flux trapping in a niobium micro-ring by using micro-Hall sensors. Y. H. Kahng, Y. W. Kim, M. S. Kim [and others]. *Journal of the Korean Physical Society*. 2016. V. 69(9). P. 1456–1461.

425. Magnetic measurements using array of integrated Hall sensors on the CASTOR tokamak. I.Đuran, O. Hronová, J. Stöckel [and others]. *Review of Scientific Instruments*. 2008. V. 79(10). P. 10F123.

426. Development of internal magnetic probe for current density profile measurement in Versatile Experiment Spherical Torus. J. Yang, J. W. Lee, B. K. Jung [and others]. *Review of Scientific Instruments*. 2014. V. 85(11). P. 11D809.

427. Modern magnetic field sensors—a review. S. Tumanski. *Przeglad elektrotechniczny*. 2013. V.10 (1). P. 1–12.

428. Огляд гальваноманітних вимірювачів параметрів магнітного поля. В.С. Осадчук, О.В. Осадчук, О.П. Білилівська, О.М. Жагловська. *Вісник НТУ «ХПІ»*. Серія: Автоматика та приладобудування. 2013. № 8 (982). С. 76–83.

429. Integral Hall Sensors of the "Honeywell". K. Staroverov. *Electronics News*. 2010. V. 1. P. 9–13.
430. Датчики магнитного поля. Ключевые технологии и новые перспективы. Часть 3. XMR (AMP/ГМР/ТМР)-конкуренты датчиков Холла. С. Сысоева. *Компоненты и технологии*. 2014. В. (8). С. 49–62.
431. The impact of heat treatment on the magnetic sensitivity of irradiated by electrons single crystals n-Ge. S. V. Luniov, A. I. Zimych, M. V. Khvyshchun. *Funct. Mater.* 2019. V.26 (1). P. 41–47.
432. The influence of heat treatment on the sensitivity of the irradiated single crystals n-Ge to the magnetic field / S.V. Luniov, A.I. Zimych, M. V. Khvyshchun [and others] // Proceedings of the XII International Conference «Electronics and Applied Physics» (APHYS 2016), October 19-22, 2016, Kyiv, Ukraine, 2016. P. 121.
433. Effect of the microstructure on electrical properties of high-purity germanium. O. I. Podkopaev, A. F. Shimanskii, N. O. Molotkovskaya [and others]. *Physics of the Solid State*. 2013. V. 55(5). P. 949–951.
434. The influence of oxygen and impurity-oxygen complexes on magnetoresistance of n-Ge in strong magnetic fields. V. M. Babich, P. I. Baranskii, V. A. Shershel. *physica status solidi (b)*. 1970. V. 42(1). P. K23–K27.
435. Вплив електронного опромінення на магнітну чутливість монокристалів n-Si. С. В. Луньов, А. І. Зіміч, В. Т. Маслюк та ін. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2019. V. 16(1). P. 68–76.
436. Одержання магніточутливого елемента на основі опромінених електронами монокристалів n-Si / С. В. Луньов, А. І. Зіміч, В. Т. Маслюк та ін. // Тези доповідей 8-ої Міжнародної науково-технічної конференції "Сенсорна електроніка та мікросистемні технології" (СЕМСТ-8), Україна, Одеса, 28 травня – 1 червня 2018 р., 2018. С. 180.
437. The Impact of Radiation Defects on a Photosensitivity of Silicon Single Crystals / S. V. Luniov, M. V. Khvyshchun, V. T. Maslyuk // XIth International Scientific and Practical Conference on Electronics and Information Technologies (ELIT) September, 2019. P. 295–298.

438. Dual function sensors for concurrent measurement of temperature and magnetic field in cryogenic applications. V.F. Mitin, N.S. Boltovets, V.V. Kholevchuk. *Cryogenics*. 2008. V. 04. P. 002.

439. Температурне градування магніточутливого елемента датчика Холла на основі германію. С. Луньов, А. Зіміч, М. Хвищун та ін. *Технічні вісті*. 2017. V. 1(45), 2 (46). С. 110–113.

440. Розробка захисних покриттів на основі епоксикомпозитних матеріалів для монокристалів германію від впливу магнітного поля та радіації. Ю. А. Удовицька, С. В. Луньов, В. П. Кашицький та ін. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2019. V. 16(4). P. 53–65.

441. Development of epoxy composite protective coatings for increasing the radiation stability of n-Ge single crystals. Y. A. Udovytska, V. T. Maslyuk. *Functional Materials*. 2019. V. 27(1). P. 24–28.

442. Effect of Epoxy Composite Coatings on Radiation Stability and Magnetic Sensitivity of n-Si Single Crystals. Y. A. Udovytska, S. V. Luniov, V.P. Kashytskyi [and others]. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2021. V. 57(2). P. 222–227.

443. Оцінка екрануючої властивості шару епоксикомпозиту від потоку електронного опромінення / С.В. Луньов, М.В. Хвищун, А.І. Цизь // Актуальні проблеми фундаментальних наук: матеріали IV Міжнар. Наук. конф., 1-5 червня 2021 р., Луцьк: Вежа-друк, 2021. С. 124–127.

Додаток

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ

за темою дисертації та відомості про апробацію результатів дослідження
*Статті наукових періодичних видань, які індексовано в наукометричних
 базах даних Scopus та Web of Science Core Collection*

Д1. Параметри високоенергетичного Δ_1 -мінімуму зони провідності n-Ge /
С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан. *Журнал фізичних досліджень*.
 2013. Т. 17, №3. С. 3702.

Д2. Константи електрон-фононої взаємодії для оптичних та міждолинних
 фононів в n-Ge / **С. В. Луньов**, О. В. Бурбан. *Журнал нано- та електронної
 фізики*. 2014. Т. 6, №1. С. 01020.

Д3. Вплив інверсії типу ($L_1-\Delta_1$) абсолютного мінімуму на енергію іонізації
 основного стану мілких донорів в монокристалах n-Ge / **С. В. Луньов**. *Східно-
 Європейський журнал передових технологій*. 2014. № 5. С. 18–21.

Д4. Calculation of the Electron Mobility for the Δ_1 -Model of the Conduction Band
 of Germanium Single Crystals / **S. V. Luniov**, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban.
Semiconductors. 2014. Vol. 48, №4. P. 438–441.

Д5. Розрахунок енергії іонізації основного стану мілких донорів у Δ_1 -моделі
 зони провідності монокристалів n-Ge / **С. В. Луньов**, О. В. Бурбан,
 П. Ф. Назарчук. *УФЖ*. 2015. Т. 60, №10. С. 1022–1026.

Д6. Розсіювання електронів для одновісно деформованих монокристалів n-Ge
 / **С. В. Луньов**. *Журнал нано- та електронної фізики*. 2015. Т. 7, №3. С. 03029.

Д7. Electron scattering in the Δ_1 -model of the conduction band of germanium
 crystals / **S. V. Luniov**, O. V. Burban, P. F. Nazarchuk. *Semiconductors*. 2015.
 Vol. 49, №5. P. 574–578.

Д8. Вплив радіаційних дефектів на механізми розсіяння електронів в
 монокристалах n-Ge / **С. В. Луньов**, А.І. Зіміч, П.Ф. Назарчук, В. Т. Маслюк,
 І. Г. Мегела. *Журнал фізичних досліджень*. 2015. Т. 19, №4. С. 4704.

Д9. Визначення параметрів радіаційних дефектів в опромінених
 високоенергетичними електронами монокристалах n-Ge / **С. В. Луньов**,

А. І. Зіміч, П. Ф. Назарчук, В. Т. Маслюк, Мегела, І. Г. *Ядерна фізика та енергетика*. 2016. Т. 17, № 1. Р. 47-52.

Д10. Specific features of electron scattering in uniaxially deformed n-Ge single crystals in the presence of radiation defects. **S.V. Luniov**, A.I. Zimych, P.F. Nazarchuk, V. T. Maslyuk, I. G. Megela. *Radiation Effects and Defects in Solids*. 2016. Vol. 171, Issue 11–12. P. 855–868.

Д11. A Method for the Determination of Shear Moduli for n-Ge and n-Si Single Crystals / V. I. Shvab'yuk, A. V. Matkova, **S. V. Lun'ov**, V. V. Shvab'yuk. *Materials Science*. 2017. Vol. 53, № 2. P. 257–263.

Д12. Визначення енергії активації А-центра в одновісно деформованих монокристалах n-Ge / **С. В. Луньов**, А. І. Зіміч, П. Ф. Назарчук, С. А. Мороз, Л. М. Поліщук, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела. *Ядерна фізика та енергетика*. 2017. Т. 18, № 1. С. 48–55.

Д13. Specific features of defect formation in the nSi single crystals at electron irradiation / **S. Luniov**, A. Zimych, M. Khvyshchun, M. Yevsiuk, V. Maslyuk. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*. 2018. Vol. 6, № 12(96). P. 35–42.

Д14. Вплив власної провідності на механізми тензоопору одновісно деформованих монокристалів n-Ge / **С. В. Луньов**. *Журнал фізичних досліджень*. 2019. Т. 23, No. 3. С. 3701.

Д15. Calculation of Electron Mobility for the Strained Germanium Nanofilm / **S.V.Luniov**. *Journal of Nano-and Electronic Physics*. 2019. Vol. 11, №. 2. P. 02023.

Д16. Mechanisms of electron scattering in uniaxially deformed silicon single crystals with radiation defects. **S. V. Luniov**, V. V. Lyshuk, V. T. Maslyuk, O. V. Burban. *Latvian Journal of Physics and Technical Sciences*. 2019. V. 56(5). P. 45–57.

Д17. The impact of internal mechanical strains on the electrical properties of germanium nanofilm / **S.V. Luniov**, Yu. A. Udovytska, Yu.V. Koval, O.V. Burban. // IEEE 9th International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties

(NAP -2019), September 15-20. Odesa, 2019. P. 02TM02.

Д18. Features of Radiation-Defect Annealing in n-Ge Single Crystals Irradiated with High-Energy Electrons / **S. V. Luniov**, A. I. Zimych, M. V. Khvyshchun, V. T. Maslyuk, I. G. Megela. *Ukrainian Journal of Physics*. 2019. 64(2). P. 151.

Д19. Mechanisms of electron scattering in uniaxially deformed n-Ge (Sb, Au) single crystals. **S.V. Luniov**, P.F. Nazarchuk, A.I. Zimych, Y. A. Udovyt'ska. *Condensed Matter Physics*. 2019. V. 22, No. 1. P. 13702.

Д20. The Impact of Radiation Defects on a Photosensitivity of Silicon Single Crystals / **S. V.Luniov**, M. V. Khvyshchun, V. T. Maslyuk // IEEE 11th International Scientific and Practical Conference on Electronics and Information Technologies (ELIT), September 16–18. Lviv, 2019. P. 295–298.

Д21. The impact of heat treatment on the magnetic sensitivity of irradiated by electrons single crystals n-Ge. **S. V. Luniov**, A. I. Zimych M. V. Khvyshchun, V. T. Maslyuk, I. G. Megela. *Funct. Mater.* 2019. V.26 (1). P. 41–47.

Д22. Calculation of band structure of the strained germanium nanofilm, doped with a donor impurity / **S. V. Luniov**. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2020. C. 113954.

Д23. Electrical Properties of Doped Germanium Nanofilms / **S. Luniov**, O. Burban, Y. Koval // IEEE 10th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2020), 9-13 November. Sumy, 2020. P. 02TM03-1.

Д24. Electrical properties of strained germanium nanofilm / **S. V. Luniov**, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban. *Physics and Chemistry of Solid State*. 2021. V. 22(2). P. 313–320.

Д25. Effect of Epoxy Composite Coatings on Radiation Stability and Magnetic Sensitivity of n-Si Single Crystals. Y. A. Udovyt'ska, **S. V. Luniov**, V.P. Kashytskyi, V.T Maslyuk. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2021. V. 57(2). P. 222–227.

Д26. Tensoelectrical properties of electron-irradiated n-Si single crystals / **Sergiy Luniov**, Petro Nazarchuka, Volodymyr Maslyuk. *East. Eur. J. Phys.* 2021. V. 3. P. 37–42.

Д27. Influence of Electron Irradiation and Annealing on the IR Absorption of Germanium Single Crystals / **S. V. Luniov**, M. V. Khvyshchun, A. I. Tsyuz, V. T. Maslyuk // IEEE 12th International Conference on Electronics and Information Technologies (ELIT), May 19 – 21. Lviv, 2021. P. 18–22.

Статті у наукових фахових періодичних виданнях України та інших держав із напрямку, з якого підготовлено дисертацію

Д28. Вплив інверсії (L_1 - Δ_1)-типу абсолютного мінімуму n-Ge на ефект екранування / **С. В. Луцьов**, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2012. Т. 3, №2. С. 69–74.

Д29. Тензочутливість у Δ_1 -моделі зони провідності кристалів германія / **С. В. Луцьов**. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2013. Т. 10, №3. С. 76–81.

Д30. Методика вимірювання електричних властивостей монокристалів n-Ge при високих одновісних тисках / **С. В. Луцьов**, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан, В. А. Лопухович. *Вісник ТНТУ*. 2014. №3. С. 172–179.

Д31. Ефективна маса густини станів електронів Δ_1 -мінімуму зони провідності кристалів германію / **С. В. Луцьов**. *Фізика и техника высоких давлений*. 2014. Т. 24, № 1. С. 48–53.

Д32. Deformation potentials for Δ_1 -minimum of conduction band of single crystals n-Ge / **Luniov Sergiy**, Burban Olexandr, Nazarchuk Petro. *Journal of Advances in Physics*. 2014. Vol. 5, №1. P. 705–711.

Д33. Influence of electron-phonon interaction on piezoresistance of single crystals n-Ge / **Luniov Sergiy**, Burban Olexandr, Nazarchuk Petro, Zimych Andriy. Zimych. *Journal of Advances in Physics*. 2015. Vol. 7, №3. P. 1931–1938.

Д34. Вплив електронного опромінення на тензоопір монокристалів n-Ge. **С.В. Луцьов**, А.І. Зіміч, М.В. Хвищун, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела. *Сенсорна*

електроніка і мікросистемні технології. 2017. Т. 14. №1. С. 58–65.

Д35. Вплив електронного опромінення на магнітну чутливість монокристалів n-Si. **С. В. Луньов**, А. І. Зіміч, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2019. V. 16(1). Р. 68–76.

Д36. Розробка захисних покриттів на основі епоксикомпозитних матеріалів для монокристалів германію від впливу магнітного поля та радіації. Ю. А. Удовицька, **С. В. Луньов**, В. П. Кашицький, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2019. V. 16(4). Р. 53–65.

Д37. The impact of electron irradiation on the electrical properties of n-Ge single crystals. **S.V. Luniov**, A.I. Zimych, P. F. Nazarchuk, V.T. Maslyuk, O.V. Burban. *SCIREA Journal of Physics*. 2019. V. 4, No. 1. P. 1–7.

Монографії

Д38. The impact of uniaxial deformation and irradiation on the electrical properties of single crystals n-Ge / **S.V. Luniov**, A.I. Zimych, V.T. Maslyuk, M. V. Khvyshchun, Yu. A. Herasymiuk. Austria, Vienna: “East West” Association for Advanced Studies and Higher Education GmbH, 2017. 136 p.

Д39. Електричні властивості монокристалів германію в умовах деформаційної перебудови зонної структури: монографія / **С.В. Луньов**, В.М. Єрмаков, П.Ф. Назарчук, Ю.А. Удовицька. Луцьк: Інформаційно-видавничий відділ Луцького НТУ, 2018. 208 с.

Наукові праці апробаційного характеру

Д40. Патент України на корисну модель 118459. Спосіб отримання магніточутливого мікросенсора / **С.В. Луньов**, А.І. Зіміч, М.В. Хвищун, В.Т. Маслюк; заявник і патентовласник: Луцький національний технічний університет. – № u 201701816; заявл. 27.02.17; опубл. 10.08.17, Бюл. №15.

Д41. Патент України на корисну модель 126364. Спосіб виготовлення давача тиску / **С.В. Луньов**, О.В. Бурбан, А.І. Зіміч, Ю.А. Удовицька; заявник і патентовласник: Луцький національний технічний університет.– № u 201801895; заявл. 23.02.18; опубл. 11.06.18, Бюл. № 11.

Д42. Патент України на корисну модель 134928. Спосіб одержання багатофункціонального сенсора / С.В. Луньов, А.І. Зіміч, В.Т. Маслюк; заявник і патентовласник: С.В. Луньов, А.І. Зіміч, В.Т. Маслюк. –№ u201900038; заявл. 02.01.19; опубл. 10.06.19, Бюл. № 11.

Д43. Патент України на корисну модель 137899. Спосіб одержання чутливого елемента для тридіапазонного фотоприймача інфрачервоного випромінювання / С.В. Луньов, М.В. Хвищун, В.Т. Маслюк; заявник і патентовласник: Луцький національний технічний університет. – № u201904223; заявл. 19.04.19; опубл. 11.11.19, Бюл. № 21.

Д44. Вплив деформаційної перебудови зонної структури кристалів n-Ge на ефект екранування / О. В. Бурбан, С. В. Луньов // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання-2012»: матеріали наук. конф. Україна м. Київ 3 – 5 квітня 2012 р. К. 2012. С. 151–152.

Д45. Рухливість носіїв заряду в Δ_1 -моделі зони провідності кристалів n-Ge / С. В. Луньов, О. В. Бурбан, П. Ф. Назарчук, Л. І. Панасюк // I Міжнародна науково-практична конференція «Актуальні проблеми прикладної фізики» АППФ: матеріали I Міжнар. наук. конф., Україна м Севастополь 24 – 28 вересня 2012 р. Севастополь, 2012. С. 114–115.

Д46. Parameters of high – energy Δ_1 -minimum conduction band of n-Ge / S. V. Luniov, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban // Proceeding of the XVIIIth International Seminar on Physics and Chemistry of Solids, September 12–15. Lviv, 2012. P. 12.

Д47. Деформаційні потенціали Δ_1 -мінімуму зони провідності кристалів n-Ge / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан // VI Міжнародна наукова конференція «Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали» РНАОПМ'2012: матеріали VI Міжнар. наук. конф., Україна м. Луцьк – Шацькі озера 25-29 травня 2012 р. Луцьк: ВНУ ім. Лесі Українки, 2012. С. 42–45.

Д48. Вплив інверсії (L_1 - Δ_1)-типу абсолютного мінімуму на тензочутливість кристалів германія / С. В. Луньов, О. В. Бурбан, П. Ф. Назарчук // Всеукраїнська наукова конференція «Актуальні проблеми

теоретичної, експериментальної та прикладної фізики» АПТЕПФ–2012: матеріали Всеукр. наук. конф., Україна м. Тернопіль, 20 – 22 вересня 2012 р. Тернопіль: ТНТУ, 2012. С. 106–107.

Д49. Анізотропія розсіяння носіїв заряду для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності кристалів германія / О. В. Бурбан, **С. В. Луцьов** // Міжнародна наукова конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика–2012»: зб. тез. Україна м. Львів, 19–22 квітня 2012 р. Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2012. С. 44.

Д50. Розсіяння носіїв заряду в умовах інверсії типу L_1 - Δ_1 абсолютного мінімуму кристалів n-Ge / О. В. Бурбан, **С. В. Луцьов**, Л. А. Косинець. Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання-2013»: матеріали наук. конф. Україна м. Київ, 2 – 4 квітня 2013 року. К. 2013. С. 149–150.

Д51. Міждолинне розсіяння електронів в Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан, **С. В. Луцьов**, П. Ф. Назарчук, Л. А. Косинець // VI Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН-6: зб. тез. Україна м. Чернівці 30 вересня – 4 жовтня 2013 р. Чернівці: ЧНУ, 2013. С. 257–258.

Д52. Вплив ефекту екранування на п'єзоопір монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан, **С. В. Луцьов**, П. Ф. Назарчук // VI Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН-6: зб. тез. Україна м. Чернівці 30 вересня – 4 жовтня 2013 р. Чернівці : ЧНУ, 2013. С. 255–256.

Д53. Особливості електрон-фононої взаємодії в n-Ge / **С. В. Луцьов**, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан, Ю. А. Герасимюк // VII Міжнародна наукова конференція «Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали» РНАОПМ'2014: матеріали VI Міжнар. наук. конф., Україна м. Луцьк – Шацькі озера, 8–12 червня 2014 року. Луцьк: РВВ «Вежа» Східноєвропейського національного університету ім. Лесі Українки, 2014. С. 178–182.

Д54. Особливості електрон-фононої взаємодії для одновісно деформованих монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан, **С. В. Луцьов** // Конференція

молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання-2014»: матеріали наук. конф. Україна м. Київ 2-4 квітня 2014. К.: Едельвейс, 2014. С. 119–121.

Д55. Effect of phonon scattering of electrons by piezoresistance of single-crystals n-Ge / **S. V. Luniov**, O. V. Burban, P. F. Nazarchuk, A. V. Zimych // XI International Scientific Conference «Electronics and Applied Physics»: Book of Abstracts 11th Inter. Conf. Ukraine Kyiv, October 21-24, 2014. Kyiv, 2014. P. 84–85.

Д56. The impact of radiation defects on the mechanisms of electron scattering in single crystals n-Ge / **S.V. Luniov**, A.I. Zimych, P.F. Nazarchuk, V. T. Maslyuk, I. G. Megela // The XXth International Seminar on Physics and Chemistry of Solids, September 13-16, 2015, Lviv, 2015. P. 30.

Д57. The influence of heat treatment on the sensitivity of the irradiated single crystals n-Ge to the magnetic field / **S.V. Luniov**, A.I. Zimych, M. V. Khvyshchun, V.T. Maslyuk, I.G. Megela // Proceedings of the XII International Conference «Electronics and Applied Physics» (APHYS 2016), October 19-22, 2016, Kyiv, Ukraine, 2016. P. 121.

Д58. Тензодатчики на основі опромінених електронами високих енергій монокристалів n-Ge / **С.В. Луньов**, А.І. Зіміч, Ю.А. Герасимюк, В.Т. Маслюк, І.Г. Мегела // Тези доп. 7-ї Міжнародної науково-технічної конференції «Сенсорна електроніка та мікросистемні технології» (СЕМСТ – 7), 30 травня – 3 червня 2016 р., Україна, м. Одеса, 2016 р. С.139.

Д59. Вплив одновісної деформації на електричні властивості монокристалів германію опромінених високоенергетичними електронами / **С.В. Луньов**, А.І. Зіміч, П.Ф. Назарчук, В.Т. Маслюк, І.Г. Мегела // Тези доп. конф. молодих вчених з фізики напівпровідників “Лашкарьовські читання” з міжнародною участю, Київ, 6-8 квітня 2016 р. Інститут фізики напівпровідників імені В.Є. Лашкарьова 2016 р. С. 91–92.

Д60. Розсіяння електронів в одновісно деформованих монокристалах n-Ge при наявності радіаційних дефектів / **С.В. Луньов**, А.І. Зіміч, П.Ф.

Назарчук, В.Т. Маслюк, І.Г. Мегела // Тези доповідей 7-мої Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-7) (з міжнародною участю), 26-30 вересня 2016 р., Україна, м. Дніпро, 2016 р. С. 76–77.

Д61. Ідентифікація природи радіаційних дефектів в монокристалах n-Ge на основі вимірювань тензо-холл-ефекту / С. В. Луньов, А. І. Зіміч, Ю. А. Герасимюк // Тези доповідей Міжнародної конференції молодих вчених та аспірантів “ІЕФ’2017”, м. Ужгород, 23-26 травня 2017. С. 44–45.

Д62. Ізотермічний відпал радіаційних дефектів в опромінені електронами монокристалах n-Ge / С.В. Луньов, А. І. Зіміч, Ю. А. Герасимюк. // Лашкарьовські читання: зб. тез доп. конф. молодих вчених з фізики напівпровідників з міжнародною участю, Інститут фізики напівпровідників імені В.Є. Лашкарьова НАН України, м. Київ, 5 – 7 квітня 2017 року. К., 2017. С. 45–46.

Д63. Моделі відпалу радіаційних дефектів в опромінені електронами монокристалах n-Ge / С.В. Луньов, А. І. Зіміч, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела // XXIV щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України: тези доповідей, Україна м. Київ, 10-13 квітня 2017 року. К., 2017. С. 148–149.

Д64. Определение параметров отжига радиационных дефектов в монокристаллах n-Ge облучённых быстрыми электронами / С. В. Лунев, А. И. Зимич, Н. В. Хвыщун, В. Т. Маслюк, И. Г. Мегела // 12-й Международная конференция «Взаимодействие излучений с твёрдым телом» (ВИТТ-2017), Минск, Беларусь, 19-22 сент. 2017 г. / редкол.: В.В. Углов (отв.ред.) [и др.]. Минск: Изд. центр БГУ, 2017. С. 164–166.

Д65. Вплив одновісного тиску на механізми розсіяння електронів в монокристалах германію, легованих домішками сурми та золота / С.В. Луньов, А.І. Зіміч, П.Ф. Назарчук // Тези доповідей VIII Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН -8), Україна, Ужгород, 2-4 жовтня 2018 р. С. 58–59.

Д66. Вплив високопровідних включень на електричні властивості опромінених електронами монокристалів германію / **С.В. Луцьов**, А.І. Зіміч, В.Т. Маслюк, І.Г. Мегела // Тези доповідей XXV щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень НАН України, м. Київ, 16-20 квітня 2018 року, 2018. С. 132–133.

Д67. Одержання магніточутливого елемента на основі опромінених електронами монокристалів n-Si / **С. В. Луцьов**, А. І. Зіміч, В. Т. Маслюк, І.Г. Мегела, Ю.А.Удовицька // Тези доповідей 8-ої Міжнародної науково-технічної конференції "Сенсорна електроніка та мікросистемні технології" (СЕМСТ-8), Україна, Одеса, 28 травня – 1 червня 2018 р., 2018. С. 180.

Д68. Електричні властивості напружених наноплівочок германію / **С.В. Луцьов**, А.І. Цизь, І.В. Бабула // Фізика і хімія твердого тіла. Стан, досягнення і перспективи: Матеріали VI Всеукраїнської науково-практичної конференції молодих вчених та студентів, 16-17 жовтня 2020 р. Луцьк: ІВВ Луцького НТУ. 2020. С. 110-112.

Д69. Оцінка екрануючої властивості шару епоксикомпозиту від потоку електронного опромінення / **С.В. Луцьов**, М.В. Хвищун, А.І. Цизь // Актуальні проблеми фундаментальних наук: матеріали IV Міжнар. Наук. конф., 1-5 червня 2021 р., Луцьк: Вежа-друк, 2021. С. 124–127.