

ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР
ім. Б.І. ВЕРКІНА НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ

Фізико-технічний інститут низьких температур
ім. Б.І. Веркіна Національної академії наук України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Яровий Валерій Михайлович

УДК 537.312

ДИСЕРТАЦІЯ

**«ОСОБЛИВОСТІ ПОВЕДІНКИ МАГНІТООПОРУ В ТВЕРДИХ
РОЗЧИНАХ Vi-Mn З НИЗЬКИМ ВМІСТОМ МАРГАНЦЮ»**

Спеціальність 104 – «Фізика та астрономія»

Галузь знань 10 – «Природничі науки»

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії.

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

 В. М. Яровий
(підпис здобувача)

Науковий керівник: **Терехов Андрій Валерійович**,
доктор фізико-математичних наук, старший дослідник

Харків – 2026

АНОТАЦІЯ

Яровий В.М. Особливості поведінки магнітоопору в твердих розчинах Bi–Mn з низьким вмістом марганцю. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 – Фізика та астрономія. – Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України, Харків, 2026.

Дисертаційну роботу присвячено комплексному дослідженню особливостей температурних і магнітопольових залежностей електричного опору твердих розчинів системи Bi–Mn із низьким вмістом марганцю (до 12 ат. %) за взаємно перпендикулярної та паралельної орієнтацій магнітного поля і транспортного струму. Основну увагу приділено встановленню впливу концентрації Mn на величину, анізотропію та механізми формування магнітоопору з урахуванням багатозонного й багатодолинного характеру електронної структури вісмуткової матриці, впливу магнітної фази α -BiMn та можливих квантових ефектів.

У **вступі** коротко обґрунтована актуальність теми дисертаційної роботи, визначені мета та основні завдання досліджень, об'єкти, предмет і методи досліджень. Сформульована та викладена наукова новизна й практична значущість отриманих результатів. Наведено дані про особистий внесок дисертанта, апробацію роботи та публікації за темою дисертації, а також подається інформація про структуру та обсяг дисертаційної роботи.

У **першому розділі** «Структурні, магнітні та електричні властивості твердих розчинів Bi–Mn та вісмуту» проаналізовано сучасний стан досліджень структурних, магнітних і магнітотранспортних властивостей вісмуту та сполук системи Bi–Mn. Особливу увагу приділено багатозонній та багатодолинній електронній структурі вісмуту й твердих розчинів Bi–Mn, магнітним перетворенням у фазі α -BiMn, зняттю багатодолинного

виродження, а також особливостям температурної поведінки електричного опору за відсутності магнітного поля та магнітоопору чистого вісмуту і твердих розчинів Bi-Mn за різних орієнтацій магнітного поля відносно транспортного струму.

Другий розділ «Отримання зразків та методи експериментальних досліджень» присвячено опису синтезу текстурованих полікристалічних зразків $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ методом Бріджмена, їх елементного і структурно-фазового аналізу, а також методик дослідження електротransпортних властивостей. Показано, що зразки являють собою вісмутову матрицю з включеннями магнітної фази $\alpha\text{-BiMn}$.

Температурні та магнітопольові залежності електричного опору вимірювали чотириконтактним методом на установці PPMS Quantum Design у температурному інтервалі до 300 K і магнітних полях до 140 кЕ за паралельної та перпендикулярної орієнтацій магнітного поля відносно транспортного струму. Вимірювання електроопору на постійному струмі було зроблено на прецизійній установці відділу мікроконтактної спектроскопії ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України в інтервалі 2–300 K та магнітних полях до 40 кЕ. Автоматизацію збору та первинну обробку експериментальних даних реалізовано за допомогою спеціалізованого програмно-методичного забезпечення, розробленого в інтегрованому середовищі графічного програмування LabVIEW.

У **третьому розділі** «Температурні залежності магнітоопору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ » наведено результати дослідження температурних залежностей електричного опору цих матеріалів за відсутності зовнішнього магнітного поля та в магнітних полях різної величини за паралельної й перпендикулярної орієнтацій поля відносно транспортного струму.

Проведено порівняльний аналіз залежностей $R(T)$ для двох твердих розчинів і чистого вісмуту, що дало змогу встановити вплив збільшення концентрації Mn від 3,69 до 11,92 ат. % на характер перенесення заряду. Показано, що за відсутності магнітного поля обидва тверді розчини зберігають металевий характер провідності, однак для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ спостерігаються істотніша нелінійність залежності, перегин поблизу 70 K та квадратична низькотемпературна ділянка, тоді як поведінка $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ є ближчою до поведінки чистого вісмуту.

Встановлено, що прикладання магнітного поля спричиняє значне збільшення електричного опору та появу немонотонних залежностей $R(T)$. На них виникають максимуми, положення яких зі збільшенням магнітного поля зміщується в область вищих температур. Для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ такі максимуми спостерігаються як за перпендикулярної, так і за паралельної орієнтацій магнітного поля відносно транспортного струму, тоді як для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ вони виявлені лише за перпендикулярної орієнтації. Проаналізовано залежність температури максимуму від величини магнітного поля та показано, що зі збільшенням концентрації Mn посилюється внесок механізмів, не пов'язаних безпосередньо з орбітальним викривленням траєкторій носіїв заряду. Виявлені особливості пов'язано зі зміною співвідношення внесків електронного і діркового каналів, впливом магнітної фази $\alpha\text{-BiMn}$ та анізотропією магнітотранспортних властивостей.

У **четвертому розділі** «Магнітопольові залежності електроопору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ » наведено результати дослідження польових залежностей магнітоопору за різних фіксованих температур і двох взаємних орієнтацій магнітного поля та транспортного струму. наведено результати дослідження польових залежностей магнітоопору за різних фіксованих температур і паралельної ($H \parallel I$) та перпендикулярної ($H \perp I$) орієнтацій зовнішнього магнітного поля відносно

транспортного струму. Проведено порівняльний аналіз величини, анізотропії та характеру польових залежностей відносного магнітоопору для обох складів, а також їх зіставлення з літературними даними для чистого вісмуту. Показано, що магнітоопір залишається додатним у всьому дослідженому інтервалі температур і полів, а його величина в поперечній конфігурації істотно перевищує значення, отримані в поздовжній конфігурації.

Виявлено зміну форми магнітопольових залежностей магнітоопору зі зміною температури та концентрації Mn. Показано, що за низьких температур спостерігаються лінійні й слабкі степеневі ділянки таких залежностей, а за температур 150 K і вище у сильних магнітних полях залежності набувають майже лінійного характеру. Для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ за температури 5 K встановлено максимуми магнітоопору в полях близько 30–40 кЕ, які можуть бути пов'язані з наближенням електронної системи вісмуткової матриці до квантової межі. Для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ показано, що зі збільшенням концентрації Mn величина магнітоопору зменшується, а низькотемпературні особливості зберігаються в ширшому інтервалі температур, що свідчить про додатковий вплив магнітної фази $\alpha\text{-BiMn}$.

П'ятий розділ «Механізми формування магнітоопору в твердих розчинах $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ » присвячено узагальненню отриманих експериментальних результатів і встановленню основних чинників, що визначають особливості поведінки магнітотransпортних властивостей досліджених матеріалів. Показано, що перенесення заряду переважно відбувається у вісмутівій матриці, тоді як включення магнітної фази $\alpha\text{-BiMn}$ впливають на рухливість і розсіювання носіїв заряду, а також на співвідношення внесків електронного та діркового каналів. Розглянуто роль багатозонного й багатодолинного характеру електронної структури вісмуту, магнітної анізотропії $\alpha\text{-BiMn}$, текстурованої полікристалічної будови зразків і можливих квантових ефектів. Запропоновано пояснення зменшення

магнітоопору зі збільшенням концентрації Mn, а також природи низькотемпературних максимумів на магнітопольових залежностях з урахуванням наближення електронної системи до квантової межі та можливої переорієнтації магнітних моментів Mn.

Отримані в дисертаційній роботі результати не лише поглиблюють фундаментальні уявлення про магнітотранспортні властивості твердих розчинів системи Bi–Mn, а й мають практичне значення. Зокрема, результати дисертації, створюють наукові передумови для застосування твердих розчинів системи Bi–Mn у магнітокерованих резистивних елементах, багатодолинних кубітах, безконтактних вимірювачах струму та системах контролю магнітних полів. Закономірності впливу концентрації Mn, температури та взаємної орієнтації магнітного поля і транспортного струму, що були виявлені в результаті досліджень, можуть бути використані для вибору оптимального складу матеріалу й режимів його роботи, залежно від необхідної чутливості, діапазону магнітних полів і температурних умов. Особливості анізотропного магнітоопору, спін-залежного розсіювання та взаємодії носіїв заряду з магнітною фазою α -BiMn також зумовлюють перспективність подальшого дослідження цих твердих розчинів як потенційних матеріалів для спінтронних пристроїв.

Ключові слова: тверді розчини, транспорт заряду, електроопір, магнітоопір, анізотропний магнітоопір, спін-залежні явища переносу, магнетизм, структурно-фазовий аналіз, спін-залежне розсіювання, квантова межа, електронна зонна структура, рівні енергії, напівметали, текстурований полікристал, сплави

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

- 1* A. V. Terekhov, K. Rogacki, **V. M. Yarovyi**, V. B. Stepanov, Y. U. A. Kolesnichenko, A. D. Shevchenko, Z. D. Kovalyuk, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “Magnetoresistance peculiarities of $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ in magnetic fields up to 140 kOe,” *Low Temperature Physics*. vol. 49, no. 8, pp. 998–1003, 2023. (Q3)

<https://doi.org/10.1063/10.0020170>

- 2* A. V. Terekhov, K. Rogacki, **V. M. Yarovyi**, Z. D. Kovalyuk, E. Lähderanta, E. V. Khristenko, A. L. Solovjov, “Features of temperature dependences electrical resistance of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields,” *Low Temperature Physics*. vol. 50, no. 7, pp. 543–548, 2024. (Q4)

<https://doi.org/10.1063/10.0026270>

- 3* A. V. Terekhov, **V.M. Yarovyi**, Yu.A. Kolesnichenko, K. Rogacki, E. Lähderanta, V. Khristenko, A. L. Solovjov, “Specific features of the magnetic-field dependences of electrical resistivity in Bi–Mn solid solutions with low Mn content,” *Low Temperature Physics*. vol. 52, no. 7, pp. 817–825, 2026. (Q3)

<https://doi.org/10.1063/10.0044254>

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

- 4* **V. M. Yarovyi**, A. L. Solovjov, A. S. Stepanov, A. V. Terekhov, “The magnetoresistance behaviour features of $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{4.31}$ in magnetic field up to 15 T”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2022”, Ukraine, Lviv, October 18-20, 2022, book of abstracts, P. A7.

- 5* **V. M. Yarovy**, A. V. Terekhov, A. L. Solovjov, “Anomalous magnetoresistance in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ ”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2023”, Ukraine, Lviv, May 16-18, 2023, book of abstracts, P. A6.
- 6* **V. M. Yarovy**, A. V. Terekhov, A. L. Solovjov, A. S. Stepanov, “Features of magnetoresistance behavior in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ ”, III International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2023”, Ukraine, Kharkiv, June 5-11, 2023, book of abstracts, P. 57.
- 7* **V. M. Yarovy**, K. Rogacki, A. V. Terekhov, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “A detailed investigation of anomalies on the temperature dependences of the electrical resistance of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in fields up to 90 kOe”, IV International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2024”, Ukraine, Kharkiv, June 3-7, 2024, book of abstracts, P. 59.
- 8* **V. M. Yarovy**, A. V. Terekhov, A. L. K. Rogacki, Solovjov, “Electrical resistance temperature Dependences features of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2024”, Ukraine, Lviv, May 14-16, 2024, book of abstracts, P. A7.
- 9* **V. M. Yarovy**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Electrical Resistance and Magnetoresistance in $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ ”, The International Conference “Theoretical physics in Transcarpathia” (devoted to the Centennial Birthday Anniversary of Prof. Yu.M. Lomsadze), Ukraine, Uzhhorod, December 17-19, 2024, book of abstracts, 2024, P. 282.
- 10* **V. M. Yarovy**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, I. V. Zolocheskii, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “Giant magnetoresistance in $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ ”, 2025 IEEE 6th KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek), Kharkiv, Ukraine, October 6–10, 2025, Proceedings, P. 1–4.

<https://doi.org/10.1109/KhPIWeek61436.2025.11288709>

- 11* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Transport properties of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields up to 90 kOe”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2025”, Ukraine, Lviv, May 13–15, 2025, book of abstracts, P. A21.
- 12* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Magnetoresistance of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields up to 90 kOe”, V International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2025”, Ukraine, Kharkiv, June 2-6, 2025, book of abstracts, P. 57.
- 13* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “Anomalous magnetoresistance in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ and $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ solid solutions”, VI International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2026”, Ukraine, Kharkiv, June 1-5, 2026, book of abstracts, P. 66.

ABSTRACT

Yarovyi V.M. **Features of magnetoresistance behavior in Bi–Mn solid solutions with low manganese content.** – Qualifying scientific work on manuscript rights.

The thesis to obtain a Doctor of Philosophy degree in the specialty 104 - “Physics and astronomy”. – B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, 2026.

This dissertation is devoted to a comprehensive study of the temperature and magnetic field dependencies of the electrical resistance of solid solutions in the Bi–Mn system with low manganese content (up to 12 at. %) under mutually perpendicular and parallel orientations of the magnetic field and the transport current. The main focus is on determining the effect of Mn concentration on the magnitude, anisotropy, and formation mechanisms of magnetoresistance, taking into account the multi-zone and multi-valley nature of the electronic structure of the bismuth matrix, the influence of the α -BiMn magnetic phase, and possible quantum effects.

The **introduction** briefly justifies the relevance of the dissertation topic and defines the purpose and main research objectives, as well as the research subjects, focus, and methods. The scientific novelty and practical significance of the results obtained are formulated and presented. It provides information on the author’s personal contribution, the testing of the work, and publications related to the dissertation topic, as well as details regarding the structure and scope of the dissertation.

The **first chapter** “Structural, Magnetic, and Electrical Properties of Bi–Mn Solid Solutions and Bismuth” analyzes the current state of research on the structural, magnetic, and magnetotransport properties of bismuth and compounds of the Bi–Mn system. Particular attention is paid to the multi-band electronic and multi-valley structure of bismuth and Bi–Mn solid solutions, removal of multivalley degeneracy,

magnetic transitions in the α -BiMn phase, as well as the peculiarities of the temperature dependence of electrical resistance in the absence of a magnetic field and the magnetoresistance of pure bismuth and Bi–Mn solid solutions under various orientations of the magnetic field relative to the transport current.

The **second chapter** “Sample preparation and experimental methods” is devoted to describing the synthesis of textured polycrystalline samples of $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ and $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ using the Bridgman method, their elemental and structural-phase analysis, as well as methods for studying their electrotransport properties. It is shown that the samples consist of a bismuth matrix with inclusions of the α -BiMn magnetic phase.

The temperature and magnetic field dependencies of electrical resistance were measured using the four-contact method on a Quantum Design PPMS system over a temperature range up to 300 K and magnetic fields up to 140 kE, with the magnetic field oriented both parallel and perpendicular to the transport current. Direct current electrical resistance measurements were performed on a precision setup at the Point-Contact Spectroscopy Department of the B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine in the temperature range of 2–300 K and magnetic fields up to 40 kE. The automation of data acquisition and the initial processing of experimental data were implemented using specialized software and methodological tools developed in the LabVIEW integrated graphical programming environment.

In the **third chapter** “Temperature dependences of the magnetoresistance of the solid solutions $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ and $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ ” presents the results of a study of the temperature dependencies of the electrical resistance of these materials in the absence of an external magnetic field and in magnetic fields of various strengths, with the field oriented parallel and perpendicular to the transport current.

A comparative analysis of the $R(T)$ dependencies for the two solid solutions and pure bismuth was conducted, which made it possible to determine the effect of

increasing the Mn concentration from 3.69 to 11.92 at.% on the nature of charge transport. It is shown that in the absence of a magnetic field, both solid solutions retain metallic conductivity, however, for $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$, a more pronounced nonlinearity in the dependence, a kink near 70 K, and a quadratic low-temperature region are observed, whereas the behavior of $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ is closer to that of pure bismuth.

It has been established that the application of a magnetic field causes a significant increase in electrical resistance and the appearance of non-monotonic $R(T)$ dependencies. These dependencies exhibit maxima whose positions shift toward higher temperatures as the magnetic field increases. For $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ such maxima are observed for both perpendicular and parallel orientations of the magnetic field relative to the transport current, whereas for $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$, they are detected only for the perpendicular orientation. The dependence of the peak temperature on the magnetic field strength was analyzed, and it was shown that as the Mn concentration increases, the contribution of mechanisms not directly related to the orbital distortion of charge carrier trajectories becomes stronger. The observed features are associated with changes in the ratio of contributions from the electron and hole channels, the influence of the α -BiMn magnetic phase, and the anisotropy of magnetotransport properties.

In the **fourth chapter** “Magnetic-field dependences of the electrical resistance of $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ and $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ solid solutions” the magnetic-field dependences of magnetoresistance measured at various fixed temperatures are presented for parallel ($H \parallel I$) and perpendicular ($H \perp I$) orientations of the external magnetic field with respect to the transport current. A comparative analysis of the magnitude, anisotropy, and character of the field dependences of the relative magnetoresistance was performed for both compositions, and the results were compared with literature data for pure bismuth. It was shown that the magnetoresistance remains positive over the entire investigated range of

temperatures and magnetic fields, while its magnitude in the transverse configuration substantially exceeds that obtained in the longitudinal configuration.

Changes in the shape of the magnetic-field dependences of magnetoresistance with temperature and Mn concentration were revealed. At low temperatures, linear and weak power-law regions were observed, whereas at temperatures of 150 K and above, the dependences became nearly linear in strong magnetic fields. For $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ at 5 K, magnetoresistance maxima were found at magnetic fields of approximately 30–40 kOe. These maxima may be associated with the approach of the electronic system of the bismuth matrix to the quantum limit. A comparison with $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ showed that increasing the Mn concentration reduces the magnitude of the magnetoresistance, while the low-temperature features persist over a broader temperature range, indicating an additional contribution from the magnetic α -BiMn phase.

The **fifth chapter** “Mechanisms of magnetoresistance formation in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ and $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ solid solutions” is devoted to summarizing the experimental results and identifying the principal factors governing the magnetotransport behavior of the investigated materials. It is shown that charge transport occurs predominantly through the bismuth matrix, whereas inclusions of the magnetic α -BiMn phase affect the mobility and scattering of charge carriers, as well as the relative contributions of the electron and hole conduction channels. The study examines the role of the multi-zone and multi-valley nature of bismuth’s electronic structure, the magnetic anisotropy of α -BiMn, the textured polycrystalline structure of the samples, and possible quantum effects. An explanation is proposed for the decrease in magnetoresistance with increasing Mn concentration and for the origin of the low-temperature maxima in the magnetic-field dependences, taking into account the approach of the electronic system to the quantum limit and a possible reorientation of the Mn magnetic moments.

The results obtained in this dissertation not only deepen our fundamental understanding of the magnetotransport properties of Bi–Mn solid solutions but also have practical significance. In particular, the results obtained in this dissertation provide the scientific groundwork for the application of Bi–Mn solid solutions in magnetically controlled resistive elements, multi-valley qubits, non-contact current sensors, and magnetic field monitoring systems. The patterns of how Mn concentration, temperature, and the mutual orientation of the magnetic field and transport current affect the behavior, which were identified in this study, can be used to select the optimal material composition and operating conditions depending on the required sensitivity, magnetic field range, and temperature conditions. The characteristics of anisotropic magnetoresistance, spin-dependent scattering, and the interaction of charge carriers with the magnetic phase of α -BiMn also highlight the promise of further research into these solid solutions as potential materials for spintronic devices.

Keywords: solid solutions, charge transport, electroresistance, magnetoresistance, anisotropic magnetoresistance, spin-dependent transport phenomena, magnetism, structural-phase analysis, spin-dependent scattering, quantum limit, electronic band structure, energy levels, semimetals, textured polycrystal, alloys

LIST OF PUBLICATIONS OF THE CANDIDATE BY THE TOPIC OF THE DISSERTATION

Scientific works in which the main results of the dissertation are published:

- 1* A. V. Terekhov, K. Rogacki, **V. M. Yarovyj**, V. B. Stepanov, Y. U. A. Kolesnichenko, A. D. Shevchenko, Z. D. Kovalyuk, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “Magnetoresistance peculiarities of $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ in magnetic fields up to 140 kOe,” *Low Temperature Physics*. vol. 49, no. 8, pp. 998–1003, 2023. (Q3)
<https://doi.org/10.1063/10.0020170>
- 2* A. V. Terekhov, K. Rogacki, **V. M. Yarovyj**, Z. D. Kovalyuk, E. Lähderanta, E. V. Khristenko, A. L. Solovjov, “Features of temperature dependences electrical resistance of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields,” *Low Temperature Physics*. vol. 50, no. 7, pp. 543–548, 2024. (Q4)
<https://doi.org/10.1063/10.0026270>
- 3* A.V. Terekhov, **V.M. Yarovyj**, Yu.A. Kolesnichenko, K. Rogacki, E. Lähderanta, V. Khristenko, A. L. Solovjov, “Specific features of the magnetic-field dependences of electrical resistivity in Bi–Mn solid solutions with low Mn content,” *Low Temperature Physics*. vol. 52, no. 7, pp. 817–825, 2026. (Q3)
<https://doi.org/10.1063/10.0044254>

Scientific works certifying the approbation of the results:

- 4* **V. M. Yarovyj**, A. L. Solovjov, A. S. Stepanov, A. V. Terekhov, “The magnetoresistance behaviour features of $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{4.31}$ in magnetic field up to 15 T”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2022”, Ukraine, Lviv, October 18-20, 2022, book of abstracts, P. A7.

- 5* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, A. L. Solovjov, “Anomalous magnetoresistance in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ ”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2023”, Ukraine, Lviv, May 16-18, 2023, book of abstracts, P. A6.
- 6* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, A. L. Solovjov, A. S. Stepanov, “Features of magnetoresistance behavior in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ ”, III International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2023”, Ukraine, Kharkiv, June 5-11, 2023, book of abstracts, P. 57.
- 7* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, A. L. K. Rogacki, Solovjov, “Electrical resistance temperature Dependences features of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2024”, Ukraine, Lviv, May 14-16, 2024, book of abstracts, P. A7.
- 8* **V. M. Yarovyi**, K. Rogacki, A. V. Terekhov, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “A detailed investigation of anomalies on the temperature dependences of the electrical resistance of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in fields up to 90 kOe”, IV International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2024”, Ukraine, Kharkiv, June 3-7, 2024, book of abstracts, P. 59.
- 9* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Electrical Resistance and Magnetoresistance in $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ ”, The International Conference “Theoretical physics in Transcarpathia” (devoted to the Centennial Birthday Anniversary of Prof. Yu.M. Lomsadze), Ukraine, Uzhhorod, December 17-19, 2024, book of abstracts, 2024, P. 282.
- 10* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Transport properties of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields up to 90 kOe”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental

Physics “HEUREKA-2025”, Ukraine, Lviv, May 13–15, 2025, book of abstracts, P. A21.

- 11* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Magnetoresistance of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields up to 90 kOe”, V International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2025”, Ukraine, Kharkiv, June 2-6, 2025, book of abstracts, P. 57.
- 12* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, I. V. Zolocheskii, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “Giant magnetoresistance in $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ ”, 2025 IEEE 6th KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek), Kharkiv, Ukraine, October 6–10, 2025, Proceedings, P. 1–4.
<https://doi.org/10.1109/KhPIWeek61436.2025.11288709>
- 13* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “Anomalous magnetoresistance in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ and $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ solid solutions”, VI International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2026”, Ukraine, Kharkiv, June 1-5, 2026, book of abstracts, P. 66.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ	21
ВСТУП	22
РОЗДІЛ 1. СТРУКТУРНІ, МАГНІТНІ ТА ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ РОЗЧИНІВ Bi-Mn ТА ВІСМУТУ	28
1.1. Структурні властивості.....	29
1.1.1. Фазова діаграма твердих розчинів Bi-Mn	29
1.1.2. Кристалічна структура вісмуту	30
1.1.3. Кристалічна структура твердих розчинів Bi-Mn	32
1.2. Енергетична зонна структура та поверхня Фермі вісмуту	32
1.3. Магнітні властивості BiMn	37
1.4. Електро- та магнітоопір в твердих розчинах BiMn та чистому вісмуті.....	45
1.4.1. Електро- та магнітоопір в твердих розчинах BiMn	45
1.4.2. Електро- та магнітоопір у вісмуті	51
1.5. Висновки та постановка задачі	57
РОЗДІЛ 2. ОТРИМАННЯ ЗРАЗКІВ ТА МЕТОДИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ.....	60
2.1. Отримання зразків та структурні дослідження	60
2.1.1. Методика виготовлення зразків.....	60
2.1.2. Структурні дослідження.....	61
2.2. Вимірювання електроопору на постійному та змінному струмах	64
2.2.1. Підготовка та монтаж зразків у вимірюваній комірці	64
2.2.2. Дослідження електроопору на змінному струмі за допомогою вставки з пристроєм для обертання платформи зі зразком в інтервалі кутів 0–360° в комерційній установці Quantum Design PPMS–16T.....	65
2.2.3. Дослідження електроопору на постійному струмі	70
2.3. Висновки до Розділу 2	75

РОЗДІЛ 3. ТЕМПЕРАТУРНІ ЗАЛЕЖНОСТІ МАГНІТООПОРУ ТВЕРДИХ	
РОЗЧИНІВ $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ ТА $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$	76
3.1. Температурні залежності електроопору без магнітного поля.....	76
3.2. Температурні залежності електроопору в магнітному полі	79
3.3. Температурні залежності магнітоопору в магнітному полі	87
3.4. Висновки до Розділу 3	92
РОЗДІЛ 4. МАГНІТОПОЛЬОВІ ЗАЛЕЖНОСТІ ЕЛЕКТРООПОРУ ТВЕРДИХ	
РОЗЧИНІВ $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ ТА $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$	95
4.1. Магнітопольові залежності електроопору твердого розчину	95
$\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ при гелієвій температурі.....	95
4.2. Польові залежності магнітоопору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у конфігурації $H \perp I$	98
4.3. Польові залежності магнітоопору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у конфігурації $H \parallel I$	104
4.4. Висновки до Розділу 4	111
РОЗДІЛ 5. МЕХАНІЗМИ ФОРМУВАННЯ МАГНІТООПОРУ В ТВЕРДИХ	
РОЗЧИНАХ $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ ТА $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$	113
5.1. Роль вісмутової матриці у формуванні магнітотранспортних властивостей	114
5.2. Вплив концентрації марганцю на величину та анізотропію магнітоопору.....	115
5.3. Багатозонна й багатодолинна електронна структура матриці вісмуту та її чутливість до магнітного поля.....	117
5.4. Вплив магнітної фази $\alpha\text{-BiMn}$ та переорієнтації магнітних моментів Mn.....	119
5.5. Природа низькотемпературних максимумів на польових залежностях.....	122
5.6. Узагальнена модель формування магнітоопору	123

5.7. Висновки до Розділу 5	124
ВИСНОВКИ.....	126
ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	129
Додаток А. Список публікацій здобувача за темою дисертації	142
Додаток Б. Відомості про апробацію результатів дисертації.....	145

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ

ARPES	фотоемісійна спектроскопія з кутовою роздільною здатністю
ПФ	поверхня Фермі
ат. %	атомний відсоток
НФ	низькотемпературна фаза
LTP	<i>Low-Temperature Phase</i> (низькотемпературна фаза)
ЕОМА	енергія одновісної магнітної анізотропії
ТФГ	теорія функціоналу густини
СПП	спін-переорієнтаційний перехід
MR	магнітоопір (<i>Magnetoresistance</i>)
R	електричний опір
ρ	питомий електричний опір
МПП	перехід метал–ізолятор
ІМП	перехід ізолятор–метал
SEM	сканувальна електронна мікроскопія (<i>Scanning Electron Microscopy</i>)
PPMS	<i>Physical Property Measurement System</i> — система для вимірювання фізичних властивостей
GPIB	<i>General Purpose Interface Bus</i> — інтерфейсна шина загального призначення

ВСТУП

Актуальність теми. Дослідження матеріалів із великим та анізотропним магнітоопором є актуальним напрямом фізики конденсованого стану, оскільки дає змогу встановити особливості електронної структури, механізми розсіювання носіїв заряду та їхню взаємодію з магнітними компонентами матеріалу. Такі системи також становлять інтерес для наноелектроніки та спінтроніки.

Вісмут завдяки малій концентрації та високій рухливості носіїв заряду, багатозонній й багатодолинній електронній структурі й значній анізотропії характеризується великим додатним магнітоопором. Введення Mn спричиняє появу магнітної фази α -BiMn, яка може впливати на рухливість і розсіювання носіїв заряду, а також на температурні та магнітопольові залежності електричного опору.

Магнітотранспортні властивості текстурованих полікристалічних твердих розчинів Bi–Mn із низьким вмістом марганцю (до 12 ат. %) залишаються майже недослідженими. Зокрема, потребують з'ясування вплив концентрації Mn на величину й анізотропію магнітоопору, природа максимумів на температурних і польових залежностях, а також співвідношення орбітального, магнітного та можливого квантового внесків.

Отже, **актуальність** дисертаційної роботи зумовлена необхідністю встановлення механізмів формування магнітоопору в твердих розчинах Bi–Mn із низьким вмістом марганцю та визначення ролі вісмутової матриці, магнітної фази α -BiMn і структурної текстури зразків у процесах перенесення заряду.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційну роботу виконано у відділі мікроконтактної спектроскопії Фізико-технічного інституту низьких температур імені Б. І. Веркіна Національної академії наук України в рамках тематичного плану інституту за

науково-дослідною роботою відомчої тематики «Провідні, надпровідні, магнітні та сенсорні властивості новітніх функціональних матеріалів» (номер державної реєстрації 0122U001501, шифр Ф 19-5, термін виконання 2022 - 2026 рр.) та міжнародного наукового проєкту «Квантова динаміка в нових халькогенідних матеріалах і пристроях» (STCU № 7120, термін виконання 2024-2026 рр.).

Мета і завдання дослідження. Метою дисертаційної роботи є одержання нових даних про закономірності формування магнітоопору в твердих розчинах Bi-Mn із низьким вмістом марганцю залежно від температури, концентрації Mn та орієнтації магнітного поля.

Для досягнення мети ставилися і вирішувалися такі основні **завдання дослідження**:

- Дослідити температурні залежності електричного опору за відсутності та за наявності магнітного поля для паралельної й перпендикулярної орієнтацій поля відносно транспортного струму.
- Дослідити польові залежності магнітоопору в широкому інтервалі температур для паралельної й перпендикулярної орієнтацій поля відносно транспортного струму.
- Визначити вплив концентрації Mn на величину, температурну поведінку та характер польових залежностей магнітоопору.
- З'ясувати роль вісмутової матриці, магнітної фази $\alpha\text{-BiMn}$, структурної текстури та можливих квантових ефектів у формуванні магнітоопору.

Об'єктом дослідження є явище магнітоопору у твердих розчинах системи Bi-Mn із низьким вмістом марганцю.

Предметом дослідження є особливості температурних і польових залежностей електричного опору та механізми формування магнітоопору в твердих розчинах системи Bi-Mn з низьким вмістом марганцю.

Методи дослідження. Для визначення елементного та структурно-фазового складу зразків застосовано методи рентгеноструктурного і мікрорентгеноспектрального аналізу. Температурні та магнітопольові залежності електричного опору досліджували чотириконтактним методом на постійному й змінному струмі в широких інтервалах температур і магнітних полів за паралельної та перпендикулярної орієнтації магнітного поля відносно транспортного струму. Експериментальні результати аналізували із застосуванням методів математичної обробки та порівнювали з теоретичними моделями магнітотранспорту.

Наукова новизна отриманих результатів:

1. Одержано нові дані щодо впливу концентрації Mn на температурну поведінку електричного опору твердих розчинів Bi–Mn із низьким вмістом марганцю. Встановлено, що збільшення концентрації Mn від 3,69 до 11,92 ат. % спричиняє появу перегину на залежності $R(T)$ поблизу 70 К і змінює характер низькотемпературної залежності електричного опору.

2. Вперше встановлені характерні особливості формування максимумів кривих температурної поведінки електричного опору розчинів Bi–Mn в магнітному полі. Показано, що зі збільшенням поля максимуми зміщуються до вищих температур. Для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ максимуми спостерігаються за обох орієнтацій: $H \perp I$ і $H \parallel I$, тоді як для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ – лише за $H \perp I$.

3. Виявлено великий додатний та істотно анізотропний магнітоопір текстурованих полікристалічних твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$. Встановлено зменшення магнітоопору зі збільшенням концентрації Mn від 3,69 до 11,92 ат. %. та показано, що концентраційний вплив є найбільш вираженим у конфігурації $H \parallel I$, що свідчить про різну чутливість орбітального та неорбітальних внесків до зміни вмісту марганцю.

4. Вперше обґрунтовано, що основним провідним середовищем у досліджених твердих розчинах є вісмута матриця, тоді як включення магнітної фази α -BiMn модифікують рухливість і розсіювання носіїв заряду. Установлено, що за $H \perp I$ переважає орбітальний внесок у магнітоопір, а за $H \parallel I$ відносно вагомішими стають неорбітальні механізми.

5. Вперше запропоновано фізичне пояснення природи максимумів на магнітопольових залежностях магнітоопору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$. Показано, що за температури 5 K їх поява може бути пов'язана з наближенням електронної системи вісмута матриці до квантової межі. Збереження максимумів у $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ до 80 K свідчить, що їх формування не може бути пояснене лише квантовими ефектами та може додатково визначатися низькотемпературною переорієнтацією магнітних моментів Mn у фазі α -BiMn.

6. Вперше запропоновано узагальнену модель, згідно з якою магнітоопір у твердих розчинах Bi-Mn формується за рахунок орбітального ефекту, впливу зовнішнього магнітного поля та внутрішнього магнетизму фази α -BiMn на електрон-дірковий транспорт у вісмутів матриці, спин-залежного розсіювання носіїв заряду та структурної неоднорідності текстурованого полікристала, а за низьких температур – також унаслідок наближення електронної системи до квантової межі й перебудови рівнів Ландау.

Наукове та практичне значення отриманих результатів. Основні результати дисертаційної роботи одержано вперше і можуть бути використані для подальшого розвитку уявлень про механізми формування магнітоопору в твердих розчинах системи Bi-Mn, визначення ролі вісмута матриці та магнітної фази α -BiMn у процесах перенесення заряду, а також для цілеспрямованого вибору складу матеріалів із заданими магніторезистивними властивостями. Одержані дані створюють наукові передумови для

застосування таких матеріалів у магнітокерованих резистивних елементах, долинних кубітах, безконтактних вимірювачах струму, системах контролю магнітних полів і перспективних спітронних пристроях.

Особистий внесок здобувача. Наукові праці [1*–3*], в яких представлені основні результати дисертаційної роботи, було виконано здобувачем у співавторстві.

Особистий внесок здобувача полягає в підготовці зразків до вимірювань, виконанні окремих етапів експериментальних досліджень, обробці та фізичній інтерпретації одержаних даних із використанням наявних теоретичних моделей, написані та підготовці до друку науковий статей, підготовці матеріалів доповідей на наукових конференціях і семінарах. Таким чином, особистий внесок дисертанта є **визначальним**.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертації доповідались та обговорювались на міжнародних та вітчизняних конференціях:

- International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2022” (Lviv, Ukraine, October 18-20, 2022)
- International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2023” (Lviv, Ukraine, May 16-18, 2023)
- III International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2023” (Kharkiv, Ukraine, June 5-11, 2023)
- International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2024” (Lviv, Ukraine, May 14-16, 2024)
- IV International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2024” (Kharkiv, Ukraine, June 3-7, 2024)

- The International Conference “Theoretical physics in Transcarpathia” (devoted to the Centennial Birthday Anniversary of Prof. Yu.M. Lomsadze) (Uzhhorod, Ukraine, December 17-19, 2024)
- International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2025” (Lviv, Ukraine, May 13–15, 2025)
- V International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2025” (Kharkiv, Ukraine, June 2-6, 2025)
- 2025 IEEE 6th KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek) (Kharkiv, Ukraine, October 6–10, 2025)
- VI International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2026” (Kharkiv, Ukraine, June 1-5, 2026)

Публікації. Основні результати дисертаційної роботи опубліковані у 13 наукових працях, з яких 3 статті у провідних міжнародних фахових виданнях, що індексуються у міжнародних наукометричних базах Scopus та Web of Science [1*–3*], та 10 тез доповідей у збірниках матеріалів міжнародних наукових конференцій [4*–13*].

Структура дисертації. Дисертація складається з анотацій українською та англійською мовами, переліку умовних позначень і скорочень, вступу, п’яти розділів, висновків, переліку використаних літературних джерел та двох додатків. Загальний обсяг дисертації складає **145** сторінок, вона містить **49** рисунків, **2** таблиці та список використаних джерел з **103** найменувань на **13** сторінках.

РОЗДІЛ 1. СТРУКТУРНІ, МАГНІТНІ ТА ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ РОЗЧИНІВ Bi-Mn ТА ВІСМУТУ

Тверді розчини Bi-Mn мають цікаві магнітні властивості, які свого часу дуже широко вивчалися. В цій системі при концентраціях до 50 ат.% марганцю вісмут є основною фазою (матрицею), в якій можна вважати рівномірно розташовані включення α BiMn. Електрична провідність вісмуту вища за провідність α BiMn фази, а в магнітному полі при низьких температурах електроопір вісмуту значно зростає зі збільшенням поля (додатній магнітоопір). Тобто з одного боку струм квазічастинок протікає по високопровідній вісмутівій матриці, а з іншого — магнетизм α BiMn фази може впливати на провідність вісмутівій фази. До недавнього часу дослідження електроопору та магнітоопору твердих розчинів Bi-Mn при концентраціях до 50 ат.% Mn не проводились.

В рамках цієї дисертаційної роботи передбачається дослідити особливості магнітоопору у твердих розчинах Bi-Mn за низького вмісту Mn (<15 ат.%) та визначити їх походження. Для виконання цього завдання було написано даний розділ. В ньому детально проаналізовано існуючу на момент написання дисертаційної роботи літературу по магнітним, структурним та електричним властивостям як твердих розчинів Bi-Mn, так і чистого вісмуту, щоб в подальшому спиратися на ці літературні дані при аналізі отриманих в дисертаційній роботі експериментальних результатів по дослідженню магнітоопору в твердих розчинах Bi-Mn. В кінці розділу сформульовано основну задачу даної дисертаційної роботи.

1.1. Структурні властивості

1.1.1. Фазова діаграма твердих розчинів Ві–Мн

Експериментальна фазова діаграма [14], представлена на рис. 1.1.

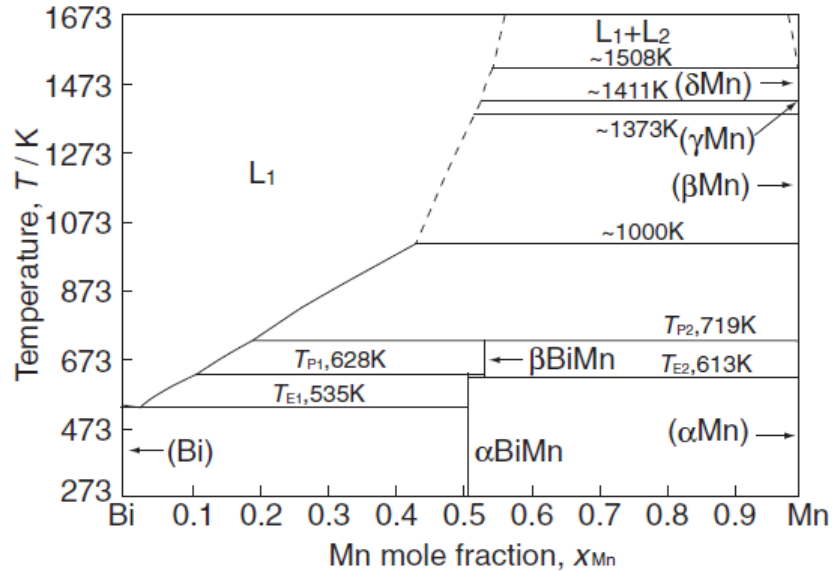


Рис. 1.1. Фазова діаграма бінарного твердого розчину Ві–Мн.

Розчинність Мн у твердому Ві з А7 кристаличною структурою і розчинність Ві у твердому Мн (α , β , γ , δ Мн) є нехтовно малими. Поділ на дві рідини вище 1508 К було оцінено за допомогою термічного аналізу [14]. Встановлені межі ліквідусу до 1000 К були визначені з гарною узгодженістю кількома дослідниками з використанням диференціального термічного аналізу [15], термомагнітного балансу [16] та методу насичення рідини [14]. Ця система містить дві інтерметалічні сполуки: α ВіМн та β ВіМн. Перитектична температура β ВіМн з α Мн + Ві-збагаченої рідини становить $T_{P2} = 719$ К, а температура перитектики α ВіМн з β ВіМн + Ві-збагаченої рідини становить $T_{P1} = 628$ К [14]. Евтектична температура перетворення рідини з високим вмістом Ві у твердий Ві + α ВіМн становить $T_{E1} = 538$ К [15]. Обидві фази α ВіМн і β ВіМн були описані як стехіометричні сполуки в роботі [16]. Разом з цим, в роботі [17] автор повідомив, що хімічна формула β ВіМн була $\text{BiMn}_{1.08}$, а

температура евтектоїдного перетворення βBiMn в $\alpha\text{BiMn} + \alpha\text{Mn}$ становить $T_{E2} = 613 \text{ K}$.

У даній дисертаційній роботі досліджуються тверді розчини Bi-Mn з концентрацією марганцю до 15 ат.%. Згідно з фазовою діаграмою, наведеною на рис. 1.1, в інтервалі концентрацій до 50 ат.% Mn вісмут є основною фазою (матрицею), в якій розташовані включення $\alpha\text{-BiMn}$.

1.1.2. Кристалічна структура вісмуту

Вісмут має ромбоєдричну симетрію, яка є типовою для напівметалів V групи (просторова група $R\bar{3}m$, точкова група D_{3d} , шарувата структура A7 типу миш'яку) [18]. Кожен атом має три рівновіддалених найближчих атоми-сусіди і три рівновіддалених найближчих атоми-сусіди трохи далі. У результаті утворюються шаруваті бішари, перпендикулярні до ромбоєдричного напрямку (111), в якому кожен атом є ковалентно зв'язаним з трьома найближчими сусідами. Найближчі сусіди атомів знаходяться у сусідньому бішарі, а зв'язок всередині кожного бішару набагато сильніший, ніж міжшаровий. Це пояснює, чому кристали Bi легко розщеплюються вздовж площини (111). Структура A7 має два атоми на об'ємну елементарну комірку, що відповідає двом атомам у бішарах. Альтернативно, структура може бути описана як гексагональна з шістьма атомами на елементарну комірку або як псевдокубічна структура з одним атомом на елементарну комірку.

Зв'язок між цими різними елементарними комірками показано на рис. 1.2. Ромбоєдрична комірка позначена зеленими лініями, а два різні атоми в елементарній комірці показані темно-синім і рожевим кольорами. Відношення довжин d_1/d_2 дорівнює 0,88 (замість 1), і тому рожевий атом знаходиться ближче до трьох темно-синіх атомів під ним, ніж до трьох атомів над ним, утворюючи вищезгадані бішари. Тригональна вісь (C_3) ромбоєдричної структури є віссю гексагональної структури. Кут між векторами

ромбоєдричної комірки становить $\alpha = 57,35^\circ$, а відношення $d_1/d_2 = 0,88$. Якщо $\alpha = 60^\circ$ і $d_1/d_2 = 1$, ромбоєдрична структура стає кубічною [18].

Основними елементами симетрії структури вісмуту є тригональна вісь, бінарна вісь, бісекторна вісь, дзеркальні площини та інверсія [18]. У ромбоєдричній системі тригональна вісь (C_3) лежить посередині трьох векторів, що перетинають ґратку. У гексагональній системі це вісь c . Бінарна вісь (C_2) перпендикулярна до (C_3). Бісекторна вісь (C_1) перпендикулярна до C_3 і C_2 . Ця вісь і тригональна вісь перетинають дзеркальну площину кристалічної структури. Нарешті, кристал має інверсійну симетрію, що є важливим при обговоренні ефектів спин-орбітального розщеплення.

гексагональна + ромбоєдрична

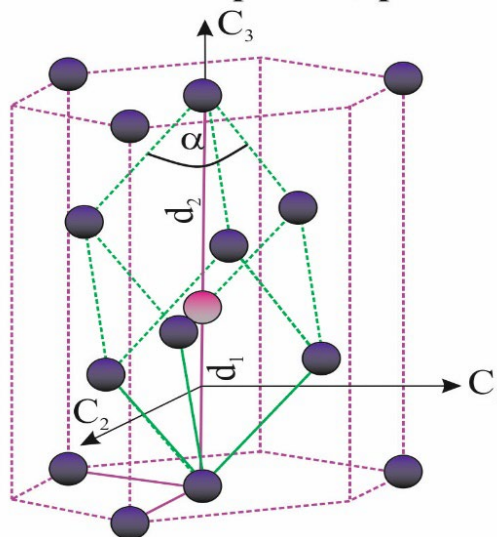


Рис. 1.2. Об'ємна структура вісмуту: ромбоєдрична комірка (штрихові зелені лінії) разом з гексагональною коміркою (штрихові рожеві лінії) [18]. Темно-синім та рожевим позначено два атоми в ромбоєдричній елементарній комірці. Суцільні зелені та рожеві лінії - це вектори, що охоплюють ромбоєдричну та гексагональну ґратки, відповідно. Три декартові вісі: бісекторна ($C_{1,y}$), бінарна ($C_{2,x}$) і тригональна ($C_{3,z}$).

1.1.3. Кристалічна структура твердих розчинів Bi-Mn

BiMn в низькотемпературній фазі (НФ, температура нижча 633 К) в твердому стані має гексагональну елементарну комірку, з просторовою групою $R\bar{3}m$ ($P_{63}/mmc - D_{6h}^4$) і константами ґратки $a = 4,2827 \text{ \AA}$ та $c = 6,1103 \text{ \AA}$ [19]. Кристалічна структура BiMn (НФ) показана на рис. 1.3а [19] та 1.3б [20].

У низькотемпературній фазі, BiMn є феромагнітною сполукою зі структурою типу NiAs. Елементарна комірка містить дві формульні одиниці. Вздовж напрямку c , Mn і Bi розташовані шарами, що чергуються, кожен з яких зв'язаний з шістьма найближчими сусідами. Ділянки Bi мають дзеркальну площину, тоді як ділянки Mn мають центр інверсії, як видно на рис. 1.3.

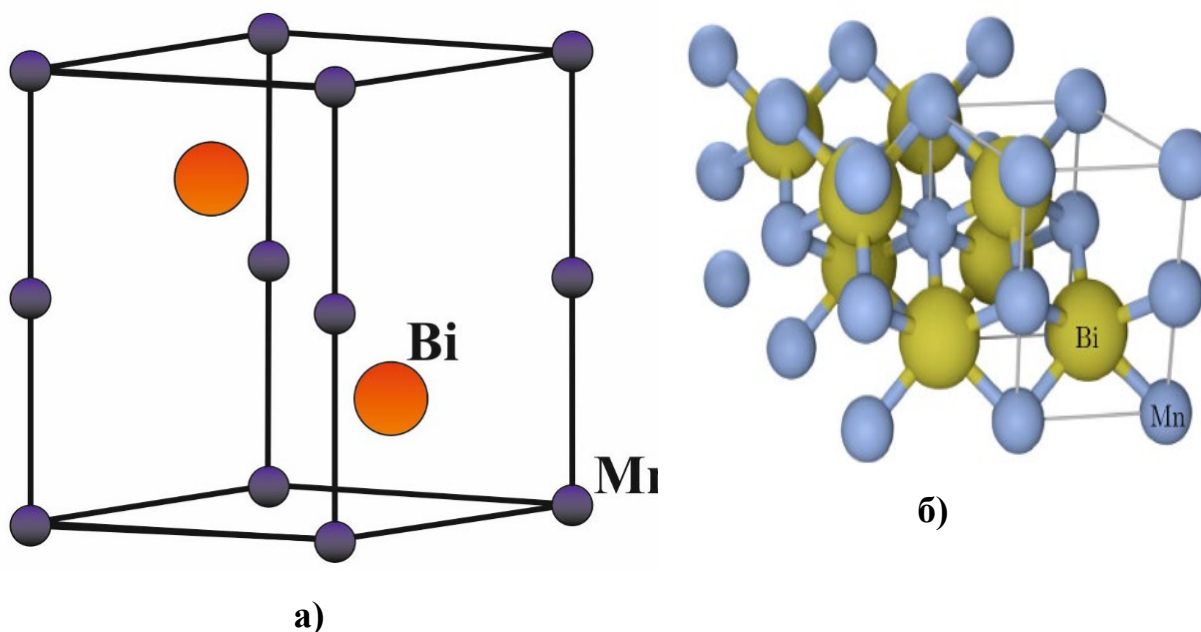


Рис. 1.3. Кристалічна структура BiMn (LTP) [19, 20].

1.2. Енергетична зонна структура та поверхня Фермі вісмуту

Класифікація вісмуту як напівметалу та багато унікальних властивостей цього матеріалу тісно пов'язані з його особливою електронною структурою [21]. Значні зусилля було спрямовано на теоретичний опис електронної зонної

структури поблизу рівня Фермі, особливо після відкриття в Ві ефекту де Гааза–ван Альфена [22, 23–25]. Через малі енергетичні масштаби точні розрахунки *ab initio* є достатньо складними, хоча вони й були випробувані з певним успіхом [25]. Якщо метою розрахунку є докладний опис поверхні Фермі за відсутності доступу до потужних обчислювальних ресурсів, кращим методом є розрахунки в наближенні сильного зв'язку. Для Ві один з таких розрахунків був опублікований у 1995 році в роботі [22], а параметри цього розрахунку згодом часто використовувалися для проєкції об'ємної зонної структури на різні поверхні Ві. Результат розрахунку показано на рис. 1.4, а об'ємна зона Бріллюена показана на рис. 1.5.

Оглядаючи рис. 1.4, одразу можна побачити, що Ві є напівметалом: зонна структура може бути дуже близько описана двома заповненими *s*-зонами і трьома заповненими *p*-зонами, розділеними проміжком у кілька еВ. Ці п'ять зон можуть вмістити 10 валентних електронів на елементарну комірку, по п'ять від кожного атома Ві. Однак ця проста картина не зовсім правильна: *p*-зони поблизу точок *T* і *L* перетинають рівень Фермі, створюючи діркові кишені в точках *T* і електронні кишені в точках *L*. Ці кишені дуже неглибокі; енергія Фермі становить 27,2 меВ для електронів і 10,8 меВ для дірок. Це, в свою чергу, призводить до дуже низької густини носіїв заряду, яка близька до $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ і малих ефективних мас носіїв; для електронів вздовж тригональної осі $m^* \approx 0,003m_e$. На рис. 1.6 показано розрахунок об'ємної густини станів поблизу енергії Фермі з використанням наближення сильного зв'язку [22]. Дуже добре проілюстровано напівметалевий характер Ві. У вузькому вікні навколо енергії Фермі густина станів різко падає більш ніж на два порядки.

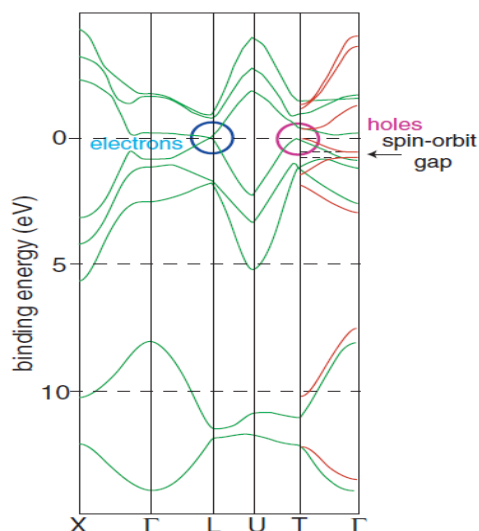


Рис. 1.4. Об'ємна зонна структура Ві з розрахунку в наближенні сильного зв'язку (див. [22], зелені лінії); першопринципний розрахунок (див. [24], червоні лінії), тільки в напрямку Γ – T .

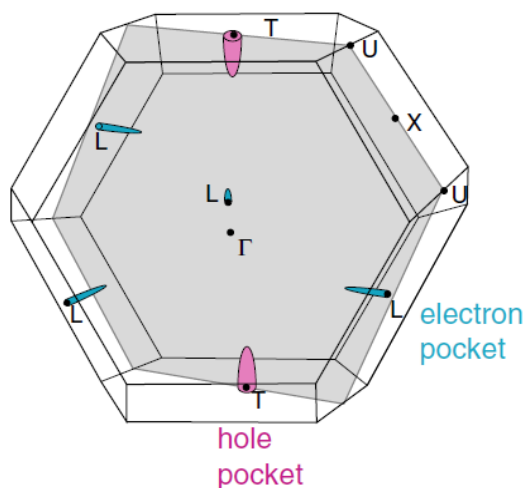


Рис. 1.5. Об'ємна зона Бріллюена в Ві та схематичне зображення поверхні Фермі [18]. Лінія Γ – T відповідає осі C_3 і напрямку $[111]$ в реальному просторі.

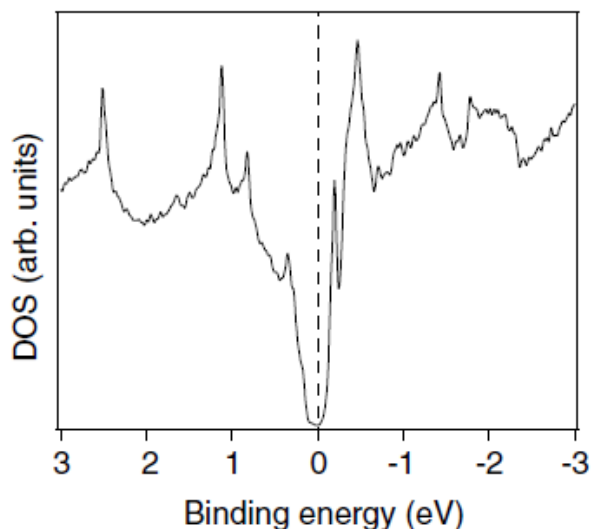


Рис. 1.6. Розрахована об'ємна густина станів поблизу рівня Фермі з використанням параметрів в моделі наближення сильного зв'язку [22].

Дисперсія об'ємних електронних станів далеко від енергії Фермі була виміряна кількома авторами за допомогою фотоемісії Ві (111) з кутовою роздільною здатністю, з досить близькими результатами [26–32]. Виявлено досить добре узгодження з розрахованими зонними структурами (в наближенні сильного зв'язку або *ab initio*).

Цікаво порівняти електронну структуру ромбоєдричного Ві зі структурою дуже схожої простої кубічної структури. У простому кубічному випадку два атоми в ромбоєдричній елементарній комірці стають еквівалентними і елементарна комірка містить лише один атом з п'ятьма валентними електронами, тобто непарне число. Тому простий підрахунок електронів передбачає, що кубічна структура має частково заповнену валентну зону і є металічною. У ромбоєдричній елементарній комірці кількість валентних електронів дорівнює 10. Це може призвести до ізоляційної поведінки, але невелике перекриття зон призводить до напівметалевого стану. Важливим є те, що різниця між цими двома структурами невелика. З цього можна очікувати, що структурні зміни на поверхні матимуть значний вплив на електронну структуру.

Розглянемо вплив спин-орбітального зв'язку на об'ємну зонну структуру Ві, який детально розглянуто в роботі [24]. Ві - важкий елемент з сильним спин-орбітальним розщепленням на атомних бр-рівнях (атомне $p_{3/2}-p_{1/2}$ розщеплення в Ві становить 1,5 еВ [33]). При розрахунку об'ємної електронної структури включення спин-орбітального зв'язку має лише невеликий вплив на дві найнижчі зони. Це не дивно, оскільки вони мають переважно s-характер і, отже, $L = 0$. Однак зони, близькі до рівня Фермі, піддаються сильному впливу: в основному, існування діркової поверхні Фермі в T точці пояснюється сильною спин-орбітальною взаємодією [24]. Найважливіше те, що спин-орбітальний зв'язок не призводить до зняття спінового виродження, тобто залишається шість зон, кожна з яких має два можливі спинові стани на k -точку. Це зумовлено об'ємною інверсійною симетрією [34].

Іншим наслідком спин-орбітальної взаємодії є так звана проекційна спин-орбітальна щілина в $\Gamma-T$ напрямку, який відповідає нормальному напрямку Ві (111). Ця проекційна щілина утворюється між p -зоною, яка створює діркову кишеню в T точці і p -зоною з вищою енергією зв'язку (див. рис. 1.4). Для напрямку $\Gamma-T$ результат розрахунку зон також показано на рис. 1.4. На рисунку видно, що розрахунки з перших принципів передбачають прогнозовану ширину забороненої зони. Розрахунки на основі наближення сильного зв'язку передбачають зняття виродження в Γ -точці, але завдяки цьому методу важко оцінити ширину забороненої зони в $\Gamma-T$ напрямку.

Напівметалеві властивості кристалів типу вісмуту зумовлені наявністю малого (для вісмуту близько 40 меВ при $T = 4,2$ К [21]) перекриття валентної зони та зони провідності. Ізоенергетичні поверхні носіїв заряду в кристалах типу вісмуту є сильно анізотропними.

Нещодавно автори [35] провели магнітотранспортні вимірювання з кутовою роздільною здатністю у вісмуті до 65 Тл і отримали енергетичні

спектри рівнів Ландау [35]. Їхні результати показали, що повна поляризація долин може бути селективно досягнута в залежності від напрямку прикладеного поля: лише одна з трьох електронних долин (e_1) зайнята в магнітних полях $B > 57$ Тл в напрямку бінарної осі, тоді як дві долини (e_2 і e_3) зайняті в полях $B > 39$ Тл в напрямку бісекторної осі (рис. 1.9в). Ця інтерпретація ґрунтується на моделі, яка вважає, що переважним в зеєманівській енергії є квадратичний вклад по магнітному полю для найнижчого рівня Ландау [36–38]. Цю модель було названо квадратичною моделлю. Цей сценарій, однак, суперечить ранній інтерпретації, яка пророкує, що долина e_1 повністю стає незаселеною при $B \approx 18$ Тл в напрямку бінарної осі. Ця рання модель враховує лише лінійний член по B у зеєманівській енергії (лінійна модель) [39]. Різниця між цими двома моделями стає очевидною в діапазоні полів понад 50 Тл, і тому точне визначення спектра рівня Ландау в цьому діапазоні полів є надзвичайно важливим для розуміння справжньої природи долинної поляризації, яка спричинена магнітними полями.

1.3. Магнітні властивості BiMn

Завдяки високій енергії одновісної магнітної анізотропії (ЕОМА), температурі Кюрі, що перевищує кімнатну, та значній коерцитивній силі за цих температур, тверді розчини BiMn є перспективними матеріалами для високотемпературних постійних магнітів [40, 41]. Крім того, вони мають хороші магнітооптичні властивості, включаючи великий ефект Керра [42], що може бути з успіхом використано в пристроях магнітооптичної пам'яті [43].

У низькотемпературній фазі BiMn є феромагнітною сполукою з кристалічною структурою типу NiAs. При температурах $T > 628$ К відбувається парамагнітний перехід першого порядку, що супроводжується фазовим розпадом до BiMn_{1,08} [17]. Магнітна фаза BiMn незвичайна тим, що константа анізотропії (K_u) зростає з температурою, на відміну від більшості

магнітів [40]. Крім того, K_u є від'ємною величиною при $T < 90$ К, причому всі магнітні моменти вирівняні в площинному напрямку. Переорієнтація спінів відбувається при $T_{SR} \approx 90$ К, коли змінюється напрямок магнітних моментів відносно осі c . Таким чином, K_u стартує з $-0,2$ МДж/м³ і досягає 2 МДж/м³ при кімнатній температурі. Параметри ґратки також демонструють невеликий злам при температурі спінової переорієнтації, що вказує на перехід першого роду [44]. Механічне подрібнення кристалічних зразків збільшує коерцитивну силу при кімнатній температурі, водночас пригнічуючи температуру спінової переорієнтації [45], що пояснюється конкуренцією між членами кристалічного поля другого і вищих порядків. BiMn також демонструє великий ефект Керра, з подвійним спектром, подібним до інших феромагнітних перехідних металів [42]. Було припущено, що за цей ефект відповідають міжзонні переходи між Bi 6p і Mn 3d станами.

Для розуміння магнітних властивостей BiMn було проведено кілька теоретичних досліджень [41, 46–49]. Розрахунки електронної структури правильно відтворюють низькотемпературну магнітну структуру, яка є феромагнітною і металічною [50]. Розрахована K_u є від'ємною, що узгоджується з експериментами, але її величина яка впливає з розрахунків є дещо завищеною в порівнянні з експериментальними даними. Автори роботи [47] з'ясували, що невелике зменшення кількості валентних електронів може змінити знак K_u , так що, наприклад, часткова заміна Bi на Sn ($\text{MnBi}_{1-x}\text{Sn}_x$) може призвести до позитивної анізотропії, що спостерігається при високих температурах [47]. Об'ємна похідна K_u також є від'ємною в розрахунках на основі теорії функціоналу густини (ТФГ), але включення кулонівських кореляцій через $\text{ТФГ} + U$ робить її додатною [48, 49]. В роботі [48] було запропоновано, що теплове розширення ґратки є потенційною причиною спін-переорієнтаційного переходу. В цій роботі автори показали, що ЕОМА змінює знак при збільшенні значень параметра ґратки a . В роботі [49] автори вивчали

спінову переорієнтацію в BiMn за допомогою розрахунків $\text{LSDA} + U$, в яких вони розглядали U як регульований параметр і знайшли добре узгодження з експериментальними спостереженнями для більших значень U . Оскільки не очікується, що BiMn є сильно корельованою системою, то дивно, що енергії анізотропії сильно залежать від U .

У BiMn передбачається значний зв'язок магнетизму з кристалічною ґраткою, що може призвести до цікавої поведінки магнетизму по відношенню до динаміки ґратки. Теплові коливання атомів можуть змінювати кристалічне поле іонів, що, в свою чергу, може впливати на одноіонну анізотропію. Крім того, спінові флуктуації призводять до температурної залежності молекулярного поля, що також впливає на анізотропію. В роботі [20] досліджено вплив динаміки ґратки на магнітну поведінку BiMn за допомогою розрахунків з перших принципів, а також розглянуто просту модель в наближенні сильного зв'язку для низькотемпературної структури, яка включає $3d$ і $6p$ електрони, за участю яких створюється магнітний основний стан. Показано, що розраховані фононні спектри і швидкості звуку в BiMn є високо анізотропними. Розрахунки показують, що термоіндуковані коливання ґратки роблять значний внесок до спін-переорієнтаційного переходу на додаток до теплового розширення.

В роботах [19], проводились дослідження розсіювання нейтронів в BiMn і було визначено температурну залежність кута між напрямком магнітних моментів і віссю c . На рисунку 1.7, показано температурну залежність магнітних моментів атомів Mn (рис. 1.7а) та температурну залежність кута між магнітним моментом і віссю c (рис. 1.7б) в низькотемпературній фазі (НФ) BiMn . Згідно з [19] марганець має магнітні моменти $3.6\mu_B$ і $4.18\mu_B$ при кімнатній температурі і 10 К, відповідно. Було встановлено, що при $T < 200$ К магнітні моменти Mn поступово відхиляються від напрямку, паралельного осі c , до напрямку, майже перпендикулярного до осі c при $T < 50$ К. Однак

магнітний момент все ще показує дуже малу компоненту вздовж осі c при 10 К, тобто він не повністю лежить у базисній площині. Показано, що в BiMn формується конічна магнітна структура від 240 до 10 К. Це підтвердило припущення [40], що магнітні моменти не повністю розвертаються вздовж осі c в базисній площині при температурах $T < 84$ К. Однак це відрізняється від інших досліджень, в яких зазначається, що магнітні моменти орієнтуються вздовж базисної площини при 90 К [51–53].

Магнітопольові залежності намагніченості BiMn, виміряні перпендикулярно до напрямку вирівнювання магнітних моментів, зображені на рисунку 1.8 [19]. Звертає на себе увагу, що намагніченість, вздовж важкої осі, легше насичується зі зниженням температури, що може вказувати на те, що одновісна анізотропія зменшується зі зниженням температури і має тенденцію бути площинною нижче 100 К. Це добре узгоджується з даними досліджень по розсіюванню нейтронів [19], які показують конічну магнітну структуру при $T < 50$ К, що відрізняється від результатів, отриманих з кривих намагніченості монокристала НФ в роботі [52].

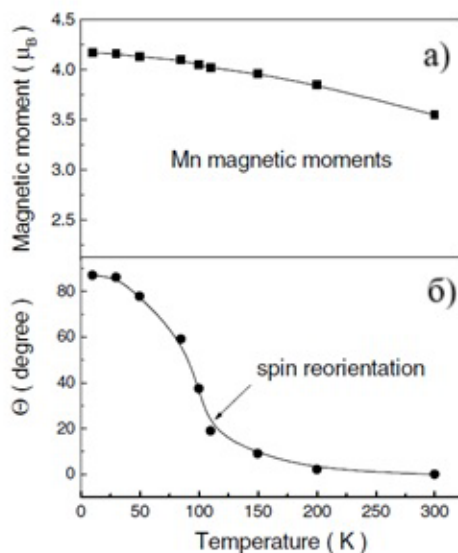


Рис. 1.7. Температурні залежності магнітних моментів Mn (а) та кута між магнітними моментами та віссю c (б) в BiMn [19].

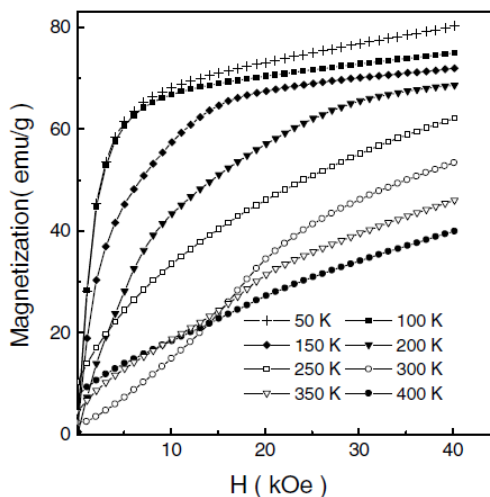


Рис. 1.8. Магнітопольові залежності намагніченості вздовж напрямку, перпендикулярного до напрямку вирівнювання магнітних моментів, при різних температурах [19].

На рисунку 1.9, показано температурну залежність намагніченості порошків BiMn, які орієнтуються вздовж осі c при магнітному полі 2000 Е [19]. Різкий максимум, який пов'язують зі спіновою переорієнтацією спостерігається при 90 К, що добре узгоджується з даними нейтронної дифракції. Згідно з цими даними та результатами магнітних вимірювань при різних температурах [19], магнітні моменти марганцю орієнтовані вздовж осі c при температурах від 240 до 650 К. Вони починають поступово відхилятися від осі c приблизно при 200 К і продовжують поступово наближатися до площини ab аж до 10 К, де магнітні моменти все ще не повністю орієнтовані в ab -площині. Автори роботи [53] повідомили, що спин-орбітальна взаємодія відіграє ключову роль в анізотропії при низьких температурах для BiMn, оскільки магнітна диполь-дипольна взаємодія не може пояснити базисну анізотропію при низьких температурах. Крім того, зонні розрахунки зі спин-орбітальним зв'язком і орбітальною поляризацією, все ще призводять до розбіжностей між теоретичними та експериментальними результатами [50]. Тому були потрібні подальші дослідження температурної залежності анізотропії BiMn.

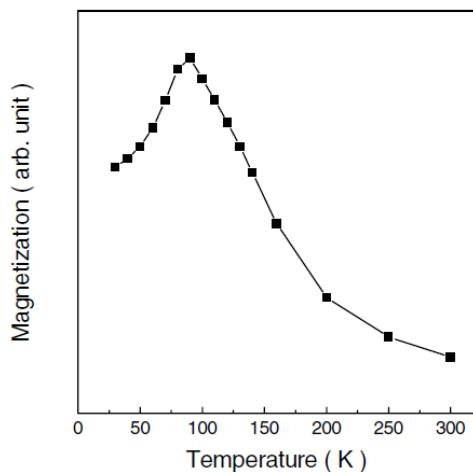


Рис. 1.9. Температурна залежність намагніченості BiMn вздовж осі c [19].

В роботі [19] порошки BiMn механічно подрібнювались протягом декількох годин, потім дрібнодисперсні порошки фіксували в епоксидній смолі і піддавали впливу магнітного поля близько 1 Тл для формування магнітно орієнтованих зразків циліндричної форми. На рис. 1.10, показано петлі гістерезису таких зразків, виміряні при різних температурах. Коерцитивну силу 2 і 0,004 Тл знаходили при температурах 400 та 50 К, відповідно.

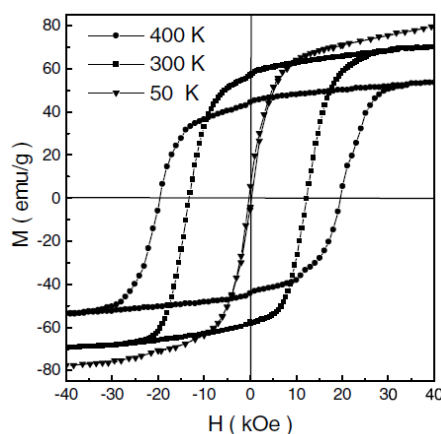


Рис. 1.10. Петлі гістерезису магнітів BiMn при різних температурах [19].

Як показано на рис. 1.11, коерцитивна сила має сильну залежність від температури [19]. Так коерцитивна сила різко зростає з температурою в

інтервалі 150–400 К. Очікується, що значення коерцитивної сили стануть суттєво більшими, ніж 2 Тл при 400 К. Позитивний температурний коефіцієнт коерцитивної сили для магнітів BiMn вище кімнатної температури є великою перевагою для високотемпературних застосувань у порівнянні з більшістю сучасних твердих магнітів, які мають від'ємний коефіцієнт. При $T < 150$ К коерцитивна сила прямує до нуля через зміну анізотропії. Максимальна енергія $BH_{\max}$ магніту становить 7,7 МГс·Е (61 кДж·м⁻³) і 4,6 МГс·Е (37 кДж·м⁻³) при кімнатній температурі і 400 К, відповідно. Відзначається, що відносно низька намагніченість BiMn ($M_s = 80$ емо·г⁻¹) є обмеженням для реального застосування в якості постійних магнітів. Тому нанокompозитні магніти на основі BiMn та м'якої фази, такої як Fe(Co) або Fe₃B, можуть покращити магнітні властивості.

В роботі [54] розглядалася поведінка намагніченості насичення M_s і коерцитивної сили H_c сплаву BiMn, вздовж осі c при різних температурах (рисунк 1.12). Видно, що M_s зменшується з підвищенням температури, а H_c зменшується з підвищенням температури нижче 150 К, але зростає при $T > 150$ К. M_s демонструє спін-хвильову поведінку і досить добре слідує закону $T^{3/2}$, особливо при низьких температурах. У монокристалі BiMn (НФ) [28] було виявлено, що енергія одновісної анізотропії зростає від $2,5 \times 10^5$ Дж/м³ при 4,2 К до 3×10^5 Дж/м³ при 150 К, тоді як енергія площинної анізотропії зменшується від 16×10^5 Дж/м³ до 4×10^3 Дж/м³; енергія одновісної анізотропії ще більше зростає з підвищенням температури і досягає максимуму $2,2 \times 10^6$ Дж/м³ при 490 К [55]. Зростання коерцитивної сили зі збільшенням температури можна пояснити збільшенням енергії анізотропії в BiMn (НФ).

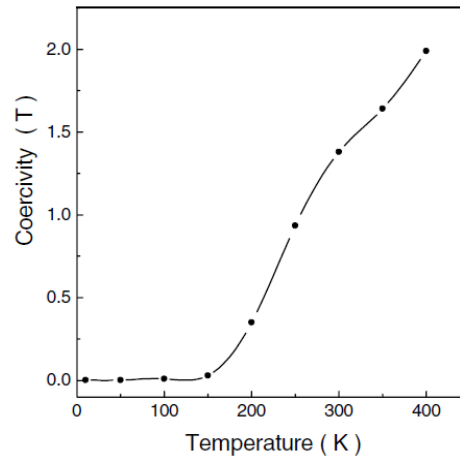


Рис. 1.11. Залежність коерцитивної сили від температури для магнітів BiMn [19].

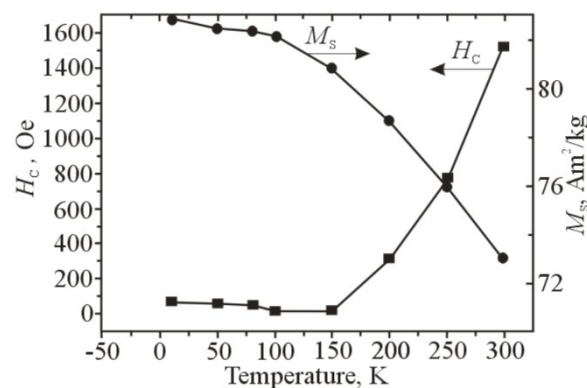


Рис. 1.12. Температурні залежності намагніченості насичення M_s та коерцитивного поля H_c для сполуки BiMn (НФ) вздовж осі c . На вставці показано температурні залежності залишкової намагніченості M_r і M_r/M_s [54].

Автори [54] стверджують, що завдяки варіаціям констант анізотропії K_{u1} і K_{u2} , магнітний момент BiMn поступово відхиляється від осі c нижче приблизно 150 K і орієнтується в базисній площині, перпендикулярно до осі c , або утворює легкий конус при приблизно 90 K. Цікаво, що під дією постійного поля прикладеного паралельно до осі c , температура спін-переорієнтаційного переходу (СПП) зменшується зі збільшенням магнітного поля. Спін-орбітальна взаємодія відіграє домінуючу роль в анізотропії при низьких температурах, і вплив магнітного поля, прикладеного вздовж осі c , на температуру СПП може бути зумовлений взаємодією між магнітним полем і спін-орбітальним зв'язком.

1.4. Електро- та магнітоопір в твердих розчинах BiMn та чистому вісмуті

1.4.1. Електро- та магнітоопір в твердих розчинах BiMn

Як зазначалося вище, згідно з фазовою діаграмою, тверді розчини BiMn складаються з декількох фаз, це чистий вісмут та магнітна фаза α BiMn при вмісту Mn до 50% . Разом з цим, при подальшому зростанні вмісту Mn вище 50% можуть додаватися ще включення фази α Mn. Незважаючи на велику кількість робіт по дослідженню магнітних властивостей BiMn твердих розчинів, електро- та магнітоопір в даних матеріалах майже не досліджувався. Особливо це стосується досліджень при температурах нижчих за азотну. Розглянемо доступну інформацію про поведінку електроопору.

В роботі [56] проводилися дослідження імпедансу в твердих розчинах BiMn з 90,1 ат.% BiMn та 9,9 ат.% Bi при кімнатних температурах та вище. Було з'ясовано, що при кімнатній температурі електроопір складає $6,85 \pm 0,03 \mu\Omega \cdot \text{м}$, що вище ніж значення електроопору більшості комерційних неферитових магнітів і є важливим для використання даного матеріалу для деяких видів двигунів, де магніти повинні мати високий питомий електричний опір, завдяки чому зменшуються надмірні втрати тепла на вихрові струми.

В роботі [57] досліджувалась поведінка питомого електроопору сплавів $\text{Bi}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$ та $0,45$) в інтервалі температур 300–1050 °С. Зі зниженням температури електроопір спадає, тобто спостерігається металева поведінка електроопору у всьому інтервалі температур, в якому проводились вимірювання. Автори показали що при 1050 °С значення електроопору змінюється від $169,52 \mu\Omega \cdot \text{см}$ в чистому вісмуті до $221,67 \mu\Omega \cdot \text{см}$ в сплаві $\text{Bi}_{0,55}\text{Mn}_{0,45}$. Швидкість зростання електроопору зі зростанням температури суттєво вища в чистому вісмуті, ніж в усіх сплавах. При цьому зі зростанням концентрації Mn, електроопір спочатку спадає, досягає мінімуму при $x = 0,1$, а потім починає зростати. Теоретичний розрахунок показав, що спостережена

поведінка електроопору може бути результатом інтерференції між двома спіновими станами кожного електрона з когерентними та некогерентними вкладками.

Розглянемо роботи в яких досліджувалась поведінка електро- та магнітоопору твердих розчинів BiMn при температурах нижчих за кімнатні. В 1950 році з'явилась робота Кондо [58], в якій досліджувався полікристалічний зразок з 67 ат.% BiMn та 33 ат.% Bi . Автор визначив, що при кімнатній температурі питомий електроопір сплаву BiMn дорівнював $230 \mu\Omega \cdot \text{см}$, що було більше ніж для чистого вісмуту ($119 \mu\Omega \cdot \text{см}$) та марганця ($5 \mu\Omega \cdot \text{см}$). Температурна залежність електроопору була виміряна в інтервалі температур $T \approx 100\text{--}258 \text{ K}$. Зі зростанням температури, спостерігалось монотонне збільшення електроопору (металева поведінка) без наявності помітних особливостей [58]. Автори провели вимірювання температурних залежностей електроопору в інтервалі $T \approx 100\text{--}258 \text{ K}$ при різних магнітних полях (15, 34, 56 та 64 кЕ) для поздовжнього та поперечного напрямків поля відносно транспортного струму. Були побудовані температурні залежності відносного магнітоопору (рисунок 1.13). Можна побачити, що як для поздовжнього так і для поперечного напрямку магнітного поля, магнітоопір додатний в усьому інтервалі температур, та зі зниженням температури його значення монотонно зростають. Значення магнітоопору вищі ніж в звичайних металах, але на декілька порядків нижчі, ніж в чистому вісмуті. Відносний магнітоопір досягає максимального значення $\approx 65\%$ в максимальному поперечному полі (64 кЕ) при низьких температурах.

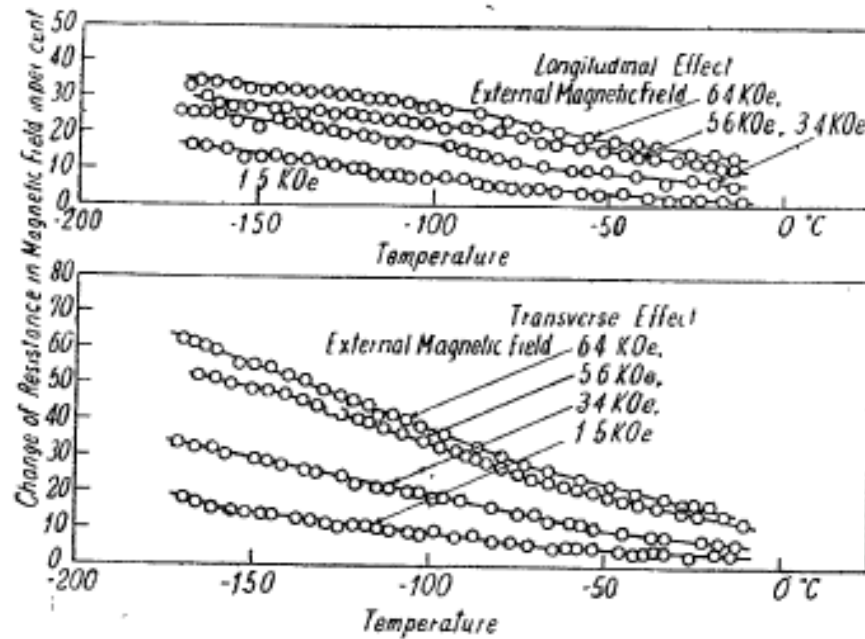


Рис. 1.13. Температурні залежності відносного магнітоопору полікристалічного зразку з 67 ат.% BiMn та 33 ат.% Ві в повздовжніх та поперечних магнітних полях 15, 34, 56 та 64 кЕ [58].

В роботі [59] досліджувався електро- та магнітоопір монокристалу вісмуту з включеннями BiMn в вигляді волокон ($\approx 4\%$ від сумарного об'єму зразка). Ці волокна мали середню довжину ≈ 200 мкм та діаметр ≈ 4 мкм та були орієнтовані в переважному напрямку зростання монокристалу вісмуту (перпендикулярно тригональній кристалографічній вісі). Електро- та магнітоопір вимірювались в магнітному полі 0–3 кЕ в інтервалі температур 77–300 К.

Температурну залежність електричного опору було виміряно вздовж тригонального та бінарного напрямків вісмутової матриці. У тригональному напрямку, де струм перпендикулярний до волокон BiMn, кристал Bi-BiMn демонструє дещо вищий питомий опір, ніж чистий Ві, тоді як зворотне вірно в бінарному напрямку, де струм паралельний до BiMn волокон. На думку

авторів цієї роботи це означає, що питомий опір самих волокон при струмі перпендикулярному їхній осі c , вищий, ніж питомий опір в випадку струму паралельного цій осі або, що самі волокна створюють ефект розсіювання, в випадку коли струм направлено перпендикулярно їхній осі c .

На рисунку 1.14 показано магнітоопір Bi-MnBi та Bi вздовж тригональної осі матриці Bi в поперечних магнітних полях при різних температурах. Магнітоопір зростає з ростом поля і є додатним в усьому діапазоні магнітних полів, в якому проводились дослідження. Польові залежності магнітоопору Bi-MnBi та Bi майже співпадають для температур 110, 195, 226 та 297 K вздовж тригонального кристалічного напрямку поля та паралельно до бісекторної осі. При 80 K магнітоопір вісмуту трохи вищий, ніж в Bi-MnBi, хоча сама польова залежність магнітоопору така ж сама. Така ж ситуація спостерігається і для магнітоопору при 80 K для обох матеріалів у полі вздовж бінарної осі.

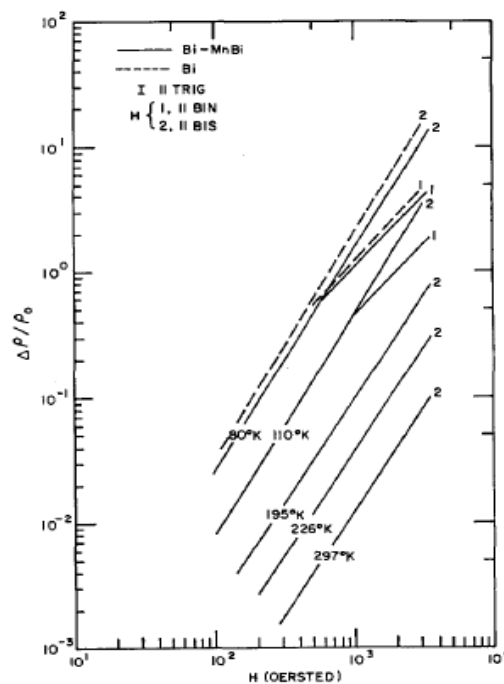


Рис. 1.14. Магнітоопір Bi-MnBi та Bi вздовж тригональної осі вісмутової матриці при різних температурах [59].

У роботі [60] було синтезовано монокристал $\text{Mn}_{49,2}\text{Bi}_{50,8}$ (низькотемпературна фаза) за допомогою самофлюсового методу вирощування та проведено детальні дослідження електроопору й магнітоопору (MR) у цьому матеріалі. За температури 1 К та у пульсуючому магнітному полі 70 Т в орієнтації $H // a, I // c$ виявлено гігантський додатний магнітоопір, що становив $\approx 5000 \%$ (рис. 1.15). Магнітоопір був лінійним та не виходив на насичення навіть при 70 Т. Дослідження кутової залежності магнітоопору за поля 9 Тл і температури 2 К показало, що величина MR зменшується від $\approx 250 \%$ до $\approx 15 \%$ під час повороту магнітного поля від перпендикулярної до паралельної орієнтації відносно транспортного струму (рис. 1.16). Зі зростанням температури магнітоопір зменшується, а вище за 90 К набуває від'ємних значень (рис. 1.17).

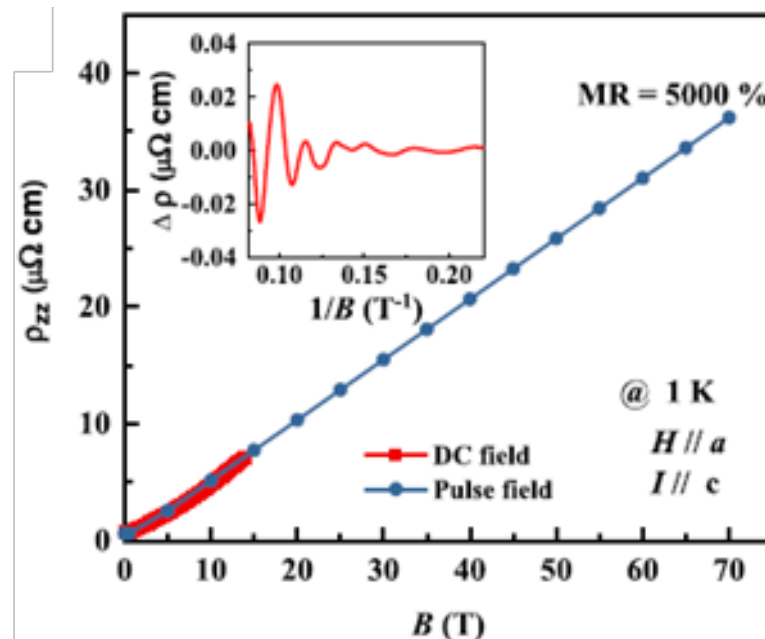


Рис. 1.15. Ненасичений лінійний додатний магнітоопір в імпульсному полі 70 Тл при 1 К для орієнтації $H // a, I // c$ [60].

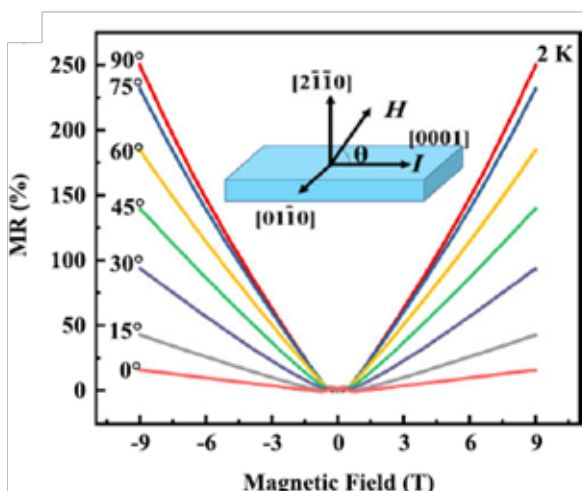


Рис. 1.16. Кутові магнітопольові залежності магнітоопору при 2 К [60].

Дослідження ефекту Холлу засвідчили наявність двох типів носіїв заряду (електронів та дірок), які за температури 2 К мають надзвичайно високу для феромагнітних матеріалів рухливість – до $5000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, яка знижується зі зростанням температури. Розрахунки електронної структури та ARPES-вимірювання виявили лінійну дисперсію топологічно нетривіальних енергетичних смуг ($E \sim p$) і малу ефективну масу носіїв заряду $\approx 0,42m_0$ (де m_0 — маса електрону), що зумовлює їхню високу рухливість. Крім того, було показано, що унікальний топологічний характер зон у магнітному MnBi зменшує ймовірність зворотного розсіювання, що підвищує рухливість. Особливості поведінки електроопору та магнітоопору в $\text{Mn}_{49,2}\text{Bi}_{50,8}$ зумовлені делокалізованими бр-елекtrонами вісмуту зі сильною спін-орбітальною взаємодією. Разом із цим у MnBi бр-орбіталі Bi сильно гібридизуються із 3d-елекtrонами Mn, що підтверджується індукованим магнетизмом у Bi, доведеним методом рентгенівського магнітного колового дихроїзму [61]. У підсумку це зумовлює появу аномально високого, як для феромагнітних матеріалів, магнітоопору.

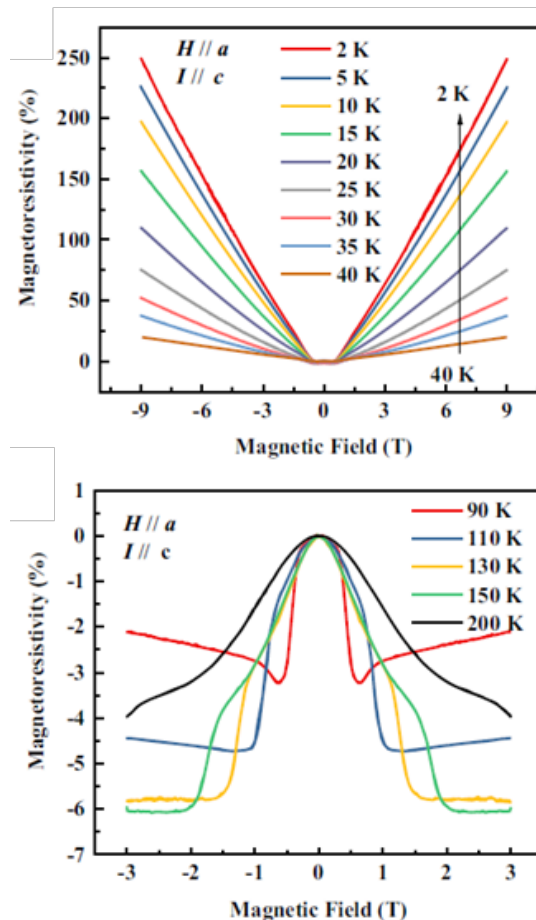


Рис. 1.17. Магнітопольові залежності магнітоопору для орієнтації $H // a$, $I // c$ при різних температурах [60].

1.4.2. Електро- та магнітоопір у вісмуті

Згідно з фазовою діаграмою, тверді розчини BiMn з вмістом Mn до 50%, які досліджуються в даній роботі, складаються з чистого вісмуту та магнітної фази αBiMn . Тому цілком зрозуміло, що поведінку електричних властивостей цих матеріалів потрібно завжди порівнювати з електро- та магнітоопором чистого вісмуту, особливо при низьких концентраціях Mn , коли матеріал представляє собою матрицю вісмуту з включеннями магнітної фази αBiMn . Тому далі ми розглянемо літературні дані про поведінку електричного транспорту в вісмуті.

Електроопір, а згодом і магнітоопір чистого вісмуту інтенсивно почали досліджуватись на початку минулого сторіччя. Було показано, що у

відсутності зовнішнього магнітного поля у вісмуті спостерігається металева поведінка, а саме: зі зниженням температури електроопір зменшується [62, 63]. При цьому лінійна ділянка спостерігається від кімнатної температури і майже до 25 К [64–66], а при більш низьких температурах спостерігається степенева температурна залежність $\rho \sim T^2$ до приблизно 1,6 К [66–69]. Нижче цієї температури може спостерігатись залежність $\rho \sim T^5$ [66, 68, 69]. Високотемпературна лінійна залежність пояснюється у рамках стандартної моделі електрон-фононного розсіювання [64–66]. Степенева залежність $\rho \sim T^2$ пояснюється або появою специфічного механізму електрон-фононного розсіювання, властивого вісмуту і деяким іншим напівметалам (міждолинне електрон-фононне розсіювання), [64] або електрон-дірковим розсіюванням [66–68]. Степенева залежність $\rho \sim T^5$, яка спостерігалась нижче 1,6 К пов'язувалась з присутністю акустико-плазмонної моди, яка є наслідком присутності у вісмуті двох типів носіїв (електронів і дірок). На рис. 1.18 наведено температурну залежність електроопору з трьома ділянками ($\rho \sim T$, $\rho \sim T^2$ та $\rho \sim T^5$), згідно з результатами теоретичної роботи [66].

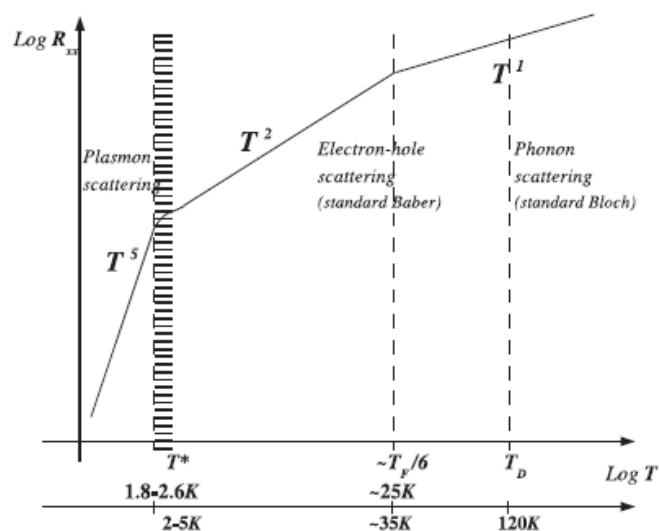


Рис. 1.18. Температурні залежності електроопору вісмуту [66].

Існує багато робіт, в яких розглядався вплив магнітних полів на температурні залежності електроопору вісмуту. Розглянемо деякі з них.

Як було показано в роботі [70] найбільше поведінка електроопору змінюється в повздовжньому магнітному полі, коли $\mathbf{B} // \mathbf{c} \perp \mathbf{I}$. В цьому випадку магнітне поле викривляє траєкторію руху носіїв заряду (орбітальний ефект) та паралельно з цим спостерігається спін-залежне розсіювання носіїв. В випадку коли $\mathbf{B} // \mathbf{c} // \mathbf{I}$ орбітальний ефект суттєво пригнічується і спостерігається практично тільки магнітоопір пов'язаний зі спін-залежним розсіюванням носіїв та відсутні особливості, які спостерігаються для конфігурації $\mathbf{B} // \mathbf{c} \perp \mathbf{I}$. На рис. 1.19 представлена еволюція температурних залежностей в повздовжньому магнітному полі $\mathbf{B} // \mathbf{c} \perp \mathbf{I}$ [70]. Із ростом поля на $\rho(T)$ спочатку з'являється мінімум при $T_{\min}$ і перехід метал-ізолятор (МІП). Із ростом поля $T_{\min}$ зміщується в область більш високих температур. При подальшому зростанні поля на $\rho(T)$ з'являється максимум при $T_{\max}$ та перехід ізолятор-метал (ІМП), який також зміщується в область більш високих температур при подальшому зростанні поля.

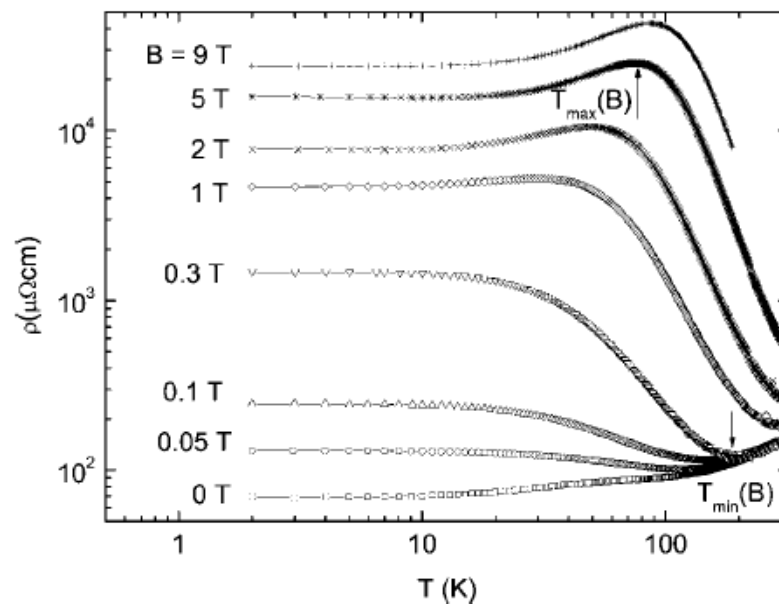


Рис. 1.19. Температурні залежності електроопору вісмуту для різних магнітних полів для конфігурації $\mathbf{B} // \mathbf{c} \perp \mathbf{I}$. $T_{\min}(B)$ та $T_{\max}(B)$ — відмічені температури МІП та ІМП відповідно [70].

Автори [68] показали, що $T_{\min}(B) \sim (B - B_c^{\text{МПП}})^n$ та $T_{\max}(B) \sim (B - B_c^{\text{ІМП}})^n$ з показником ступеня $n = 0,45$. Зазвичай така степенева залежність з'являється в скейлінговій теорії квантових фазових переходів [71]. Також в роботі [70] було продемонстровано, що в вісмуті при температурах близьких до абсолютного нуля можлива поява екзотичного Бозе-металевого стану [71, 72]. Паралельно з цим МПП в деяких роботах пояснюються в рамках звичайної багатозонної електрон-діркової моделі [73].

Велику кількість досліджень поведінки магнітопольових залежностей в вісмуті при різних температурах було проведено ще на початку двадцятого століття. В ранніх роботах [74–77] було показано, що в слабких магнітних полях спостерігається квадратична залежність електроопору від магнітного поля, яка переходить у лінійну залежність в більших магнітних полях [74–77]. Такі залежності в чистому вісмуті спостерігаються при різних температурах та різних напрямках магнітного поля відносно транспортного струму та кристалографічних осей [74–77]. На рис. 1.20 [74] та 1.21 [76] надано типові залежності електроопору від поля для поперечного ($I \perp H$, рис. 1.20) та поздовжнього ($I \parallel H$, рис. 1.21) магнітних полів при кімнатній температурі і різних напрямках магнітного поля відносно кристалографічних осей. На рисунках видно, що польові залежності електроопору є квадратичними в слабких магнітних полях і лінійними в сильних полях зі зміною нахилів лінійних залежностей при різних кристалографічних орієнтаціях.

Квадратична залежність електроопору в слабких магнітних полях, пояснюється в рамках двозонної моделі [78] і спостерігається, коли концентрація носіїв постійна і є приблизно однакова кількість електронів і дірок. Перехід від квадратичної до лінійної залежності пов'язано з тим, що починаючи з деяких характерних полів зі зростанням магнітного поля концентрація електронів у вісмуті збільшується [79]. Останні мають неквадратичний закон дисперсії [80].

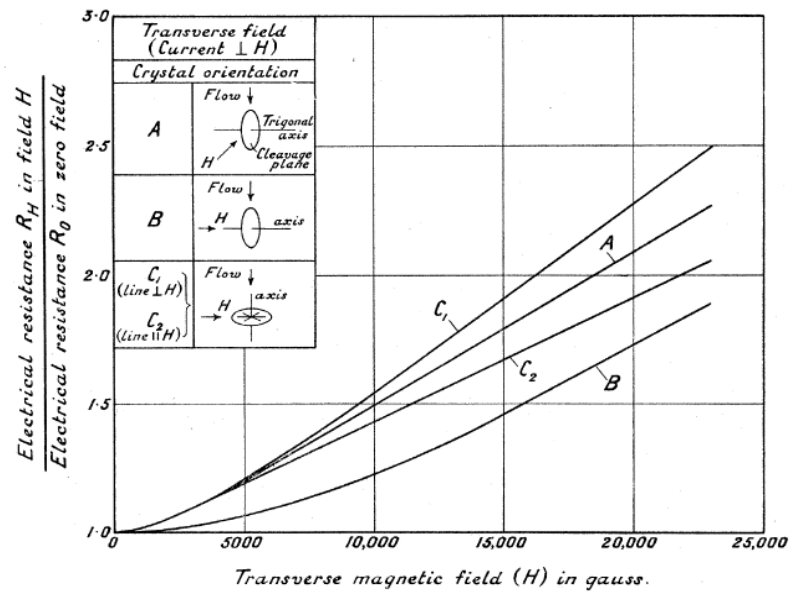


Рис. 1.20. Магнітопольові залежності поперечного ($I \perp H$) магнітоопору монокристалу вісмуту вздовж різних кристалографічних осей [74].

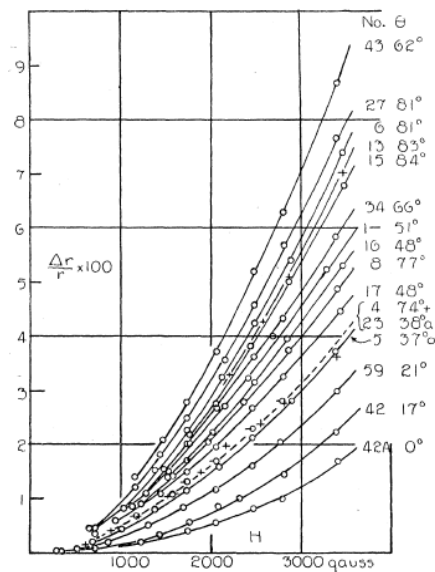


Рис. 1.21. Магнітопольові залежності поздовжнього ($I \parallel H$) магнітоопору монокристалу вісмуту вздовж різних кристалографічних осей [76].

Цікава поведінка магнітопольових залежностей магнітоопору вісмуту спостерігається при гелієвих температурах. Вище деяких характеристичних значень полів на магнітопольових залежностях електроопору вісмуту з'являється немонотонна поведінка (рис. 1.22 [81]), поява якої може бути

пов'язаною зі зміною поверхні Фермі в сильних полях та появою декількох груп електронів з різною масою та рухливістю [80–82].

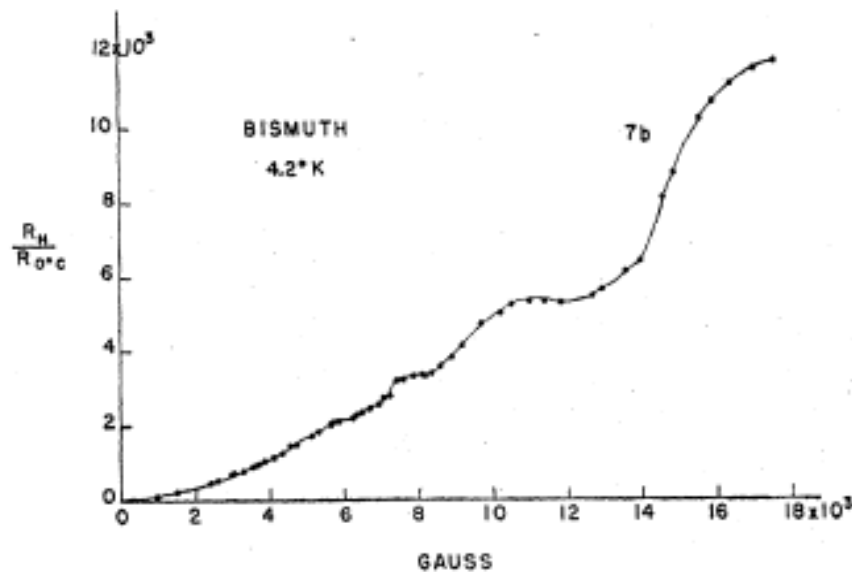


Рис. 1.22. Магнітопольові залежності магнітоопору монокристалу вісмуту [81].

Коли ми переходимо до плівок і вимірюємо електроопір в повздовжньому магнітному полі $I // H$ на магнітопольовій залежності електроопору при гелієвих температурах в полях вище 30 кЕ з'являється яскраво виражений максимум (рис. 1.23) [83, 84], який пов'язано з досягненням квантової межі, коли нижче рівня Фермі в електронній зоні залишається лише один рівень Ландау. У напівметалі це призводить до «перетікання» носіїв заряду між дірковою та електронною зонами. В результаті концентрація електронів та дірок зростає, а електроопір зменшується [83, 84]. Зі зростанням температури максимум розмивається, зміщується в область високих магнітних полів та згодом зникає при високих температурах [83, 84].

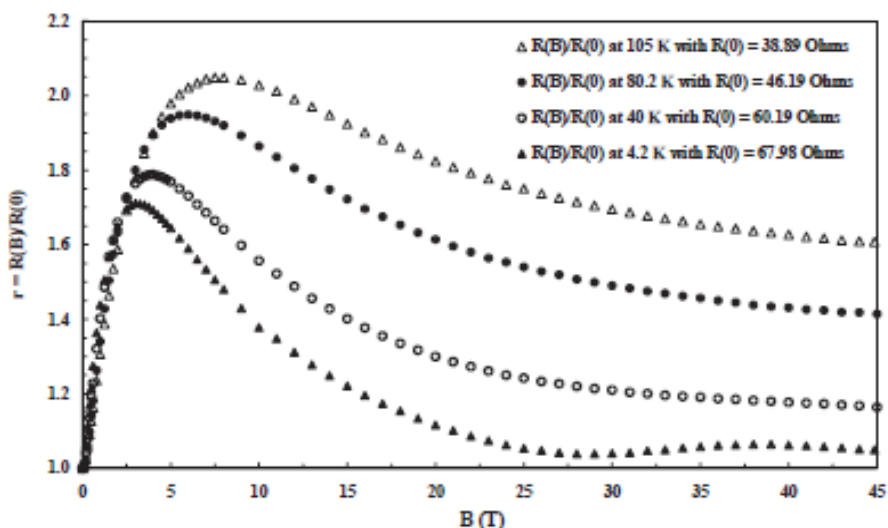


Рис. 1.23. Магнітопольові залежності магнітоопору плівки вісмуту у поздовжньому магнітному полі за температур 4,2 К, 40 К, 80,2 К та 105 К [83].

У роботі Абрикосова [85] було проведено теоретичний розрахунок для граничного квантового випадку в моделі багатодолинного металу з квадратичним ізотропним спектром носіїв заряду і з долинами рознесеними на великі відстані в імпульсному просторі. Згідно з цим розрахунком поздовжній магнітоопір у полях більше максимуму має знижуватися за законом H^{-1} . Така залежність справді має місце в плівках чистого вісмуту [83, 86].

1.5. Висновки та постановка задачі

В підрозділі 1.1.1 детально проаналізовано фазову діаграму твердих розчинів Ві-Мп та показано, що при концентраціях Мп до 50 ат.% отримані матеріали будуть складатися з Ві матриці та включень магнітної фази αBiMn .

В підрозділах 1.1.2 та 1.1.3 розглянуто кристалічну структуру Ві та ВіМп, відповідно.

В підрозділі 1.2 детально проаналізовано літературні дані про енергетичну зонну структура вісмуту та його Фермі поверхню. Це є дуже важливим для розуміння поведінки електропровідності в твердих розчинах Ві-

Mn, оскільки основний вклад в провідність вносять носії зарядів вісмутової матриці, яка ще в додачу має значно більшу електропровідність, ніж включення αBiMn . Показано, що Фермі поверхня вісмуту є досить складною і складається з кількох діркових та електронних зон, а зовнішній вплив (температура, магнітне поле, тиск та інше) може сильно змінювати кількість носіїв заряду в цих зонах і досить сильно впливати на поведінку електроопору.

В підрозділі 1.3 детально проаналізовано літературні дані, пов'язані з магнетизмом в αBiMn . Встановлено, що намагніченість цієї фази змінюється немонотонно зі зниженням температури, при цьому значення магнітного моменту некомпенсовані та є достатньо великими і безсумнівно можуть додатково впливати на електропровідність у вісмутовій матриці. Тут необхідно зазначити, що магнітні властивості Bi не розглядалися, оскільки вісмут діамагнітний в усьому інтервалі температур і цей вклад значно менший ніж феромагнетизм αBiMn фази, і він не буде впливати на провідні властивості Bi матриці.

В підрозділі 1.4.1 розглянуто літературні дані температурних та магнітопольових залежностей електро- та магнітоопору в твердих розчинах BiMn, які мали місце на початок написання дисертаційної роботи. З цих даних випливає, що робіт, в котрих детально досліджувались магнітопольові залежності електроопору в інтервалі температур 1,5–300 К, полях до 15 Тл та діапазоні концентрацій Mn до 50 ат.% на початок написання дисертаційної роботи не було.

В підрозділі 1.4.2 наведено літературні дані про поведінку температурних та магнітопольових залежностей електроопору чистого вісмуту, що є важливим при інтерпретації основних результатів в даній роботі оскільки зразки, які планується дослідити в дисертаційній роботі являють собою вісмутову матрицю з включеннями магнітної фази αBiMn і, таким чином, основний вклад в електропровідність вносять носії заряду вісмуту, які знаходяться під частковим впливом внутрішнього магнетизму.

Аналіз літературних даних допоміг в формулюванні основної задачі даної дисертаційної роботи: детальне вивчення особливостей поведінки електроопору та магнітоопору в твердих розчинах Bi-Mn з малими концентраціями Mn (до 12 ат.% Mn) в широкому інтервалі температур (1,5–300 K) та магнітних полів до 15 Тл та визначення механізмів, відповідальних за появу цих особливостей.

РОЗДІЛ 2. ОТРИМАННЯ ЗРАЗКІВ ТА МЕТОДИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

У цьому розділі викладено методику виготовлення зразків, особливості їх підготовки до вимірювань, а також методи дослідження електричних властивостей. У **підрозділі 2.1.2** наведено результати структурних досліджень.

Для досягнення мети цієї дисертаційної роботи було отримано зразки $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ методом Бріджмена (**підрозділ 2.1.1**). Їхню структуру досліджено за допомогою дифрактометра ДРОН-3 та скануючого електронного мікроскопа (**підрозділ 2.1.2**). Вимірювання електро- та магнітоопору на змінному струмі проведено на прецизійній комерційній автоматизованій установці PPMS-16 «Quantum Design» (США) (**підрозділ 2.2.2**). Вставка, яка використовувалась для дослідження електроопору, мала можливість прецизійної зміни кута нахилу магнітного поля відносно зразка та транспортного струму й дозволяла проводити вимірювання в інтервалі температур 2–300 К та магнітних полях до 16 Тл. Вимірювання електроопору на постійному струмі здійснювалися на прецизійній установці, створеній у відділі мікроконтактної спектроскопії ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України, у напіваавтоматизованому режимі із застосуванням програмного забезпечення LabVIEW в інтервалі температур 2–300 К (**підрозділ 2.2.3**).

2.1. Отримання зразків та структурні дослідження

2.1.1. Методика виготовлення зразків

Вихідними компонентами отриманих зразків були вісмут та марганець з чистотою вихідних елементів $> 99,999\%$. В якості контейнерів для синтезу та вирощування зразків були використані графітізовані кварцові ампули $\varnothing 16\text{--}18$ мм, які вакуумувалися до залишкового тиску $\sim 10^{-2}$ Па. Синтез зразків проводили у горизонтальній муфельній трубчастій електропечі типу СУОЛ. Для отримання зразків було застосовано метод Бріджмена при температурі

630 °C зі швидкістю зростання кристалів 1,5 мм/год. За такого методу вирощування було можливим отримання монокристалічних або полікристалічних текстурованих зразків. Для вирощування якісних матеріалів необхідна стабілізація температури в печі (особливо на фронті кристалізації) підтримувалася за допомогою високоточних терморегулювальних пристроїв типу РІФ-101 з точністю підтримання температури не гірше ніж 0,5 °C. Зразки були виготовлені в Інституті Проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України.

Кінцеві зливки мали форму циліндрів. Для вимірювання електричного опору вирізалися зразки у вигляді паралелепіпедів з розмірами 7×2×2 мм вздовж основи циліндра (умовно перпендикулярно до осі *c*). Для вимірювання магнітних властивостей з цих паралелепіпедів вирізалися невеликі зразки, масою до 10 мг.

2.1.2. Структурні дослідження

Тестування вирощених зразків було проведено за кімнатної температури за допомогою рентгенівського дифрактометра ДРОН-3 у $K\alpha$ -випромінюванні мідного анода ($\lambda = 1,54178 \text{ \AA}$). Ці дослідження були зроблені в ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України. Визначення кількісного елементного складу та спостереження мікроструктури проводилося з використанням скануючого електронного мікроскопа (SEM) в Інституті низьких температур та структурних досліджень ім. В. Чеб'ятовського Польської Академії Наук.

Згідно з результатами досліджень з використанням скануючого електронного мікроскопа кількісний елементний склад отриманих сплавів був наступним: 95,69 ат.% Bi, 3,69 ат.% Mn, 0,62 ат.% Fe ($\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$) та 88,08 ат.% Bi, 11,92 ат.% Mn ($\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$). На жаль, не вдалося зробити якісний шліф поверхні на розломі для отримання гарної візуалізації мікроструктури. Разом з тим, беручи до уваги дані кількісного аналізу і

співвідносячи їх з фазовою діаграмою для твердих розчинів Bi-Mn [14], з великою ймовірністю було встановлено, що зразки являли собою вісмутову матрицю з включеннями αBiMn фази.

В роботі [87] співробітниками нашого відділу були проведені детальні дослідження структури $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ зразка з використанням дифрактометру ДРОН-3 у K_α -випромінюванні мідного анода ($\lambda = 1,54178 \text{ \AA}$). Магнітоопір цього зразка досліджувався в даній дисертаційній роботі. Отримані рентгенівські дифрактограми свідчили про його полікристалічність. Було встановлено, що полікристал мав гексагональну ґратку з параметрами $a = 4,558 \text{ \AA}$, $c = 11,885 \text{ \AA}$, $\beta = 120^\circ$, які трохи вищі, ніж для чистого вісмуту ($a = 4,54 \text{ \AA}$, $c = 11,82 \text{ \AA}$, $\beta = 120^\circ$). Це говорить про те, що у твердому розчині може бути присутнім не тільки чистий вісмут, але й слабкий розчин атомів Mn у гексагональній ґратці вісмуту. Разом з цим, присутність на дифракційних картинках рефлексу (202) (рисунок 2.1), який відсутній у чистому вісмути, може вказувати на наявність невеликої кількості αBiMn фази [88]. Відповідно до фазової діаграми системи Bi-Fe [14], залізо не створює інтерметалічних фаз з вісмутом, і, таким чином, можна стверджувати, що в $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ сполучі також присутні в незначній кількості окремі включення заліза.

Можлива текстурованість досліджених зразків перевірялася паралельним дослідженням рентгенограм як масивного суцільного полікристалічного сплаву, так і його порошку. Порошок був отриманий при спилюванні дрібним напилком частини масивного зразка.

Рентгенограми суцільного та порошкового зразків (див. рис. 2.1) якісно подібні та досить добре індексуються у гексагональній сингонії. Для полікристалу та порошку отримані досить близькі величини параметрів гексагональної ґратки $a = 4,558 \text{ \AA}$, $c = 11,885 \text{ \AA}$, $\beta = 120^\circ$ та $a = 4,5647 \text{ \AA}$, $c = 11,893 \text{ \AA}$, $\beta = 120^\circ$ відповідно. Інтенсивність лінії (202) для порошку майже в 2,5 рази вище відповідного відображення для суцільного сплаву. Більш висока

інтенсивність розсіювання на порошку частково зумовлена зняттям при спилюванні макронапруг, що існували в суцільному зразку. Спостережувана анізотропія та аномально великі відмінності інтенсивностей окремих ліній (202), (104) та інших свідчать про наявність текстури росту, тісно пов'язаної з напрямком руху фронту кристалізації сплаву.

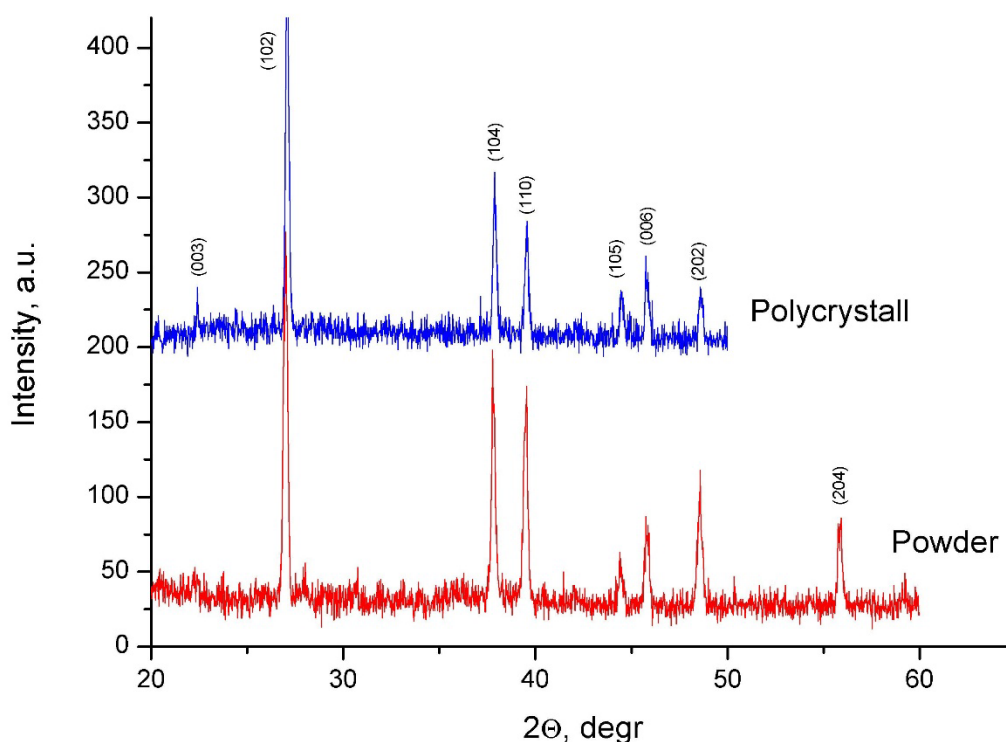


Рис. 2.1. Рентгенівські дифрактограми суцільного полікристалічного та отриманого з нього порошкоподібного зразків сплаву $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$. Дифрактограми отримані при кімнатній температурі в K_α -випромінюванні мідного аноду [87].

2.2. Вимірювання електроопору на постійному та змінному струмах

2.2.1. Підготовка та монтаж зразків у вимірювальній комірці

Спочатку зразок, електроопір якого необхідно виміряти, закріплювався на спеціальній діелектричній підкладці за допомогою клею (легкорозчинний клей з високою адгезією на спиртовій основі, наприклад БФ-2). Після цього за допомогою срібної пасти наносилася розмітка в місцях, де надалі прикріплювались підвідні та вимірювальні тонкі мідні дроти діаметром 0,05 мм. Для чотири-контактного методу вимірювань використовуються два струмові та два потенційні контакти. Мідні дроти попередньо звільнялись від ізоляції та протирались спиртом, щоб видалити домішки та забезпечити кращу провідність. Потім їх прикладали до розмічених місць і фіксували за допомогою крапель срібної пасти, яка забезпечувала надійний механічний та електричний контакт зразка з мідними дротами. Паста висихала протягом кількох годин. Після висихання за допомогою тестера перевірявся електроопір між контактами. Якщо він невеликий (не перевищує кількох омів) і приблизно однаковий для всіх пар, то це свідчило про якість та надійність контактів, і можна було переходити до монтажу. Підкладку зі зразком і дротами приклеювали клеєм БФ-2 до майданчика вимірювальної комірки, а мідні дроти припаювали до спеціальних контактів.

У разі досліджень на установці Quantum Design PPMS-16T, у вставці для вимірювання електроопору на змінному струмі, зразок підклеювався на спеціальному майданчику з роз'ємами та контактами для підпайки мідних дротів (рис. 2.3).

2.2.2. Дослідження електроопору на змінному струмі за допомогою вставки з пристроєм для обертання платформи зі зразком в інтервалі кутів 0–360° в комерційній установці Quantum Design PPMS–16T

В даному підрозділі мова піде про вимірювання електричних властивостей матеріалів за допомогою комерційної автоматизованої установки PPMS–16T фірми Quantum Design [89] (рис.2.2). Вимірювання були зроблені на обладнанні розташованому в лабораторії відділу низьких температур та надпровідності Інституту низьких температур та структурних досліджень ім. В. Чеб'ятовського Польської Академії Наук.

PPMS (Physical Properties Measurement System - система для дослідження фізичних властивостей) є автоматизованим вимірювальним комплексом, який складається з: кріогенної частини (азотний (48 л) та гелієвий (68 л) кріостати та супутнє обладнання), стенд з вимірювальною апаратурою включаючи контролер Модель 6000 PPMS, вакуумної частини (насос, вакуумні лінії та вентилі), комп'ютер, надпровідний магніт (до 16 Т), що розташовується всередині гелієвого кріостату та вставки для вимірювання різних фізичних властивостей.

Контролер модель 6000 в вигляді окремого блока є основною складовою PPMS тому що контролює майже весь процес вимірювань. Основними функціями контролера є контроль вакууму та температури, надсилання команд іншим контролерам і отримання команд від них (наприклад, від контролера надпровідного магніту), обмін даними з комп'ютером, а також контроль вимірювань електричного опору на постійному струмі.

Для зв'язку комп'ютера з вимірювальними інструментами використовується інтерфейс даних GPIB (General Purpose Interface Bus, інтерфейсна шина загального призначення). Програмний додаток PPMS MultiVu служить для зв'язку з контролером PPMS Модель 6000, передачі і отримання необхідних команд і задання початкових параметрів вимірювань, а

також візуалізації у вигляді графіків результатів експерименту і запису даних в файл.

PPMS також включає такі необхідні для наших вимірювань блоки як: контролер для досліджень електроопору на змінному струмі Модель 7100, контролер надпровідного магніту Модель 6700. Всі ці пристрої з'єднуються за допомогою спеціальних кабелів з основним контролером PPMS Моделі 6000, а через нього з комп'ютером.

В даній роботі електроопір вимірювався на змінному струмі за допомогою чотири-контактного методу в інтервалі температур 2–300 К та в магнітних полях до 15 Тл при різних напрямках магнітного поля відносно транспортного струму.



Рис. 2.2 Комерційна автоматизована вимірювальна установка PPMS-16T виробництва компанії Quantum Design [89].

1 – місце для введення вимірювальних вставок; 2 – криогенна частина (азотний, гелієвий кріостати та супутнє обладнання); 3 – комп'ютер; 4 – стенд з вимірювальною апаратурою.

Перед вимірюваннями, зразок фіксувався на діелектричній площадці (3 на рис. 2.3) за допомогою клею БФ-2 або вакуумного мастила, після чого проводилося розпаювання струмових і потенційних проводів на відповідні електричні контакти тримача.

Після монтажу зразка на вимірювальному тримачі, електричні роз'єми останнього вставлялися в контактні гнізда на поворотному майданчику в нижній частині вимірювальної вставки рис. 2.3. На поворотному майданчику також розміщувалися термометр і нагрівач.

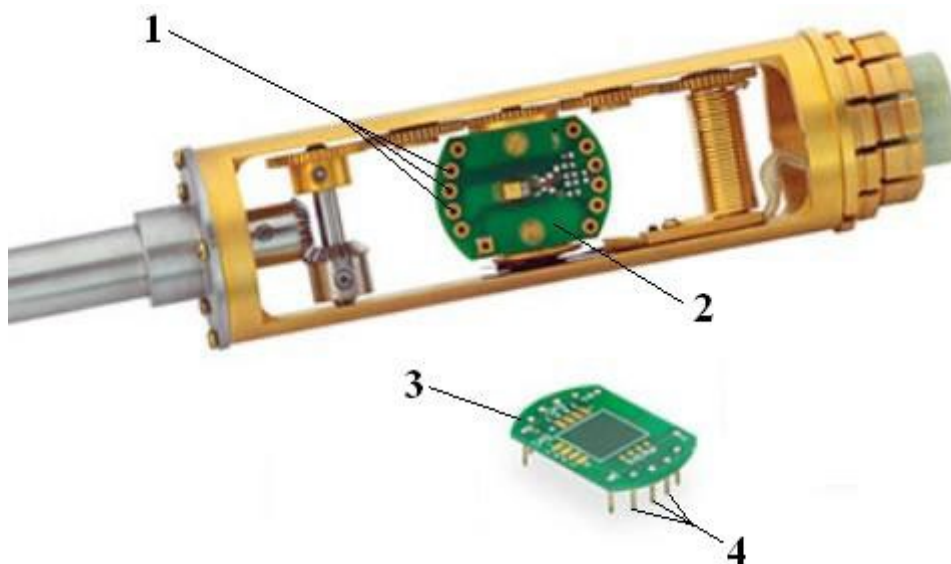


Рис. 2.3. Нижня частина вставки з поворотним пристроєм для вимірювання електроопору.

1 – контактні гнізда, 2 – поворотний майданчик, 3 – тримач для монтування зразка, 4 – електричні роз'єми.

За допомогою механічних передач робилось обертання зразка навколо осі перпендикулярної напрямку магнітного поля з мінімальним кроком $0,0045^\circ$ в інтервалі $0-380^\circ$.

У верхній частині вставки рис. 2.4 знаходиться пристрій для обертання поворотного майданчика, який має розмітку по кутах. Кут можна

встановлювати вручну або за допомогою програмного забезпечення MultiVu. У другому випадку на верхню частину вставки надівається спеціальний пристрій з невеликим двигуном, який забезпечує поворот пристрою для обертання на потрібний кут, що задається програмно. За допомогою програми можна зробити розгортку для електроопору по куту при постійних значеннях магнітного поля і температури.

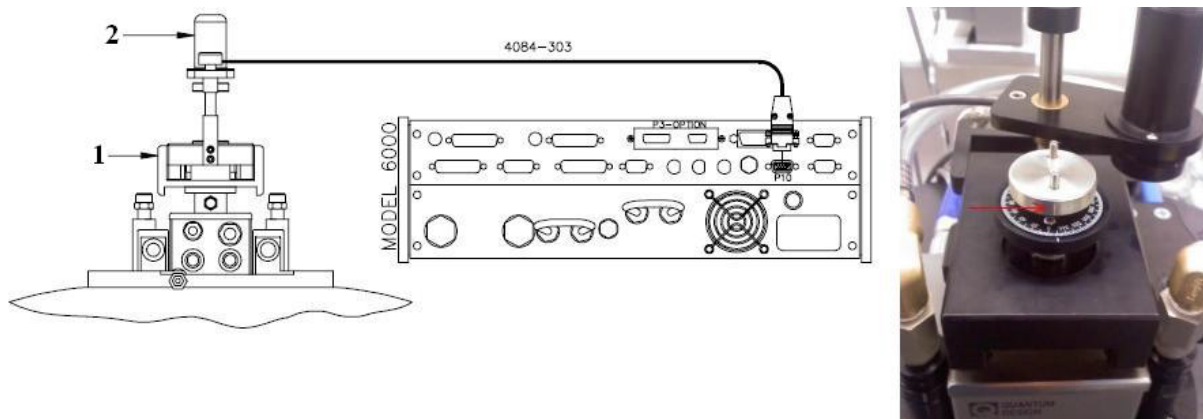


Рис. 2.4 Верхня частина вставки з поворотним пристроєм для вимірювання електроопору [90].

1 – пристрій для обертання поворотного майданчика, 2 – двигун до пристрою для обертання поворотного майданчика.

Наші вимірювання електроопору проводились на змінному струмі, що дозволяло знизити рівень шуму (від підвідних дротів і контактів). Частота і величина струму через зразок підбиралися щоб максимально знизити шуми при вимірюваннях. Для цього перед вимірюваннями за допомогою програмного забезпечення перевірялась відповідність сигналу від зразка теоретичній кривій (рис. 2.5). На рис.2.5а синусоїдальна тимчасова залежність сигналу (чорна крива), яка збігається з теоретичною кривою (блакитна) відповідає хорошему сигналу від зразка і можна починати проводити вимірювання. Рис. 2.5б відповідає відсутності сигналу від зразка (можливо обрив або неправильно проведене розпаювання струмових і потенційних

дротів). Рис. 2.5в та 2.5г відповідають поганому сигналу. Можна спробувати поліпшити сигнал підбором величини змінного струму і частоти (рис. 2.6).

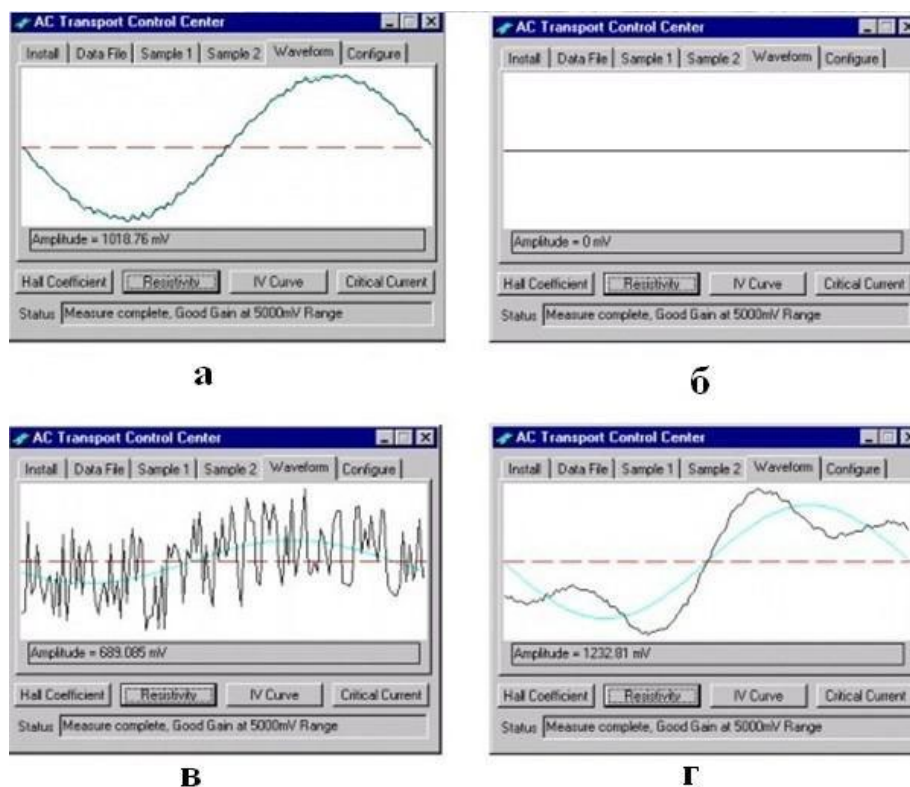


Рис. 2.5 Приклади часових залежностей експериментального вихідного сигналу від зразка (чорні криві) та відповідних теоретично розрахованих залежностей (блакитні суцільні криві) [90]

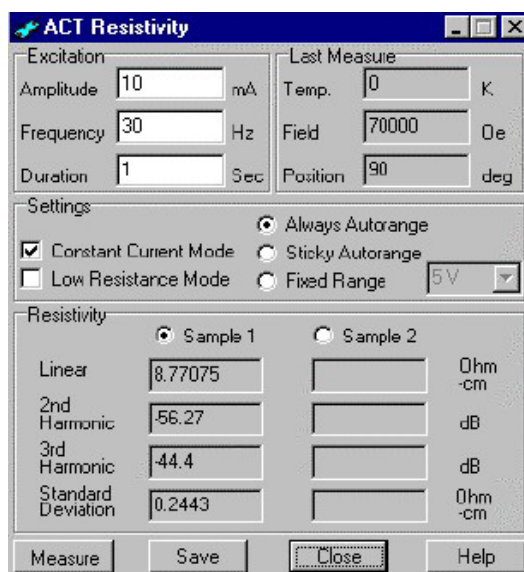


Рис. 2.6 Діалогове вікно для задання параметрів вимірювань: частоти і амплітуди змінного струму [90].

Після того як сигнал від зразка максимально відповідає теоретичній кривій, програмно записується послідовність дій під час вимірювання (Рисунок 2.7) і запускається сам процес вимірювання.

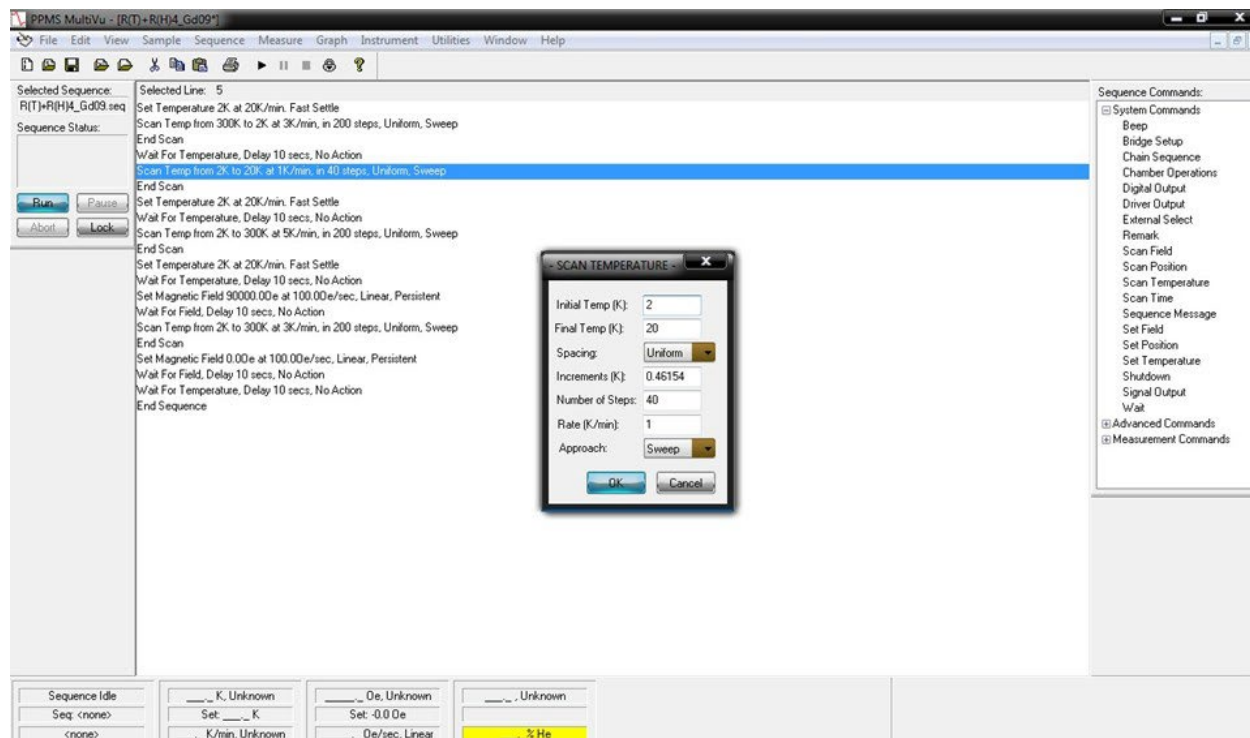


Рис. 2.7 Приклад програмного запису послідовності дій під час вимірювання [90].

Абсолютна точність вимірювання електроопору була близькою до 0,03%. Чутливість по напрузі була — 1нВ. Кут повороту платформи можна було програмно змінювати з мінімальним кроком 0,0045° у діапазоні від 0 до 380°. Амплітуду змінного струму можна було змінювати в діапазоні 10 мкА–2 А, а частоту 1 Гц–1 кГц.

2.2.3. Дослідження електроопору на постійному струмі

Вимірювання електричного опору чистого вісмуту проводили з використанням кріостата, розробленого та виготовленого у відділі мікроконтактної спектроскопії ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України.

Конструкцію кріостата наведено на рис. 2.8. Експеримент починався з заливки азоту у відповідну камеру 1. Через деякий час, знімалися показання мідного термометру опору, який знаходився біля зразка. Коли температура була близькою до азотної, в гелієву камеру, через переливку 2, заливався рідкий гелій з транспортної посудини Дьюара. Коли температура зразка ставала близькою до гелієвої і мало змінювалась вмикалась відкачка гелію через проміжний кріостат 4. При досягненні мінімально можливої температури (близько 1,5 K), вмикався, розташований поруч зі зразком, підігрівач. Паралельно вентилями грубого та точного регулювання встановлювалась необхідна швидкість відкачки, і завдяки цьому стабілізувалась необхідна температура зразка з високою точністю (не гірше 0,05–0,1 K). Температура зразка вимірювалась за допомогою прецизійного мідного термометра.

Вимірювання питомого електроопору зразків було виконано за допомогою чотири-контактного методу в інтервалі температур 1,5–300 K за відсутності магнітного поля і в полі до 6 Тл (рис. 2.8). Струмові та потенційні (вимірювальні) мідні дроти кріпилися до поверхні зразка за допомогою срібної пасти, як було детально описано в **підрозділі 2.2.1**. Надпровідний магніт, виготовлений з Nb_3Sn з діаметром робочого отвору 14 мм, постійно знаходився у ванній з рідким гелієм та був джерелом постійного магнітного поля.

На рис. 2.9 приведено низькотемпературну частину вставки для вимірювання електроопору на постійному струмі, на якій монтувався зразок.

Температурна залежність електроопору вимірювалась у напівавтоматичному режимі з точною стабілізацією температури в окремих точках. Спочатку зразок охолоджувався до мінімальної температури, після чого вмикався підігрівач, і за допомогою регульованого джерела живлення, що відносилось до електричної схеми вимірювання температури, встановлювалось значення напруги, яке відповідало першій температурній

точці, з якої починалися вимірювання. Напруга вимірювалась на мультиметрі Keithley 2000, який був під'єднаний за допомогою інтерфейса RS-232 до комп'ютера. Зчитування, збереження та запис даних в файл проводилось в програмі LabVIEW.

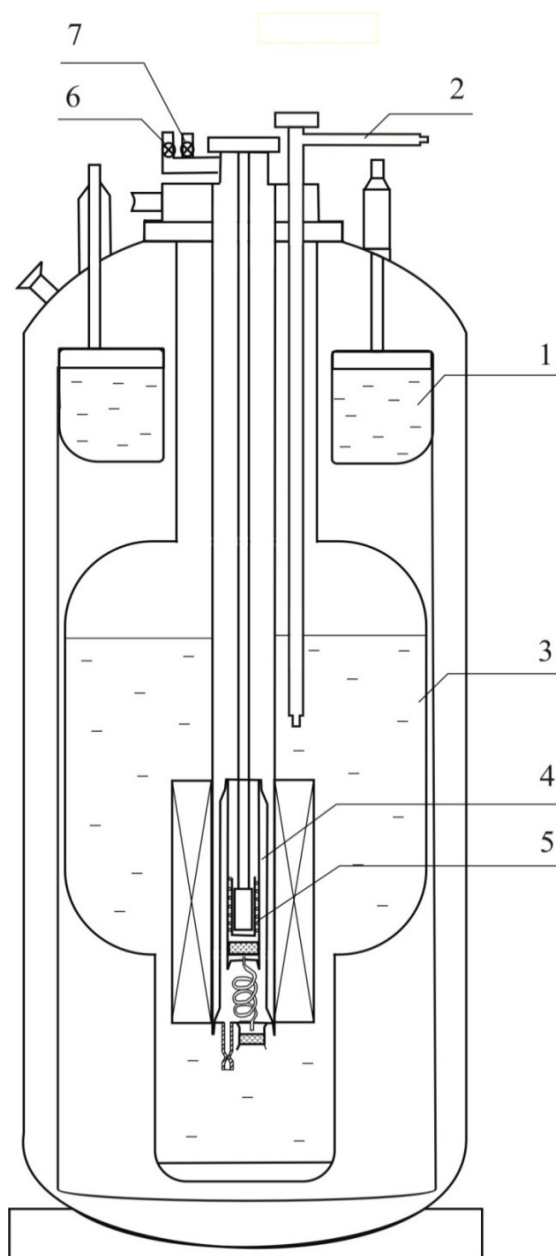


Рис. 2.8. Кріостат для проведення низькотемпературних досліджень.

1 – азотна камера; 2 – переливник; 3 – гелієва камера; 4 – проміжний кріостат; 5 – нагрівач; 6 – вентиль грубого регулювання; 7 – вентиль точного регулювання.

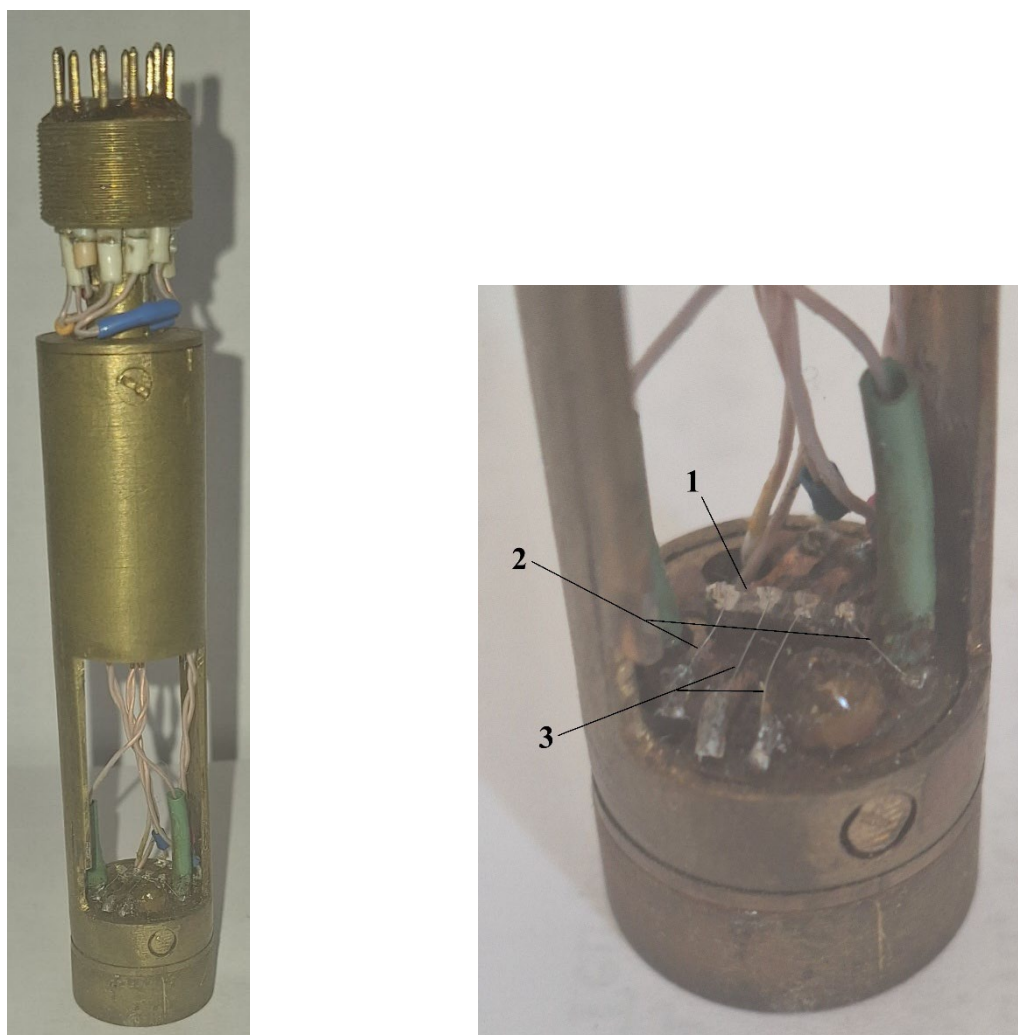


Рис. 2.9. Низькотемпературна частина вставки для вимірювання електроопору на постійному струмі.

1 – зразок; 2 – розпаяні струмові дроти; 3 – розпаяні потенційні дроти.

Температура знаходилася за градуювальною кривою для даного термометра, яка однозначно пов'язувала опір датчика R_m із температурою й також була вписана в програму LabVIEW у вигляді кількох поліномів для різних інтервалів температур. Опір термометра R_m знаходився за формулою:

$$R_m = R_k \cdot \frac{U_m}{U_k}, \quad (2.1)$$

де R_k — відомий електроопір зразкової котушки електроопору P321 (використовувались котушки 1, 10 та 100 Ом в залежності від інтервалу

температур); U_k — падіння напруги на зразковій котушці електроопору P321; U_m — падіння напруги на термометрі.

Після досягнення необхідної температури, струм на підігрівачі зменшувався і в подальшому температура встановлювалася тонким регулюванням струму підігрівача та швидкості відкачки (вентилем точного регулювання). Після встановлення температури проводилось вимірювання електроопору на зразку, зазвичай робилися 3–5 вимірювань та знаходилося середнє значення. Електрична схема вимірювань електроопору була аналогічна схемі для термометра. Опір зразка R_z обчислювався за формулою:

$$R_z = R_k \cdot \frac{U_z}{U_k} \quad (2.2)$$

де R_k — відомий електроопір зразкової котушки електроопору P321; U_k — падіння напруги на зразковій котушці електроопору P321, U_z — падіння напруги на зразку.

При вимірюванні магнітопольової залежності електроопору зразок нагрівався до необхідної температури, після чого вона стабілізувалася. Надпровідний магніт живився від високоточного джерела постійного струму, при цьому встановлювалося значення струму необхідне для отримання потрібного значення магнітного поля, та проводилось вимірювання електроопору в даному магнітному полі. Далі поле збільшувалося, та знову вимірювались омичні втрати на зразку, завдяки чому проходився увесь необхідний інтервал магнітних полів. Максимальне магнітне поле в ході експерименту було близько 6 Тл. Величина поля перед цим вимірювалася за допомогою прецизійного датчика Холла, який був поблизу зразка, будувалась крива залежності напруги на магніті від значення електричного струму через магніт.

2.3. Висновки до Розділу 2

В цьому розділі розглянуто методику отримання зразків. Показано, що зразки $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ та $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ отримані за допомогою метода Бріджмена були текстурованими полікристалами та представляли собою вісмутову матрицю з включеннями магнітної фази αBiMn , кількісний вміст якої зростає пропорційно кількості Mn.

В розділі також докладно описано сучасні високоточні методи дослідження електроопору, що використовувалися для отримання достовірних експериментальних даних при комплексному вивченні поведінки температурних та магнітопольових залежностей магнітних та електронних властивостей досліджуваних матеріалів з метою ефективного вирішення задач поставлених в цій роботі.

Зокрема, вивчення температурних та магнітопольових залежностей електроопору (чотири-контактний метод) на змінному струмі в магнітних полях спрямованих під різними кутами до транспортного струму через зразок на комерційній повністю автоматизованій установці PPMS-16 (виробництва фірми «Quantum Design», США) в інтервалі температур від 2 до 300 K та магнітних полях до 16 Тл. Вимірювання електроопору на постійному струмі було зроблено на прецизійній установці відділу мікроконтактної спектроскопії ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України з використанням програмного забезпечення LabVIEW в інтервалі 2–300 K.

РОЗДІЛ 3. ТЕМПЕРАТУРНІ ЗАЛЕЖНОСТІ МАГНІТООПОРУ

ТВЕРДИХ РОЗЧИНІВ $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ ТА $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$

Розділ присвячено дослідженню особливостей температурних залежностей магнітоопору в інтервалі температур 1,5–300 К у двох конфігураціях зовнішнього магнітного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ та $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ для твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$, $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ та чистого вісмуту. Отримані залежності порівнюються з літературними даними по чистому вісмуту з метою пояснення виявлених особливостей та аномальної поведінки магнітоопору. Окрему увагу приділено аналізу впливу концентрації марганцю та, відповідно, вмісту магнітної фази $\alpha\text{-BiMn}$ на особливості магнітотранспортних властивостей. Дослідження дає змогу простежити вплив структурно-фазового складу матеріалу на характер температурної поведінки магнітоопору.

3.1. Температурні залежності електроопору без магнітного поля

В даному підрозділі представлені результати по дослідженню температурних залежностей електроопору без магнітного поля для твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$, $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ та чистого вісмуту (рис. 3.1). Усі матеріали є текстурованими полікристалами, які були отримані за однаковою методикою детально описаною в розділі 2. При виготовленні твердих розчинів використовувався той же надчистий вісмут, електроопір якого також досліджено й наведено в даному підрозділі. Для зручності порівняння температурних залежностей електричний опір подано у відносних одиницях $R(T)/R(300\text{ K})$. Це дозволило усунути вплив геометричних факторів і зосередити увагу на дослідженні змін фізичних механізмів провідності при збільшенні вмісту марганцю.

Температурна залежність електричного опору чистого вісмуту (рис. 3.1, сині трикутники) виміряна в діапазоні температур 8–300 К і має лінійний характер від кімнатної температури до 15 К, що співпадає з літературними

даними для вісмуту, та пояснюється у рамках стандартної моделі електрон-фононного розсіювання [64–66]. Нижче 15 К спостерігається відхилення від лінійної та перехід до квадратичної залежності також характерної для вісмуту. Така залежність має кілька можливих механізмів, основними з яких є міждолинне електрон-фононне розсіювання [64] або електрон-діркове розсіювання [64, 73, 91].

Розглянемо температурну залежність електроопору твердого розчину $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ з найменшою концентрацією марганцю (рис. 3.1, зелені кружечки) [87]. У даній роботі вона становить інтерес з точки зору порівняння температурних залежностей електроопору твердих розчинів з аналогічними залежностями для чистого вісмуту, а також визначення характеру змін цих залежностей зі зростанням концентрації Mn. Детальний аналіз залежності $R(T)/R(300\text{ K})$ показав, що вона вище 100 К добре співпадає з залежністю для чистого вісмуту, а нижче 50 К електроопір описується слабкою степеневою залежністю $R(T)/R(300\text{ K}) \sim T^n$, де $n \approx 1,5$. Таким чином можна констатувати що в порівнянні з чистим вісмутом інтервал існування лінійної залежності зміщується в сторону більш високих температур, а замість квадратичної залежності з'являється слабка степенева з показником $n \approx 1,5$.

Температурна залежність $R(T)/R(300\text{ K})$ текстурованого полікристалічного зразка $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ (чорні квадрати) з більшою концентрацією марганцю, демонструє металевий характер провідності в усьому дослідженому температурному інтервалі, тобто електричний опір зменшується зі зниженням температури. Разом із тим, на залежності $R(T)/R(300\text{ K})$ можна виділити кілька температурних областей із різним нахилом кривої. Зокрема, від кімнатної температури до приблизно 200 К спостерігається майже лінійна залежність. Нижче цієї температури нахил кривої істотно відхиляється від лінійного характеру, а поблизу температури $T_{\text{infl}} \approx 70\text{ K}$ на залежності $R(T)/R(300\text{ K})$ виникає перегин, нижче якого

залежність спадає швидше. У низькотемпературному діапазоні 4–14 К (вставка до рис. 3.1) спостерігається квадратична залежність, яка як було показано вище характерна і для чистого Ві, де вона частіше за все пов'язується або зі специфічним міждолинним електрон-фононним розсіюванням [64], або з електрон-дірковою взаємодією [64, 73, 91].

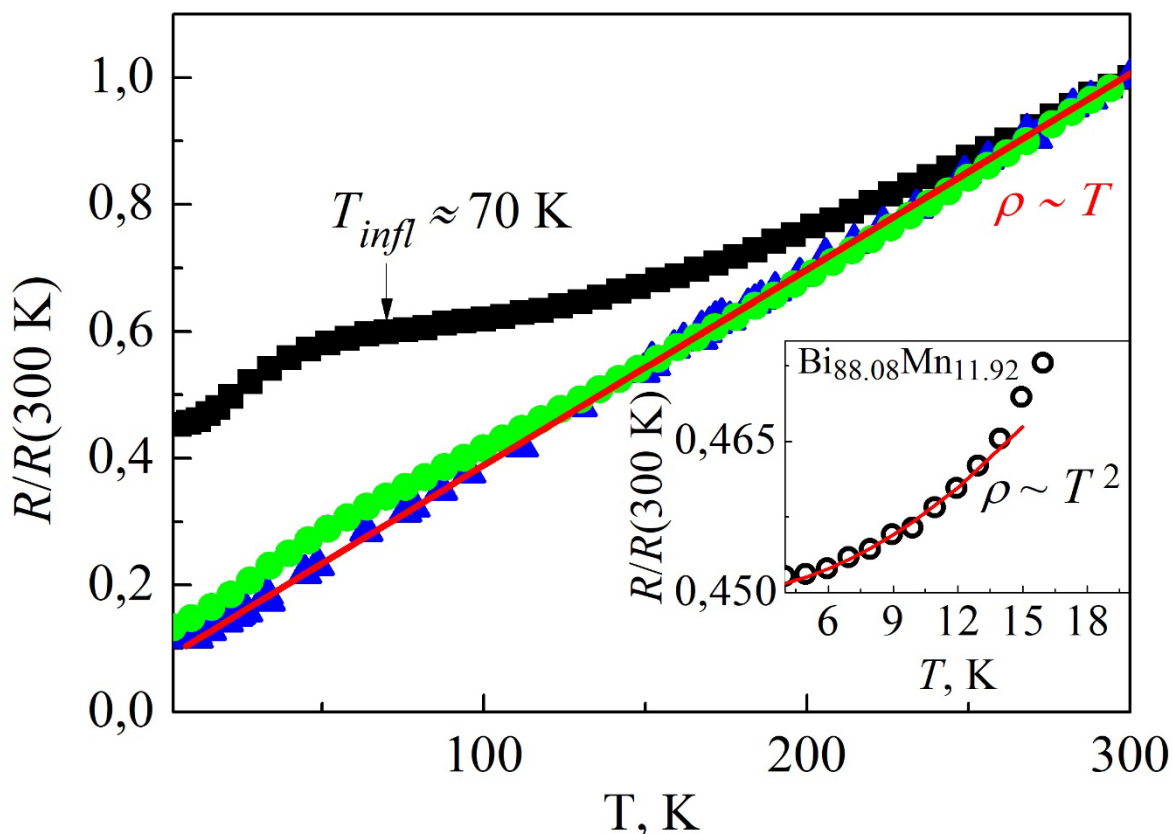


Рис. 3.1. Температурні залежності електроопору в нормованому вигляді $R/R(300\text{ K})$ для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ (■), $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ (●) та чистого Ві (▲). На вставці більш детально показано низькотемпературну ділянку для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ де виконується залежність $R \sim T^2$.

Порівняння температурних залежностей електричного опору чистого Ві та твердого розчину $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ свідчить про їхню істотну відмінність, особливо за температур нижче 200 К. Водночас температурна залежність електричного опору твердого розчину з меншою концентрацією Mn (3,69

ат.%) майже збігається з поведінкою чистого Ві. Залежності практично співпадають до температур близько 120 К. Нижче цієї температури залежність для твердого розчину з 3,69 ат.% Mn починає відхилятися вгору від лінійної поведінки. Таким чином, можна зробити висновок, що зі збільшенням концентрації Mn і, відповідно, кількості включень магнітної фази α -BiMn температурна залежність електричного опору зазнає суттєвих змін.

З детального аналізу рис. 3.1 випливає, що, хоча температурна залежність електроопору $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ не демонструє переходу до напівпровідникової поведінки, вона містить кілька характерних областей. Так, у високотемпературній області нахил кривої визначається переважно фононним внеском і загальною металічною природою провідності. У проміжному інтервалі температур спостерігається зміна нахилу, що може бути зумовлено як перерозподілом внесків електронних і діркових каналів провідності, так і впливом магнітної фази α -BiMn на механізми розсіювання носіїв заряду. Поблизу 70 К ця зміна стає найбільш вираженою, що добре узгоджується з припущенням про зростання ролі магнітної підсистеми α -BiMn при охолодженні. Важливо, що для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ таких суттєвих відхилень не спостерігається. Отже, саме збільшення концентрації Mn є ключовим фактором, який визначає особливості температурної поведінки електроопору в досліджених твердих розчинах.

3.2. Температурні залежності електроопору в магнітному полі

В цьому підрозділі буде порівняно температурні залежності електроопору в магнітному полі для твердих розчинів $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$, $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та чистого вісмуту. При накладанні зовнішнього магнітного поля температурні залежності електроопору зазнають суттєвих змін.

Розглянемо детально результати експериментальних досліджень температурних залежностей електричного опору $R(T)$ текстурованого полікристала $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у магнітних полях до 90 кЕ для двох орієнтацій: $H \perp I$ (рис. 3.2(а)) та $H \parallel I$ (рис. 3.2(б)). Без магнітного поля залежність $R(T)$ є майже лінійною, що відповідає найнижчим чорним кривим на обох рисунках.

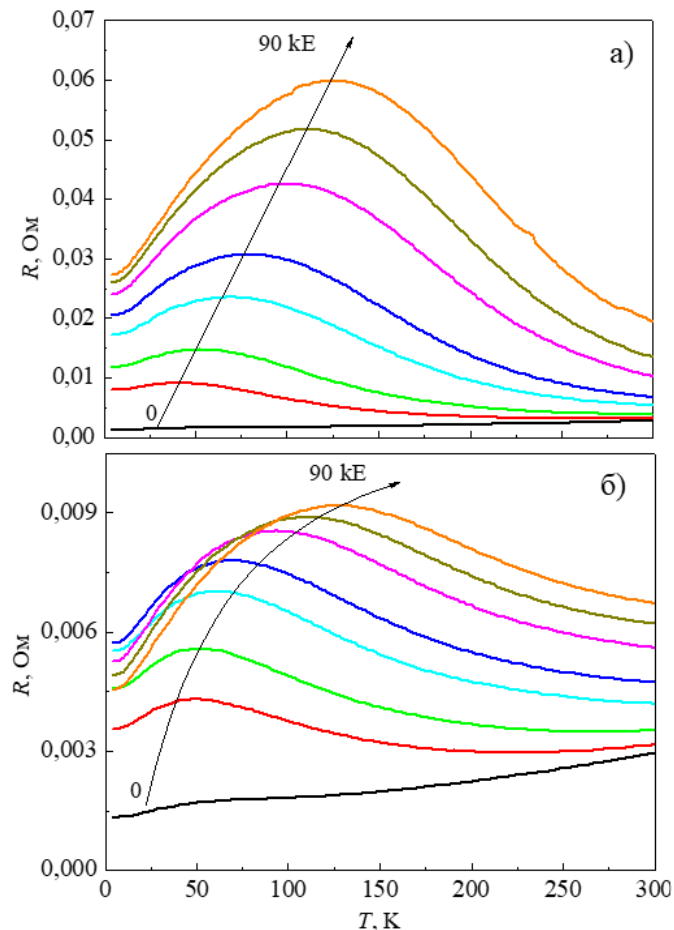


Рис. 3.2. Температурні залежності електричного опору $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ для конфігурацій $H \perp I$ (а) та $H \parallel I$ (б) у нульовому магнітному полі (чорні криві) та при фіксованих значеннях магнітного поля $H = 5, 10, 20, 30, 50, 70$ та 90 кЕ.

Однак при прикладанні магнітного поля одразу виникає значне збільшення електроопору (додатний магнітоопір), який характеризується специфічною температурною залежністю. Так зі зниженням температури залежності $R(T)$ в магнітних полях як для конфігурації $H \perp I$, так і для конфігурації $H \parallel I$

демонструють збільшення електричного опору з подальшим досягненням максимуму, який можна інтерпретувати як прояв переходу від діелектричного/напівпровідного до металічного типу температурної поведінки. Після проходження максимуму спостерігається помітне зменшення опору. Крім того, зі зростанням магнітного поля ці максимуми зміщуються в область вищих температур.

Звернемо увагу на те, що температурний максимум у полі може бути інтерпретований як межа між двома режимами. Вище максимуму при охолодженні опір зростає, що нагадує напівпровідникову поведінку або зменшення ефективної концентрації рухливих носіїв. Нижче максимуму опір зменшується, тобто металічний механізм знову стає домінуючим. Такий перехід не обов'язково пов'язаний із появою забороненої зони, а швидше з перебудовою багатозонної й багатодолинної системи в магнітному полі, у якій різні канали провідності мають різну температурну залежність.

На відміну від $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$, у зразку з нижчою концентрацією Mn – $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ [87] (рис. 3.3) максимуми на залежностях $R(T)$ у магнітних полях для конфігурації $H \parallel I$ не спостерігалися, тоді як для конфігурації $H \perp I$ вони були наявні.

Додаткову інформацію дає аналіз слабкопольових ділянок температурних залежностей в твердому розчині $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ (рис. 3.2). У слабких полях вплив магнітного поля ще не призводить до повної зміни металевого характеру залежності $R(T)$, однак уже спричиняє її помітне відхилення від залежності, одержаної за відсутності поля. Це означає, що польовий внесок у $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ починає формуватися задовго до появи чітких максимумів. Інакше кажучи, максимум є не початком польової перебудови поведінки електротранспорту, а її найбільш видимим проявом. У міру зростання поля змінюється не тільки амплітуда опору, але й

співвідношення між температурними ділянками, що вказує на плавну еволюцію електронної системи.

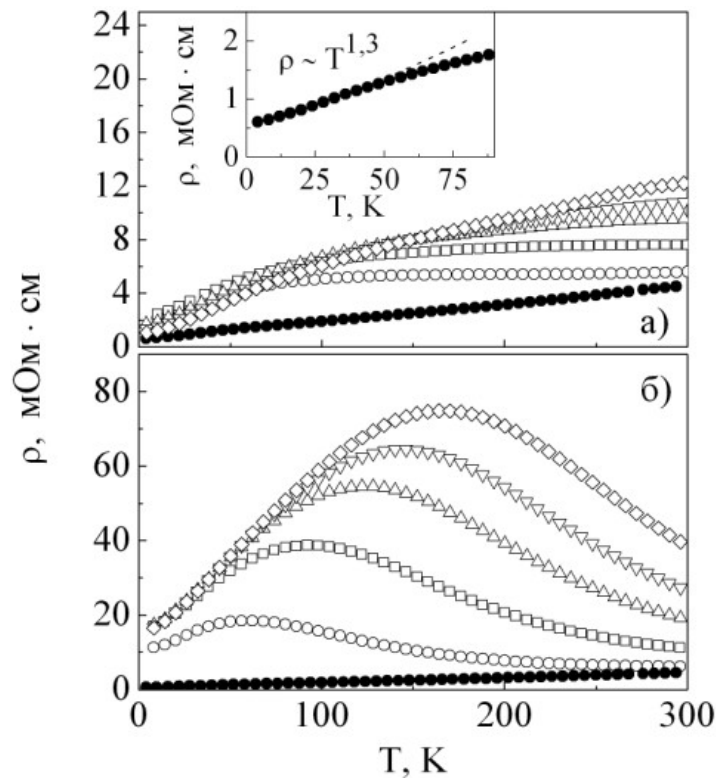


Рис. 3.3. Температурні залежності питомого електроопору $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ без магнітного поля ($\bullet$) і в магнітних полях 10 кЕ ($\circ$), 30 кЕ ($\square$), 60 кЕ (Δ), 90 кЕ (∇) та 140 кЕ ($\diamond$) для напрямків $H \parallel I$ (а) та $H \perp I$ (б) [87].

У поперечній геометрії $H \perp I$ класичний орбітальний внесок у електроопір [70], який зумовлений викривленням траєкторії носіїв заряду в магнітному полі під дією сили Лоренца, є найбільш ефективним, оскільки магнітне поле відхиляє рухомі носії заряду від початкового напрямку їхнього дрейфового руху, що ускладнює їхнє направлене перенесення крізь зразок і, відповідно, спричиняє зростання електричного опору. У поздовжній геометрії $H \parallel I$ цей механізм має бути значно пригнічений, оскільки за такої орієнтації поля зменшується поперечне відхилення носіїв заряду під дією сили Лоренца. Унаслідок цього магнітоопір для $H \parallel I$ є меншим, а його температурна залежність більшою мірою може відображати не орбітальний рух носіїв, а інші

механізми, зокрема спін-залежне розсіювання, взаємодію носіїв заряду з магнітними включеннями α -BiMn, а також особливості багатозонної й багатодолинної електронної структури Bi-матриці [73, 92].

Водночас слід зазначити, що орбітальний внесок у текстурованому полікристалі не обов'язково повністю зникає навіть у геометрії $H \parallel I$. Це може бути пов'язано з анізотропією поверхні Фермі, наявністю електронних і діркових каналів провідності, міжзерновими границями та локальною неоднорідністю напрямків струму. Проте його роль у поздовжній геометрії має бути істотно меншою, ніж у поперечній. Отже, внутрішнє магнітне середовище, пов'язане з фазою α -BiMn, а також багатозонна й багатодолинна природа Bi-матриці можуть відігравати суттєву роль у формуванні електротранспортних властивостей навіть тоді, коли геометрія вимірювання значно послаблює звичайний орбітальний внесок.

Важливою особливістю температурних залежностей електричного опору $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у магнітних полях є наявність виражених максимумів як у поперечній геометрії $H \perp I$, так і в поздовжній геометрії $H \parallel I$. Зі зниженням температури електричний опір спочатку зростає, досягає максимуму, після чого помітно зменшується. Така немонотонна поведінка може розглядатися як прояв зміни співвідношення між різними механізмами електроперенесення, зокрема між орбітальним внеском, спін-залежним розсіюванням та впливом магнітних включень α -BiMn. Крім того, зі збільшенням магнітного поля положення максимумів зміщується в область вищих температур, що свідчить про суттєвий вплив магнітного поля на електротранспортні властивості досліджуваного твердого розчину.

Слід зазначити, що така поведінка істотно відрізняється від результатів, отриманих для твердого розчину з нижчою концентрацією марганцю $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$. Для цього зразка максимуми на температурних залежностях електричного опору в магнітних полях спостерігалися лише у поперечній

геометрії $H \perp I$, тоді як у поздовжній геометрії $H \parallel I$ вони були відсутні. Отже, поява максимумів на залежностях $R(T)$ для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ навіть у геометрії $H \parallel I$ є принципово важливою відмінністю, яка вказує на посилення ролі неорбітальних механізмів магнітоопору при збільшенні вмісту Mn. Це може бути пов'язано зі зростанням внеску магнітної підсистеми, зумовленої фазою $\alpha\text{-BiMn}$, а також із модифікацією умов розсіювання носіїв заряду в Bi-матриці.

На рис. 3.4 наведено залежності температур максимумів ($T_{\max}$) від магнітного поля, побудовані для конфігурацій $H \perp I$ та $H \parallel I$ для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$, які позначено відповідно чорними порожніми та чорними зафарбованими кружками, а також для конфігурації $H \perp I$ для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$, позначеної червоними зафарбованими квадратами. З рисунка видно, що для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ температури максимумів за однакових значень магнітного поля є дещо вищими у конфігурації $H \perp I$, ніж у конфігурації $H \parallel I$.

Порівняння залежностей $T_{\max}(H)$ для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ та $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ показує, що за однакових значень магнітного поля температури максимумів є значно вищими для сполуки з меншою концентрацією Mn. Зростання $T_{\max}$ із полем означає, що зовнішнє поле стабілізує режим підвищеного опору до дедалі вищих температур. У рамках багатозонної й багатодолинної моделі [37, 92, 93] це можна пояснити тим, що магнітне поле змінює взаємне положення електронних і діркових підзон, а також співвідношення між концентраціями та рухливостями носіїв. Коли один із каналів провідності стає менш ефективним або коли компенсація між електронами і дірками порушується, опір може зростати. При подальшому охолодженні інші механізми, зокрема зменшення фононного розсіювання або зміна магнітного порядку, можуть знову приводити до зменшення опору.

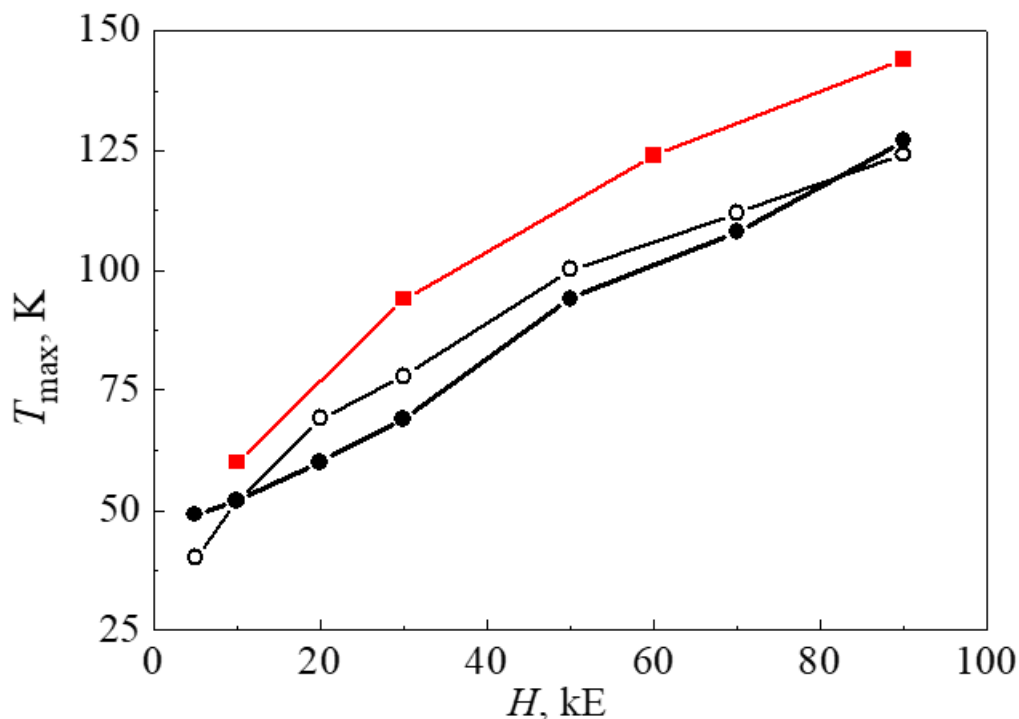


Рис. 3.4. Польові залежності температур максимумів $T_{\max}$ для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у конфігураціях $H \perp I$ ($\circ$) та $H \parallel I$ ($\bullet$), а також для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ у конфігурації $H \perp I$ ($\blacksquare$).

Для додаткового аналізу електротранспортних властивостей досліджуваних твердих розчинів було проведено порівняння температурних залежностей електричного опору для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$, $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та чистого вісмуту. Таке порівняння виконано для конфігурації $H \perp I$ у магнітному полі 30 кЕ, оскільки для чистого Ві були наявні експериментальні дані саме за цих умов вимірювання (рис. 3.5).

З рис. 3.5 видно, що залежності $R(T)$ для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ (червоні трикутники) та $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ (сині квадрати) є якісно подібними. В обох випадках зі зниженням температури спостерігається зростання електричного опору з подальшим формуванням максимуму та зменшенням опору при більш низьких температурах. Основна відмінність між цими двома залежностями полягає в положенні максимуму: для твердого розчину з меншою

концентрацією марганцю $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ він спостерігається за вищої температури.

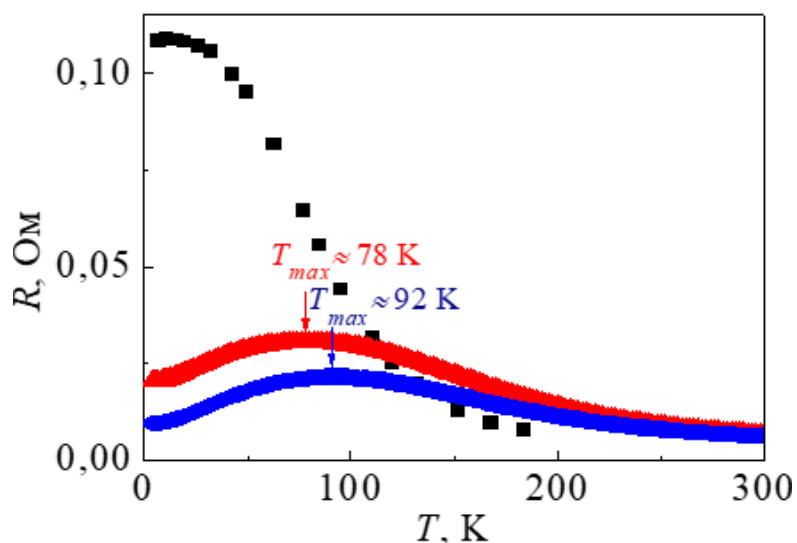


Рис. 3.5. Температурні залежності електричного опору $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ ($\blacktriangle$), $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ ($\bullet$) та чистого вісмуту ($\blacksquare$) для конфігурації $H \perp I$ у магнітному полі 30 кЕ.

Натомість залежність $R(T)$ для чистого вісмуту (чорні кружки) має принципово інший характер. У дослідженому інтервалі температур максимум на цій залежності не спостерігається. Для чистого Ві реалізується напівпровідниковий характер температурної поведінки електричного опору, який проявляється у його зростанні зі зниженням температури в широкому температурному інтервалі. При цьому за температур нижче приблизно 16 К спостерігається тенденція до насичення опору. Це є прямим свідченням того, що включення α -ВіМп не лише кількісно змінюють магнітоопір, а й якісно перебудовують температурну поведінку електроопору у магнітному полі.

Отже, наявність максимуму та подальше зменшення електричного опору при охолодженні для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ і $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ не є властивими чистому вісмуту в аналогічних умовах вимірювання. Це свідчить про те, що такі особливості температурних залежностей $R(T)$ пов'язані не лише з

електронною структурою Ві-матриці, а й із концентрацією магнітної фази α -BiMn та зміною співвідношення електронних і діркових внесків у провідність. Не можна виключати, що для чистого Ві максимум і подальше зменшення електричного опору могли б проявитися лише за нижчих температур, близьких до температур рідкого гелію.

Підкреслимо також, що немонотонність $R(T)$ у магнітному полі не може бути повністю зведена до звичайного магнетного розсіювання (присутність магнітної фази α -BiMn). Розсіювання носіїв на магнонах [94, 95] може дати внесок до низькотемпературної залежності, зокрема сприяти появі квадратичного члена, але саме по собі не пояснює появу максимуму, який зміщується із полем. Більш переконливою є картина, у якій магнітне поле, внутрішнє магнітне середовище і багатозонна й багатодолинна структура Ві разом визначають температурну залежність провідності. Магнітна фаза α -BiMn впливає на носії не як пасивна домішка, а як підсистема, здатна змінювати умови переносу через внутрішні поля, спін-залежне розсіювання. Не виключається також вплив магнітострикційних ефектів.

Для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ близькість $R(T)$ до чистого Ві в нульовому полі означає, що невелика кількість α -BiMn не призводить до сильного розупорядкування провідної матриці. Проте в магнітному полі цей же матеріал демонструє великі аномалії, отже, магнітні включення можуть бути малопомітними у нульовому полі, але різко проявлятися при прикладанні поля. Це підкреслює важливість саме польових вимірювань для виявлення ролі внутрішнього магнетизму в таких системах.

3.3. Температурні залежності магнітоопору в магнітному полі

На рис. 3.6 наведено температурні залежності відносного магнітоопору $(\Delta R/R_0) \cdot 100\% = [R(H) - R(H=0)] / R(H=0) \cdot 100\%$ твердого розчину $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ для двох конфігурацій вимірювання: $H \perp I$ (а) та $H \parallel I$ (б) у

магнітних полях до 90 кЕ. Магнітоопір залишається додатним в усьому дослідженому інтервалі температур і магнітних полів.

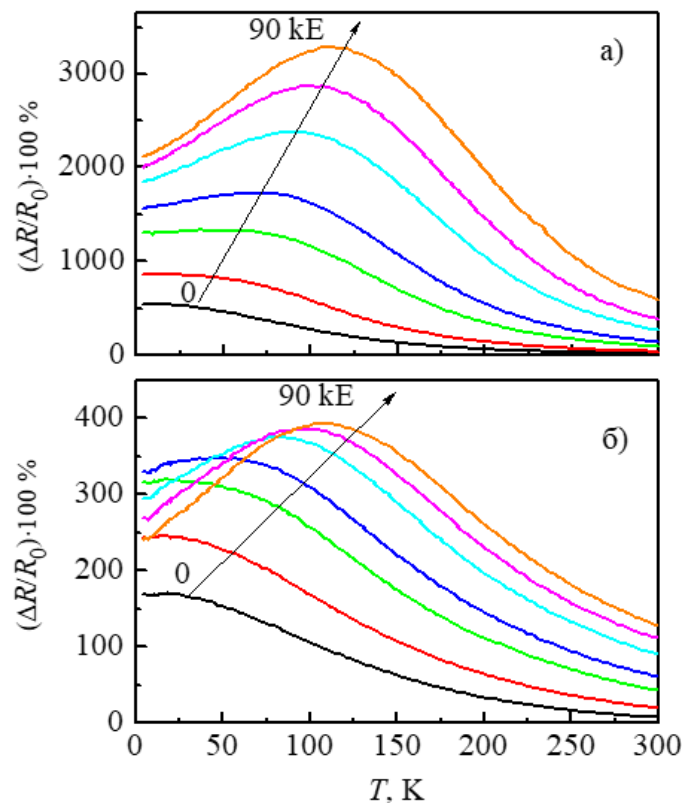


Рис. 3.6. Температурні залежності відносного магнітоопору для $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ у конфігураціях $H \perp I$ (а) та $H \parallel I$ (б) за фіксованих значень магнітного поля ($H = 5, 10, 20, 30, 50, 70$ і 90 кЕ).

Для конфігурації $H \perp I$ зі збільшенням магнітного поля магнітоопір зростає при всіх температурах (рис. 3.6а). Починаючи з полів 20 кЕ, на температурних залежностях магнітоопору з'являються чітко виражені максимуми. У слабших магнітних полях ці залежності демонструють зростання магнітоопору при зниженні температури, після чого за температур нижче приблизно 25 К спостерігається тенденція до насичення.

Температурні залежності відносного магнітоопору для конфігурації $H \parallel I$ (рис. 3.6б) у полях 5, 10, 20 і 30 кЕ поведуться подібно до залежностей для попередньої конфігурації: магнітоопір зростає зі збільшенням магнітного поля

в усьому температурному інтервалі. Водночас у сильніших полях 50, 70 і 90 кЕ спостерігається складніша поведінка. За температур, вищих за температуру максимуму, магнітоопір зростає зі збільшенням магнітного поля, тоді як за температур, нижчих за температуру максимуму, реалізується протилежна тенденція: магнітоопір зменшується зі зростанням поля.

На рис. 3.7 наведено температурні залежності відносного магнітоопору ($\Delta R/R_0 \cdot 100\% = [R(H) - R(H=0)] / R(H=0) \cdot 100\%$) твердого розчину $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ для двох конфігурацій вимірювання: $H \parallel I$ (а) та $H \perp I$ (б) у магнітних полях до 90 кЕ. Як і в випадку матеріалу з більшою концентрацією марганцю, магнітоопір залишається додатним в усьому дослідженому інтервалі температур і магнітних полів.

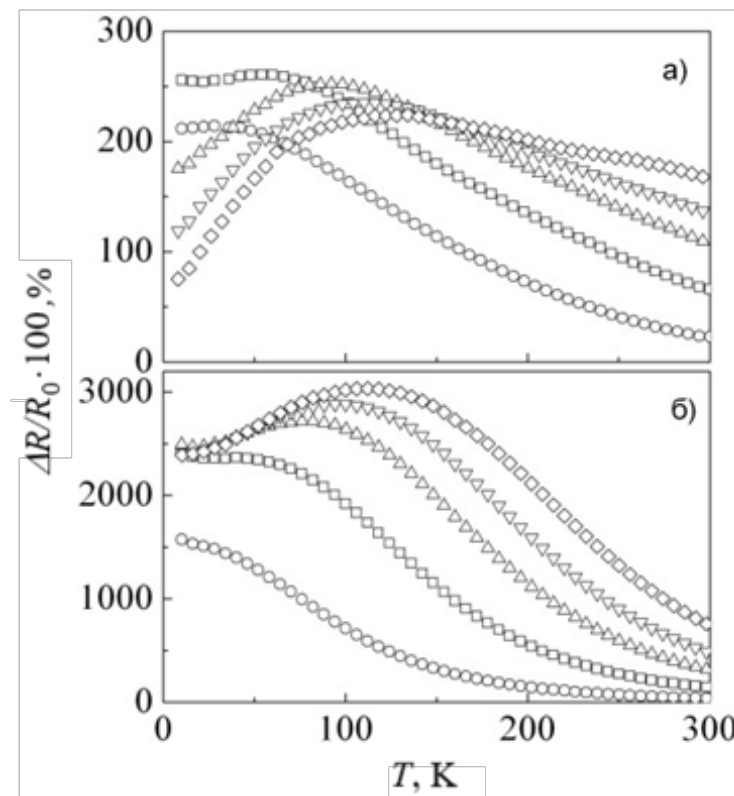


Рис. 3.7. Температурні залежності відносного магнітоопору для $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ в магнітних полях 10 кЕ ($\circ$), 30 кЕ ($\square$), 60 кЕ (Δ), 90 кЕ (∇) та 140 кЕ ($\diamond$) для напрямків $H \parallel I$ (а) та $H \perp I$ (б).

Порівняння температурних залежностей відносного магнітоопору для твердих розчинів $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ та $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ [87] (рис. 3.6 та 3.7) показує, що обидва матеріали характеризуються додатним магнітоопором у дослідженому інтервалі температур і магнітних полів. Для обох зразків магнітоопір є суттєво більшим у поперечній геометрії $H \perp I$, ніж у поздовжній $H \parallel I$. Це свідчить про значний внесок класичного орбітального механізму [70] для $H \perp I$, пов'язаного з викривленням траєкторій носіїв заряду в магнітному полі.

Для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у конфігурації $H \perp I$ температурні залежності магнітоопору мають чітко виражені максимуми, положення яких зі збільшенням магнітного поля зміщується в область вищих температур. Максимальні значення магнітоопору у сильних полях досягають кількох тисяч відсотків. Подібний немонотонний характер залежностей спостерігається і для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ у поперечній геометрії: магнітоопір також має значні величини, а на температурних залежностях мають місце широкі максимуми.

Основна відмінність між цими зразками полягає в тому, що за однакових значень магнітного поля температури максимумів для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ є вищими, ніж для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$. Отже, зменшення концентрації марганцю супроводжується зміщенням характерної температури максимуму магнітоопору в область вищих температур. Крім того, для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ немонотонна поведінка температурної залежності магнітоопору зберігається не лише в поперечній, а й у поздовжній геометрії $H \parallel I$, тоді як для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ найбільш виражені максимуми характерні саме для конфігурації $H \perp I$.

Найбільш суттєві відмінності проявляються у поздовжній геометрії $H \parallel I$. Для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ магнітоопір залишається досить значним, а залежності $\Delta R/R_0(T)$ мають виражений немонотонний характер із максимумами. Це вказує на те, що у зразку з більшим вмістом марганцю важливу роль відіграють не

лише орбітальні ефекти, а й додаткові механізми, пов'язані зі взаємодією носіїв заряду з магнітними включеннями α -BiMn. Для $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ у поздовжній геометрії магнітоопір є значно меншим, а його температурні залежності менш різко виражені порівняно з поперечною конфігурацією.

У поздовжній геометрії менші абсолютні значення магнітоопору не зменшують фундаментальної важливості результатів. Навпаки, саме геометрія $H \parallel I$ дає можливість побачити ті компоненти магнітоопору, які залишаються після пригнічення основного орбітального внеску. Тому поздовжній магнітоопір у Bi-Mn твердих розчинах можна розглядати як більш чутливий індикатор впливу магнітних включень α -BiMn на електропровідність твердих розчинів Bi-Mn.

Для порівняння в табл. 3.1 наведено максимальні значення відносного магнітоопору $(\Delta R/R_0) \cdot 100\%$ для твердих розчинів $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ та $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ у конфігураціях $H \perp I$ і $H \parallel I$ у магнітному полі 90 кЕ. Порівняння цих значень свідчить, що зміна концентрації марганцю істотно впливає як на абсолютну величину магнітоопору, так і на ступінь його анізотропії для поперечної та поздовжньої геометрій вимірювання.

Таблиця 3.1. Максимальні значення відносного магнітоопору $(\Delta R/R_0) \cdot 100\%$ для $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ та $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ у конфігураціях $H \perp I$ і $H \parallel I$ у магнітному полі 90 кЕ.

Твердий розчин	$(\Delta R/R_0) \cdot 100\%$, $H \perp I$ 90 кЕ	$(\Delta R/R_0) \cdot 100\%$, $H \parallel I$ 90 кЕ
$\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$	2880	235
$\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$	3290	390

Таким чином, можна зробити висновок, що збільшення концентрації марганцю у твердих розчинах Bi-Mn приводить до посилення ролі магнітної

підсистеми у формуванні магнітотранспортних властивостей. Це проявляється, зокрема, у збереженні помітного додатного магнітоопору та немонотонної температурної залежності навіть у геометрії $H \parallel I$, де класичний орбітальний внесок має бути значно пригнічений. Отже, магнітоопір у $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ визначається складнішою комбінацією механізмів, ніж у зразку з нижчою концентрацією марганцю $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$. Можна також зазначити, що збільшення кількості α -BiMn не робить систему більш напівпровідною. Натомість воно підсилює польову чутливість і призводить до більш складної форми температурних кривих. Це є типовою рисою систем, у яких магнітна підсистема не блокує провідність, а модулює її.

Порівняння двох концентрацій Mn показує, що температурні залежності є чутливішими до α -BiMn-фази, ніж можна було очікувати з огляду на малу загальну концентрацію магнітного компонента. Це пояснюється тим, що Bi має дуже малу концентрацію носіїв і малу енергію Фермі, тому навіть локальні магнітні або структурні зміни можуть давати великий вплив на електричний транспорт. Саме ця чутливість робить Bi-Mn тверді розчини зручними об'єктами для вивчення магнітно керованого напівметалічного транспорту.

3.4. Висновки до Розділу 3

1. Детальний аналіз температурних залежностей електричного опору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ і $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ та чистого вісмуту показав, що навіть незначне варіювання концентрації марганцю може істотно змінювати характер температурної поведінки електричного опору.
2. Встановлено, що за відсутності зовнішнього магнітного поля $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ зберігає металічний характер провідності, однак його залежність $R(T)$ істотно відрізняється від залежностей для чистого Bi та $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$, що свідчить про складний характер розсіювання носіїв

заряду, зумовлений особливостями електронної структури та впливом магнітної фази α -BiMn.

3. Показано, що в магнітному полі температурні залежності опору $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ набувають немонотонного характеру для обох геометрій вимірювання – $H \perp I$ та $H \parallel I$. При охолодженні опір спочатку зростає, досягає максимуму, а потім зменшується. Така поведінка може бути пов'язана з перебудовою електронного спектра, перерозподілом внесків електронних і діркових каналів провідності під впливом магнітного поля та магнетизму включень α -BiMn, а також зі спін-залежним розсіюванням носіїв заряду.

4. Встановлено, що зі збільшенням магнітного поля положення максимумів на залежностях $R(T)$ для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ зміщується в область вищих температур. Це свідчить про суттєвий вплив зовнішнього магнітного поля на співвідношення різних механізмів електроперенесення в досліджуваному твердому розчині.

5. Показано, що для зразка з меншою концентрацією марганцю ($\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$) температури максимумів T_{max} за однакових значень магнітного поля є вищими, ніж для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$. Крім того, для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ максимумами на температурних залежностях електричного опору в магнітному полі спостерігаються переважно в поперечній геометрії $H \perp I$, тоді як для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ вони наявні також у поздовжній геометрії $H \parallel I$. Це вказує на посилення ролі неорбітальних механізмів магнітоопору зі збільшенням вмісту Mn.

6. Показано, що в обох твердих розчинах магнітоопір є додатним у всьому дослідженому інтервалі температур і магнітних полів, однак його величина та температурна поведінка істотно залежать від геометрії вимірювання. У поперечній геометрії $H \perp I$ магнітоопір є значно більшим, що пов'язано з домінуванням класичного орбітального внеску, тоді як у

поздовжній геометрії $H \parallel I$ зростає відносна роль неорбітальних механізмів, зокрема спін-залежного розсіювання носіїв заряду на магнітних включеннях α -BiMn та впливу локального магнітного середовища на електронні й діркові канали провідності.

7. Встановлено, що максимальні значення відносного магнітоопору в полі 90 кЕ є більшими для твердого розчину з меншою концентрацією марганцю – $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$, ніж для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$. Це свідчить про те, що збільшення вмісту Mn не приводить до простого зростання абсолютної величини магнітоопору, а змінює характер його температурної та польової поведінки.

8. Порівняння з чистим вісмутом показало, що наявність максимумів і подальше зменшення опору при охолодженні в магнітному полі не є властивими чистій Ві-матриці в аналогічних умовах вимірювання. Отже, виявлені особливості температурних залежностей електроопору та магнітоопору зумовлені не лише багатозонною й багатодолинною природою вісмуту, а й впливом магнітної фази α -BiMn.

Таким чином, третій розділ не лише описує температурні залежності, а й виявляє ключові фізичні ознаки системи: збереження металічності у нульовому полі, появу максимумів у полі, анізотропію між двома геометріями, вплив концентрації Mn і відмінність від чистого Ві. Усі ці ознаки є необхідними для коректної інтерпретації польових залежностей, розглянутих у наступному розділі.

РОЗДІЛ 4. МАГНІТОПОЛЬОВІ ЗАЛЕЖНОСТІ ЕЛЕКТРООПОРУ ТВЕРДИХ РОЗЧИНІВ $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ ТА $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$

Магнітопольові залежності електроопору є важливим інструментом аналізу того, як зовнішнє магнітне поле впливає на рух носіїв заряду у твердих розчинах Bi–Mn. Якщо температурні залежності дозволяють визначити температурні інтервали, в яких формуються аномалії електроопору, то магнітопольові залежності дають змогу безпосередньо простежити еволюцію опору при неперервній зміні магнітного поля. Для системи Bi–Mn це особливо важливо, оскільки магнітне поле одночасно впливає на орбітальний рух електронів і дірок у Bi-матриці, спіновий стан носіїв заряду, магнітні моменти марганцю у фазі α -BiMn, а також на можливий ступінь перекриття електронних і діркових областей спектра.

Розділ присвячено дослідженню магнітопольових залежностей електроопору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ і $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у конфігураціях $H \perp I$ та $H \parallel I$. Для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ вимірювання проведено в магнітних полях до 140 кЕ, а для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ – до 90 кЕ. Тому порівняльний аналіз абсолютних значень магнітоопору двох матеріалів виконується в однаковому полі 90 кЕ. Отримані залежності порівнюються з літературними даними по чистому вісмуту з метою пояснення виявлених особливостей та аномальної поведінки магнітоопору. Порівняння отриманих залежностей для двох складів використано для встановлення експериментальних відмінностей, пов'язаних зі зміною концентрації марганцю.

4.1. Магнітопольові залежності електроопору твердого розчину $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ при гелієвій температурі

Розглянемо поведінку магнітопольових залежностей відносного магнітоопору $(\Delta R/R_0) \cdot 100\% = [(R(H) - R(H=0)) / R(H=0)] \cdot 100\%$ у магнітних полях до 140 кЕ для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ (рисунок 4.1). На залежностях $\Delta R/R_0(H)$

за гелієвих температур спостерігається максимум у магнітних полях приблизно 30 кЕ та 40 кЕ для конфігурацій $H \parallel I$ та $H \perp I$, відповідно. Раніше в літературі [83, 96, 97] виразний максимум на магнітопольових залежностях поздовжнього магнітоопору вісмуту також спостерігався приблизно за таких самих значень магнітного поля, як і для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$. Цей максимум пов'язували з досягненням квантової межі, коли нижче рівня Фермі в електронній зоні залишається лише один рівень Ландау. У напівметалі це призводить до перерозподілу носіїв заряду між дірковою та електронною зонами. У результаті концентрація електронів і дірок зростає, а електроопір зменшується [97]. У роботі Абрикосова [85] було проведено теоретичний

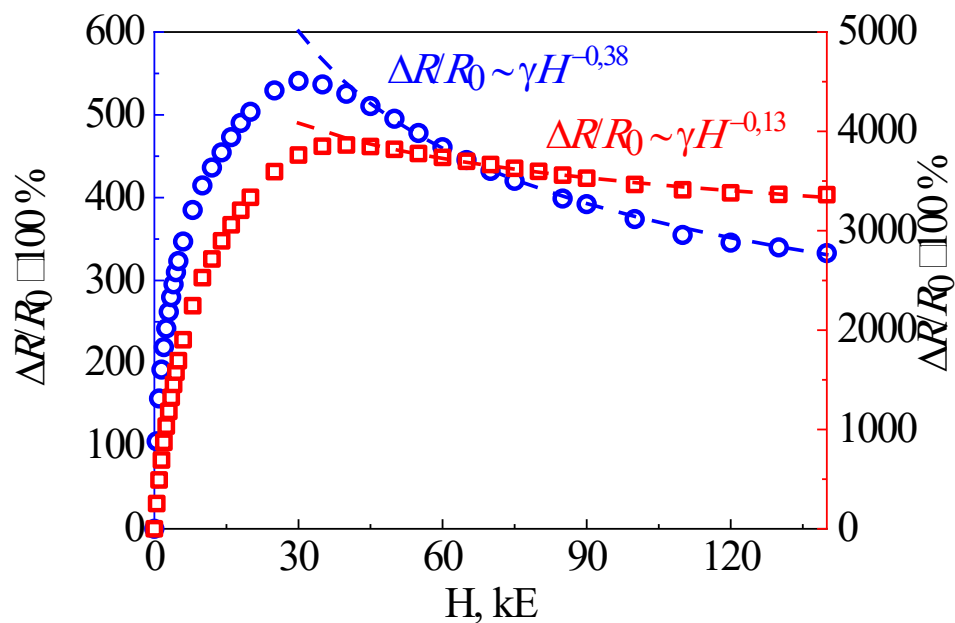


Рис. 4.1. Магнітопольові залежності електроопору $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ у відносних одиницях $(\Delta R/R_0) \cdot 100\%$ за температури 5 К для конфігурацій $H \perp I$ ($\square$) та $H \parallel I$ ($\circ$).

розрахунок для граничного квантового випадку в моделі багатодолинного металу з ізотропним квадратичним спектром носіїв заряду та долинами, рознесеними на значні відстані в імпульсному просторі. Згідно з цими

теоретичними уявленнями, після досягнення квантової межі поздовжній магнітоопір у полях, вищих за поле максимуму, має зменшуватися приблизно за законом H^{-1} , тоді як поперечний магнітоопір може виявляти тенденцію до насичення. Така поведінка справді спостерігається у чистому вісмуті [83, 96, 97]. Розглянемо, чи виконується вона у нашому випадку. Аналіз польових залежностей показує, що у магнітних полях, вищих за максимум на залежності $\Delta R/R_0(H)$, відносний магнітоопір зменшується за степеневим законом: $\Delta R/R_0 \sim H^{-0,38}$ та $\Delta R/R_0 \sim H^{-0,13}$ для конфігурацій $H \parallel I$ та $H \perp I$, відповідно. Відхилення магнітопольової залежності $\Delta R/R_0$ у поздовжньому магнітному полі від закономірності $\Delta R/R_0 \sim H^{-1}$ може бути зумовлене полікристалічністю зразка, а також тим, що для окремих зерен умова $H \parallel I$ не виконується, незважаючи на текстурованість зразка. Наявність у нашому випадку слабкої степеневі залежності для $H \perp I$ також можна пояснити полікристалічністю зразка.

Інтерпретацію низькотемпературних максимумів як можливого прояву квантової межі слід розглядати з певною обережністю. Для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ максимумами спостерігаються за температури 5 К у магнітних полях, близьких до значень, за яких аналогічні особливості було виявлено у чистому вісмуті, що узгоджується з квантовою інтерпретацією. Водночас відмінність експериментально визначених показників степеня від теоретичного значення -1 , а також відсутність очікуваного насичення поперечного магнітоопору свідчать про те, що поведінка досліджуваного матеріалу не може бути повністю описана моделлю однорідного монокристала. Імовірними причинами таких відхилень є текстурована полікристалічна структура зразка, розподіл орієнтацій окремих зерен, міжзеренне розсіювання та вплив магнітних включень фази $\alpha\text{-BiMn}$.

Подальші дослідження матеріалу $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ [3*] показали, що максимумами на залежностях магнітоопору можуть зберігатися до 80 К. Такий широкий температурний інтервал складно пояснити виключно квантовими

ефектами. Результати цих досліджень будуть детально розглянуті в наступних підрозділах.

4.2. Польові залежності магнітоопору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у конфігурації $H \perp I$

Детально розглянемо польові залежності магнітоопору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у конфігурації $H \perp I$ за різних температур і проведемо їх порівняльний аналіз.

На рисунку 4.2 наведено магнітопольові залежності електроопору, представлені у відносних одиницях $(\Delta R/R_0) \cdot 100\% = [(R(H) - R(H=0)) / R(H=0)] \cdot 100\%$, виміряні за фіксованих температур 5, 80, 150 і 300 К для конфігурації $H \perp I$. Вимірювання проводили під час збільшення та зменшення магнітного поля в обох напрямках: 0–150 кЕ, 150–0 кЕ, 0–150 кЕ та -150–0 кЕ. Криві були достатньо симетричними, а гістерезисні явища на магнітопольових залежностях не спостерігалися. Симетричність залежностей відносно зміни знака магнітного поля свідчить про домінування парної за полем складової магнітоопору. Відсутність помітного гістерезису показує, що в досліджених умовах процеси перемагнічування магнітних включень не спричиняють незворотної зміни основних шляхів електроперенесення у вісмутівій матриці. Водночас це не означає відсутності магнітного впорядкування у фазі $\alpha\text{-BiMn}$: магнітна підсистема може впливати на транспорт через локальні внутрішні поля, зміну зонного перекриття та спін-залежне розсіювання без формування помітної гістерезисної складової електроопору. Максимальне значення магнітоопору зафіксовано за температури 80 К: $\Delta R/R_0 \approx 4379\%$ у магнітному полі 140 кЕ. Імовірно, за цієї температури в полях, вищих за 140 кЕ, магнітоопір може виявляти тенденцію до насичення. Магнітоопір є додатним за всіх досліджених температур.

Привертає увагу той факт, що швидкість зростання магнітоопору зі збільшенням магнітного поля є найбільшою за низьких температур. За температур 80, 150 і 300 К магнітоопір монотонно зростає зі збільшенням поля. За температури 5 К магнітоопір спочатку швидко зростає, досягаючи максимуму в полі 40 кЕ, після чого починає зменшуватися.

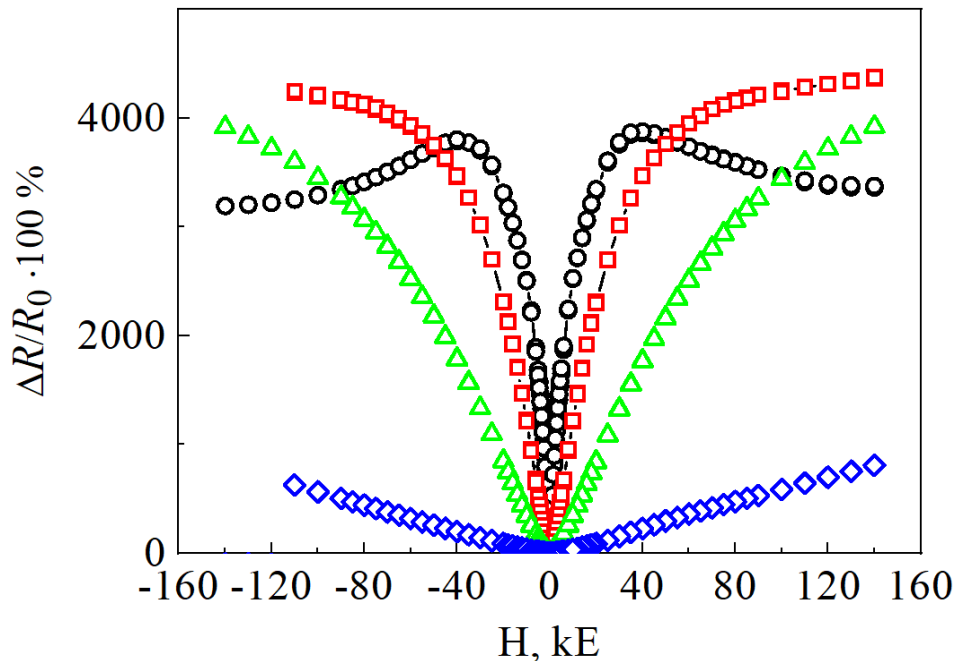


Рис. 4.2. Польові залежності магнітоопору $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$, визначеного як $(\Delta R/R_0) \cdot 100\% = [(R(H) - R(H=0)) / R(H=0)] \cdot 100\%$, виміряні за фіксованих температур 5 К ($\circ$), 80 К ($\square$), 150 К ($\triangle$) та 300 К ($\diamond$) для конфігурації $H \perp I$.

Вимірювання польових залежностей магнітоопору твердого розчину $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ за більшої кількості фіксованих температур дало змогу виділити температурні інтервали з різним характером польових залежностей та встановити температуру, за якої магнітоопір у фіксованому полі 90 кЕ досягає максимального значення. Розглянемо отримані результати детальніше.

На рис. 4.3 наведено польові залежності магнітоопору $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$, побудовані у відносних одиницях: $(\Delta R/R_0) \cdot 100\% = [(R(H) - R(H=0)) / R(H=0)] \cdot 100\%$. Вимірювання виконано за

фіксованих температур 5, 10, 20, 30, 40, 60, 80, 100, 120, 150, 200 та 300 К для конфігурації $H \perp I$ у магнітних полях до 90 кЕ. Зі зростанням поля магнітоопір монотонно збільшується і залишається додатним в усьому дослідженому інтервалі полів. Поведінка залежностей якісно відрізняється в різних температурних інтервалах. Так, в інтервалі 5–80 К (рис. 4.3а) зі зростанням поля до 22 кЕ криві, отримані за різних температур, практично збігаються, а значення

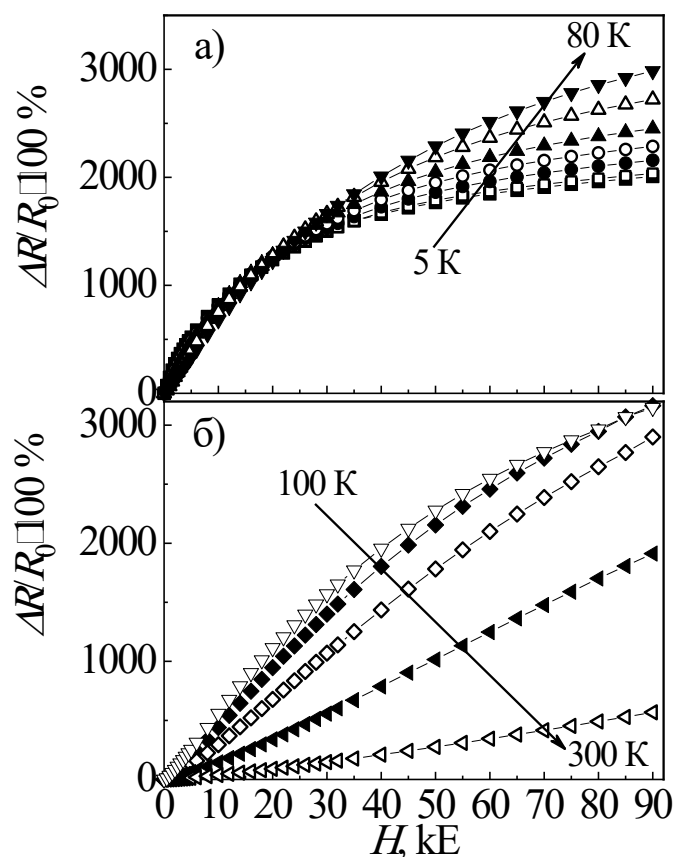


Рис. 4.3. Польові залежності магнітоопору $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у відносних одиницях $(\Delta R/R_0) \cdot 100\% = [(R(H) - R(H=0)) / R(H=0)] \cdot 100\%$ для конфігурації $H \perp I$, виміряні в інтервалі температур 5–80 К за фіксованих температур 5, 10, 20, 30, 40, 60 і 80 К (рис. 4.3а), а також в інтервалі 100–300 К за фіксованих температур 100, 120, 150, 200 і 300 К (рис. 4.3б).

магнітоопору монотонно зростають. У сильніших магнітних полях магнітопольові залежності розходяться, а величина магнітоопору зростає з

підвищенням температури. Протилежний характер поведінки магнітоопору спостерігається в інтервалі температур 100–300 К (рис. 4.3б). Насамперед у цьому температурному діапазоні зі зростанням температури магнітоопір зменшується, а криві магнітоопору вже не збігаються між собою.

На рис. 4.4 для порівняння наведено польові залежності магнітоопору $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ (рис. 4.4а, в, д), та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ (рис. 4.4б, г, е), представлені у відносних одиницях $\Delta R/R_0 = (R(H) - R(H=0)) / R(H=0)$ для конфігурації $H \perp I$. Вимірювання виконано за температур 5 К (рис. 4.4а, б), 80 К (рис. 4.4в, г) та 150 К (рис. 4.4д, е). На вставці до рис. 4.4а також наведено літературні дані для чистого вісмуту [75] у тому самому інтервалі магнітних полів, що й для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ та $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$. Зазначимо, що досліджувані тверді розчини системи Ві-Мп являють собою вісмутову матрицю з включеннями магнітної фази $\alpha\text{-BiMn}$, вміст якої є вищим у матеріалі з більшою концентрацією марганцю.

Добре видно, що для обох матеріалів залежності $\Delta R/R_0(H)$ за температури 5 К у слабких магнітних полях мають лінійний характер, тоді як у сильніших полях описуються слабкою степеневою залежністю (рис. 4.4а, б). На відміну від цього, у чистому вісмуті в слабких магнітних полях залежність електроопору є квадратичною, а в сильних – лінійною [25–27]. Водночас зі збільшенням концентрації марганцю і, відповідно, під час переходу від $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ до $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ значення показника степеня зростає приблизно вдвічі.

За температури 80 К для обох складів у слабких магнітних полях виконується залежність $\Delta R/R_0 \sim \alpha_1 H + \beta_1 H^2$, тоді як у сильних полях залежність $\Delta R/R_0(H)$ переходить у слабку степеневу (рис. 4.4в, г). Значення показника степеня є вищим для матеріалу $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ з більшою концентрацією марганцю. З підвищенням температури до 150 К характер залежності у

слабких магнітних полях зберігається, а в сильних полях вона переходить у лінійну (рис. 4.4д, е).

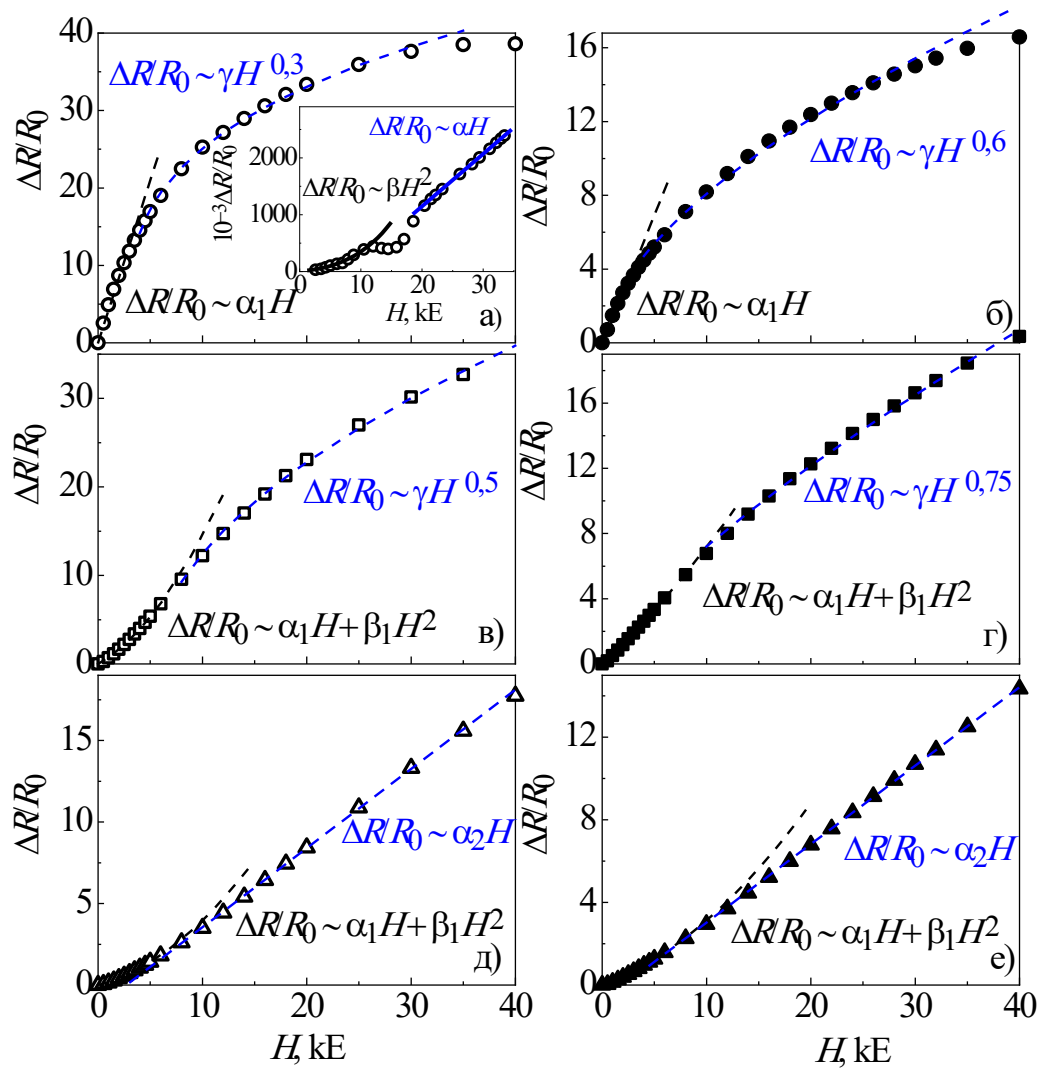


Рис. 4.4. Польові залежності магнітоопору $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ (рис. 4.4а, в, д) [23] та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ (рис. 4.4б, г, е) у відносних одиницях $\Delta R/R_0 = (R(H) - R(H=0)) / R(H=0)$ для конфігурації $H \perp I$, виміряні за температур 5 К (рис. 4.4а, б), 80 К (рис. 4.4в, г) та 150 К (рис. 4.4д, е). Для порівняння на вставці до рис. 4.4а наведено літературні дані для чистого вісмуту [75] у тому самому інтервалі магнітних полів, що й для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ та $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$.

Аналогічні залежності для обох матеріалів спостерігаються і за температури 300 К, проте вже в ширшому інтервалі магнітних полів (рис. 4.5а, б). Таким чином, можна стверджувати, що за температур вище 150 К польові залежності магнітоопору $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ є подібними, тоді як за низьких температур 5 і 80 К у сильніших магнітних полях, вищих за 25 кЕ, вони відрізняються значенням показника степеня. Для матеріалу $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ з більшою концентрацією марганцю цей показник є ближчим до одиниці. Водночас за температури 5 К у сильних магнітних полях залежність $\Delta R/R_0(H)$ для досліджених твердих розчинів Ві-Мн має степеневий характер, тоді як для чистого вісмуту вона є лінійною.

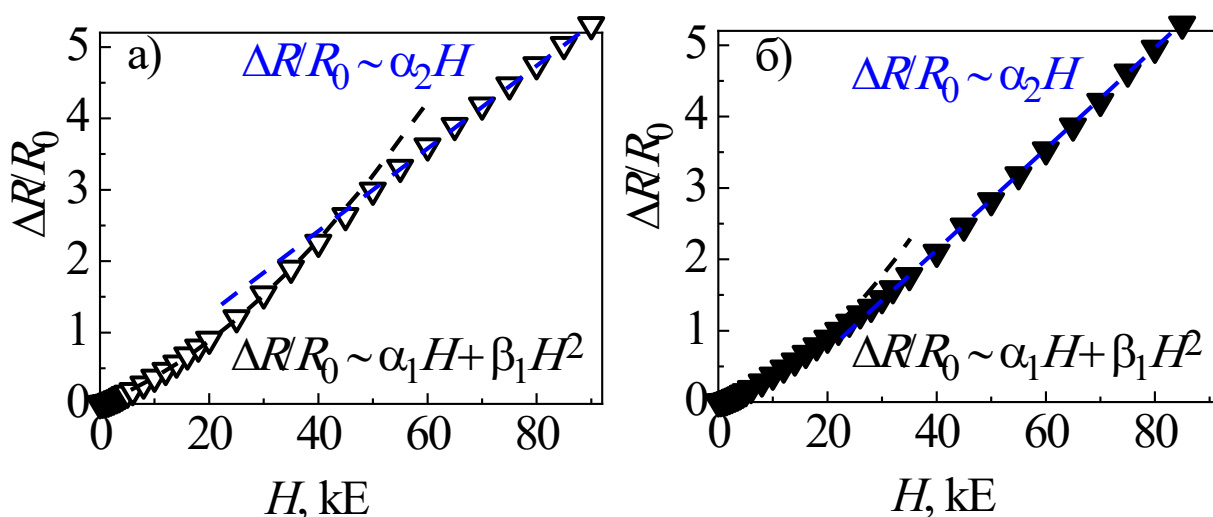


Рис. 4.5. Польові залежності магнітоопору $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ (рис. 4.5а) [23] та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ (рис. 4.5б) у відносних одиницях $\Delta R/R_0 = (R(H) - R(H=0)) / R(H=0)$ для конфігурації $H \perp I$, виміряні за температури 300 К.

У роботі [60] досліджено матеріал із ще вищою концентрацією марганцю – $\text{Bi}_{50,8}\text{Mn}_{49,2}$, який являв собою феромагнітну матрицю α -ВіМн практично без включень чистого вісмуту. У цьому матеріалі за температури 5 К, на відміну від досліджених нами твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ з нижчим вмістом марганцю, спостерігалася лінійна залежність

магнітоопору в полях вище 10 кЕ без ознак насичення до 90 кЕ. За температур вище 100 К часто спостерігався від'ємний магнітоопір, який виходив на насичення в полях до 30 кЕ. Водночас у досліджених нами матеріалах, як і в чистому вісмуті, магнітоопір залишався додатним у всьому дослідженому температурному інтервалі.

Отже, можна припустити, що транспортний струм як у $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$, так і у $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ переважно протікає через вісмутову матрицю, а поведінка електропровідності в магнітному полі значною мірою визначається властивостями вісмуту. Відмінності між залежностями магнітоопору досліджуваних матеріалів і чистого вісмуту можуть бути зумовлені впливом магнітних включень фази $\alpha\text{-BiMn}$ на процеси перенесення заряду. Збільшення концентрації цієї фази приводить до зростання показника степеня в полях вище 25 кЕ за температур нижче 150 К. Водночас за $T > 150$ К польові залежності магнітоопору обох твердих розчинів практично збігаються.

4.3. Польові залежності магнітоопору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у конфігурації $H \parallel I$

Детально розглянемо польові залежності магнітоопору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у конфігурації $H \parallel I$ за різних температур і проведемо їх порівняльний аналіз.

На рис. 4.6 наведено магнітопольові залежності електроопору, подані у відносних одиницях $(\Delta R/R_0) \cdot 100\% = [(R(H) - R(H=0)) / R(H=0)] \cdot 100\%$, виміряні за фіксованих температур 5, 80, 150 і 300 К для конфігурації $H \parallel I$. Як і для попередньої конфігурації, отримані криві є достатньо симетричними, а гістерезисні явища на магнітопольових залежностях відсутні. Максимальне значення магнітоопору спостерігалось за температури 150 К і в магнітному полі 140 кЕ становило $\Delta R/R_0 \approx 863\%$. При цьому ознак виходу залежності на насичення зі збільшенням магнітного поля не спостерігалось. Максимальне

значення магнітоопору для конфігурації $H \parallel I$ приблизно у п'ять разів менше, ніж для конфігурації $H \perp I$, і спостерігається за вищої температури. Магнітоопір залишається додатним у всьому дослідженому температурному інтервалі. Як і для конфігурації $H \perp I$, швидкість зростання магнітоопору зі збільшенням магнітного поля є найбільшою за низьких температур.

За температур 150 і 300 К магнітоопір монотонно зростає зі збільшенням поля. За температури 5 К він спочатку швидко зростає, досягає максимуму в полі близько 30 кЕ, а потім починає зменшуватися. За температури 80 К магнітоопір спочатку зростає зі збільшенням поля, а в полях понад 50 кЕ поступово виходить на насичення.

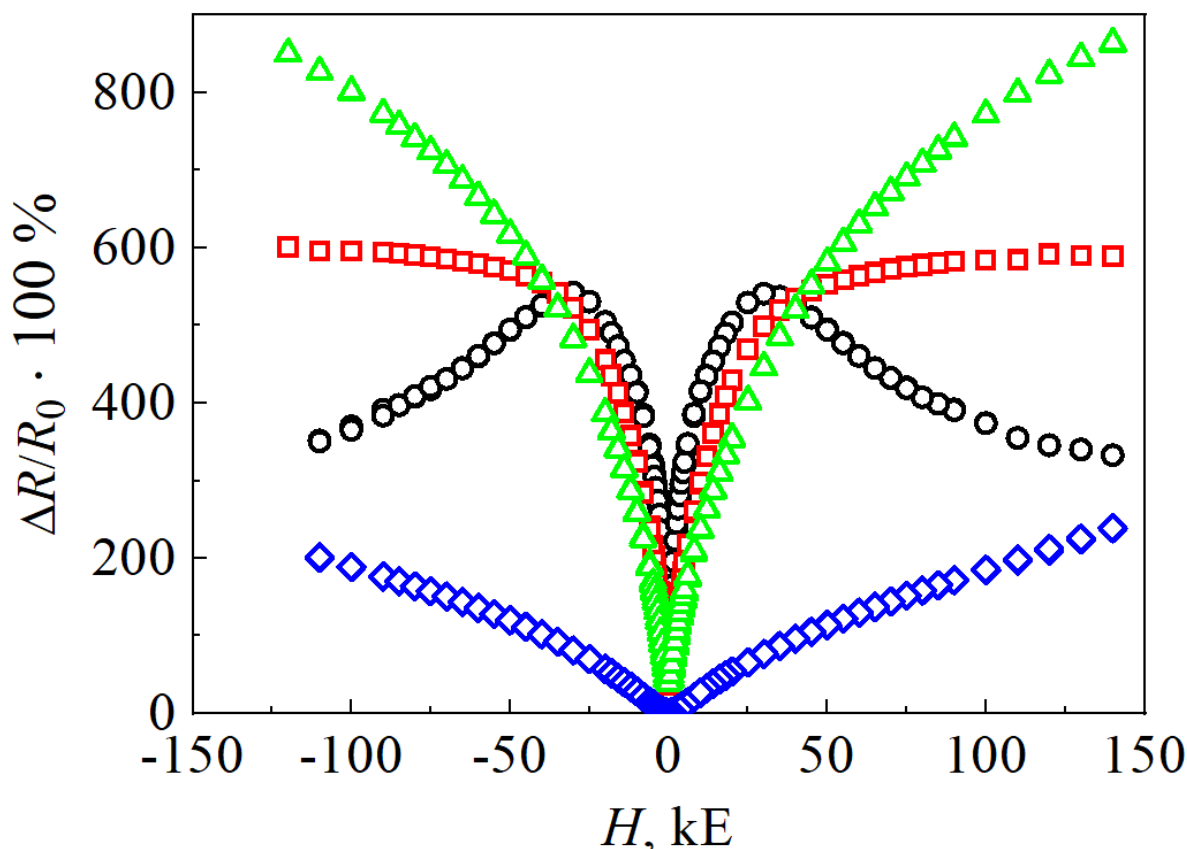


Рис. 4.6. Польові залежності магнітоопору $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$, визначеного як $(\Delta R/R_0) \cdot 100\% = [(R(H) - R(H=0)) / R(H=0)] \cdot 100\%$, виміряні за фіксованих температур 5 К ($\circ$), 80 К ($\square$), 150 К ($\triangle$) та 300 К ($\diamond$) для конфігурації $H \parallel I$.

Як і для конфігурації $H \perp I$, для сполуки з більшим вмістом марганцю польові залежності магнітоопору в конфігурації $H \parallel I$ було виміряно за більшої кількості фіксованих температур. Це дало змогу визначити температурний інтервал, у якому на польових залежностях спостерігається максимум магнітоопору. Розглянемо отримані результати детальніше. На рис. 4.7 наведено польові залежності магнітоопору твердого розчину $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$, побудовані у відносних одиницях $(\Delta R/R_0) \cdot 100\% = [(R(H) - R(H=0)) / R(H=0)] \cdot 100\%$, виміряні за фіксованих температур 5, 10, 20, 30, 40, 60, 80, 100, 120, 150, 200 та 300 К для конфігурації $H \parallel I$ у магнітних полях до 90 кЕ.

Поведінка залежностей якісно відрізняється в різних температурних інтервалах. У діапазоні 5–80 К (рис. 4.7а) зі збільшенням магнітного поля приблизно до 26 кЕ криві, отримані за різних температур, практично збігаються, а магнітоопір монотонно зростає. У сильніших полях залежності починають розходитися, магнітоопір досягає максимуму, а за подальшого збільшення поля зменшується. Із вставки до рис. 4.7а видно, що значення максимумів на залежностях $\Delta R/R_0(H)$ зростають із температурою практично за лінійним законом. З підвищенням температури високопольові ділянки кривих $\Delta R/R_0(H)$ зміщуються в бік менших значень магнітоопору. При цьому магнітоопір залишається додатним у всьому дослідженому інтервалі магнітних полів.

Протилежний характер поведінки спостерігається в інтервалі температур 100–300 К (рис. 4.7б). По-перше, у цьому діапазоні зі зростанням температури магнітоопір зменшується, а криві $\Delta R/R_0(H)$ уже не збігаються в слабких магнітних полях. По-друге, на відміну від поведінки за $T < 100$ К, магнітоопір монотонно зростає та в сильних полях виявляє тенденцію до насичення. Максимальне значення зафіксовано за температури 100 К: $\Delta R/R_0 \approx 380\%$ у магнітному полі 90 кЕ.

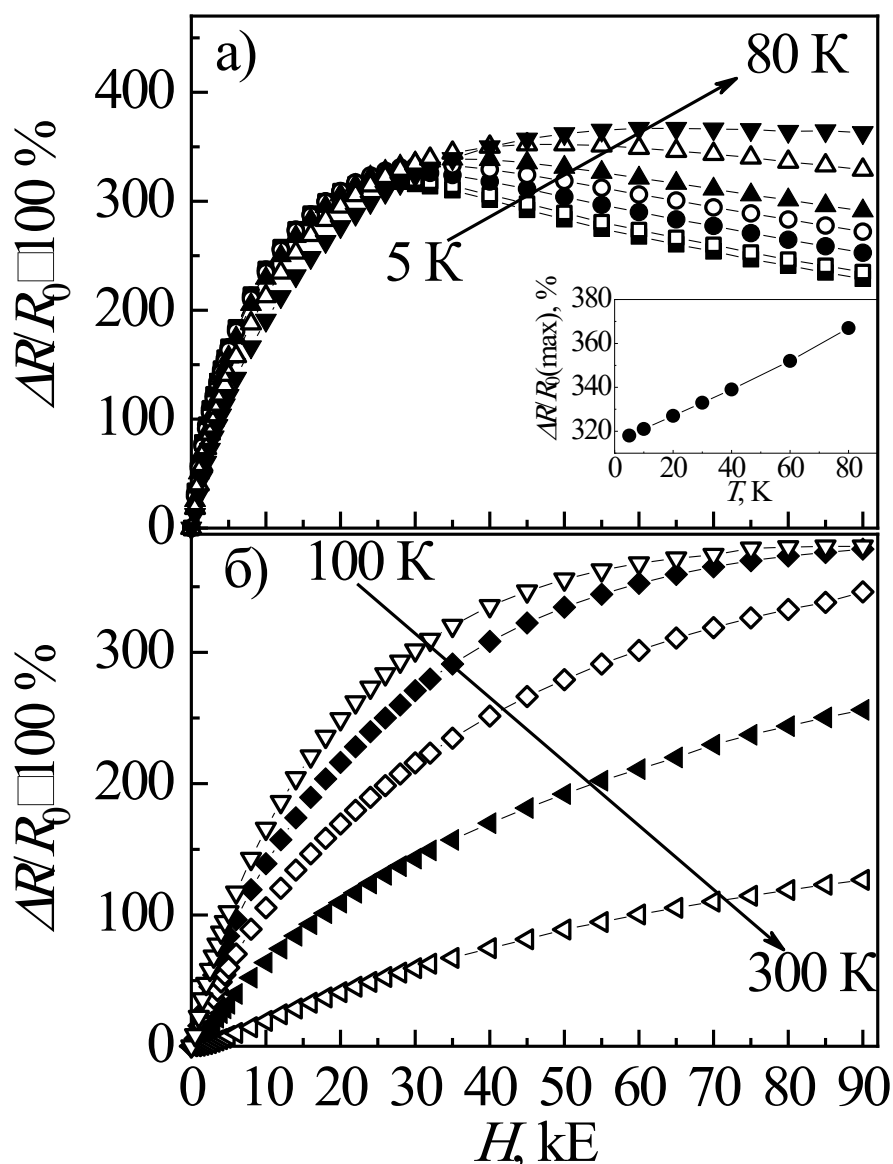


Рис. 4.7. Польові залежності магнітоопору $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ у відносних одиницях $(\Delta R/R_0) \cdot 100\% = [(R(H) - R(H=0)) / R(H=0)] \cdot 100\%$ для конфігурації $H \parallel I$, виміряні в інтервалі температур 5–80 К за фіксованих температур 5, 10, 20, 30, 40, 60 і 80 К (рис. 4.7а), а також в інтервалі 100–300 К за фіксованих температур 100, 120, 150, 200 і 300 К (рис. 4.7б).

Порівняння низькотемпературних залежностей для двох конфігурацій показує, що криві, отримані за різних температур, практично збігаються до магнітних полів приблизно 22 кЕ для $H \perp I$ та 26 кЕ для $H \parallel I$. Це може свідчити про існування умовного слабкопольового режиму, в якому вплив температури

на величину магнітоопору є відносно слабким. Значення 22 і 26 кЕ доцільно розглядати як емпіричні поля кросоверу, а не як критичні поля фазового переходу. У сильніших магнітних полях криві починають розходитися, а характер їх подальшої еволюції залежить від конфігурації вимірювання.

На рис. 4.8 для порівняння наведено польові залежності магнітоопору $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ (рис. 4.8а, в, д, ж) [23] та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ (рис. 4.8б, г, е, з), одержані в межах цього дослідження. Залежності представлено у відносних одиницях $\Delta R/R_0 = (R(H) - R(H=0)) / R(H=0)$ для конфігурації $H \parallel I$ та виміряно за температур 5 К (рис. 4.8а, б), 80 К (рис. 4.8в, г), 150 К (рис. 4.8д, е) і 300 К (рис. 4.8ж, з).

За температури 5 К залежність $\Delta R/R_0(H)$ в області слабких магнітних полів для обох матеріалів має слабо виражений степеневий характер, причому значення показника степеня є вищим для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$. У сильніших магнітних полях залежність для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ стає лінійною, тоді як для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ вона зберігає степеневий характер із подальшою тенденцією до насичення. При цьому зі зростанням магнітного поля значення показника степеня зменшується.

Залежності $\Delta R/R_0(H)$ за температури 80 К для обох складів є подібними. У слабких магнітних полях вони мають степеневий характер, причому значення показника степеня є вищим для матеріалу з більшим вмістом марганцю. У сильніших полях залежності магнітоопору від магнітного поля стають лінійними.

За температури 150 К залежність $\Delta R/R_0(H)$ для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ зберігає степеневий характер до поля 30 кЕ. Для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ польова залежність є лінійною до 5 кЕ, а в інтервалі 5–30 кЕ набуває степеневого характеру. При цьому значення показника степеня є дещо вищим, ніж у матеріалі з меншим вмістом марганцю.

За температури 300 К залежності $\Delta R/R_0(H)$ для обох складів є подібними: у слабких магнітних полях вони описуються виразом $\Delta R/R_0 \sim \alpha_1 H + \beta_1 H^2$, а в сильніших полях переходять у лінійні.

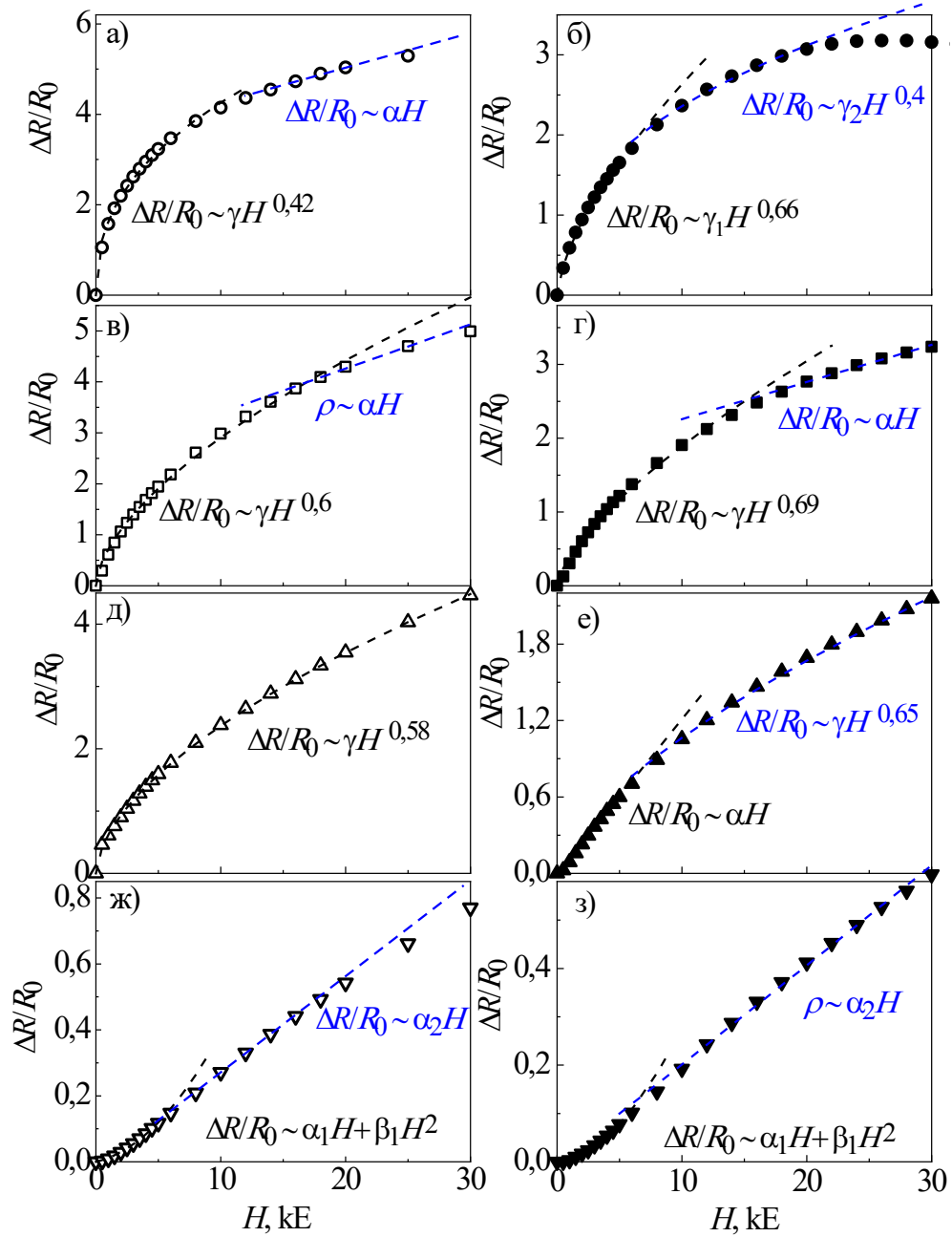


Рис. 4.8. Польові залежності магнітоопору $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ (рис. 4.8а, в, д, ж) [23] та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ (рис. 4.8б, г, е, з) у відносних одиницях $\Delta R/R_0 = (R(H) - R(H=0)) / R(H=0)$ для конфігурації $H \parallel I$, виміряні за

температур 5 К (рис. 4.8а, б), 80 К (рис. 4.8в, г), 150 К (рис. 4.8д, е) та 300 К (рис. 4.8ж, з).

Порівняємо отримані результати з літературними даними роботи [60] для матеріалу з високою концентрацією марганцю – $\text{Bi}_{50,8}\text{Mn}_{49,2}$, у якому транспортний струм протікає через феромагнітну матрицю $\alpha\text{-BiMn}$. Це відрізняє його від досліджуваних нами зразків, для яких передбачається наявність вісмутової матриці з включеннями магнітної фази $\alpha\text{-BiMn}$ за відсутності перколяційних шляхів між цими включеннями. Для конфігурації $H \parallel I$ в інтервалі температур 5–70 К у зразку $\text{Bi}_{50,8}\text{Mn}_{49,2}$, на відміну від досліджуваних нами твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ з нижчим вмістом марганцю, спостерігалася монотонно зростаюча додатна залежність $\Delta R/R_0(H)$ без максимуму та без ознак насичення в магнітних полях до 90 кЕ. Отже, можна припустити, що транспортний струм як у $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$, так і в $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ переважно протікає через вісмутову матрицю, а поведінка електропровідності в магнітному полі значною мірою визначається властивостями вісмуту. Відмінності між польовими залежностями магнітоопору досліджуваних матеріалів і чистого вісмуту, імовірно, зумовлені впливом магнітних включень фази $\alpha\text{-BiMn}$ на процеси перенесення заряду.

У таблиці 4.1 для порівняння наведено максимальні значення магнітоопору $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у магнітному полі 90 кЕ для конфігурацій $H \perp I$ та $H \parallel I$. Видно, що зі збільшенням вмісту магнітної фази $\alpha\text{-BiMn}$ величина магнітоопору помітно зменшується. Зокрема, зі зростанням концентрації марганцю магнітоопір для конфігурації $H \parallel I$ зменшується майже вдвічі, тоді як для конфігурації $H \perp I$ – приблизно на 20 %.

Таблиця 4.1. Максимальні значення магнітоопору $(\Delta R/R_0) \cdot 100\% = [(R(H) - R(H=0)) / R(H=0)] \cdot 100\%$ для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ за конфігурацій магнітного поля $H \perp I$ та $H \parallel I$

Твердий розчин	$(\Delta R/R_0) \cdot 100\%$, $H \perp I$ 90 кЕ	$(\Delta R/R_0) \cdot 100\%$, $H \parallel I$ 90 кЕ
$\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$	3877 %	742 %
$\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$	3170 %	380 %

4.4. Висновки до Розділу 4

1. Встановлено, що магнітоопір твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ і $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ залишається додатним у всьому дослідженому інтервалі температур і магнітних полів та характеризується вираженою анізотропією відносно взаємної орієнтації поля і транспортного струму.

2. Для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ за температури 5 К виявлено максимуми магнітоопору в полях приблизно 30 кЕ для $H \parallel I$ та 40 кЕ для $H \perp I$. Їх поява може бути пов'язана з наближенням до квантової межі, однак відхилення високопольових залежностей від теоретичних закономірностей для чистого вісмуту може свідчити про істотний вплив магнітної фази $\alpha\text{-BiMn}$.

3. Показано, що для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ у конфігурації $H \perp I$ магнітоопір монотонно зростає зі збільшенням поля, тоді як у конфігурації $H \parallel I$ за температур 5–80 К на залежностях виникають максимуми з подальшим зменшенням магнітоопору.

4. Виявлено слабкопольові інтервали до приблизно 22 кЕ для $H \perp I$ та 26 кЕ для $H \parallel I$, у яких низькотемпературні криві $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ практично збігаються. У сильніших полях температурна залежність магнітоопору посилюється, що свідчить про активацію додаткових механізмів перенесення заряду.

5. Встановлено, що найбільші відмінності між двома твердими розчинами спостерігаються за температур нижче 100 К, тоді як за

температур вище 150 К польові залежності поступово стають подібними. Це узгоджується з можливим впливом низькотемпературної переорієнтації магнітних моментів Mn у фазі α -BiMn.

6. У полі 90 кЕ найбільші значення магнітоопору для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ становлять приблизно 3170 % для $H \perp I$ та 380 % для $H \parallel I$. Вони є меншими за відповідні значення для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ – 3877 і 742 %. Отже, збільшення концентрації марганцю не приводить до монотонного збільшення магнітоопору.

7. Зменшення магнітоопору зі збільшенням вмісту Mn пояснюється конкуренцією двох чинників: посиленням внутрішнього магнітного впливу фази α -BiMn та одночасним зростанням розсіювання носіїв, яке зменшує їхню рухливість у вісмутовій матриці.

8. Порівняння з чистим вісмутом і $\text{Bi}_{50,8}\text{Mn}_{49,2}$ показує, що транспортний струм у досліджених твердих розчинах переважно протікає через Bi-матрицю, тоді як магнітні включення α -BiMn модифікують зонне перекриття, рухливість і розсіювання електронів та дірок.

9. Сукупність результатів свідчить, що магнітоопір досліджених твердих розчинів формується внаслідок спільної дії орбітального багатозонного транспорту, внутрішнього магнетизму α -BiMn, спин-залежного та міжзеренного розсіювання, а за низьких температур – також можливих квантових ефектів.

Отже, проведене дослідження виявило суттєві відмінності між польовими залежностями магнітоопору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$, найбільш виражені за температур нижче 100 К. Водночас установлено, що збільшення концентрації марганцю не приводить до зростання абсолютної величини магнітоопору. Узагальнений аналіз впливу концентрації Mn, а також можливих орбітальних, магнітних і квантових механізмів формування виявлених особливостей буде наведено в Розділі 5.

РОЗДІЛ 5. МЕХАНІЗМИ ФОРМУВАННЯ МАГНІТООПОРУ В ТВЕРДИХ РОЗЧИНАХ $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ ТА $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$

Результати, наведені в попередніх розділах, свідчать про складний характер процесів перенесення заряду в твердих розчинах $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$. Для обох матеріалів встановлено великий додатний магнітоопір, виражену залежність його величини від взаємної орієнтації магнітного поля та транспортного струму, а також істотну зміну форми температурних і польових залежностей зі зміною концентрації марганцю. Сукупність цих особливостей не може бути повністю пояснена лише класичним орбітальним викривленням траєкторій носіїв заряду у вісмуті. Необхідно враховувати багатозонну й багатодолину електронну структуру Ві-матриці, вплив магнітної фази α - BiMn , текстуровану полікристалічну будову зразків та можливі квантові ефекти за низьких температур і сильних магнітних полів.

Метою цього розділу є узагальнення експериментальних результатів і формування узгодженої фізичної картини магнітотранспорту в досліджених твердих розчинах. Основну увагу приділено трьом взаємопов'язаним питанням: ролі вісмутової матриці як основного провідного середовища, впливу концентрації Mn на величину й анізотропію магнітоопору, а також природі низькотемпературних максимумів на магнітопольових залежностях. Запропонована інтерпретація має феноменологічний характер, оскільки для твердих розчинів Ві–Mn дотепер не сформовано загальноприйнятої мікроскопічної теорії, яка б повністю описувала особливості електричного транспорту в цих матеріалах. Водночас вона дає змогу пов'язати результати температурних і польових досліджень у межах єдиного підходу.

5.1. Роль вісмутової матриці у формуванні магнітотransпортних властивостей

Важливою передумовою інтерпретації магнітотransпортних властивостей є визначення провідного середовища, в якому переважно відбувається перенесення заряду. Як було показано в **розділі 2**, досліджені тверді розчини являють собою вісмутову матрицю з розподіленими в ній включеннями магнітної фази α -BiMn. Додатний магнітоопір у всьому дослідженому температурному інтервалі, його значна величина та подібність високотемпературної поведінки до поведінки чистого вісмуту свідчать про те, що основним середовищем перенесення заряду в досліджених твердих розчинах є вісмутова матриця. Це принципово відрізняє досліджені матеріали від сполук із високим вмістом Mn, наприклад $\text{Bi}_{50,8}\text{Mn}_{49,2}$ [60], у яких основною матрицею є феромагнітна фаза α -BiMn і можливе формування провідних шляхів безпосередньо через магнітну підсистему.

У чистому вісмуті великий додатний магнітоопір пов'язаний із малою концентрацією та високою рухливістю носіїв заряду, майже повною компенсацією електронної і діркової підсистем, а також сильною анізотропією поверхні Фермі. У класичній двозонній моделі [98–100] поперечний магнітоопір компенсованого напівметалу за слабких полів приблизно пропорційний добутку рухливостей електронів і дірок та квадрату магнітного поля. З цього випливає, що навіть помірне зниження рухливості носіїв заряду внаслідок впливу внутрішнього магнетизму та структурних неоднорідностей може істотно зменшувати магнітоопір.

Разом з тим польові залежності досліджених твердих розчинів істотно відрізняються від залежностей чистого Ві. Для чистого вісмуту в слабких полях типовою є квадратична залежність, яка в сильніших полях переходить у лінійну. У $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ за низьких температур спостерігаються лінійні або слабкі степеневі ділянки, а показник степеня

змінюється зі складом і температурою. Отже, магнітні включення, імовірно, не формують окремого каналу провідності, внесок якого був би визначальним, а переважно модифікують перенесення заряду у вісмутовій матриці.

Додатковим аргументом на користь визначальної ролі вісмутової матриці у перенесенні заряду є те, що за температур вище 150 К польові залежності двох досліджених складів стають близькими, незважаючи на значну різницю в концентрації Mn. За цих температур внесок, пов'язаний із низькотемпературною переорієнтацією магнітних моментів марганцю, послаблюється, а у формуванні магнітотранспортної поведінки переважають температурна зміна рухливості носіїв заряду та класичний магнітопольовий відгук вісмутової матриці. Натомість нижче 100 К відмінності між в магнітоопорі твердих розчинів істотно зростають, що може свідчити про посилення внеску механізмів, пов'язаних зі зміною магнітного стану фази α -BiMn.

5.2. Вплив концентрації марганцю на величину та анізотропію магнітоопору

У полі 90 кЕ максимальний магнітоопір $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ становить 3877 % для $H \perp I$ та 742 % для $H \parallel I$, тоді як для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ відповідні значення дорівнюють 3170 і 380 %. Отже, зі збільшенням концентрації Mn магнітоопір зменшується приблизно на 18 % у поперечній конфігурації та на 49 % у поздовжній. Цей результат свідчить, що збільшення очікуваного вмісту магнітної фази α -BiMn не приводить до посилення магніторезистивного відгуку, а, навпаки, супроводжується його зменшенням.

В обох матеріалах поперечний магнітоопір значно перевищує поздовжній, що свідчить про вагомий орбітальний внесок, пов'язаний із дією сили Лоренца. Водночас ненульовий і досить великий магнітоопір за $H \parallel I$ показує, що орбітальне викривлення траєкторій не є єдиним механізмом. У

текстурованому полікристалі частина зерен неминуче орієнтована так, що локальна умова $H \parallel I$ порушується, однак однією лише геометричною неідеальністю складно пояснити складну температурну еволюцію поздовжнього магнітоопору. Тому необхідно враховувати зміни зонної структури, спин-залежне розсіювання, магнітну анізотропію α -BiMn та інші фактори.

Зменшення магнітоопору зі збільшенням вмісту Mn можна пояснити одночасною дією двох конкуруючих чинників. З одного боку, більша частка α -BiMn посилює внутрішній магнітний вплив на носії заряду у вісмутівій матриці. З іншого боку, збільшується кількість міжфазних меж, локальних деформацій і центрів розсіювання, що зменшує рухливість електронів і дірок. Оскільки величина орбітального магнітоопору є дуже чутливою до рухливості, другий чинник може переважати. У результаті матеріал із меншою концентрацією Mn, у якому, імовірно, зберігається вища рухливість носіїв заряду, демонструє більший магнітоопір, хоча внутрішній магнітний вплив у ньому може бути слабшим.

Зменшення магнітоопору зі збільшенням концентрації Mn є особливо суттєвим у конфігурації в конфігурації $H \parallel I$. У поперечній геометрії значна частина відгуку пов'язана з орбітальним механізмом, тому зміна магнітної підсистеми лише модифікує вже великий базовий внесок. У поздовжній геометрії орбітальний внесок істотно послаблений, а відносна роль магнітної анізотропії, спин-залежного розсіювання та зміни електронного спектра зростає. Тому зміна концентрації Mn сильніше позначається саме на конфігурації $H \parallel I$. У межах такої інтерпретації різниця між двома геометріями є не просто наслідком класичної анізотропії, а відображає різне співвідношення орбітальних і неорбітальних складових магнітоопору.

5.3. Багатозонна й багатодолінна електронна структура матриці вісмуту та її чутливість до магнітного поля

Фізичною основою великого магнітоопору є специфічна електронна структура вісмуту. Він є майже компенсованим напівметалом із дуже малою енергією Фермі, яка становить лише кілька сотих електрон-вольта. Поверхня Фермі містить одну діркову кишеню поблизу точки T і три електронні кишені поблизу точок L першої зони Бріллюена ромбоєдричної ґратки. За відсутності зовнішнього магнітного поля три електронні кишені поблизу точок L є еквівалентними й можуть розглядатися як три вироджені електронні долини (рис. 5.1) [21]. Через сильну анізотропію їх форми зовнішнє магнітне поле знімає долинне виродження, а ефект залежить від орієнтації поля відносно кристалографічних осей.

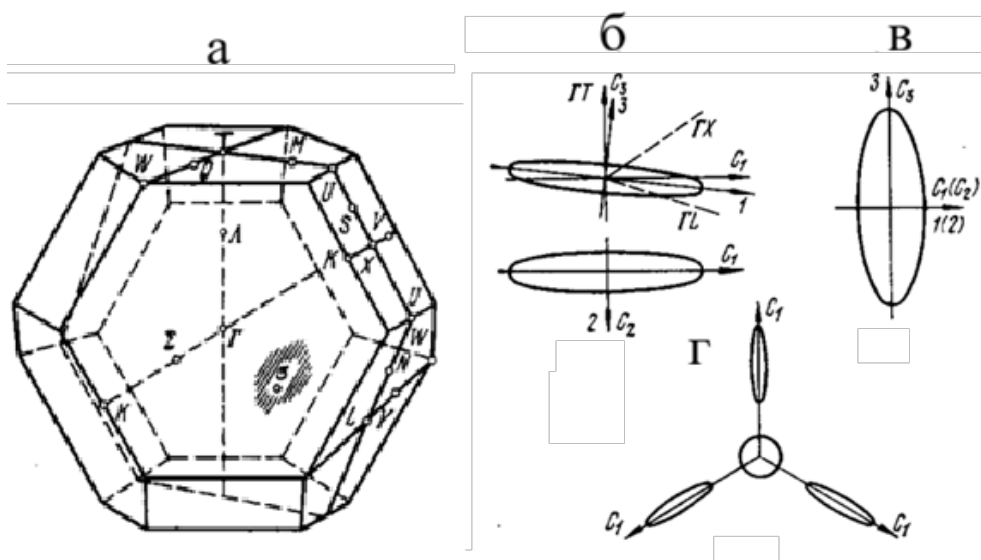


Рис. 5.1. (а) Тривимірна схема першої зони Бріллюена вісмуту, а також схеми електронної (б) та діркової (в) поверхонь Фермі, їх орієнтація щодо осей кристала та напрямків у зоні Бріллюена, а також відносне розташування електронних та діркових поверхонь (г) [21].

Поблизу точок L між краями валентної зони та зони провідності існує мала енергетична щілина $E_g \approx 15,3$ меВ. Схематичне положення відповідних

екстремумів наведено на рис. 5.2. Позначення L_s відповідає мінімуму зони провідності, L_Q – максимуму валентної зони поблизу L , а максимум поблизу точки T формує діркову кишеню. Через малу енергію Фермі та вузькі енергетичні інтервали навіть відносно слабкі збурення, зокрема зміни температури й магнітного поля, механічна деформація або магнітна взаємодія, можуть змінювати взаємне положення електронних і діркових підзон.

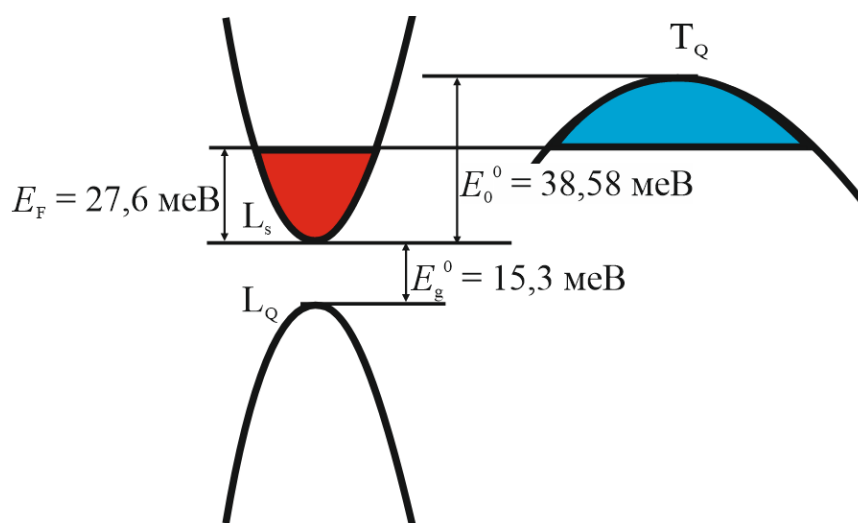


Рис. 5.2. Енергетичне положення екстремумів валентної зони та зони провідності поблизу точок L і T зони Бріллюєна вісмуту відносно рівня Фермі (E_F) за температури 4,2 К.

Коли магнітне поле орієнтоване вздовж бінарної або бісекторної осі, енергетична щілина поблизу точки L спочатку зменшується. Після досягнення критичних значень поля можливе перетинання енергетичних рівнів. Подальше збільшення поля спричиняє зміщення електронної та діркової підзон у протилежних напрямках. Така еволюція змінює концентрації носіїв, ступінь компенсації та їх внесок у провідність. У граничному випадку може відбуватися перехід між напівметалічним і напівпровідниковим режимами. Для досліджених твердих розчинів це не обов'язково означає повний фазовий перехід у строгому термодинамічному сенсі, радше йдеться про польовий

перерозподіл внесків електронного і діркового каналів, яке проявляється максимумами та зміною нахилу залежностей $R(T)$ і $\Delta R/R_0(H)$.

Багатозонний й багатодолинний підхід пояснює, чому температурні залежності електроопору в магнітному полі можуть демонструвати послідовний перехід від напівпровідниковоподібної до металевої поведінки. За різних температур і магнітних полів переважним може ставати канал із вищою рухливістю або більшою ефективною концентрацією носіїв заряду. Унаслідок цього зниження температури спочатку збільшує опір, потім приводить до максимуму, а за нижчих температур – до його зменшення. Зі збільшенням поля положення максимуму зміщується, оскільки поле змінює не тільки траєкторії носіїв, але й енергетичну структуру та баланс між електронними й дірковими станами.

У чистому вісмуті аналогічні зміни визначаються зовнішнім полем і кристалографічною орієнтацією. У твердих розчинах Bi-Mn до них додається внутрішнє магнітне середовище, створене α -BiMn. Унаслідок цього ефективне поле, яке діє на носії заряду, не зводиться до прикладеного зовнішнього поля. Локальні магнітні поля та обмінна взаємодія поблизу включень можуть змінювати зонне перекриття неоднорідно в об'ємі зразка. Це спричиняє розподіл локальних умов провідності та сприяє появі слабких степеневих залежностей замість простих квадратичних або лінійних законів, характерних для однорідного монокристалічного вісмуту.

5.4. Вплив магнітної фази α -BiMn та переорієнтації магнітних моментів Mn

Фаза α -BiMn є феромагнітною і має високу температуру магнітного впорядкування. Фаза α -BiMn є феромагнітною та характеризується високою температурою магнітного впорядкування. Наявність її включень у вісмутовій

матриці може зумовлювати виникнення локальних магнітних полів і додаткову взаємодію носіїв заряду з магнітними моментами Mn. Такий вплив може проявлятися через спін-залежне розсіювання носіїв заряду на магнітних неоднорідностях і міжфазних межах, їх взаємодію з магнітними збудженнями фази α -BiMn, а також через виникнення магнітопружних деформацій. Водночас сам механізм розсіювання на магнонах навряд чи здатний пояснити появу максимумів і зміну характеру залежностей. Він може змінювати коефіцієнт при низькотемпературному члені, близькому до T^2 , але для формування вираженого переходу між різними типами $R(T)$ необхідна зміна співвідношення електронного та діркового внесків.

Згідно з даними про магнітні властивості твердих розчинів Bi-Mn [19, 101], нижче приблизно 100 K можлива переорієнтація магнітних моментів Mn: їх переважний напрям змінюється від орієнтації, близької до перпендикулярної відносно осі c , до орієнтації вздовж цієї осі. Така перебудова змінює магнітну анізотропію α -BiMn і кут між внутрішньою намагніченістю, зовнішнім полем та кристалографічними напрямками. Саме нижче 100 K спостерігаються найбільші відмінності між польовими залежностями $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$, тоді як поблизу кімнатної температури вони стають майже однаковими. Така кореляція підтримує припущення про істотну роль спінової переорієнтації.

Переорієнтація магнітних моментів може впливати на магнітоопір двома взаємопов'язаними шляхами. По-перше, змінюється спін-залежна ймовірність розсіювання носіїв на магнітних включеннях і міжфазних межах (нормальний метал/ферромагнетик). По-друге, змінюється внутрішнє магнітне поле, яке через малу енергію Фермі вісмуту може модифікувати перекриття електронних і діркових областей. Отже, магнітна перебудова α -BiMn не лише додає опір як окремий механізм розсіювання, а й змінює параметри самого багатозонного й багатодолинного транспортного середовища. Саме ця

подвійна дія може пояснювати, чому зміна концентрації Mn впливає одночасно на величину магнітоопору, положення максимумів і показники степеневих залежностей.

Більш помітна зміна магнітоопору в конфігурації $H \parallel I$ може бути зумовлена анізотропією магнітного стану фази α -BiMn та зміною орієнтації магнітних моментів Mn відносно переважних кристалографічних напрямків текстурованого зразка. У поперечній геометрії великий орбітальний внесок частково маскує цю зміну, тоді як у поздовжній геометрії магнітна складова стає відносно помітнішою. Через полікристалічність не можна безпосередньо ототожнювати макроскопічні конфігурації $H \perp I$ та $H \parallel I$ з фіксованими кристалографічними напрямками кожного зерна. Проте текстурованість зразків забезпечує певну переважну орієнтацію, тому анізотропія магнітної фази може зберігатися і в усередненому транспортному відгуку.

Практичне збігання низькотемпературних кривих $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ до полів приблизно 22 кЕ для $H \perp I$ та 26 кЕ для $H \parallel I$ може свідчити про існування умовного слабкопольового режиму, в якому температурна залежність магнітоопору є відносно слабкою. Ці значення є емпіричними полями кросоверу, а не критичними полями фазового переходу. У сильніших полях криві розходяться, що може свідчити про зростання внеску температурно залежних процесів – зміни рухливості, польового перерозподілу електронного і діркового каналів та перебудови магнітної підсистеми. Близькість двох полів кросоверу вказує на спільну основу процесу, тоді як різна подальша еволюція кривих відображає відмінне співвідношення орбітального й магнітного внесків.

5.5. Природа низькотемпературних максимумів на польових залежностях

Для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ за температури 5 К встановлено максимуми польових залежностей магнітоопору приблизно в полях 30 кЕ для $H \parallel I$ та 40 кЕ для $H \perp I$. Максимуми за близьких значень магнітного поля спостерігалися також у чистому вісмуті [83, 96, 97] та пов'язувалися з досягненням квантової межі, за якої нижче рівня Фермі в електронній зоні залишається лише один рівень Ландау. У напівметалі це може спричиняти перерозподіл носіїв між електронними та дірковими зонами, збільшення їх концентрації та подальше зменшення опору після проходження максимуму. Водночас високопольова поведінка магнітоопору істотно відрізняється від теоретичних передбачень для однорідного монокристалічного вісмуту. У поздовжній конфігурації замість очікуваного зменшення за законом H^{-1} спостерігається слабша залежність $\Delta R/R_0 \sim H^{-0,38}$. У поперечній конфігурації замість виходу на насичення магнітоопір зменшується за слабким степеневим законом $\Delta R/R_0 \sim H^{-0,13}$. Це свідчить, що поведінка матеріалу не може бути повністю описана цією моделлю. Імовірними причинами є текстурована полікристалічна структура, розподіл орієнтацій зерен, міжзеренне розсіювання та вплив магнітних включень $\alpha\text{-BiMn}$.

Детальні вимірювання $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ суттєво доповнюють цю картину. Для конфігурації $H \parallel I$ максимуми на польових залежностях спостерігаються не лише за 5 К, але й зберігаються до 80 К. Слід зауважити, що через малу ефективну масу носіїв у вісмуті відстань між рівнями Ландау може залишатися достатньо великою навіть за десятків кельвінів. У ранніх експериментах на чистому Ві квантово-осциляційні ефекти та залежність концентрації носіїв від поля в квантовій межі досліджували за 18, 36 і 61 К, а так звані високотемпературні осциляції спостерігали в інтервалі 20–70 К [102]. У сучасних вимірюваннях показано, що квантування Ландау може помітно

впливати на термоелектричний відгук вісмуту навіть до 120 K [103]. Разом з тим за таких температур квантова межа навряд чи може бути єдиною причиною аномалії. Більш імовірно, що максимумами пов'язані з польовою перебудовою магнітного стану α -BiMn та її впливом на багатозонну провідність вісмуткової матриці.

Найбільш обґрунтованою є комбінована інтерпретація. За гелієвих температур і відповідних полів квантова перебудова рівнів Ландау у вісмутівій підсистемі може формувати основу максимуму. Магнітні включення та полікристалічність змінюють положення і форму цієї особливості. Зі зростанням температури квантовий внесок послаблюється, але магнітна перебудова α -BiMn та зміна електронно-діркового балансу продовжують формувати немонотонну залежність. Для остаточного розділення цих внесків необхідні одночасні вимірювання магнітоопору, ефекту Холла та намагніченості в однакових температурно-польових умовах, а також дослідження монокристалічних зразків із контрольованою орієнтацією поля.

5.6. Узагальнена модель формування магнітоопору

На підставі отриманих результатів магнітоопір досліджених твердих розчинів можна розглядати як результат спільної дії трьох взаємопов'язаних чинників. Першим чинником є багатозонне й багатодолине електронно-діркове перенесення заряду у вісмутівій матриці. Висока рухливість носіїв та їх майже повна компенсація посилюють додатний орбітальний магнітоопір, що виникає внаслідок викривлення траєкторій носіїв під дією сили Лоренца. Другим чинником є магнітний вплив включень α -BiMn, що може змінювати спин-залежне розсіювання носіїв заряду, локальне магнітне поле та співвідношення внесків електронного і діркового каналів. Третім чинником є текстурована полікристалічна структура, яка зумовлює розподіл локальних

кристалографічних орієнтацій, міжзеренне розсіювання та просторову неоднорідність магнітного впливу.

У конфігурації $H \perp I$ переважає орбітальний внесок, пов'язаний із викривленням траєкторій носіїв під дією сили Лоренца. У конфігурації $H \parallel I$ цей внесок істотно послаблюється, тому відносно більш помітними стають спин-залежне розсіювання, магнітна анізотропія α -BiMn і польова модифікація електронної структури. Полікристалічність зразків не забезпечує повного усунення орбітального внеску в поздовжній конфігурації.

Збільшення концентрації Mn супроводжується очікуваним збільшенням вмісту фази α -BiMn і посиленням внутрішнього магнітного впливу. Водночас зростає кількість міжфазних меж, структурних неоднорідностей і центрів розсіювання, що може знижувати рухливість носіїв заряду. Оскільки орбітальний магнітоопір є особливо чутливим до рухливості, посилення розсіювання може переважати над впливом збільшення кількості магнітної фази, унаслідок чого магнітоопір зменшується.

За температур нижче приблизно 100 К може посилюватися вплив переорієнтації магнітних моментів Mn у фазі α -BiMn. За гелієвих температур, зокрема близько 5 К, у полях приблизно 30–40 кЕ додатковий внесок може бути пов'язаний із наближенням електронної системи вісмуткової матриці до квантової межі та перебудовою рівнів Ландау.

5.7. Висновки до Розділу 5

1. Показано, що транспортний струм у $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ протікає через вісмутову матрицю, тоді як включення α -BiMn модифікують рухливість, розсіювання та співвідношення внесків електронного і діркового каналів.

2. Встановлено, що зі збільшенням концентрації Mn найбільше значення магнітоопору в полі 90 кЕ зменшується приблизно на 18 % для $H \perp I$ та на 49 % для $H \parallel I$.

3. Обґрунтовано, що анізотропія магнітоопору в $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ визначається різним співвідношенням орбітального та неорбітального внесків. У конфігурації $H \perp I$ переважає орбітальне викривлення траєкторій носіїв заряду, тоді як за $H \parallel I$ відносно вагомими стають внески, пов'язані з магнітною анізотропією, спин-залежним розсіюванням і зміною електронної структури під дією магнітного поля.

4. Встановлено, що найбільші відмінності між польовими залежностями магнітоопору двох складів спостерігаються за температур нижче 100 К і можуть бути пов'язані з переорієнтацією магнітних моментів Mn у фазі α -BiMn. За температур понад 150 К вплив цього процесу послаблюється, унаслідок чого польові залежності магнітоопору обох матеріалів стають подібними.

5. Показано, що максимуми на польових залежностях магнітоопору $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ за температури 5 К можуть бути пов'язані з наближенням електронної системи вісмутової матриці до квантової межі. Водночас збереження подібних максимумів у $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ до 80 К свідчить, що їх не можна пояснити лише квантовим механізмом. За підвищених температур визначальну роль, імовірно, відіграють зміни магнітного стану фази α -BiMn та пов'язаний із ними перерозподіл внесків електронного і діркового каналів.

6. Запропоновано узагальнену модель, у якій магнітоопір формується спільною дією багатозонного й багатодолиного транспорту у вісмуті, внутрішнього магнетизму α -BiMn, структурної неоднорідності текстурованого полікристала та, за низьких температур, можливих квантових ефектів.

ВИСНОВКИ

У цій дисертаційній роботі представлено результати комплексного дослідження температурних і магнітопольових залежностей електричного опору твердих розчинів $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ за взаємно перпендикулярної та паралельної орієнтацій магнітного поля і транспортного струму. Установлено вплив концентрації Mn на величину й анізотропію магнітоопору та запропоновано фізичну інтерпретацію виявлених особливостей з урахуванням багатозонної електронної структури вісмутової матриці, впливу магнітної фази $\alpha\text{-BiMn}$, полікристалічності зразків і можливих квантових ефектів.

Серед результатів, отриманих в ході виконання роботи, найбільш пріоритетними є наступні:

1. Встановлено, що за відсутності зовнішнього магнітного поля збільшення концентрації Mn від 3,69 до 11,92 ат. % істотно змінює температурну поведінку електричного опору твердих розчинів Bi–Mn, зокрема спричиняє появу перегину поблизу 70 К та зміну характеру низькотемпературної залежності.

2. Показано, що магнітне поле формує максимуми на залежностях $R(T)$, які зміщуються до вищих температур зі зростанням поля. Для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ вони спостерігаються за $H \perp I$ і $H \parallel I$, а для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ лише за $H \perp I$.

3. Виявлено великий додатний та анізотропний магнітоопір досліджених матеріалів: у полі 90 кЕ він досягає 3877 і 742 % для $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$, а для $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ – 3170 і 380 % у конфігураціях $H \perp I$ і $H \parallel I$ відповідно. Показано, що зі збільшенням концентрації Mn від 3,69 до 11,92 ат. % величина магнітоопору зменшується, причому найбільш істотне зменшення спостерігається в конфігурації $H \parallel I$.

4. З'ясовано, що перенесення заряду переважно відбувається у вісмутівій матриці, тоді як включення α -BiMn впливають на рухливість і розсіювання носіїв заряду. За $H \perp I$ переважає орбітальний внесок, а за $H \parallel I$ відносно вагомішими стають неорбітальні механізми.

5. Виявлено, що максимуми на магнітопольових залежностях магнітоопору за температури 5 К можуть бути пов'язані з наближенням електронної системи вісмутівій матриці до квантової межі. Збереження таких максимумів у $\text{Bi}_{88,08}\text{Mn}_{11,92}$ до 80 К свідчить про додатковий вплив низькотемпературної переорієнтації магнітних моментів Mn у фазі α -BiMn.

6. Запропоновано узагальнену модель, згідно з якою магнітоопір у твердих розчинах Bi-Mn формується за рахунок орбітального ефекту, впливу зовнішнього магнітного поля та внутрішнього магнетизму фази α -BiMn на електрон-дірковий транспорт у вісмутівій матриці, спін-залежного розсіювання носіїв заряду та структурної неоднорідності текстурованого полікристала, а за низьких температур — також унаслідок наближення електронної системи до квантової межі й перебудови рівнів Ландау.

Таким чином, результати, одержані в дисертаційній роботі, суттєво поглиблюють сучасні уявлення про закономірності формування магнітотранспортних властивостей твердих розчинів системи Bi-Mn з низьким вмістом марганцю. У роботі встановлено вплив концентрації Mn, температури, величини магнітного поля та взаємної орієнтації магнітного поля і транспортного струму на електричний опір і магнітоопір досліджених матеріалів, а також запропоновано фізичну інтерпретацію виявлених особливостей з урахуванням багатозонної електронної структури вісмутівій матриці, впливу магнітної фази α -BiMn, полікристалічності зразків і можливих квантових ефектів. Одержані результати створюють наукові передумови для практичного застосування твердих розчинів системи Bi-Mn у магнітокерованих резистивних елементах, долинних кубітах, безконтактних

вимірювачах струму та системах контролю магнітних полів, а також визначають перспективні напрями подальших досліджень цих матеріалів як потенційної елементної бази для спітронних пристроїв.

На завершення хочу висловити свою щирю вдячність:

– науковому керівнику д.ф.-м.н. Терехову Андрію Валерійовичу за цінні поради, обговорення результатів та постійну увагу на всіх етапах підготовки дисертації;

– член-кореспонденту НАН України Найдюку Юрію Георгійовичу за обговорення результатів та слушні поради на семінарах та радах;

– член-кореспонденту НАН України, в.о. директора ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України Долбіну Олександр Вітольдовичу за постійну увагу до роботи та підтримку при підготовці до захисту;

– всім співробітникам відділу мікроконтактної спектроскопії ФТІНТ імені Б.І. Веркіна НАН України за допомогу та підтримку в процесі роботи над дисертацією;

– вченому секретарю ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України Калиненко О.М. за допомогу в оформленні документів.

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. A. V. Terekhov, K. Rogacki, **V. M. Yarovyi**, V. B. Stepanov, Y. U. A. Kolesnichenko, A. D. Shevchenko, Z. D. Kovalyuk, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “Magnetoresistance peculiarities of $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ in magnetic fields up to 140 kOe,” *Low Temperature Physics*. vol. 49, no. 8, pp. 998–1003, 2023. (Q3)
<https://doi.org/10.1063/10.0020170>
2. A. V. Terekhov, K. Rogacki, **V. M. Yarovyi**, Z. D. Kovalyuk, E. Lähderanta, E. V. Khristenko, A. L. Solovjov, “Features of temperature dependences electrical resistance of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields,” *Low Temperature Physics*. vol. 50, no. 7, pp. 543–548, 2024. (Q4)
<https://doi.org/10.1063/10.0026270>
3. A. V. Terekhov, **V.M. Yarovyi**, Yu.A. Kolesnichenko, K. Rogacki, E. Lähderanta, V. Khristenko, A. L. Solovjov, “Specific features of the magnetic-field dependences of electrical resistivity in Bi–Mn solid solutions with low Mn content,” *Low Temperature Physics*. vol. 52, no. 7, pp. 817–825, 2026. (Q3)
<https://doi.org/10.1063/10.0044254>
4. **V. M. Yarovyi**, **A. L. Solovjov**, A. S. Stepanov, A. V. Terekhov, “The magnetoresistance behaviour features of $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{4.31}$ in magnetic field up to 15 T”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2022”, Ukraine, Lviv, October 18-20, 2022, book of abstracts, P. A7.
5. **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, **A. L. Solovjov**, “Anomalous magnetoresistance in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$,” International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics

- “HEUREKA-2023”, Ukraine, Lviv, May 16-18, 2023, book of abstracts, P. A6.
6. **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, **A. L. Solovjov**, A. S. Stepanov, “Features of magnetoresistance behavior in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ ”, III International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2023”, Ukraine, Kharkiv, June 5-11, 2023, book of abstracts, P. 57.
 7. **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, **A. L. K. Rogacki**, **Solovjov**, “Electrical resistance temperature Dependences features of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2024”, Ukraine, Lviv, May 14-16, 2024, book of abstracts, P. A7.
 8. **V. M. Yarovyi**, K. Rogacki, A. V. Terekhov, E. Lähderanta, **A. L. Solovjov**, “A detailed investigation of anomalies on the temperature dependences of the electrical resistance of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in fields up to 90 kOe”, IV International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2024”, Ukraine, Kharkiv, June 3-7, 2024, book of abstracts, P. 59.
 9. **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Electrical Resistance and Magnetoresistance in $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ ”, The International Conference “Theoretical physics in Transcarpathia” (devoted to the Centennial Birthday Anniversary of Prof. Yu.M. Lomsadze), Ukraine, Uzhhorod, December 17-19, 2024, book of abstracts, 2024, P. 282.
 10. **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Transport properties of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields up to 90 kOe”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2025”, Ukraine, Lviv, May 13–15, 2025, book of abstracts, P. A21.

11. **V. M. Yarovyi, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov**,
 “Magnetoresistance of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields up to 90 kOe”, V
 International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low
 Temperature Physics “CM<P 2025”, Ukraine, Kharkiv, June 2-6, 2025,
 book of abstracts, P. 57.
12. **V. Terekhov, V. M. Yarovyi, K. Rogacki, I. V. Zolocheskii, E. Lähderanta,**
A. L. Solovjov, “Giant magnetoresistance in $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ ”, 2025 IEEE 6th
 KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek), Kharkiv, Ukraine,
 October 6–10, 2025, Proceedings, P. 1–4.
<https://doi.org/10.1109/KhPIWeek61436.2025.11288709>
13. **V. M. Yarovyi, A. V. Terekhov, K. Rogacki, E. Lähderanta, A. L. Solovjov**,
 “Anomalous magnetoresistance in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ and $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ solid
 solutions”, VI International Advanced Study Conference Condensed Matter
 and Low Temperature Physics “CM<P 2026”, Ukraine, Kharkiv, June 1-
 5, 2026, book of abstracts, P. 66.
14. **K. Oikawa, Y. Mitsui, K. Koyama, and K. Anzai**, "Thermodynamic
 assessment of the Bi–Mn system," *Materials Transactions*, vol. 52, no. 11, pp.
 2032–2039, 2011.
15. **R. G. Pirich, G. Busch, W. Poit, and D. J. Larson**, "The Bi-MnBi eutectic
 region of the Bi-Mn phase diagram," *Metallurgical and Materials*
Transactions A, vol. 11, pp. 193–194, 1980.
16. **E. Wachtel and R. Damm**, "Magnetische Suszeptibilität wismutreicher
 Wismut-Mangan-Legierungen," *International Journal of Materials Research*,
 vol. 54, no. 12, pp. 693–697, 1963.
17. **T. Chen**, "Contribution to the equilibrium phase diagram of the manganese-
 bismuth system near manganese bismuth (MnBi)," *Journal of Applied*
Physics, vol. 45, no. 5, pp. 2358–2360, 1974.

18. P. Hofmann, "The surfaces of bismuth: Structural and electronic properties," *Progress in Surface Science*, vol. 86, pp. 191–245, 2006.
19. J. B. Yang, W. B. Yelon, W. J. James, Q. Cai, M. Kornecki, S. Roy, N. Ali, and Ph. l'Heritier, "Crystal structure, magnetic properties and electronic structure of the MnBi intermetallic compound," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 14, no. 25, pp. 6509–6519, 2002.
20. K. V. Shanavas, D. Parker, and D. J. Singh, "Theoretical study on the role of dynamics on the unusual magnetic properties in MnBi," *Scientific Reports*, vol. 4, no. 1, pp. 7222, 2014.
21. V. S. Edel'man, "Electrons in bismuth," *Advances in Physics*, vol. 25, no. 6, pp. 555–613, 1976.
22. Y. Liu and R. E. Allen, "Electronic structure of the semimetals Bi and Sb," *Physical Review B*, vol. 52, pp. 1566–1577, 1995.
23. S. Golin, "Band structure of bismuth: Pseudopotential approach," *Physical Review*, vol. 166, no. 3, pp. 643–651, 1968.
24. X. Gonze, J. P. Michenaud, and J. P. Vigneron, "First-principles study of As, Sb, and Bi electronic properties," *Physical Review B*, vol. 41, no. 17, pp. 11827–11836, 1990.
25. J. H. Xu, E. G. Wang, C. S. Ting, and W. P. Su, "Tight-binding theory of the electronic structures for rhombohedral semimetals," *Physical Review B*, vol. 48, no. 23, pp. 17271–17279, 1993.
26. G. Jezequel, Y. Petroff, R. Pinchaux, and F. Yndurain, "Electronic structure of the Bi(111) surface," *Physical Review B*, vol. 33, no. 6, pp. 4352–4355, 1986.
27. G. Jezequel, J. Thomas, and I. Pollini, "Experimental band structure of semimetal bismuth," *Physical Review B*, vol. 56, no. 11, pp. 6620–6626, 1997.

- 28.J. Thomas, G. Jezequel, and I. Pollini, "Photoemission study of the bulk and surface electronic structure of Bi(111)," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 11, no. 48, pp. 9571–9580, 1999.
- 29.M. Hengsberger, P. Segovia, M. Garnier, D. Purdie, and Y. Baer, "Photoemission study of the carrier bands in Bi(111)," *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, vol. 17, pp. 603–608, 2000.
- 30.A. Tanaka, M. Hatano, K. Takahashi, H. Sasaki, S. Suzuki, and S. Sato, "Growth and angle-resolved photoemission studies of bismuth epitaxial films," *Surface Science*, vol. 433–435, pp. 647–651, 1999.
- 31.A. Tanaka, M. Hatano, K. Takahashi, H. Sasaki, S. Suzuki, and S. Sato, "Bulk and surface electronic structures of the semimetal Bi studied by angle-resolved photoemission spectroscopy," *Physical Review B*, vol. 59, no. 3, pp. 1786–1791, 1999.
- 32.C. R. Ast and H. Höchst, "High-resolution photoemission mapping of the three-dimensional band structure of Bi(111)," *Physical Review B*, vol. 70, no. 24, p. 245122, 2004.
- 33.C. E. Moore, *Atomic Energy Levels*, Washington, USA: National Bureau of Standards, 1958, vol. 3, p. 237.
- 34.J. M. Ziman, *Principles of the Theory of Solids*, Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1972, p. 435.
- 35.Z. Zhu, J. Wang, H. Zuo, B. Fauque, R. D. McDonald, Y. Fuseya, and K. Behnia, "Emptying Dirac valleys in bismuth using high magnetic fields," *Nature Communications*, vol. 8, p. 15297-1-7, 2017.
- 36.Z. Zhu, B. Fauque, K. Behnia, and Y. Fuseya, "Magnetoresistance and valley degree of freedom in bulk bismuth," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 30, p. 313001, 2018.

- 37.M. P. Vecchi, J. R. Pereira, and M. S. Dresselhaus, "Anomalies in the magnetoreflexion spectrum of bismuth in the low-quantum-number limit," *Physical Review B*, vol. 14, no. 2, pp. 298–317, 1976.
- 38.J. Heremans and J. P. Michenaud, "Electronic magnetostriction of $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys" *Journal of Physics C: Solid State Physics*, vol. 18, no. 32, pp. 6033–6042, 1985.
- 39.K. Hiruma and N. Miura, "Magnetoresistance study of Bi and Bi–Sb alloys in high magnetic fields. II. Landau levels and semimetal-semiconductor transition," *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 52, no. 6, pp. 2118–2127, 1983.
- 40.B. W. Roberts, "Neutron diffraction study of the structures and magnetic properties of manganese bismuthide," *Physical Review*, vol. 104, no. 3, pp. 607–616, 1956.
- 41.J. B. Yang, K. Kamaraju, W. B. Yelon, W. J. James, Q. Cai, and A. Bollero, "Magnetic properties of the MnBi intermetallic compound," *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 12, pp. 1846–1848, 2001.
- 42.G. Q. Di, S. Iwata, S. Tsunashima, and S. Uchiyama, "Magneto-optical Kerr effects of MnBi and MnBiAl films," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 104–107, no. 2, pp. 1023–1024, 1992.
- 43.D. Chen and Y. Gondo, "Temperature dependence of the magneto-optic effect and resonance phenomena in oriented MnBi films," *Journal of Applied Physics*, vol. 35, no. 3, pp. 1024–1025, 1964.
- 44.J. B. Yang, Y. B. Yang, X. G. Chen, X. B. Ma, J. Z. Han, Y. C. Yang, S. Guo, A. R. Yan, Q. Z. Huang, M. M. Wu, and D. F. Chen, "Anisotropic nanocrystalline MnBi with high coercivity at high temperature," *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 8, p. 082505-1-3, 2011.

- 45.K. Suzuki, X. Wu, V. Ly, T. Shoji, A. Kato, and A. Manabe, "Spin reorientation transition and hard magnetic properties of MnBi intermetallic compound," *Journal of Applied Physics*, vol. 111, no. 7, p. 07E303, 2012.
- 46.R. Coehoorn and R. A. de Groot, "The electronic structure of MnBi," *Journal of Physics F: Metal Physics*, vol. 15, no. 10, pp. 2135–2144, 1985.
- 47.A. Sakuma, Y. Manabe, and Y. Kota, "First principles calculation of magnetocrystalline anisotropy energy of MnBi and $\text{MnBi}_{1-x}\text{Sn}_x$ " *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 82, no. 7, p. 073704, 2013.
- 48.N. A. Zarkevich, L.-L. Wang, and D. D. Johnson, "Anomalous magneto-structural behavior of MnBi explained: A path towards an improved permanent magnet," *APL Materials*, vol. 2, no. 3, p. 032103-1-6, 2014.
- 49.V. P. Antropov, V. N. Antonov, L. V. Bekenov, A. Kutepov, and G. Kotliar, "Magnetic anisotropic effects and electronic correlations in MnBi ferromagnet," *Physical Review B*, vol. 90, no. 5, p. 054404-1-18, 2014.
- 50.P. Ravindran, A. Delin, P. James, B. Johansson, J. M. Wills, R. Ahuja, and O. Eriksson, "Magnetic, optical, and magneto-optical properties of MnX ($\text{X}=\text{As}$, Sb , or Bi) from full-potential calculations," *Physical Review B*, vol. 59, no. 24, pp. 15680–15693, 1999.
- 51.W. E. Stutius, T. Chen, and T. R. Sandin, "Magnetic properties of MnBi single crystals," *AIP Conference Proceedings*, vol. 18, no. 1, pp. 1222–1226, 1974.
- 52.Tu Chen and W. Stutius, "The phase transformation and physical properties of the MnBi and $\text{Mn}_{1.08}\text{Bi}$ compounds," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 10, no. 3, pp. 581–586, 1974.
- 53.R. Coehoorn, C. Haas, and R. A. de Groot, "Electronic structure of MnSb," *Physical Review B*, vol. 311, no. 4, pp. 1980–1996, 1980.
- 54.Y. Liu, J. Zhang, G. Jia, X. Zhang, Z. Ren, X. Li, C. Jing, S. Cao, and K. Deng, "Magnetic anisotropy properties and spin reorientation for textured Bi-

- Mn alloys fabricated by a field-inducing technique," *Physical Review B*, vol. 70, no. 18, p. 184424-1-6, 2004.
- 55.K. U. Harder, D. Menzel, T. Widmer, and J. Schoenes, "Structure, magnetic, and magneto-optical properties of MnBi films grown on quartz and (001)GaAs substrates," *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 7, pp. 3625–3629, 1998.
 - 56.X. Jiang, T. Roosendaal, X. Lu, O. Palasyuk, K. W. Dennis, M. Dahl, J.-P. Choi, E. Polikarpov, M. Marinescu, and J. Cui, "Mechanical and electrical properties of low temperature phase MnBi," *Journal of Applied Physics*, vol. 119, no. 3, p. 033903-1 – 033903-4, 2016.
 - 57.J. Ataati, A. Ben Abdellah, B. Grosdidier, J. G. Gasser, and M. Mayoufi, "Experiment and theory for electronic transport properties of Mn-Bi liquid alloy," *International Journal of Civil Engineering and Technology (IJCIET)*, vol. 9, no. 10, pp. 1430–1443, 2018.
 - 58.K. Kondo, "On the properties of ferromagnetic alloy of Manganese and Bismuth at low temperature. II. Electric conduction and galvanomagnetic effects," *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 5, no. 5, pp. 307–310, 1950.
 - 59.W. M. Yim and E. J. Stofko, "Preparation and properties of eutectic Bi-MnBi single crystals," *Journal of Applied Physics*, vol. 38, no. 13, pp. 5211–5216, 1967.
 - 60.Y. He, J. Gayles, M. Yao, T. Helm, T. Reimann, V. N. Strocov, W. Schnelle, M. Nicklas, Y. Sun, G. H. Fecher, and C. Felser, "Large linear non-saturating magnetoresistance and high mobility in ferromagnetic MnBi," *Nature Communications*, vol. 12, p. 4576, 2021.
 - 61.Y. Choi, X. Jiang, W. Bi, P. Lapa, R. K. Chouhan, D. Paudyal, T. Varga, D. Popov, J. Cui, D. Haskel, and J. S. Jiang, "Element-resolved magnetism across

- the temperature- and pressure-induced spin reorientation in MnBi," *Physical Review B*, vol. 94, no. 18, p. 184433, 2016.
- 62.A. B. Focke and J. R. Hill, "The electrical resistivity of bismuth single crystals," *Physical Review*, vol. 50, no. 2, pp. 179–184, 1936.
- 63.N. Thompson, "The electrical resistance of bismuth alloys," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 155, no. 884, pp. 111–123, 1936.
- 64.V. Chopra, R. K. Ray, and S. M. Bhaga, "Low-temperature resistivity of Bi and its alloys," *Physica Status Solidi (a)*, vol. 4, no. 1, pp. 205–215, 1971.
- 65.E. H. Sondheimer, "A note on the theory of conduction in metals," *Proceedings of the Physical Society, Section A*, vol. 65, no. 7, pp. 561–562, 1952.
- 66.P. Chudzinski and T. Giamarchi, "Collective excitations and low-temperature transport properties of bismuth," *Physical Review B*, vol. 84, no. 12, p. 125105-1 - 125105-16, 2011.
- 67.C. A. Kukkonen and P. F. Maldague, "The electrical resistivity of bismuth: electron-hole scattering," *Journal of Physics F: Metal Physics*, vol. 6, no. 11, pp. L301–L302, 1976.
- 68.C. A. Kukkonen and K. F. Sohn, "The low-temperature electrical resistivity of bismuth," *Journal of Physics F: Metal Physics*, vol. 7, no. 7, pp. L193–L198, 1977.
- 69.C. Uher and W. P. Pratt Jr., "High-precision, ultralow-temperature resistivity measurements on bismuth," *Physical Review Letters*, vol. 39, no. 8, pp. 491–494, 1977.
- 70.Y. Kopelevich, J. C. Medina Pantoja, R. R. da Silva, and S. Moehlecke, "Universal magnetic-field-driven metal-insulator-metal transformations in graphite and bismuth," *Physical Review B*, vol. 73, no. 16, p165128-1-165128-7, 2006.

- 71.D. Das and S. Doniach, "Bose metal: gauge-field fluctuations and scaling for field-tuned quantum phase transitions," *Physical Review B*, vol. 64, no. 13, p. 134511-1 - 134511-8, 2001.
- 72.P. W. Phillips, "Free at last: Bose metal uncaged," *Science*, vol. 366, no. 6472, pp. 1450–1451, 2019.
- 73.X. Du, S.-W. Tsai, D. L. Maslov, and A. F. Hebard, "Metal-insulator transition in the thin-film bismuth," *Physical Review Letters*, vol. 94, no. 16, p. 166601-1 - 166601-4, 2005.
- 74.G. W. C. Kaye, "The thermal and electrical resistance of bismuth single crystals the effects of temperature and magnetic fields," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 170, no. 943, pp. 561–583, 1939.
- 75.N. E. Alekseevskii and T. I. Kostina, "Concerning the galvanomagnetic properties of bismuth," *Journal of Experimental and Theoretical Physics (JETP)*, vol. 21, pp. 807–808, 1965.
- 76.G. W. Schneider, "Resistance change of single crystals of bismuth in a longitudinal magnetic field," *Physical Review*, vol. 31, pp. 251–259, 1928.
- 77.P. Kapitza, "The study of the specific resistance of bismuth crystals and its change in strong magnetic fields and some allied problems," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, vol. 119, no. 782, pp. 358–443, 1928.
- 78.E. H. Sondheimer, "The theory of the galvanomagnetic and thermomagnetic effects in metals," *Proceedings of the Physical Society, Section A*, vol. 193, no. 1035, pp. 484–512, 1948.
- 79.N. B. Brandt, E. A. Svistova, and G. Kh. Tabieva, "Magnetoresistance of bismuth in fields up to 450 kOe at helium temperatures," *JETP Letters*, vol. 4, no. 1, pp. 17–20, 1966.

- 80.M. H. Cohen, "Energy bands in the bismuth structure. I. A nonellipsoidal model for electrons in Bi," *Physical Review*, vol. 121, no. 2, pp. 387–395, 1961.
- 81.P. B. Alers and R. T. Webber, "The magnetoresistance of Bismuth crystals at low temperatures," *Physical Review*, vol. 91, no. 5, pp. 1060–1065, 1953.
- 82.G. E. Smith, G. A. Baraff, and J. M. Rowell, "Effective g factor of electrons and holes in bismuth," *Physical Review*, vol. 135, no. 4A, pp. A1118–A1124, 1964.
- 83.R. Rosenbaum and J. Galibert, "Parallel magnetoresistance of a polycrystalline Bismuth film in high magnetic fields," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 346–347, pp. 291–295, 2004.
- 84.V. V. Andrievskii, A. V. Butenko, and Y. F. Komnik, "Longitudinal galvanomagnetic effect in thin bismuth films," *Soviet Journal of Low Temperature Physics*, vol. 7, no. 8, pp. 496–499, 1981.
- 85.A. A. Abrikosov, "Galvanomagnetic phenomena in metals in the quantum limit," *Soviet Physics JETP*, vol. 29, no. 4, pp. 746–753, 1969.
- 86.A. V. Butenko and V. V. Andrievskii, "Magnetoelectricity of thin semimetal layers in the ultraquantum range of magnetic fields," *Soviet Journal of Low Temperature Physics*, vol. 9, no. 8, pp. 451–453, 1983.
- 87.A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, A. N. Bludov, A. I. Prokhvatilov, V. V. Meleshko, I. V. Zolocheskii, E. V. Khristenko, J. Cwik, A. Los, A. D. Shevchenko, Z. D. Kovalyuk, O. M. Ivasishin, "Features of magnetoresistance and magnetic properties in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ " *Low Temperature Physics*, vol. 44, no. 11, pp. 1153–1160, 2018.
- 88.F. Yin, N. Gu, T. Shigematsu, and N. Nakanishi, "Sintering formation of low temperature phase MnBi and its disordering in mechanical milling," *Journal of Materials Science and Technology*, vol. 12, no. 5, pp. 335–341, 1996.

89. Quantum Design, *PPMS Overview: Basic Function of Hardware, Firmware, and Software*, San Diego, USA: Quantum Design, 2002.
90. Quantum Design. Physical Property Measurement System, Horizontal Rotator Option User's Manual / San Diego, USA: Quantum Design, 2000.
91. G. K. White and S. B. Woods, "The thermal and electrical resistivity of bismuth and antimony at low temperatures" *Philos. Mag.*, vol. 3, no. 28, pp. 342–359, 1958.
92. A. Iwasa, A. Kondo, S. Kawachi, K. Akiba, Y. Nakanishi, M. Yoshizawa, M. Tokunaga, K. Kindo, "Thermodynamic evidence of magnetic-field-induced complete valley polarization in bismuth" *Scientific Reports* **9**, 1672 (2019)
93. G. A. Baraff, "Magnetic energy levels in the bismuth conduction band" *Physical Review* **137**, A842 (1965)
94. E. A. Turov, "Electrical conductivity of ferromagnetic metals at low temperatures. II," *Physics of Metals and Metallography*, vol. 6, no. 2, pp. 203–213, 1958.
95. S. V. Vonsovskii, *Magnetism*, vol. 1. New York, NY, USA: John Wiley & Sons, 1974.
96. V. V. Andrievskii, A. V. Butenko, Yu. F. Komnik, Yu. V. Nikitin, On the nature of the maximum of the longitudinal magnetoresistance in thin films of bismuth and bismuth–antimony alloys, *Sov. J. Low Temp. Phys.*, vol. 8, no. 8, pp. 421–425, 1982.
97. V. V. Andrievskii, A. V. Butenko, Magnetoconductivity of thin layers of semimetals in the ultraquantum region of magnetic fields, *Sov. J. Low Temp. Phys.*, vol. 9, no. 8, pp. 458–459, 1983.
98. E. H. Sondheimer, and A. H. Wilson, The theory of the magneto-resistance effects in metals, *Proc. R. Soc. London Series A Math. Phys. Sci.*, vol. 190, no. 1023, pp. 435–455, 1947
99. S. S. Murzin, S. I. Dorozhkin, G. Landwehr and A. C. Gossard, Effect of hole-

- hole scattering on the conductivity of the two-component 2D hole gas in GaAs/(AlGa)As heterostructures. *Jetp Lett.* vol. 67, pp. 113–119, 1998
100. Lin Wang, Ignacio Gutiérrez-Lezama, Céline Barreteau, Nicolas Ubrig, Enrico Giannini and Alberto F. Morpurgo, Tuning magnetotransport in a compensated semimetal at the atomic scale, *Nat. Commun.* **6**, 8892 (2015)
 101. N. V. Rama Rao, A. M. Gabay, G. C. Hadjipanayis, Anisotropic fully dense MnBi permanent magnet with high energy product and high coercivity at elevated temperatures. *Journal of Physics D: Applied Physics* **46**, 062001 (2013).
 102. Yu. A. Bogod, Vit. B. Krasovitsky, E. T. Lemeshevskaya, “High-temperature” oscillations of magnetoresistance as a method for the investigation of electronic spectra. *Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 16–18 (1983).
 103. Felix Spathelf, Benoît Fauqué, and Kamran Behnia, Magneto-Seebeck effect in bismuth. *Phys. Rev. B* **105**, 235116 (2022).

Додаток А.

Список публікацій здобувача за темою дисертації

- 1* A.V. Terekhov, K. Rogacki, **V. M. Yarovyi**, V. B. Stepanov, Y. U. A. Kolesnichenko, A. D. Shevchenko, Z. D. Kovalyuk, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “Magnetoresistance peculiarities of $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ in magnetic fields up to 140 kOe,” *Low Temperature Physics*. vol. 49, no. 8, pp. 998–1003, 2023. (Q3)
<https://doi.org/10.1063/10.0020170>
- 2* A.V. Terekhov, K. Rogacki, **V. M. Yarovyi**, Z. D. Kovalyuk, E. Lähderanta, E. V. Khristenko, A. L. Solovjov, “Features of temperature dependences electrical resistance of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields,” *Low Temperature Physics*. vol. 50, no. 7, pp. 543–548, 2024. (Q4)
<https://doi.org/10.1063/10.0026270>
- 3* A.V. Terekhov, **V.M. Yarovyi**, Yu.A. Kolesnichenko, K. Rogacki, E. Lähderanta, V. Khristenko, A. L. Solovjov, “Specific features of the magnetic-field dependences of electrical resistivity in Bi–Mn solid solutions with low Mn content,” *Low Temperature Physics*. vol. 52, no. 7, pp. 817–825, 2026. (Q3)
<https://doi.org/10.1063/10.0044254>
- 4* **V. M. Yarovyi**, A. L. Solovjov, A. S. Stepanov, A. V. Terekhov, “The magnetoresistance behaviour features of $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{4.31}$ in magnetic field up to 15 T”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2022”, Ukraine, Lviv, October 18-20, 2022, book of abstracts, P. A7.
- 5* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, A. L. Solovjov, “Anomalous magnetoresistance in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$.”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics

- “HEUREKA-2023”, Ukraine, Lviv, May 16-18, 2023, book of abstracts, P. A6.
- 6* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, A. L. Solovjov, A. S. Stepanov, “Features of magnetoresistance behavior in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ ”, III International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2023”, Ukraine, Kharkiv, June 5-11, 2023, book of abstracts, P. 57.
- 7* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Electrical resistance temperature Dependences features of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2024”, Ukraine, Lviv, May 14-16, 2024, book of abstracts, P. A7.
- 8* **V. M. Yarovyi**, K. Rogacki, A. V. Terekhov, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “A detailed investigation of anomalies on the temperature dependences of the electrical resistance of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in fields up to 90 kOe”, IV International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2024”, Ukraine, Kharkiv, June 3-7, 2024, book of abstracts, P. 59.
- 9* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Electrical Resistance and Magnetoresistance in $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ ”, The International Conference “Theoretical physics in Transcarpathia” (devoted to the Centennial Birthday Anniversary of Prof. Yu.M. Lomsadze), Ukraine, Uzhhorod, December 17-19, 2024, book of abstracts, 2024, P. 282.
- 10* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Transport properties of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields up to 90 kOe”, International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2025”, Ukraine, Lviv, May 13–15, 2025, book of abstracts, P. A21.

- 11* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Magnetoresistance of $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ in magnetic fields up to 90 kOe”, V International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2025”, Ukraine, Kharkiv, June 2-6, 2025, book of abstracts, P. 57.
- 12* A.V. Terekhov, **V. M. Yarovyi**, K. Rogacki, I. V. Zolocheskii, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “Giant magnetoresistance in $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ ”, 2025 IEEE 6th KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek), Kharkiv, Ukraine, October 6–10, 2025, Proceedings, P. 1–4.
<https://doi.org/10.1109/KhPIWeek61436.2025.11288709>
- 13* **V. M. Yarovyi**, A. V. Terekhov, K. Rogacki, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, “Anomalous magnetoresistance in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ and $\text{Bi}_{88.08}\text{Mn}_{11.92}$ solid solutions”, VI International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2026”, Ukraine, Kharkiv, June 1-5, 2026, book of abstracts, P. 66.

Додаток Б.

Відомості про апробацію результатів дисертації

- International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2022” (Lviv, Ukraine, October 18-20, 2022)
- International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2023” (Lviv, Ukraine, May 16-18, 2023)
- III International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2023” (Kharkiv, Ukraine, June 5-11, 2023)
- International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2024” (Lviv, Ukraine, May 14-16, 2024)
- IV International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2024” (Kharkiv, Ukraine, June 3-7, 2024)
- The International Conference “Theoretical physics in Transcarpathia” (devoted to the Centennial Birthday Anniversary of Prof. Yu.M. Lomsadze) (Uzhhorod, Ukraine, December 17-19, 2024)
- International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2025” (Lviv, Ukraine, May 13–15, 2025)
- V International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2025” (Kharkiv, Ukraine, June 2-6, 2025)
- 2025 IEEE 6th KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek) (Kharkiv, Ukraine, October 6–10, 2025)
<https://doi.org/10.1109/KhPIWeek61436.2025.11288709>
- VI International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics “CM<P 2026” (Kharkiv, Ukraine, June 1-5, 2026)