

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ "ЛЬВІВСЬКА ПОЛІТЕХНІКА"

Кваліфікаційна наукова  
праця на правах рукопису

**Чемерис Дмитро Вікторович**

УДК \_\_\_\_\_

ДИСЕРТАЦІЯ

**ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ТА МАГНІТОТРАНСПОРТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ GAAS ДЛЯ СЕНСОРНОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ**

153 – мікро- та наносистемна техніка

(шифр і назва спеціальності)

15 – Автоматизація та приладобудування

(галузь знань)

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

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

\_\_\_\_\_/Д.В. Чемерис/

Науковий керівник  
доктор технічних наук,  
професор **Лях-Кагуй Н.С.**

*Львів – 2024*

## АНОТАЦІЯ

*Чемерис Д.В.* Електрофізичні та магнітотранспортні характеристики ниткоподібних кристалів GaAs для сенсорної електроніки – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 153 «Мікро- та наносистемна техніка». – Національний університет «Львівська політехніка» МОН України, Львів, 2024.

Дисертація присвячена встановленню закономірностей зміни магнітотранспортних та електротранспортних характеристик ниткоподібних кристалів арсеніду галію, при різних рівнях домішкового легування поблизу переходу метал-діелектрик під ефективним впливом зовнішніх полів (магнітного поля, температури та деформації) для створення сенсорів фізичних величин, дієздатних у складних умовах експлуатації.

В дисертації розв'язано важливі наукові завдання, а саме: проведені комплексні дослідження електро- та магнітотранспортних властивостей ниткоподібних кристалів арсеніду галію у широкому інтервалі досліджуваних температур  $1,4 \div 300$  К та магнітних полів з індукцією  $0 \div 14$  Тл, для створення пристроїв сенсорної електроніки; розширено фізичні уявлення стосовно механізмів переносу носіїв заряду за низьких температур та деформаційно-стимульованих ефектів у НК GaAs, легованих в околі ПМД за впливу зовнішніх полів; досліджено характер змін електро- та магнітотранспортних властивостей досліджуваних ниткоподібних кристалів під впливом зовнішніх полів, для спрогнозування зміни характеристик напівпровідникових матеріалів для використання у сенсорній електроніці; досліджено характеристики чутливих елементів сенсорів механічних, теплових і магнітних величин під впливом зовнішніх полів; розроблено концепцію та створено пристрої сенсорної електроніки на основі легованих ниткоподібних кристалів GaAs, що будуть дієздатні у складних умовах експлуатації, таких, як криогенні температури та сильні магнітні поля.

У *першому розділі* проаналізовано стан проблеми щодо розроблення пристроїв на основі напівпровідникових ниткоподібних кристалів, щоб зрозуміти принципи роботи пристроїв, основа роботи яких лежить в магнітотранспортних та п'єзоелектричних процесах. Проаналізовано методи вирощування ниткоподібних кристалів GaAs хімічним осадженням з парової фази і методом хімічних транспортних реакцій, та оцінено фактори впливу, що змінюють відтворюваність отриманих кристалів. Описані явища, котрі проявляються при дослідженні магнітотранспортних властивостей НК GaAs (осциляції Шубнікова де Гааза, спин-орбітальна взаємодія, слабка локалізація та ін.). Проаналізована фізична природа п'єзоопору ниткоподібних кристалів GaAs.

У *другому розділі* наведена методика проведених досліджень. Розглянуто, вирощування ниткоподібних кристалів методом хімічних транспортних реакцій, та хімічним осадженням з парової фази. Описані етапи формування, та параметри отриманих ниткоподібних кристалів GaAs і GaPAs, які використовувалися в дослідженнях. Описано методи створення омичних контактів, та вимірювань опору при криогенних температурах (4,2 К) та під дією сильних магнітних полів (до 14 Тл).

У *третьому розділі* подано результати комплексних досліджень впливу температури і магнітного поля на властивості НК GaAs з метою розробки перетворювачів фізичних величин, що будуть дієздатні у складних умовах експлуатації. Досліджено особливості магнітоопору зразків при різній концентрації легуючої домішки в магнітних полях з індукцією  $0 \div 14$  Тл, та при температурі від 4,2 до 77 К. Розкрито особливості перенесення носіїв заряду в низькотемпературних характеристиках зразків. Виявлено аномально позитивний магнітоопір кристалів при 4,2 К при дуже низькому магнітному полі з індукцією до 0,2 Тл, та лінійну зміну магнітоопору з магнітним полем при подальшому збільшенні індукції магнітного поля.

У *четвертому розділі* наведено результати комплексних досліджень впливу температури і магнітного поля на властивості НК GaPAs з метою розроблення

перетворювачів фізичних величин, які будуть дієздатні у складних умовах експлуатації. Досліджено особливості магнітоопору зразків при різній концентрації легуючої домішки в магнітних полях з індукцією  $0 \div 14$  Тл при температурі від 4,2 до 77 К. Продемонстровано, що характер залежностей магнітоопору  $\Delta RB/R$  під дією магнітного поля  $B$  значно відрізняється для зразків із зростанням температури. При вищих температурах від 10 до 60 К спостерігається від'ємний магнітоопір (ВМО) максимальне значення якого сягає 7% за індукції магнітного поля 4,5 Т та температурі 4,2 К. Проведено порівняння в поведінці магнітоопору ниткоподібних кристалів  $GaP_xAs_{1-x}$  ( $x = 0.4$ ) та InSb для якісного аналізу механізму появи від'ємного магнітоопору. Визначено ймовірні причини появи цих ефектів і запропоновано альтернативне пояснення спостереженого явища від'ємного магнітоопору (ВМО) переважанням провідності на поверхні зразка через структуру ядро-оболонка кристала. Запропоновано використання кристалів в якості точних температурних датчиків в широкому діапазоні температур, та наведено криву калібрування температурного датчика на основі кристалів GaPAs.

У *п'ятому розділі* наведено результати досліджень властивостей деформації ниткоподібних кристалів GaAs в широкому діапазоні температур ( $-120 \div 300$  °C) та деформацій  $\pm(1 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-3}$  відносних одиниць). Досліджені залежності відносної зміни опору від деформації розтягу для кристалів з різним питомим опором, та наведені максимальні значення коефіцієнта тензочутливості для НК GaAs *n* і *p* – типу. Показано, що коефіцієнт тензочутливості для сильнолегованих кристалів дуже слабо залежить від температури у широкому діапазоні температур (для НК GaAs *p* – типу з питомим опором 0,001-0,002 Ом·см температурний коефіцієнт тензочутливості становить  $-(0,02 \div 0,03)\% \cdot \text{град}^{-1}$  в області температур від -120 до +350°C). Наведено таблицю з основними параметрами розроблених тензорезисторів.

Ключові слова: сенсор, арсенід галію, хімічним осадженням з парової фази (CVD), хімічні транспортні реакції (ХТР), осциляції Шубнікова – де Гааза, спін-орбітальна взаємодія (SOI), слабка антилокалізація (WAL), слабка локалізація (WL),

магніторезистивний ефект, перехід метал-діелектрик, кріогенні температури, магнітопір, електропровідність, ниткоподібний кристал.

Список публікацій здобувача:

*Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:*

**Статті у журналах, що індексуються міжнародними наукометричними базами Scopus та/або WEB OF SCIENCE:**

1. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Khoverko, Y. M., Liakh-Kaguy, N. S., & Chemerys, D. V. (2022). Quantum Magnetoresistance of GaPAs Whiskers. *Physics and Chemistry of Solid State*, 23(3), 468-472. (Q4) <https://doi.org/10.15330/pcss.23.3.468-472>
2. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Chemerys, D. (2024). Low temperature magnetotransport properties in GaAs whiskers. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 768(1), 1-8. (Q3) <https://doi.org/10.1080/15421406.2023.2230079>
3. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Chemerys, D. (2023). Magnetoresistance of GaPAs and InSb whiskers. *Applied Nanoscience*, 13(7), 4701-4707. (Q1) <https://doi:10.1007/s13204-022-02596-2>

**Статті у фахових виданнях:**

4. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Kuttrakov, O., Liakh-Kaguy, N., & Chemerys, D. (2021) Ohmic Contacts to n-type and p-type gallium antimonide whiskers.– Vol. 11, № 1.– P. 1–6.
5. Druzhinin A., Kuttrakov O., Ostrovskii I., Liakh-kaguy N., Chemerys D. (2021). Strain gages based on gallium arsenide whiskers. *Infocommunication Technologies and Electronic Engineering = Інфокомунікаційні технології та електронна інженерія*. Vol. 1, № 1. P. 128–133.

**Матеріали конференцій, що індексуються міжнародними наукометричними базами Scopus та/або WoS:**

6. Druzhinin, A., Kuttrakov, O., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Chemerys, D. (2021, November). Tensometric Characteristics of GaSb Strain Gauges. In *2021 IEEE International Conference on Information and Telecommunication*

*Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo)* (pp. 263-266). IEEE.  
<https://doi.org/10.1109/UkrMiCo52950.2021.9716613>

7. Druzhinin, A., Khoverko, Y., Ostrovskii, I., Liakh-Kaguy, N., Medvid, A., & Chemerys, D. (2022, February). Peculiarities of the Magnetoresistance Si< B, Ni> Microcrystals as Sensetive Element of Sensors. In *2022 IEEE 16th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET)* (pp. 495-498). IEEE.  
<https://doi.org/10.1109/TCSET55632.2022.9766878>

**Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:**

8. Chemerys D., Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N. (2021). Quantum magnetoresistance of GaPAs whiskers. *Abstract book of International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO–2021), August 25–27, Lviv, Ukraine.– Kyiv: LLC «Computer-publishing, information center», 2021.– P. 121.*

9. Druzhinin A., Kutrakov O., Ostrovskii I., Liakh-Kaguy N., Chemerys D. (2021). Strain gages based on gallium antimonide whiskers. *9-та Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ-9), 20–24 вересня, Тези доповідей. – Одеса: Астропринт, 2021, – С. 69.*

10. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N., Chemerys D. (2022). Low temperature magnetotransport properties in GaAs whiskers. *Abstract book of participants of the International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO–2022), August 25–27, Lviv, Ukraine.– Kyiv: LLC APF POLYGRAPH SERVICE, 2022.– P. 112.*

11. Chemerys D., Druzhinin A., Liakh-kaguy N., Khoverko Y., Ostrovskii I. (2023). Peculiarities of magnetoresistance in GaAs whiskers at low temperatures. *Nanotechnology and nanomaterials (NANO-2023): abstract book of international research and practice conference, 16–19 August, Bukovel, Ukraine. – 2023. – С. 570.*

## ABSTRACT

Chemerys D.V. Electrophysical and Magnetotransport Characteristics of GaAs Nanowires for Sensor Electronics – qualifying scientific work on the rights of the manuscript.

Thesis for a scientific degree of the doctor of philosophy on a specialty 153 "Micro- and nanosystem technologies". – Lviv Polytechnic National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Lviv, 2023.

The dissertation is devoted to establishing regularities in the change of magnetotransport and electrotransport characteristics of GaAs nanowires at various levels of doping near the metal-dielectric transition under the effective influence of external fields (magnetic field, temperature, and deformation) for the creation of sensors for physical quantities capable of operating in complex operating conditions.

The dissertation addresses important scientific tasks, namely: comprehensive studies of electro- and magnetotransport properties of GaAs nanowires over a wide temperature range of  $1.4 \div 300$  K and magnetic fields of  $0 \div 14$  T for the development of sensor electronics devices; expanding the physical understanding of charge carrier transport mechanisms at low temperatures and deformation-induced effects in GaAs nanowires doped near the metal-dielectric transition under the influence of external fields; investigating the nature of changes in electro- and magnetotransport properties of the studied nanowires under the influence of external fields to predict changes in semiconductor material characteristics for use in sensor electronics; studying the characteristics of sensitive elements of sensors for mechanical, thermal, and magnetic quantities under the influence of external fields; developing a concept and creating sensor electronics devices based on doped GaAs nanowires capable of operating in complex operating conditions (cryogenic temperatures, strong magnetic fields).

In the *first* chapter, the state of the problem regarding the development of devices based on semiconductor nanowires for understanding the principles of operation of devices based on magnetotransport and piezoelectric processes is analyzed. Methods for growing

GaAs nanowires by chemical vapor deposition and chemical transport reactions are analyzed, and factors influencing the reproducibility of the obtained crystals are evaluated. Phenomena observed in the study of magnetotransport properties of GaAs nanowires are described (Shubnikov–de Haas oscillations, spin-orbit interaction, weak localization, etc.). The physical nature of the piezoresistance of GaAs nanowires is analyzed.

The *second* chapter presents the methodology of the conducted research. The growth of nanowires by chemical transport reactions and chemical vapor deposition methods is considered, and the stages of formation and parameters of the obtained GaAs and GaPAs nanowires used in the research are described. Methods of creating ohmic contacts and measurements of resistance at cryogenic temperatures (4.2 K) and under the influence of strong magnetic fields (up to 14 T) are described.

The *third* chapter presents the results of comprehensive studies of the effect of temperature and magnetic field on the properties of GaAs nanowires with the aim of developing converters of physical quantities capable of operating in complex operating conditions. The features of magnetoresistance of samples with different dopant concentrations are studied in magnetic fields with an induction of  $0 \div 14$  T at temperatures from 4.2 to 77 K. The peculiarities of charge carrier transport in low-temperature characteristics of the samples are studied. An anomalously positive magnetoresistance of crystals at 4.2 K is revealed at very low magnetic field induction up to 0.2 T, and linear changes in magnetoresistance with magnetic field are observed at higher magnetic field induction.

The *fourth* chapter presents the results of complex studies of the effect of temperature and magnetic field on the properties of GaPAs nanowires with the aim of developing converters of physical quantities capable of operating in complex operating conditions. The features of magnetoresistance of samples with different dopant concentrations are studied in magnetic fields with an induction of  $0 \div 14$  T at temperatures from 4.2 to 77 K. It is demonstrated that the character of the dependencies of magnetoresistance  $\Delta R_B/R$  on magnetic field  $B$  significantly differs for samples with



increasing temperature. Negative magnetoresistance (NMR) is observed at higher temperatures from 10 to 60 K, with a maximum value reaching 7% at a magnetic field induction of 4.5 T and a temperature of 4.2 K. A comparison of the magnetoresistance behavior of  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  ( $x = 0.4$ ) and InSb nanowires is made for a qualitative analysis of the mechanism of appearance of negative magnetoresistance. Probable causes of these effects are determined, and an alternative explanation of the observed negative magnetoresistance (NMR) phenomenon by the predominance of conductivity on the surface of the sample due to the core-shell structure of the crystal is proposed. The use of crystals as precise temperature sensors over a wide range of temperatures is proposed, and a calibration curve of a temperature sensor based on GaPAs crystals is provided.

The *fifth* chapter presents the results of studies on the properties of deformation of GaAs nanowires over a wide temperature range ( $-120 \div 300$  °C) and deformations  $\pm (1 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-3}$  relative units). Dependencies of the relative resistance change on tensile deformation for crystals with different specific resistance values are studied, and maximum values of the piezoresistivity coefficient for n- and p-type GaAs nanowires are provided. It is shown that the piezoresistivity coefficient for heavily doped crystals weakly depends on temperature over a wide temperature range (for p-type GaAs nanowires with a specific resistance of  $0.001\text{-}0.002 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$ , the temperature coefficient of piezoresistivity is  $-(0.02 \div 0.03)\% \cdot \text{K}^{-1}$  in the temperature range from  $-120$  to  $+350$ °C). A table with the main parameters of the developed strain gauges is provided.

Keywords: sensor, gallium arsenide, chemical vapor deposition (CVD), chemical transport reactions (CTR), Shubnikov–de Haas oscillations, spin-orbit interaction (SOI), weak anti-localization (WAL), weak localization (WL), magnetoresistive effect, metal-dielectric transition, cryogenic temperatures, magnetoresistance, electrical conductivity, whiskers.

The list of author's publication:

*Papers where basic scientific results of thesis were published:*

**Articles in journals indexed by international scientometric databases Scopus and / or WoS:**

1. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Khoverko, Y. M., Liakh-Kaguy, N. S., & Chemerys, D. V. (2022). Quantum Magnetoresistance of GaPAs Whiskers. *Physics and Chemistry of Solid State*, 23(3), 468-472. (Q4) <https://doi.org/10.15330/pcss.23.3.468-472>
2. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Chemerys, D. (2024). Low temperature magnetotransport properties in GaAs whiskers. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 768(1), 1-8. (Q3) <https://doi.org/10.1080/15421406.2023.2230079>
3. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Chemerys, D. (2023). Magnetoresistance of GaPAs and InSb whiskers. *Applied Nanoscience*, 13(7), 4701-4707. (Q1) <https://doi:10.1007/s13204-022-02596-2>

**Articles in professional publications:**

4. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Kuttrakov, O., Liakh-Kaguy, N., & Chemerys, D. (2021) Ohmic Contacts to n-type and p-type gallium antimonide whiskers.– Vol. 11, № 1.– P. 1–6.
5. Druzhinin A., Kuttrakov O., Ostrovskii I., Liakh-kaguy N., Chemerys D. (2021). Strain gages based on gallium arsenide whiskers. *Infocommunication Technologies and Electronic Engineering = Інфокомунікаційні технології та електронна інженерія*. Vol. 1, № 1. P. 128–133.

**Proceedings of conferences indexed by international scientometric databases Scopus and / or WoS:**

6. Druzhinin, A., Kuttrakov, O., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Chemerys, D. (2021, November). Tensometric Characteristics of GaSb Strain Gauges. In *2021 IEEE International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo)* (pp. 263-266). IEEE. <https://doi.org/10.1109/UkrMiCo52950.2021.9716613>

7. Druzhinin, A., Khoverko, Y., Ostrovskii, I., Liakh-Kaguy, N., Medvid, A., & Chemerys, D. (2022, February). Peculiarities of the Magnetoresistance Si< B, Ni> Microcrystals as Sensetive Element of Sensors. In *2022 IEEE 16th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET)* (pp. 495-498). IEEE.  
<https://doi.org/10.1109/TCSET55632.2022.9766878>

**Scientific works that additionally reflect the scientific results of the thesis:**

8. Chemerys D., Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N. (2021). Quantum magnetoresistance of GaPAs whiskers. *Abstract book of International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO–2021), August 25–27, Lviv, Ukraine.– Kyiv: LLC «Computer-publishing, information center», 2021.– P. 121.*

9. Druzhinin A., Kutrakov O., Ostrovskii I., Liakh-Kaguy N., Chemerys D. (2021). Strain gages based on gallium antimonide whiskers. *9-та Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ-9), 20–24 вересня, Тези доповідей. – Одеса: Астропринт, 2021, – С. 69.*

10. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N., Chemerys D. (2022). Low temperature magnetotransport properties in GaAs whiskers. *Abstract book of participants of the International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO–2022), August 25–27, Lviv, Ukraine.– Kyiv: LLC APF POLYGRAPH SERVICE, 2022.– P. 112.*

11. Chemerys D., Druzhinin A., Liakh-kaguy N., Khoverko Y., Ostrovskii I. (2023). Peculiarities of magnetoresistance in GaAs whiskers at low temperatures. *Nanotechnology and nanomaterials (NANO-2023): abstract book of international research and practice conference, 16–19 August, Bukovel, Ukraine. – 2023. – С. 570.*

## ЗМІСТ

ВСТУП.....	14
РОЗДІЛ I. СТАН ПРОБЛЕМИ ЩОДО ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТА ЗАСТОСУВАННЯ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ GaAs .....	22
1.1. Отримання НК GaAs із наперед заданими геометричними параметрами та дослідження їх структурних характеристик.....	22
1.2 Магнітотранспортні властивості НК GaAs.....	33
1.2.1 Осциляції Шубнікова – де Гааза в НК GaAs .....	34
1.2.1.1 Кінетична теорія коливань Шубнікова-де Гааза в НК GaAs .....	34
1.2.1.2 Температурна залежність осциляцій магнітоопору в гетероструктурах GaAs	44
1.2.2. Спін-орбітальна взаємодія в ниткоподібних кристалах GaAs .....	47
1.3. Фізична природа п'єзоопору ниткоподібних кристалів GaAs .....	52
1.4. Висновки до розділу 1 та постановка задач дослідження.....	57
РОЗДІЛ II. ТЕХНОЛОГІЧНІ АСПЕКТИ СТВОРЕННЯ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ АРСЕНІДУ ГАЛІЮ: МЕТОДИКА ТА ЗАСОБИ ДОСЛІДЖЕННЯ. ....	59
2.1. Методика вирощування ниткоподібних кристалів.....	59
2.2. Створення омічних контактів .....	61
2.2.1. Формувач імпульсного струму .....	63
2.3. Методика досліджень при криогенних температурах та під дією сильних магнітних полів.....	65
2.4. Висновки до розділу 2 .....	67
РОЗДІЛ III. МАГНІТОТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ GaAs.....	68
3.1. Магнітотранспортні властивості НК GaAs.....	68
3.2. Дослідження магнітотранспортних характеристик ниткоподібних кристалів GaAs .....	69
3.2.1. Спін-орбітальна взаємодія в ниткоподібних кристалах GaAs .....	71
3.2.2. Слабка локалізація в ниткоподібних кристалах GaAs .....	72
3.2.3. Лінійний магнітоопір ниткоподібних кристалів GaAs.....	74
3.2.4. Температурні залежності опору в ниткоподібних кристалах GaAs .....	75
3.3. Висновки до розділу 3 .....	76
РОЗДІЛ IV. МАГНІТОТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ GaPAs .....	77
4.1. Магнітотранспортні властивості ниткоподібних кристалів GaPAs.....	78
4.2. Дослідження явища від'ємного магнітоопору .....	80
4.2.1. Аналіз отриманих результатів .....	83
4.3. Застосування результатів для створення температурних датчиків.....	85

4.4. Висновки до розділу 4 .....	86
<b>РОЗДІЛ V. ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕНЗОРЕЗИСТИВНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ GAAS.....</b>	<b>88</b>
5.1. Дослідження датчиків деформацій на основі кристалів GaAs .....	88
5.2. Залежності відносної зміни опору ниткоподібних і стрічкових кристалів GaAs. 89	
5.3. Дослідження характеристик тензорезисторів на основі кристалів GaAs в широкому температурному діапазоні .....	92
5.4. Актуальність розробки датчиків деформації на основі ниткоподібних кристалів GaAs .....	96
5.5. Висновки до розділу 5 .....	102
<b>ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ.....</b>	<b>104</b>
<b>СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ.....</b>	<b>106</b>

## ВСТУП

**Актуальність теми.** Розвиток мікроелектроніки та сенсорної техніки тісно пов'язаний зі створенням нових, перспективних матеріалів на основі напівпровідників з одно- та двовимірними наноструктурами, вдосконаленням технологій їх виготовлення та прогнозуванням заданих фізичних властивостей, у тому числі під впливом зовнішніх полів.

На сьогодні найбільшу увагу привертає дослідження мікро- та нанокристалів сполук АЗВ5 таких, як GaAs. Причинами цього є простота технологічного процесу вирощування, низька вартість вихідних матеріалів, широкий спектр практичних застосувань та можливість роботи в широкому температурному діапазоні. Напівпровідникові одновимірні кристали з середніми та високими концентраціями легування проявляють особливості магнітоопору та п'єзомагнітоопору при низьких температурах. Ниткоподібні кристали також знаходять все більше застосування в різних галузях (авіація, ракетобудування, космос, медицина, транспорт, телекомунікації тощо) завдяки своїй унікальній формі, розмірам, високому модулю пружності та механічній міцності, що зумовлені їх структурною досконалістю. Ниткоподібні кристали є перспективною елементною базою для сенсорної електроніки і, завдяки своїй унікальній морфології, можливості контрольованого легування, механічній міцності, мініатюризації та гнучкості технологій виготовлення, використовуються в датчиках механічних величин, температури та магнітного поля. Ниткоподібні кристали GaAs дають змогу створювати численні фізичні сенсори з наперед заданими параметрами та властивостями.

Важливою науково-технічною проблемою, яка залишається відкритою, є розробка концепцій створення сенсорів фізичних величин, здатних працювати в складних умовах експлуатації (наприклад, високі магнітні поля, низькі температури, вплив радіації) на основі кінетичних ефектів, виявлених в досліджуваних ниткоподібних напівпровідникових кристалах. На сучасному етапі накопичено

теоретичний та експериментальний матеріал з вивчення електрофізичних, термодинамічних та гальваномагнітних властивостей ниткоподібних кристалів групи АЗВ5. Разом з тим, багато проблем залишаються невирішеними. Зокрема, дослідження кінетичних ефектів у ниткоподібних кристалах GaAs з концентрацією легування поблизу переходу метал-діелектрик (ПМД) при низьких температурах під впливом деформації для створення сенсорно-електронних пристроїв на основі таких структур. Стимулювання комплексних досліджень електричних і магнітних транспортних властивостей; розширення фізичних уявлень про механізми транспорту носіїв заряду в ниткоподібних напівпровідникових кристалах, легованих поблизу ПМД при низьких температурах, у високих магнітних полях та під дією електронного опромінення, для розробки концепцій надчутливих, радіаційно стійких п'єзорезистивних сенсорів, а також розробка теплових сенсорів, здатних працювати в екстремальних умовах (електронне опромінення, високі магнітні поля і низькі температури), та їх застосування в різних наукових і технологічних галузях.

**Мета роботи:** встановлення електро- та магнітотранспортних властивостей ниткоподібних кристалів GaAs, при різних рівнях домішкового легування поблизу переходу метал-діелектрик під ефективним впливом зовнішніх полів (магнітного поля, температури та деформації) для створення сенсорів фізичних величин, що будуть дієздатні у складних експлуатаційних умовах.

Для досягнення поставленої мети, необхідно вирішити такі завдання:

- провести дослідження електро- та магнітотранспортних властивостей НК GaAs у інтервалі температур  $1,4 \div 300$  К та магнітних полів  $0 \div 14$  Тл, що можуть бути використані для створення пристроїв сенсорної електроніки;
- дослідити механізми переносу носіїв заряду при низьких температурах та деформаційно-стимульованих ефектів у НК GaAs, легованих в околі ПМД за впливу зовнішніх полів;
- дослідити характер змін електро- та магнітотранспортних властивостей досліджуваних сенсорних ниткоподібних кристалів під впливом зовнішніх полів, що

дозволить спрогнозувати зміни характеристик напівпровідникових матеріалів для використання у сенсорній електроніці;

– дослідити характеристики чутливих елементів сенсорів механічних, теплових і магнітних величин під впливом зовнішніх полів (деформації, магнітного поля, температури);

– розробити концепцію та створити пристрої сенсорної електроніки на основі легованих ниткоподібних кристалів GaAs, дієздатних при складних умовах експлуатації, таких, як кріогенні температури та сильні магнітні поля.

**Об’єкт дослідження.** Ниткоподібні кристали арсеніду галію з різними концентраціями легуючої домішки, а також чутливі елементи сенсорів розроблені на їх основі.

**Предмет дослідження.** Властивості електро- та магнітотранспорту ниткоподібних кристалів GaAs із різним рівнем домішкового легування за ефективного впливу температурного та магнітного поля, а також характеристики елементів сенсорів фізичних величин, які створені на їх основі, та дієздатні у складних умовах експлуатації.

**Методи дослідження.** Для оцінки якості та придатності ниткоподібних кристалів GaAs для подальших досліджень їх електро- та магнітотранспортних властивостей застосовували методи атомно-силової та електронної мікроскопії, зокрема, мікроскоп AFM ІФН НАНУ у місті Київ та скануючі електронні мікроскопи Hitachi SEM S806, JEOL JSM-U3. Вимірювання електричного опору ниткоподібних кристалів GaAs при низьких температурах проводилося у гелієвому кріостаті типу ГКОП за допомогою сучасних цифрових метрологічних приладів, таких як Keithley 224, Keithley 2010. Перевірка досліджених магнітотранспортних характеристик НК виконувалась у режимах DC та AC, які забезпечували ідентичні результати, свідчачи про уникнення паразитних термо-е.р.с. ефектів, різниці потенціалів на контактах та можливих деформаційних напружень у зоні контакту кристалів. Це відкриває перспективи їх використання для створення чутливих елементів сенсорів.



Вимірювання магнітної сприйнятливості зразків GaAs здійснювалося за допомогою SQUID магнітометра MPMS-XL5 з цифровим з'єднанням з ПК. Магнітоопір зразків при полях від 0 до 14 Тл та криогенних температурах вивчався з використанням біттерівського та надпровідного магнітів у “Міжнародній лабораторії сильних магнітних полів і низьких температур” у місті Вроцлав, Польща.

**Наукова новизна.** Вперше встановлено кореляцію між електро- та магнітотранспортними характеристиками ниткоподібних кристалів GaAs з різною концентрацією легуючих домішок поблизу переходу метал-діелектрик в широкому діапазоні температур, що дозволяє створити перетворювачі фізичних величин на їхній основі. Нові наукові результати включають:

1. На основі експериментальних досліджень залежностей магнітоопору в області криогенних температур виявлено, що в залежності магнітоопору ниткоподібних кристалів GaAs від поля при 4,2 К, та при дуже слабкому магнітному полі з індукцією до 0,2 Тл спостережено аномально позитивний магнітоопір кристалів, який пов'язаний з спін-орбітальною взаємодією носіїв заряду.

2. Встановлено, що в залежності магнітоопору ниткоподібних кристалів GaAs від поля при 4,2 К в діапазоні магнітних полів від 0,2 до 14 Тл спостерігається лінійна поведінка магнітоопору, яка спричинена зростанням електрон-електронної взаємодії.

3. Вперше виявлено наявність ефекту від'ємного магнітоопору в ниткоподібних кристалах GaPAs із концентрацією легування  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> в широкому температурному діапазоні від 4,2 до 60 К з максимальним значенням до 7% при температурі рідкого гелію, що пов'язано з квантуванням електронних станів носіїв зарядів при їх переважаючій провідності на поверхні зразка у кристалі зі структурою ядро-оболонка.

4. Встановлено, що ниткоподібні кристали GaAs з р-типу провідності володіють в широкому діапазоні температур від -120 до +350 °С практично лінійною залежністю опору від температури (ТКО становить  $-(0,02 \div 0,03)\% \times \text{град}^{-1}$ ) та

лінійною залежністю зміни опору від деформації в діапазоні температур від  $-120$  до  $+250$  °C, що було використано для створення сенсорів температури та деформації.

**Практичне значення одержаних результатів** полягає у тому, що результати проведених досліджень електро- та магнітотранспортних властивостей легованих НК GaAs при впливі зовнішніх полів були використані в сенсорній електроніці, зокрема:

- розроблено тензорезистори на основі НК GaAs р-типу провідності з відповідним рівнем легування, які характеризуються високими значеннями тензочутливості, слабкою температурною залежністю їх коефіцієнта тензочутливості та низькою зміною опору та температурної залежності опору при повторних циклах нагрівання і охолодження, які рекомендовано для проведення вимірювань у різних діапазонах робочих температур ( $-120 \div +350$  °C) і деформацій ( $\pm(1 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-3})$  відн.од.);

- встановлено, що ниткоподібні кристали GaAs можуть бути використані як термістори з високим температурним коефіцієнтом опору в діапазоні температур від 4,2 до 80 K за рахунок зміни опору на кілька порядків величини в цьому діапазоні температур.

- встановлений ефект лінійного магнітоопору у магнітних полях з індукцією від 0,2 до 14 Тл при температурі 4,2 K відкриває перспективи створення на їх основі активних елементів сенсорів магнітного поля.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У *вступі* проведено обґрунтування актуальності дисертаційної роботи, визначено мету, а також, поставлено основні завдання, відзначено наукову новизну та практичне значення. Дано відомості стосовно зв'язку роботи з науковими темами, апробацію роботи, публікації, показано особистий внесок дисертанта, зазначено об'єм та структуру дисертації.

У *першому розділі* проаналізовано проблему, щодо розроблення пристроїв на основі напівпровідникових ниткоподібних кристалів для розуміння принципів роботи пристроїв, в основі роботи яких лежать магнітотранспортні та п'єзоелектричні процеси. Проаналізовано методи вирощування ниткоподібних кристалів GaAs хімічним осадженням з парової фази і методом хімічних транспортних реакцій, та оцінено фактори впливу, що змінюють відтворюваність отриманих кристалів. Описані явища, котрі проявляються при дослідженні магнітотранспортних властивостей НК GaAs (осциляції Шубнікова де Гааза, спин-орбітальна взаємодія, слабка локалізація та ін.). Проаналізована фізична природа п'єзоопору ниткоподібних кристалів GaAs.

У *другому розділі* наведена методика проведених досліджень. Розглянуто, вирощування ниткоподібних кристалів методом хімічних транспортних реакцій, та хімічним осадженням з парової фази. Описані етапи формування, та параметри отриманих ниткоподібних кристалів GaAs і GaPAs, які використовувалися в дослідженнях. Описано методи створення омичних контактів, та вимірювань опору при криогенних температурах (4,2 К) та під дією сильних магнітних полів (до 14 Тл).

У *третьому розділі* подано результати комплексних досліджень впливу температури і магнітного поля на властивості НК GaAs з метою розроблення перетворювачів фізичних величин, що будуть дієздатні у складних умовах експлуатації. Досліджено особливості магнітоопору зразків із різними значеннями концентрації легуючої домішки в магнітних полях з індукцією  $0 \div 14$  Тл при

температурі від 4,2 до 77 К. Розкрито особливості перенесення носіїв заряду в низькотемпературних характеристиках зразків. Виявлено аномально позитивний магнітоопір кристалів при 4,2 К при дуже низькому магнітному полі з індукцією до 0,2 Тл, та лінійну зміну магнітоопору з магнітним полем при подальшому збільшенні індукції магнітного поля.

У *четвертому розділі* наведено результати комплексних досліджень впливу температури і магнітного поля на властивості НК GaPAs з метою розроблення перетворювачів фізичних величин, що будуть дієздатні у складних умовах експлуатації. Досліджено особливості магнітоопору зразків із різними значеннями концентрації легуючої домішки в магнітних полях з індукцією  $0 \div 14$  Тл при температурі від 4,2 до 77 К. Продемонстровано, що характер залежностей магнітоопору  $\Delta R_B/R$  від магнітного поля  $B$  сильно відрізняється для зразків із зростанням температури. При вищих температурах від 10 до 60 К спостерігається від'ємний магнітоопір (ВМО) максимальне значення якого досягає 7% при індукції магнітного поля 4,5 Т та температурі 4,2 К. Проведено порівняння в поведінці магнітоопору ниткоподібних кристалів  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  ( $x = 0.4$ ) та InSb для якісного аналізу механізму появи від'ємного магнітоопору. Визначено ймовірні причини появи цих ефектів і запропоновано альтернативне пояснення спостереженого явища від'ємного магнітоопору (ВМО) переважанням провідності на поверхні зразка через структуру ядро-оболонка кристала. Запропоновано використання кристалів в якості точних температурних датчиків в широкому діапазоні температур, та наведено криву калібрування температурного датчика на основі кристалів GaPAs.

У *п'ятому розділі* наведено результати досліджень властивостей деформації ниткоподібних кристалів GaAs в широкому діапазоні температур ( $-120 \div 300$  °C) та деформацій  $\pm(1 \times 10^{-5} \dots 1 \times 10^{-3}$  відносних одиниць). Досліджені залежності відносної зміни опору від деформації розтягу для кристалів з різним питомим опором, та наведені максимальні значення коефіцієнта тензочутливості для НК GaAs n і p – типу. Показано, що коефіцієнт тензочутливості для сильнолегованих кристалів дуже

слабко залежить від температури у широкому діапазоні температур (для НК GaAs р – типу з питомим опором 0,001-0,002 Ом·см температурний коефіцієнт тензочутливості становить  $-(0,02 \div 0,03)\% \cdot \text{град}^{-1}$  в області температур від -120 до +350<sup>0</sup>С). Наведено таблицю з основними параметрами розроблених тензорезисторів.

У висновках підсумовано аналіз результатів проведених досліджень впливу низьких температур, деформацій та магнітних полів на властивості НК GaAs, а також подано відомості про створені на їх основі сенсорів теплових і механічних величин.

## **РОЗДІЛ I. СТАН ПРОБЛЕМИ ЩОДО ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТА ЗАСТОСУВАННЯ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ GAAS**

### **1.1. Отримання НК GaAs із наперед заданими геометричними параметрами та дослідження їх структурних характеристик**

Напівпровідникові ниткоподібні кристали матеріалів типу III-V є важливою складовою передових технологій, таких як високопродуктивні польові транзистори з ефектом поля, сонячні елементи [1,2], фотодетектори [3], лазери [4-7], хімічні та біологічні сенсори, термоелектричні пристрої [8-11]. Серед напівпровідникових сполук III-V, ниткоподібні кристали GaAs здобули велику увагу через їх можливу інтеграцію з кремнієвою технологією шляхом прямого епітаксійного росту [12,13]. Ниткоподібні кристали GaAs можна вирощувати різними методами, включаючи ріст з розплаву, молекулярно-променеву епітаксію (МВЕ) [14-17] та хімічне осадження з парової фази (CVD) [18-21]. Оскільки комерційні реактори CVD стають поширеним інструментом для вирощування ниткоподібних кристалів III-V, розуміння механізмів росту та розробка надійних методів вирощування стає важливою проблемою. Вирощування НК III-V за допомогою CVD побудоване на розкладанні атомів груп III та V в пару, поглинання атомів газу в рідку фазу, і дифузії атомів в напрямку переходу рідина-тверде тіло. Цей процес обмежує кінетику реакції, пряме зіткнення та поверхнева дифузія атомів в газовій фазі та дифузія через рідину в напрямку переходу рідина-тверде тіло обмежують перенесення атомів. Загальна кінетика росту НК зумовлена різницею в хімічному потенціалі між атомами в газовій фазі та в твердій фазі (перенасичення), яка, як правило, зменшується під час процесів перенесення. Моделі росту НК за механізмом VLS можуть бути розділені на дві категорії [22,23]: ранні моделі VLS, які походять від досліджень росту НК та враховують кінетичні обмеження росту кристалів [24,25], та більш пізні дифузійні моделі, які також включають внески переносу від дифузійних реагентів [25,26].

Ці моделі мають дуже відмінні прогнози для залежності швидкості росту НК від розміру НК. Кінетичні моделі передбачають, що менші НК ростуть повільніше, ніж більші через зменшення перенасиченості в менших НК внаслідок більшого поверхневого натягу (ефект Гіббса-Томпсона); ріст НК зупиняється нижче визначеного критичного розміру кристала. Дифузійні моделі навпаки передбачають, що менші НК ростуть швидше, ніж більші, через більшу площу контакту бокової площини в порівнянні з об'ємом. На відміну від випадку НК InAs, обидві ці поведінки були теоретично передбачені та експериментально підтверджені для НК GaAs [21,22,23,25,28] та GaP [29,30], найімовірніше через те, що довжина дифузії атомів галію на поверхнях GaAs коротша, ніж на поверхнях індію [31]

Ріст НК за механізмом VLS сильно залежить від параметрів, таких як температура росту підкладки ( $T_g$ ), мольний потік TMGa ( $Q_{TMGa}$ ), мольний потік AsH<sub>3</sub> ( $Q_{AsH3}$ ), мольне відношення V/III (визначене як  $V/III = Q_{AsH3}/Q_{TMGa}$ ), час росту ( $t_g$ ) та розмір NP-каталізатора.

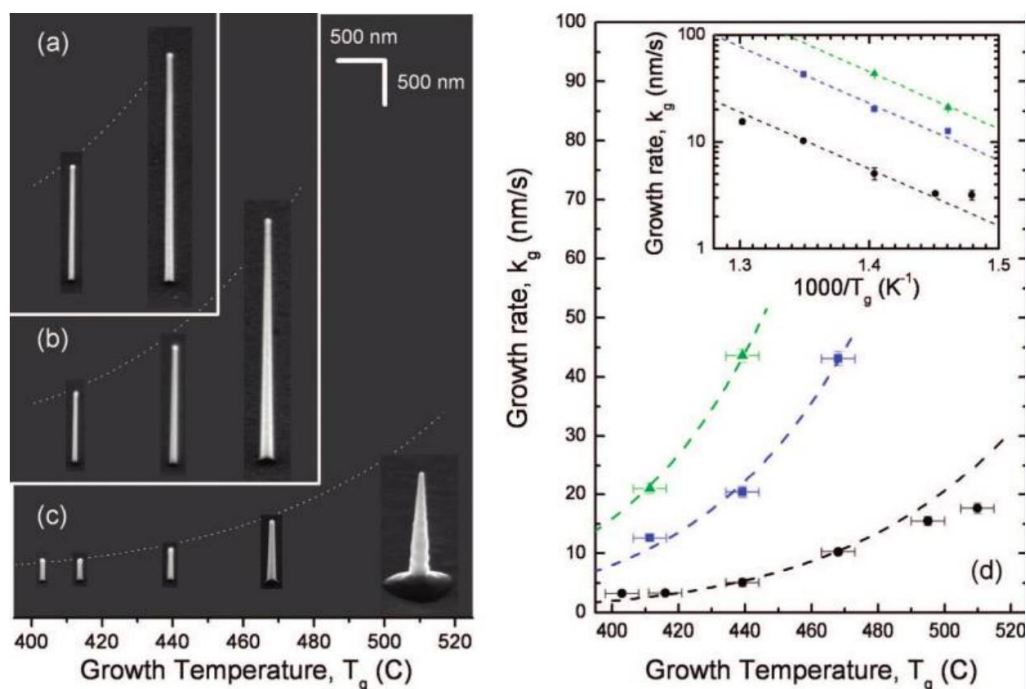


Рис. 1.1. (а-с) Зображення скануючого електронного мікроскопу (SEM), що показують морфологію НК GaAs в залежності від температури росту ( $T_g$ ) при різних мольних потоках TMGa 13.4 (а), 7.8 (b) і 1.6 мкмоль/с (с). Потік AsH<sub>3</sub> регулювався для забезпечення постійного співвідношення V/III приблизно 6.5. Зображення НК були записані на окремих підкладках для росту та відновлені в масштабі. (d) Відповідні дані зі швидкістю росту:  $Q_{\text{TMGa}}$  13.4 (2), 7.8 (9) і 1.6 мкмоль/с (b). Крапчаті лінії є найкращим усередненням до даних, отриманих за рівнянням 1.[32]

Рис 1.1 показує температурну залежність морфології НК, їх довжини ( $L$ ) та швидкості росту ( $k_g$ ) для різних концентрацій TMGa та AsH<sub>3</sub>. Тут мольне відношення V/III було утримано сталим ( $V/III \sim 6,5$ ), змінюючи  $Q_{\text{AsH}_3}$  та  $Q_{\text{TMGa}}$  пропорційно від 87,0 до 13,4 мкмоль/с (рис. 1a та d трикутники), від 50,2 до 7,8 мкмоль/с (рис. 1b та d квадрати) та від 10,4 до 1,6 мкмоль/с (рис. 1c та d круги), відповідно. Швидкість росту НК ( $k_g$ )  $L/t_g$  при припущенні, що  $k_g$  не змінюється з часом, проявляє термічно активовану поведінку при різних  $Q_{\text{TMGa}}$  та  $Q_{\text{AsH}_3}$ . Лінії з крапками на рис. 1.1 представляють усереднені значення для трьох наборів даних за функцією.



$$k_g = K(Q_{\text{TMGa}}, Q_{\text{AsH}_3})e^{-E_a/kT_g} \quad (1.1)$$

де константа пропорційності  $K(Q_{\text{TMGa}}, Q_{\text{AsH}_3})$  - це ще невідома функція концентрації TMGa та AsH<sub>3</sub>,  $E_a$  - мольна активаційна енергія для росту НК, а  $k$  - константа Больцмана. З графіка, показаного на вставці рис. 1d, активаційна енергія дорівнює  $E_a = 24,4 (\pm 1,3)$  ккал/моль, [32] що подібно активаційній енергії для росту тонких плівок GaAs(111) в кінетично обмеженому режимі ( $E_a = 22$  ккал/моль). [33]

Морфологія НК сильно залежить від температури росту (рис. 1.1a-c), при чому однорідні НК ростуть при найнижчих температурах ( $T_g \sim 400$  °C), а більш конусоподібні НК ростуть при найвищих температурах ( $T_g > 480$  °C). При високих температурах швидкість росту НК відхиляється від термічно активованої поведінки, описаної рівнянням 1.1, і досягає насичення (рис. 1d); як вже зазначалося раніше, це свідчить про те, що радіальний механізм росту стає суттєвим відносно механізму VLS при великих температурах, коли наближаються умови для росту тонких плівок GaAs. Формування великих основ у НК також видно на рис 1.1с.

Рис. 1.1. показує, що швидкість росту НК збільшується при зростанні  $Q_{\text{TMGa}}$  та  $Q_{\text{AsH}_3}$ .

Конкретний вплив мольних концентрацій TMGa та AsH<sub>3</sub> розглядається на рис. 1.2, де дані відображаються як функція  $Q_{\text{TMGa}}$ .

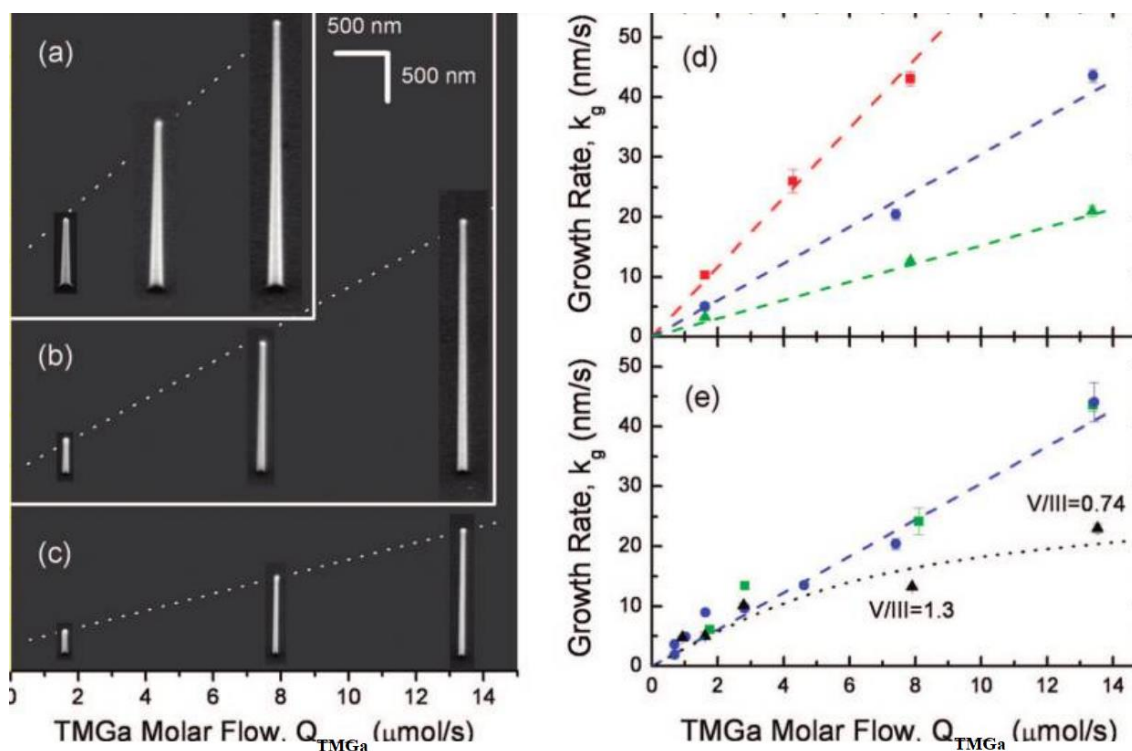


Рис. 1.2. (а-с) Зображення скануючого електронного мікроскопу (SEM) GaAs НК в залежності від мольного потоку TMGa при різних температурах росту 468 (а), 440 (б) і 410 °C (с). У цих експериментах співвідношення V-III було утримано на постійному рівні приблизно 6.5 за допомогою регулювання потоку AsH<sub>3</sub>.

Зображення НК були записані на окремих підкладках для росту та відновлені в масштабі. (d) Відповідні дані щодо швидкості росту:  $T_g$ ) 410 °C (2), 440 °C (6) і 468 °C (9). Пунктирні лінії є найкращим усередненням до даних, отриманих за рівнянням 2. (e) Залежність швидкості росту НК від  $Q_{\text{TMGa}}$ , отримана при  $T_g$ ) 440 °C для різних мольних потоків AsH<sub>3</sub> 10.4 (2), 50.2 (6) і 87.0 мкмоль/с (9);  $k_g$  лінійно залежить від  $Q_{\text{TMGa}}$  та не залежить від  $Q_{\text{AsH}_3}$  при високих співвідношеннях V/III (пунктирна лінія), тоді як вона сублінійно залежить від  $Q_{\text{TMGa}}$  при низьких потоках AsH<sub>3</sub> (співвідношення V/III, лінії з крапками).[34]

При постійному співвідношенні V/III (рис 2а-d), довжина НК (а отже,  $k_g$ ) лінійно залежить від  $Q_{\text{TMGa}}$  при всіх розглянутих температурах росту  $T_g$ ) 468 °C

(рис 1.2a та d, квадрати), 440 °C (рис 1.2b та d, круги, та 1e), і 410 °C (рис 1.1c та d, трикутники). Морфологія НК практично не змінюється за мольного потоку  $TMGa$ , тоді як, вже відзначалося раніше, НК стають конусоподібними при вищих температурах росту (рис 1.2a-с). Пунктирні лінії на рис. 1.2a-с та e і f - це лінійні апроксимації, отримані одночасно для трьох наборів даних відповідно до формули:

$$k_g = A(Q_{AsH_3})e^{-E_d/kT_g}Q_{TMGa} \quad (1.2)$$

де, порівнявши з рівнянням 1.1,  $K(Q_{TMGa}, Q_{AsH_3}) = A(Q_{AsH_3}) \cdot Q_{TMGa}$ . Щоб визначити залежність  $A$  від  $Q_{AsH_3}$  (або еквівалентно від співвідношення  $V/III$ ), автори [34] провели декілька експериментів, показаних на рис 1.2e при постійній температурі росту ( $T_g = 440$  °C), де досліджувалась залежність  $Q_{TMGa}$  від швидкості росту для різних мольних потоків  $AsH_3$ : 10.4 (трикутники), 50.2 (круги) та 87.0 мкмоль/с (квадрати). При достатньо великих потоках  $AsH_3$  (наприклад, при великих співвідношеннях  $V/III$ ), швидкість росту НК слідує лінійній залежності від  $Q_{TMGa}$ , подібно до тієї, яку можна спостерігати на рис. 1.2d для тієї ж самої температури росту (пунктирна лінія). Додатковий аналіз показує, що швидкість росту НК не змінюється від концентрації арсену, коли  $V/III > 4$ . Як показано кривою на рис. 1.2, швидкість росту відходить від лінійності при менших мольних співвідношеннях  $V/III$ , коли її зменшення може бути пов'язано з відсутністю арсенових складників (лінії з крапками); 7,17 проте, ріст НК можливий при мольних співвідношеннях  $V/III$  навіть якщо вони дуже низькі (0,74). Таким чином, ми можемо припустити, що в типових умовах росту III-V НК методом CVD (тобто при достатньо великих мольних співвідношеннях  $V/III$ ) вплив потоку  $AsH_3$  на морфологію та швидкість росту НК є незначним; з усередненням на рис. 1.2 ми отримуємо  $A(Q_{AsH_3}) = A = 73.6 \text{ нм/моль}$ .

Довжина НК може бути точно контрольована часом росту. Рис. 1.3 показує залежність довжини НК від часу для трьох різних температур росту:  $T_g = 410$  °C (рис. 1.3a, d), 440 °C (рис. 1.3b, e) та 510 °C (рис 1.3c, f).

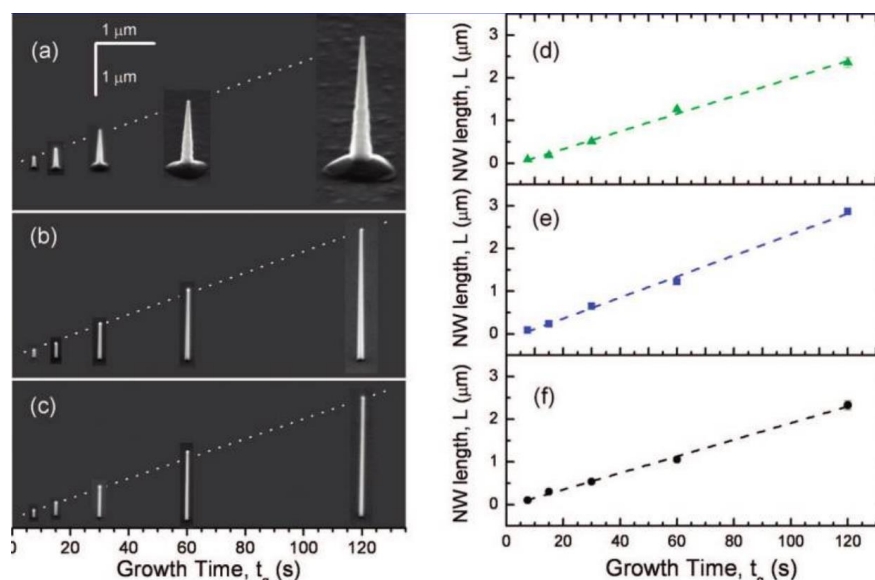


Рис. 1.3. Зображення скануючого електронного мікроскопу (SEM) (a-c) та відповідні довжини (d-f) GaAs НК в залежності від часу росту ( $t_g$ ) при різних температурах росту 510 °C (a, d), 440 °C (b, e) і 410 °C (c, f). Мольний потік TMGa був 1.6 (a, d), 7.8 (b, e) і 13.4 мкмоль/с (c, f). Потік AsH<sub>3</sub> змінювався відповідно, щоб утримати сталим співвідношення V/III приблизно 6.5. Пунктирні лінії на (d-f) є найкращим усередненням даних, отриманих за рівнянням 1.3. Зображення НК були записані на окремих підкладках для росту та відновлені в масштабі.[32]

Для вивчення різних температур  $Q_{\text{TMGa}}$  варіювалася від 13.4 (рис. 1.3a, d) до 7.8 (рис. 1.3b, e) та 1.6 мкмоль/с (рис. 1.3c, f), щоб отримати схожі швидкості росту НК. У всіх випадках довжина НК виявилася пропорційною часу росту, як показано лінійним усередненням даних (пунктирні лінії), отриманою за допомогою рівняння

$$L = \Lambda(t_g - t_n) \quad (1.3)$$

У рівнянні (1.3)  $\Lambda$  – це константа пропорційності, а час осаження  $t_n$  вводиться для врахування затримки між екстраполяцією лінійних залежностей на рис. 1.3 та часом, коли TMGa надходить в камеру. З апроксимацій на рис. 1.3d-f ми визначаємо середній час осаження приблизно  $t_n \approx 3.5$  с. Лінійна залежність довжини НК від часу

свідчить про те, що швидкість росту не залежить від часу, і припущення, зроблене в рівняннях 1 і 2 свідчить, що  $k_g$  незалежний від часу.

Комбінуючи рівняння 1-3, можемо вивести феноменологічний вираз для довжини НК, який враховує всі відповідні параметри росту, поданий рівнянням:

$$L = A Q_{\text{TMGa}} e^{-E_a/kT_g} (t_g - t_n) \quad (1.4)$$

де  $A=7.36$  нм/моль,  $E_a=24.4$ ккал/моль і  $t_n=3.5$ с.

Слід зауважити, що рівняння (1.4) дозволило відтворити довжини НК в майже 60 експериментах з росту НК GaAs, які охоплюють весь діапазон параметрів росту, доступних у запропонованій системі CVD ( $T_g = 403-510$  °C,  $Q_{\text{TMGa}} = 0.7-13.4$  мкмоль/с,  $Q_{\text{AsH}_3} = 10.4 - 87.0$  мкмоль/с і  $t_g = 7.5-1600$  с), призводячи до довжин вирощених НК від 0.06 до 6.38 мкм, в середньому на 23% ближче до їх вимірних значень. Такий підхід може бути використаний в промислових застосуваннях, які вимагають високоякісного виробництва НК з високою відтворюваністю та точним контролем морфології.

Також у роботі [33] автори запропонували вирощування НК GaAs методом CVD на підкладці з кремнію. З їхніх досліджень слід виділити те, що після того як епітаксійні НК GaAs виникають на підкладках Si, температура росту та мольні співвідношення реагентів стають ключовими параметрами для росту НК. Швидкість росту та морфологія НК GaAs досліджувалася як функція температури при фіксованих мольних потоках AsH<sub>3</sub> та TMGs, що дорівнюють  $1,38 \times 10^{-3}$  та  $5,56 \times 10^{-5}$  відповідно. Швидкість росту НК відображається як функція оберненої температури на напівлогарифмічній шкалі на рис. 1.4.

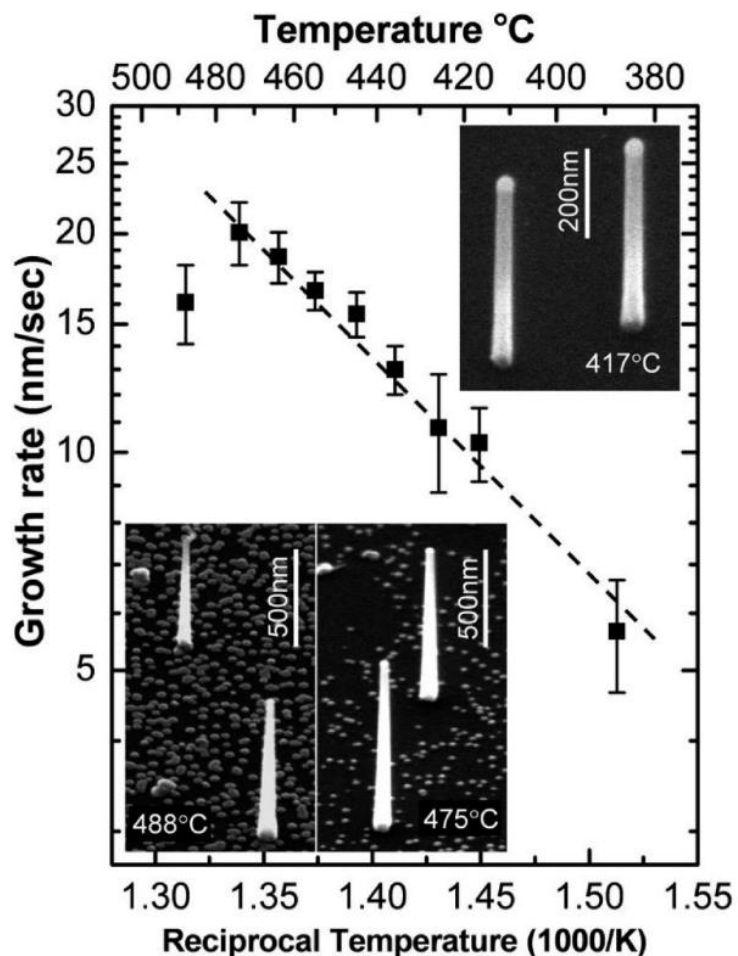


Рис. 1.4. Залежність швидкості росту НК GaAs від температури та морфології, вирощених на Si (111) підкладках при  $Q_{AsH_3} = 1,38 \times 10^{-3}$  та  $Q_{TMGa} = 5,56 \times 10^{-5}$ . Вставки – нахилені під  $45^\circ$  зображення скануючого електронного мікроскопу НК GaAs, вирощених протягом 60 с при  $417^\circ\text{C}$  (верхній правий),  $475^\circ\text{C}$  (нижній правий) та  $488^\circ\text{C}$  (нижній лівий).[33]

Швидкість росту НК збільшується зі зростанням температури, досягає максимуму приблизно при  $475^\circ\text{C}$  і швидко зменшується при більших температурах. Шляхом лінійного усереднення даних в області низьких температур було розраховано енергію активації  $E_A$  приблизно  $57$  кДж/моль, що менше, ніж енергії активації для росту Au-каталізованих НК GaAs на підкладках GaAs (111). З робіт [35,36] отримані данні ( $E_A$  приблизно  $67-75$  кДж/моль) [35] і з порівняльних

експериментів, проведених в тій же системі CVD, що й тут ( $E_A$  приблизно 80-100 кДж/моль) [36]. Присутність підкладки Si (111), ймовірно, відіграє важливу роль у зниженні енергії активації для росту НК, ймовірно, збільшуючи швидкість розчинення при низьких температурах. При високих температурах швидкості росту на підкладках Si та GaAs дуже близькі, де швидкість розчинення вже наближена до 100%, і тому вплив підкладки на розчинення вже не є важливим. Як показано на вставках рис. 1.4 конусоподібність НК та поверхнева морфологія помітно змінюються при зміні температури росту від 417 °C до 488 °C: НК є досить однорідними при низьких температурах і стають більш конусоподібними із збільшенням температури; більш явний ріст на поверхні підкладки та на боках НК з'являється при високих температурах (вище ~480 °C) і призводить до зниження швидкості росту через зниження концентрації компонентів, що відповідає результатам у роботах [35]. Таким чином, досить однорідні НК з низькою поверхневою морфологією можна отримати в вузькому діапазоні температур росту між 417 і 455 °C, і чим нижча температура, тим більш однорідним є діаметр і тим менший ріст на поверхні.

Також показано, що мольні потоки TMGa та AsH<sub>3</sub> мають значний вплив на швидкість та морфологію росту НК при фіксованій температурі росту 417 °C, коли вирощуються рівномірні НК.

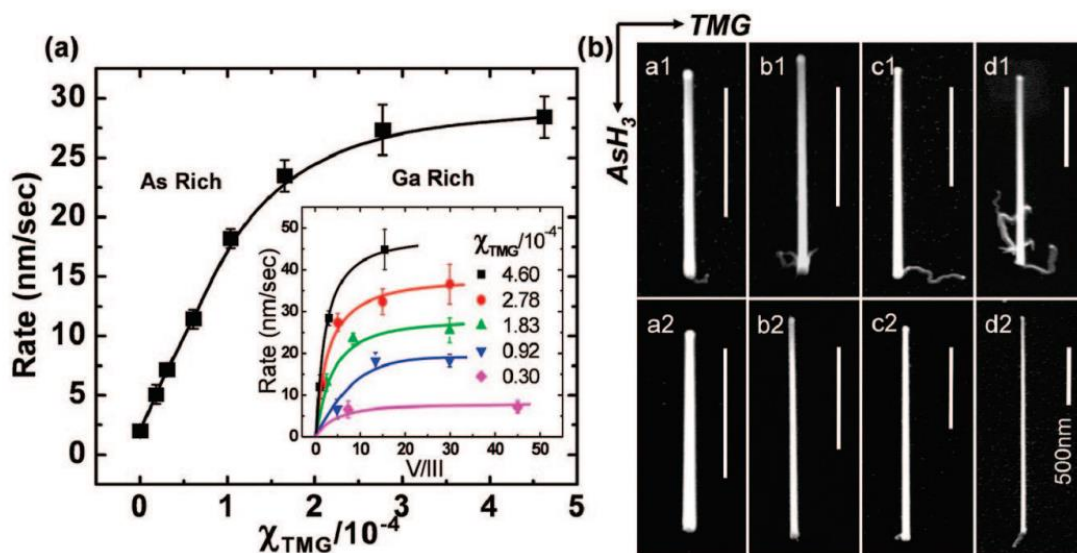


Рис. 1.5. Залежність швидкості росту та морфології НК від мольних потоків TMGa та AsH<sub>3</sub>. (a) Швидкість росту НК як функція мольного потоку TMGa при фіксованій  $Q_{\text{AsH}_3} = 1.38 \times 10^{-3}$ ; на вставці показана швидкість росту як функція співвідношення V/III для різних мольних потоків TMGa. Неперервні лінії є направляючими. (b) Морфологія GaAs НК, вирощених при 417 °C з різними мольними потоками TMGa та AsH<sub>3</sub>. НК у першому ряду вирощували при низьких мольних потоках AsH<sub>3</sub> в  $1.38 \times 10^{-3}$  та мольних потоках TMGa (a1)  $0.92 \times 10^{-4}$ , (b1)  $1.83 \times 10^{-4}$ , (c1)  $2.78 \times 10^{-4}$  та (d1)  $4.60 \times 10^{-4}$ ; за тим же значення TMGa НК у другому ряду вирощували при мольних потоках AsH<sub>3</sub> (a2)  $2.80 \times 10^{-3}$ , (b2)  $5.60 \times 10^{-3}$ , (c2)  $4.20 \times 10^{-3}$  та (d2)  $7.22 \times 10^{-3}$ . [33]

При фіксованому мольному потоці AsH<sub>3</sub> у  $1,38 \times 10^{-3}$  швидкість росту спочатку лінійно залежить від мольного потоку TMGa до  $Q_{\text{TMGa}} = 1,1 \times 10^{-4}$  (рис. 1.5a), що спричинено великим співвідношенням V/III і визначається як область збагаченого As. З подальшим збільшенням мольного потоку TMGa швидкість росту поступово відхиляється від лінійної залежності та насичується при високих мольних потоках, що перевищують  $Q_{\text{TMGa}} = 4,5 \times 10^{-4}$ , де співвідношення V/III менше 3 (рис. 1.5a) і описується як область збагаченого Ga. Явна залежність швидкості росту від



співвідношення V/III показана на вставці рис. 1.5a, де мольний потік AsH<sub>3</sub> змінювався, а мольний потік TMGa залишалася при різних постійних значеннях. Незалежно від мольного потоку TMGa швидкість росту НК поступово насичується при досить великих значеннях співвідношення V/III (вище ~20), в той час як вона зменшується при нижчих значеннях співвідношення V/III через відсутність складових As. При тому самому співвідношенні V/III швидкість росту НК зростає зі збільшенням потоку TMGa. Як показано на рис. 1.5b (перший ряд), при збільшенні потоку TMGa при низьких значеннях співвідношення V/III (насичений Ga) можна спостерігати новий "хробакоподібний" поверхневий ріст, що ймовірно викликаний утворенням крапель Ga та самостійно спровокованим поверхневим ростом НК GaAs в умовах, подібних умовам росту НК InAs. [37]. Зі збільшенням мольного потоку AsH<sub>3</sub>, тобто зі збільшенням співвідношення V/III, "хробакоподібний" поверхневий ріст зупиняється (рис. 1.5b, другий ряд). Окрім "хробакоподібного" поверхневого росту, мольні потоки TMGa та AsH<sub>3</sub> практично не впливають на однорідність НК за діаметром (рис. 1.5b). Окрім "хробакоподібного" поверхневого росту, мольні потоки TMGa та AsH<sub>3</sub> практично не змінюють морфологію НК (рис. 1.5b), але впливають на щільність дефектів та швидкість росту НК. Мольні потоки TMGa та AsH<sub>3</sub> впливають на морфологію поверхні при екстремальних значеннях співвідношення V/III.

## 1.2 Магнітотранспортні властивості НК GaAs

Традиційно електротранспорт описується за допомогою кінетичної теорії або методу рівняння Больцмана. У наявності статичного магнітного поля класична орбіта електрона є кривою. Тому основне кінетичне теоретичне уявлення, в якому електрон рухається прямолінійно, вдаряється в об'єкт розсіювання (домішку), змінює напрямок і рухається по іншій прямій, та розпадається не дозволяє описати цей ефект, адже Больцманові члени зіткнення, що містять переріз розсіювання, не можуть бути записані. На щастя, квантова теорія може допомогти з вирішенням даної ситуації.

## 1.2.1 Осциляції Шубнікова – де Гааза в НК GaAs

### 1.2.1.1 Кінетична теорія коливань Шубнікова-де Гааза в НК GaAs

Коли магнітне поле застосовано плавно, енергія електрона не змінюється, але циклотронний рух завжди діє так, щоб зменшити магнітне поле. Таким чином, загальна енергія електрона разом із навколишнім полем менша, ніж енергія електрона плюс його енергія без зміни поля. Іншими словами, електрон, оточений полем, стійкий відносно розпаду, і перебуває в зв'язаному (від'ємному енергетичному) стані. Якщо електричне поле прикладено в напрямку  $x$ , оточений полем електрон, положення якого є основним центром провідності, рухається в напрямку  $x$  і генерує струм. Таким чином, ми можемо застосувати кінетичну теорію до руху. Зокрема, отримуємо вираз для електропровідності  $\sigma$ :

$$\sigma = ne^2 / (M^* \gamma), \quad (1.5)$$

де  $n$  - щільність оточених полем електронів,  $e$  - заряд,  $M^*$  - ефективна (магнітотранспортна) маса, відмінна від циклотронної маси  $m^*$ , і  $\gamma$  - коефіцієнт релаксації.

У роботі [38] виявили два види осциляцій, схожих на осциляції Шубнікова-де Гааза (SdH), в GsAs/AlGaAs. Один вид є періодичним у високих магнітних полях (приблизно 0,4 Т), а інший також періодичний у слабких полях (приблизно 0,2 Т) і існує лише при наявності випромінювання. У роботі [39,40] пізніше виявили, що другий вид осциляцій містить стани нульового опору, схожі на стани квантового Холла (QH), що виникають при вищих полях (приблизно 5 Т).

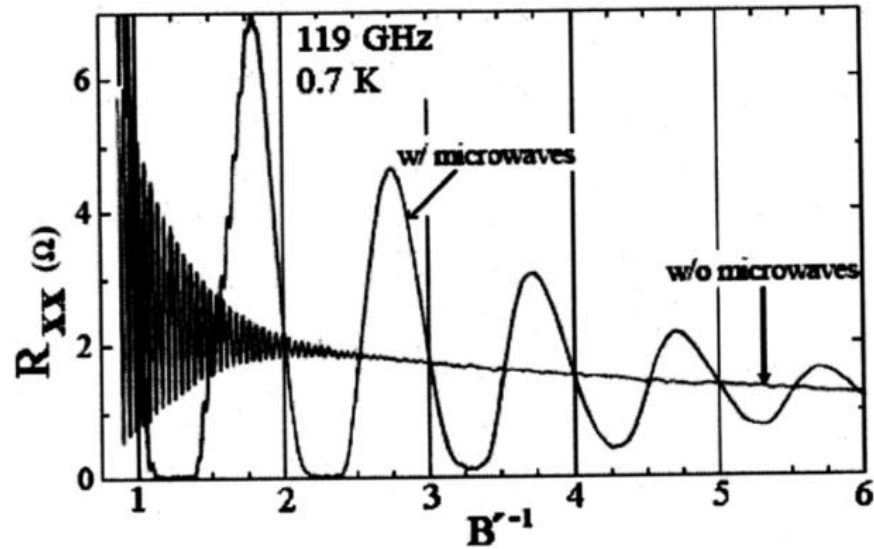


Рис. 1.6. Графік залежності діагонального опору  $R_{xx}$  від зменшеного зворотного магнітного поля,  $B^{-1}$ [41]

Рис. 1.6. представляє дані отримані у роботі [41] для діагонального опору  $R_{xx}$  проти зменшеного оберненого магнітного поля,  $1/B'$ . Зменшення відбувається так, що дві криві з випромінюванням (з/без) перетинаються при  $1/B' = 2, 3, 4$  рис. 1.6. Осциляції Шубнікова-де Гааза спостерігаються для зразків без випромінювання. Ми концентруємося на цьому випадку. У роботі [42] представлені експерименти і теорії явищ, включаючи осциляції Шубнікова-де Гааза (SdH) і осциляції де Гааза-ван Альфена (dHvA) в 2D електронних системах. Переважаюча думка тоді і зараз полягає в тому, що згини двох осциляцій можуть бути характеризовані температурою Дінгла [43], що виникає внаслідок згасання рівнів Ландау (LL). Чутливість  $\chi$  є рівноважною властивістю, і її слід розраховувати, не враховуючи механізм розсіювання.

Візьмемо розріджену систему електронів, що рухаються в площині. При магнітному полі  $B$ , перпендикулярному до площини, кожен електрон перебуватиме в стані Ландау з енергією

$$\varepsilon = (N_L + 1/2)\hbar\omega_c, \quad \omega_c \equiv eB/m^*, \quad N_L = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.6)$$

де  $m^*$  - циклотронна маса,  $\omega_c$  - циклотронна частота. Дегенерація рівнів Ландау задається формулою

$$eVA/(2\pi\hbar), A = \text{область вибірки} \quad (1.7)$$

Таким чином, чим слабкіше поле, тим більше LL, розділення  $\hbar\omega_c$  зайнято електронами. У цьому стані електрон можна розглядати як циркулюючий навколо направляючого центру. Розглянемо спочатку випадок без магнітного поля. Приймаємо рівномірний розподіл домішок із густиною  $n_1$ . Розв'язуючи рівняння Больцмана, отримуємо провідність [44]:

$$\sigma = \frac{2e^2}{m^*(2\pi\hbar)^2} \int d^2 p \frac{\varepsilon}{\Gamma} \left( -\frac{dF}{d\varepsilon} \right) \quad (1.8)$$

де  $\varepsilon = p^2/(2m^*)$  - це інтенсивність змішування, а  $\Gamma$  - енергетично ( $\varepsilon$ ) залежний показник релаксації.

$$\Gamma(\varepsilon) = n_1 \int d\Omega(p/m^*) I(p, \theta) (1 - \cos\theta) \quad (1.9)$$

де  $\theta$  = кут розсіювання та  $I(p, \theta)$  = поперечний переріз. Фактор 2 зумовлений спіновим виродженням.

Функція розподілу Фермі:

$$F(\varepsilon) \equiv [\exp\{e\beta(\varepsilon - \mu)\} + 1]^{-1} \quad (1.10)$$

з  $\beta \equiv (k_B T)^{-1}$  і  $\mu$  = хімічний потенціал, нормалізується таким чином, що:

$$n = \frac{2}{(2\pi\hbar)^2} \int d^2 p F(\varepsilon) \quad (1.11)$$

Введемо густину станів  $N(\varepsilon)$  і перепишемо рівняння (1.8) як:

$$\sigma = \frac{e^2}{m^*} \int_0^\infty d\varepsilon N(\varepsilon) \frac{\varepsilon}{\Gamma} \left( -\frac{dF}{d\varepsilon} \right) \quad (1.12)$$

Функція  $F(\varepsilon)$  різко спадає поблизу  $\varepsilon = \mu$  при низьких температурах:  $k_B T \ll \varepsilon_F$  (енергія Фермі). Зокрема, для двовимірної квазівільної електронної системи густина станів  $N(\varepsilon) = Am^*/\pi\hbar^2$  не залежить від енергії  $\varepsilon$ . Формула заміни дельта-функції Дірака:

$$-\frac{dF}{d\varepsilon} = \delta(\varepsilon - \mu) \quad (1.13)$$

може бути використана. Припускаючи цю формулу та використовуючи:

$$\int_0^{\infty} d\varepsilon N(\varepsilon) \varepsilon \left( -\frac{dF}{d\varepsilon} \right) = \int_0^{\infty} d\varepsilon N(\varepsilon) F(\varepsilon) \quad (1.14)$$

і порівнюючи рівняння (1.5) і (1.12), отримуємо:

$$\frac{n}{\gamma} = \int_0^{\infty} d\varepsilon N(\varepsilon) \frac{1}{\Gamma(\varepsilon)} F(\varepsilon) \quad (1.15)$$

Далі розглянемо випадок з магнітним полем. Введемо кінетичні моменти:

$$\Pi_x = p_x + eA_x, \quad \Pi_y = p_y + eA_y \quad (1.16)$$

Кінетична енергія електрона дорівнює:

$$H = (\Pi_x^2 + \Pi_y^2) / (2m^*) \equiv \Pi^2 / (2m^*) \quad (1.17)$$

Векторний потенціал  $A = 1/2 B \times r$  можна записати як  $A_x = -1/2 B y$ ,  $A_y = 1/2 B x$ ,  $A_z = 0$ . Використавши квантові умови:  $[x, p_x] = [y, p_y] = i\hbar$ ,  $[x, y] = [x, p_y] = [y, p_x] = 0$ , отримуємо:

$$[\Pi_x, \Pi_y] = -(e\hbar/i)B \quad (1.18)$$

Якщо ввести  $m^{*-1/2} \Pi_x = P$ ,  $(eB)^{-1} m^{*1/2} \Pi_y = Q$ , то отримаємо  $H = (P^2 + \omega_c^2 Q^2) / 2$  і  $[Q, P] = i\hbar$ . Отже, власні значення енергії задані як  $(N_L + 1/2)\hbar\omega_c$ , що підтверджує рівняння (1.6). Після нескладних розрахунків отримуємо:

$$(2\pi) \Pi \Delta \Pi \cdot L_x L_y (2\pi\hbar)^{-2} = A \omega_c m^* (2\pi\hbar)^{-1} = eBA (2\pi\hbar)^{-1} \quad (1.19)$$

з  $A = L_x L_y$  і  $\hbar\omega_c = \Delta(\Pi^2 / 2m^*) = \Pi \Delta \Pi / m^*$ . Отже, виродження LL задається як  $eBA / (2\pi\hbar)$ , як зазначено в рівнянні (1.7).

Розглянемо рух покритих полем електронів (основного центру). Вважаємо, що покритий полем електрон є ферміоном з магнітотранспортною масою  $M^*$  і зарядом  $e$ . Кінетична енергія представлена:

$$H_K = (\Pi_x^2 + \Pi_y^2) / (2M^*) \equiv \Pi^2 / (2M^*) \quad (1.20)$$

Згідно з гіпотезою квантування потоку Онзагера, магнітні потоки можна порахувати в одиницях  $\Phi_0 = e/h$  з  $h$ =постійною Планка. Вважаємо, що покритий електрон складається з електрона і двох елементарних потоків (флюксонів). Введемо функцію розподілу,  $\phi(\Pi, t)$  у  $(\Pi_x, \Pi_y)$  просторі, нормовану так, що:

$$\frac{2}{(2\pi\hbar)^2} \int d^2\Pi \phi(\Pi_x, \Pi_y, t) = \frac{N}{A} = n \quad (1.21)$$

Рівняння Больцмана для однорідної нерухомої системи має вигляд:

$$e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \Pi} = \int d\Omega \frac{\Pi}{M^*} n_1 I(\Pi, \theta) [\phi(\Pi') - \phi(\Pi)] \quad (1.22)$$

У фактичних експериментальних умовах членом магнітної сили можна знехтувати. Припускаючи цю умову, ми отримуємо таку саму формулу провідності, як наведено в рівнянні. (1.8) із заміною  $m^*$  на  $M^*$ .

Коли поле  $B$  підвищується, LL відокремлення  $\hbar\omega_c$  стає більшим, і квантові стани групуються разом. Щільність станів повинна містити коливальну частину, пропорційну:

$$\sin\left(\frac{2\pi\varepsilon'}{\hbar\omega_c} + \psi_0\right), \quad \varepsilon' = \frac{\Pi^2}{2m^*} \quad (1.23)$$

де  $\psi_0$  – фаза. Оскільки  $\varepsilon_F / \hbar\omega_c \gg 1$ , то фаза  $\psi_0$  надалі буде опущена. Фізично, синусоїдальні зміни в рівнянні (1.23) описуються наступним чином. Згідно з принципом невизначеності Гейзенберга та принципом виключення Паулі, енергія Фермі  $\varepsilon_F$  залишається приблизно постійною, коли змінюється поле  $B$ . Щільність станів висока, коли  $\varepsilon_F$  відповідає  $N_L$ -му рівню, тоді як вона мала, коли  $\varepsilon_F$  потрапляє між сусідніми LL. Якщо щільність станів сильно коливається в падінні функції розподілу Фермі, не можна використовувати формулу дельта-функції, подану в рівнянні. (1.13). Ширина  $d_F/d_\varepsilon$  має порядок  $k_B T$ . Критична температура  $T_c$ , нижче якої можна спостерігати коливання, становить  $k_B T_c \sim \hbar\omega_c$ . Нижче критичної температури ( $T < T_c$ ), ми можемо діяти наступним чином. Розглянемо інтеграл:

$$I = \int_0^{\infty} d\varepsilon F(\varepsilon) \sin(2\pi\varepsilon' / \hbar\omega_c), \quad \varepsilon = \Pi^2 / (2M^*) \quad (1.24)$$

Ми вводим нову змінну  $\xi = \beta(\varepsilon - \mu)$  і розширюємо нижню межу до  $-\infty$  (низька температурна межа):

$$\int_0^{\infty} d\varepsilon \dots \frac{1}{\exp\{\beta(\varepsilon - \mu)\} + 1} = \beta^{-1} \int_{-\mu\beta}^{\infty} d\varepsilon \dots \frac{1}{\exp(\xi) + 1} \rightarrow \beta^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \dots \frac{1}{\exp(\xi) + 1} \quad (1.25)$$

Використовуючи  $\sin(A + B) = \sin A \cos B + \cos A \sin B$  і

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\xi \frac{\exp(i\alpha\xi)}{\exp(\xi) + 1} = \frac{\pi}{i \sinh \pi\alpha} \quad (1.26)$$

ми отримуємо

$$I = \pi k_B T \frac{\cos(2\pi\varepsilon_F / \hbar\omega_c)}{\sinh(2\pi^2 M^* k_B T / \hbar e B)} \quad (1.27)$$

Тут ми використали  $M^* \mu(T=0) = m^* \varepsilon_F$ , яке виникає внаслідок того факту, що імпульс Фермі однаковий як для оточених, так і для не оточених полем електронів. Для дуже низьких полів число коливань в діапазоні  $k_B T$  стає більше. Отже, синусоїдальні внески повинні компенсуватися. Це представлено множником  $[\sinh(2\pi^2 M^* k_B T / \hbar e B)]^{-1}$ .

Ми починаємо обчислення з рівняння (1.15). Для випадку без поля ми можемо використати рівняння (1.13) і (1.14) і отримати:

$$\frac{n}{\gamma_0} = \frac{N(\varepsilon'_F) \varepsilon'_F}{A\Gamma(\varepsilon'_F)}, \quad \varepsilon'_F = \frac{p^2}{2m^*} \quad (1.28)$$

Для скінченного  $B$  неосциляційна частина (фон) вносить аналогічний внесок:

$$\frac{n}{\gamma} = \frac{N(\varepsilon_F) \varepsilon_F}{A\Gamma(\varepsilon_F)}, \quad \varepsilon = \frac{\pi^2}{2M^*} \quad (1.29)$$

розраховано для оточених полем електронів. Коливальну частину можна обчислити за допомогою формули інтегрування  $I$  в рівняннях (1.25) і (1.28). Ця частина набагато менша, ніж  $N\varepsilon_F/A\Gamma$ , оскільки внесок обмежений малим діапазоном

енергій ( $k_B T$ ). Він також малий за рахунок синусоїдальної відмінності. Підсумовуючи:

$$\frac{n}{\gamma} = \frac{N(\varepsilon_F)\varepsilon_F}{A\Gamma(\varepsilon_F)}(1+\phi) = \frac{n}{\Gamma(\varepsilon_F)}(1+\phi)$$

$$\phi \equiv \frac{\pi k_B T}{\varepsilon_F} \frac{\cos(2\pi\varepsilon_F / \hbar\omega_c)}{\sinh(2\pi^2 M^* k_B T / \hbar e B)} \quad (1.30)$$

Тоді питомий опір  $\rho \equiv \sigma^{-1}$  можна виразити як:

$$\rho = \frac{M^* \Gamma}{e^2 n} (1 - \phi) \quad (1.31)$$

де використано наближення  $(1+\phi)^{-1} \cong 1 - \phi$ . Якщо швидкість розпаду  $\delta$  визначається як:

$$\sinh(\delta/B) \equiv \sinh(2\pi^2 M^* k_B T / \hbar e B) \quad (1.32)$$

яка ретельно вимірюється, ефективну масу  $M^*$  можна отримати безпосередньо як  $M^* \hbar \delta / (2\pi^2 k_B T)$ . Швидкість релаксації  $\gamma$  тепер може бути отримана за рівнянням (1.5) з виміряною магнітопровідністю. Всі електрони, а не тільки збуджені електрони поблизу поверхні Фермі, піддаються дії електричного поля. Отже, густина носіїв  $n$ , що з'являється в рівнянні (1.5) – є загальною густиною оточених полем електронів. Це  $n$  також з'являється у класичному виразі питомого опору Холла ( $\rho_H$ ):

$$\rho_H \equiv E_H / j = v_d B / (e n v_d) = B / (e n) \quad (1.33)$$

де було використано поле Холла,  $E_H = v_d B$  густина струму  $j = e n v_d$ ,  $v_d$  – дрейфова швидкість. Отже, густину  $n$  можна отримати саме за допомогою вимірювань ефекту Холла. Усі (оточені) електрони підпадають під дію магнітного поля, і, отже, магнітна сприйнятливість  $\chi$  пропорційна густині електронів  $n$ , що забезпечує подібності між коливаннями осциляції Шубнікова-де Гааза і осциляції де Гааза-ван Альфена. У цій теорії дві маси  $m^*$  та  $M^*$  вводяться природним чином, що відповідає двом фізичним процесам, циклотронному руху електрона та магнітотранспортному руху оточеного полем електрона.



Оточені полем електрони знаходяться там незалежно від того, чи досліджується система в рівноважному чи нерівноважному стані, доки система піддається впливу магнітного поля.

В загальному на сьогоднішній день існує багато теорій, що ураховують різні внески в механізм утворення осциляції Шубнікова-де Гааза.

У роботі [43] представлена залежність від  $B$  осциляцій магнітоопору, викликаних міліметровими хвилями, майже ідеально відтворюється теоретичною моделлю з даної роботи, заснованою на FLN та ERN. У теоріях [45-65] розглядалися лише ефекти міліметрового випромінювання на 2DES. Однак, якщо існує електронна яма, то слід також враховувати вплив випромінювання на електрони в ямі. На даний момент механізм електронної ями не відомий. Тут припускається, що електрони в ямі перебувають в зв'язаних станах з енергією зв'язку  $-E_{\text{res}}$ . Оскільки кількість енергії, яку збуджений електрон може отримати від міліметрового випромінювання, дорівнює  $\sim \nu$ , умова, за якої електрон може приєднатися до 2DES, повинна бути  $\hbar\omega_c/2 + E_{\text{res}} < \hbar\nu$ , що можна записати як  $B < (2mc/eh)(\hbar\nu - E_{\text{res}}) \equiv B_c$ . Оскільки хімічний потенціал - це мінімальна вільна енергія для додавання електрона до системи, виникнення такого процесу може бути описане введенням іншої особливості у відстрочену функцію Гріна при  $\sim \nu$ . Ця особливість функції Гріна може бути виражена як ефективний хімічний потенціал. Ці огляди призводять до наступного виразу для  $G^R G^A$ :

$$G^R(\omega)G^A(\omega) = \sum_{i=1,2} \frac{\pi a_i^2}{\gamma_i} \delta(\omega - \hbar^{-1}(\varepsilon_{M\alpha} - \eta_i)) \theta_i + \{\text{Неоднозначний внесок}\} \quad (1.34)$$

коли випромінювання включене, і

$$G^R(\omega)G^A(\omega) = \frac{\pi a_2^2}{\gamma_2} \delta(\omega - \hbar^{-1}(\varepsilon_{M\alpha} - \eta_2)) + \{\text{Неоднозначний внесок}\} \quad (1.35)$$

коли випромінювання виключене.

Крім того, слід відзначити, що ця модель незалежна від поляризації радіаційного поля, що повністю узгоджується з експериментальним спостереженням

у роботі [66]. Оскільки модель не залежить від конкретних механізмів розсіювання електронів, що викликають електричну опірність, здається, що ця нова осциляція магнітостійкості є універсальним наслідком природи 2DES та наявності електронної ями у гетероструктурах GaAs/AlGaAs.

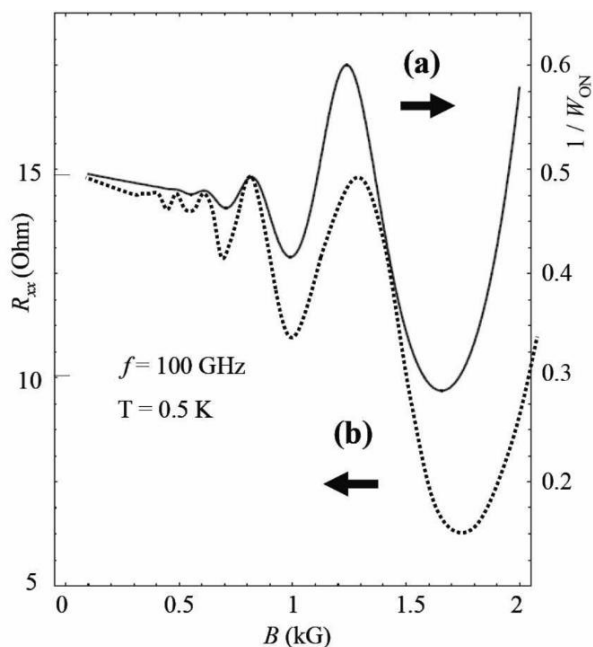


Рис. 1.7 В-залежність функції  $W_{ON}^{-1}$  та експериментально виміряне  $R_{xx}$  для  $0,1 < B < 2$  з випромінюванням. Параметри:  $f = 100$  ГГц,  $T = 0,5$  К,  $n = 2 \times 10^{11}$   $\text{см}^{-2}$ . (a) Теоретичний  $W_{ON}^{-1}$  зображено суцільною лінією. (b) Експериментально виміряне  $R_{xx}$ , взяте з рис. 4 у роботі [38] нанесено пунктиром.[43]

Залежність  $W_{ON}^{-1}$  від  $B$  для  $0,2 < B < 2$  kG показана суцільною лінією на рис. 1.7, використовуючи значення фізичних параметрів, наведених у [43], тобто  $T = 0,5$  К,  $n = 2 \times 10^{11}$   $\text{см}^{-2}$ ,  $m = 0,068m_0$ , і  $f = 100$  ГГц. Налаштовані параметри вибрані так, щоб  $B_c = 3,0$  kG,  $\tau = 0,01$  і  $\xi = 1,8 \times 10^{-4}$ . Ці значення вказують на  $E_{\text{res}} \approx 0,16$  (meV). Експериментально виміряний  $R_{xx}$ , взятий з рис. 4 у роботі [43], також показаний пунктирною лінією для тих самих значень  $B$ . Осциляційний патерн  $W_{ON}^{-1}$  показує відмінність з експериментальним результатом.

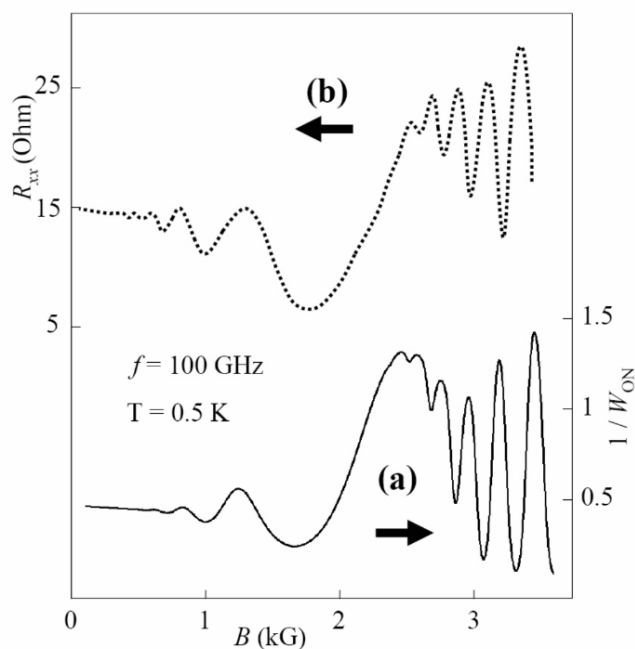


Рис. 1.8 В-залежність функції  $W_{ON}^{-1}$  та експериментально виміряного  $R_{xx}$  для  $0,2 < B < 3,6$  при впливі поля на систему. Параметри такі ж, як на рис. 1.7 (а) Теоретичний  $W_{ON}^{-1}$  зображено суцільною лінією. (b) Експериментально виміряне  $R_{xx}$ , взяте з рис. 4 у посиланні [43], нанесене пунктирною лінією.[43]

На рис. 1.8 залежність  $W_{ON}^{-1}$  від  $B$  показана суцільною лінією для  $0,2 < B < 3,6$  kG, використовуючи ті самі значення параметрів. Експериментально виміряний  $R_{xx}$ , взятий з рис. 4 у [38], також показаний пунктирною лінією для тих самих значень  $B$ . Теоретична поведінка відмінно узгоджується з експериментальною кривою. Фаза осциляції, спостережена на експериментальній кривій, зміщується в напрямку позитивних  $B$ . Зміщення стає помітним для  $B > 2,2$  kG. Теоретично, додатковий член до спектра енергії квазі-електрона, тобто відповідна самоенергія, може спричинити такий зсув. Дані магнітоопору, наведені на рис. 1 у [38], показують пік, що виникає через резонанс магнітоплазмону при  $B \sim 2.4$  kG. Існування піку резонансу магнітоплазмону магнітоопору в структурах Холла було вперше виявлено Василяду та ін. [43] у вимірюванні мікрохвильової фотопровідності. Резонанс магнітоплазмону надає значний внесок до двочастинної функції Гріна, яка безпосередньо пов'язана із

відповідною самоенергією одночасткового спектру збуджень через температурне відношення Ворда-Такахаші [67].

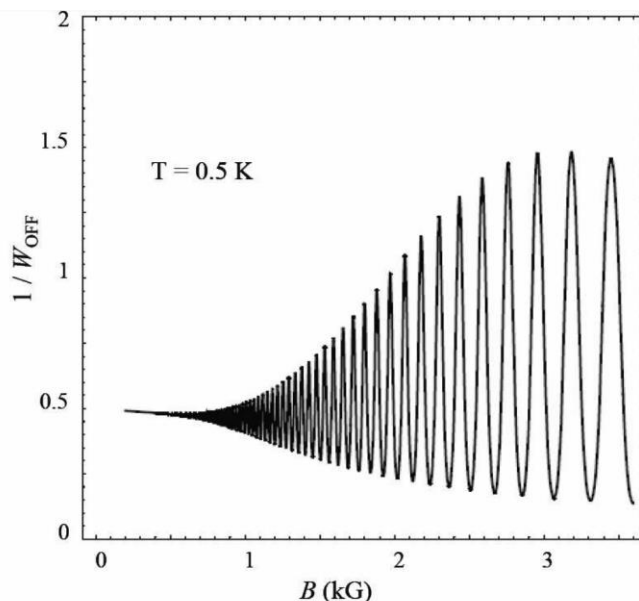


Рис. 1.9 В-залежність функції  $W_{ON}^{-1}$  для  $0,2 < B < 3,6$ , коли система не знаходиться під випромінюванням. Він показує типове коливання Шубнікова-де Гааза.[68]

На рис. 1.9 показана функція  $W_{OFF}^{-1}$  для  $0,2 < B < 3,6$  ГГц. Вона виявляє чіткі осциляції Шубнікова-де Гааза, які спостерігаються експериментально.

Основні теоретичні припущення у роботі [68], тобто рівняння (1.34) та (1.35), можуть бути використані для розрахунку різноманітних фізично вимірюваних величин.

### 1.2.1.2 Температурна залежність осциляцій магнітоопору в гетероструктурах GaAs

Вплив температури на магнітофононні осциляції розглянемо на прикладі симетрично легованих одношарових квантових ямах GaAs[69] (ширина  $w = 13$  нм) з бар'єрами AlAs/GaAs у вигляді супергратки, вирощених методом молекулярно-променевої епітаксії на (100) гратці GaAs. Виміри магнітоопору проводилися на

холлівських смужках розміром 450x50 мкм в діапазоні температур  $T = 4,2 \div 30$  К і магнітному полі  $B < 2$  Тл. Густина електронів складала  $n_e = 7,7 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, а подвійна електропровідність при  $T=4,2$  К дорівнювала  $m = 1/en_e r_0 = 2,1 \times 10^6$  см<sup>2</sup>/Вс. Опір  $r$  вимірювався при низьких частотах (777 Гц) при струмі, який не перевищував  $10^{-6}$  А.

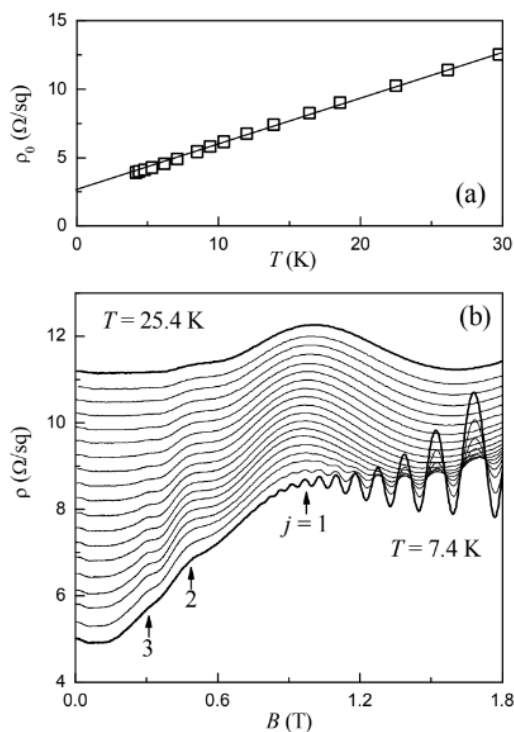


Рис. 1.10. (а) Температурна залежність  $r(T)$  питомого опору 2D електронного газу в квантовій ямі GaAs з надгратковими бар'єрами AlAs/GaAs. (б) Питомий опір  $r(B)$  при різних температурах від 7,4 К (найнижча крива) до 25,4 К (найвища крива) з кроком 1 К. Стрілками позначені максимуми коливань  $w_s/w_c$ . [69]

На рис. 1.10а представлено типове значення залежності  $r_0(T)$  в досліджуваних гетероструктурах GaAs/AlAs. Експериментальні дані добре апроксимуються лінійною функцією. Це означає, що константа у виразі  $1/t_{ph}(T)\mu T^a$  близька до одиниці. На рис. 1.10b представлено залежність  $r(B)$  в діапазоні температур  $T = 7,4 - 25,4$  К. Можна побачити осциляції Шубнікова-де Гааза при  $T = 7,2$  К в магнітному полі  $B > 1$  Тл із періодичністю, зворотною за полем, що відповідає густині електронів  $n_e$ , отриманій з даних Холла. Осциляції Шубнікова-де Гааза зникають при

вищій температурі, але з'являється новий тип осциляцій із піками, пронумерованими 1, 2 і 3. Зі збільшенням температури амплітуда цих осциляцій зростає до досягнення максимуму при деякій  $T_0$ , після чого зменшується. Пік з номером  $j=3$  повністю зникає при  $T = 25,4$  К, тоді як пік з номером  $j=1$  трошки зсувається до вищих магнітних полів із збільшенням  $T$ .

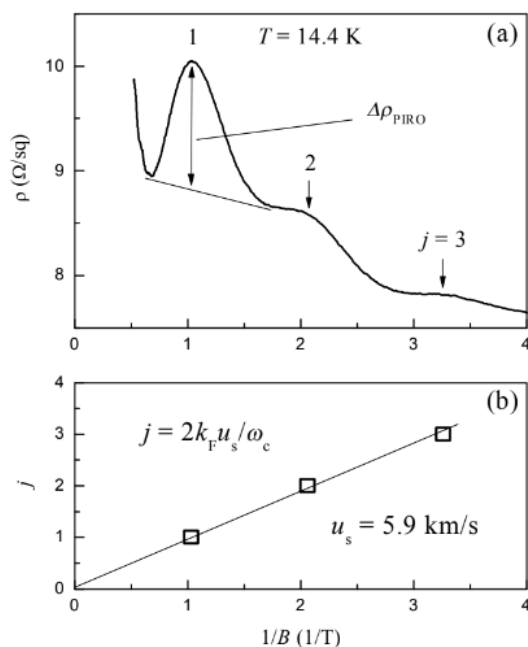


Рис. 1.11. (а) Питомий опір  $\rho(1/B)$  як функція зворотного магнітного поля при температурі  $T = 14,4$  К. Стрілками позначені піки, що відповідають  $w_s/w_c = 1, 2$  і  $3$ . (б) Залежність  $j = w_s/w_c = 2k_F u_s / \omega_c$  проти  $1/B$ . Пряма відповідає  $u_s = 5,9$  км/с.[69]

На рис. 1.11 показано, що ці осциляції періодичні за оберненим магнітним полем і можуть бути пояснені взаємодією електронів з фононами із швидкістю звуку  $u_s \sim 5,9$  км/с. Варто відзначити, що швидкість звуку, розрахована з періоду осциляцій магнітоопору, викликаних акустичними фононами, коливається від  $2,9$  до  $4,8$  км/с в зразках з меншою густиною. Виявлена відмінність у значеннях  $u_s$  для 2D-систем із різними значеннями  $n_e$  нещодавно була теоретично пояснена взаємодією електронів з поперечними та повздовжніми режимами об'ємних акустичних хвиль в квантових ямах GaAs, вирощених на поверхні (100). Однак ця теорія не пояснює

температурний зсув головного максимуму ( $j = 1$ ) осциляцій магнітофонного опору, який був виявлений експериментально в квантових ямах GaAs із бар'єрами суперрешітки AlAs/GaAs.

### **1.2.2. Спін-орбітальна взаємодія в ниткоподібних кристалах GaAs**

Спіно-динаміка в твердих тілах в основному визначається конкуренцією між ефектом Зеемана і спін-орбітальною взаємодією (SOI). У гетероструктурах напівпровідників III-V основними механізмами для SOI є SOI Дрессельгауз [70], зумовлене асиметрією об'ємного інверсійного стану, і SOI Рашба [71], зумовлене структурною інверсійною асиметрією. Коли сила SOI Рашби і Дрессельгауз стає рівною одна одній, спостерігається повна супресія спін-релаксації Дьяконова-Переля (DP) [72], і час релаксації спіну значно збільшується, утворюючи стан постійної спінової спіралі (PSH) [73,74]. Можна спостерігати велике покращення часу релаксації спіну, зробивши параметр SOI Рашби близьким до параметра SOI Дрессельгауз [75]. Для реалізації стану PSH в двовимірному електронному газі напівпровідника важливо точно контролювати та електрично виявляти відносну силу SOI Рашби та Дрессельгауз. Хоча існує можливість визначення співвідношення між SOI Рашби та Дрессельгауз за допомогою оптичних технік [76-78], але це не завжди можливо. Наприклад, якщо напівпровідникова гетероструктура покрита, для регулювання сили SOI Рашби, проведення оптичних вимірювань стає дуже складним завданням. Недавно було запропоновано метод визначення відносної сили цих двох SOI за допомогою кінетичних вимірювань з конкуренцією між SOI та ефектом Зеемана [79]. У цьому пункті ми розглянемо визначення відносної сили SOI Рашби та Дрессельгауз у структурі НК InGaAs за допомогою виключно електричних методів.

Нещодавні теорії [80-82] передбачають, що вузький НК може корегувати релаксацію спіну, і НК може розглядатися як квазіодновимірний, якщо ширина НК коротша довжини дифузії спіну. Ефективний напрямок магнітного поля,

зумовленого SOI Рашби, перпендикулярний напрямку імпульсу електрона, тоді як ефективний напрямок поля внаслідок SOI Дресселягауз - це напрямок  $[x, -y]$  із напрямком імпульсу електрона  $[x, y]$ . Якщо НК квазіодновимірний, то загальне ефективне поле з урахуванням обох SOI Рашби та Дресселягауз протилежне для електронів, що рухаються в протилежних напрямках НК. При умові однонаправленого ефективного поля в якому спін є збереженою величиною. Тому електрони, які повертаються на своє початкове положення, не набувають додаткової фази в хвильовій функції, і слабка антилокалізація (WAL) пригнічується, що призводить до слабкої локалізації (WL). Однак умова однонаправленого поля порушується при застосуванні скінченного магнітного поля у площині. Якщо напрямок магнітного поля у площині паралельний загальному ефективному полю SOI, умова однонаправленого поля зберігається. Тут можна очікувати мінімум провідності з цим спеціальним напрямком магнітного поля в площині, який визначається наступним рівнянням [79]. Магнітне поле в площині повинно бути приблизно того ж порядку, але достатньо меншим, ніж ефективне поле, що виникає від SOI, для отримання точного значення відношення  $\alpha/\beta$ .

$$\theta_{\min} = \arctan\left(-\frac{\alpha \cos \phi + \beta \sin \phi}{\beta \cos \phi + \alpha \sin \phi}\right) \quad (1.36)$$

Тут  $\phi$  і  $\theta$  - це кути для напрямку НК і напрямку прикладеного магнітного поля в площині від орієнтації кристала  $[100]$ .  $\theta_{\min}$  - це особливий кут напрямку магнітного поля в площині, який забезпечує мінімум провідності.

У роботі [78] були досліджені зразки епітаксійно вирощені на підкладці InP (100) методом хімічного осадження з газової фази. Він складається, починаючи зверху, з 5 нм  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  / 1.5 нм  $\text{AlAs}$  / 20 нм  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  / 5 нм InP для бар'єра / 5 нм  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  / 10 нм  $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$  для квантової ями / 2.5 нм  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  / 15 нм  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  для проміжного шару / 6 нм n- $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  для постачання носіїв (з легуванням Si:  $\text{Nd} = 4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) / 200 нм  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  для буферного шару. Епітаксійну пластину обробили вздовж напрямку  $[100]$  за допомогою електронної



фотолітографії, як показано на рис. 1.12. Це пов'язано з тим, що ефект кубічного SOI Дрессельгауз, який має чотирикратну симетрію, мінімізується вздовж напрямку [100]. Ширина становить 480 нм, а зразок складається з 120 провідників для зменшення універсальних флуктуацій провідності.

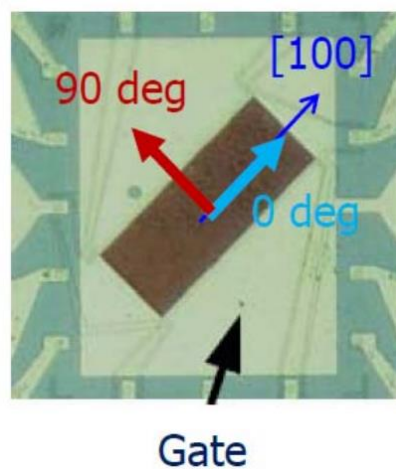


Рис. 1.12. Фотографія виготовленого зразка. 120 НК завдовжки 600 мкм і шириною 480 нм вирощені вздовж напрямку [100]. НК покриті електродом затвору. У цьому експерименті напруга на затворі була фіксована на значенні  $V_g = -4.5$  В. Магнітоопір вимірювався як функція кута в напрямку площі в площині від [100].[78]

Вимірювався магнітоопір виготовлених НК за фіксованими напругами затвору,  $V_g = -4.5$  В. Зовнішнє магнітне поле застосовувалося поперечного до площини квантової ями. Параметр SOI Рашба  $\alpha$  був визначений як  $3.9 \times 10^{-12}$  eVm зі слабкої антилокалізації вимірюваного магнітоопору в звичайному пристрої Холла, виготовленому з тієї ж самої пластини. Слід відзначити, що параметр Рашба є від'ємним через інвертований тип модуляційно-легованої гетероструктури. Поверхнева густина носіїв і електропровідність визначаються як  $N_s = 8.7 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> і  $\mu = 87,900$  см<sup>2</sup>/Вс за оцінками осциляцій Шубнікова-де Гааза та опором для пристрою Холла. Усі вимірювання виконувались з використанням криостата He<sup>4</sup> при  $T = 1.7$  К.

Дані щодо магнітоопору як функції сили магнітного поля в площині для поздовжнього та поперечного напрямку поля через провідник показані на рис. 1.13 (а) та (б).

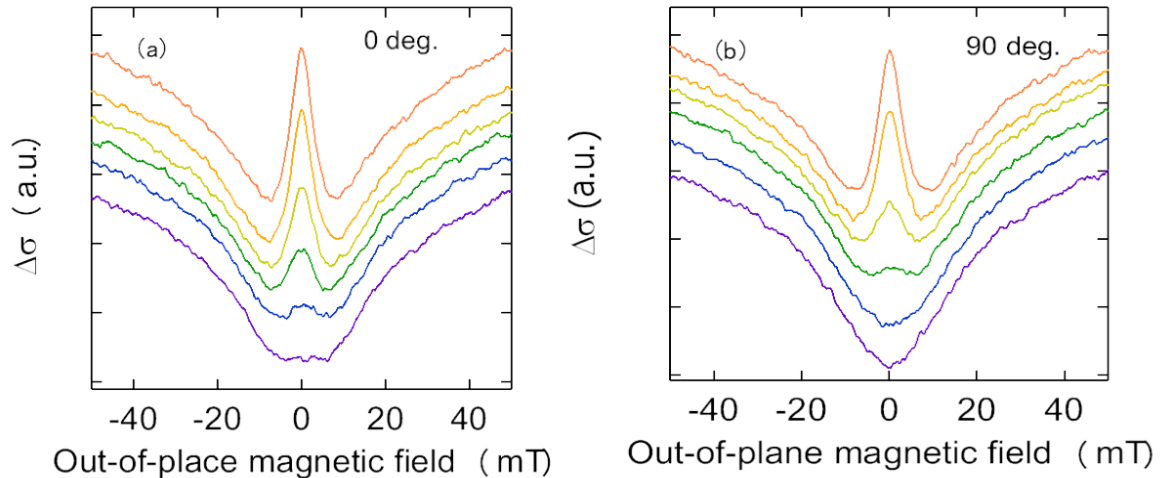


Рис. 1.13. Магнітоопір як функція сили поля в площині (а) для поздовжнього (0 градусів) та (б) для поперечного (90 градусів) до напрямку НК [100] при  $T = 1,7$  К. Сила поля в площині збільшується від 0 Т (зверху) до 1 Т (знизу) з кроком 0,2 Т. Сила поля в площині, яка показує перехід від слабкої антилокалізації (WAL) до слабкої локалізації (WL) для поздовжнього випадку, вища, ніж для поперечного.[78]

Спостерігається перехід від слабкої антилокалізації (WAL) до слабкої локалізації (WL) у обох випадках. Перехід відбувається при  $V_{in} = 0.9$  Т для поздовжнього випадку, тоді як для поперечного випадку він був помічений при  $V_{in} = 0.6$  Т. Ця анізотропія свідчить про те, що SOI Дрессельгауз співіснує з SOI Рашба. Різниця в полі переходу вказує на те, що поле SOI Рашба сильніше, ніж Дрессельгауз. Це через те, що напрямок поля SOI Рашба поперечний до провідника, тоді як Дрессельгауз поздовжній. Застосоване ін-площинне поле визначено як 0.45 Т для більш детального вимірювання залежності від кута, оскільки дані магнітоопору в обох напрямках показали чітку анізотропію при  $V_{in} = 0.45$  Т.

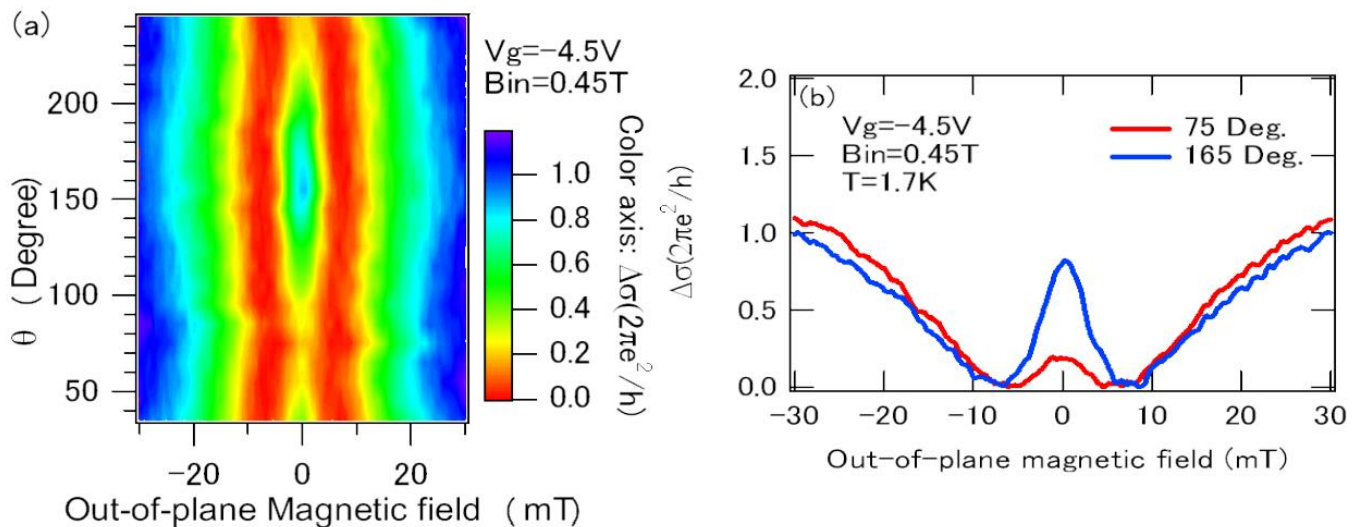


Рис. 1.14. (a) Кольоровий графік для залежності магнітоопору від кута прикладання поля в площині при  $B_{in} = 0,45$  Т. (b) Піки слабкої антилокалізації (WAL) найбільше та найменше пригнічені при  $\theta = 75$  градусів та  $\theta = 165$  градусів. Це свідчить про те, що довжина релаксації спрямованого спіну при  $\theta = 165$  градусів довша, ніж при  $\theta = 75$  градусів.[78]

На рис. 1.14 показано графік для залежності магнітоопору від кута в площині при  $B_{in} = 0.45$  Т. Залежність від кута має двоаксіальну симетрію при обертанні навколо 360 градусів. Ясно, що піки WAL найбільше і найменше пригнічені при  $\theta = 75$  градусах і  $\theta = 165$  градусах відповідно. Як очікувалося з рис. 1.14, довжини релаксації спіну, отримані з аналізу WAL для вузького НК [78], максимальні при  $\theta = 75$  градусах і мінімальні при  $\theta = 165$  градусах. Цей результат свідчить про те, що загальне поле, індуковане SOI, направлене під кутом  $\theta = 75$  градусів. З рівняння (1.36) отримуємо відношення  $\alpha/\beta$  приблизно від 3 до 5,4, враховуючи, що точність вимірюваного кута поля в площині  $\pm 4$  градуси. Експериментально отриманий параметр SOI Дрессельгауз  $\beta$  становить від  $0.7 \times 10^{-12}$  до  $1.3 \times 10^{-12}$  eVm.

Параметр Дрессельгауз теоретично задається як  $\beta = \gamma(k_z^2) \approx \gamma(\pi/d_{QW})^2$  і оцінюється як  $0.88 \times 10^{-12}$  eVm за припущенням, що кубічний параметр Дрессельгауз

$\gamma = 27.38 \times 10^{-30} \text{ eVm}^3$  [83]. Експериментально отримане  $\beta$  узгоджується з розрахованим значенням. Однак кубічний параметр Дрессельгауз у GaAs був спостережений в широкому діапазоні  $\gamma = 5 \times 10^{-30} - 27 \times 10^{-30} \text{ eVm}^3$  серед експериментів і теорій. Значення кубічного параметра Дрессельгауз  $\gamma$  повинно бути матеріальною константою. Отримане значення  $\gamma$  у цьому експерименті досить велике порівняно з недавніми даними ( $\gamma = 5 \times 10^{-30} \text{ eVm}^3$ ), отриманими в GaAs [74]. Потрібно розглядати можливість ефекту введеного напругою SOI, який, не є знехтуваним у системах з невідповідністю решіток [100]. Також слід зауважити, що ширина НК повинна бути в 5 разів меншою за довжину спрогнозованого попереднього обертання спіну  $L_{so} = \hbar^2 / m^* \alpha$ . Ефективна ширина  $W$  в даному зразку  $W = L_{so} / 2.5$ .

Досліджене перенесення спіну, яке впливає на конкуренцію між ефектом Зеємана і SOI. Залежність від кута магнітоопору під впливом магнітного поля, що лежить в площині, показує анізотропію, що призводить до відношення  $\alpha/\beta$ . Цей метод дозволяє підтвердити умову PSH. Стан PSH буде реалізовано шляхом управління SOI Рашба за допомогою напруги на затворі [83].

### 1.3. Фізична природа п'єзоопору ниткоподібних кристалів GaAs

Для кращого розуміння методики дослідження п'єзоопору ниткоподібних кристалів GaAs необхідно вивчити фізичну природу цього ефекту. Перш за все, слід відзначити, що п'єзоопірний ефект виникає внаслідок зміни опору матеріалу при механічному напруженні. У випадку кристалів GaAs, ця зміна опору пов'язана зі зміною міжатомних відстаней та структури електронних рівнів у кристалі при деформації [84-87].

Існують різні моделі, що пояснюють фізичну природу п'єзоопору в напівпровідниках, і однією з них є модель поляризаційного зміщення. Згідно з цією моделлю, п'єзоопірний ефект виникає через зміну полярності атомів у кристалі при деформації. Полярність, у свою чергу, впливає на розподіл заряду в кристалі та

структуру електронних рівнів. Основною ідеєю цієї моделі є те, що при механічній деформації змінюється відстань між атомами, що призводить до зміни розподілу електронів і, відповідно, зміни електричної провідності.

П'єзоелектричний ефект спостерігається на кристалічних матеріалах, де елементарна комірка не має інверсійної симетрії. Деформація таких матеріалів призводить до генерації локального електричного дипольного моменту всередині кожної елементарної комірки. За певних обставин ці електричні диполі можуть утворювати макроскопічне електричне поле. Наприклад, тиск на GaAs в кристалографічному напрямку [110] призводить до виникнення електричного поля вздовж напрямку [001][88-92].

П'єзоелектрична кераміка підтримує електричне поле навіть після усунення зовнішнього тиску. Ці матеріали складаються з елементарних елементів, які вже деформовані і мають постійний електричний дипольний момент. Зазвичай вони випадково орієнтовані, тому загальний електричний диполь матеріалу дорівнює нулю.

Однак можна значно підвищити п'єзоелектричні властивості такої кераміки шляхом надання певної полярності матеріалу, як показано на рис. 1.15. Надання полярності включає застосування зовнішнього електричного поля вздовж заданого кристалографічного напрямку вище критичного порогового значення. Диполі вирівнюються вздовж цього напрямку і додаються до ненульової чистої поляризації.

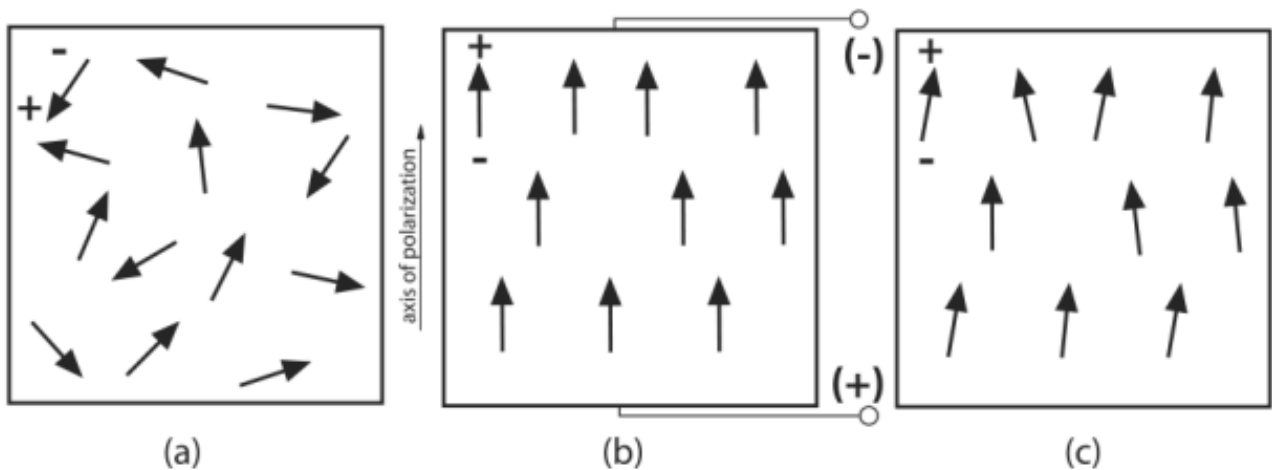


Рис. 1.15: Схематичне зображення поляризаційного поля в п'єзоелектричних матеріалах. а) Постійні локальні диполі, орієнтовані випадковим чином, призводять до того, що чистий електричний диполь дорівнює нулю. (b) Застосування зовнішнього електричного поля (поліус) призводить до вирівнювання локальних диполів, що призводить до чистого поля електричної поляризації по всьому матеріалу. (c) Чиста поляризація зберігається навіть після вимкнення зовнішнього електричного поля.[87]

Загалом, напруженість поляризаційного поля в п'єзоелектричних матеріалах залежить від величини та напрямку деформації матеріалу. Для еластичних матеріалів деформація призводить до утворення внутрішнього напруження. Припускаючи лінійну залежність напруження та поляризаційного поля, тензор п'єзоелектрики  $\bar{d}$  визначається як

$$P_i = \sum_{jk} d_{ijk} \sigma_{jk} \quad (1.37)$$

з  $P^-$  - дипольний момент на одиницю об'єму,  $\bar{d}$  п'єзоелектричний тензор і  $\bar{\sigma}$  тензор напруження. Це так званий «прямий п'єзоелектричний ефект». Він використовується в датчиках тиску і переміщення для генерування сигналу напруги, пропорційного навантаженню.

Оскільки  $\sigma_{jk}$  є симетричним,  $d_{ijk}$  можна записати у формулі Фойгта як  $d_{i\alpha}$ . Використовуючи закон Гука в його узагальненому вигляді, повну поляризацію можна виразити як наслідок деформації:

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & \cdots & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & \cdots & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & \cdots & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \vdots \\ \sigma_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_{11} & e_{12} & \cdots & e_{16} \\ e_{21} & e_{22} & \cdots & e_{26} \\ e_{31} & e_{32} & \cdots & e_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \vdots \\ \epsilon_6 \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

Тоді повний вектор діелектричного зміщення дорівнює:

$$D_i = \sum_j \epsilon_{ij}^\sigma E_j + P_i = \sum_j \epsilon_{ij}^\sigma E_j + \sum_\alpha d_{i\alpha} \sigma_\alpha \quad (1.39)$$

де  $\epsilon_{ij}^\sigma$  – коефіцієнти діелектричної проникності матеріалів під впливом постійного механічного напруження.

І навпаки, застосування зовнішнього електричного поля до шматка п'єзоелектричного матеріалу призводить до деформації матеріалу. Цей ефект називається зворотним п'єзоелектричним ефектом і описується

$$\epsilon_\alpha = \sum_\beta S_{\alpha\beta}^E \sigma_\beta + \sum_i d_{\alpha i} E_i \quad (1.40)$$

де  $S_{\alpha\beta}^E$  – тензор податливості матеріалу під впливом постійного електричного поля. Термодинамічно можна показати, що  $d_{\alpha i}$  однаковий як у нормальному, так і в зворотному п'єзоелектричному ефекті і зазвичай визначається як відношення вільної деформації до прикладеного електричного поля. Перший індекс  $\alpha$  описує реакцію матеріалу, тоді як  $i$  відповідає напрямку прикладеного електричного поля[93,94].

Для п'єзоелектричної кераміки єдиними відмінними від нуля п'єзоелектричними сталими є  $d_{31} = d_{32}$ ,  $d_{33}$  і  $d_{24} = d_{15}$ , припускаючи, що матеріал полюсний вздовж осі 3. Зворотне рівняння п'єзоелектрики для цього типу матеріалів виглядає так:

$$\begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{13} & 0 & 0 & 0 \\ S_{13} & S_{13} & S_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{33} \\ 0 & d_{15} & 0 \\ d_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

де  $S_{66} = 2 \cdot (S_{11} - S_{12})$ . Принцип роботи полюсного п'єзоелектричного матеріалу з використанням нормального та зворотного п'єзоелектричного ефекту наведено на рис. 1.16. П'єзоелектричні сталі  $d_{31}$  і  $d_{33}$  зазвичай мають протилежний знак, отже, матеріал стискається в поперечному напрямку, якщо розширюватися поздовжньо, і навпаки[95].

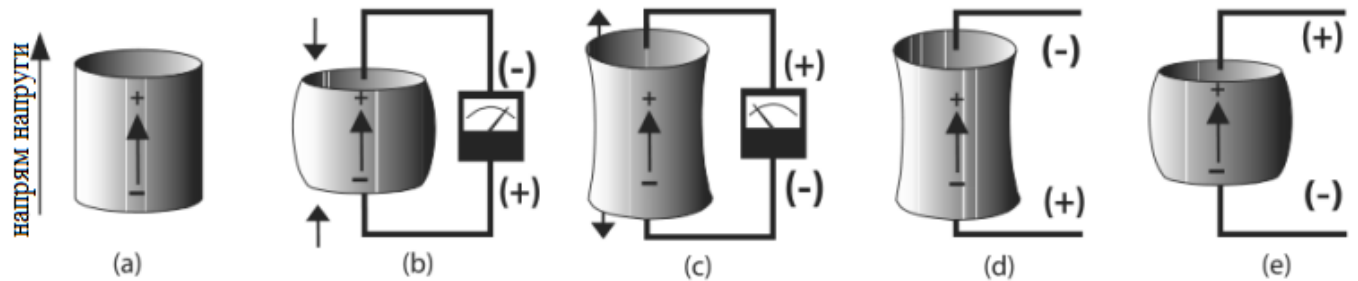


Рис. 1.16: Прямий і зворотний п'єзоелектричний ефект. П'єзоелектричний матеріал, отриманий методом зміни полярності (а), створює електричне поле вздовж осі полюса в протилежному напрямку при стисненні (b) і в напрямку полюсного електричного поля при розширенні (c). Зворотний п'єзоелектричний ефект призводить до розширення (d) або стиснення (e) для електричного поля, прикладеного проти паралельного або перпендикулярного напрямку полюса, відповідно, тоді як у поперечному напрямку виходить протилежна реакція.[95]



#### 1.4. Висновки до розділу 1 та постановка задач дослідження

1. Результати дослідження сучасного стану проблеми, щодо розробки та створення сенсорів теплових величин, а також ультра чутливих радіаційно стійких сенсорів, ефективних в екстремальних умовах експлуатації говорить про те, що даний напрямок є перспективним і актуальним для розвитку напівпровідникової електроніки. В свою чергу найбільша увага приділяється дослідженню мікро- та нанокристалом Si, Ge та сполукам типу  $A_3B_5$ , оскільки вони відрізняються простотою технологічного процесу росту, невеликою вартістю, широким спектром застосувань, а також працездатністю в широкому діапазоні робочих температур. Галій-арсенід пропонує ширший діапазон робочих температур і значно вищу радіаційну стійкість, ніж Si, завдяки своїй морфології, великим значенням рухливості носіїв заряду, структурною досконалістю та великою механічною міцністю, що дозволяє створювати, на його основі, чутливі елементи сенсорів дієздатних в складних умовах експлуатації.

2. Показано, що для досліджень електро- та магнітотранспортних властивостей ниткоподібних кристалі недостатньо використовувати класичну кінетичну теорію або метод рівняння Больцмана через наявність статичного магнітного поля, яке робить класичну орбіту електрона кривою. Тому є необхідність у використанні квантової теорії.

3. Аналіз проблеми створення чутливих елементів сенсорів фізичних величин показує, що підвищення якості виробів напівпровідникової електроніки стає можливим завдяки використанню різних матеріалів та структур, нових методів та основ конструювання функціональних приладів, що приводить до провадження фундаментальних досліджень та розробки і використання нових методів і технологій виробництва.

Враховуючи вищенаведене можна сформулювати такі основні *задачи* дослідження:

- провести дослідження електро- та магнітотранспортних властивостей НК GaAs у інтервалі температур  $1,4 \div 300$  К та магнітних полів  $0 \div 14$  Тл, що можуть бути використані для створення пристроїв сенсорної електроніки;
- дослідити механізми переносу носіїв заряду при низьких температурах та деформаційно-стимульованих ефектів у НК GaAs, легованих в околі ПМД за впливу зовнішніх полів;
- дослідити характер змін електро- та магнітотранспортних властивостей досліджуваних сенсорних ниткоподібних кристалів під впливом зовнішніх полів, що дозволить спрогнозувати зміни характеристик напівпровідникових матеріалів для використання у сенсорній електроніці;
- дослідити характеристики чутливих елементів сенсорів механічних, теплових і магнітних величин під впливом зовнішніх полів (деформації, магнітного поля, температури);
- розробити концепцію та створити пристрої сенсорної електроніки на основі легованих ниткоподібних кристалів GaAs, дієздатних при складних умовах експлуатації, таких, як криогенні температури та сильні магнітні поля.

## РОЗДІЛ II. ТЕХНОЛОГІЧНІ АСПЕКТИ СТВОРЕННЯ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ АРСЕНІДУ ГАЛІЮ: МЕТОДИКА ТА ЗАСОБИ ДОСЛІДЖЕННЯ.

### 2.1. Методика вирощування ниткоподібних кристалів

Напівпровідникові кристали групи  $A_3B_5$  вирощувалися методом хімічного осадження з парової фази (CVD). Це метод вакуумного осадження, який використовується для виробництва високоякісних твердих матеріалів. Часто цей процес використовується в напівпровідниковій промисловості для виробництва тонких плівок.

У типових процесах CVD, пластина нарощується одним або кількома летючими домішками, які реагують та розкладаються на поверхні підкладки для утворення бажаного осаду. Зазвичай утворюються летючі побічні продукти, які видаляються з реакційної камери газовим потоком.

Процес росту кристалів GaAs з газової фази базується на рівнянні:



Де  $\text{I}_2$  діє як газовий транспортний агент, і в результаті отримується нестійка хімічна сполука  $(\text{GaAs})\text{I}_8$ .

Перший, підготовчий етап формування ниткоподібних кристалів GaAs полягав у додаванні в ампулу наступних компонентів: галію, арсеніду, сплаву Te з Ga (0,1%) та капіляра з йодом. Ампула з усіма компонентами поміщалася у піч з температурою  $700^\circ\text{C}$ . Це спричиняє до руйнування капіляра та змішування компонентів. Спершу потрібно викачати тиск з ампули, а також видалити надлишок вологості. Прямий ріст кристалів GaAs відбувався в печі з температурним градієнтом від  $850^\circ\text{C}$  до  $620^\circ\text{C}$ . Процес росту ниткоподібних кристалів тривав до 2 годин, що дозволяло отримати необхідний діаметр кристалу від 20 до 40 мкм. Досліджені ниткоподібні кристали були леговані телуром до концентрації в околі переходу метал-діелектрик  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Омичні контакти для ниткоподібних кристалів

GaAs були створені за допомогою методу імпульсного зварювання з використанням Au в якості контактів.

Ниткоподібні кристали GaPAs були вирощені за допомогою методу хімічного осадження з парової фази (CVD) в закритій бромідній системі за участю домішок Si, Au та Pt. Як легуюча домішка використовувався Si, а Au або Pt використовувалися як ініціатори росту кристалів внаслідок механізму VLS (газ-рідина-тверде тіло). Вихідними матеріалами були кристали GaAs і GaP. Температура зони джерела коливалася в межах 10-70 К, а температура зони кристалізації становила 970-950 К. Склад сполук GaPAs був досліджений в роботі [96], де досліджувалися проблеми стехіометрії сполук. Одним із способів покращення стехіометрії сполук GaPAs є використання технології МВЕ (ріст молекул на молекулі) [97]. Прогнозування стехіометрії твердого розчину потребує інформації щодо взаємодії груп молекул типу V з поверхнею росту, що необхідно для створення моделі росту [98]. Дешевим методом створення сполуки є метод хімічного осадження з газової фази в закритій системі, який був використаний у дослідженні. Склад твердого розчину контролювався за допомогою мікрозондового аналізу: вміст фосфору змінювався в межах 0-40 ат. %. Досліджувалися кристали з концентрацією домішок, що відповідала діапазону концентрацій від глибокого діелектрика ( $\sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup>) до критичної концентрації переходу метал-діелектрик ( $N_c \sim 5 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Ниткоподібні кристали InSb n-типу провідності вирощувалися за допомогою методу CVD і мали концентрацію легуючої домішки в околі ПМД яка становила  $3,26 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Діаметр кристалів GaPAs та InSb складав 10÷50 мкм, а довжина 2÷3 мм. Електричні контакти були створені згідно з методом імпульсного зварювання з використанням золотих мікродротин Au, які забезпечують омичні контакти [98,99]. Техніка створення контактів у досліджених зразках дозволяє вимірювати поздовжній і поперечний магнітоопір за допомогою чотирьох контактів. Усі вищевказані кристали були використані для досліджень магнітоопору та температурних залежностей опору.

Для досліджень тензорезистивних властивостей були вирощені наступні НК. Ниткоподібні та стрічкові кристали арсеніду галію, зазвичай, вирощують різними методами [100-103], зокрема, за допомогою хімічних газо-транспортних реакцій в системі GaAs-Br. Ниткоподібні кристали GaAs ростуть у формі правильних трьох- або шестигранних призм, витягнутих вздовж кристалографічного напрямку [111]. Стрічкові кристали GaAs мають прямокутний поперечний переріз і витягнуті вздовж осі [211], за своєю структурою вони є двійниками. Кристали GaAs, які вирощуються без спеціального легування, мають електронну провідність. Діркову провідність у цих кристалах створюють під час легування їх цинком в процесі вирощування.

Одержані таким способом кристали GaAs мають високу механічну міцність. Так, НК GaAs діаметром 10 мкм витримують механічні напруження  $\sim 240$  кГ/мм<sup>2</sup>, що відповідає деформації  $\varepsilon \approx 1,7\%$ , для стрічкових кристалів з поперечним перерізом  $(0,016 \times 0,34)$  мм<sup>2</sup>  $\sigma = 55$  кГ/см<sup>2</sup>. Окрім того, завдяки своїй формі, стрічкові кристали дуже гнучкі, їх можна згинати по радіусу  $4 \div 6$  мм.

## 2.2. Створення омичних контактів

Завдання створення контакту метал-напівпровідник є важливим аспектом технології виготовлення датчиків. Електроди представляють собою області напівпровідникових ниткоподібних кристалів, які мають відповідні властивості, такі як величина та тип провідності, розподіл домішок, тощо. Електричні контакти необхідні для подачі електричного потенціалу на електроди. Ідеальні контакти повинні мати наступні параметри: напруга на контактах має бути мінімальною під час проходження струму через них; контакт має бути лінійним, тобто зміна величини та напрямку струму через контакт не повинна змінювати його опір. Виконання цих властивостей передбачає, що контакти в напівпровідникових пристроях повинні бути омичними з мінімальною можливою величиною тимчасового опору. Крім того, контакт повинен бути міцним, надійним та стійким з часом. Опір контакту також повинен бути незалежним від деформації.

Зазвичай на практиці створюють контакти, які відповідають цим вимогам тільки в певній мірі. Важливо, щоб відхилення їх властивостей від ідеальних значно не впливало на роботу пристроїв. В пристроях з низькою потужністю контакти можуть бути лінійними тільки до певного значення струму.

У дослідженні [104, 105] можна побачити рекомендації щодо використання різних матеріалів, які можуть служити контактними матеріалами для сполук типу  $A_3B_5$ , включаючи GaAs.

Часто, для того щоб забезпечити омичний електричний контакт з електродом з низьким тимчасовим опором, властивості напівпровідникового шару, що межує з металом, потрібно змінити якимось чином. Бажані властивості контакту найкраще досягаються в двох випадках. Перший випадок відбувається, коли шар напівпровідника, що межує з металом, містить надзвичайно велику кількість центрів рекомбінації. Другий випадок відбувається, коли такий шар має високу електропровідність того самого типу, що і електропровідність ділянки напівпровідника, з яким встановлюється контакт. Для надання бажаних властивостей контактній зоні напівпровідника можуть використовуватися ті ж самі методи, що для отримання переходів: вирощування розплавом, об'єднання, дифузія та епітаксійне вирощування. Іноді в контактному шарі за допомогою обробки створюються структурні дефекти для збільшення кількості центрів рекомбінації.

У принципі, для створення прямих метал-напівпровідникових контактів можуть бути використані наступні методи:

- Злиття - в цьому випадку зазвичай використовується комбінований контакт та створюються певні властивості в контактній зоні напівпровідника.
- Електролітичне або хімічне осадження металу із розчину.
- Розпилення металу в вакуумі.
- Покриття поверхні напівпровідника лаком або клеєм, який є суспензією металевих частинок в органічних або органосиліконових основах.
- Електрозварювання.

- Термокомпресійне зварювання.
- Надання простого механічного контакту під тиском.

Крім необхідних електричних властивостей, контакти повинні бути стійкими до різких зміни температури і забезпечувати можливість підключення клеми до пристрою. Оскільки потужність, яку видає пристрій, головним чином розсіюється через контакти, тепловий опір контактів повинен бути дуже незначним. Хоча всі вище перераховані методи можливі для використання, у більшості випадків для створення метал-напівпровідникового контакту використовується процес злиття через його відповідність усім вище зазначеним вимогам.

Інші методи також часто використовуються в комбінації з першим. Проте метод створення контактів із електрохімічним або хімічним осадженням не завжди є надійним. При виготовленні контактів цим методом поверхня, зазвичай, забруднюється. Суттєвим недоліком методу зварювання є низька механічна міцність контакту. Метод термокомпресійного зварювання може бути використаний для отримання напівпровідникових контактів безпосередньо з провідним ниткоподібним кристалом, який підключається до попередньо розпиленої поверхні напівпровідникового шару металу. Однак суттєвим недоліком таких контактів, крім низької механічної міцності, є обмежена величина струму. В деяких загальних рекомендаціях для використання кількох металів, які можуть служити матеріалами контакту для  $A_3B_5$ , включаючи GaAs, наведені в роботах [104-106].

### **2.2.1. Формувач імпульсного струму**

Омічні контакти до ниткоподібних кристалів GaAs були створені за допомогою формувача імпульсного струму згідно з схематичною діаграмою, показаною на рис. 2.1.

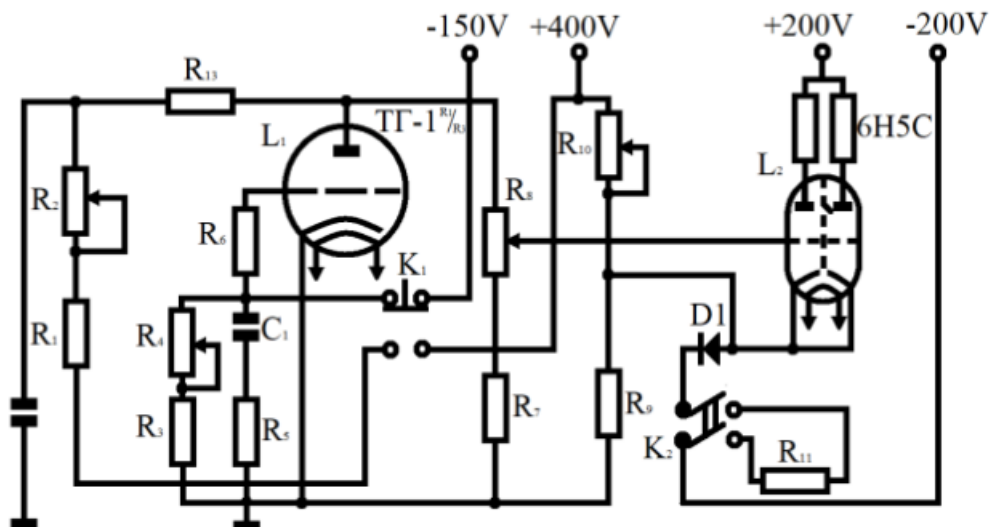


Рис. 2.1. Схематична діаграма формувача імпульсного струму.

Принцип роботи формувача імпульсного струму наступний. Початкове положення перемикача P1 (K1) - позиція 1. Конденсатор C1 заряджається до напруги постійного живлення (150 В). До сітки тиратрона підводиться велика від'ємна напруга. Ланка анода тиратрона від'єднана від джерела постійної напруги (+400 В), і напруга на аноді тиратрона дорівнює нулю. Тиратрон закритий в початковому стані. На катода вихідних ламп, підключених паралельно, подається позитивна напруга (170÷210 В) від роздільника напруги, в якого входять R9, R10 і R11. Напруга на їхніх сітках дорівнює нулю. Текучий струм через вказаний на схемі зразок, позначений як RN (опір навантаження), відсутній. Конденсатор C1 від'єднується від джерела 150 В і розряджається через резистори R3, R4 і R1 при перемиканні перемикача P1 (K1) в позицію 2. Швидкість розрядження конденсатора C1 залежить від величини опорів резисторів, які включені в ланцюг розряду. Швидкість зменшення від'ємної напруги можна контролювати, змінюючи опір розряду на сітці тиратрона. Конденсатор C2 починає заряджатися. Напруга на аноді тиратрона зростатиме зі збільшенням заряду конденсатора C2. Ця напруга подається на сітки вихідних ламп від роздільника напруги R7, R8. Вихідні лампи відкриваються, і через них буде протікати



зварювальний струм. При певному відношенні зростаючої напруги до зменшуючої напруги на аноді, яке визначається параметрами тиратрона, він спалахує і закорочується роздільником напруги R7, R8. На сітці тиратрона напруга зменшується настільки, що тиратрон продовжує горіти. Для повернення ланки в початковий стан, необхідно перемкнути P1 (K1) в позицію 1. Амплітуду імпульсів зварювального струму можна налаштувати, змінивши опори резисторів R8, R11. Проте це більше зручно робити, змінюючи анодну напругу вихідних ламп. Тривалість імпульсів в основному контролюється зміною опору роздільної ділянки конденсатора C1 (за допомогою потенціометра R4).

### **2.3. Методика досліджень при криогенних температурах та під дією сильних магнітних полів**

Вимірювання опору НК GaAs при криогенних температурах та під дією сильних магнітних полів (до 14 Тл) в області глибокого охолодження (при температурі 4,2 К) проводились у “Міжнародній лабораторії сильних магнітних полів та низьких температур”, м. Вроцлав, Польща. Зразки охолоджувались до температури 4,2 К у гелієвому кріостаті. Для нагрівання зразків застосовували спеціальну вставку з нагрівачем з біфілярного дроту, намотаного на корпус вставки (рис. 2.2.).

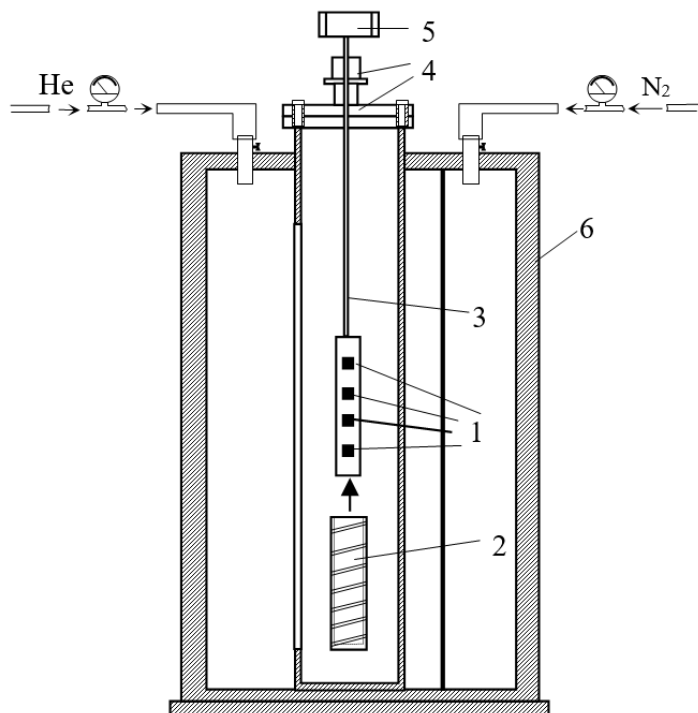


Рис. 2.2. Схематичне зображення гелієвого кріостату для досліджень НК GaAs в широкому діапазоні температур. 1- досліджувані зразки, 2- нагрівач, 3- тримач, 4- вакуумнощільне кріплення, 5- струмовиводи.

Стабілізований електричний струм у вимірювальній схемі задавався джерелом живлення Keithly-224, електрична напруга на потенціальних контактах зразків та вихідний сигнал температурного сенсора вимірювали цифровим вольтметром типу Keithly-199 та Keithly-196 з одночасною автоматичною реєстрацією показів із подальшою комп'ютерною обробкою результатів вимірювання. Зокрема, при моделюванні роботи сенсорів та обробці результатів експерименту використовувалось сучасне програмне забезпечення.

Магнітоопір ниткоподібних кристалів GaAs досліджених в розділі 3 вимірювався з використанням магніту Біттера, який забезпечував магнітні поля з індукцією до 14 Тл. Зміна температури опору зразка вимірювалася за допомогою

вимірювача Keithly-2000 в діапазоні температур від 4,2 до 77 К з точністю приблизно 0,1 К.

Магнітоопір при низькій температурі для досліджених кристалічних структур ниткоподібних кристалах GaPAs досліджених в розділі 4 вимірювався в гелієвому кріостаті, охолодженому до температури 4,2 К. Магнітні властивості зразків досліджувалися при магнітному полі від 0 до 14 Т за допомогою магніту Біттера з часом сканування 1,75 Т/хв. Стабілізований електричний струм 1÷10 мА вибирався в залежності від опору зразків і створювався за допомогою джерела Keithley 224. Температуру вимірювалось за допомогою термопари Cu–CuFe. Температурні залежності (від 4,2 до 300 К) електропровідності досліджених кристалічних структур і їх магнітоопір були визначені в діапазоні магнітної індукції від 0 до 14 Т в діапазоні температур від 4,2 до 77 К.

#### **2.4. Висновки до розділу 2**

1. Описано спосіб та параметри процесу вирощування ниткоподібних кристалів GaAs та GaPAs з концентрацією легуючої домішки в околі ПМД, для досліджень електро- та магнітотранспортних характеристик в широкому діапазоні температур та магнітних полів.

2. Створення контакту метал-напівпровідник, а саме, омичного контакту є важливим аспектом технології виготовлення датчиків. Омичні контакти до ниткоподібних кристалів GaAs були створені за допомогою формувача імпульсного струму принцип роботи і схематична діаграма якого описані і представлені в даному розділі.

3. Описана методика дослідження електро- та магнітотранспортних характеристик ниткоподібних кристалів. Дослідження проводилися у “Міжнародній лабораторії сильних магнітних полів та низьких температур”, м. Вроцлав, Польща. Зразки охолоджувались до температури 4,2 К у гелієвому кріостаті.

## РОЗДІЛ III. МАГНІТОТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ GaAs

### 3.1. Магнітотранспортні властивості НК GaAs

Швидкий розвиток напівпровідникової електроніки вимагає розширення меж досліджень фізичних властивостей та можливостей застосування ниткоподібних кристалів. На сьогоднішній день найбільша увага приділяється дослідженню мікрота нанокристалом Si, Ge та сполукам типу  $A_3B_5$ , оскільки вони відрізняються простотою технологічного процесу їхнього росту, невеликою вартістю, широким спектром практичних застосувань, а також працездатністю в широкому діапазоні робочих температур. Ниткоподібні кристали є перспективною базою для сенсорної електроніки, яка завдяки своїм унікальним властивостям морфології, можливості регульованого легування, мініатюризації, механічної міцності та гнучкості технології їхнього створення дозволяє виготовляти сенсори фізичних та механічних величин, а також магнітного поля та температури з попередньо визначеними характеристиками та параметрами.

Галій-арсенід є важливим матеріалом для польових транзисторів, біполярних транзисторів з гетеропереходом, сонячних елементів та інтегральних схем, а ці компоненти стають все більш важливими в космічних застосуваннях. GaAs пропонує ширший діапазон робочих температур і значно вищу радіаційну стійкість, ніж Si. Інтегральні мікросхеми з GaAs виготовлені за стандартними процесами можуть витримувати температури від  $-200$  до  $+200$  °C, а з особливими технологічними процесами вони можуть бути працездатні до  $400$  °C.

Проте є актуальна проблема створення сенсорів теплових величин, а також ультра чутливих радіаційно стійких сенсорів, ефективних в екстремальних умовах експлуатації, таких як сильні магнітні поля, низькі температури та електронне випромінювання, які можуть знайти широке застосування в різних галузях науки.

У цьому випадку ниткоподібні кристали GaAs, завдяки своїй морфології, великим значенням рухливості носіїв заряду, структурною досконалістю та великою механічною міцністю, є хорошим матеріалом для вивчення впливу зовнішніх факторів, зокрема магнітного поля, в діапазоні концентрацій, що відповідає переходу метал-діелектрик (ПМД).

Наноструктури сполуки  $A_3B_5$  вивчаються дослідниками через їх широке застосування, особливо сполуки на основі GaAs, які використовуються як фотодіоди з високою пропускнуою здатністю [107]. В роботі [108] досліджувалися магнітотранспортні властивості ниткоподібних кристалів  $GaP_{0.4}As_{0.6}$ . В ній був виявлений та пояснений ефект від'ємного магнітоопору, пов'язаний із наявністю розмірного ефекту в досліджених ниткоподібних кристалах. Ефект від'ємного магнітоопору вже був спостережений в наноструктурах GaAs, що пов'язано із антиферомагнітною орієнтацією спіну в тонких шарах гетероструктури [109]. Ефект від'ємного магнітоопору також був виявлений в квантових ямах GaAs, які мають риси топологічних діелектриків, пов'язаних із наявністю мікророзмірної неупорядкованості [110]. Таким чином, дослідження магнітотранспортних характеристик ниткоподібних кристалів GaAs при низьких температурах і магнітних полях 0-14 Т мають велику перспективу.

### **3.2. Дослідження магнітотранспортних характеристик ниткоподібних кристалів GaAs**

Для дослідження природи опору зразка GaAs були проведені вимірювання магнітоопору в магнітних полях до 14 Тл при температурі від 4,2 до 77 К. Під час вимірювань струм, що проходив через зразок, становив близько 1 мА. Під час дослідження ВАХ характеристик ми не спостерігали відхилення від закону Ома. Тому струм був придатним для зразка і не викликав його нагріву. Вимірювання були проведені в двох геометріях зразка: 1) індукція магнітного поля була спрямована перпендикулярно до напрямку струму - поперечний магнітоопір; 2) індукція

магнітного поля була спрямована в напрямку струму - поздовжній магнітоопір. Відповідні залежності магнітоопору від поля наведені на рис. 3.1 а,b, відповідно.

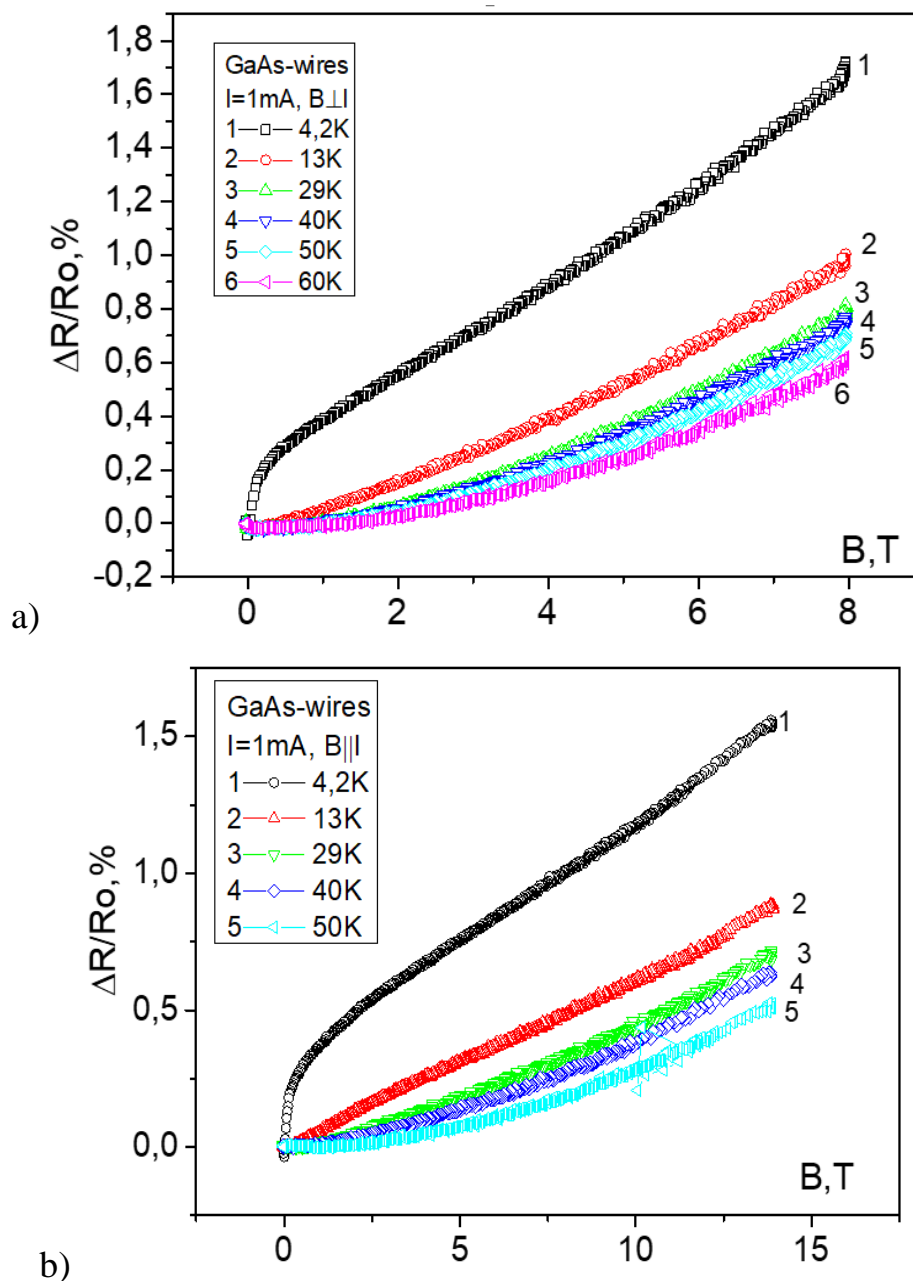


Рис. 3.1. Зміна магнітоопору ниткоподібних кристалів GaAs, легованих до концентрації в околі переходу метал-діелектрик  $N_{Te}=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  для (а) поперечного і (б) поздовжнього магнітоопору при різних температурах (К): (1) - 4,2 К, (2) - 13 К, (3) - 29 К, (4) - 40 К, (5) - 50 К, (6) - 60 К.

Результати досліджень магнітоопору кристалів GaAs розкривають особливості перенесення носіїв заряду в низькотемпературних характеристиках зразків. Це відображається в характеристиках аномально позитивного магнітоопору кристалів при 4,2 К при дуже низькому магнітному полі з індукцією до 0,2 Тл (див. рис. 3.1 a,b). Як показано на рисунку, спостерігається скачкоподібна зміна поперечного і поздовжнього магнітоопору в магнітних полях до 0,2 Тл. Подальше збільшення індукції магнітного поля провокує перехід до лінійної зміни магнітоопору з магнітним полем. Підвищення температури призводить до зникнення скачкоподібної зміни магнітоопору, і лише лінійний магнітоопір спостерігається в усьому діапазоні магнітних полів.

### 3.2.1. Спін-орбітальна взаємодія в ниткоподібних кристалах GaAs

Для пояснення явища аномально позитивного магнітоопору, враховуючи особливості структури НК GaAs, запропоновано розглянути ефект спін-орбітальної взаємодії. Спін-орбітальна взаємодія (SOI) у напівпровідниках виникає з двох різних ефектів: асиметрії обертання маси, пов'язаної з кристалічною структурою матеріалу, і асиметрії в профілю дефектів гетероструктури, пов'язаної з асиметрією в розташуванні дефектів. Ці два ефекти відомі як ефекти Дрессельгауз і Рашба, відповідно. Ефект Рашба виникає через асиметрію конфігураційного потенціалу квантових рівнів. Ця асиметрична домішка створює нахил у потенціалі зони, що відповідає ефективному електричному полю. У цьому випадку поле вказує на вісь z або напрям росту мікро- або наноструктури. Гамільтоніан, що описує ефект Рашба, має вигляд:

$$H = \alpha(-k_x k_y^2 \delta_x + k_x^2 k_y \sigma_y) \quad (3.1)$$

де  $\alpha$  - це матеріалозалежна константа,  $\sigma$  – матриця провідності Паулі. Спін-орбітальна взаємодія згідно з Дрессельгауз виникає з асиметрії самого кристалу. GaAs має кристалічну структуру цинкової обманки. Відсутність центру інверсії створює ефективне внутрішнє електричне поле в середині кристалу. У двовимірній

напівпровідниковій системі, пов'язаній з оболонкою ниткоподібних кристалів, де відбувається основна частина провідності носіїв заряду, існують два види внесків Дрессельгауз. Один з них - кубічний ефект Дрессельгауз, який є домінуючим для напівпровідників типу цинкової обманки. Кубічний член виникає через поширення електронних хвильових векторів у трьох вимірах:  $k_x$ ,  $k_y$ ,  $k_z$ . Гамільтоніан  $H = \gamma(\sigma_x k_x k_y^2 - \sigma_y k_y k_x^2)$ . Інша взаємодія є лінійною і виникає відповідно до взаємодії з віссю  $k_z$ . При застосуванні ефекту Дрессельгауз в напрямку структури (001) (напрямку росту кристалу), гамільтоніан для цього типу дорівнює:  $H(001) = \beta(-k_x \sigma_x + k_y \sigma_y)$ , де  $\beta$  - матеріалозалежна константа. Для високолегованих квантових ям, а також гетероструктур, таких як наша оболонка ниткоподібних кристалів, обидва внески повинні бути враховані в аналізі спин-орбітальної взаємодії [111].

### 3.2.2. Слабка локалізація в ниткоподібних кристалах GaAs

Для перевірки гіпотези, що провідність ниткоподібних кристалів GaAs відбувається в основному в підповерхневих шарах розглянемо явище слабкої локалізації в НК GaAs. Природа слабкої локалізації в ниткоподібних кристалах GaAs, ймовірно, пов'язана з двовимірним електричним рухом носіїв заряду через їх ядро-оболонкову структуру, яка, ймовірно, походить з поверхневої провідності, як у випадку ниткоподібних кристалів Si [112]. У випадку вищезазначеного SOI Рашба в зразку, ймовірно, не присутній через відсутність асиметрії конфігураційного потенціалу квантових рівнів, яке може бути викликано напруженням в кристалі. Оскільки ми розглядаємо вільні ниткоподібні кристали, то в їхній структурі відсутні будь-які напруження. З іншого боку, ефект Дрессельгауз може бути присутнім в кристалах через відсутність центру інверсії. Таким чином, внесок Дрессельгауз значно впливає на природу ефекту слабкої локалізації в кристалах.

Згідно з моделлю слабкої локалізації [113], розсіювання електрон-електрон і електрон-фонон передбачаються в кристалах. Теоретична залежність



нормалізованого магнітоопору  $\Delta\sigma(B)/G_0$  для двовимірного електронного газу [113] має наступний вигляд:

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = \frac{\sigma(B) - \sigma(0)}{G_0} = f\left(\frac{B}{H_{so} + H_\phi}\right) + \frac{1}{2}f\left(\frac{B}{2H_{so} + H_\phi}\right) - \frac{1}{2}(1 + \beta)f\left(\frac{B}{H_\phi}\right) \quad (3.2)$$

де  $B$  - індукція магнітного поля,  $\beta$  - фактор, що визначає величину виправлення Макі-Томпсона. Відповідно

$$G_0 = e^2/2\pi h \quad (3.3)$$

квантова провідність. Функція  $f(x)$  визначається дігамма-функцією  $\Psi(z)$ :

$$f(z) = \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) + \ln(x) \quad (3.4)$$

Параметр  $H_\phi$  пов'язаний з часом релаксації  $\tau_\phi$  хвильової функції електрона, спричиненим електрон-електрон або електрон-фонон взаємодією:

$$H_\phi = \frac{hc}{4eD\tau_\phi} \quad (3.5)$$

Відповідно, параметр  $H_{so}$  пов'язаний з часом релаксації  $\tau_{so}$ , спричиненим спіно-орбітальною взаємодією електронів:

$$H_{so} = \frac{hc}{4eD\tau_{so}} \quad (3.6)$$

де  $c$  - швидкість світла, а  $D$  - коефіцієнт дифузії.

Далі давайте розглянемо  $\beta \rightarrow 0$ . У цьому випадку зміна провідності  $\Delta\sigma(B)$ , нормалізована на  $G_0$ , була визначена з експериментальних залежностей магнітоопору ниткоподібних кристалів GaAs в магнітному полі наступним чином:

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = \frac{\sigma(0)}{G_0} \left( \frac{\Delta R(B)}{R(0)} + (\mu H)^2 \right) \quad (3.7)$$

де  $\mu$  - рухливість Холла, а  $H$  - інтенсивність магнітного поля. Отримана залежність  $\Delta\sigma(B)$  відповідає теоретичній залежності за рівнянням (3.2), щоб знайти параметри  $H_\phi$  і  $H_{so}$ . Як вже зазначалося вище, отримані параметри  $H_\phi$  і  $H_{so}$  залежать від часів релаксації  $\tau_\phi$  (3.5) і  $\tau_{so}$  (3.6) відповідно. Розраховані значення  $\tau_\phi=10$  пс і  $\tau_{so}=2,8$  пс подібні до тих, що звітувалися в посиланні [114]. Цей факт має служити

доказом правильності підходу. Отримані параметри дозволяють отримати довжину когерентності  $L_\phi$  та довжину спіно-орбітального взаємодії  $L_{so}$  згідно з наступними зв'язками:

$$L^2_\phi = D\tau_\phi = 4 \frac{e}{\hbar c} H_\phi \quad (3.8)$$

$$L^2_{so} = D\tau_{so} = 4 \frac{e}{\hbar c} H_{so} \quad (3.9)$$

З рівнянь (3.8) і (3.9) обчислюються температурні залежності  $L_\phi$  і  $L_{so}$  для досліджених кристалів. Відомо, що довжина когерентності  $L_\phi$  пропорційна  $T^{-1/3}$  для одновимірної системи і  $T^{-1/2}$  для двовимірної системи [115]. Отримані дані показують, що довжина когерентності  $L_\phi$  пропорційна  $T^{-0,53}$ , а довжина спіно-орбітального взаємодії  $L_{so}$  пропорційна  $T^{-0,45}$ , що дуже близько до  $T^{-1/2}$  залежності, очікуваної для двовимірної системи. Це підтверджує висновок, що провідність ниткоподібних кристалів GaAs відбувається в основному в підповерхневих шарах ниткоподібних кристалів.

### 3.2.3. Лінійний магнітоопір ниткоподібних кристалів GaAs

Лінійний магнітоопір ниткоподібних кристалів GaAs, який спостерігається при великих магнітних полях і високих температурах, може бути пов'язаний з різними причинами: 1) квантовим ефектом розміру, 2) гігантським лінійним магнітоопором [116]; 3) електрон-електронним розподілом у напівпровідниках з металевою провідністю. Перша причина не підходить для кристалів, оскільки при високих температурах електронний газ втрачає свої квантові властивості. Друга причина пов'язана з лінійним магнітоопором, який дуже часто викликається наявністю екзотичних квазічастинок у нових матеріалах, таких як топологічні напівметали [113]. Однак ниткоподібні кристали GaAs не проявляють поведінки топологічних діелектриків. Отже, основною причиною лінійного магнітоопору в експерименті, ймовірно, є зростання електрон-електронної взаємодії при збільшенні температури і індукції магнітного поля. Отримана залежність магнітоопору гармонійно відповідає поведінці металів.

### 3.2.4. Температурні залежності опору в ниткоподібних кристалах GaAs

Розглянемо проведені дослідження температурних залежностей опору в ниткоподібних кристалах GaAs в діапазоні температур від 4,2 до 140 К. На рис. 3.2 показана температурна залежність опору ниткоподібних кристалів GaAs.

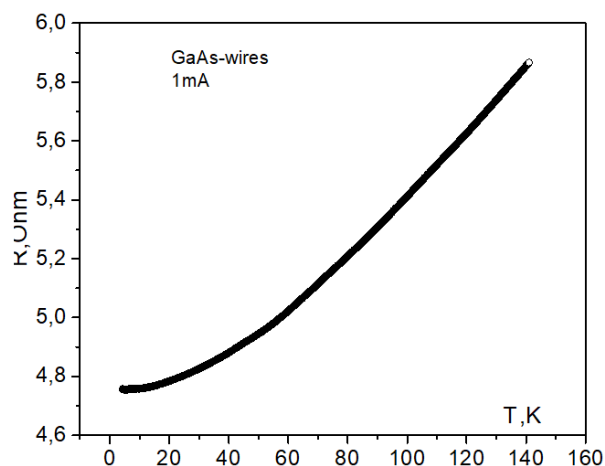


Рис. 3.2. Температурна залежність опору ниткоподібних кристалів GaAs

Як видно з рисунка, опір мікрокристала практично сталий в інтервалі температур від 4,2 до 10 К. Абсолютне значення опору досить маленьке і становить 4,75 Ом. При підвищенні температури спостерігається лінійна залежність опору кристала від температури в інтервалі температур від 40 до 140 К. Температурний коефіцієнт опору становить 0,2% / К і схожий на той, що властивий металам. Слабка залежність опору від температури в низькотемпературному діапазоні очевидно обумовлена переходом від напівпровідникової до псевдометалевої провідності і відповідає переходу метал-діелектрик.

Порівняння даних на рис. 3.1 і рис. 3.2 показало, що ефект аномальної зміни магнітоопору існує лише при низьких температурах, де відбувається перехід від метал-діелектричної провідності. Якщо зразок має металеву провідність, ефект аномальної зміни магнітоопору зникає.

### 3.3. Висновки до розділу 3

У даному розділі досліджено магнітотранспортні характеристики ниткоподібних кристалів GaAs, легованих додаванням телуру до концентрацій в околі переходу метал-діелектрик  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Магнітоопір був вимірний в діапазоні температур від 4,2 до 77 К та індукції магнітного поля до 14 Тл. Діаметр кристалу становив приблизно 20-40 мкм.

1. Досліджена залежність магнітоопору від поля складається з двох частин: а) аномально позитивного магнітоопору кристалів при 4,2 К, та при дуже слабкому магнітному полі з індукцією до 0,2 Тл, а також б) лінійної поведінки магнітоопору в магнітних полях від 0,2 до 14 Тл.

2. Проведено дослідження температурної залежності опору в ниткоподібних кристалах GaAs в діапазоні температур від 4,2 до 140 К, де спостерігалися дві області опору: а) стала опірність в діапазоні температур до 10 К і б) квазілінійна залежність опору від температури в діапазоні температур від 40 до 140 К.

3. Аномальний позитивний магнітоопір та магнітоопір ниткоподібних кристалів GaAs при слабкому полі та низькій температурі, виникли внаслідок спінорбітальної взаємодії (SOI) носіїв заряду, що походить від домішкової провідності в області переходу метал-діелектрик.

4. Розглянуто два ефекти - Рашба та Дрессельгауз. Враховуючи відсутність асиметрії конфігураційного потенціалу квантових рівнів і наявність центру інверсії в кристалах GaAs, основний внесок в SOI є внесок Дрессельгауз. Принцип магнітоопору був пояснений в рамках корекції слабкої локалізації, що добре узгоджується з експериментальними даними. Лінійний магнітоопір при великих магнітних полях, пов'язаний з електрон-електронною взаємодією в ниткоподібних кристалах GaAs.

## РОЗДІЛ IV. МАГНІТОТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ GaPAs

Протягом останнього десятиріччя сучасні дослідники вивчали наноструктури складних сполук  $A_3B_5$  з огляду на їх широке практичне застосування [117]. Сполуки на основі GaAs широко використовуються як фотодіоди високої пропускну здатності [118]. Використовуючи твердий розчин можна контролювати довжину хвилі та спектральний склад випромінювання фотодіоду за допомогою зміни складу. Недавні досягнення в технологіях інженерії забороненої зони енергетичних груп вплинули на розробку низькорозмірних багатоконтурних сонячних батарей. Так, множинні квантові ями GaPAs/GaInAs, згідно з теоретичними прогнозами, можуть досягти межі ефективності в 59% в умовах глобального випромінювання AM1.5 [119]. Крім того, GaPAs/GaP ниткоподібні кристали були використані для створення світлодіода в червоному спектральному діапазоні [120]. Пристрої з масивом ниткоподібних кристалів GaPAs/GaP були виготовлені на субстраті, вирощеному на кремнії, і проявили хороші властивості електролюмінесценції в діапазоні 670 нм [120]. Електронні властивості кристалів GaPAs були досліджені [121]. Слід зауважити, що рухливість електронів та дірок лінійно змінюється зі складом кристалу, зменшуючись на порядок величини при переході від прямого ниткоподібного кристалу GaSb [122] до непрямого ниткоподібного кристалу GaP [123]. Автори Коноров та ін. [124] досліджували поверхневі властивості складу GaPAs, який розташований в електроліті. Завдяки наявності тонкої оксидної плівки на поверхні кристала були отримані ВАХ характеристики [124], які можуть бути використані для сенсорів різних фізичних величин. Проте поява гістерезису в характеристиках ВАХ через виникнення на поверхні кристалу області збіднення [124], в значній мірі обмежує можливість використання. Тому дослідження

транспортних властивостей наноструктур GaPAs є дуже цікавим, особливо для їх практичного застосування. В роботі [125] показані дослідження магнітоопору складних структур кристалів на основі GaPAs. Було показано великий від'ємний магнітоопір в широкому діапазоні магнітних полів. Ефект був пояснений наявністю розмірних ефектів в складних структурах. Метою даного розділу є дослідження від'ємного магнітоопору складних структур  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  ( $x = 0,4$ ) у криогенних температурах до 4,2 К в діапазоні високих магнітних полів до 14 Т.

#### 4.1. Магнітотранспортні властивості ниткоподібних кристалів GaPAs

Типові температурні залежності провідності для досліджених ниткоподібних кристалів  $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$  показані на рис. 4.1.

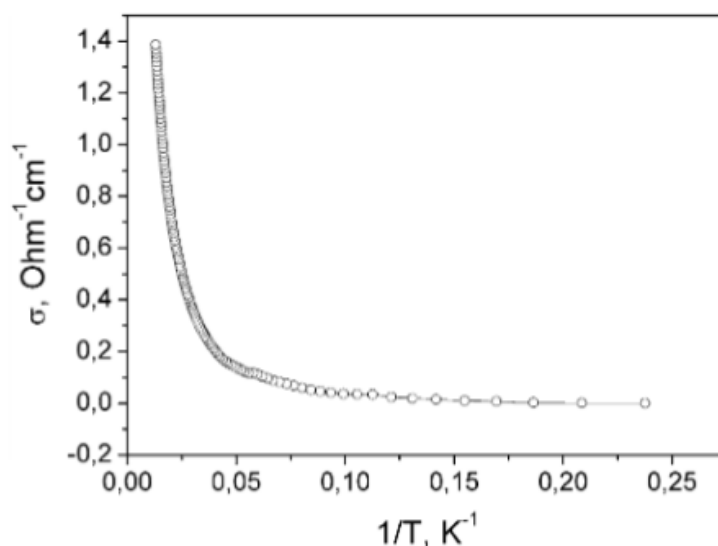


Рис. 4.1. Температурна залежність провідності  $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$  кристалічних структур.

Як можна побачити на рис. 4.1, було виявлено типову експоненційну залежність провідності від оберненої температури. Дані на рис. 4.1, представлені в логарифмічному масштабі, утворюють пряму лінію в діапазоні температур від 4,2 до 20 К, це дозволяє визначити енергію активації носія заряду  $\epsilon_2$ , яке становить приблизно 6 меВ.

Залежності магнітоопору від магнітного поля та температури для ниткоподібних кристалів  $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$  показані на рис. 4.2. а, б.

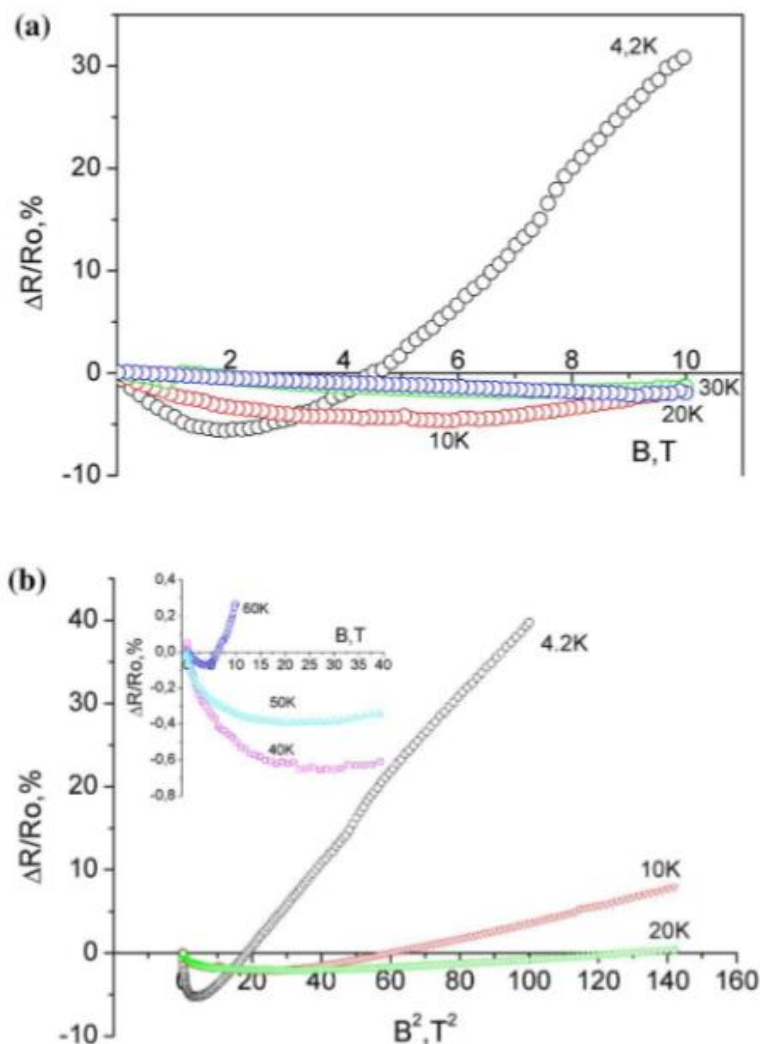


Рис. 4.2. Квадратичні залежності магнітоопору від магнітного поля ( $\Delta R/R_0$  vs  $B^2$ ) в слабологованих  $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$  кристалах (для поздовжнього (а) та поперечного (б) напрямку потоку струму через зразок) в діапазоні температур від 4,2 до 60 К.

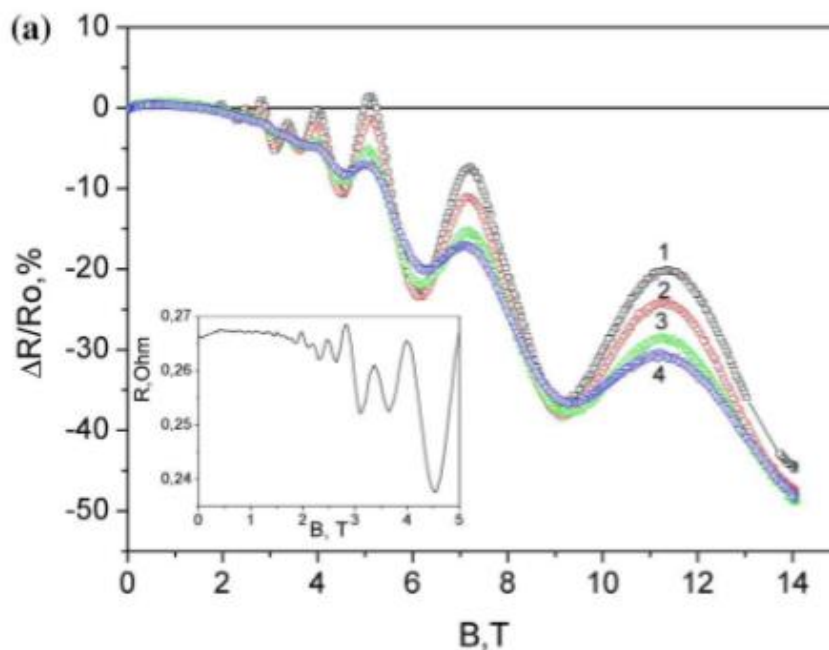
Дослідження показали, що характер залежностей магнітоопору  $\Delta R/R_0$  від магнітного поля  $B$  сильно відрізняється для зразків із зростанням температури. Для ниткоподібних кристалів  $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$  магнітоопір залежить від  $\Delta R/R_0 \sim B^2$  при температурі 4,2 К (рис. 2б). При вищих температурах від 10 до 60 К спостерігається від'ємний магнітоопір (ВМО), який залежить від індукції магнітного поля, напрямку

та величини струму. Максимальне значення отриманого ВМО сягає 7% при індукції магнітного поля 4,5 Т та температурі 4,2 К. Подібний ефект було виявлено в роботі [126] для германієвих ниткоподібних кристалів з діелектричного боку ПМД, проте ефект ВМО був досить слабкий порівняно з ниткоподібними кристалами  $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ . Крім того, ефект ВМО спостерігався в кристалах  $\text{InSb}$  [127,128] та  $\text{GaSb}$  [129] при високих магнітних полях та низьких температурах.

#### 4.2. Дослідження явища від'ємного магнітоопору

Для якісного аналізу механізму появи від'ємного магнітоопору буде використано порівняння в поведінці магнітоопору ниткоподібних кристалів  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  ( $x = 0.4$ ) та  $\text{InSb}$ .

У одній з наших робіт було представлено типовий поздовжній та поперечний магнітоопір напівпровідних ниткоподібних кристалів  $\text{InSb}$  з n-типом провідності та концентрацією домішки  $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в діапазоні температур від 4,2 до 77 К (див. рис. 4.3.).





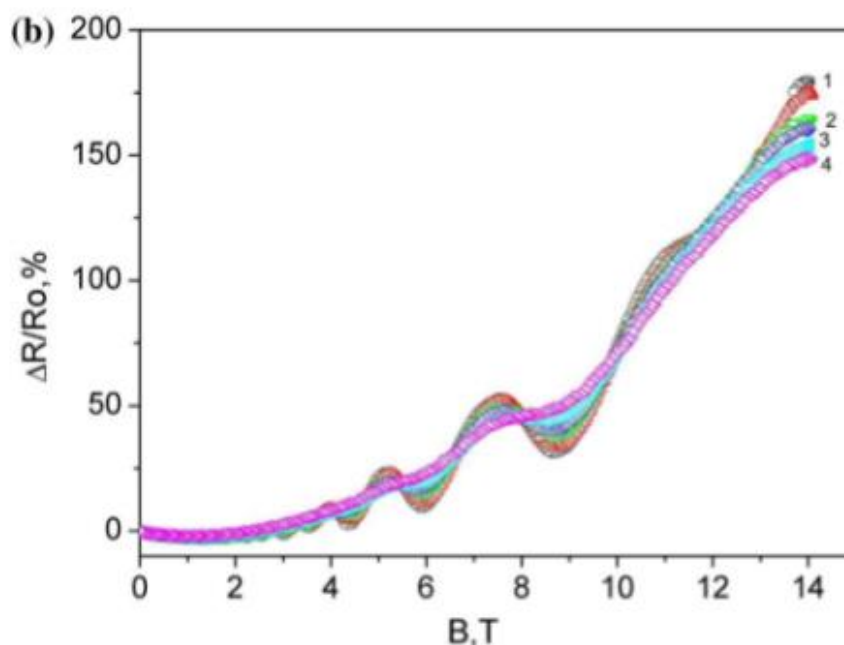


Рис. 4.3. Залежності магнітоопору від магнітного поля у ниткоподібних кристалах InSb (для поздовжнього (а) і поперечного (б) магнітоопору відносно напрямку проходження через зразок) з концентрацією домішки  $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при температурі: (1) - 4,2 К, (2) - 13 К, (3) - 29 К, (4) - 42 К.

Від’ємний поперечний магнітоопір (ВМО) спостерігалася у кристалах InSb при магнітних полях до 3 Т. Значення ВМО становило близько 5% для концентрації домішки  $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  і спостерігалася при температурах від 4,2 до 77 К (див. рис. 4.3. б). Поздовжній магнітоопір ниткоподібних кристалів InSb є від’ємним в усьому експериментальному діапазоні магнітної індукції (до 14 Т) і досягає 50% при високій індукції магнітного поля.

Порівняння магнітоопору в поведінці ниткоподібних кристалів  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  ( $x = 0.4$ ) і InSb показало схожі та відмінні особливості. Схожою є поведінка від’ємного магнітоопору (ВМО), в той час як різницею є SdH коливання, які виникають у ниткоподібних кристалах InSb.

Зазвичай SdH коливання спостерігаються в чистих і ідеальних кристалах [130,131]. Це стосується ниткоподібних кристалів InSb. З іншого боку, SdH

коливання пригнічуються домішками кристалів або певними дефектами решітки [132]. Можна припустити, що ниткоподібні кристали  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  ( $x = 0,4$ ) мають певну неоднорідність складу, яка призводить до пригнічення коливань.

Отже, вищезазначений аналіз показав, що ниткоподібні кристали  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  ( $x = 0,4$ ) мають певну неоднорідність, і механізм виникнення ВМО в них, ймовірно, відрізняється від ниткоподібних кристалів  $\text{InSb}$ , які є ідеальними кристалами.

Аналіз змін ВМО в таких двох зразках із зростанням температури показав, що варто враховувати два характерні параметри:

1. Максимальні значення ВМО;
2. Критичні значення величини магнітного поля, які змінюють знак з від'ємного на позитивний.

Критичне значення поперечного магнітоопору ниткоподібних кристалів  $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$  було максимальним в діапазоні температур  $20 \div 40$  К, і велике зниження цього параметра відбувалося як під час збільшення, так зниження температури. Щодо абсолютного значення ВМО, зі збільшенням температури відзначалося стійке зменшення ефекту. Було показано, що при температурі рідкого азоту ефект ВМО був абсолютно відсутнім в поперечній геометрії зразка, коли магнітна індукція застосовувалася в напрямку електричного струму.

Критичне значення поперечного магнітоопору ниткоподібних кристалів  $\text{InSb}$  становить приблизно  $2,5 \div 3$  Т і практично незалежне від температури в діапазоні температур  $4,2 \div 42$  К.

Щодо поздовжнього магнітоопору для обох зразків, коли магнітна індукція застосовується вздовж напрямку електричного струму, незважаючи на зменшення ефекту ВМО із зростанням температури, критичне значення поля виходять за межі експериментальних вимірювань ( $B_{cr} > 12$  Т). Іншими словами, зі збільшенням температури критичні значення полів зростають, і необхідно розширювати інтервал магнітних полів при вимірюванні параметрів кристалів.

#### 4.2.1. Аналіз отриманих результатів

Провівши порівняння поведінки ВМО в ниткоподібних кристалах GaPAs та InSb можна зробити деяке пояснення від'ємного магнітоопору (ВМО) стосовно поперечних залежностей опору від магнітного поля. Можливі причини цих ефектів включають:

1. Присутність кількісної диференціації в ниткоподібних кристалах [133];
2. Присутність магнітного упорядкування в електронних спінах для ниткоподібних кристалів GaPAs з домішкою близько переходу метал-діелектрик [134];
3. Присутність магнітного упорядкування для ниткоподібних кристалів GaPAs через введення неконтрольованих магнітних домішок [134];
4. Вплив квантової інтерференції на хвильову функцію електронів [135].

Присутність квантової диференціації в ниткоподібних кристалах GaPAs може бути виключеною через їхні великі діаметри ( $40\div 50$  мкм), що в декілька разів більше за довжину де Бройля.

Ймовірна причина виявлених особливостей магнітоопору в ниткоподібних кристалах GaPAs може бути пов'язана з магнітним упорядкуванням в електронних спінах на домішках Si у сильно легованих напівпровідниках. За моделлю Тойозави виникнення від'ємного магнітоопору пов'язане з ре орієнтацією спіна, який локалізований на атомах домішок [136]. Це призводить до відсутності можливих каналів розсіювання носіїв заряду, що призводить до зменшення магнітоопору, який був виявлений в ниткоподібних кристалах Ge як ефект від'ємного магнітоопору [126]. Однак виявлено, що ефект ВМО повинен швидко зникнути зі збільшенням температури понад 40 К, де повинен відбутися перехід до класичної провідності. Однак у проведених експериментах ефект ВМО виявлено при температурах до 60 К. Наявність ефекту ВМО при високих температурах залишається невизначеним. Крім того, модель Тойозави при низьких температурах недвозначно пояснює такі великі значення ВМО.

Наявність магнітного упорядкування у кристалах GaPAs може бути спричинена введенням неконтрольованих магнітних домішок, наприклад, Mn, що призводить до виникнення від'ємного опору в магнітних залежностях [134]. Згідно з роботою [134], наявність ВМО залежить від орієнтації спіну електрону, що розсіюється на іонах  $Mn^{2+}$ . Однак в кристалах GaPAs на основі результатів досліджень вмісту домішок в наших зразках за допомогою мікроаналізу не було виявлено наявності неконтрольованих магнітних домішок.

Від'ємний магнітоопір (ВМО), представлений у роботах Альтшулера і Аронова [135] та Лі та Рамакрішнана [136], може пояснюватися квантовою інтерференцією в хвильовій функції електронів [137]. Зникнення від'ємного магнітоопору пов'язане з руйнуванням інтерференції хвильових функцій електронів магнітним полем, що призводить до ефекту слабкої локалізації та взаємодії між електронами. Спостережені ефекти при низькій спін-орбітальній взаємодії приводять до збільшення опору. Щоб визначити ефект квантової інтерференції в НК GaPAs, є необхідно дослідити поведінку опору в магнітних полях до 1-2 Тл та при низьких температурах 1,7 - 4,2 К. Проте ефект квантової інтерференції (як невелика корекція провідності) не може пояснити таке велике значення від'ємного магнітоопірною ефекту приблизно 10%, яке було показано в експерименті (рис. 4.2.а.).

Слід запропонувати альтернативне пояснення спостереженого явища. По-перше, слід відзначити перевагу провідності на поверхні зразків порівняно з об'ємною. Висновок є результатом досліджень поздовжнього та поперечного опорів для кристалів GaPAs (рис. 4.2b). Порівнюючи ці два графіки, видно, що поздовжній опір менший за поперечний, що пояснює переважання провідності на поверхні зразка через структуру ядро-оболонка кристала. Можна припустити, що механізм зростання концентрації домішок біля поверхні кристалів спричинений механізмом росту ниткоподібного кристала за допомогою хімічного осадження з газової фази в закритій галогенній системі, який викликає подібний домішковий вклад під час процесу росту. Іншою причиною збільшення концентрації домішок біля поверхні

кристалів може являтися дифузія домішок в під поверхневий шар під час процесу обробки зразка після росту кристалу GaPAs.

Поведінку від'ємного магнітоопору в ниткоподібних кристалах InSb також можна пояснити таким чином. Це може бути наслідком класичного ефекту обмеження руху зарядів на межі ядро-оболонка. Беручи до уваги спостережені ефекти Шубнікова в зразках, можна обчислити параметри провідності під поверхнею в кристалах. Так, за допомогою рівняння Ліфшиця-Косевича [138] і обліку послаблення коливань Шубнікова з температурою, можна розрахувати температуру Дінгла і ефективну масу носіїв заряду, які становлять відповідно  $T_D = 6 \text{ K}$  і  $m^* = 0,03m_e$ . Потім можна оцінити ефективну рухливість, яка визначається як

$$\mu_q = -\frac{eh}{2\pi k_B T_D m^*} \quad (4.1)$$

Рухливість, приблизно  $11,000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  у випадку кристалів GaP<sub>0,4</sub>As<sub>0,6</sub>, є на порядок нижчою, ніж рухливість кристалів InSb [139]. Ця менша рухливість вказує на можливий відтік її рухливості на поверхні носіїв заряду. Це спостереження надає додаткову підтримку для ідеї, що ВМО у досліджених кристалах має об'ємний характер.

### 4.3. Застосування результатів для створення температурних датчиків

Беручи до уваги зазначене вище, можна зробити висновок, що магнітотранспортні характеристики не дозволяють вимірювати індукцію магнітного поля через наявність від'ємного магнітоопору (ВМО). Однак кристали GaPAs можуть бути використані як дуже точні температурні датчики в широкому діапазоні температур. Крива калібрування температурного датчика на основі кристалів GaP<sub>x</sub>As<sub>1-x</sub> наведена на рис. 4.4.

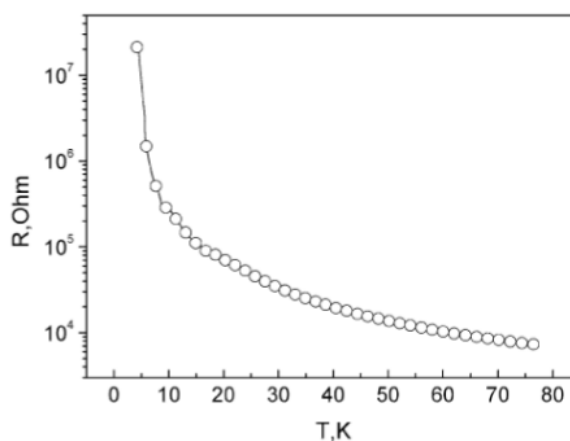


Рис. 4.4. Калібрувальна характеристика температурного датчика на основі ниткоподібних кристалів  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ .

На рис. 4.4 видно логарифмічну зміну опору, яка дозволяє вимірювати криогенну температуру з високою точністю. В діапазоні температур від 4,2 до 80 К опір змінюється на кілька порядків величини. Температурний коефіцієнт опору для кристалів GaPAs в цьому діапазоні становить  $\text{TКО} = -0,012 \text{ Ом} \times \text{K}^{-1}$ . Такі зразки можуть бути використані як термістори зі зворотним температурним коефіцієнтом опору.

#### 4.4. Висновки до розділу 4

У даному розділі було досліджено електропровідності та магнітоопору ниткоподібних кристалів  $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$  з вмістом фосфору ( $x = 40 \text{ атм.}\%$ ) та концентрацією кремнію ( $N_{\text{Si}} = \text{від } 1 \times 10^{17} \text{ до } 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) у широкому діапазоні температур.

1. Магнітоопір ниткоподібних кристалів із концентрацією в околі переходу метал-діелектрик  $N_{\text{c}}$  була описана як квадратична залежність від магнітного поля при температурі 4,2 К. Енергія активації носіїв заряду  $\epsilon_2$  становить 6 меВ у діапазоні температур від 4,2 до 20 К на основі дослідження температурної залежності провідності ниткоподібних кристалів  $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ .

2. Ефект від'ємного магнітоопору (ВМО) досліджуваних кристалів із концентрацією легування  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, що відповідає діелектричній стороні переходу метал-діелектрик, було спостережено в широкому температурному діапазоні від 4,2 до 60 К з максимальним значенням до 7% при температурі рідкого гелію. Поведінка магнітоопору слабо легованих ниткоподібних кристалів GaP<sub>0,4</sub>As<sub>0,6</sub> змінюється зі збільшенням магнітного поля та стає позитивною при великих значеннях магнітного поля, що дозволяє отримати значення критичного магнітного поля переходу.

3. Досліджений від'ємний магнітоопір пояснено за допомогою декількох механізмів: наявністю квантування носіїв заряду в ниткоподібних кристалах GaPAs, наявністю магнітного упорядкування як наслідок спінової взаємодії електронів, наявністю магнітного упорядкування через неконтрольоване введення магнітних домішок у зразки та квантовою взаємодією хвильової функції електронів.

4. Потенційною причиною дослідженого ВМО було переважанням поверхневої провідності у ниткоподібних кристалах GaP<sub>0,4</sub>As<sub>0,6</sub>, що пов'язано з їх структурою ядро-оболонка. Висновок був підтверджений параметрами провідності, отриманими шляхом обчислення коливань магнітоопору Шубнікова-де Гааза для ниткоподібних кристалів InSb з використанням підходу Ліфшиця-Косевича. Отримане значення ефективної рухливості носіїв заряду, приблизно 11,000 м<sup>2</sup>/Вт·с, що в порядку величин менше, ніж об'ємна рухливість InSb, свідчить на користь поверхневої провідності в зразках. Таким чином, ефект ВМО виник як результат підповерхневої провідності носіїв заряду та їх розсіювання на межі розподілу через структуру кристалів ядро-оболонка.

5. Застосування досліджуваних ниткоподібних кристалів GaP<sub>0,4</sub>As<sub>0,6</sub> було продемонстровано як температурний датчик на основі отриманих результатів температурної залежності провідності. Таким чином, датчик теплових величин на основі ниткоподібних кристалів GaP<sub>0,4</sub>As<sub>0,6</sub> не може застосовуватися в умовах високих магнітних полів через наявність ВМО який приблизно становить 7% при температурі 4,2 К, що обмежує їх використання для вимірювання магнітного поля.

## РОЗДІЛ V. ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕНЗОРЕЗИСТИВНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ GaAs

У цьому розділі вивчаються властивості деформації ниткоподібних і стрічкових кристалів GaAs в широкому діапазоні температур (0...300 °C) та деформацій  $\pm(1 \times 10^{-5} \dots 1 \times 10^{-3}$  відносних одиниць). Ниткоподібні кристали GaAs мають товщину 20÷40 мкм, довжину 4÷7 мм, а стрічкові кристали GaAs - ширину 0,3÷0,6 мм, товщину 10÷15 мкм та довжину 3÷6 мм. Контакти до таких кристалів створюються за допомогою зварювання золотим мікродротом діаметром 20÷30 мкм.

### 5.1. Дослідження датчиків деформацій на основі кристалів GaAs

Сьогодні широко вивчають електронні, оптичні та магнітотранспортні властивості основних матеріалів для сенсорів, таких як кремній, германій та GaAs, в різних температурних діапазонах [140-145]. Зміни в цих властивостях під впливом великих рівнів напруження є дуже цікавими, особливо в структурах кремнію р-типу [146, 147]. Це може бути використано для створення на їхній основі механічних сенсорів [148, 149], які мають різноманітні застосування [150, 151]. Деякі сенсори на основі НК Si та Ge дуже ефективні в області низьких температур [152, 153].

Найпоширеніші деформаційні датчики, розроблені на основі монокристалів кремнію [154, 155], мають дуже хороші характеристики, які відповідають потребам сьогодення, і, отже, їх можна використовувати в різних галузях науки та техніки. Однак постійно ведеться пошук нових матеріалів, які також можуть бути використані в датчиках механічних величин поряд з існуючими. Ці датчики деформації повинні відповідати всім вимогам для цього типу чутливих елементів. Тому цілком природно проводити пошуки та дослідження ефективних структур інших матеріалів для створення датчиків деформацій з відповідними характеристиками. Сполуки напівпровідників типу  $A_3B_5$  є перспективними матеріалами. Однією з таких сполук є антимонід галію. На основі відомих



результатів досліджень п'єзорезистивного ефекту арсеніду галію та кристалів фосфіду галію тощо, можна зробити висновок, що висока чутливість до деформацій досягається в кристалах GaAs, а також GaSb n та p-типу провідності і GaP p-типу провідності з кристалографічною орієнтацією [111]. Висока чутливість до деформацій монокристалічних напівпровідникових сполук типу  $A_3B_5$  може бути реалізована в датчиках деформацій, створених на їхній основі.

Автори робіт [156-159] досліджували властивості деформаційної стійкості ниткоподібних кристалів GaAs, та виявили аномальний п'єзоелектричний ефект у кристалах GaAs з коефіцієнтом п'єзоелектричної деформації, який в 12 разів перевищує теоретично оцінене значення [158]. Автори пояснюють цей ефект переважаючим вмістом фази із кристалічною структурою типу вурциту та збільшеними силами стиску від контактного шару. Таким чином, дослідження ниткоподібних і стрічкових кристалів, а також їх порівняння є дуже перспективними.

## **5.2. Залежності відносної зміни опору ниткоподібних і стрічкових кристалів GaAs**

При дослідженні НК GaAs з n- та p-типом провідності були отримані наступні залежності відносної зміни опору від деформації розтягу для кристалів з різним питомим опором, які показані на рис. 5.1.

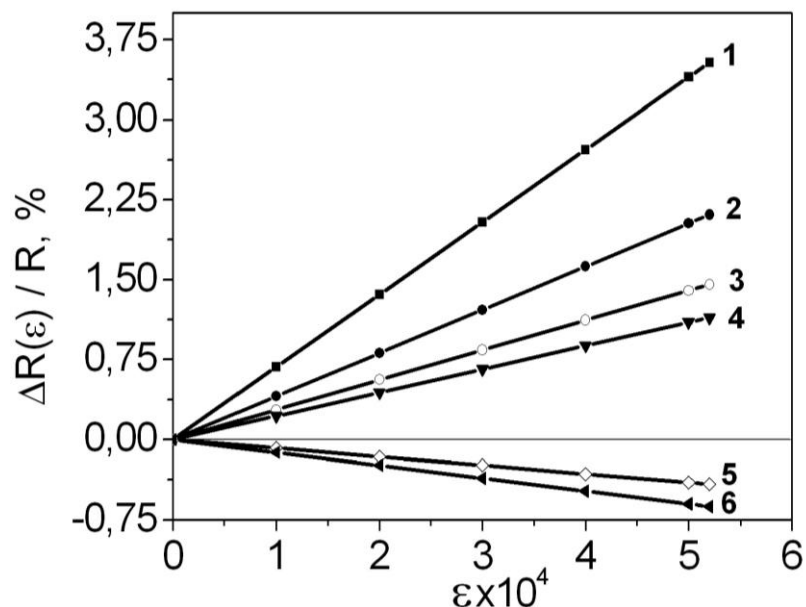


Рис. 5.1. Залежність відносної зміни опору для НК GaAs з різним питомим опором від деформації розтягу:

p – типу: 1 –  $\rho = 0,1 \text{ Ом}\times\text{см}$ ;  $K = 62$ ; 2 –  $\rho = 0,003 \text{ Ом}\times\text{см}$ ;  $K = 39$ ;

3 –  $\rho = 0,0016 \text{ Ом}\times\text{см}$ ;  $K = 26,7$ ; 4 –  $\rho = 0,001 \text{ Ом}\times\text{см}$ ;  $K = 21,7$ ;

n – типу: 5 –  $\rho = 0,004 \text{ Ом}\times\text{см}$ ;  $K = -9$ ; 6 –  $\rho = 0,02 \text{ Ом}\times\text{см}$ ;  $K = -11$ .

Максимальне значення коефіцієнта тензочутливості для НК GaAs p – типу становить  $K = +60 \div +64$ . Слід відзначити, що ниткоподібні кристали GaAs n – типу провідності мають низьку тензочутливість ( $K \approx -10$ ). Одержані значення поздовжнього коефіцієнта тензочутливості  $K$  для НК GaAs добре узгоджуються зі значенням коефіцієнта еластоопору  $m[111]$ , розрахованого через коефіцієнти п'єзоопору для об'ємних кристалів GaAs p-типу [160] і n-типу провідності [161,162]. Треба відзначити, що для сильнолегованих НК GaAs p-типу ( $\rho=0,001-0,004 \text{ Ом}\times\text{см}$ ) спостерігається лінійна залежність відносної зміни опору від деформації (рис. 5.1).

Отримано цікаві результати під час вивчення характеристик датчиків деформації на основі стрічкових кристалів арсеніду галію. Якщо значення коефіцієнта чутливості до поздовжньої деформації для стрічкового GaAs p-типу

провідності ( $K = 33 \div 42$ ) співпадає з розрахованими значеннями коефіцієнта чутливості до деформації в напрямку [211], то такого узгодження немає для стрічкових кристалів з n-типом. Чутливість до деформації таких кристалів виявилася вищою, ніж для стрічкових кристалів з р-типом і навіть вище, ніж чутливість до деформації ниткоподібних кристалів GaAs з р-типом провідності. Коефіцієнт чутливості до деформації стрічкових кристалів з n-типом провідності із опором  $\rho = 0.005 \div 0.12 \text{ Ом} \times \text{см}$  складає  $-60 \div -107$ , що ми можемо побачити на рис. 5.2.

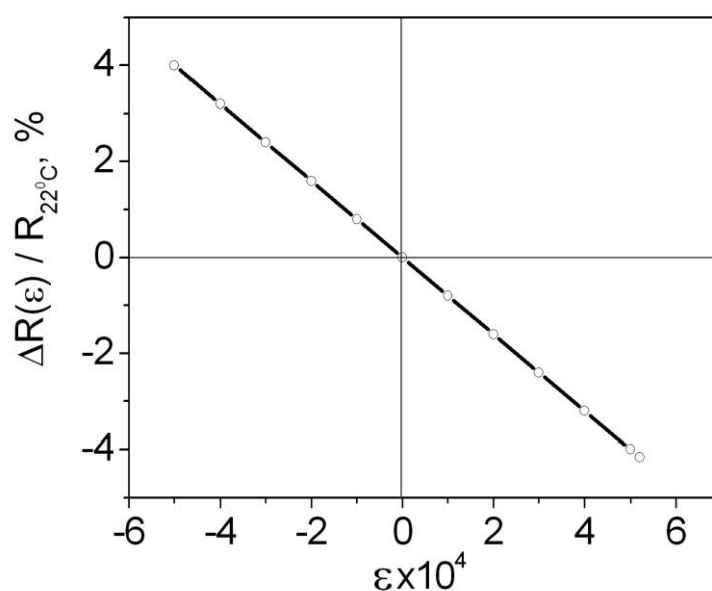


Рис. 5.2. Залежність відносної зміни опору стрічкових кристалів GaAs n – типу ( $\rho = 0,008 \text{ Ом} \times \text{см}$ ) від деформації

Високі значення коефіцієнта тензочутливості для стрічкових кристалів GaAs n-типу важко пояснити на основі структури зони провідності арсеніду галію. Це пов'язано з нерівномірним розподілом домішок в об'ємі подібних кристалів у процесі їх вирощування.

### 5.3. Дослідження характеристик тензорезисторів на основі кристалів GaAs в широкому температурному діапазоні

Тензометричні характеристики кристалів GaAs досліджено у широкому діапазоні температур  $-120 \div +350^{\circ}\text{C}$ . Для вільних (незакріплених) НК GaAs p – типу провідності з питомим опором  $0,001-0,003 \text{ Ом}\times\text{см}$  спостерігається практично лінійна залежність опору від температури, для таких кристалів ТКО дорівнює  $+(0,10 \div 0,16) \% \cdot \text{град}^{-1}$ . Багаторазові цикли нагрівання – охолодження від  $+20$  до  $+350^{\circ}\text{C}$  не приводять до суттєвих змін у опорі та температурній залежності опору цих кристалів, зміна опору цих кристалів не перевищує 1%. Зміна опору НК GaAs p – типу провідності за тривалої ізотермічної витримки (4-5 годин), при фіксованих температурах  $+100^{\circ}\text{C}$ ,  $+200^{\circ}\text{C}$  і  $+300^{\circ}\text{C}$  не перевищує 0,4%. Оскільки коефіцієнт тензочутливості сильнолегованих НК GaAs p – типу провідності невеликий, то після закріплення опір і температурний хід опору цих кристалів слабо змінюється.

Температурні залежності коефіцієнта тензочутливості НК GaAs p – типу провідності з різним питомим опором наведено на рис. 5.3.

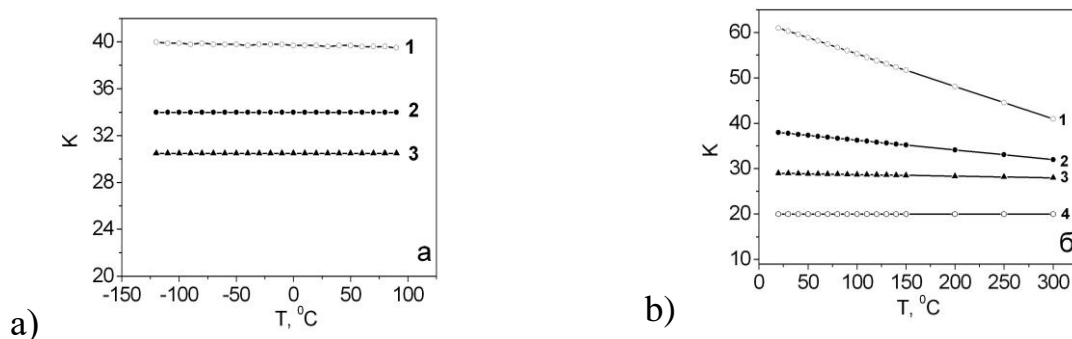


Рис. 5.3. Температурна залежність коефіцієнта тензочутливості НК GaAs p – типу провідності з різним питомим опором: а) закріплених на сталі клеєм ВС-10Т (1 –  $0,005 \text{ Ом}\times\text{см}$ ; 2 –  $0,003 \text{ Ом}\times\text{см}$ ; 3 –  $0,002 \text{ Ом}\times\text{см}$ ); б) закріплених на сталі цементом ВН-15Т (1 –  $0,1 \text{ Ом}\times\text{см}$ ; 2 –  $0,003 \text{ Ом}\times\text{см}$ ; 3 –  $0,002 \text{ Ом}\times\text{см}$ ; 4 –  $0,001 \text{ Ом}\times\text{см}$ ).

Як видно з графіків, коефіцієнт тензочутливості для сильнолегованих кристалів дуже слабо залежить від температури у широкому діапазоні температур. Так, для НК GaAs р – типу з питомим опором 0,001-0,002 Ом·см температурний коефіцієнт тензочутливості становить  $-(0,02 \div 0,03)\% \cdot \text{град}^{-1}$  в області температур від  $-120$  до  $+350^{\circ}\text{C}$ . Для цих кристалів лінійна залежність зміни опору від деформації (при  $\varepsilon = \pm 1 \times 10^{-3}$  відн.од.) зберігається у всьому діапазоні температур від  $-120$  до  $+250^{\circ}\text{C}$ .

Температурні залежності відносної зміни опору стрічкових кристалів GaAs n – типу провідності, закріплених на сталеву балку, наведено на рис. 5.4.

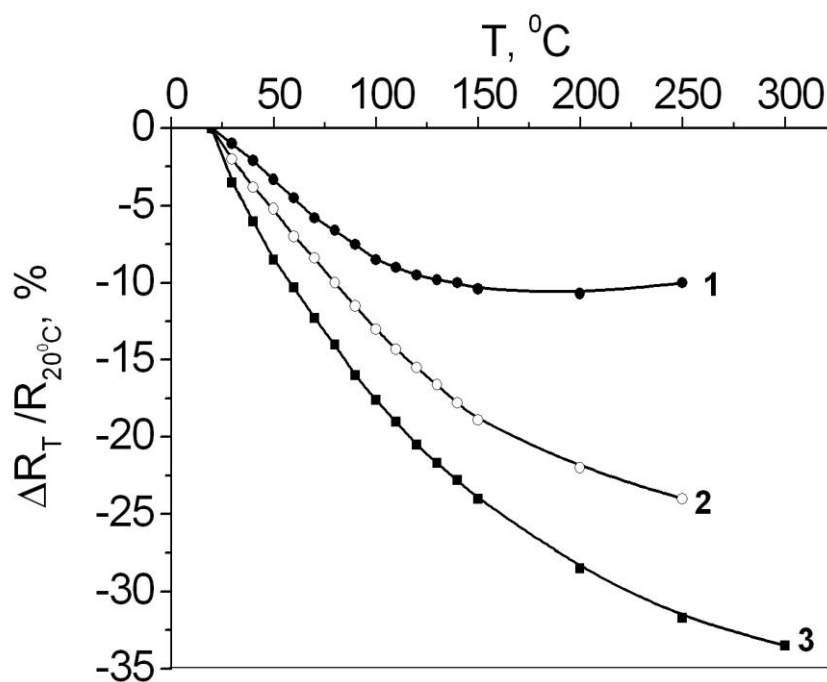


Рис. 5.4. Температурна залежність відносної зміни опору стрічкових кристалів GaAs n-типу провідності з різним питомим опором, що закріплені на сталі цементом ВН-15Т: 1 – 0,08 Ом·см; 2 – 0,10 Ом·см; 3 – 0,12 Ом·см.

Спостерігається певна кореляція між значенням коефіцієнта тензочутливості і ТКО: кристали з більшим питомим опором мають більш високу тензочутливість і більш виражену температурну залежність опору. При температурі  $+300^{\circ}\text{C}$  коефіцієнт

тензочутливості цих кристалів становить  $\sim 50\%$  від свого значення при  $+20^{\circ}\text{C}$ . З підвищенням температури, падіння коефіцієнта тензочутливості сповільнюється, і у температурному діапазоні  $+250 \div +450^{\circ}\text{C}$  ТКТЧ для цих кристалів не перевищує  $-0,07\% \cdot \text{град}^{-1}$ . Багаторазові термоцикли у діапазоні температур  $+20 \div +400^{\circ}\text{C}$  не вносять суттєвих змін у значення опору і його температурної залежності. Для стрічкових кристалів відтворюваність по опору для вільних кристалів у цьому діапазоні температур не гірше  $1\%$ ; коефіцієнт тензочутливості цих кристалів також не змінює свого значення.

Тензорезистори на основі сильнолегованих НК GaAs p – типу провідності дієздатні у широкому температурному діапазоні від  $-120$  до  $+350^{\circ}\text{C}$ , мають лінійні деформаційні характеристики і слабку температурну залежність тензочутливості. Тензорезистори на основі стрічкових кристалів GaAs n – типу відрізняються великою гнучкістю і високою тензочутливістю. Вони здатні працювати при температурах до  $+400^{\circ}\text{C}$  і можуть бути використані для вимірювання деформацій на криволінійних поверхнях при високих температурах. Основні параметри розроблених тензорезисторів наведено у табл. 5.1.

Таблиця 5.1

## Параметри тензорезисторів на основі арсеніду галію

Параметр	Тензорезистори на основі НК GaAs р – типу	Тензорезистори на основі стрічок GaAs n – типу
Діапазон деформацій, відн.од.	$\pm(1 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-3})$	$\pm(1 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-3})$
Питомий опір, Ом·см	0,002 ÷ 0,003	0,07 ÷ 0,10
Номінальний опір при 20 <sup>0</sup> С, Ом	20 ÷ 100	200 ÷ 600
Коефіцієнт тензочутливості при 20 <sup>0</sup> С	+30 ÷ +40	-75 ÷ -90
ТКО незакріплених тензорезисторів, %×град <sup>-1</sup>	+(0,12 ÷ -0,16) у діапазоні -60 ÷ +180 <sup>0</sup> С	-0,01 ÷ +0,03 у діапазоні +20 ÷ +200 <sup>0</sup> С
Температурний коефіцієнт тензочутливості, %×град <sup>-1</sup>	-0,03 у діапазоні -120 ÷ +80 <sup>0</sup> С	-0,16 у діапазоні +20 ÷ +300 <sup>0</sup> С
Робочий діапазон температур, <sup>0</sup> С	-120 ÷ +350	+20 ÷ +400
Максимальна температура, <sup>0</sup> С	+350	+450
Розміри, мм	(0,02 ÷ 0,04)×(0,02 ÷ 0,04)×(4 ÷ 6)	(0,3 ÷ 0,5)×(0,005 ÷ 0,015)×(3 ÷ 6)

#### 5.4. Актуальність розробки датчиків деформації на основі ниткоподібних кристалів GaAs

Для визначення актуальності питання розробки датчиків деформації на основі кристалів GaAs проведемо порівняння їх характеристик з датчиками на основі кристалів GaSb.

Для порівняння будуть використані ниткоподібні кристали GaSb, які мають форму трикутних призм, витягнутих вздовж кристалографічного напрямку [111], які мають діркову провідність, значення опору цих кристалів знаходяться в діапазоні від 0.05 до 0.15 Ом  $\times$  см, концентрація носіїв заряду становить  $5 \times 10^{16} \div 5 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Цинкове легування дозволяє отримати ниткоподібні кристали GaSb з р-типом провідності із різними значеннями опору від 0.008 до 0.1 Ом  $\times$  см. Для отримання n-типу провідності ниткоподібних кристалів GaSb проводилось легування телуrom; при концентрації легуючої домішки телуру в ампулі більше  $8 \times 10^{15}$  ат/см<sup>3</sup> у ниткоподібних кристалах GaSb відбувається компенсація природних акцепторів і відбувається перехід до n-типу провідності.

Ниткоподібні кристали антимоніду галію були вибрані для дослідження характеристик датчика деформацій з рівномірним поперечним перерізом вздовж довжини та розмірами, довжиною 4  $\div$  6 мм і шириною 20  $\div$  40 мкм. Контакти до ниткоподібних кристалів GaSb створювалися методом імпульсного зварювання [163] мікродротп з контактного матеріалу із ниткоподібним кристалом, що дозволило забезпечити омічні контакти. Золотий мікродріт з діаметром 30 мкм використовувався для ниткоподібних кристалів GaSb з р-типом провідності, а для зразків з n-типом провідності використовувався золотий мікродріт, легований зануренням в розплав олова з додаванням 1% Ge.



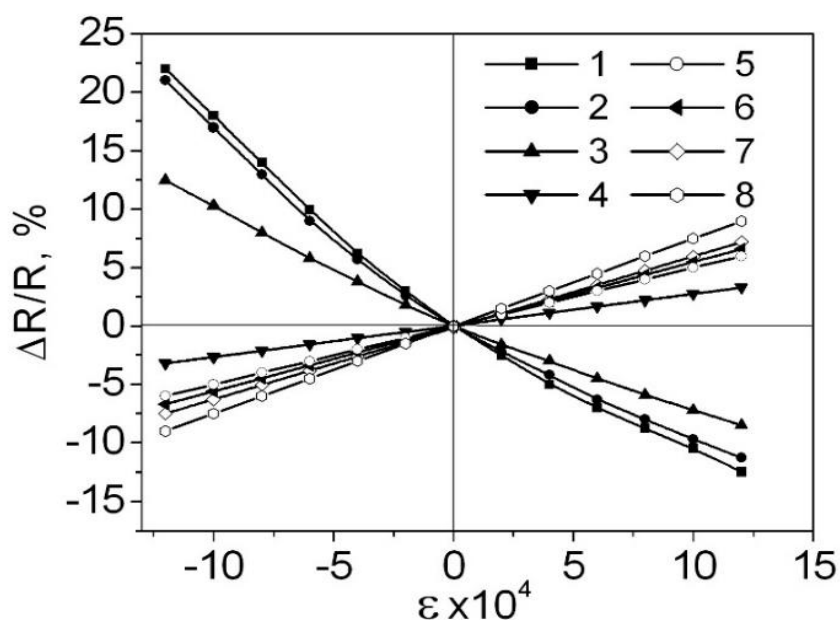


Рис. 5.5. Залежність відносної зміни опору ниткоподібних кристалів GaSb при температурі в 300 К: n-GaSb (Te),  $\rho$ , Ом  $\times$  см: (1) - 0,002; (2) - 0,0042; (3) - 0,048; p-GaSb (Zn): (4) - 0,007; (5) - 0,016; (6) - 0,056; (7) - 0,08; (8) - 0,12

На рис. 5.5 показані графіки залежності відносної зміни опору ниткоподібних кристалів GaSb із різними значеннями опору, від деформації. Характеристики деформацій для ниткоподібних кристалів GaSb із р-типом провідності, як видно з рисунку, мають кращу лінійність порівняно із зразками із n-типом провідності і походить лінійність із зразками НК GaAs. Для ниткоподібних кристалів GaSb із р-типом провідності із опором від 0,007 ÷ 0,12 Ом $\times$ см, повздовжний коефіцієнт опору становить  $K = +26 \div 77,5$  а значення коефіцієнта тензочутливості для НК GaAs р – типу становить  $K = +21 \div +64$ . Ниткоподібні кристали GaSb n- типу провідності відрізняються більшим значенням повздовжнього коефіцієнта опору порівняно з кристалом із р-типом провідності. Отримане значення  $K = -105,5$  (з розтягуючою деформацією  $+1 \times 10^{-3}$  відносних одиниць) добре узгоджується зі значенням  $m [111] \approx -111$  для НК GaSb із n-типом провідності із опором 0,0042 Ом $\times$ см. Слід відзначити, що ниткоподібні кристали GaAs n – типу провідності мають низьку тензочутливість ( $K \approx -10$ ) у порівнянні з НК GaSb із n-типом провідності, але

коефіцієнт чутливості до деформації стрічкових кристалів GaAs з n-типом провідності із опором  $\rho = 0.005 \div 0.12 \text{ Ом} \times \text{см}$  складає  $-60 \div -107$ .

Температурні залежності опору ниткоподібних кристалів GaSb досліджувалися в діапазоні температур  $-180 \div +100 \text{ }^\circ\text{C}$ . Для НК GaSb із n-типом провідності, легованих телуrom із  $\rho = 0,002 \div 0,004 \text{ Ом} \times \text{см}$ , спостерігалось монотонне збільшення опору зразків із зростанням температури в цьому діапазоні температур (рис. 5.6).

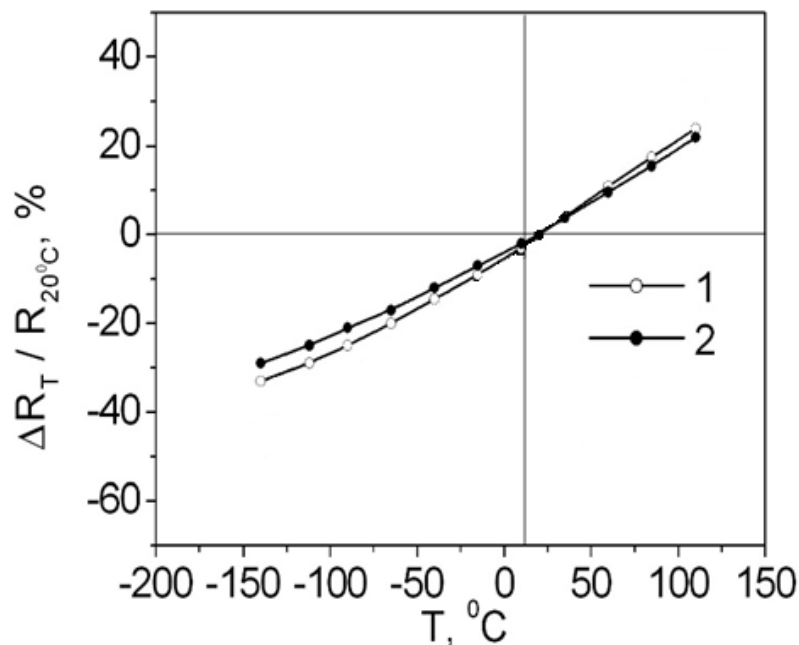


Рис. 5.6. Температурна залежність відносної зміни опору деформованих (на сталевій підкладці) НК GaSb із n-типом провідності з різною опором  $\rho$ , Ом  $\times$  см:

а) 1 – 0,0038; 2 - 0,0023 б) 1 – 0,0038; 2 - 0,0023

На кривих температурної залежності опору НК GaSb із p-типом провідності, легованих цинком чи телуrom, в області низьких температур можна спостерігати мінімум, який пов'язаний із переходом від одного механізму розсіювання носіїв заряду до іншого (рис. 5.7)

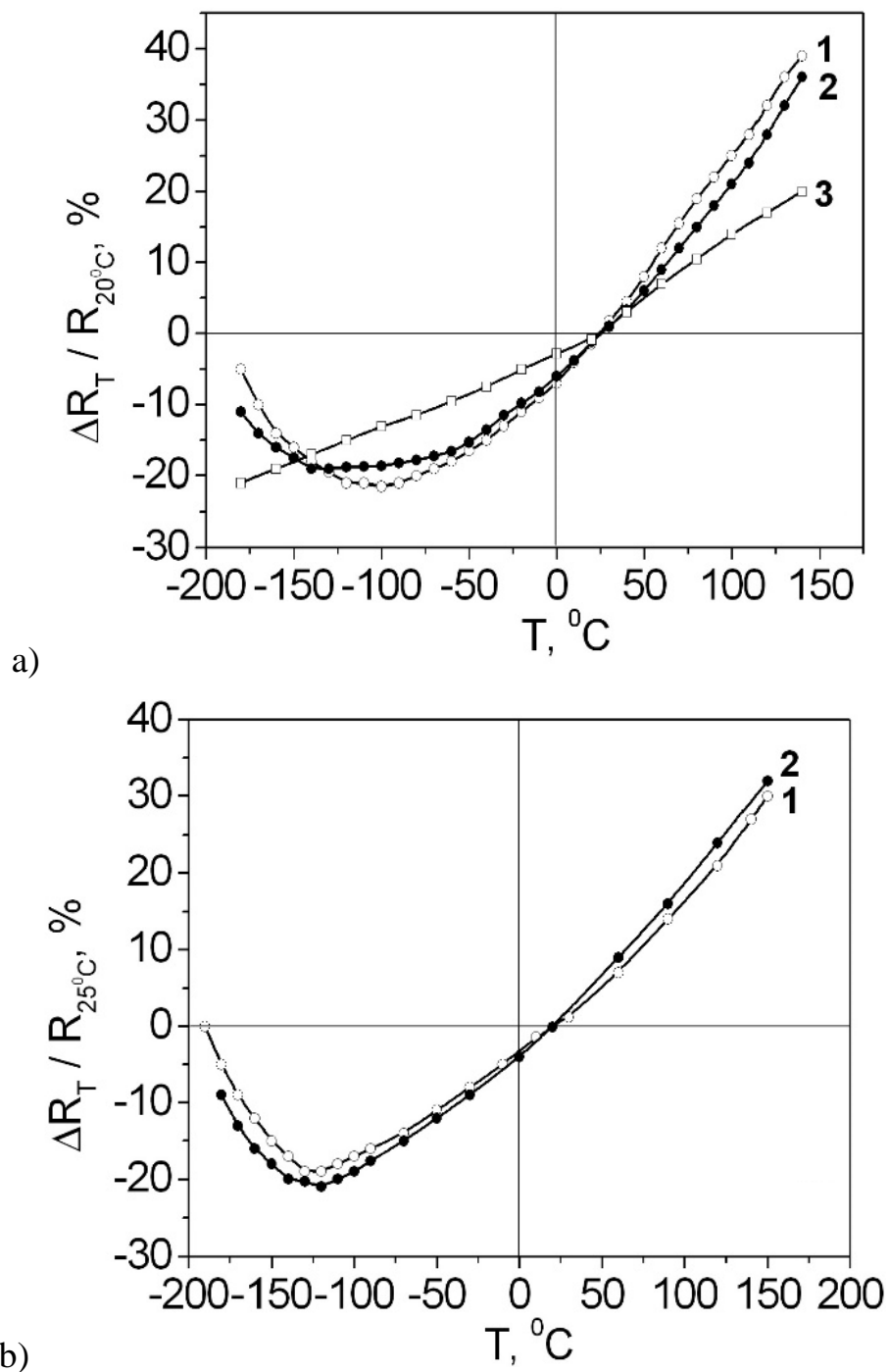


Рис. 5.7. Температурна залежність відносної зміни опору НК GaSb із р-типом провідності із різною опором: а) (1) – 0,033 Ом  $\times$  см; (2) – 0,0164 Ом  $\times$  см; (3) – 0,007 Ом  $\times$  см; б) (1) – 0,12 Ом  $\times$  см; (2) – 0,15 Ом  $\times$  см.

Температурний коефіцієнт опору (ТКО) НК GaSb із n-типом провідності із  $\rho = 0,002 \div 0,004$  Ом  $\times$  см, закріплених на сталі, становить  $+ (0,22 \div 0,34) \% \times \text{град}^{-1}$ .

Для НК GaSb із р-типом, легованих цинком, із опором  $0,016 \div 0,033 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  в діапазоні температур  $-50 \div +100 \text{ }^\circ\text{C}$  ТКО становить  $+(0,23 \div 0,24) \% \times \text{град}^{-1}$ , для легованих телуrom кристалів, із  $\rho = 0,12 \div 0,15 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  ТКО не перевищує  $+0,3 \% \times \text{град}^{-1}$ , коли для НК GaAs р – типу з питомим опором  $0,001\text{-}0,002 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  температурний коефіцієнт тензочутливості становить  $-(0,02 \div 0,03) \% \cdot \text{град}^{-1}$  в області температур від  $-120$  до  $+350^\circ\text{C}$ . Для даних кристалів лінійна залежність зміни опору від деформації (при  $\varepsilon = \pm 1 \times 10^{-3}$  відн.од.) зберігається у всьому діапазоні температур від  $-120$  до  $+250^\circ\text{C}$ . Різниця в 1 порядок між ТКО цих кристалів дозволяє зробити висновок, що НК GaAs значно стійкіші до змін температури і здатні працювати в ширшому температурному діапазоні ніж НК GaSb.

Випробування НК GaSb в динамічному режимі при частоті від 50 до 100 Гц, та при деформації  $\varepsilon = 5 \times 10^{-4}$  вдн. од. показали, що вони можуть витримати принаймні 106 циклів зміни деформації; зміни значень їх опору та коефіцієнта чутливості залишалися в межах похибки експерименту. Крім того, НК GaSb володіють високою механічною міцністю і витримують деформації порядку  $(6 \div 7) \times 10^{-3}$  відн. од. Порівняння параметрів деформаційних датчиків на основі цих кристалів наведено в Таблиці 5.2.

Таблиця 5.2

Порівняння параметрів тензорезисторів на основі арсеніду галію і антимоніду галію

Параметр	Тензорезистори на основі НК GaAs р – типу	Тензорезистори на основі стрічкових кристалів GaAs п – типу	Тензорезистори на основі НК GaSb п – типу	Тензорезистори на основі НК GaSb р – типу

Діапазон деформацій, відн.од.	$\pm(1 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-3})$	$\pm(1 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-3})$	$\pm(1 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-3})$	$\pm(1 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-3})$
Питомий опір, Ом·см	0,002 ÷ 0,003	0,07 ÷ 0,10	0.002 ÷ 0.004	0.03 ÷ 0.07
Номінальний опір при 20 <sup>0</sup> С, Ом	20 ÷ 100	200 ÷ 600	50 ÷ 120	200 ÷ 600
Коефіцієнт тензочутливості при 20 <sup>0</sup> С	+30 ÷ +40	-75 ÷ -90	-97 ÷ -110	+50 ÷ +60
ТКО незакріплених тензорезисторів, %×град <sup>-1</sup>	+0,12 ÷ -0,16 у діапазоні -60 ÷ +180 <sup>0</sup> С	-0,01 ÷ +0,03 у діапазоні +20 ÷ +200 <sup>0</sup> С	+0,33 ÷ -0,38 у діапазоні -150 ÷ +80 <sup>0</sup> С	+0.33 ÷ -0.38 у діапазоні -50 ÷ +100 <sup>0</sup> С
Температурний коефіцієнт тензочутливості, %×град <sup>-1</sup>	-0,03 у діапазоні -120 ÷ +80 <sup>0</sup> С	-0,16 у діапазоні +20 ÷ +300 <sup>0</sup> С	+0,02 у діапазоні -100 ÷ +100 <sup>0</sup> С	-0.18 ÷ 0.20 у діапазоні -120 ÷ +100 <sup>0</sup> С
Робочий діапазон температур, <sup>0</sup> С	-120 ÷ +350	+20 ÷ +400	-160 ÷ +100	-160 ÷ +100
Максимальна температура, <sup>0</sup> С	+350	+450	+100	+100
Розміри, мм	(0,02 ÷ 0,04) × (0,02 ÷ 0,04) × (4 ÷ 6)	(0,3 ÷ 0,5) × (0,005 ÷ 0,015) × (3 ÷ 6)	(0.02 ÷ 0.04) × (0.02 ÷ 0.04) × (4 ÷ 6)	

Порівнюючи параметри тензорезисторів на основі арсеніду галію і антимоніду галію можна побачити, що датчики на основі ниткоподібних і стрічкових кристалів GaAs володіють конкурентним значенням коефіцієнту тензочутливості. Працездатні в широкому діапазоні робочих температур, та витримують високі максимальні температури.

### 5.5. Висновки до розділу 5

У розділі 5 проведено дослідження тензометричних характеристик ниткоподібних та стрічкових кристалів GaAs в широкому діапазоні температур від  $-120$  до  $+350$  °С. Для вільних (незафіксованих) НК GaAs з р-типом провідності із опором  $0,001 \div 0,003$  Ом $\times$ см спостерігається практично лінійна залежність опору від температури, для таких кристалів ТКО становить  $+(0,10 \div 0,16) \% \times \text{град}^{-1}$ .

1. Виявлено, що повторні цикли нагрівання-охолодження від  $+20$  до  $+350$  °С не призводять до значних змін у опорі та температурній залежності опору цих кристалів; зміна в опорі кристалів не перевищує 1%. Зміна опору НК GaAs р-типу при довготривалому ізотермічному впливі (4÷5 годин) при фіксованих температурах  $+100$  °С,  $+200$  °С та  $+300$  °С не перевищує 0,4%. Для НК GaAs р-типу із опором  $0,001 \div 0,002$  Ом $\times$ см коефіцієнт температурної чутливості складає  $-(0,02 \div 0,03) \% \times \text{град}^{-1}$  у діапазоні температур від  $-120$  до  $+350$  °С. Для цих кристалів лінійна залежність зміни опору від деформації (при  $\epsilon = \pm 1 \times 10^{-3}$  відносних одиниць) зберігається на всьому діапазоні температур від  $-120$  до  $+250$  °С.

2. Досліджено, що при температурі  $+300$  °С чутливість до деформації стрічкових кристалів GaAs з n-типом провідності становить приблизно 50% від її значення при  $+200$  °С. Зі збільшенням температури сповільнюється зменшення чутливості до деформації, і в діапазоні температур  $+250 \div +450$  °С температурний коефіцієнт чутливості до деформації для цих кристалів не перевищує  $-0,07 \% \times \text{град}^{-1}$ . Повторні термоцикли в діапазоні температур  $+20 \div +400$  °С не призводять до

значних змін у величині опору та його температурній залежності. Відтворюваність опору для вільних стрічкових кристалів у цьому діапазоні температур не гірша 1%; чутливість до деформації цих кристалів також не змінює свого значення.

3. Провівши порівняння характеристик датчиків на основі ниткоподібних кристалів GaAs з датчиками на основі ниткоподібних кристалів GaSb виявлено, що датчики на основі НК GaAs володіють конкурентними характеристиками і їх доцільно використовувати для створення тензорезисторів.

## ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

Результати проведених комплексних досліджень електро- та магнітотранспортних властивостей НК GaAs дозволять розв'язати науково-прикладну проблему створення на їх основі високочутливих сенсорів фізичних величин, що сприятиме розвитку галузі сенсорики. Отримано такі основні результати:

1. Встановлено, що залежність магнітоопору від поля для ниткоподібних кристалів GaAs, легованих додаванням телуру до концентрацій в околі переходу метал-діелектрик  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  складається з двох частин: а) аномально позитивного магнітоопору кристалів при 4,2 К, та при магнітному полі з індукцією до 0,2 Тл, що викликано явищем спін-орбітальної взаємодії носіїв заряду, що походить від домішкової провідності в області ПМД, а також б) лінійної поведінки магнітоопору в магнітних полях від 0,2 до 14 Тл, яка пов'язана з електрон-електронною взаємодією.

2. В результаті дослідження температурних залежностей опору в ниткоподібних кристалах GaAs легованих додаванням телуру до концентрацій в околі переходу метал-діелектрик  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в діапазоні температур від 4,2 до 140 К виявлено, що опір мікрокристала практично сталий в інтервалі температур від 4,2 до 10 К. Абсолютне значення опору становить 4,75 Ом. При підвищенні температури спостерігається лінійна залежність опору кристала від температури в інтервалі температур від 40 до 140 К. Температурний коефіцієнт опору становить 0,2% / К і схожий на той, що властивий металам. Слабка залежність опору від температури в низькотемпературному діапазоні очевидно обумовлена переходом від напівпровідникової до псевдометалевої провідності і відповідає переходу метал-діелектрик.

3. Аналіз виявленого від'ємного магнітоопору в НК  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  ( $x = 0,4$ ) при температурах від 10 до 60 К і максимальних значеннях ВМО до 7% при індукції магнітного поля 4,5 Т та температурі 4,2 К показав, що причиною дослідженого



ВМО було переважанням поверхневої провідності у ниткоподібних кристалах  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ , що пов'язано з їх структурою ядро-оболонка. Висновок підтверджений параметрами провідності, отриманими шляхом обчислення коливань магнітоопору Шубнікова-де Гааза для ниткоподібних кристалів  $\text{InSb}$  з використанням підходу Ліфшиця-Косевича.

4. В результаті дослідження магнітоопору ниткоподібних кристалів  $\text{GaP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$  запропоновано використання цих кристалів в якості дуже точного температурного датчика в широкому діапазоні температур. Калібрувальна характеристика температурного датчика володіє логарифмічною зміною опору, що дозволяє вимірювати криогенну температуру з високою точністю. В діапазоні температур від 4,2 до 80 К опір змінюється на кілька порядків величини. Температурний коефіцієнт опору для кристалів  $\text{GaPAs}$  в цьому діапазоні становить  $\text{TКО} = -0,012 \text{ Ом} \times \text{K}^{-1}$ , що дозволяє використовувати такі зразки як термістори зі зворотним температурним коефіцієнтом опору.

5. Досліджено тензометричні характеристики ниткоподібних кристалів  $\text{GaAs}$  в широкому діапазоні температур від  $-120$  до  $+350$  °С. Для вільних НК  $\text{GaAs}$  з р-типом провідності із опором  $0,001 \div 0,003 \text{ Ом} \times \text{см}$  спостерігається практично лінійна залежність опору від температури, для таких кристалів  $\text{TКО}$  становить  $+(0,10 \div 0,16) \% \times \text{град}^{-1}$ . Повторні цикли нагрівання-охолодження від  $+20$  до  $+350$  °С не призводять до значних змін у опорі та температурній залежності опору цих кристалів; зміна опору кристалів не перевищує 1%. Зміна опору НК  $\text{GaAs}$  р-типу при довготривалому ізотермічному впливі (4÷5 годин) при фіксованих температурах  $+100$  °С,  $+200$  °С та  $+300$  °С не перевищує 0,4%. Для НК  $\text{GaAs}$  р-типу із опором  $0,001 \div 0,002 \text{ Ом} \times \text{см}$  коефіцієнт температурної чутливості складає  $-(0,02 \div 0,03) \% \times \text{град}^{-1}$  у діапазоні температур від  $-120$  до  $+350$  °С. Для цих кристалів лінійна залежність зміни опору від деформації (при  $\varepsilon = \pm 1 \times 10^{-3}$  відносних одиниць) зберігається на всьому діапазоні температур від  $-120$  до  $+250$  °С, що дозволяє використовувати ниткоподібні кристали  $\text{GaAs}$  в якості чутливих елементів сенсорів.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Mauthe, S., Baumgartner, Y., Sousa, M., Ding, Q., Rossell, M. D., Schenk, A., ... & Moselund, K. E. (2020). High-speed III-V nanowire photodetector monolithically integrated on Si. *Nature communications*, 11(1), 4565. <https://doi.org/10.1038/s41467-020-18374-z>
2. Wong, W. W., Su, Z., Wang, N., Jagadish, C., & Tan, H. H. (2021). Epitaxially grown InP micro-ring lasers. *Nano Letters*, 21(13), 5681-5688. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.1c01411>
3. Azimi, Z., Gagrani, N., Qu, J., Lem, O. L., Mokkapati, S., Cairney, J. M., ... & Wong-Leung, J. (2021). Understanding the role of facets and twin defects in the optical performance of GaAs nanowires for laser applications. *Nanoscale Horizons*, 6(7), 559-567. <https://doi.org/10.1039/D1NH00079A>
4. Saxena, D., Mokkapati, S., Parkinson, P., Jiang, N., Gao, Q., Tan, H. H., & Jagadish, C. (2013). Optically pumped room-temperature GaAs nanowire lasers. *Nature photonics*, 7(12), 963-968. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.303>
5. Zhang, Y., Saxena, D., Aagesen, M., & Liu, H. (2019). Toward electrically driven semiconductor nanowire lasers. *Nanotechnology*, 30(19), 192002. <https://doi.org/10.1088/1361-6528/ab000d>
6. Thelander, C., Agarwal, P., Brongersma, S., Eymery, J., Feiner, L. F., Forchel, A., ... & Samuelson, L. (2006). Nanowire-based one-dimensional electronics. *Materials today*, 9(10), 28-35. [https://doi.org/10.1016/S1369-7021\(06\)71651-0](https://doi.org/10.1016/S1369-7021(06)71651-0)
7. Li, Y., Qian, F., Xiang, J., & Lieber, C. M. (2006). Nanowire electronic and optoelectronic devices. *Materials today*, 9(10), 18-27. [https://doi.org/10.1016/S1369-7021\(06\)71650-9](https://doi.org/10.1016/S1369-7021(06)71650-9)
8. Pauzauskie, P. J., & Yang, P. (2006). Nanowire photonics. *Materials today*, 9(10), 36-45. [https://doi.org/10.1016/S1369-7021\(06\)71652-2](https://doi.org/10.1016/S1369-7021(06)71652-2)

9. Heremans, J. (2007). Nanometer-scale thermoelectric materials. *Springer Handbook of nanotechnology*, 345. [https://doi.org/10.1007/978-3-540-29857-1\\_12](https://doi.org/10.1007/978-3-540-29857-1_12)
10. Bakkers, E. P., Borgström, M. T., & Verheijen, M. A. (2007). Epitaxial growth of III-V nanowires on group IV substrates. *Mrs Bulletin*, 32(2), 117-122. <https://doi.org/10.1557/mrs2007.43>
11. Mårtensson, T., Svensson, C. P. T., Wacaser, B. A., Larsson, M. W., Seifert, W., Deppert, K., ... & Samuelson, L. (2004). Epitaxial III–V nanowires on silicon. *Nano letters*, 4(10), 1987-1990. <https://doi.org/10.1021/nl0487267>
12. Plante, M. C., & LaPierre, R. R. (2008). Au-assisted growth of GaAs nanowires by gas source molecular beam epitaxy: Tapering, sidewall faceting and crystal structure. *Journal of Crystal Growth*, 310(2), 356-363. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2007.10.050>
13. Wu, Z. H., Mei, X. Y., Kim, D., Blumin, M., & Ruda, H. E. (2002). Growth of Au-catalyzed ordered GaAs nanowire arrays by molecular-beam epitaxy. *Applied physics letters*, 81(27), 5177-5179. <https://doi.org/10.1063/1.1532772>
14. Harmand, J. C., Tchernycheva, M., Patriarche, G., Travers, L., Glas, F., & Cirlin, G. (2007). GaAs nanowires formed by Au-assisted molecular beam epitaxy: Effect of growth temperature. *Journal of Crystal Growth*, 301, 853-856. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2006.11.106>
15. Harmand, J. C., Patriarche, G., Péré-Laperne, N., Merat-Combes, M. N., Travers, L., & Glas, F. (2005). Analysis of vapor-liquid-solid mechanism in Au-assisted GaAs nanowire growth. *Applied Physics Letters*, 87(20). <https://doi.org/10.1063/1.2128487>
16. Piccin, M., Bais, G., Grillo, V., Jabeen, F., De Franceschi, S., Carlino, E., ... & Franciosi, A. L. F. O. N. S. O. (2007). Growth by molecular beam epitaxy and electrical characterization of GaAs nanowires. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 37(1-2), 134-137. <https://doi.org/10.1016/j.physe.2006.07.002>
17. Paiano, P., Prete, P., Speiser, E., Lovergine, N., Richter, W., Tapfer, L., & Mancini, A. M. (2007). GaAs nanowires grown by Au-catalyst-assisted MOVPE using

- tertiarybutylarsine as group-V precursor. *Journal of crystal growth*, 298, 620-624. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2006.10.107>
18. Joyce, H. J., Gao, Q., Tan, H. H., Jagadish, C., Kim, Y., Zhang, X., ... & Zou, J. (2007). Twin-free uniform epitaxial GaAs nanowires grown by a two-temperature process. *Nano letters*, 7(4), 921-926. <https://doi.org/10.1021/nl062755v>
19. Bauer, J., Gottschalch, V., Paetzelt, H., Wagner, G., Fuhrmann, B., & Leipner, H. S. (2007). MOVPE growth and real structure of vertical-aligned GaAs nanowires. *Journal of crystal growth*, 298, 625-630. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2006.10.082>
20. Cirilin, G. E., Dubrovskii, V. G., Sibirev, N. V., Soshnikov, I. P., Samsonenko, Y. B., Tonkikh, A. A., & Ustinov, V. M. (2005). The diffusion mechanism in the formation of GaAs and AlGaAs nanowhiskers during the process of molecular-beam epitaxy. *Semiconductors*, 39, 557-564. <https://doi.org/10.1134/1.1923565>
21. Dubrovskii, V. G., & Sibirev, N. V. (2007). General form of the dependences of nanowire growth rate on the nanowire radius. *Journal of crystal growth*, 304(2), 504-513. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2007.03.034>
22. Givargizov, E. I. (1975). Fundamental aspects of VLS growth. In *Vapour Growth and Epitaxy* (pp. 20-30). Elsevier. <https://doi.org/10.1016/B978-1-4831-9854-5.50006-9>
23. Dubrovskii, V. G., & Sibirev, N. V. (2004). Growth rate of a crystal facet of arbitrary size and growth kinetics of vertical nanowires. *Physical Review E*, 70(3), 031604. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.70.031604>
24. Seifert, W., Borgström, M., Deppert, K., Dick, K. A., Johansson, J., Larsson, M. W., ... & Samuelson, L. (2004). Growth of one-dimensional nanostructures in MOVPE. *Journal of crystal growth*, 272(1-4), 211-220. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2004.09.023>
25. Johansson, J., Svensson, C. P. T., Mårtensson, T., Samuelson, L., & Seifert, W. (2005). Mass transport model for semiconductor nanowire growth. *The Journal of Physical Chemistry B*, 109(28), 13567-13571. <https://doi.org/10.1021/jp051702j>

26. Dubrovskii, V. G., Cirilin, G. E., Soshnikov, I. P., Tonkikh, A. A., Sibirev, N. V., Samsonenko, Y. B., & Ustinov, V. M. (2005). Diffusion-induced growth of GaAs nanowhiskers during molecular beam epitaxy: Theory and experiment. *Physical review B*, 71(20), 205325. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.205325>
27. Plante, M. C., & LaPierre, R. R. (2006). Growth mechanisms of GaAs nanowires by gas source molecular beam epitaxy. *Journal of crystal growth*, 286(2), 394-399. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2005.10.024>
28. Zhang, G., Tateno, K., Sogawa, T., & Nakano, H. (2008). Growth and characterization of GaP nanowires on Si substrate. *Journal of Applied Physics*, 103(1). <https://doi.org/10.1063/1.2828165>
29. Dayeh, S. A., Susac, D., Chen, P., Jing, Y., Kavanagh, K. L., Lau, S. S., ... & Wang, D. (2008, August). Optimal control over the InAs nanowire growth for system integration and their structural and transport properties. In *2008 8th IEEE Conference on Nanotechnology* (pp. 576-579). IEEE. <https://doi.org/10.1109/NANO.2008.170>
30. Paiano, P., Prete, P., Lovergine, N., & Mancini, A. M. (2006). Size and shape control of GaAs nanowires grown by metalorganic vapor phase epitaxy using tertiarybutylarsine. *Journal of applied physics*, 100(9). <https://doi.org/10.1063/1.2364603>
31. Reep, D. H., & Ghandhi, S. K. (1983). Deposition of GaAs epitaxial layers by organometallic CVD: Temperature and orientation dependence. *Journal of the Electrochemical Society*, 130(3), 675. <https://doi.org/10.1149/1.2119780>
32. Soci, C., Bao, X. Y., Aplin, D. P., & Wang, D. (2008). A systematic study on the growth of GaAs nanowires by metal-organic chemical vapor deposition. *Nano letters*, 8(12), 4275-4282. <https://doi.org/10.1021/nl801986r>
33. Bao, X. Y., Soci, C., Susac, D., Bratvold, J., Aplin, D. P., Wei, W., ... & Wang, D. (2008). Heteroepitaxial growth of vertical GaAs nanowires on Si (111) substrates by metal-organic chemical vapor deposition. *Nano letters*, 8(11), 3755-3760. <https://doi.org/10.1021/nl802062y>

34. Sharma, M. (2018). *A Study of Molecular Beam Epitaxially Grown GaAsSb (N) Nanowires for Infrared Photodetector Applications* (Doctoral dissertation, North Carolina Agricultural and Technical State University).
35. Dayeh, S. A., Yu, E. T., & Wang, D. (2007). Excess indium and substrate effects on the growth of InAs nanowires. *small*, 3(10), 1683-1687.  
<https://doi.org/10.1002/sml.200700338>
36. Zudov, M. A., Du, R. R., Simmons, J. A., & Reno, J. L. (2001). Shubnikov–de Haas-like oscillations in millimeterwave photoconductivity in a high-mobility two-dimensional electron gas. *Physical Review B*, 64(20), 201311.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.201311>
37. Mani, R. G., Smet, J. H., von Klitzing, K., Narayanamurti, V., Johnson, W. B., & Umansky, V. (2002). Zero-resistance states induced by electromagnetic-wave excitation in GaAs/AlGaAs heterostructures. *Nature*, 420(6916), 646-650.  
<https://doi.org/10.1038/nature01277>
38. Zudov, M. A., Du, R. R., Pfeiffer, L. N., & West, K. W. (2003). Evidence for a new dissipationless effect in 2D electronic transport. *Physical review letters*, 90(4), 046807.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.046807>
39. Mani, R. G. (2004). Zero-resistance states induced by electromagnetic-wave excitation in GaAs/AlGaAs heterostructures. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 22(1-3), 1-6. <https://doi.org/10.1016/j.physe.2003.11.204>
40. Ando, T., Fowler, A. B., & Stern, F. (1982). Electronic properties of two-dimensional systems. *Reviews of Modern Physics*, 54(2), 437.  
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.54.437>
41. Dingle, R. B. (1952). Some magnetic properties of metals I. General introduction, and properties of large systems of electrons. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 211(1107), 500-516.  
<https://doi.org/10.1098/rspa.1952.0055>

42. Wilson A. H. (1969). *Theory of Metals. 2nd ed, Cambridge University Press, Cambridge, UK* pp 266-268.
43. Toyoda, T. (2010). Fermi Liquid Model of Radiation Induced Magnetoresistance Oscillations in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Heterostructure Two-Dimensional Electron System. *Modern Physics Letters B*, 24(18), 1923-1931. <https://doi.org/10.1142/S0217984910024304>
44. Mani, R. G., Narayanamurti, V., Von Klitzing, K., Smet, J. H., Johnson, W. B., & Umansky, V. (2004). Radiation-induced oscillatory Hall effect in high-mobility GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As devices. *Physical Review B*, 69(16), 161306. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.161306>
45. Ryzhii, V. (2003). Microwave photoconductivity in two-dimensional electron systems due to photon-assisted interaction of electrons with leaky interface phonons. *Physical Review B*, 68(19), 193402. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.68.193402>
46. Ryzhii, V., & Vyurkov, V. (2003). Absolute negative conductivity in two-dimensional electron systems associated with acoustic scattering stimulated by microwave radiation. *Physical Review B*, 68(16), 165406. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.68.165406>
47. Ryzhii, V., & Suris, R. (2003). Nonlinear effects in microwave photoconductivity of two-dimensional electron systems. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 15(40), 6855. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/15/40/021>
48. Ryzhii, V. (2004). Radiation induced oscillations of the Hall resistivity in two-dimensional electron systems. *Journal of the Physical Society of Japan*, 73(6), 1539-1542. <https://doi.org/10.1143/jpsj.73.1539>
49. Durst, A. C., Sachdev, S., Read, N., & Girvin, S. M. (2003). Radiation-induced magnetoresistance oscillations in a 2D electron gas. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 20(1-2), 117-122. <https://doi.org/10.1016/j.physe.2003.09.028>

50. Sedrakyan, T. A., & Raikh, M. E. (2008). Magneto-oscillations due to electron-electron interactions in the ac conductivity of a two-dimensional electron gas. *Physical review letters*, *100*(8), 086808. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.086808>
51. Lei, X. L. (2004). Theoretical analysis of radiation-induced magnetoresistance oscillations in high-mobility two-dimensional electron systems. *Journal of Physics: Condensed Matter*, *16*(23), 4045. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/16/23/021>
52. Mikhailov, S. A. (2004). Microwave-induced magnetotransport phenomena in two-dimensional electron systems: Importance of electrodynamic effects. *Physical Review B*, *70*(16), 165311. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.165311>
53. Andreev, A. V., Aleiner, I. L., & Millis, A. J. (2003). Dynamical symmetry breaking as the origin of the zero-dc-resistance state in an ac-driven system. *Physical review letters*, *91*(5), 056803. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.056803>
54. Dietel, J., Glazman, L. I., Hekking, F. W., & von Oppen, F. (2005). Microwave photoconductivity of two-dimensional electron systems with unidirectional periodic modulation. *Physical Review B*, *71*(4), 045329. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.045329>
55. Torres, M., & Kunold, A. (2005). Kubo formula for Floquet states and photoconductivity oscillations in a two-dimensional electron gas. *Physical Review B*, *71*(11), 115313. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.115313>
56. Robinson, J. P., Kennett, M. P., Cooper, N. R., & Fal'ko, V. I. (2004). Surface acoustic-wave-induced magnetoresistance oscillations in a two-dimensional electron gas. *Physical review letters*, *93*(3), 036804. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.036804>
57. Inarrea, J., & Platero, G. (2011). Microwave-induced resistance oscillations and zero-resistance states in two-dimensional electron systems with two occupied subbands. *Physical Review B*, *84*(7), 075313. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.075313>



58. Iñarrea, J. (2007). Hall magnetoresistivity response under microwave excitation revisited. *Applied physics letters*, 90(17). <https://doi.org/10.1063/1.2734506>
59. Vavilov, M. G., Dmitriev, I. A., Aleiner, I. L., Mirlin, A. D., & Polyakov, D. G. (2004). Compressibility of a two-dimensional electron gas under microwave radiation. *Physical Review B*, 70(16), 161306. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.161306>
60. Vavilov, M. G., & Aleiner, I. L. (2004). Magnetotransport in a two-dimensional electron gas at large filling factors. *Physical Review B*, 69(3), 035303. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.035303>
61. Dmitriev, I. A., Mirlin, A. D., & Polyakov, D. G. (2007). Theory of fractional microwave-induced resistance oscillations. *Physical review letters*, 99(20), 206805. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.206805>
62. Dmitriev, I. A., Vavilov, M. G., Aleiner, I. L., Mirlin, A. D., & Polyakov, D. G. (2005). Theory of microwave-induced oscillations in the magnetoconductivity of a two-dimensional electron gas. *Physical Review B*, 71(11), 115316. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.115316>
63. Dmitriev, I. A., Evers, F., Gornyi, I. V., Mirlin, A. D., Polyakov, D. G., & Wölfle, P. (2008). Magnetotransport of electrons in quantum Hall systems. *physica status solidi (b)*, 245(2), 239-259. <https://doi.org/10.1002/pssb.200743278>
64. Smet, J. H., Gorshunov, B., Jiang, C., Pfeiffer, L., West, K., Umansky, V., ... & Von Klitzing, K. (2005). Circular-polarization-dependent study of the microwave photoconductivity in a two-dimensional electron system. *Physical review letters*, 95(11), 116804. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.116804>
65. Vasiliadou, E., Müller, G., Heitmann, D., Weiss, D., Klitzing, K. V., Nickel, H., ... & Lösch, R. (1993). Collective response in the microwave photoconductivity of Hall bar structures. *Physical Review B*, 48(23), 17145. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.17145>

66. Toyoda, T. (1989). Finite-temperature Fermi-liquid theory of electrical conductivity. *Physical Review A*, 39(5), 2659. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.39.2659>
67. Bykov, A. A., & Goran, A. V. E. (2009). Temperature dependence of magnetophonon resistance oscillations in GaAs/AlAs heterostructures at high filling factors. *JETP letters*, 90, 578-581. <https://doi.org/10.1134/S0021364009200065>
68. Dresselhaus, G. (1955). Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures. *Physical Review*, 100(2), 580. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.100.580>
69. Rashba, E. I. J. S. P. (1960). Properties of semiconductors with an extremum loop. I. Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop. *Sov. Phys.-Solid State*, 2, 1109.
70. Dyakonov, M. I., & Perel, V. I. (1972). Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors. *Soviet Physics Solid State, Ussr*, 13(12), 3023-3026.
71. Bernevig, B. A., Orenstein, J., & Zhang, S. C. (2006). Exact SU (2) symmetry and persistent spin helix in a spin-orbit coupled system. *Physical review letters*, 97(23), 236601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.236601>
72. Koralek, J. D., Weber, C. P., Orenstein, J., Bernevig, B. A., Zhang, S. C., Mack, S., & Awschalom, D. D. (2009). Emergence of the persistent spin helix in semiconductor quantum wells. *Nature*, 458(7238), 610-613. <https://doi.org/10.1038/nature07871>
73. Kunihashi, Y., Kohda, M., & Nitta, J. (2009). Enhancement of spin lifetime in gate-fitted InGaAs narrow wires. *Physical review letters*, 102(22), 226601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.226601>
74. Giglberger, S., Golub, L. E., Bel'kov, V. V., Danilov, S. N., Schuh, D., Gerl, C., ... & Ganichev, S. D. (2007). Rashba and Dresselhaus spin splittings in semiconductor quantum wells measured by spin photocurrents. *Physical Review B*, 75(3), 035327. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.035327>

75. Ganichev, S. D., Bel'kov, V. V., Golub, L. E., Ivchenko, E. L., Schneider, P., Giglberger, S., ... & Prettl, W. (2004). Experimental separation of Rashba and Dresselhaus spin splittings in semiconductor quantum wells. *Physical review letters*, 92(25), 256601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.256601>
76. Meier, L., Salis, G., Shorubalko, I., Gini, E., Schön, S., & Ensslin, K. (2007). Measurement of Rashba and Dresselhaus spin-orbit magnetic fields. *Nature Physics*, 3(9), 650-654. <https://doi.org/10.1038/nphys675>
77. Scheid, M., Kohda, M., Kunihashi, Y., Richter, K., & Nitta, J. (2008). All-electrical detection of the relative strength of Rashba and Dresselhaus spin-orbit interaction in quantum wires. *Physical review letters*, 101(26), 266401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.266401>
78. Mal'Shukov, A. G., & Chao, K. A. (2000). Waveguide diffusion modes and slowdown of D'yakonov-Perel'spin relaxation in narrow two-dimensional semiconductor channels. *Physical Review B*, 61(4), R2413. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.R2413>
79. Nitta, J., Moulis, S., & Kohda, M. (2011, December). Anisotropic spin transport affected by competition between spin orbit interaction and Zeeman effect in an InGaAs based wire. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 334, No. 1, p. 012062). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/334/1/012062>
80. Kettemann, S. (2007). Dimensional control of antilocalization and spin relaxation in quantum wires. *Physical review letters*, 98(17), 176808. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.176808>
81. Winkler, R., Papadakis, S., De Poortere, E., & Shayegan, M. (2003). *Spin-orbit coupling in two-dimensional electron and hole systems* (Vol. 41, p. 211). Springer.
82. Norman, B. M., Trowbridge, C. J., Stephens, J., Gossard, A. C., Awschalom, D. D., & Sih, V. (2010). Mapping spin-orbit splitting in strained (In, Ga) As epilayers. *Physical Review B*, 82(8), 081304. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.82.081304>

83. Nitta, J., Akazaki, T., Takayanagi, H., & Enoki, T. (1997). Gate control of spin-orbit interaction in an inverted In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As heterostructure. *Physical Review Letters*, 78(7), 1335. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.1335>
84. Fu, X., Su, C., Fu, Q., Zhu, X., Zhu, R., Liu, C., ... & Yu, D. (2014). Tailoring Exciton Dynamics by Elastic Strain-Gradient in Semiconductors. *Advanced Materials*, 26(16), 2572-2579. <https://doi.org/10.1002/adma.201305058>
85. Greil, J., Lugstein, A., Zeiner, C., Strasser, G., & Bertagnolli, E. (2012). Tuning the electro-optical properties of germanium nanowires by tensile strain. *Nano letters*, 12(12), 6230-6234. <https://doi.org/10.1021/nl303288g>
86. Hsieh, T. H., Lin, H., Liu, J., Duan, W., Bansil, A., & Fu, L. (2012). Topological crystalline insulators in the SnTe material class. *Nature communications*, 3(1), 982. <https://doi.org/10.1038/ncomms1969>
87. Li, J., Shan, Z., & Ma, E. (2014). Elastic strain engineering for unprecedented materials properties. *Mrs Bulletin*, 39(2), 108-114. <https://doi.org/10.1557/mrs.2014.3>
88. Pavarelli, N., Ochalski, T. J., Murphy-Armando, F., Huo, Y., Schmidt, M., Huyet, G., & Harris, J. S. (2013). Optical emission of a strained direct-band-gap Ge quantum well embedded inside InGaAs alloy layers. *Physical Review Letters*, 110(17), 177404. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.177404>
89. Süess, M. J., Geiger, R., Minamisawa, R. A., Schiefler, G., Frigerio, J., Chrastina, D., ... & Sigg, H. (2013). Analysis of enhanced light emission from highly strained germanium microbridges. *Nature Photonics*, 7(6), 466-472. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.67>
90. Trotta, R., Atkinson, P., Plumhof, J. D., Zallo, E., Rezaev, R. O., Kumar, S., ... & Schmidt, O. G. (2012). Nanomembrane quantum-light-emitting diodes integrated onto piezoelectric actuators. *Advanced materials (Deerfield Beach, Fla.)*, 24(20), 2668-2672. <https://doi.org/10.1002/adma.201200537>

91. Trotta, R., Martín-Sánchez, J., Daruka, I., Ortix, C., & Rastelli, A. (2015). Energy-tunable sources of entangled photons: a viable concept for solid-state-based quantum relays. *Physical review letters*, 114(15), 150502. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.150502>
92. Wirths, S., Geiger, R., Von Den Driesch, N., Mussler, G., Stoica, T., Mantl, S., ... & Grützmacher, D. (2015). Lasing in direct-bandgap GeSn alloy grown on Si. *Nature photonics*, 9(2), 88-92. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2014.321>
93. Williams, R., & Brinsmead, T. (1964). Piezo-resistivity of semiconductors and dielectrics. *Solid State Physics*, 6(4), 1201-1210.
94. Bellaiche, L., Wei, S. H., & Zunger, A. (1997). Composition dependence of interband transition intensities in GaPN, GaAsN, and GaPAs alloys. *Physical Review B*, 56(16), 10233. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.56.10233>
95. Emelyanov, E. A., Putyato, M. A., Semyagin, B. R., Vasilenko, A., & Preobrazhenskii, V. V. (2010, June). MBE growth of GaP<sub>x</sub>As<sub>1-x</sub> and GaSb<sub>x</sub>As<sub>1-x</sub> solid solutions with As<sub>2</sub> or As<sub>4</sub> molecular beam. In *2010 11th International Conference and Seminar on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices* (pp. 109-110). IEEE. <https://doi.org/10.1109/EDM.2010.5568645>
96. Melnyk, I. V. (2013). Estimating of current rise time of glow discharge in triode electrode system in case of control pulsing. *Radioelectronics and Communications Systems*, 56(12), 592-599. <https://doi.org/10.3103/S0735272713120066>
97. Mel'nik, I. V. (2005). Numerical simulation of distribution of electric field and particle trajectories in electron sources based on high-voltage glow discharge. *Radioelectronics and Communications Systems*, 48(6), 41-48. <https://doi.org/10.3103/S0735272705060087>
98. Dubrovskii, V. G., Soshnikov, I. P., Sibirev, N. V., Cirilin, G. E., & Ustinov, V. M. (2006). Growth of GaAs nanoscale whiskers by magnetron sputtering deposition. *Journal of crystal growth*, 289(1), 31-36. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2005.10.112>

99. Borgström, M., Deppert, K., Samuelson, L., & Seifert, W. (2004). Size- and shape-controlled GaAs nano-whiskers grown by MOVPE: a growth study. *Journal of crystal growth*, 260(1-2), 18-22. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2003.08.009>
100. Metaferia, W., Schulte, K. L., Simon, J., Johnston, S., & Ptak, A. J. (2019). Gallium arsenide solar cells grown at rates exceeding  $300 \mu\text{m h}^{-1}$  by hydride vapor phase epitaxy. *Nature communications*, 10(1), 3361. <https://doi.org/10.1038/s41467-019-11341-3>
101. Ohlsson, B. J., Björk, M. T., Magnusson, M. H., Deppert, K., Samuelson, L., & Wallenberg, L. R. (2001). Size-, shape-, and position-controlled GaAs nano-whiskers. *Applied Physics Letters*, 79(20), 3335-3337. <https://doi.org/10.1063/1.1418446>
102. Dick, K. A. (2008). A review of nanowire growth promoted by alloys and non-alloying elements with emphasis on Au-assisted III-V nanowires. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*, 54(3-4), 138-173. <https://doi.org/10.1016/j.pcrysgrow.2008.09.001>
103. Subekti, A., Chin, V. W. L., & Tansley, T. L. (1996). Ohmic contacts to n-type and p-type GaSb. *Solid-State Electronics*, 39(3), 329-332. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(95\)00144-1](https://doi.org/10.1016/0038-1101(95)00144-1)
104. Vasiliev, A. A., Mozharov, A. M., Komissarenko, F. E., Cirilin, G. E., Bouravlev, D. A., & Mukhin, I. S. (2017, November). Researching the electrical properties of single  $A_3B_5$  nanowires. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 917, No. 3, p. 032042). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/917/3/032042>
105. Piotrowska, A., Kamińska, E., Piotrowski, T., Kasjaniuk, S., Guziewicz, M., Gierlotka, S., ... & Kwiatkowski, S. (1995). Interaction of Au with GaSb and its Impact on the Formation of Ohmic Contacts. *Acta Physica Polonica A*, 87(2), 419-422. <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.87.419>

106. Xie, S., Zhou, X., Zhang, S., Thomson, D. J., Chen, X., Reed, G. T., ... & Tan, C. H. (2016). InGaAs/AlGaAsSb avalanche photodiode with high gain-bandwidth product. *Optics express*, *24*(21), 24242-24247. <https://doi.org/10.1364/OE.24.024242>
107. Idutsu, Y., Noh, J. P., Shimogishi, F., & Otsuka, N. (2006). Negative magnetoresistance of Be  $\delta$ -doped GaAs structures. *Physical Review B*, *73*(11), 115306. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.115306>
108. Xu, J., Ma, M. K., Sultanov, M., Xiao, Z. L., Wang, Y. L., Jin, D., ... & Kwok, W. K. (2019). Negative longitudinal magnetoresistance in gallium arsenide quantum wells. *Nature communications*, *10*(1), 287. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-08199-2>
109. Wenk, P., & Kettemann, S. (2010). Dimensional dependence of weak localization corrections and spin relaxation in quantum wires with Rashba spin-orbit coupling. *Physical Review B*, *81*(12), 125309. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.125309>
110. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Koretskii, R. (2015). Strain-induced effects in p-type Si whiskers at low temperatures. *Materials Science in Semiconductor Processing*, *40*, 766-771. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2015.07.015>
111. Bykanov, D. D., Novikov, S. V., Polyanskaya, T. A., & Savel'ev, I. G. (2002). Weak antilocalization and spin-orbit interaction in a In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/InP quantum well in the persistent photoconductivity state. *Semiconductors*, *36*, 1389-1397. <https://doi.org/10.1134/1.1529251>
112. Flatté, M. E., Byers, J. M., & Lau, W. H. (2002). Spin dynamics in semiconductors. In *Semiconductor spintronics and quantum computation* (pp. 107-145). Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. [https://doi.org/10.1007/978-3-662-05003-3\\_4](https://doi.org/10.1007/978-3-662-05003-3_4)
113. Altshuler, B. L., Aronov, A. G., & Khmelnitsky, D. E. (1982). Effects of electron-electron collisions with small energy transfers on quantum localisation. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, *15*(36), 7367. <https://doi.org/10.1088/0022-3719/15/36/018>

114. Khouri, T., Zeitler, U., Reichl, C., Wegscheider, W., Hussey, N. E., Wiedmann, S., & Maan, J. C. (2016). Linear magnetoresistance in a quasifree two-dimensional electron gas in an ultrahigh mobility GaAs quantum well. *Physical review letters*, *117*(25), 256601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.256601>
115. Mi, Z., & Chang, Y. L. (2009). III-V compound semiconductor nanostructures on silicon: Epitaxial growth, properties, and applications in light emitting diodes and lasers. *Journal of Nanophotonics*, *3*(1), 031602. <https://doi.org/10.1117/1.3081051>
116. Xie, S., Zhou, X., Zhang, S., Thomson, D. J., Chen, X., Reed, G. T., ... & Tan, C. H. (2016). InGaAs/AlGaAsSb avalanche photodiode with high gain-bandwidth product. *Optics express*, *24*(21), 24242-24247. <https://doi.org/10.15131/shef.data.3827460.v1>
117. Amiri, B., Belghachi, A., Benslimane, H., & Talhi, A. (2017). Potential of multiple-quantum well tandem solar cells based on  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}/\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{As}$ . *Optik*, *147*, 283-289. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2017.08.081>
118. Neplokh, V., Fedorov, V., Mozharov, A., Kochetkov, F., Shugurov, K., Moiseev, E., ... & Mukhin, I. (2021). Red GaPAs/GaP nanowire-based flexible light-emitting diodes. *Nanomaterials*, *11*(10), 2549. <https://doi.org/10.3390/nano11102549>
119. Abdollahi, A., Golzan, M. M., & Aghayar, K. (2016). Electronic properties of  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  ternary alloy: A first-principles study. *Journal of Alloys and Compounds*, *675*, 86-93. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2016.03.101>
120. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2017). Low-temperature magnetoresistance of GaSb whiskers. *Low Temperature Physics*, *43*(6), 692-698. <https://doi.org/10.1063/1.4985975>
121. Adachi, S. (2009). *Properties of semiconductor alloys: group-IV, III-V and II-VI semiconductors*. John Wiley & Sons. <https://doi.org/10.1002/0470090340>
122. Konorov, P. P., Yafyasov, A. M., & Bogevolnov, V. B. (2007). *Field effect in semiconductor-electrolyte interfaces: application to investigations of electronic*



*properties of semiconductor surfaces.* Princeton University Press.

<https://doi.org/10.1515/9780691223728>

123. Druzhinin, A. A., Liakh-Kaguy, N. S., Ostrovskii, I. P., & Khoverko, Y. M. (2019). Magnetoresistance of GaP0.4As0.6 whiskers in vicinity of MIT. *Journal of nano-and electronic physics*, (11, no. 4), 04007-1. [https://doi.org/10.21272/jnep.11\(4\).04007](https://doi.org/10.21272/jnep.11(4).04007)
124. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2019). Spin-orbit coupling in strained Ge whiskers. *Low Temperature Physics*, 45(11), 1182-1186. <https://doi.org/10.1063/10.0000124>
125. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Rogacki, K. (2018). Berry phase in strained InSb whiskers. *Low Temperature Physics*, 44(11), 1189-1194. <https://doi.org/10.1063/1.5060974>.
126. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2019). Quantization in magnetoresistance of strained InSb whiskers. *Low Temperature Physics*, 45(5), 513-517. <https://doi.org/10.1063/1.5097360>.
127. Liakh-Kaguy, N. S., Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I., & Khoverko, Y. M. (2019). Superconductivity and weak anti-localization in GaSb whiskers under strain. *Low Temperature Physics*, 45(10), 1065-1071. <https://doi.org/10.1063/1.5125905>.
128. Pavlosiuk, O., Kaczorowski, D., & Wiśniewski, P. (2015). Shubnikov-de Haas oscillations, weak antilocalization effect and large linear magnetoresistance in the putative topological superconductor LuPdBi. *Scientific reports*, 5(1), 9158. <https://doi.org/10.1038/srep09158>
129. Shim, W., Ham, J., Kim, J., & Lee, W. (2009). Shubnikov–de Haas oscillations in an individual single-crystalline bismuth nanowire grown by on-film formation of nanowires. *Applied Physics Letters*, 95(23). <https://doi.org/10.1063/1.3267143>
130. Chen, Y., Chen, Y., Ning, J., Chen, L., Zhuang, W., He, L., ... & Wang, X. (2020). Observation of Shubnikov-de Haas oscillations in large-scale Weyl semimetal WTe2 films. *Chinese Physics Letters*, 37(1), 017104. <https://doi.org/10.1088/0256-307X/37/1/017104>

131. Nikolaeva, A. A., Konopko, L. A., Tsurkan, A. K., Sinyavskii, E. P., & Botnari, O. V. (2015). Effect of negative magnetoresistance in a transverse magnetic field in quantum Bi wires. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 51, 46-53. <https://doi.org/10.3103/S106837551501010X>
132. Toyozawa, Y. (1962). Theory of localized spins and negative magnetoresistance in the metallic impurity conduction. *Journal of the physical society of Japan*, 17(6), 986-1004. <https://doi.org/10.1143/JPSJ.17.986>
133. Kochura, A. V., Aronzon, B. A., Alam, M., Lashkul, A., Marenkin, S. F., Shakhov, M. A., ... & Lahderanta, E. (2013). Magnetoresistance and anomalous hall effect of InSb doped with Mn. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, (5, № 4 (1)), 04015-1.
134. Altshuler, B. L., & Aronov, A. G. (1985). Electron–electron interaction in disordered conductors. In *Modern Problems in condensed matter sciences* (Vol. 10, pp. 1-153). Elsevier. <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-86916-6.50007-7>
135. Lee, P. A., & Ramakrishnan, T. V. (1985). Disordered electronic systems. *Reviews of modern physics*, 57(2), 287. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.57.287>
136. Akiyama, R., Sumida, K., Ichinokura, S., Nakanishi, R., Kimura, A., Kokh, K. A., ... & Hasegawa, S. (2018). Shubnikov–de Haas oscillations in p and n-type topological insulator (BixSb1– x) 2Te3. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 30(26), 265001. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/aac59b>
137. Gadkari, M. S., Patel, H. B., Shah, D. J., & Singh, N. L. (1997). Study of preequilibrium decay in ( $\alpha$ , xn) reactions in holmium up to 70 MeV. *Physica Scripta*, 55(2), 147. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/55/2/005>
138. Bhattarai, N., Forbes, A. W., Gassen, C., Saqat, R. S., Pegg, I. L., & Philip, J. (2021). Experimental study of transport properties of Weyl semimetal LaAlGe thin films grown by molecular beam epitaxy. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 39(6). <https://doi.org/10.1116/6.0001306>
139. Guo, L., Zhao, W., Ding, N., Shi, X. Y., Xu, M., Chen, L., ... & Zheng, R. K. (2020). Magnetotransport properties of square-net compounds of NbSiSb and NbGeSb single

- crystals. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 32(43), 435701. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/aba385>
140. Clavel, M. B., Liu, J. S., Meeker, M. A., Khodaparast, G. A., Xie, Y., Heremans, J. J., ... & Hudait, M. K. (2020). Electronic and optical properties of highly boron-doped epitaxial Ge/AlAs (001) heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 127(7). <https://doi.org/10.1063/1.5130567>
141. Zandvliet, H. J., Verbakel, J. D., Yao, Q., Sotthewes, K., & Bampoulis, P. (2021). Topologically protected one-dimensional electronic states in group IV two-dimensional Dirac materials. *arXiv preprint arXiv:2109.03071*. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2109.03071>
142. Xie, J., Liao, Y., Wu, D., & Xie, Q. (2021). The atomic ordering dependence of magnetic and magneto-transport properties for polycrystalline Fe<sub>3</sub>Si films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 530, 167904. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2021.167904>
143. Wei, Q., Wang, H., Ma, J., Zhao, X., & Zhao, J. (2021). Magneto-transport properties of cubic NiMnAs film epitaxied on GaAs (110) substrate. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 33(31), 315702. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/ac03d4>
144. Kovalenko, K. L., Kozlovskiy, S. I., & Sharan, N. N. (2019). Strain induced mobility enhancement in p-type silicon structures: Bulk and quantum well (quantum kinetic approach). *Journal of Applied Physics*, 125(8). <https://doi.org/10.1063/1.5045620>
145. Druzhinin, A. A., Maryamova, I. I., Kuttrakov, O. P., Liakh-Kaguy, N. S., & Palewski, T. (2012). Strain induced effects in p-type silicon whiskers at low temperatures. *Functional materials*.
146. Phan, H. P. (2017). *Piezoresistive effect of p-type single crystalline 3C-SiC: Silicon carbide mechanical sensors for harsh environments*. Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-55544-7>

147. Huang, S., Zhang, B., Lin, Y., Lee, C. S., & Zhang, X. (2021). Compact biomimetic hair sensors based on single silicon nanowires for ultrafast and highly-sensitive airflow detection. *Nano Letters*, 21(11), 4684-4691. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.1c00852>
148. Huang, S., Zhang, B., Shao, Z., He, L., Zhang, Q., Jie, J., & Zhang, X. (2020). Ultraminiaturized stretchable strain sensors based on single silicon nanowires for imperceptible electronic skins. *Nano letters*, 20(4), 2478-2485. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.9b05217>
149. Xu, Y., Hu, X., Kundu, S., Nag, A., Afsarimanesh, N., Sapra, S., ... & Han, T. (2019). Silicon-based sensors for biomedical applications: a review. *Sensors*, 19(13), 2908. <https://doi.org/10.3390/s19132908>
150. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., & Liakh, N. (2005). Study of piezoresistance in GexSi1-x whiskers for sensor application. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 8(1-3), 193-196. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2004.09.038>
151. Maryamova, I., Druzhinin, A., Lavitska, E., Gortynska, I., & Yatzuk, Y. (2000). Low-temperature semiconductor mechanical sensors. *Sensors and Actuators A: Physical*, 85(1-3), 153-157. [https://doi.org/10.1016/S0924-4247\(00\)00376-9](https://doi.org/10.1016/S0924-4247(00)00376-9)
152. Kim, K. B., Kim, J., Park, C. W., Kim, J. H., & Min, N. K. (2018). Glass-frit bonding of silicon strain gages on large thermal-expansion-mismatched metallic substrates. *Sensors and Actuators A: Physical*, 282, 230-236. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2018.09.041>
153. Kalinkina, M., Tkalich, V., Pirozhnikova, O., Bibikov, S., Korobeynikov, A., & Pevneva, A. (2020, October). Reducing the Temperature Error of Thin-Film Structures of Micromechanical Elements in Mechatronic Pressure Sensors. In *2020 International Multi-Conference on Industrial Engineering and Modern Technologies (FarEastCon)* (pp. 1-4). IEEE. <https://doi.org/10.1109/FarEastCon50210.2020.9271526>

154. Dong, B., & Zaghloul, M. E. (2019). Generation and enhancement of surface acoustic waves on a highly doped p-type GaAs substrate. *Nanoscale Advances*, 1(9), 3537-3546. <https://doi.org/10.1039/C9NA00281B>
155. Lee, H. J., & Look, D. C. (1983). Hole transport in pure and doped GaAs. *Journal of applied physics*, 54(8), 4446-4452. <https://doi.org/10.1063/1.332640>
156. Lysak, V., Soshnikov, I. P., Lahderanta, E., & Cirlin, G. E. (2016). Piezoelectric effect in GaAs nanowires: Experiment and theory. *physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters*, 10(2), 172-175. <https://doi.org/10.1002/pssr.201510381>
157. Donmez, O., Sarcan, F., & Erol, A. (2021). Determination of the acoustic phonon-hot carriers interaction in n-and p-type modulation-doped GaInNAs/GaAs quantum wells. *Physica B: Condensed Matter*, 612, 412946. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2021.412946>
158. Zhou, J., & Wu, M. W. (2008). Spin relaxation due to the Bir-Aronov-Pikus mechanism in intrinsic and p-type GaAs quantum wells from a fully microscopic approach. *Physical Review B*, 77(7), 075318. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.075318>
159. Long, Y., Huang, J. Z., Wei, Z., Luo, J. W., & Jiang, X. (2019, September). OFF Current Suppression by Gate-gontrrolled Strain in The N-type GaAs Piezoelectric FinFETs. In *2019 International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD)* (pp. 1-4). IEEE. <https://doi.org/10.1109/SISPAD.2019.8870452>
160. Zhou, J., Cheng, J. L., & Wu, M. W. (2007). Spin relaxation in n-type GaAs quantum wells from a fully microscopic approach. *Physical Review B*, 75(4), 045305. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.045305>
161. Hsu, Y. W., Lu, S. S., & Chang, P. Z. (1999). Piezoresistive response induced by piezoelectric charges in n-type GaAs mesa resistors for application in stress transducers. *Journal of applied physics*, 85(1), 333-340. <https://doi.org/10.1063/1.369452>

162. Papež, N., Dallaev, R., Țălu, Ș., & Kaštýl, J. (2021). Overview of the current state of gallium arsenide-based solar cells. *Materials*, *14*(11), 3075. <https://doi.org/10.3390/ma14113075>
163. Li, J., Aierken, A., Liu, Y., Zhuang, Y., Yang, X., Mo, J. H., ... & Zhang, Q. (2021). A brief review of high efficiency III-V solar cells for space application. *Frontiers in Physics*, *8*, 631925. <https://doi.org/10.3389/fphy.2020.631925>