

Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова Національної академії наук України
Донецький фізико-технічний інститут ім. О. О. Галкіна
Національної академії наук України

Державна наукова установа «Київський академічний університет»
Національної академії наук України та Міністерства освіти і науки України

Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова Національної академії наук України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

БОЛЯСОВА ОЛЬГА ОЛЕКСАНДРІВНА

УДК 537.6, 538.9, 537.61; 537.622, 537.311.33


ДИСЕРТАЦІЯ

КВАНТОВІ ДИНАМІЧНІ ЕФЕКТИ У ДВОКОМПОНЕНТНИХ СИСТЕМАХ —
АНТИФЕРОМАГНЕТИКАХ І ДВОЗОННИХ НАДПРОВІДНИКАХ

Спеціальність 01.04.07 – фізика твердого тіла

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

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


О.О. Болясова

Науковий керівник: **Криворучко Володимир Миколайович,**
доктор фізико-математичних наук, професор

Київ – 2025

АНОТАЦІЯ

Болясова О.О. «Квантові динамічні ефекти у двокомпонентних системах – антиферомагнетиках і двозонних надпровідниках». – Кваліфікаційна наукова робота на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.07 – фізика твердого тіла, – Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ, 2025.

Дисертаційна робота присвячена вивченню квантових явищ у антиферомагнетиках та двозонних надпровідниках. Обидва типи матеріалів є перспективними кандидатами для використання в квантових технологіях та електроніці майбутнього. Їх об'єднує наявність додаткової ступені свободи – в антиферомагнетиках це можливість керувати хіральністю, а в надпровідниках – використання двох зон. Оскільки сучасна електроніка рухається в бік застосування функціональних схем на базі гетероструктур, то в майбутньому не виключено і використання контактів антиферомагнетик – надпровідник. Зараз цей напрямок лише розвивається, але вже є перші роботи по дослідженню транспортних властивостей таких контактів. Антиферомагнетики привабливі роботою в терагерцевому діапазоні, можливістю компактного розташування бітів та відсутністю джоулевого нагрівання під час розповсюдження спінових хвиль, останнє відноситься і до надпровідників, але за температури нижче температури переходу в надпровідний стан.

Основна частина дисертаційної роботи складається з п'яти розділів, які присвячені дослідженню квантових явищ в двокомпонентних системах на прикладі антиферомагнетиків та двозонних надпровідників.

Перший розділ присвячено детальному аналізу наявних даних в літературі, що стосуються досліджуваних ефектів. Детально висвітлено основні перспективи використання досліджуваних матеріалів, зокрема в квантових технологіях, магнітоніці, спінтроніці, надпровідній електроніці, тощо. Зазначено, що незважаючи на активне дослідження антиферомагнетиків останні десятиліття, залишаються ще

області для більш поглибленого вивчення їх властивостей. Наприклад, поздовжня динаміка антиферомагнетиків має вкрай мало досліджень і більшість дослідників нехтують цими ефектами при вивченні динаміки двопідграткових систем при кінцевих температурах. Ще одним квантовим ефектом, що потребує більш глибокого дослідження в антиферомагнетиках є квантовий топологічний ефект Ааронова-Кашера. Завдяки ньому, використовуючи електричне поле, можна змінювати частотний спектр антиферомагнетика-діелектрика і керувати розповсюдженням і згасанням спінових хвиль різної хіральності. В літературі цей ефект більш досліджений для феромагнетиків, а в роботах для антиферомагнетиків часто нехтують вивченням згасання. Інтерес до багатозонних надпровідників обумовлений їх більш високими температурами надпровідного переходу, однак одночасно з цим ці надпровідники мають складну електронну структуру. Для опису їх властивостей потрібно застосовувати моделі, що одночасно враховують багато параметрів, і тому важко виділити вплив кожного з цих факторів на критичну температуру надпровідного переходу. У зв'язку з цим для перевірки різних гіпотез поведінки багатозонних надпровідників було запропоновано досліджувати матеріали з більш простою структурою, наприклад двозонні надпровідники з молібденовими сплавами.

Другий розділ присвячений висвітленню результатів дослідження поздовжньої динаміки намагніченості в двопідгратковому діелектричному антиферомагнетичу за допомогою діаграмної техніки спінових операторів. Продемонстровано переваги застосованого методу у порівнянні з іншими методами. Показано, що поздовжня динаміка антиферомагнетика складається з двох каналів: (1) одночасне збудження або анігіляція двох магنونів та (2) збудження одного магнона і анігіляція другого магнона. Обидва канали мають різні залежності від температури і хвильового вектору. Вперше продемонстровано, як ці канали двомагنونних збуджень згасають.

Третій розділ присвячено дослідженню впливу ефекту Ааронова-Кашера на динамічні характеристики магنونів у діелектричних антиферомагнетиках. Показано, що під дією електричного поля спектр спінових хвиль розщеплюється на

правосторонню та лівосторонню моди. Кожна з цих хвиль має власну частоту, довжину згасання та хвильовий вектор. Розрахунки групової швидкості свідчать про різницю в передачі інформації від хвиль з різною поляризацією. Продemonстровано, що в антиферромагнетиках в частотному спектрі і груповій швидкості є аномальна зона, в якій відбувається сильне «тертя», що призводить до значного зменшення частотних характеристик, а також різкого стрибку групової швидкості в діапазон 300 км/с.

Четвертий розділ присвячено дослідженню частотного згасання в двопідгратковому антиферромагнетикі під дією ефекту Ааронова-Кашера. Продemonстровано різницю між згасанням правосторонньої та лівосторонньої мод. Показано важливість існування міжпідграткового коефіцієнту згасання для того, щоб під дією електричного поля правостороння та лівостороння спінові хвилі згасали неоднаково. Пораховано час релаксації магнонів для правополяризаційної та лівополяризаційної хвиль. Продemonстровано, що чим більше прикладене електричне поле, тим більша різниця між згасанням двох хвиль. Окрему увагу приділено обговоренню важливості співвідношення між коефіцієнтами згасання в середині підгратки та між підгратками.

П'ятий розділ присвячено дослідженню двозонних надпровідників на основі сплавів молібден-ренію. Зацікавленість в цьому матеріалі пов'язана з можливістю змінювати дві щілини, використовуючи різні пропорції молібдену і ренію, і таким чином використовувати даний матеріал в якості моделі для дослідження багатозонності надпровідників. Наведені результати теоретичної обробки експериментальних кривих диференціальної провідності контактів демонструють наявність двох окремих щілин, що дають різні внески в диференціальну провідність контактів. Продemonстровано, як використовуючи формалізм Блондера-Тінкхема-Клапвійка і розвинутого нами методу розсіювання квазічастинкових збуджень в металевих гетероструктурах можна описати процеси розсіяння електронів на контакті метал-надпровідник. Описано основні параметри, що дозволяють отримати графіки диференціальної провідності контактів максимально наближені до експериментальних кривих.

Ключові слова: антиферромагнетики, динаміка спінових хвиль, діаграмна техніка для спінових операторів, дисипація, рівняння Ландау-Ліфшиця-Гілберта, правостороння та лівостороння поляризації, двозонні надпровідники, теорія БТК (Блондера-Тінкхема-Клапвійка), коефіцієнти згасання

Список публікацій за темою дисертації

Статті в індексованих у Scopus і/або Web of Science виданнях

1. O.O. Boliasova, V.M. Krivoruchko, “Electric-field control of temporal attenuation right-handed and left-handed magnons in antiferromagnets,” *Metallophysics and Advanced Technologies*, Vol. 47, No. 6, p. 581–594 (2025);
<https://doi.org/10.15407/mfint.47.06.0581> (квартиль Q3/Q4 у Scopus/WoS).
2. O.O. Boliasova, V.N. Krivoruchko, “Magnonic Aharonov–Casher effect and electric field control of chirality-dependent spin-wave dynamics in antiferromagnets,” *Physical Review B*, Vol. 111, No. 10, p. 174440-1–10 (2025);
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.111.174440> (квартиль Q1 у Scopus/WoS).
3. V. Tarenkov, A. Shapovalov, O. Boliasova, M. Belogolovskii, A. Kordyuk, “Two-band superconductivity in a Mo–Re alloy with an equal concentration of the components,” *Low Temperature Physics*, Vol. 47, No. 2, p. 101–105 (2021);
<https://doi.org/10.1063/10.0003168> (квартиль Q3/Q4 у Scopus/WoS).
4. A.P. Shapovalov, M.O. Belogolovskii, O.O. Boliasova, O.A. Kordyuk, “Binary molybdenum compounds: Promising materials for novel physics of superconductivity and practical application,” *Progress in Physics of Metals*, Vol. 22, No. 3, p. 352–381 (2021);
<https://doi.org/10.15407/ufm.22.03.352> (квартиль Q1/Q3 у Scopus/WoS).
5. O.O. Boliasova, V.N. Krivoruchko, “Longitudinal spin dynamics in the Heisenberg antiferromagnet: Two-magnon excitations,” *Ukrainian Journal of Physics*, Vol. 65, No. 10, p. 865–874 (2020);
<https://doi.org/10.15407/ujpe65.10.865> (квартиль Q4 у Scopus/WoS).

6. O.I. D'yachenko, V.Yu. Tarenkov, O.O. Boliasova, V.M. Krivoruchko, "Reversible effects of instability in tunnel manganite-metal contacts," *Metallophysics and Advanced Technologies*, Vol. 40, No. 3, p. 291–299 (2018);
<https://doi.org/10.15407/mfint.40.03.0291> (квартиль Q3 у Scopus).
7. O. Boliasova, V. Krivoruchko, "Two-magnons longitudinal excitations in the Heisenberg antiferromagnets," *2019 IEEE 9th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP)*, Odessa, Ukraine, 2019, p. 02M26-1–5;
<https://doi.org/10.1109/nap47236.2019.216954> (індексована у Scopus/WoS).
8. O. Boliasova, V. Krivoruchko, "Electric-field control of magnetization dynamics in antiferromagnets," *2023 IEEE Nanotechnology Materials and Devices Conference (NMDC)*, Paestum, Italy, 2023, p. 352;
<https://doi.org/10.1109/nmdc57951.2023.10343910> (індексована у Scopus).
9. A. Shapovalov, O. Boliasova, M. Belogolovskii and O. Kalenyuk, "Two-Band/Two-Gap Superconductivity in Molybdenum–Rhenium Alloys," *2021 IEEE 12th International Conference on Electronics and Information Technologies (ELIT)*, Lviv, Ukraine, 2021, p. 242–245;
<https://doi.org/10.1109/ELIT53502.2021.9501131> (індексована у Scopus).

Праці апробаційного характеру

10. O. Boliasova, V. Krivoruchko, "Spin wave's dynamics in the two-sublattice magnets," *2023 IEEE 13th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP)*, Bratislava, Slovakia, 2023, Sep. 10–15, p. 07nmm-58;
https://ieeenap.org/data/Book_of_Abstracts_2023.pdf
11. O.O. Boliasova, V.N. Krivoruchko, "Electric field effect on superluminal-like magnons propagation in insulating antiferromagnets," *V International Conference "Condensed Matter and Low Temperature Physics"*, Kharkiv, Ukraine, 2025, June 2–6, p. 101, ISBN 978-617-95455-9-7;
https://www.ilt.kharkov.ua/cmltp2025/doc/Book_of_Abstracts_2025.pdf
12. O.O. Boliasova, V.N. Krivoruchko, "The electric field quantum control of spin-waves dynamics in easy axis antiferromagnets," *Book of Abstracts Bogolyubov Kyiv*

- Conference “Problems of Theoretical and Mathematical Physics”*, Kyiv, Ukraine, 2024, Sep. 24–26, p. 36; <https://indico.bitp.kiev.ua/event/13>, <https://indico.bitp.kiev.ua/event/13/book-of-abstracts.pdf>
13. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “The magnonic Aharonov–Casher effect and electric field control of spin waves dynamics in ferro- and antiferromagnetic nanostripes,” *Workshop Program & Book of Abstracts IEEE Magnetics Society “Magnetism for Ukraine Initiative” Workshop*, Kyiv, Ukraine, 2024, Nov. 14, p. 29–30; <http://ukr.imag.kiev.ua/content/files/ws/abstracts-book-ws.pdf#page=29>
 14. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Spin-Wave Damping in the Presence of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction,” *2022 IEEE 12th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties*, Kraków, Poland, 2022, Sep. 11-16, p. 07nmm-29; https://ieeenap.org/data/IEEE_NAP-2022_Book_of_Abstracts.pdf
 15. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Manipulation of spin-waves dynamics in two-sublattice antiferromagnet by an electric field,” *DPG Meeting 2023 in Dresden*, Dresden, Germany, 2023; <https://www.dpg-verhandlungen.de/year/2023/conference/skm/part/ma/session/23/contribution/79>
 16. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Electric field effect on spin-wave’s dynamics in antiferromagnets,” *DPG Meeting 2022 in Regensburg*, Regensburg, Germany, 2022; <https://www.dpg-verhandlungen.de/year/2022/conference/regensburg/part/ma/session/35/contribution/77>
 17. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Damping nonreciprocity of spin waves in long-periodic two-sublattice antiferromagnets,” *Workshop «Functional materials for technical and biomedical applications»*, Kharkiv, Ukraine, 2020, Sept. 7–10, p. 30.
 18. О. Болясова, В. Криворучко, “Дисипативні процеси в двопідґратковому антиферомагнетику з взаємодією Дзялошинського-Морія,” *20-та Всеукраїнська школа-семінар зі статистичної фізики*, Львів, Україна, 2020, 15–16 жовтня, 2020, с. 24; icmp.lviv.ua/konkurs/abstracts/YS2020.pdf
 19. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Longitudinal magnetization dynamics in antiferromagnets: Spin Green functions approach,” *School-conference «Modern*

- material science: physics, chemistry, technology» (MMSPCT-2019)*, May 27–31, 2019, Uzhgorod, Ukraine, p. 133–134, ISBN 978-966-02-8903-1.
20. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Longitudinal spin dynamics in antiferromagnets: Green functions approach,” *XIV International Conference “Electronics and Applied Physics”*, Kyiv, Ukraine, 2018, Oct. 23–26, p. 40.
 21. V. Krivoruchko, O. Boliasova, “Longitudinal Magnetization Dynamics in the Heisenberg Antiferromagnet,” *3rd International Advanced School on Magnonics*, Kyiv, Ukraine, 2018, Sep. 17–21, p. 120.
 22. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Longitudinal spin dynamics in antiferromagnets: Diagrammatic technique,” *VIII Young Scientists Conference “Problems of Theoretical Physics”*, Kyiv, Ukraine, 2017, Dec. 12–14, p. 43.

ABSTRACT

Boliasova O.O. «Quantum Dynamical Effects in Two-Component Systems: Antiferromagnets and Two-Band Superconductors». – Qualifying scientific paper printed as manuscript.

Thesis for acquiring the degree of Candidate of Physical and Mathematical Sciences on speciality 01.04.07 – “Solid State Physics”. – G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics of the N.A.S. of Ukraine, Kyiv, 2025.

The dissertation is dedicated to the study of quantum phenomena in antiferromagnets and two-band superconductors, both of which are promising materials for future quantum technologies and electronics. They are united by an additional degree of freedom: in antiferromagnets, it's the ability to control chirality, while in superconductors, it's the use of two bands. As modern electronics moves toward using functional circuits based on heterostructures, the use of antiferromagnet-superconductor contacts is a future possibility. This field is currently in its early stages, but initial studies on the transport properties of such contacts have already been published. Antiferromagnets are attractive due to their operation in the terahertz range, the potential for compact bit arrangement, and the absence of Joule heating during the propagation of spin waves. The latter also applies to superconductors, but only at temperatures below their superconducting transition temperature.

The main part of the dissertation consists of five chapters dedicated to studying quantum phenomena in two-component systems, using antiferromagnets and two-band superconductors as examples.

A detailed analysis of existing literature on the studied effects was provided in the first chapter. The main prospects for using these materials in quantum technologies, magnonics, spintronics, superconducting electronics, and more were highlighted. It was noted that despite active research on antiferromagnets in recent decades, areas that require more in-depth study still exist. For example, the longitudinal dynamics of antiferromagnets have been scarcely investigated, and most researchers neglect these effects when studying the dynamics of two-sublattice systems at finite temperatures.

Another quantum effect in antiferromagnets that needs deeper investigation is the quantum Aharonov-Casher effect. This effect allows for changing the frequency spectrum of a dielectric antiferromagnet using an electric field, thus controlling the propagation and dissipation of spin waves of different chirality. In the literature, this effect has been more extensively studied for ferromagnets, while studies on antiferromagnets often neglect the investigation of dissipation. The interest in multiband superconductors is due to their higher superconducting transition temperatures; however, they also have a complex electronic structure. Describing their properties requires models that account for multiple parameters simultaneously, making it difficult to isolate the influence of each factor on the critical superconducting transition temperature. For this reason, it has been proposed to study materials with a simpler structure, such as two-band superconductors with molybdenum alloys, to test various hypotheses about the behavior of multiband superconductors.

The second chapter is dedicated to presenting the results of a study on the longitudinal magnetization dynamics in a two-sublattice dielectric antiferromagnet using the diagrammatic technique for spin operators. The advantages of this method over others are demonstrated. It is shown that the longitudinal dynamics of the antiferromagnet consist of two channels: (1) simultaneous excitation or annihilation of two magnons, and (2) excitation of one magnon and annihilation of a second magnon. Both channels have different dependencies on temperature and the wave vector. It was demonstrated for the first time how these two-magnon excitation channels decay.

The third chapter is devoted to the study of the influence of the Aharonov-Casher effect on the dynamic characteristics of magnons in dielectric antiferromagnets. It is shown that under the influence of an electric field, the spin wave spectrum splits into right-handed and left-handed modes. Each of these waves has its own frequency, attenuation length, and wave vector. Calculations of the group velocity show a difference in information transfer by waves with different polarizations. It is demonstrated that in antiferromagnets, there is an anomalous zone in both the frequency spectrum and group velocity where strong "friction" occurs, leading to a significant decrease in frequency characteristics and a sharp jump in group velocity to the range of 300 km/s.

The fourth chapter is dedicated to investigations of the frequency dissipation in a two-sublattice antiferromagnet under the influence of the Aharonov-Casher effect. The difference in dissipation between the right-handed and left-handed modes is demonstrated. The importance of the inter-sublattice damping coefficient is shown for ensuring that the right-handed and left-handed spin waves dissipate differently under the influence of an electric field. The relaxation time of magnons is calculated for both right- and left-polarized waves. It is shown that the greater the applied electric field, the greater the difference in dissipation between the two waves. Special attention is paid to discussing the importance of the ratio between the intra-sublattice and inter-sublattice damping coefficients.

The fifth chapter is devoted to the study of two-band superconductors based on molybdenum-rhenium alloys. Interest in this material stems from the possibility of changing the two gaps by using different proportions of molybdenum and rhenium, thus making this material a model for studying multiband superconductivity. The results of the theoretical analysis of experimental differential conductance curves of the contacts demonstrate the presence of two separate gaps that make different contributions to the differential conductance of the contacts. It is shown how the processes of electron scattering at the metal-superconductor contact can be described using the BTK (Blonder-Tinkham-Klapwijk) formalism and our developed method for scattering of quasiparticle excitations in metallic heterostructures. The key parameters that allow for obtaining differential conductance curves of contacts that are as close as possible to the experimental curves are described.

Keywords: antiferromagnets, spin wave dynamics, diagrammatic technique for spin operators, dissipation, Landau-Lifshitz-Gilbert equation, right-handed and left-handed polarizations, two-band superconductors, BTK (Blonder-Tinkham-Klapwijk) theory, damping coefficients.

List of publications relevant to the thesis

Publications in peer-reviewed journals indexed in Scopus/Web of Science

1. O.O. Boliasova, V.M. Krivoruchko, “Electric-field control of temporal attenuation right-handed and left-handed magnons in antiferromagnets,” *Metallophysics and Advanced Technologies*, Vol. 47, No. 6, p. 581–594 (2025);
<https://doi.org/10.15407/mfint.47.06.0581> (Quartile Q3/Q4 in Scopus/WoS).
2. O.O. Boliasova, V.N. Krivoruchko, “Magnonic Aharonov–Casher effect and electric field control of chirality-dependent spin-wave dynamics in antiferromagnets,” *Physical Review B*, Vol. 111, No. 10, p. 174440-1–10 (2025);
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.111.174440> (Quartile Q1 in Scopus/WoS).
3. V. Tarenkov, A. Shapovalov, O. Boliasova, M. Belogolovskii, A. Kordyuk, “Two-band superconductivity in a Mo–Re alloy with an equal concentration of the components,” *Low Temperature Physics*, Vol. 47, No. 2, p. 101–105 (2021);
<https://doi.org/10.1063/10.0003168> (Quartile Q3/Q4 in Scopus/WoS).
4. A.P. Shapovalov, M.O. Belogolovskii, O.O. Boliasova, O.A. Kordyuk, “Binary molybdenum compounds: Promising materials for novel physics of superconductivity and practical application,” *Progress in Physics of Metals*, Vol. 22, No. 3, p. 352–381 (2021);
<https://doi.org/10.15407/ufm.22.03.352> (Quartile Q1/Q3 in Scopus/WoS).
5. O.O. Boliasova, V.N. Krivoruchko, “Longitudinal spin dynamics in the Heisenberg antiferromagnet: Two-magnon excitations,” *Ukrainian Journal of Physics*, Vol. 65, No. 10, p. 865–874 (2020);
<https://doi.org/10.15407/ujpe65.10.865> (Quartile Q4 in Scopus/WoS).
6. O.I. D’yachenko, V.Yu. Tarenkov, O.O. Boliasova, V.M. Krivoruchko, “Reversible effects of instability in tunnel manganite-metal contacts,” *Metallophysics and Advanced Technologies*, Vol. 40, No. 3, p. 291–299 (2018);
<https://doi.org/10.15407/mfint.40.03.0291> (Quartile Q3 in Scopus).
7. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Two-magnons longitudinal excitations in the Heisenberg antiferromagnets,” *2019 IEEE 9th International Conference*

Nanomaterials: Applications & Properties (NAP), Odessa, Ukraine, 2019, p. 02M26-1–5;

<https://doi.org/10.1109/nap47236.2019.216954> (indexed in Scopus/WoS).

8. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Electric-field control of magnetization dynamics in antiferromagnets,” *2023 IEEE Nanotechnology Materials and Devices Conference (NMDC)*, Paestum, Italy, 2023, p. 352;
<https://doi.org/10.1109/nmdc57951.2023.10343910> (indexed in Scopus).
9. A. Shapovalov, O. Boliasova, M. Belogolovskii and O. Kalenyuk, “Two-Band/Two-Gap Superconductivity in Molybdenum–Rhenium Alloys,” *2021 IEEE 12th International Conference on Electronics and Information Technologies (ELIT)*, Lviv, Ukraine, 2021, p. 242–245;
<https://doi.org/10.1109/ELIT53502.2021.9501131> (indexed in Scopus).

Approval-related works

10. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Spin wave`s dynamics in the two-sublattice magnets,” *2023 IEEE 13th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP)*, Bratislava, Slovakia, 2023, Sep. 10–15, p. 07nmm-58;
https://ieeenap.org/data/Book_of_Abstracts_2023.pdf
11. O.O. Boliasova, V.N. Krivoruchko, “Electric field effect on superluminal-like magnons propagation in insulating antiferromagnets,” *V International Conference “Condensed Matter and Low Temperature Physics”*, Kharkiv, Ukraine, 2025, June 2–6, p. 101, ISBN 978-617-95455-9-7;
https://www.ilt.kharkov.ua/cmltp2025/doc/Book_of_Abstracts_2025.pdf
12. O.O. Boliasova, V.N. Krivoruchko, “The electric field quantum control of spin-waves dynamics in easy axis antiferromagnets,” *Book of Abstracts Bogolyubov Kyiv Conference “Problems of Theoretical and Mathematical Physics”*, Kyiv, Ukraine, 2024, Sep. 24–26, p. 36; <https://indico.bitp.kiev.ua/event/13>,
<https://indico.bitp.kiev.ua/event/13/book-of-abstracts.pdf>
13. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “The magnonic Aharonov–Casher effect and electric field control of spin waves dynamics in ferro- and antiferromagnetic nanostripes,” *Workshop Program & Book of Abstracts IEEE Magnetics Society “Magnetism for*

- Ukraine Initiative” Workshop*, Kyiv, Ukraine, 2024, Nov. 14, p. 29–30;
<http://ukr.imag.kiev.ua/content/files/ws/abstracts-book-ws.pdf#page=29>
14. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Spin-Wave Damping in the Presence of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction,” *2022 IEEE 12th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties*, Kraków, Poland, 2022, Sep. 11-16, p. 07nmm-29; https://ieeenap.org/data/IEEE_NAP-2022_Book_of_Abstracts.pdf
 15. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Manipulation of spin-waves dynamics in two-sublattice antiferromagnet by an electric field,” *DPG Meeting 2023 in Dresden*, Dresden, Germany, 2023; <https://www.dpg-verhandlungen.de/year/2023/conference/skm/part/ma/session/23/contribution/79>
 16. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Electric field effect on spin-wave’s dynamics in antiferromagnets,” *DPG Meeting 2022 in Regensburg*, Regensburg, Germany, 2022; <https://www.dpg-verhandlungen.de/year/2022/conference/regensburg/part/ma/session/35/contribution/77>
 17. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Damping nonreciprocity of spin waves in long-periodic two-sublattice antiferromagnets,” *Workshop «Functional materials for technical and biomedical applications»*, Kharkiv, Ukraine, 2020, Sept. 7–10, p. 30.
 18. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Dissipative processes in a two-sublattice antiferromagnet with Dzyaloshinskii-Moriya interaction,” *20th All-Ukrainian School-Seminar on Statistical Physics*, Lviv, Ukraine, October 15–16, 2020, p. 24; icmp.lviv.ua/konkurs/abstracts/YS2020.pdf (in Ukrainian).
 19. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Longitudinal magnetization dynamics in antiferromagnets: Spin Green functions approach,” *School-conference «Modern material science: physics, chemistry, technology» (MMSPCT-2019)*, May 27–31, 2019, Uzhgorod, Ukraine, p. 133–134, ISBN 978-966-02-8903-1.
 20. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Longitudinal spin dynamics in antiferromagnets: Green functions approach,” *XIV International Conference “Electronics and Applied Physics”*, Kyiv, Ukraine, 2018, Oct. 23–26, p. 40.

21. V. Krivoruchko, O. Boliasova, “Longitudinal Magnetization Dynamics in the Heisenberg Antiferromagnet,” *3rd International Advanced School on Magnonics*, Kyiv, Ukraine, 2018, Sep. 17–21, p. 120.
22. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Longitudinal spin dynamics in antiferromagnets: Diagrammatic technique,” *VIII Young Scientists Conference “Problems of Theoretical Physics”*, Kyiv, Ukraine, 2017, Dec. 12–14, p. 43.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	18
ВСТУП.....	20
1. АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД.....	28
1.1. Мотивація: пошук альтернативних варіантів напівпровідниковим технологіям	28
1.2. Яким чином керувати спіновими хвилями	31
1.3. Додаткова ступінь свободи – хіральність.....	33
1.4. Багатозонні надпровідники	38
1.5. Двотонні надпровідники на основі молібдену	41
1.6. Пошук нових гетероструктур.....	43
2. ПОЗДОВЖНЯ ДИНАМІКА НАМАГНІЧЕНОСТІ В ГЕЙЗЕНБЕРГОВСЬКИХ АНТИФЕРОМАГНЕТИКАХ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ БЛИЗЬКИХ ДО ТЕМПЕРАТУРИ НЕЕЛЯ.....	45
2.1. Поздовжня динаміка намагніченості	45
2.2. Поздовжня спінова сприйнятливості	46
2.3. Графічне і аналітичне представлення поздовжніх функцій Гріна.....	48
2.4. Поперечні функції Гріна.....	55
2.5. Спектр поздовжніх спінових хвиль.....	56
2.5.1. Обмінна мода поздовжніх збуджень.....	58
2.5.2. Акустична мода поздовжніх збуджень	59
2.6. Порівняння з експериментальними результатами	60
2.7. Висновки до розділу 2	61
3. КВАНТОВІ ТОПОЛОГІЧНІ ЕФЕКТИ ААРОНОВА-КАШЕРА В ДИНАМІЦІ СПІНОВИХ ХВИЛЬ ДВОПІДГРАТКОВОГО АНТИФЕРОМАГНЕТИКА.....	62
3.1. Модель.....	62
3.2. Спектр спінових хвиль під дією електричного поля	67
3.3. Керування поширенням спінових хвиль за допомогою електричного поля	71

	17
3.4. Вплив електричного поля на групову швидкість спінових хвиль	74
3.5. Зона аномально швидкого поширення магнонів	75
3.6. Висновки до Розділу 3	79
4. ВПЛИВ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ НА РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ РІЗНОЇ ХІРАЛЬНОСТІ: ЧАСОВЕ ЗГАСАННЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ	81
.....	81
4.1. Модель.....	81
4.2. Спектр спінових хвиль	84
4.3. Часове згасання спінових хвиль	86
4.4. Вплив коефіцієнтів згасання на часове згасання.....	88
4.5. Час релаксації магнона	90
4.6. Поєднання топології і магнетизму на прикладі ефекту АК.....	92
4.7. Висновки до розділу 4	93
5. ПАРАМЕТРИ ПОРЯДКУ ДВОЗОННИХ НАДПРОВІДНИКІВ.....	95
5.1. Мотивація.....	95
5.2. Спектроскопічні методи досліджень сплавів молібден-реній.....	97
5.3. Основні принципи теорії розсіювання.....	99
5.4. Шар ізолятора	102
5.5. Андреєвське відбиття.....	104
5.6. Визначення режиму точкового контакту.....	105
5.7. Формалізм Блондера–Тінкхема–Клапвійка.....	109
5.8 Метод розсіювання квазічастинкових збуджень в металевих гетероструктурах	110
5.9. Розширення теоретичного підходу на двозонні надпровідники	114
5.10. Висновки до розділу 5	115
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ.....	117
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	119

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

АФМ – антиферомагнетик;

ВДМ – взаємодія Дзялошинського-Морія;

Ефект АК – ефект Ааронова-Кашера

ω – частота;

\hbar – зведена стала Планка;

E – електричне поле;

e – заряд електрону;

g – g-фактор;

μ_B – магнетон Бора;

e_i – одиничний вектор вздовж осі $i = x, y, z$;

c – швидкість світла;

ФГ – функція Гріна;

k_B – стала Больцмана;

$v_{L/R}$ – групова швидкість лівосторонньої/правосторонньої моди;

μ_o – магнітна проникність у вакуумі;

F – вільна енергія системи;

k – хвильовий вектор;

$\Lambda_{L/R}$ – довжина згасання спінової хвилі лівосторонньої/правосторонньої моди;

d_{AC} – параметр ефекту Ааронова-Кашера;

ω_R або ω_+ – частота спінової хвилі з правосторонньою поляризацією;

ω_L або ω_- – частота спінової хвилі з лівосторонньою поляризацією;

RH – лівостороння поляризація;

LH – правостороння поляризація;

T – температура;

γ – гіромагнітне співвідношення;

H – напруженість магнітного поля;

M_s – намагніченість насичення;

m_i – одиничний вектор намагніченості i -підґратки;

J – коефіцієнт однорідної обмінної взаємодії;
 K – коефіцієнт магнітокристалічної анізотропії;
 A – коефіцієнт неоднорідного обміну всередині підґратки;
 A_{12} – коефіцієнт неоднорідного обміну між підґратками;
 E_{so} – енергія спин-орбітальної взаємодії;
 α_G – коефіцієнт згасання Гільберта;
 α – коефіцієнт згасання в середині підґратки;
 α_c – коефіцієнт згасання між підґратками;
 h_i – ефективне поле i -підґратки;
 RSFQ – Rapid Single Flux Quantum / швидка квантова логіка;
 T_c – критична температура надпровідного переходу;
 dI/dV – густина електричних станів;
 S – надпровідник;
 N – звичайний метал;
 I – ізолятор/діелектрик;
 БТК – модель Блондера-Тінкхема-Клапвійка;
 БКШ – теорія Бардіна-Купера-Шріффера;
 Δ – надпровідна енергетична щілина.

ВСТУП

Актуальність теми. Серед сучасних актуальних напрямів досліджень фізики твердого тіла квантові ефекти займають особливе місце з точки зору перспектив їх застосування у новітніх квантових технологіях, магنونіці та надпровідній спінтроніці.

З точки зору магنونіки, особливої уваги заслуговує динаміка спінових хвиль, яка може стати ключем до створення нових енергоефективних і високошвидкісних обчислювальних пристроїв.

Для надпровідної спінтроніки, дослідження особливостей двозонних надпровідників можуть запропонувати нові механізми підвищення стабільності й когерентності кубітів, а також відкрити альтернативні шляхи реалізації квантових обчислень.

Вивчення квантових ефектів в антиферромагнетиках (АФМ) і надпровідниках є надзвичайно актуальним як для розвитку фундаментальної науки, так і для створення нового покоління обчислювальних пристроїв.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Робота виконувалася:

- у відділі надпровідності Інституту металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України, відповідає напрямкам роботи відділу та пов'язана з наступними науковими програмами та темами: «Електронна структура, властивості та застосування надпровідників і надпровідникових гетероструктур з комплексним впорядкуванням» (№ держреєстрації 0121U109276, 2021-2025 р.); «Інноваційні матеріали для квантової сенсорики» (№ держреєстрації 0125U000295, 2025-2026 р.);
- у відділі фізики високих тисків та перспективних технологій Донецького фізико-технічного інституту ім. О.О. Галкіна НАН України за темами: «Електронні та магнітні властивості сильнокорельованих наноструктурованих систем» (№ держреєстрації 1140U006062, 2014-2018 р.), «Нано-гетеро-структури на основі напівметалевих феромагнетиків та надпровідників як перспективні функціональні матеріали спінової

- електроніки: електричні, магнітні та оптичні властивості, ефекти електронного топологічного стану», № держреєстрації 0120U000267, 2020-2024 р.), та «Магнітні, електричні та динамічні властивості багатофункціональних гібридних систем: ефекти розміру та структури (№ держреєстрації 0119U002099, 2019-2023 р.)
- у лабораторії квантових матеріалів Державної наукової установи «Київський академічний університет», відповідає напрямкам роботи лабораторії та пов'язана з наступними науковими програмами та темами: «Німецько-український центр передових досліджень квантових матеріалів» (№ держреєстрації 0124U004211, 2024 р.; № держреєстрації 0125U002068, 2025 р.); «Швидкодіючий матричний кінетичний детектор довгохвильового інфрачервоного випромінювання» (№ держреєстрації 0124U003927, 2024-2025р.), «Квантові матеріали для квантових технологій» (№ держреєстрації 0121U110080, 2021-2025 р.), «Багатозонність електронних станів: фізика та застосування» (№ держреєстрації 0120U104857, 2020, 2021, 2023 р.).

Мета і завдання досліджень: Мета роботи – встановити ефективні методи керування властивостями твердих тіл для подальшого застосування в квантових технологіях і магнітоніці. Для досягнення зазначеної мети були поставлені наступні задачі: 1) Дослідити поздовжню динаміку намагніченості двопідграткового антиферомагнетика при температурах, близьких до температури Нееля. 2) Вивчити квантовий топологічний ефект Ааронова-Кашера в динаміці двопідграткового антиферомагнітного діелектрика. Встановити вплив електричного поля на динаміку та згасання спінових хвиль. 3) Визначити основні параметри молібден-ренієвих сплавів, зокрема встановити кількість і розмір енергетичних щілин.

Об'єкт дослідження: Об'єктом дослідження є квантові властивості твердих тіл, а саме двопідграткових антиферомагнетиків, надпровідників з двозонною надпровідністю.

Предмет дослідження: динаміка намагніченості в антиферомагнітних системах з двома підгратками, зокрема особливості розповсюдження спінових хвиль (магнітонів), їх взаємодія з зовнішніми полями та можливість керування цими

процесами; визначення параметрів надпровідних щілин в двозонних надпровідниках.

Методи дослідження: діаграмна техніка спінових операторів, феноменологічний підхід на основі рівнянь Ландау-Ліфшиця-Гілберта, розрахунки диференціальної провідності на основі теорії Блондера-Тінкхема-Клапвійка, змодельованої для двозонних надпровідників, метод розсіювання квазічастинкових збуджень в металевих гетероструктурах.

Наукова новизна отриманих результатів, що виносяться на захист.

1. Методами діаграмної техніки спінових операторів продемонстровано, що енергетичний спектр поздовжніх коливань та поздовжня сприйнятливість антиферомагнітних (АФМ) діелектриків визначається двома віртуальними процесами: (а) поглинання одного поперечного та збудження іншого поперечного магнона, (б) одночасне збудження/поглинання двох поперечних магнонів. Вперше показано, що згасання першого каналу має лінійну залежність від хвильового вектору та температурну залежність $\sim T^{3/2}$ поблизу температури Нееля. Другий канал залишається присутнім навіть за відсутності теплових збуджень. Вперше показано, що його згасання має квадратичну залежність від хвильового вектору та лінійну залежність від температури.

2. Вперше показано, що завдяки квантовому топологічному ефекту Ааронова-Кашера електричне поле по-різному впливає на просторове згасання правосторонньої та лівосторонньої спінових хвиль у АФМ. Чим більше прикладене електричне поле, тим більша різниця між згасанням двох хвиль у просторі. Вперше показано, як комбінуючи магнітне і електричне поле можна керувати довжиною згасання спінових хвиль. Зокрема продемонстровано, що прикладання магнітного поля одночасно з електричним полем може збільшувати різницю між згасанням правосторонньої та лівосторонньої мод, або навпаки зменшувати, якщо змінити його напрямок.

3. Вперше показано, що у АФМ діелектрику під дією електричного поля спінові хвилі правосторонньої та лівосторонньої мод приймають різні групові швидкості, і поширення магнонів при певних значеннях хвильового вектору може

збільшуватися в сотні разів. В розглянутому прикладі групова швидкість може приймати значення до 305 км/с. Під дією електричного поля максимальне значення групової швидкості правосторонньої та лівосторонньої хвиль зсунує вздовж осі хвильового вектору на величину $\pm k_0$, яка прямо пропорційна прикладеному електричному полю, а також залежить від спин-орбітальної взаємодії, обмінної енергії та анізотропії антиферромагнетика.

4. Вперше проаналізовано часове згасання спінових хвиль лівосторонньої та правосторонньої поляризації у АФМ діелектрику під дією ефекту Ааронова-Кашера. Показано, що важливим параметром для керування часовим згасанням правосторонньої та лівосторонньої спінових хвиль є міжпідграткові коефіцієнти згасання дисипативної функції Релея. Вперше продемонстровано, що наявність міжпідграткового згасання забезпечує різницю між згасанням правосторонньої та лівосторонньої мод в електричному полі. Чим більше електричне поле, тим більша різниця між часовим згасанням і часом релаксації хвиль різної хіральності.

5. На основі аналізу отриманих спектрів точкових контактів Ag/Mo-Re підтверджено, що в надпровідних сплавах Mo-Re з приблизно рівними концентраціями компонентів існують дві енергетичні щілини та продемонстровано наявність сильної електрон-фононої взаємодії у більшій щілині та домінування внеску зони з меншою щілиною у диференціальну провідність контакту. Виконано узагальнення розрахунку диференціальної провідності для однозонного провідника на випадок двозонності, введенням додаткового вагового параметру та розміру щілини, параметру Дайнса та коефіцієнту розсіювання для другої зони.

Практичне значення одержаних результатів. Проведені дослідження свідчать що:

(1) зовнішнє електричне поле завдяки ефекту Ааронова-Кашера може керувати динамікою спінової хвилі заданої хіральності. Таким чином відкриваючи додаткову ступінь свободи – хіральність – і нові перспективи для досліджень та практичного застосування антиферромагнетиків в магніті та квантових технологіях. Отримані результати можуть сприяти побудові новітніх

обчислювальних пристроїв і впливати на реалізацію вже запропонованих концепцій спін-хвильового транзистора та спін-хвильових інтерферометричних пристроїв.

(2) двозонні сплави Mo-Re можуть стати базисною платформою для досліджень нових квантових ефектів і водночас мають великий потенціал для практичного застосування в надпровідній електроніці.

Особистий внесок здобувача. Здобувачка виконувала розрахунки в рамках діаграмної техніки спінових операторів, феноменологічного підходу Ландау-Ліфшиця-Гілберта, моделі Блондера-Тінкхема-Клапвійка, методу розсіювання квазічастинкових збуджень, займалася пошуком літератури, готувала тези та робила доповіді на конференціях, приймала активну участь у написанні статей і аналізу отриманих розрахункових формул.

Дисертантка висловлює щиру подяку за допомогу при проведенні спільних досліджень керівнику Криворучко В.М. та колегам: Шаповалову А.П., Білоголовському М.О., та іншим співробітникам відділу надпровідності та лабораторії квантових матеріалів Київського академічного університету, Кондович С. В. та Єршову К.В. з IFW Dresden.

Апробація результатів роботи. Результати досліджень були представлені та обговорювались на 15 вітчизняних та міжнародних конференціях: V International Conference “Condensed Matter and Low Temperature Physics” (June 2 – 6, 2025); 2024 IEEE Nanotechnology Materials and Devices Conference, NMDC 2024 (October 21 – 25, 2024); Bogolyubov Kyiv Conference “Problems of Theoretical and Mathematical Physics” (September 24 – 26, 2024); 2023 IEEE Nanotechnology Materials and Devices Conference, NMDC 2023 (October 22 – 25, 2023); 2023 IEEE 13th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties, (September 10-15, 2023); the DPG Meeting 2023 in Dresden (March, 26 – 31, 2023); the DPG Meeting 2022 in Regensburg (September 6 – 8, 2022); 2022 IEEE 12th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties, Kraków (September 11 – 16, 2022); 2021 IEEE 12th International Conference on Electronics and Information Technologies, ELIT (May 19 – 21, 2021); Workshop for young scientists «Functional materials for technical and biomedical applications» (September 7 – 10, 2020); 20-та Всеукраїнська школа-

семінар та конкурс для молодих вчених зі статистичної фізики та теорії конденсованої речовини (15-16 жовтня 2020); 2019 IEEE 9th International Conference on Nanomaterials: Applications and Properties, NAP 2019 (September 15 – 20, 2019); the School-conference of young scientists «Modern material science: physics, chemistry, technology», MMSPCT-2019 (May 27 – 31, 2019); XIV International Conference “Electronics and Applied Physics” (October 23 – 26, 2018); VIII Young Scientists Conference “Problems of Theoretical Physics” (December 12 – 14, 2017).

Публікації. За матеріалами дисертації опубліковано 22 публікації, з них 6 статей згідно з переліком наукових фахових видань України, 3 статті індексовані у Scopus/Web of Science електронних наукових фахових виданнях (інших держав), 13 тез у збірниках наукових конференцій. Статті проіндексовано наукометричними базами даних Scopus та/або Web of Science.

Структура та об’єм роботи. Дисертаційна робота складається зі вступу, п’яти розділів, загальних висновків, переліку використаних джерел, що містить 190 посилань. Загальний об’єм дисертаційної роботи 138 сторінки, робота містить 40 рисунків, 1 таблицю.

У **першому** розділі проведено огляд літератури. Висвітлено проблему пошуку альтернативних варіантів сучасним кремнієвим напівпровідниковим технологіям. Описано можливі способи керування спіновими хвилями. Відзначено можливість використовувати в АФМ додаткову ступінь свободи – хіральність. Висвітлено основні переваги розглянутих у подальшому АФМ та двозонних надпровідників. Відзначено багатозонну природу високотемпературних надпровідників і актуальність пошуку простих двозонних систем для перевірки теорій стосовно підвищення критичної температури надпровідника. Роз’яснено, чим цікаві сплави з молібден-ренієм.

Другий розділ присвячений дослідженню мікроскопічної динаміки намагніченості у двопідгратковому АФМ з акцентом на поздовжні спінові збудження. Для подолання обмежень, властивих феноменологічним підходам, було використано діаграмну техніку для спінових операторів. Поздовжня спінова сприйнятливості була отримана шляхом підсумовування нескінчених рядів діаграм,

які були представлені у вигляді графічних об'єктів. Встановлено, що позовжня динаміка намагніченості складається з двох типів збуджень, які мають різні залежності від температури та хвильового вектора. Отриманий результат може бути важливим для розуміння фізики нерівноважної магнітної динаміки в антиферомагнітних матеріалах під дією надшвидких лазерних імпульсів. В цьому розділі надано результати досліджень спінової динаміки квантової моделі антиферомагнетика Гейзенберга, що отримані використовуючи діаграмну техніку для спінових операторів. Сформульовані умови застосування запропонованого методу розрахунку, його ефективність і відповідність поставленому завданню.

У **третьому** розділі продемонстровано, як у двопідгратковому АФМ за допомогою електричного поля можна контролювати розщепленням енергетичного спектру на правосторонню та лівосторонню спінові хвилі, довжини їх поширення та аномальні групові швидкості, спричинені згасанням. Ефект Ааронова-Кашера ефективно змінює спектр спінових хвиль навіть в симетричному кристалі, усуваючи енергетичне виродження двох магنونних мод за допомогою прикладеного електричного поля. Дослідження показують, що за допомогою електричного поля можна керувати антиферомагнітними магнонами з різною хіральністю. Висвітлено вплив ефекту Ааронова-Кашера на просторове згасання спінових хвиль з правою та лівою поляризацією.

У **четвертому** розділі, на основі рівнянь Ландау-Ліфшиця-Гілберта з урахуванням дисипативної функції Релея, продемонстровано, що прикладене електричне поле здатне ефективно контролювати часове згасання спінових хвиль з різною хіральністю у двопідгратковому АФМ. Показано, що часове згасання правосторонніх Γ_+ і лівосторонніх Γ_- мод супроводжується зсувом уздовж осі хвильового вектора, який є прямо пропорційним до величини електричного поля. Встановлено, що співвідношення між параметрами дисипативної функції Релея, відіграє визначальну роль у дисипації. Результати роботи свідчать, що час релаксації магنونів залежить від електричного поля, параметрів дисипації та відрізняється для кожної хіральності. Отримані висновки відкривають нові перспективи використання АФМ в приладах магنونіки.

У п'ятому розділі наведено теоретичний аналіз результатів експериментальних вимірювань диференціальної провідності контактів Ag/MoRe. На прикладі сплаву $\text{Mo}_{0.52}\text{Re}_{0.48}$ досліджено параметри порядку двозонних надпровідників за допомогою формалізму Блондера-Тінкхема-Клапвійка (БТК) і розвинутого нами методу розсіювання квазічастинкових збуджень в металевих гетероструктурах. Обґрунтовано необхідність введення додаткових параметрів для опису поведінки двозонного надпровідника з двома різними щілинами. Наведено основні властивості надпровідних сплавів Mo-Re, отримані за допомогою нашого аналізу.

1. АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД

1.1. Мотивація: пошук альтернативних варіантів напівпровідниковим технологіям

Усі сфери життя і прогрес людства безпосередньо залежать від наших обчислювальних можливостей. У 1965 році Мур озвучив припущення, що кожні два роки кількість транзисторів у мікросхемах подвоюватиметься [1]. В подальшому цьому правилу присвоїли назву «закон Мура» і розширили її на інтегральні схеми. Цей закон безперешкодно виконувався впродовж десятиліть, однак в 2016 році сталося сповільнення зростання кількості робочих елементів на одному квадратному сантиметрі [2]. Таким чином, над напівпровідниковою електронікою нависає «дамоклів меч» і все частіше лунають думки, що напівпровідникова кремнієва технологія наближається до своєї межі розвитку і скоро не зможе демонструвати зростання і пришвидшення обчислювальних можливостей [3].

Крім перерахованого фактору зупинення зростання швидкості обробки інформації, в сучасних комп'ютерах існує розрив між двома видами пам'яті: енергонезалежною та залежною від електроенергії [4]. Пам'ять комп'ютера, що залежить від електроспоживання має основну перевагу – високу швидкість обробки інформації, але об'єм даних який вона може обробляти обмежений кілобайтами – мегабайтами. З іншого боку є жорсткі диски, що містять терабайти інформації, але швидкість їх роботи вимірюється в мілісекундах (рис. 1.1). Для подолання цього розриву між двома видами пам'яті пропонується створити енергонезалежну та швидкодіючу пам'ять, що оперує великими об'ємами інформації. Вчені розглядають варіант створення багатофункціональних схем, де всі елементи обробки інформації будуть об'єднані в одне ціле і працюватимуть як єдина система [5].

Якщо ж кремнієва електроніка досягне своєї межі, що прийде їй на зміну? Наразі вчені працюють над цим питанням в кількох напрямках: квантовій електроніці, надпровідній електроніці, магнетоніці та спінтроніці. Одна з основних

ідей – знайти альтернативні носії інформації, наприклад використовувати спін електрона, магнони, куперівські пари, тощо. Кожна з перелічених альтернатив має свої переваги і недоліки.

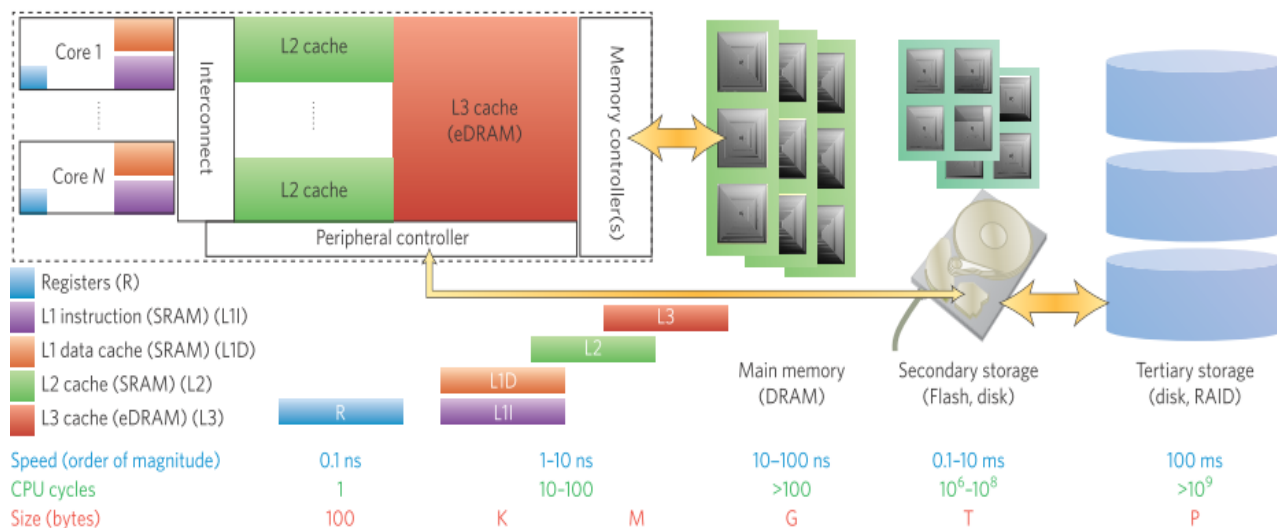


Рисунок 1.1 – Елементи зберігання та обробки інформації в сучасних комп'ютерах. Ліву половину представляють швидкі, енергозалежні елементи, справа – повільна, енергонезалежна пам'ять, що зберігає терабайти та петабайти інформації [4].

Розглянемо наприклад магنونіку [6,7], яка пропонує використовувати в якості носіїв інформації спінові хвилі. Основна перевага даного підходу полягає в тому, що спінові хвилі розповсюджуються без руху електронів і таким чином не супроводжуються виділенням джоулевого тепла. Це значна перевага над напівпровідниковими технологіями, які з кожним роком споживають все більше та більше електроенергії (рис.1.2) [8-10].

Енергоефективність розповсюдження магنونів не єдина їх перевага. Спінові хвилі можуть забезпечувати високу швидкість обробки інформації, але точні цифри залежать від типу магнітного впорядкування та самого матеріалу. Оскільки ферромагнетики вже досить широко використовуються в сучасних пристроях, саме їх розглядали як майбутню основу магنونних пристроїв. Однак з'ясувалося, що антиферромагнетики (АФМ) мають спінову динаміку майже в 1000 разів швидшу,

ніж у феромагнетиках [11]. Робочі частоти феромагнетиків лежать в гігагерцевому діапазоні, а АФМ – в терагерцевому (рис 1.3) [12, 13].

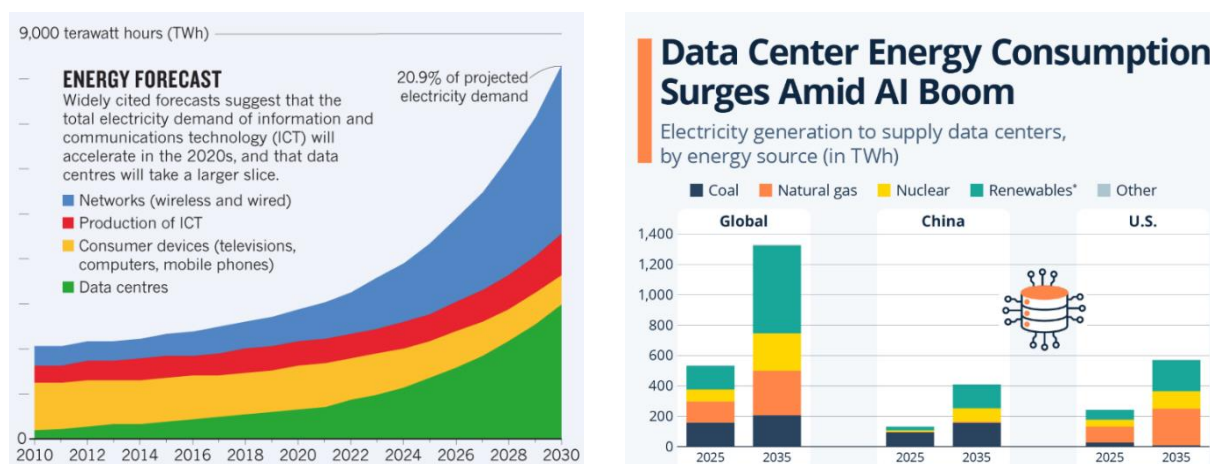


Рисунок 1.2 – Ліворуч прогноз енергетичних витрат в мережах, інформаційно-комунікаційних технологіях, споживацьких пристроях та дата центрах [8]. Праворуч графік очікуваного зростання споживання електрики дата центрами у зв'язку з бумом штучного інтелекту [9]

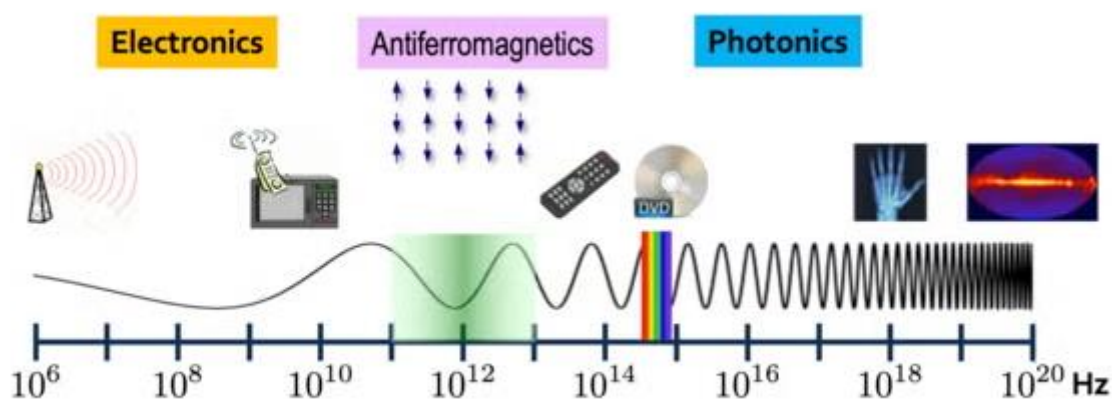


Рисунок 1.3 – Схематичне зображення застосувань хвиль з різною частотою: хвилі з частотою від 10^6 до 10^{11} використовуються в електроніці, далі іде частотний діапазон антиферомагнетиків, видимий світловий діапазон, фотоніка. [13]

АФМ виглядають перспективними матеріалами для практичного застосування [14,15]. Наприклад, в АФМ-пристроях пам'яті інформація захищена від пошкодження зовнішніми полями [16,17]. Через відсутність розмагнічуючого

поля, пристрої на основі АФМ будуть з більш компактним розташуванням бітів (рис. 1.4) [14].

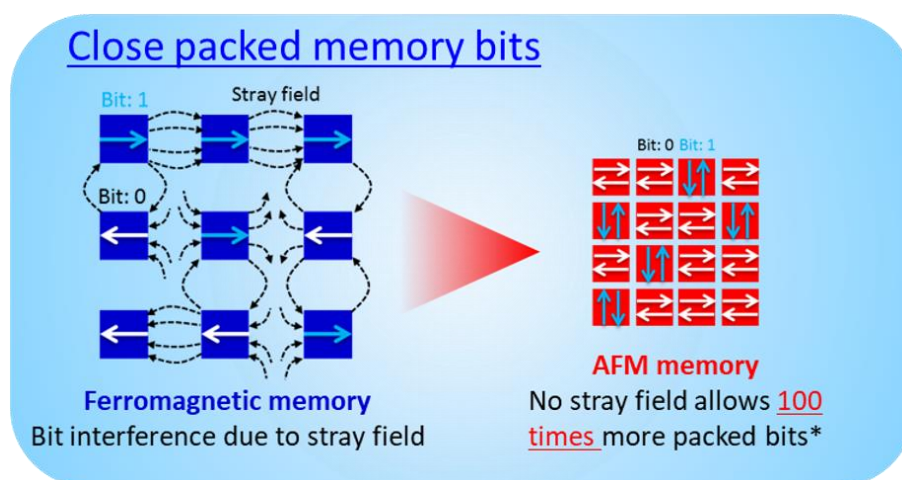


Рисунок 1.4 – пакування ферромагнітних та антиферромагнітних бітів. Різниця в пакуванні може складати 100 разів. [18]

Слід зазначити, що існує велика кількість металевих, напівпровідникових або діелектричних матеріалів з антиферромагнітним упорядкуванням при кімнатній температурі. Крім того, пристрої на базі АФМ не обов'язково мають використовувати двійкову систему числення, їхня логіка обчислень може бути багаторівневою.

1.2. Яким чином керувати спіновими хвилями

Однією з головних цілей магنونіки є підвищення ефективності роботи магنونних пристроїв шляхом вибору матеріалів та методів контролю їх функціональних характеристик. Незважаючи на активні дослідження протягом останніх років, залишається відкритим питання, яким чином найкраще керувати спіновими хвилями. Найпростішим способом керування магнонами є магнітне поле. Однак дослідження показують, що за допомогою магнітного поля не можна змінити напрямок намагніченості швидше ніж за 2 пікосекунди [19]. Після відкриття явища розмагнічування магнітної плівки 60-фемтосекундним лазерним

імпульсом [20] почалося інтенсивне дослідження взаємодії ультракоротких лазерних імпульсів із магнітними матеріалами.

Недавні дослідження вказують на можливість керування динамікою намагніченості магнітних матеріалів оптичними методами у фемтосекундному часовому масштабі (рис.1.5) [11, 21-25]. Відомо, що під дією короткого імпульсу лазера магнітне середовище значно нагрівається, і для опису спінової динаміки потрібні методи, що описують систему при високих температурах. На відміну від феноменологічних підходів, що працюють при температурах близько нуля, діаграмна техніка спінових операторів враховує температури близькі до температури Нееля [26]. Крім того, за допомогою діаграмної техніки можна описати поздовжню спінову динаміку, що може грати значну роль в процесах, що відбуваються під дією ультракороткого лазерного імпульсу. Більш детально це питання буде висвітлено в другому розділі.

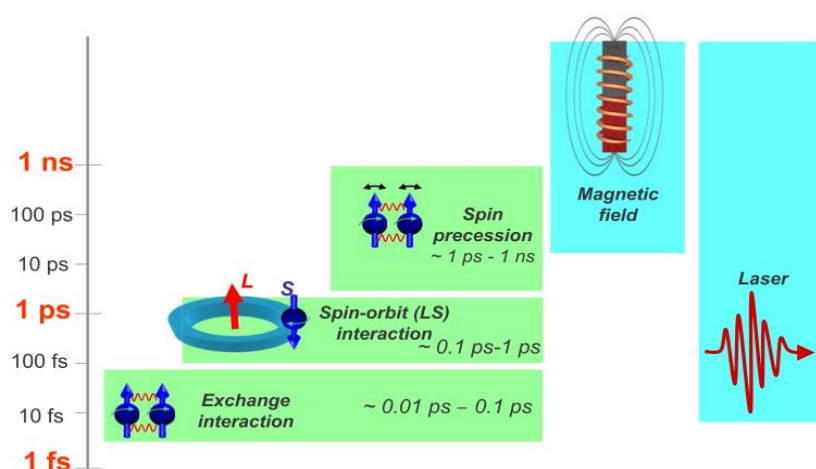


Рисунок 1.5 – Демонстрація часових рамок, в яких відбувається прецесія спіну, спін-орбітальна взаємодія та обмінна взаємодія. Магнітне поле може змінювати напрямок намагніченості в межах наносекунд – кількох пікосекунд. Лазер може управляти магнітною середою на часовому масштабі до фемтосекунд. [25]

Крім оптичних методів, керувати спіновими хвилями можна за допомогою взаємодії Дзялошинського-Морія (ВДМ) в криволінійних магнітах, переносу спінового моменту (spin transfer torque), переносу спін-орбітального (spin-orbit torque), ефекту Зеебека, магнітної анізотропії керованою напругою (VCMA) та електричним полем. Основними характеристиками спінових хвиль, що використовуються для кодування інформації, є фаза та амплітуда. На відміну від феромагнетиків, в АФМ завдяки антипаралельному розташуванню двох магнітних підґраток [27,28] одночасно існують ліво- та право-поляризовані спінові хвилі, що забезпечує додатковий ступінь свободи — хіральність, рис.1.6.

Правополяризовані (RH) та лівополяризовані (LH) спінові хвилі можуть бути використані як базові елементи для кодування інформації, подібно до електронів зі спіном «вгору» та «вниз» у сучасних магнітних пристроях пам'яті. Завдяки цим унікальним властивостям, АФМ мають великі перспективи для застосування в інформаційних технологіях (див. останні огляди [29–34]). Основними викликами для впровадження АФМ у пристроях магنونіки є виявлення механізмів поширення, окремого маніпулювання RH та LH спіновими хвилями, а також їх детектування.

1.3. Додаткова ступінь свободи – хіральність

Варіанти використання хіральності спінових хвиль активно обговорюються [11–15]. За відсутності будь-яких зовнішніх полів енергія RH та LH магنونів є виродженою. Магнітне поле розщеплює спектр спінових хвиль, але зазвичай потрібне велике поле для отримання суттєвої різниці між хвилями різної поляризації.

Лі та ін. [37] теоретично та чисельно обґрунтували, що спектр спінових хвиль в АФМ розділяється на окремі гілки з RH і LH полярностями при перетині межі з інтерфейсною неоднорідною взаємодією ВДМ. Також було продемонстровано, що магنونний спектр може бути розщеплений шляхом комбінування деформації або ВДМ з адіабатичними ефектами переносу спінового моменту.

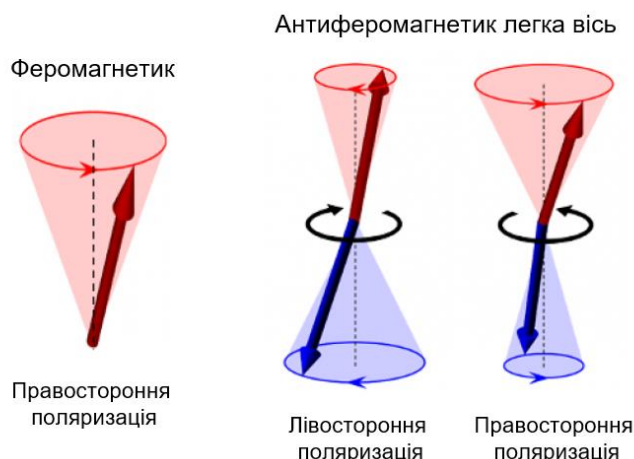


Рисунок 1.6 – Схематичне зображення правополяризованих хвиль в феромагнетиках та ліво- і право-поляризованих хвиль в антиферомагнетиках. [Адаптовано з 34]

Кім та ін. [38] показали, що спектр кругово поляризованих магнетонів розщеплюється під час проходження магнетонів через доменну стінку, що обертається. Недавні дослідження ефектів переносу спінового моменту електричним струмом (типу Слончевського та Чжан-Лі) виявили досить складну поведінку згасання LH та RH спінових хвиль та можливість керування ними окремо [39].

Керування динамікою спінових хвиль електричним струмом у металічних магнетиках — одна з актуальних тем досліджень у магнетоніці. Коли спін-поляризований струм \mathbf{j} інjektується в магнітний матеріал, він створює обертальний вплив на локальний магнітний момент шляхом передачі спінового кутового моменту та спричиняє доплерівський зсув спінових хвиль. Вламінк та Байєль [40] експериментально виявили в металевій АФМ-смужці $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ під дією струму зсув частоти спінових хвиль $\omega \sim P\mathbf{j}\mathbf{k} \sim P\mathbf{E}\mathbf{k}$ з хвильовим вектором \mathbf{k} , де \mathbf{E} — зовнішнє електричне поле, а P — ступінь спінової поляризації електричного струму. Викликаний струмом зсув частоти можна ідентифікувати як доплерівський зсув, оскільки електронна система дрейфує відносно лабораторної системи відліку. Зміна динаміки спінових хвиль у металевих АФМ та компенсованих феримагнетиках електричним струмом, що генерує спін-переносні моменти, теоретично була передбачена в [41] та [42] відповідно.

Автори [43, 44] запропонували інший метод керування динамікою спінових хвиль у колінеарному діелектричному АФМ. В діелектричному АФМ електричний струм не запускає рух магнонів. Але в колінеарному АФМ ВДМ порушує виродження енергії ліво- та право-поляризованих спінових хвиль, викликаючи дисбаланс заселеності між кількістю магнонів у станах спін-вгору та спін-вниз, а також дисбаланс заселеності між станами k та $-k$. Градієнт температури ∇T викликає поздовжній магнонний струм та спіновий ефект Нернста.

У роботі [45] вивчався вплив топологічного ефекту електричного поля, згенерованого високочастотним лазером, на нерівноважну динаміку магнонів в АФМ ізоляторі. Автори показали, що лінійно поляризоване лазерне світло може генерувати спіральні крайові магнонні стани та індукувати магнонний спіновий ефект Нернста. Натомість, кругове поляризоване лазерне світло може створювати хіральні крайові магнонні стани та індукувати магнонний тепловий ефект Холла. У роботі [46] магнонний спіновий фотогальванічний ефект, викликаний фазою Ааронова-Кашера (АК), був запропонований як механізм, за допомогою якого магнони можуть бути збуджені та безпосередньо керовані електричним полем світла. Створення спінового струму шляхом прикладання електричного поля, що змінюється у часі, завдяки зв'язку між магнонами та електричним полем через ефект АК також обговорювався в недавній статті [47]. Автори демонструють, що змінне в часі електричне поле може діяти як ефективний генератор спінового струму та може стати перспективною платформою для дослідження магнонних топологічних ефектів.

Були запропоновані і активно обговорюються ефекти, що спричинені впливом статичного електричного поля на динаміку намагніченості в магнітних ізоляторах [48-50]. Вплив зовнішнього електричного поля на динаміку спінових хвиль проявляється як додаткова фаза, яка називається фазою АК [51], що є особливим випадком фази Беррі [52], і є прикладом квантових топологічних ефектів електричного поля на динаміку нейтральних частинок. Ефект АК, квантово-механічне явище, подібне до ефекту Ааронова-Бома, виникає, коли нейтральна частинка з магнітним моментом рухається під впливом електричного поля та

хвильова функція частинки набуває зсуву фази (рис. 1.7). У роботі [53] Као та співавтори продемонстрували, що ефект АК впливає на спінові хвилі, що поширюються у феромагнітному кільці при застосуванні електричного поля. Недавні теоретичні [29,54] та експериментальні [49,55] дослідження показали, що ефект АК може впливати на поширення спінових хвиль за допомогою статичного електричного поля в різних магнітних системах, включаючи АФМ, забезпечуючи механізм керування динамікою магنونів на основі електричного поля. Він проявляється як зсув дисперсії та напрямку групової швидкості спінових хвиль зовнішнім електричним полем. У лінійному наближенні АК-ефект може бути врахований додаванням подібної до ВДМ взаємодії між сусідніми спінами, величина якої пропорційна прикладеному електричному полю, обмінному зв'язку та спин-орбітальній взаємодії [49,50]. Це приклад топологічного ефекту в квантовій фізиці. В рамках парадигми квантової фізики, керування величиною статичних магнітних параметрів (наприклад, анізотропії через опосередкований деформацією магнітоелектричний зв'язок) передбачає модифікацію локальних (Ландау) параметрів системи. Прикладом локально-топологічного ефекту на динаміку намагніченості є поведінка магنونів у магнетиках зі штучними локальними магнітними структурами, такими як сингулярності точки Блоха. Набута додаткова топологічна фаза (фаза Беррі [52]) трансформує динаміку магنونів навколо цих сингулярних точок і формально еквівалентна динаміці квантового електричного заряду в магнітному полі (детальніше див., наприклад, [56]). Аналогічно спінові хвилі, що поширюються через скіrmіонну ґратку, можуть набувати фази Беррі завдяки неоднорідній статичній намагніченості [57]. Прикладом глобального топологічного ефекту на динаміку намагніченості є зсув енергії магнона зовнішнім електричним полем через індуковану фазу АК — геометричну фазу, набуту беззарядними квазічастинками з магнітним дипольним моментом, що рухаються в електричному полі. Слід зазначити, що зовнішнє електричне поле порушує просторову симетрію інверсії, навіть якщо кристалічна ґратка була симетрична [49,54,55].

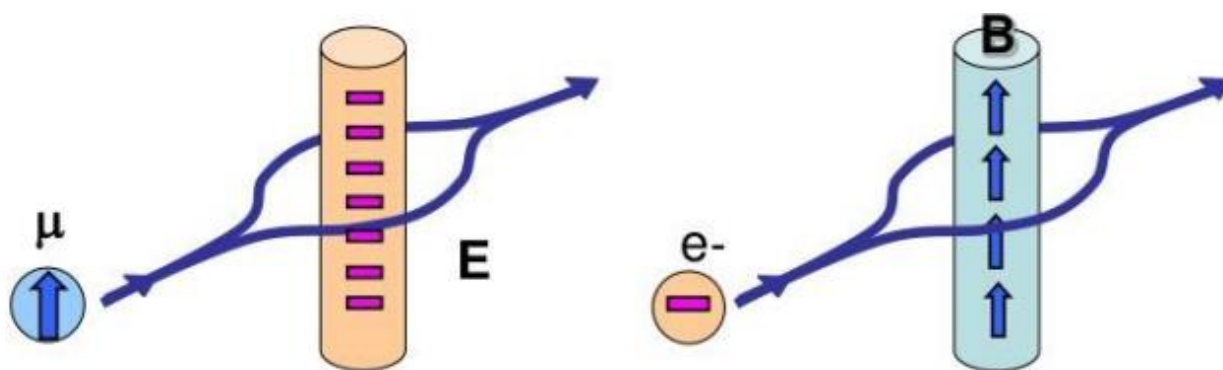


Рисунок 1.7 – Ефект АК аналогічний до ефекту Ааронова-Бома. Хвильова функція нейтральної частинки з магнітним моментом рухаючись в електричному полі отримує додаткову фазу [58].

Чжан та ін. [49] на прикладі центросиметричного фериту $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) експериментально довели, що за допомогою електричного поля можна ефективно змінювати фазу спінових хвиль у тонких феромагнітних плівках. При прикладеному електричному полі $\sim 10^6$ В/м зсув фази (нормований на відстань поширення) становив близько 10^{-5} рад/мм [49]. Це значення можна помітно збільшити, зменшивши довжину хвилі. Експериментальні дослідження Сєрьга та ін. [55] також продемонстрували, що завдяки ефекту АК хвильова функція магнонів в електричному полі може накопичувати геометричну фазу, навіть у матеріалах з центром інверсійної симетрії. Автори використовували два типи магнітостатичних спінових хвиль, що поширювалися через область електричного поля перпендикулярно та паралельно напрямку намагніченості плівки в YIG, виявляючи внесок ефекту АК у зміну фази спінових хвиль [55]. У тонких плівках YIG можливо зменшити кристалічну симетрію за рахунок форми плівки, домішок або невідповідності з кристалічною ґраткою підкладки. На основі аналізу експериментальних даних автори [49, 55] зазначають, що динаміка спінових хвиль контролюється переважно магнонним ефектом АК, а магнітоелектричний ефект робить незначний внесок. Узгодження цих експериментальних даних з теоретичними оцінками вказує на те, що спінові хвилі можуть накопичувати додаткову фазу через магнонний ефект АК, і зовнішнє електричне поле може

ефективно контролювати потік потужності спінових хвиль та каустику в тонких феромагнітних плівках.

Третій і четвертий розділи роботи будуть присвячені саме впливу електричного поля на розповсюдження магнонів у АФМ.

1.4. Багатозонні надпровідники

Застосування двозонних надпровідників в першу чергу пов'язують з новітніми квантовими технологіями. Ця галузь сучасної фізики активно розвивається та має потенціал до створення квантових комп'ютерів, надчутливих сенсорів та захищених комунікаційних мереж. Наразі надпровідники можуть використовуватися в якості пасивних елементів функціональних схем, оскільки не мають енергетичних втрат при температурах нижче певної критичної температури T_c – температури переходу у надпровідний стан. Серед переваг пристроїв на основі надпровідників відзначають високу чутливість, швидкодію, низькі втрати, широкополосність, можливість застосування там, де звичайні напівпровідники неефективні. Все це забезпечує великі перспективи надпровідників у багатьох галузях [59]. В першу чергу це стосується надпровідних суперкомп'ютерів, що працюють на основі так званої швидкої квантової логіки (RSFQ – rapid single flux quantum), які очікується перевершать свої напівпровідникові аналоги. По-друге, це квантові комп'ютери — лідери у гонці за обчисленнями, недосяжними для сучасних класичних суперкомп'ютерів. Вони використовують надпровідні кубіти, основані на літографічно виготовлених джозефсонівських переходах надпровідник-ізолятор-надпровідник. Прогрес у цій сфері здебільшого зумовлений покращенням дизайну, розробкою нових інструментів виготовлення та, що найважливіше, підбором матеріалів й інтерфейсів.

Якщо говорити про матеріали, то ніобій тримає за собою «пальму першості» серед надпровідників, що мають найбільше практичне застосування. Він має критичну температуру $T_c \approx 9$ К та звичайну спін-одинарну s -хвильову надпровідність, яка добре підходить для роботи схем за температурою 4,2 К —

температури кипіння рідкого гелію при нормальному атмосферному тиску. Інші звичайні надпровідники зі значно нижчими T_c , наприклад алюміній, широко застосовуються у детекторах радіації та частинок, кубітах [59]. Надпровідники з критичною температурою надпровідного переходу вище, ніж у ніобію, ще не набули широкого застосування. Незважаючи на майже чотири десятиліття з часу відкриття перших високотемпературних надпровідників, великих успіхів у створенні електронних пристроїв на їх основі немає, оскільки для них відсутні технології контролю процесів на масштабах менше 10 нм.

Після відкриття високотемпературної надпровідності було встановлено, що більшість високотемпературних надпровідників мають багатозонну структуру [60,61], наприклад залізовмісні надпровідники [62,63] та купрати [64]. Непроста зонна структура ускладнює визначення факторів відповідальних за ті чи інші квантові ефекти. У зв'язку з цим актуальним є пошук матеріалів із простішою електронною структурою, які б слугували модельними системами для вивчення природи багатозонної надпровідності. Це у свою чергу, сприятиме глибшому розумінню взаємозв'язку між електронною структурою і величиною критичної температури надпровідного переходу.

Двוזонні надпровідники мають дві незалежні зони Фермі, які слабо взаємопов'язані і мають різні характеристики. Це стосується сили зв'язку, величин енергетичних щілин, симетрії, анізотропії, швидкостей Фермі, густини станів квазічастинок, швидкостей розсіяння на домішках тощо. Зони не є повністю незалежними через наявність міжзонного зв'язку та ефектів розсіяння на домішках. Через це у надпровідника є єдина критична температура T_c , яка, як правило, відрізняється від T_c надпровідника з однією зоною.

Типові приклади спрощеної двозонної моделі з двома незалежними однозонними областями і одним або більше внесками силу зв'язку є відповідними узагальненнями теоретичного підходу Гінзбурга-Ландау [65] або теорії Бардіна-Купера-Шріффера (БКШ) [66]. У результаті з'являється кілька нових вільних параметрів для міжзонного зв'язку, пов'язаних з електрон-фононою взаємодією та швидкостями розсіяння на домішках. Це суттєво ускладнює порівняння чисельних

розрахунків і експериментальних даних. Більше того, у багатьох випадках міжзонні ефекти складно відрізнити від ефектів викликаних міжзонним зв'язком, наприклад, обидва ці ефекти «розмивають» вплив меншої енергетичної щільності.

Експериментально умови двозонної/двощілинної надпровідності можуть реалізовуватися в металах із поверхнею Фермі, яку перетинають дві різні електронні зони. Вперше це було виявлено у надпровідному дибориді магнію MgB_2 , електронна структура якого містить ізотропну π -зону з меншою щільністю (Δ_π) та анізотропну σ -зону з більшою щільністю (Δ_σ) [67]. Відкриття надпровідності у залізовмісних сполуках [68], привернуло увагу до того, що надпровідники з високою (T_c) є багатозонними металами. Більше того, як підкреслив Кордюк [69,70], існує явна кореляція між значеннями T_c і близькістю таких металів до топологічного переходу Ліфшиця. Чи існує зв'язок, чи можна його пояснити теоретично і чи можна запропонувати спосіб підвищення критичної температури надпровідника шляхом модифікації його зонної структури? Ці питання залишаються відкритими, незважаючи на певні зусилля теоретиків [71]. Тому важливі ретельні та тестові експерименти на матеріалах, простіших за надпровідники з високою T_c , для з'ясування впливу багатозонних ефектів на надпровідність.

Зацікавленість у багатозонності більшості надпровідників з фундаментальної та прикладної точок зору пояснюється збільшенням кількості ступенів свободи, що може породжувати принципово нові явища відсутні в однозонних надпровідниках. Яскравими прикладами є ефекти пов'язані з флуктуаціями відносної фази та густини куперівських пар у куперівському конденсаті [72] і/або з солітонами відносної фази [73]. Суттєві зміни були передбачені для спектру квазічастинок Боголюбова в надпровідниках з порушенням симетрії часу, де наявність кількох зон трансформує очікувані точкові або лінійні вузли парної надпровідної щільності у двовимірні топологічно захищені поверхні Фермі [74].

Наведені приклади з урахуванням багатозонної надпровідності пояснюють зацікавленість у пошуку менш складних і більш зручних матеріалів, які явно демонструють наявність принаймні двох різних щільностей у надпровідному стані.

1.5. Двзонні надпровідники на основі молібдену

Молібден (рис. 1.8) – високоміцний матеріал з однією з найвищих температур плавлення $2623\text{ }^{\circ}\text{C}$ з гранецентрованою кубічною ґраткою [75]. Він використовується для підвищення антикорозійних властивостей сталі та інших сплавів для аерокосмічної та енергетичної галузі, виступає в якості каталізатора в хімічній промисловості. Молібден відноситься до низькотемпературних надпровідників, і його об'ємні зразки мають $T_C = 9\text{ K}$. В плівках товщиною 35-40 нм критична температура перевищує 1 K [76], а в аморфних плівках, вирощених під тиском може досягати 5 K [77]. Автори [77] продемонстрували, що критична температура надпровідного переходу молібдену змінюється в залежності від розміру зерен та рівню впорядкованості в зразку. Керування розміром зерен відбувалося за рахунок зміни тиску під час осадження плівки. Зі зменшенням розміру зерен критична температура зростала до значень вище 5 K, а потім знижувалася через втрату когерентності між сусідніми зернами (рис.1.9).

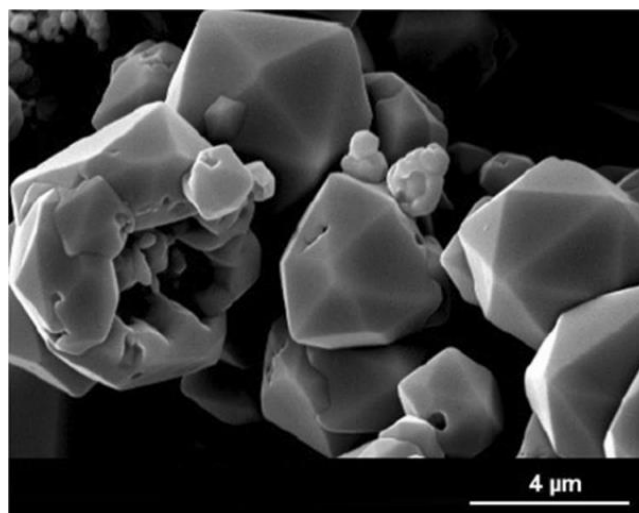


Рисунок 1.8 – Зображення зі сканувального електронного мікроскопу молібденового порошку з гранецентрованою кубічною ґраткою [75].

Збільшення або зменшення критичної температури в надпровіднику залежить від двох основних факторів: сили зв'язку та густини станів на рівні Фермі. Зі зменшенням розміру зерен у надпровідниках I роду зі слабкою силою зв'язку, таких

як Al, Re, Sn або In, відбувається збільшення критичної температури T_c , тоді як в надпровідниках II роду із сильною та середньою силою зв'язку виявляють зменшення значень надпровідних щілин та температур переходу у надпровідний стан [77]. Сильний прояв цього ефекту у молібдені дає підґрунття вважати, що за допомогою легування можна стабілізувати фазу з відносно високою T_c і, отже, створити нові надпровідні матеріали.

У п'ятому розділі буде розглянуто сплави Mo-Re, найбільш досліджені матеріали серед бінарних сплавів молібдену, що демонструють двощілинну поведінку, та роз'яснено зростання інтересу до двозонних/двощілинних надпровідників.

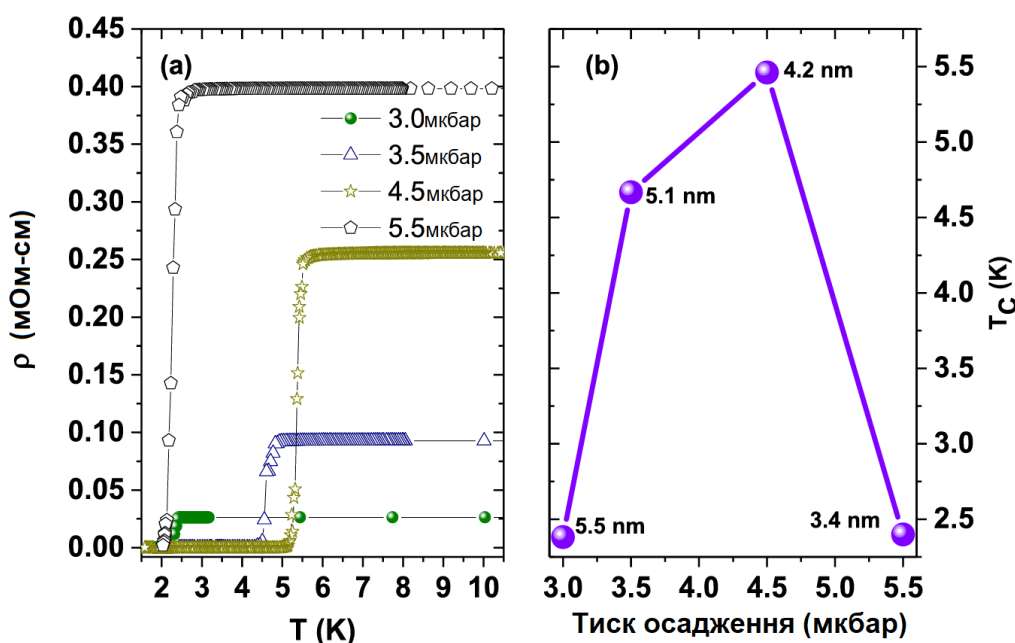


Рисунок 1.9 – (а) Резистивні переходи у надпровідний стан в залежності від температури для плівок, осаджених при різних тисках. T_c є чітко визначеною і вища за $T_c \sim 915$ мК в об'ємному зразку. (b) Зміна критичної температури T_c залежно від тиску осадження та розміру частинок. T_c збільшується до 5,5 К для зразка, осадженого при тиску 4,5 мкбар, і зменшується при подальшому збільшенні тиску осадження. Надпровідний перехід не спостерігався до 2 К для зразка, осадженого при 7,0 мкбар [77].

1.6. Пошук нових гетероструктур

Антиферромагнетики (АФМ) і надпровідники – матеріали, що мають великий потенціал для застосування в квантовій спітроніці.

Незважаючи на попередні уявлення про те, що надпровідний порядок і магнітне поле конкурують між собою, наразі після відкриття триплетних куперівських пар активно розвивається напрямок надпровідної спітроніки [78]. Зараз іде активний пошук комбінацій матеріалів, що підвищують функціональність та продуктивність обчислювальних пристроїв. Однією з таких перспективних синергій може стати гетероструктура антиферромагнетик – надпровідник. Останнім часом починають з'являтися роботи по дослідженню транспортних характеристик гетероструктур АФМ – надпровідник [79,80].

Інтерес до гетероструктур і контактів з різного типу матеріалів, викликаний появою на межі двох середовищ додаткових ефектів. Наприклад ефект близькості на межі нормальний метал – надпровідник дозволяє в нормальному металі утворити прошарок надпровідника, а в надпровіднику – зони із нормальною провідністю. В контактах манганіт – метал часто спостерігаються ефекти пам'яті, що потенційно можна використати в пристроях пам'яті. Однак дослідження контакту $\text{La}_{0.65}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_3$ – Ag продемонстрували відсутність подібного явища і продемонстрували нестабільну поведінку транспортних характеристик [81].

Поверхня манганіту не відповідає чітко щодо магнітних та електричних властивостей об'єму і створює перехідний шар товщиною 1-2 нм з відмінними від внутрішньої частини властивостями [82-84]. Слабкий зв'язок кисню з ґраткою і його відносна легкість пересування по об'єму кристалу є характерною особливістю матеріалів зі структурою перовскиту [85, 86]. Ця властивість має вирішальну роль під час формування в контактах з манганітами поверхневого шару, а також перехідного контактного шару між манганітом і контактуючим з ним металом [87, 88]. Через дефіцит кисню поверхня манганіту може перейти в діелектричну фазу, хоча при низьких температурах зберігає магнітне впорядкування. Вимірювання вольт-амперних характеристик продемонстрували відсутність ефектів пам'яті та

впливу теплових ефектів. Таким чином підтверджуючи вирішальний вплив міграції кисню в зразку на поведінку контакту $\text{La}_{0.65}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_3 - \text{Ag}$.

Оскільки і надпровідники, і АФМ мають потенціал стати будівельними блоками квантових пристроїв є сенс розглядати потенціал кожного виду матеріалів, як разом, так і окремо. Другий, третій та четвертий розділи присвячені АФМ, а п'ятий розділ – надпровідникам і металевим гетероструктурам.

2. ПОЗДОВЖНЯ ДИНАМІКА НАМАГНІЧЕНОСТІ В ГЕЙЗЕНБЕРГОВСЬКИХ АНТИФЕРОМАГНЕТИКАХ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ БЛИЗЬКИХ ДО ТЕМПЕРАТУРИ НЕЕЛЯ

2.1. Поздовжня динаміка намагніченості

Концепція спінових хвиль як низькоенергетичного колективного збудження відповідає ефективному наближенню для опису поперечної спінової динаміки при низьких температурах і енергіях. Але поздовжні спінові коливання демонструють складнішу динаміку. Вивченню поздовжньої спінової динаміки в рамках моделі Гейзенберга присвячено чимало теоретичних та експериментальних робіт (див., наприклад, [20,89-95] та посилання на них). Згідно з піонерською статтею Вакса, Ларкіна і Пікіна (ВЛП) [96], поздовжня спінова мода виникає внаслідок віртуальних процесів когерентного «парного» народження та/або анігіляції спінових хвиль (магنونів). В роботах [89,95] поздовжню динамічну спінову сприйнятливість гейзенбергівського феромагнетика та феримагнетика досліджували за допомогою діаграмної техніки для спінових операторів.

Для феромагнетика [89] однорідна поздовжня сприйнятливість дорівнює нулю, $\chi^{zz}(0, \omega) = 0$, для ненульової частоти $\omega \neq 0$. Це є наслідком повного закону збереження спіну. У загальному випадку поздовжні спінові збудження виникають як віртуальні процеси народження та анігіляції поперечних спінових хвиль на частоті $\omega(\mathbf{q}) = \varepsilon_{\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{q} \pm \mathbf{k}}$. Процеси збудження контролюються функцією розподілу Бозе, що призводить до домінування спінових хвиль з хвильовим вектором $\mathbf{q} \sim 0$.

В двопідгратковому феримагнетичу [95] динаміка поздовжніх спінових компонент зумовлена кількома віртуальними процесами: (i) акустичним $\omega_a(\mathbf{q}) = \varepsilon_{i,\mathbf{q}} - \varepsilon_{i,\mathbf{q} \pm \mathbf{k}}$ та (ii) обмінним $\omega_{ex}(\mathbf{q}) = \varepsilon_{i,\mathbf{q}} + \varepsilon_{i,\mathbf{q} \pm \mathbf{k}}$ поперечними спіновими хвилями ($i \neq j$, $i, j = 1, 2$). Існування обмінної поздовжньої моди на таких частотах може призвести до нової форми поведінки збудження у феримагнітній системі, що важливо для розуміння фізики нерівноважної магнітної динаміки під дією фемтосекундного імпульсу лазера у багатопідграткових магнітних матеріалах. Надшвидка спінова

динаміка для феримагнетиків поблизу точки спінової компенсації розглянута в роботі [97].

Поздовжня спінова динаміка досліджувалася експериментально в антиферромагнетику MnF_2 [98]. Використовуючи поляризоване розсіяння нейтронів, автори показали, що спектр поздовжніх коливань складається з двох гілок. Одна з них розташована нижче енергії поперечного збудження одного магнона і являє собою народження одного магнона і анігіляцію іншого. Друга гілка розташована вище енергії одного магнона і відповідає одночасному поглинанню або збудженню двох магнонів [98]. Розрахунок методом Монте-Карло для анізотропних АФМ також показує наявність двох типів поздовжніх збуджень, які є кратними поперечній спіновій хвилі. Інтенсивність двомагнонних збуджень зростає зі зменшенням хвильового вектору \mathbf{q} ; а з підвищенням температури ці два піки розширюються [99].

2.2. Поздовжня спінова сприйнятливість

Для подолання обмежень, властивих феноменологічним підходам – неможливість описувати спінову динаміку при високих температурах та враховувати поздовжні коливання – використовувалась діаграмна техніка для спінових операторів. Одна з особливостей діаграмної техніки – можливість отримати спінову сприйнятливість шляхом підсумовування нескінчених рядів діаграм у вигляді графічних об'єктів.

Розглянемо просту анізотропну модель двопідграткового АФМ. За відсутності будь-яких зовнішніх впливів гамільтоніан Гейзенберга формується суто обмінними, але анізотропними, взаємодіями:

$$H = \sum_{f,g} \left[\frac{1}{2} J_{fg} (S_f^+ S_g^- + S_f^- S_g^+) + J_{fg}^z S_f^z S_g^z \right] \quad (2.1)$$

Тут S_f і S_g - спінові оператори на $f(g)$ -му місці підграток 1 і 2, відповідно, спінові оператори $S^\pm = S^x \pm iS^y$, J_{fg} - обмінна взаємодія між спіновими x - y компонентами,

J_{fg}^z - обмінний інтеграл між z -компонентами спінів. Зроблено припущення, що $|S_f| = |S_g| = S$ і $J_{fg}^z \geq J_{fg} > 0$, тобто в рівноважному стані підґратки мають антипаралельну орієнтацію вздовж осі z . Представимо гамільтоніан (2.1) у вигляді суми трьох доданків $H = E_0 + H_0 + H_{int}$. Перший доданок – це енергія основного стану $E_0 = -J_0^z \langle S^z \rangle^2 N$. Тут N – кількість магнітних елементарних комірок, $J_0^z = J_{q=0}^z$ – перетворення Фур'є обмінної взаємодії, H_0 – гамільтоніан молекулярного поля в рамках використовуваного методу: $H_0 = y \sum_{f,g} (S_f^z - S_g^z)$, де $y = \langle S^z \rangle J_0^z$. Гамільтоніан взаємодії H_{int} має вигляд:

$$H_{int} = \frac{1}{2} \sum_{f,g} J_{fg} (S_f^+ S_g^- + S_f^- S_g^+) + \sum_{f,g} J_{fg}^z (S_f^z - \langle S^z \rangle) (S_g^z + \langle S^z \rangle) \quad (2.2)$$

У наближенні нульового порядку для самоузгодженого поля маємо $\langle S_f^z \rangle^{(0)} = -\langle S_g^z \rangle^{(0)} = \langle S^z \rangle^{(0)} = b(\beta y_0 S)$, $b(x) = SB_S(x)$ та $B_S(x)$ – функція Бріллюена, $y_0 = bJ_0^z$, та $\beta^{-1} = T$ – температура.

У рамках мікроскопічного підходу (метод спінових функцій Гріна) дослідження динаміки поздовжньої намагніченості системи зводиться до обчислення динамічної сприйнятливості $\chi^{zz}(\mathbf{q}, \omega)$, яка є функцією частоти ω та імпульсу \mathbf{q} [26,100]. Розрахунок поздовжньої сприйнятливості системи $\chi^{zz}(\mathbf{q}, \omega)$ зводиться до обчислення запізнювальних поздовжніх спінових функцій Гріна (ФГ) $G_{tot}^{zz(R)}(\mathbf{q}, \omega)$ [26,100]:

$$\chi^{zz}(\mathbf{q}, \omega) = \langle \langle \hat{T} M_{tot}^z(t) | M_{tot}^z(0) \rangle \rangle_{\mathbf{q}, \omega} = -g^2 \frac{\mu_B^2}{v_0} G_{tot}^{zz(R)}(\mathbf{q}, \omega) \quad (2.3)$$

де M_{tot}^z – z -компонента повної намагніченості $\mathbf{M}_{tot} = g\mu_B(\mathbf{S}_f + \mathbf{S}_g)$, μ_B – магнетон Бора, g – g -фактор і v_0 позначає об'єм елементарної магнітної комірки. В основному стані АФМ середнє значення намагніченості елементарної магнітної комірки \mathbf{M} дорівнює $\langle M_{tot} \rangle = 0$. Символ $\langle \langle \dots \rangle \rangle_{\mathbf{q}, \omega}$ означає перетворення Фур'є сліду $\rho_0(\dots)$ з $\rho_0 = \exp(-\beta H_0) / \text{Sp}(\exp(-\beta H_0))$; \hat{T} – хронологічний оператор. Згідно з теорією спінових ФГ (див., наприклад, книги [26,100]), полюси запізнювальних ФГ відповідають

частотам збуджень магнітної підсистеми, тобто коливанням поперечної намагніченості спінів або звичайним спіновим хвилям, а також поздовжнім осциляціям спінів. У свою чергу, запізнювальні ФГ системи можна отримати з температурних ФГ аналітичним продовженням мацубарівських частот $i\omega_n$ на дійсну вісь $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta, (\delta \rightarrow 0)$.

У нашому випадку двопідграткової системи загальну ФГ $G_{tot}^{zz(R)}(\mathbf{q}, \omega)$ можна звести до чотирьох підграткових поздовжніх ФГ $G_{ij}^{zz}(\mathbf{q}, i\omega_n)$ ($i, j = 1, 2$):

$$G_{tot}^{zz}(\mathbf{q}, i\omega_n) = \langle \langle \hat{T}(\delta S_f^z - \delta S_g^z) | (\delta S_f^z - \delta S_g^z) \rangle \rangle_{\mathbf{q}, \omega} \quad (2.4)$$

де $i\omega_n = i2\pi nT$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) – частота Мацубари, а $\delta S_i^z = S_i^z - \langle S_i^z \rangle$ ($i = \mathbf{g}, \mathbf{f}$). Далі використовується позначення $q = \{\mathbf{q}, i\omega_n\}$, і наведений вище вираз можна переписати у вигляді [101,102]:

$$G_{tot}^{zz}(q, \omega) = G_{11}^{zz}(q) - [G_{12}^{zz}(q) + G_{21}^{zz}(q)] + G_{22}^{zz}(q) \quad (2.5)$$

Таким чином, розрахунок динамічної сприйнятливості $\chi^{zz}(\mathbf{q}, \omega)$ зводиться до розрахунку поздовжніх підграткових ФГ $G_{ij}^{zz}(\mathbf{q}, i\omega_n)$, де $i(j) = \mathbf{g}, \mathbf{f}$ відповідає за номер підгратки.

2.3. Графічне і аналітичне представлення поздовжніх функцій Гріна

Для обчислення ФГ підгратки використаємо рівняння Ларкіна [96], див. також [26,100]. Графічне зображення рівнянь для поздовжніх ФГ $G_{11}^{zz}(q)$ та $G_{21}^{zz}(q)$ показано на рис. 2.1. Петлі з товстих ліній представляють незвідні частини $\Sigma_{ij}(q)$, а хвиляста лінія відповідає взаємодії J_q^z . З точки зору діаграмної техніки, величину $\Sigma_{ij}^z(q)$ називається незвідною частиною (відповідно до методу вибору незвідних діаграм Ларкіна) [26,100]. Зауважимо, що незвідність тут розуміється в тому сенсі, що $\Sigma_{ij}^z(q)$ представляє собою сукупність усіх діаграм з ряду для $G_{ij}^{zz}(q)$, які не

можна розрізати по лінії взаємодії J_q або J_q^z . Графічні ряди для функцій $G^{zz}_{11}(q)$ та $G^{zz}_{21}(q)$ двопідґраткового АФМ можна аналітично представити у вигляді [101,102]:

$$G^{zz}_{11} = \frac{\Sigma^z_{11}(q)}{(1 - J_q^z \Sigma^z_{12}(q))(1 - J_q^z \Sigma^z_{21}(q)) - (J_q^z)^2 \Sigma^z_{11}(q) \Sigma^z_{22}(q)} \quad (2.6a)$$

$$G^{zz}_{21} = \frac{[1 - J_q^z \Sigma^z_{12}(q)] \Sigma^z_{21}(q) + J_q^z \Sigma^z_{11}(q) \Sigma^z_{22}(q)}{(1 - \Sigma^z_{12}(q) J_q^z)(1 - \Sigma^z_{21}(q) J_q^z) - (J_q^z)^2 \Sigma^z_{11}(q) \Sigma^z_{22}(q)} \quad (2.6b)$$

Вирази для функцій $G^{zz}_{22}(q)$ і $G^{zz}_{12}(q)$ можна отримати з рівнянь (2.6a) і (2.6b) відповідно шляхом підстановки $1 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Підсумовуючи вище зазначене, отримуємо загальний вираз $G^{zz}_{\text{tot}}(q) = N(q)/D(q)$. Визначаємо чисельник, $N(q)$, і знаменник, $D(q)$, наступним чином:

$$N(q) = \Sigma^z_{11}(q) + \Sigma^z_{22}(q) - [\Sigma^z_{12}(q) + \Sigma^z_{21}(q) - 2J_q^z \Sigma^z_{12}(q) \Sigma^z_{21}(q) + 2J_q^z \Sigma^z_{11}(q) \Sigma^z_{22}(q)], \quad (2.7)$$

$$D(q) = [1 - J_q^z \Sigma^z_{12}(q)][1 - J_q^z \Sigma^z_{21}(q)] - (J_q^z)^2 \Sigma^z_{11}(q) \Sigma^z_{22}(q) \quad (2.8)$$

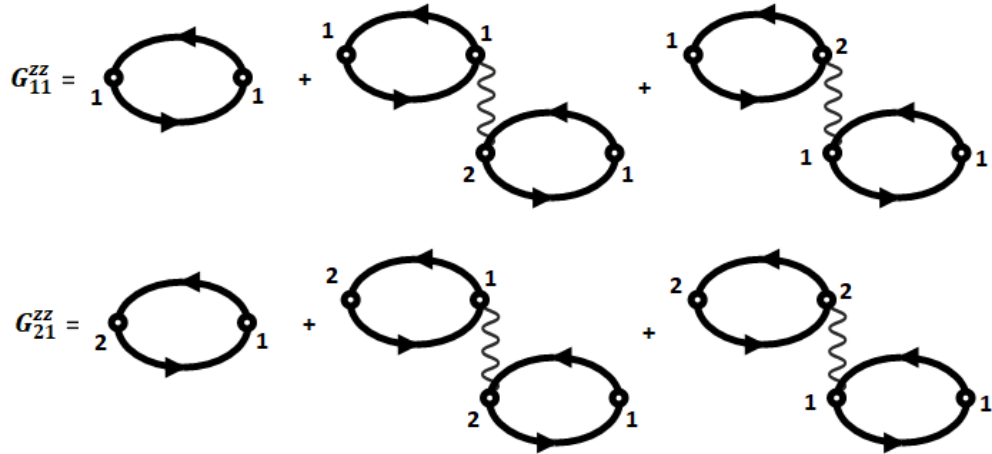


Рисунок 2.1. – Графічне відображення поздовжніх функцій Гріна G^{zz}_{11} та G^{zz}_{21} [102].

Графічні зображення незвідних частин $\Sigma^z_{ij}(q)$ дозволяють нам підсумовувати нескінченний ряд відповідних діаграм. Це дає можливість отримати вираз для поздовжньої спінової сприйнятливості $\chi^{zz}(\mathbf{q}, \omega)$, застосовний у всіх областях

частоти ω і хвильового вектора \mathbf{q} поза гідродинамічним і критичним режимами. Поздовжні незвідні частини ФГ $\Sigma_{ij}^Z(q)$ складаються з ряду різних типів петель. Для підсумовування рядів використаємо випадково-фазове наближення (random-phase approximation) [26,100]. Можна показати, що в нульовому порядку великого радіуса взаємодії (або в нульовому наближенні параметра $1/n_0$, де n_0 - кількість найближчих сусідів) отримуємо $\Sigma_{11}^Z(q) = \delta_{n,0}b'$, $\Sigma_{22}^Z(q) = \delta_{n,0}b'$, $\Sigma_{12}^Z(q) = \Sigma_{21}^Z(q) = 0$, (b' позначає першу похідну функції Бріллюена, а $\delta_{n,0} = \delta_{\omega_n,0}$ - символ Кронекера для відповідної різниці частот).

Зауважимо, що в наближенні нульового порядку ми маємо справу зі статичними флуктуаціями поздовжніх спінових компонент, які характеризуються похідними функцій Бріллюена ($\sim \delta_{n,0}b'$) і які відповідають за відмінність між ізольованою та ізотермічною сприйнятливістю системи. Нас цікавить ізольована сприйнятливість системи, і тому діаграми, що не залежать від термодинамічного часу не показані на рис. 2.1. Зауважимо, що в роботі [103] теоретично досліджено флуктуаційну релаксацію спінових хвиль в одновісному АФМ біля температури Нееля. Згідно з результатами роботи [103], швидкість релаксації магнонів внаслідок флуктуаційного розсіяння, тобто $\sim \delta_{n,0}b'$, зникає при $\mathbf{q} \rightarrow 0$. Підкреслимо, що традиційне представлення спінових операторів операторами Бозе (напр., Гольштейна-Примакова чи Дайсона-Малєєва, див., наприклад, [104]) враховують лише динамічні флуктуації намагніченості, тобто зменшення намагніченості підґратки внаслідок збудження спінових хвиль. В цих уявленнях повністю нехтують статичними флуктуаціями поздовжніх спінових компонент.

Щоб відновити динамічні характеристики, треба обчислити незвідні частини в ненульових наближеннях. Графіки незвідних частин $\Sigma_{ij}^Z(q)$ в наближенні однопетльового порядку показано на рис. 2.2. [Нагадаємо, що нас цікавить сприйнятливість Кубо системи (ізольована система), отримана з $G_{tot}^{ZZ}(q, i\omega_n)$ аналітичним продовженням мацубарівських частот на дійсну вісь $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta$ ($\delta \rightarrow 0$). З цієї причини діаграми, які не залежать від термодинамічного часу (тобто, $\sim \delta_{n,0}$) на рис. 2.2 не показано]. На рис. 2.2 товсті лінії представляють «одягнені»

поперечні ФГ, $G_{ij}(q)$, а маленькі кільця позначають вершини, що відповідають операторам S^z_i ($i = 1, 2$). Відповідний аналітичний вираз для $\Sigma_{ij}^z(q)$:

$$\Sigma_{ij}^{(1)} = N^{-1}\beta^{-1} \sum_p G_{ij}(p)G_{ji}(p - q) \quad (2.9)$$

«Одягнуті» лінії поперечних ФГ спінових хвиль є результатом підсумовування графічних рядів для поперечних ФГ (див. далі). Дотримуючись правил побудови діаграм, можна отримати аналітичні вирази для незвідних частин ФГ. Для діаграм на рис. 2.2 запишемо результат у вигляді: $\Sigma_{11}^{z(1)}(q) = \Pi(q) + (\sim \delta_{n,0})$, $\Sigma_{22}^{z(1)}(q) = B(q) + (\sim \delta_{n,0})$,

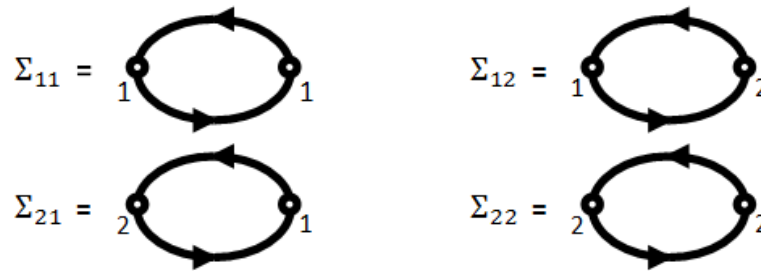


Рисунок 2.2. – Однопетльовий порядок графічного відображення поздовжніх спінових ФГ незвідних частин [102].

$\Sigma_{12}^{z(1)}(q) = \Sigma_{21}^{z(1)}(q) = \Phi(q) + (\sim \delta_{n,0})$. У даному випадку $(\sim \delta_{n,0})$ позначає аналітичні вирази діаграм, які не дають внеску в сприйнятливість ізольованої системи (в явному вигляді ці діаграми не показані на рис. 2.2). Тоді внесок однопетльових діаграм у повздовжні ФГ має вигляд [101]:

$$\Pi(q) = N^{-1}\beta^{-1} \sum_p G_{11}(p)G_{11}(p - q) \quad (2.10)$$

$$\Phi(q) = N^{-1}\beta^{-1} \sum_p G_{12}(p)G_{21}(p - q) \quad (2.11)$$

$$B(q) = N^{-1}\beta^{-1} \sum_p G_{22}(p)G_{22}(p - q) \quad (2.12)$$

Серії однопетльових діаграм для пропагаторів спінових хвиль підсумовано в роботі [101].

Всі можливі двопетльові діаграми, які відносяться до сприйнятливості Кубо (ізолюваної), зображені на рис. 2.3. Заштриховані квадрати графічно представляють ефективні чотирьохточкові вершини $\Gamma_{ii,ij}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q)$. Рівняння для ефективних чотирьохточкових вершин $\Gamma_{ii,ij}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q)$ представлені графічно на рис. 2.4. Аналітичний вираз для вершини $\Gamma_{11,12}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q)$, що зображена на рис. 2.4а, має вигляд:

$$\begin{aligned} \Gamma_{11,12}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q) = & J_{k_2+q} + \\ & + N^{-1} \beta^{-1} \sum_{k_3} J_{k_3+q} G_{11}(k_3) G_{21}(k_3 + q) \Gamma_{11,12}(k_3 + q, k_2 | k_3, k_2 + q) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Якщо ми помножимо обидві сторони на $J_{k_1} G_{11}(k_1 - q) G_{21}(k_1)$, а потім підсумуємо по k_1 , то отримаємо лінійне рівняння. Його розв'язок можна представити наступним чином:

$$\Gamma_{11,12}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q) = \frac{J_{k_2+q}}{1-Q(q)} \quad (2.14)$$

де $Q(q) = N^{-1} \beta^{-1} \sum_p J_p G_{11}(p - q) G_{21}(p)$. Аналітичний вираз для вершини $\Gamma_{22,21}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q)$, що зображена на рис. 2.4б, має вигляд:

$$\begin{aligned} \Gamma_{22,21}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q) = & J_{k_2+q} + \\ & + N^{-1} \beta^{-1} \sum_{k_3} J_{k_3+q} G_{22}(k_3) G_{12}(k_3 + q) \Gamma_{22,21}(k_3 + q, k_2 | k_3, k_2 + q) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Помноживши обидві сторони на $J_{k_1} G_{22}(k_1 - q) G_{12}(k_1)$ та підсумовуючи по k_1 , отримаємо

$$\Gamma_{22,21}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q) = \frac{J_{k_2+q}}{1-\Lambda(q)} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned}
 \Sigma_{11}^{(2)} = & \text{Diagram 1} + \text{Diagram 2} + \text{Diagram 3} + \text{Diagram 4} \\
 & \text{Diagram 1: Two loops with momenta } k_1 \text{ and } k_2. \text{ The left loop has vertices 1 and 2. The right loop has vertices 2 and 1. A shaded square connects the two loops.} \\
 & \text{Diagram 2: Similar to Diagram 1, but with different vertex labels.} \\
 & \text{Diagram 3: Similar to Diagram 1, but with different vertex labels.} \\
 & \text{Diagram 4: Similar to Diagram 1, but with different vertex labels.}
 \end{aligned}$$

(a)

$$\begin{aligned}
 \Sigma_{12}^{(2)} = & \text{Diagram 1} + \text{Diagram 2} + \text{Diagram 3} + \text{Diagram 4} \\
 & \text{Diagram 1: Two loops with momenta } k_1 \text{ and } k_2. \text{ The left loop has vertices 1 and 2. The right loop has vertices 2 and 2. A shaded square connects the two loops.} \\
 & \text{Diagram 2: Similar to Diagram 1, but with different vertex labels.} \\
 & \text{Diagram 3: Similar to Diagram 1, but with different vertex labels.} \\
 & \text{Diagram 4: Similar to Diagram 1, but with different vertex labels.}
 \end{aligned}$$

(б)

Рисунок 2.3. – Двопетльовий порядок графічного представлення незвідних частин поздовжніх спінових ФГ. Заштриховані квадрати графічно представляють ефективні чотирьохточкові вершини $\Gamma_{ii,ij}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q)$ [102].

де $\Lambda(q) = N^{-1} \beta^{-1} \sum_p J_p G_{22}(p - q) G_{12}(p)$. Вирази для інших двох вершин мають аналогічний вигляд:

$$\Gamma_{22,12}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q) = \frac{J_{k_1 - q}}{1 - \Lambda(q)} \quad (2.17a)$$

$$\Gamma_{11,21}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q) = \frac{J_{k_1 - q}}{1 - Q(q)} \quad (2.17b)$$

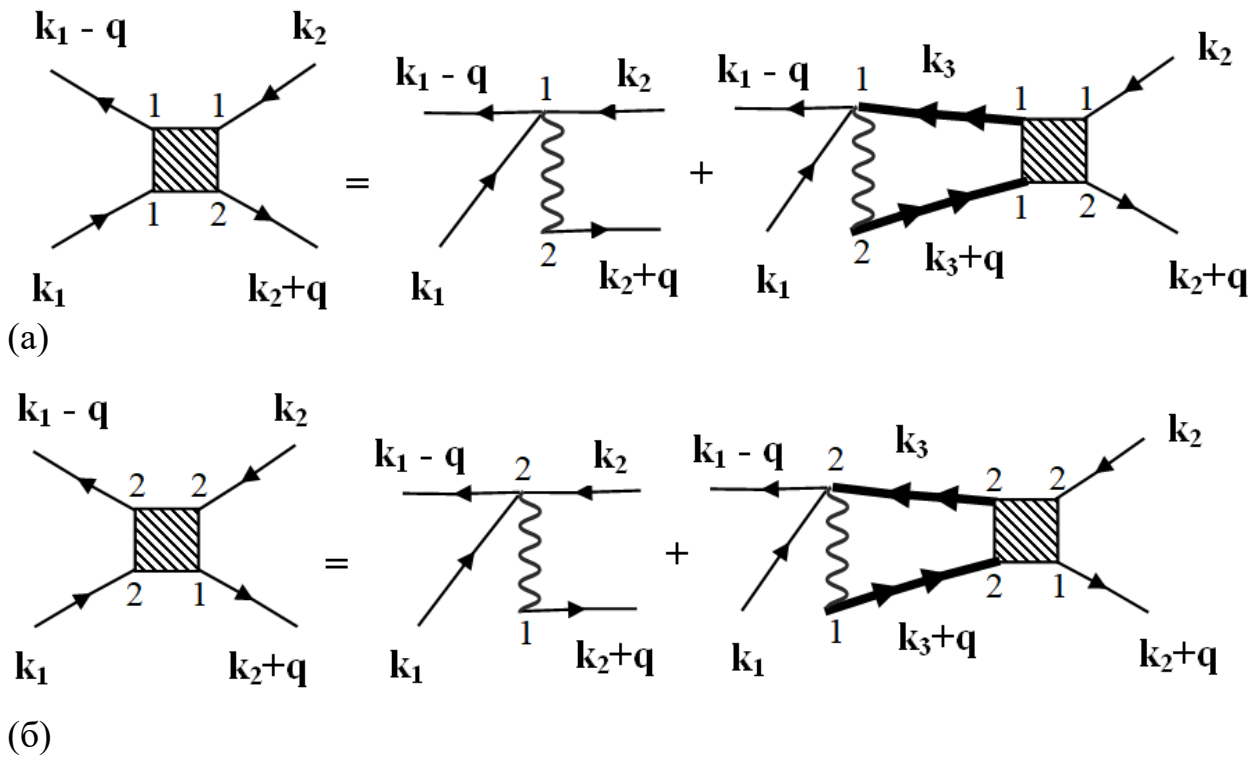


Рисунок 2.4. – Графічне представлення ефективних чотирьох-точкових вершин: (а) $\Gamma_{11,12}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q)$ та (б) $\Gamma_{22,21}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q)$ [102].

Використовуючи отримані вирази для вершин і підсумовуючи всі внески, отримаємо наступні аналітичні вирази для діаграм з двопетльовими незвідними частинами, які показані на рис. 2.3 [102]:

$$\Sigma_{22}^{z(2)} = 2 \left(\frac{\Lambda B}{1-\Lambda} + \frac{\Lambda' \Phi}{1-Q} \right) \quad (2.18a)$$

$$\Sigma_{11}^{z(2)} = 2 \left(\frac{Q' \Phi}{1-\Lambda} + \frac{\Pi Q}{1-Q} \right) \quad (2.18б)$$

$$\Sigma_{12}^{z(2)} = \Sigma_{21}^{z(2)} = \frac{Q' B + \Phi \Lambda}{1-\Lambda} + \frac{Q \Phi + \Lambda' \Pi}{1-Q} \quad (2.18в)$$

де $\Lambda'(q) = N^{-1} \beta^{-1} \sum_p J_p G_{22}(p) G_{12}(p - q)$ та $Q'(q) = N^{-1} \beta^{-1} \sum_p J_p G_{11}(p) G_{21}(p - q)$. Сумарний внесок незвідних частин є сумою однопетльових та двопетльових порядків: $\Sigma_{22}^z = \Sigma_{22}^{z(1)} + \Sigma_{22}^{z(2)}$. Таким чином, щоб знайти ізольовану

сприйнятливість $\chi^{zz}(q)$, необхідно обчислити величини $\Pi(q)$, $\Phi(q)$, $B(q)$, $\Lambda(q)$, $\Lambda'(q)$, $Q(q)$, $Q'(q)$, кожна з них складається з поперечних ФГ.

2.4. Поперечні функції Гріна

Розглядаючи поперечні збудження спінових хвиль, ми використовуємо підсумовування графічних рядів для ФГ у наближенні Гартрі-Фока. У цьому наближенні графічне представлення поперечних ФГ $G_{11}(q)$ та $G_{21}(q)$ показано на рис. 2.5. Товсті лінії відображають «вдягнені» ФГ, тонкі лінії відповідають «неодягненим» ФГ в наближенні середнього поля, $K_{ii}(q)$, хвилястими лініями позначені взаємодії J_q . У явному вигляді поперечні ФГ $G_{ij}(q)$ мають наступний вигляд:

$$\begin{cases} G_{11}(q) = bK_{11} + bK_{11}J_{12}G_{21}(q) \\ G_{21}(q) = -bK_{22}J_{12}G_{11}(q) \end{cases} \quad (2.19)$$

Система рівнянь для поперечних ФГ $G_{22}(q)$ і $G_{12}(q)$ має аналогічну структуру. У даному випадку $K_{11} = \frac{1}{(i\omega_n + y_0)}$, $K_{22} = \frac{1}{(i\omega_n - y_0)}$, $y_0 = bJ_0^z$. Поперечні ФГ $G_{ij}(q)$:

$$G_{11}(q) = \frac{bK_{22}^{-1}}{(i\omega_n + \varepsilon_q)(i\omega_n - \varepsilon_q)}, \quad (2.20a)$$

$$G_{12}(q) = G_{21}(q) = -\frac{b^2 J_q}{(i\omega_n + \varepsilon_q)(i\omega_n - \varepsilon_q)}, \quad (2.20б)$$

$$G_{22}(q) = \frac{bK_{11}^{-1}}{(i\omega_n + \varepsilon_q)(i\omega_n - \varepsilon_q)}, \quad (2.20в)$$

За відсутності зовнішніх полів спектр спінових хвиль АФМ є виродженим, і далі використовується позначення $\varepsilon(\mathbf{q}) = \varepsilon_q$. В довгохвильовому наближенні $(aq) \ll 1$ (a позначає розмір ґратки) енергія поперечних хвильових збуджень має вигляд:

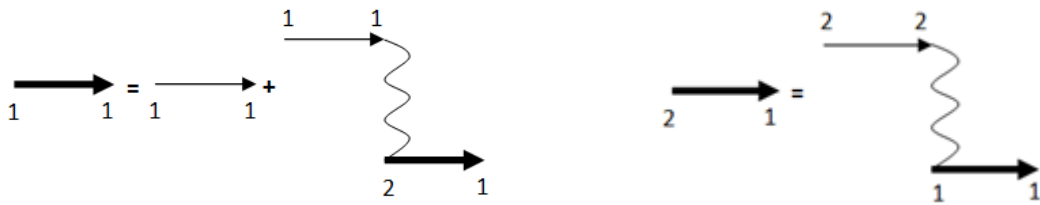


Рисунок 2.5 – Графічне представлення поперечних ФГ. Зліва $G_{11}(q)$, справа – $G_{21}(q)$. $G_{22}(q)$ та $G_{12}(q)$ можна отримати шляхом заміни $1 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ [101].

$$\varepsilon_q = \sqrt{\Delta^2 + (Dq)^2}, \quad (2.21)$$

де $D = b\sqrt{2J_0J}$, $\Delta = b\sqrt{(J_0^Z)^2 - (J_0)^2}$. Використовуючи квадратичне розкладання, ми оцінили величину $J_0 - J_q \sim J(aq)^2 = J_0(aq)^2/n_0$, n_0 – кількість найближчих сусідніх спінів.

2.5. Спектр поздовжніх спінових хвиль

З математичної точки зору, дослідження поздовжньої динаміки зводиться до підсумовування всіх петльових діаграм, що описують двомагнітні процеси. Ряд пов'язаних петельних діаграм виявляється досить складним. Наближення першого порядку містить чотири різні типи петель Σ_{ij}^{zz} .

Наближення другого порядку є складнішим і передбачає знаходження не лише петель першого порядку, але й вершин взаємодії $\Gamma_{ii,ij}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q)$. Для підсумовування цих рядів використовувався узагальнений метод випадково-фазового наближення, розроблений раніше [96, 103, 104]. Використовуючи двопетльове наближення, можна отримати поздовжні запізнювальні ФГ. Аналітичне продовження ФГ на дійсну частотну вісь дозволяє визначити поздовжню сприйнятливість $\chi^{zz}(\mathbf{q}, \omega)$ АФМ.

Спектр збудження двопідграткового АФМ визначається полюсами аналітично продовженої температурної ФГ $G_{tot}^{zz}(\mathbf{q}, i\omega_n) i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta, (\delta \rightarrow 0)$ [26, 100]. Дійсна частина полюса є енергією збудження квазічастинки, тоді як уявна частина

характеризує розширення енергетичного рівня, тобто згасання збудження з часом. Таким чином, слід визначити, чи має рівняння для знаменника $G_{tot}^{zz}(\mathbf{q}, i\omega_n)$ $D(\mathbf{q}, i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta) = 0 (\delta \rightarrow 0)$ розв'язки, які б визначали поздовжні хвильові збудження. З цією метою розглянемо рівняння (2.8) більш детально. У рамках двопетльового наближення знаменник у рівнянні (2.8) можна переписати у вигляді

$$D(q) = 1 - 2J_q^z \left[\Sigma_{12}^{(1)} + \Sigma_{12}^{(2)} - \Sigma_{12}^{(1)} \Sigma_{12}^{(2)} \right] + \left[J_q^z \Sigma_{12}^{(1)} \right]^2 - (J_q^z)^2 \left[\Sigma_{11}^{(1)} \Sigma_{22}^{(1)} + \Sigma_{11}^{(1)} \Sigma_{22}^{(2)} + \Sigma_{11}^{(2)} \Sigma_{22}^{(1)} \right] \quad (2.22)$$

Величини $\Sigma_{ij}^{(1)}$ та $\Sigma_{ij}^{(2)}$ представлені рівняннями (2.10)-(2.12) та (2.18a)-(2.18в), відповідно. При цьому в рівнянні (2.22) ми опускаємо доданок $\Sigma_{11}^{(2)} \Sigma_{22}^{(2)}$, оскільки він є наближенням вищого порядку. Після підсумовування за дискретною частотою Мацубари для функції $\Phi(q) = \Phi(\mathbf{q}, i\omega_n)$, рівняння (2.11), отримаємо вираз:

$$\Phi(q) = \frac{b^4}{4N} \sum_p \frac{J_p J_{p-q}}{\varepsilon_p \varepsilon_{p-q}} \times \left\{ \frac{n(\varepsilon_p) - n(\varepsilon_{p-q})}{i\omega_q - \varepsilon_p + \varepsilon_{p-q}} - \frac{n(\varepsilon_p) - n(\varepsilon_{p-q})}{i\omega_q + \varepsilon_p - \varepsilon_{p-q}} + \frac{1 + n(\varepsilon_p) + n(\varepsilon_{p-q})}{i\omega_q + \varepsilon_p + \varepsilon_{p-q}} - \frac{1 + n(\varepsilon_p) + n(\varepsilon_{p-q})}{i\omega_q - \varepsilon_p - \varepsilon_{p-q}} \right\} \quad (2.23)$$

Тут $n(\varepsilon_p)$ – функція розподілу Бозе для хвильових збуджень. Вирази для $\Pi(q)$, $B(q)$ та компонент $\Sigma_{ij}^{(2)}$ – $\Lambda(q)$, $Q(q)$, $\Lambda'(q)$, $Q'(q)$ – мають подібну структуру.

Як впливає з (2.23), динаміка поздовжніх спінових компонент зумовлена кількома віртуальними процесами народження та анігіляції поперечних мод спінових хвиль. А саме, перший канал - перший і другий доданки в правій частині рівняння (2.23) - являє собою процеси поглинання одного поперечного магнона і збудження іншого з енергіями ε_p і ε_{p-q} , відповідно. Цей канал контролюється тепловими факторами заповненості $n(\varepsilon_p)$, що робить спінові хвилі з $\mathbf{p} \sim 0$ домінуючими. Існує також другий канал, який описується рештою членів рівняння

(2.23). Це процес народження/анігіляції двох спінових хвиль на частоті $\omega(\mathbf{q}) = \varepsilon_p + \varepsilon_{p-q}$. Цей канал зберігається навіть за відсутності теплових збуджень, тобто, коли $n(\varepsilon_p) \sim 0$ та/або $n(\varepsilon_{p-q}) \sim 0$. Таким чином, структура знаменника $D(\mathbf{q}, \omega)$ і, зокрема, рівняння $ReD(\mathbf{q}, \omega) = 0$, яке визначає закон дисперсії, вказує на сильне перенормування частоти поздовжніх спінових збуджень за рахунок процесів народження/анігіляції кількох віртуальних поперечних спінових хвиль.

Розглянемо тепер рівняння (2.22) уважніше. Через досить складну залежність функції від частоти ми розглядаємо дійсну та уявну частини $D(\mathbf{q}, \omega)$ лише в деяких граничних випадках. А саме, ми досліджуємо функцію поблизу сингулярностей $\Pi(q)$, $\Phi(q)$, $\Lambda(q)$, $Q(q)$, $\Lambda'(q)$, $Q'(q)$, коли виконуються рівняння $\pm\omega_{||}^{(-)}(\mathbf{q}) = \varepsilon_p - \varepsilon_{p-q}$ або $\pm\omega_{||}^{(+)}(\mathbf{q}) = \varepsilon_p + \varepsilon_{p-q}$, тобто коли відповідні віртуальні двохвильові процеси є найефективнішими. З $ReD(\mathbf{q}, \omega) = 0$ можна отримати резонансні частоти, а з $ImD(\mathbf{q}, \omega)$ – згасання. Ми припускаємо що $T \rightarrow T_N$ (T_N - температура Нееля), тобто намагніченість підґраток $b(T) \ll S$. Ми також розглядаємо випадок малої анізотропії, тобто $\Delta \ll D$.

2.5.1. Обмінна мода поздовжніх збуджень

Почнемо з розгляду обмінного каналу, а саме, процесу народження/анігіляції двох спінових хвиль. При $\pm\omega_{||}^{(+)}(\mathbf{q}) = \varepsilon_p + \varepsilon_{p-q}$ рівняння для поздовжнього збудження спінової хвилі має вигляд [102]:

$$\omega_{||}^{(+)}(q) \sim \sqrt{4\Delta^2 + \frac{2}{9}q^2D^2 + \frac{4q\Delta DJ_0}{3\sqrt{2}J_0^2}}. \quad (2.24)$$

Таким чином, частота поздовжнього спінового збудження такого типу лежить енергетично вище частоти поперечної спінової хвилі ε_q (2.21) і при $\mathbf{q} \rightarrow 0$ демонструє лінійну залежність від хвильового вектора $\omega_{||}^{(+)}(q) \sim 2\Delta + q \frac{DJ_0}{6\sqrt{2}J_0^2\Delta}$. Як вже зазначалося, цей канал залишається в силі навіть за відсутності теплових

збуджень. Можна показати, що загальний внесок розсіяння одночасного народження/анігіляції двох магнонів пропорційний нульовим поздовжнім квантовим флуктуаціям в основному стані [104].

Коефіцієнт згасання цього каналу залежить від хвильового вектору \mathbf{q} та температури [102]:

$$\gamma(q) \sim T b q^2 \frac{1}{3(2\pi)^2} \sqrt{\frac{J_0}{J}} \left(\frac{2(J_0^Z)^2}{(J_0^Z)^2 - (J_0)^2} - 1 \right). \quad (2.25)$$

2.5.2. Акустична мода поздовжніх збуджень

Для знаходження частоти каналу акустичного типу – народження одного магнона і анігіляція іншого – потрібно також розв'язати $ReD(\mathbf{q}, \omega) = 0$ при $\pm \omega_{||}^{(-)}(\mathbf{q}) = \varepsilon_p - \varepsilon_{p-q}$. У цьому випадку отримаємо [102]:

$$\omega_{||}^{(-)}(q) \sim b q (J_0^Z)^2 C_1 \sqrt{\frac{T}{\Delta}}. \quad (2.26)$$

$$\text{де } C_1 = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3J_0^Z b}{\pi[6(J_0^Z)^2 - J_0 J] \sqrt{2J_0 J}}}.$$

Цей канал контролюється тепловим фактором заповненості магнонів, який робить домінуючими спінові хвилі з хвильовим вектором $q \ll 1/a$. Частота цих поздовжніх спінових збуджень лінійно залежить від хвильового вектора і при тій самій температурі і хвильовому векторі лежить енергетично нижче частоти поперечних хвиль ε_q , рівняння (2.21). Згасання цього каналу також має лінійну залежність від хвильового вектора \mathbf{q} [102]:

$$\gamma(q) = q b J_0^Z C_2 \left(\frac{T}{2J_0 J} \right)^{3/2}, \quad (2.27)$$

$$\text{де } C_2 = \frac{\sqrt{\Delta}}{2(2\pi)^3 C_1} \left[\ln \left(\frac{2D}{\Delta} \right) - 1 \right] \left[\frac{(bJ_0^Z)^2}{D} \left(\frac{3\pi}{8\Delta} - \frac{5}{4D} \right) + 1 \right].$$

Таким чином, особливістю поздовжніх збуджень в АФМ є їхня подібність до поздовжньої динаміки у феримагнетику [95]. Порівнюючи вирази (2.21) з (2.24) і (2.26), можна побачити, що частота поздовжнього збудження обмінного типу вища за енергію поперечного, тоді як енергія акустичного поздовжнього збудження лежить нижче за енергію поперечної спінової хвилі. Як видно із співвідношень (2.25) і (2.27), частота релаксації, зумовлена розсіянням спінових хвиль, зменшується до нуля при $q \rightarrow 0$.

2.6. Порівняння з експериментальними результатами

Експериментальне дослідження динаміки поздовжньої намагніченості АФМ з використанням розсіяння поляризованих нейтронів було проведене в роботах [98, 105]. Аналіз експериментальних даних з розсіяння в RbMnF_3 показав наявність додаткового внеску, пов'язаного з поздовжніми флуктуаціями [105]. Автори роботи [105] показали, що інтенсивність поздовжнього внеску зменшується зі збільшенням хвильового вектору і зі зниженням температури нижче температури Нееля.

Поділ між поздовжніми і поперечними компонентами спектра магнонів було також знайдено при поляризаційному аналізі експериментів з розсіяння нейтронів в анізотропному АФМ MnF_2 [98]. Основна відмінність полягає в характері збуджень: у поздовжньому випадку це двомагнонні процеси, тоді як поперечне збудження пов'язане з одномагнонними процесами. Крім того, показано, що поздовжня мода поділяється на дві області: двомагнонного збудження (поглинання) і магнонного розсіяння (народження одного магнона і анігіляція іншого), які розділені енергетичною щільною.

Автори роботи [99] досліджували анізотропний АФМ MnF_2 . Вони ідентифікували набір піків анігіляції та народження двох магнонів. Для ізотропного АФМ вони також виявили наявність як піків збудження/поглинання двох спінових хвиль, так і піків збудження одної спінової хвилі і поглинання іншої. Коли температура наближається до T_N , піки двох спінових хвиль зникають у хвостах піку одної спінової хвилі.

Як і в роботах [98, 99], наш теоретичний аналіз показав [101, 102, 106-109], що в АФМ поздовжня динаміка генерується народженням й анігіляцією двох спінових хвиль. Особливість поздовжньої спінової динаміки полягає в специфічних квантових властивостях спінових операторів [104]. А саме, комутатором операторів народження (анігіляції) одної спінової хвилі S^+ (S^-) є оператор S^z , який не є c -числом. Як наслідок, поздовжні коливання намагніченості, викликані зовнішнім магнітним полем, $h^z S^z$, реалізуються лише як віртуальні процеси когерентного народження та анігіляції двох поперечних спінових хвиль: $h^z S^z \sim h^z (S^+ S^-)$.

2.7. Висновки до розділу 2

Виконано дослідження поздовжньої динаміки двопідграткового АФМ. В рамках діаграмної техніки спінових операторів визначення поздовжньої спінової сприйнятливості та спектру магнонів зводиться до підсумовування всіх петльових діаграм, що описують двомагнітні процеси. В рамках наближення першого порядку враховуються незвідні частини Σ_{ij}^{zz} з однією петлею [101]. В рамках наближення другого порядку потрібно враховувати незвідні частини, що складаються з двопетльових елементів, у тому числі вершин взаємодії $\Gamma_{ij,ij}(k_1, k_2 | k_1 - q, k_2 + q)$ [102]. Підсумовування рядів виконано за допомогою узагальненого методу випадково-фазового наближення (random phase approximation) [96, 103, 104].

Показано, що поздовжня сприйнятливість $\chi^{zz}(\mathbf{q}, \omega)$ АФМ містить два типи поздовжніх збуджень [101, 102, 106-109]. Ці збудження мають різні залежності від температури та хвильового вектора. Підтверджено, що частота одного типу поздовжніх збуджень лежить вище частоти поперечних спінових хвиль, тоді як частота другого типу збуджень лежить нижче частоти поперечних спінових хвиль. Процес двомагнонного збудження (поглинання) зберігається навіть за відсутності теплових збуджень. Найімовірніше саме цей канал може давати основний внесок у поздовжню динаміку намагніченості під дією ультракороткого імпульсу лазера.

3. КВАНТОВІ ТОПОЛОГІЧНІ ЕФЕКТИ ААРОНОВА-КАШЕРА В ДИНАМІЦІ СПІНОВИХ ХВИЛЬ ДВОПІДГРАТКОВОГО АНТИФЕРОМАГНЕТИКА

3.1. Модель

Ааронов та Кашер [51] передбачили, що нейтральна частинка з магнітним диполем $\mathbf{m} = g\mu_B \mathbf{e}_z$ (g — g-фактор, μ_B — магнетон Бора, \mathbf{e}_z — одиничний вектор вздовж осі z), що поширюється у зовнішньому електричному полі \mathbf{E} , набуватиме, на додаток до стандартної динамічної фази, топологічну фазу ϕ_{AC} . У вакуумі величина додаткового фазового зсуву пропорційна до $\sim (\mathbf{E} \times \mathbf{e}_z)(g\mu_B/\hbar c^2)$ і є надзвичайно малою (де c — швидкість світла, \hbar — зведена стала Планка) [110, 111]. Оскільки магнон має магнітний диполь $\mathbf{m} = \pm g\mu_B \mathbf{e}_z$, виникає питання щодо застосовності цих результатів до магнона, що рухається в матеріальному просторі, наприклад, до магнона, що рухається в ідеальному магнітному діелектрику з ґраткою, що володіє просторовою інверсійною симетрією.

Мікроскопічна теоретична оцінка, заснована на моделі суперобміну, передбачила, що індукована електричним полем фаза Ааронова-Кашера (фаза АК) в магнітних діелектриках, таких як YIG (ітрій-залізний гранат), є достатньо великою для експериментального виявлення [49, 54, 112-114]. У лінійному наближенні вплив електричного поля на динаміку намагніченості може бути врахований додаванням взаємодії подібної до ВДМ, яка пов'язана з магнітними моментами \mathbf{M}_i та \mathbf{M}_j сусідніх іонів та може бути записана як $\mathbf{d}_{ij} \cdot (\mathbf{M}_i \times \mathbf{M}_j)$. Вектор $\mathbf{d}_{ij} \sim J\xi_{SO}e(\mathbf{E} \times \mathbf{e}_{ij})$ перпендикулярний як напрямку електричного поля \mathbf{E} , так і одиничному вектору \mathbf{e}_{ij} вздовж лінії, що з'єднує іони з магнітними моментами \mathbf{M}_i та \mathbf{M}_j ; тут J — обмінна взаємодія, ξ_{SO} — параметр, що характеризує спин-орбітальну взаємодію між цими іонами, а e — абсолютна величина заряду електрона. Фізична причина, чому ефект \mathbf{E} -поля в цьому випадку значно більший, ніж у вакуумі, полягає в тому, що в магнітному діелектрику поляризація електронних орбіталей (електрони віртуально обмінюються між магнітними іонами) електричним полем

генерує спін-орбітальну взаємодію між магнітними моментами \mathbf{i} , таким чином, ефективну взаємодію подібну до Дзялошинського-Морія.

Розглянемо, як зовнішнє електричне поле впливає на спінові хвилі, що поширюються в наносмужці діелектричного АФМ з центросиметричною ґраткою. Вектори намагніченості $\mathbf{M}_1 = \mathbf{M}_1(\mathbf{r}, t)$ та $\mathbf{M}_2 = \mathbf{M}_2(\mathbf{r}, t)$, які відповідають першій та другій симетричним підґраткам, спрямовані протилежно один одному вздовж осі \mathbf{z} . Електричне поле нормальне до смужки, $\mathbf{E} \parallel \mathbf{y}$, а поширення магнонів відбувається паралельно осі \mathbf{x} , $\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}$; див. рис. 3.1. Загальна енергія системи, F , становить:

$$F = \int (E_{ex} + E_a + E_{ED} + E_H) dV \quad (3.1)$$

і складається з чотирьох компонентів: обмінної енергії E_{ex} , магнітокристалічної анізотропії E_a , індукованої електричним полем взаємодії E_{ED} та енергії магнітного поля E_H . Обмінна взаємодія в загальному вигляді [36]:

$$E_{ex} = J(\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2) + \frac{1}{2} A [(\partial_x \mathbf{M}_1)^2 + (\partial_x \mathbf{M}_2)^2] + A_{12} (\partial_x \mathbf{M}_1) (\partial_x \mathbf{M}_2) \quad (3.2)$$

Тут $J > 0$ позначає однорідну обмінну взаємодію між підґратками; $A > 0$ та $A_{12} > 0$ — неоднорідна обмінна внутрішньопідґраткова та міжпідґраткова взаємодії відповідно; $\partial_x = \partial/\partial x$. Енергія одновісної магнітокристалічної анізотропії з константою $K > 0$ виражається як:

$$E_a = -\frac{1}{2} K [(\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{e}_a)^2 + (\mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{e}_a)^2] \quad (3.3)$$

і стабілізує антиферомагнітний порядок з $\mathbf{M}_1 = -\mathbf{M}_2$ вздовж легкої осі $\mathbf{e}_a \parallel \mathbf{z}$ [28].

Однорідне статичне електричне поле $\mathbf{E} \parallel \mathbf{y}$ генерує взаємодію подібну до ВДМ між магнітними моментами сусідніх іонів. Ця енергетична компонента, E_{ED} , може бути представлена у формі:

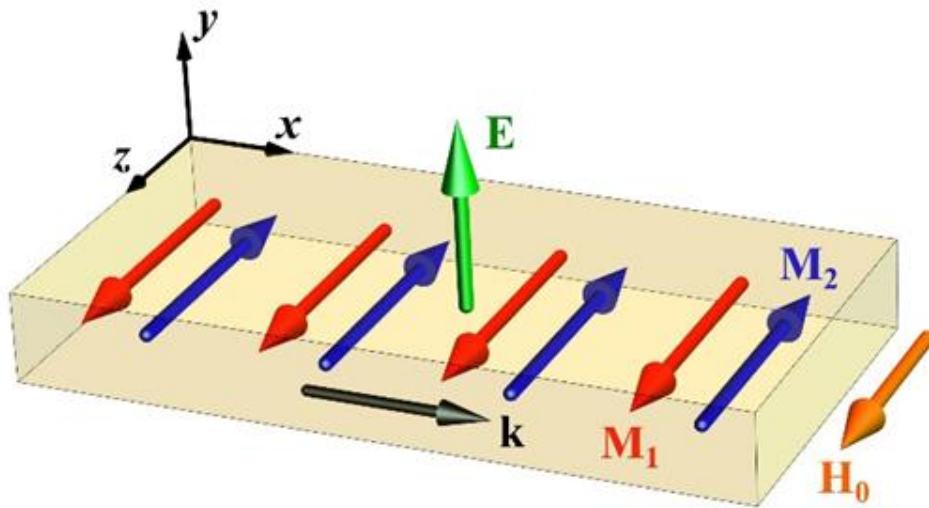


Рисунок 3.1. – Схематичне зображення антиферомагнетика. Червоні та сині стрілки символізують намагніченість першої та другої підґратки вздовж осі z . $E \parallel y$, $H_0 \parallel z$, $k \parallel x$ [118].

$$E_{ED} = \frac{1}{2} \mathbf{d}_{12} \cdot (\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2) \quad (3.4)$$

де вектор \mathbf{d}_{12} перпендикулярний як електричному полю \mathbf{E} , так і одиничному вектору \mathbf{e}_{12} , спрямованому вздовж лінії, що з'єднує магнітні моменти \mathbf{M}_1 та \mathbf{M}_2 . Мікроскопічні розрахунки [49, 54, 112-114] дають наступну форму вектора \mathbf{d}_{12} :

$$\mathbf{d}_{12} = d_{AC}(\mathbf{E} \times \mathbf{e}_{12}) \quad (3.5)$$

d_{AC} – це параметр матеріалу, який залежить від сили обмінної взаємодії та спін-орбітальної взаємодії між магнітними іонами. У типових АФМ з антипаралельно зв'язаними найближчими магнітними моментами ефективна міжпідґраткова обмінна взаємодія значно більша, ніж внутрішньопідґраткова обмінна взаємодія [27, 28]. Сила спін-орбітальної взаємодії між магнітними моментами різних підґраток також більша за величиною порівняно зі зв'язком між магнітними моментами однієї підґратки через меншу міжатомну відстань. Таким чином, згідно з результатами [49, 54, 112-114], константа взаємодії Ааронова-Кашера в діелектричному АФМ є $d_{AC} \sim \xi_{SO} J e$, де J — міжпідґраткова обмінна взаємодія, а

ξ_{SO} — сила спин-орбітальної взаємодії між магнітними моментами різних підґраток. Порівняно з обмінною взаємодією, величина d_{AC} є відносно слабкою, однак внесок ефекту АК можна збільшувати за рахунок збільшення електричного поля. Відзначимо, що прикладання електричного поля до $|\mathbf{E}| \sim 100$ МВ/м не порушує однорідного основного стану Нееля в діелектричному АФМ [49, 54, 112-114].

Останній член у рівнянні (3.1) враховує Зеєманівську енергію зовнішнього статичного магнітного поля \mathbf{H}_0 , яке паралельне осі \mathbf{z} :

$$E_H = -\mu_0 \mathbf{H}_0 (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) \quad (3.6)$$

де μ_0 — магнітна проникність вакууму.

Динаміка намагніченості в магнітних матеріалах описується рівнянням Ландау-Лівшиця-Гілберта у формі $\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma \mathbf{M} \times \mu_0 \frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}} + \mathbf{R}$, де F — повна енергія системи, γ — гіромагнітне відношення, а \mathbf{R} — релаксаційний член. У стандартній моделі Ландау-Лівшиця-Гілберта релаксаційний член записується як $\alpha_G \frac{\mathbf{M}_i}{M_0} \times \frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial t}$. Недавні теоретичні дослідження дисипативних орбітальних моментів у двопідґраткових магнетиках [115, 116] показали важливу роль перехресних Гілбертових членів між підґратками у феноменологічному описі згасання спінових хвиль. Було показано, що згасання між підґратками може значно впливати на час релаксації магнона. Розглянемо випадок, коли Гілбертове згасання описується в'язкою дисипативною функцією Релея, параметризованою константами згасання α_{ij} ($i, j = 1, 2$), які представляють швидкість дисипації намагніченості $\mathbf{m}_i \times \frac{\partial \mathbf{m}_j}{\partial t}$ в середині підґраток ($i = j$) та між двома підґратками ($i \neq j$), припускаючи, що α_{ij} просторово однорідні та ізотропні [115, 116]. Більш детально коефіцієнти згасання будуть описані в четвертому розділі. Отже, динаміка намагніченості двопідґраткового діелектричного АФМ може бути описана двома зв'язаними рівняннями Ландау-Лівшиця-Гілберта з коефіцієнтами згасання в середині і між підґратками:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_1 \times \mu_0 \mathbf{h}_1 + \alpha_{11} \mathbf{m}_1 \times \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial t} + \alpha_{12} \mathbf{m}_1 \times \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial t} \\ \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_2 \times \mu_0 \mathbf{h}_2 + \alpha_{22} \mathbf{m}_2 \times \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial t} + \alpha_{21} \mathbf{m}_2 \times \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial t} \end{cases} \quad (3.7)$$

Тут $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i/M_0$ ($i = 1,2$), $M_0 = |\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2|$ — намагніченість насичення підґратки, а $\mathbf{h}_i = -\partial F/\partial \mathbf{m}_i$ — ефективне магнітне поле, що діє на підґратку i . Оскільки тут розглядається АФМ симетричний відносно перестановки підґраток, і матриця дисипації симетрична $\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha$, $\alpha_{12} = \alpha_{21} = \alpha_c$, то рівняння (3.7) можна переписати у наступному вигляді:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_1 \times \mu_0 \mathbf{h}_1 + \alpha \mathbf{m}_1 \times \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial t} + \alpha_c \mathbf{m}_1 \times \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial t} \\ \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_2 \times \mu_0 \mathbf{h}_2 + \alpha \mathbf{m}_2 \times \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial t} + \alpha_c \mathbf{m}_2 \times \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial t} \end{cases} \quad (3.8)$$

Позитивність дисипації динаміки намагніченості означає, що $\alpha \geq \alpha_c > 0$ (деталі див. у посиланнях [115, 116]).

Вивчення індукованого електричним полем топологічного ефекту АК відбуватиметься з урахуванням наступних припущень: (1) АФМ є діелектриком з кубічною симетрією ґратки, (2) хвильовий вектор \mathbf{k} спінових хвиль направлений вздовж осі \mathbf{x} , $\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}$, та взаємно ортогональний з вектором електричного поля, $\mathbf{E} \parallel \mathbf{y}$ (рис. 3.1). У цій геометрії доплерівський зсув спінових хвиль зникає (див., наприклад, посилання [117]), і це забезпечує максимальний топологічний вплив електричного поля на динаміку спінових хвиль.

Існують два можливі представлення хвильового вектора \mathbf{k} та частоти ω для опису динаміки намагніченості в поглинаючому середовищі: комплексна частота та дійсний хвильовий вектор характеризують часове згасання спінових хвиль, а дійсна частота та комплексний хвильовий вектор характеризують просторове згасання спінових хвиль [119-121]. В цьому розділі використовується дійсна частота та комплексний хвильовий вектор для демонстрації впливу електричного поля на довжину поширення спінових хвиль, що є важливим параметром для практичного

застосування. Таким чином, динаміка намагніченості підґраток малої амплітуди \mathbf{m}_i навколо статичної рівноваги представляється як:

$$\mathbf{m}_j = m_{j0} \mathbf{e}_z + \mathbf{m}_{j(x,y)} e^{-i(\omega t - kx) - x/\Lambda} \quad (3.9)$$

де $\mathbf{m}_{j(x,y)} = (m_{jx}, m_{jy})$, $m_{j0} = \pm 1$, $|\mathbf{m}_{j(x,y)}| \ll 1$, k — величина хвильового вектору, а Λ — просторова довжина згасання амплітуди спінових хвиль.

У спін-хвильовому наближенні рівняння руху (3.8), можуть бути лінеаризовані. Підставляючи \mathbf{m}_i , рівняння (3.9), у рівняння (3.8) та переходячи до загальноприйнятих кругових змінних $m_{j\pm} = m_{jx} \pm i m_{jy}$, ($j = 1, 2$, номер підґратки) в довгохвильовому наближенні $ka \ll 1$ (a — стала ґратки), отримуємо [118]:

$$\begin{pmatrix} \pm \omega \frac{M_0}{\gamma} + P + H_0 - i\alpha\omega \frac{M_0}{\gamma} & R_{\mp} - i\alpha_c \omega \frac{M_0}{\gamma} \\ R_{\mp} - i\alpha_c \omega M_0/\gamma & \mp \omega \frac{M_0}{\gamma} + P - H_0 - i\alpha\omega \frac{M_0}{\gamma} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} m_{1\pm} \\ m_{1\pm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Тут використані позначення $P = J + K + Ak^2$, $R_{\mp} = J + A_{12}k^2 \mp d_{AC}Ek$, а $k = k + i/\Lambda_{L/R}$. Дисперсійне співвідношення та згасання магнонів можуть бути знайдені як власні значення цих матричних рівнянь.

3.2. Спектр спінових хвиль під дією електричного поля

У спін-хвильовому наближенні спектр магнонів та їхнє згасання можуть бути визначені як власні значення матричних рівнянь (3.10). Припускаючи, що дисипація дорівнює нулю ($\alpha = \alpha_c = 0$), і, отже, $\text{Im } k = 0$, для енергії правосторонніх (ω_R) та лівосторонніх (ω_L) спінових хвиль, що поширюються під дією електричного поля $\mathbf{E} \parallel \mathbf{y}$ та магнітного поля $H_0 \parallel \mathbf{z}$, отримуємо [118]:

$$\omega_R = \frac{\gamma\mu_0}{M_0} \sqrt{[\varepsilon_m(k) + d_{AC}Ek][\varepsilon_l(k) - d_{AC}Ek]} + \gamma\mu_0 H_0 \quad (3.11a)$$

$$\omega_L = \frac{\gamma\mu_0}{M_0} \sqrt{[\varepsilon_m(k) - d_{AC}Ek][\varepsilon_l(k) + d_{AC}Ek]} - \gamma\mu_0 H_0 \quad (3.116)$$

Тут введено позначення $\varepsilon_m(k) = [2J + K + (A + A_{12})k^2]$ та $\varepsilon_l(k) = [K + (A - A_{12})k^2]$. При $E=0$ магнітне поле знімає енергетичне виродження лівосторонніх та правосторонніх спінових хвиль, розщеплюючи їх на $2\gamma\mu_0 H_0$. Залежність енергії магнона від магнітного поля є стандартною [28], і надалі будемо вважати, що $H_0 = 0$, якщо не вказано протилежне. Далі основна увага буде приділена саме впливу електричного поля, яке генерує появу взаємодії схожої на ВДМ та призводить до розділення частот спінових хвиль за годинниковою та проти годинникової стрілки. Чим сильніше прикладене електричне поле, тим більша різниця між частотами різних поляризацій (рис.3.2). На рис. 3.3 представлена комбінація впливу електричного та магнітного полів на спектр спінових хвиль. Як видно з рис. 3.2 і 3.3 електричне поле зміщує частоти спінових хвиль вздовж осі хвильового вектору, а магнітне поле – вздовж осі енергій.

Зміна знаку прикладеного електричного поля призводить до зміни знаку розщеплення енергії між лівосторонніми та правосторонніми спіновими хвилями. За відсутності магнітного поля енергетичне розщеплення довгохвильових спінових хвиль лінійно залежить від хвильового вектора \mathbf{k} та величини прикладеного електричного поля [118]:

$$\omega_L(k, E) - \omega_R(k, E) = \frac{2\gamma J}{M_0\sqrt{\varepsilon_m(0)\varepsilon_l(0)}} d_{AC}Ek \quad (3.12)$$

Залежність енергетичного розщеплення $\omega(k, E) = \omega_L(k, E) - \omega_R(k, E)$ між правосторонніми та лівосторонніми магнонами від хвильового вектора \mathbf{k} при різних значеннях електричного поля показана на рис. 3.4. Таким чином, вимірювання зсуву енергії спінових хвиль при $E \neq 0$ дозволяють визначити величину топологічної фази Ааронова-Кашера.

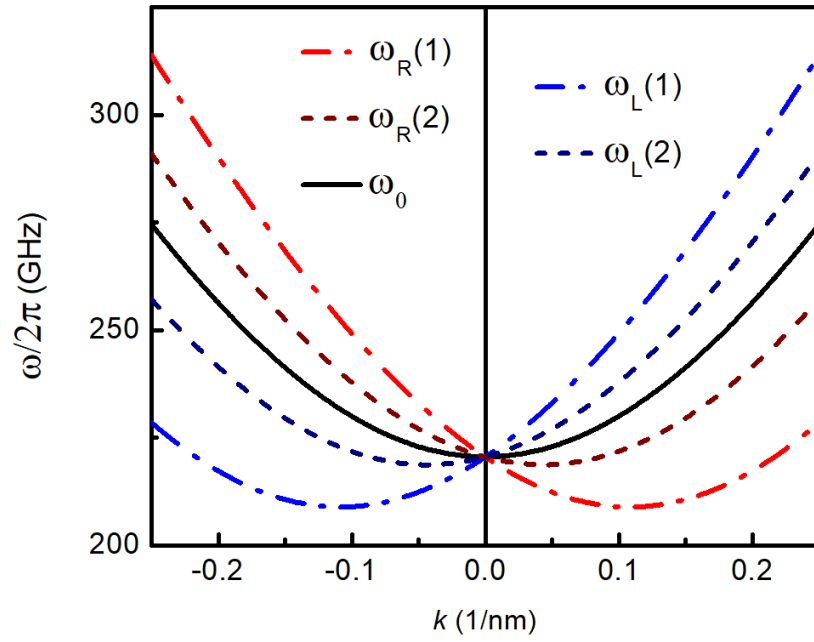


Рисунок 3.2. – Енергія правосторонньої ω_R (червоні лінії) та лівосторонньої ω_L (сині лінії) спінових хвиль під дією електричного поля: (1) $E = 50$ В/мкм, (2) $E = 20$ В/мкм. Чорна суцільна лінія відповідає ω_0 $E = 0$. $H = 0$ [118].

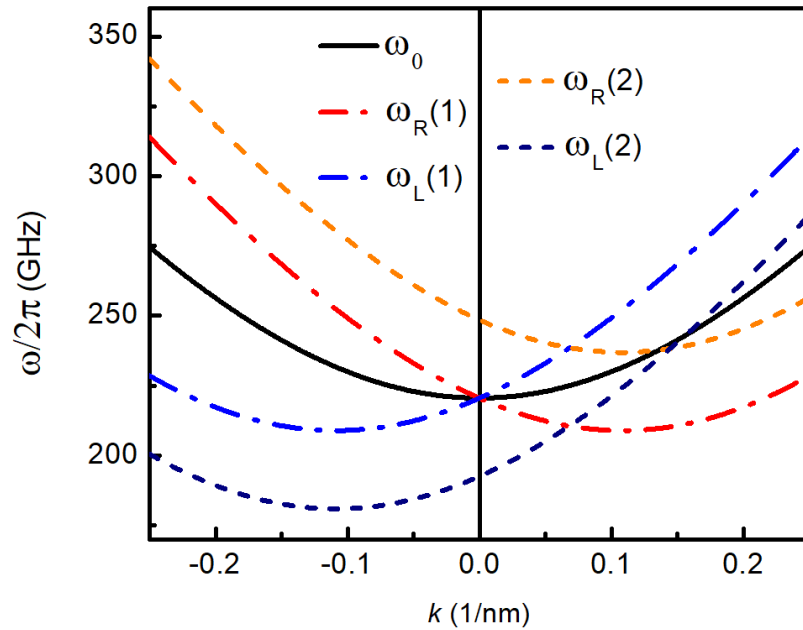


Рисунок 3.3. – Спектр спінових хвиль під дією електричного та магнітного полів. Правостороння $\omega_R(2)$ та лівостороння $\omega_L(2)$ спінові хвилі під дією електричного поля $E = 50$ В/мкм та магнітного $\mu_0 H_0 = 1$ Тл. Правостороння $\omega_R(1)$ та лівостороння $\omega_L(1)$ спінові хвилі лише під дією електричного поля $E = 50$ В/мкм. Чорна суцільна лінія відповідає ω_0 $E = 0$. $H = 0$. Графіки побудовані згідно з формулами (3.11а, 3.11б).

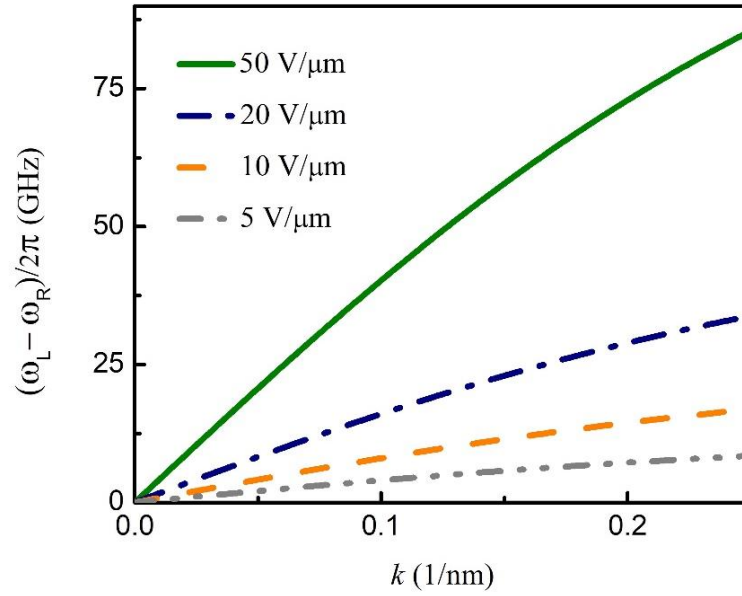


Рисунок 3.4 – Величина розщеплення спінового спектру $\Delta\omega = \omega_L - \omega_R$ між правосторонніми та лівосторонніми магнонами в залежності від хвильового вектору \mathbf{k} при наступних значеннях електричного поля: $E = 50$ В/мкм; 20 В/мкм; 10 В/мкм; 5 В/мкм. $\mathbf{H}_0 = 0$ [118].

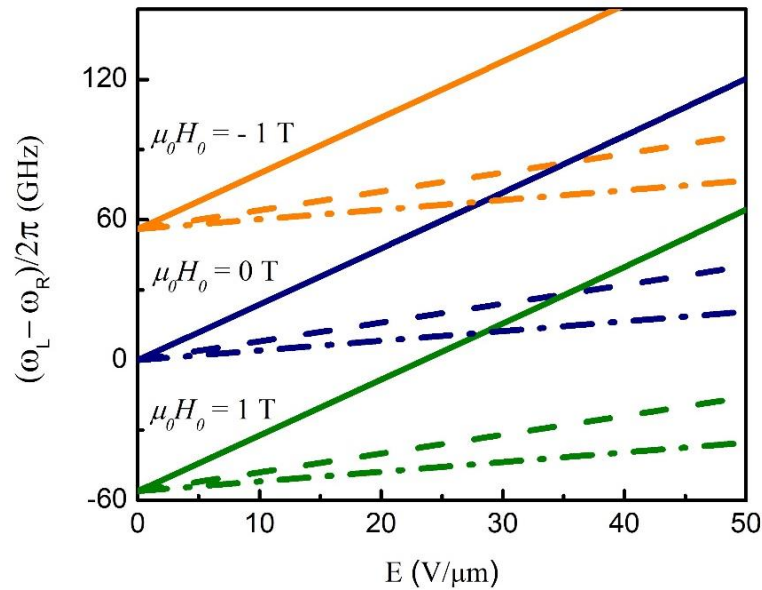


Рисунок 3.5 – Залежність розщеплення спінового спектру $\Delta\omega = \omega_L - \omega_R$ від електричного поля при різних значеннях хвильового вектору: $k_1 = 0,5$ nm^{-1} (суцільні лінії), $k_2 = 0,1$ nm^{-1} (штрихові лінії), $k_3 = 0,05$ nm^{-1} (штрих-пунктирні лінії). $\mathbf{H}_0 = 0$, (сині лінії), $\mu_0 \mathbf{H}_0 = -1$ Тл (помаранчеві лінії), $\mu_0 \mathbf{H}_0 = 1$ Тл (зелені лінії) [118].

Залежність енергетичного розщеплення спінових хвиль $\Delta\omega(k, E)$ від величини електричного поля при фіксованому хвильовому векторі \mathbf{k} та при різних магнітних полях показана на рис. 3.5. За допомогою магнітного поля можна збільшувати розщеплення спінових хвиль, а змінюючи його напрямок можна обирати частота якої хвилі буде вищою. Однак починаючи з певного значення електричного поля, воно гратиме вирішальну роль, і магнітне поле буде або посилювати його дію, або послаблювати.

Для побудови всіх рисунків в даному розділі були використані параметри АФМ, близькі до KMnF_3 (див., наприклад, посилання [41,122]). Зокрема: $M_0 = 3,76 \times 10^5$ А/м, $J = 6,59 \times 10^{-12}$ Дж/м³, $A = 0,5 \times 10^{-11}$ Дж/м, $A_{12} = 0,4 \times 10^{-11}$ Дж/м, $K = 1,16 \times 10^5$ Дж/м³, $a = 0,418$ нм, та $\gamma = 1,76 \times 10^{11}$ рад·Гц/Т. Параметр $d_{AC} = 4,4 \times 10^{-12}$ Кл/м обрано на підставі даних про значення спин-орбітальної взаємодії [115,116]; коефіцієнти згасання: $\alpha = 0,002$ та $\alpha_c = 0,001$.

3.3. Керування поширенням спінових хвиль за допомогою електричного поля

Зовнішнє електричне поле також впливає на просторове поширення лівосторонніх та правосторонніх магнонів. Врахування дисипації ($k = k + i/\Lambda_{L/R}$) в матричних рівняннях (3.10) дозволяє отримати довжину згасання довгохвильових спінових хвиль, Λ , тобто відстань на якій хвиля згасне в e раз. Для цього уявна частина детермінанта прирівнюється до нуля і розв'язується відносно довжин згасання правосторонньої Λ_R та лівосторонньої Λ_L мод (Λ_L — верхній знак, Λ_R — нижній знак) [118]:

$$\Lambda_{L/R} = \frac{\gamma}{M_0 \omega_{L/R}} \frac{c_1 k \pm d_{AC} E (J + 3A_{12} k^2)}{\alpha(J+K) - \alpha_c(J \mp d_{AC} E k)} \quad (3.13)$$

де $c_1 = 2AK - (d_{AC} E)^2 + 2J(A - A_{12})$. Таким чином, довжини згасання спінових хвиль є асиметричними $\Lambda_{R/L}(k) = \Lambda_{R/L}(-k)$ і демонструють залежність

від хіральності (рис. 3.6). Напрямок електричного поля можна вибирати довжина згасання магنونів якої хіральності буде більшою.

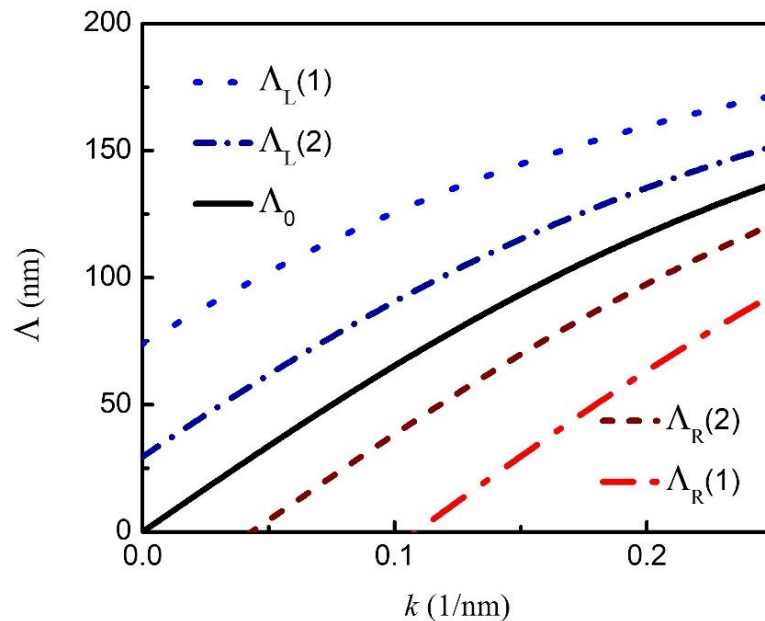


Рисунок 3.6 – Залежність довжини згасання від хвильового вектору при різному прикладеному електричному полі: (1) $E = 50$ В /мкм, (2) $E = 20$ В/мкм. Суцільна лінія відповідає $E = 0$. $\alpha = 0.002$, $\alpha_c = 0.001$ [118].

Найбільша різниця в довжині згасання (та часі релаксації) спостерігається між довгохвильовими магнонами ($k \rightarrow 0$) [118]:

$$[\Lambda_L(k, E) - \Lambda_R(k, E)]_{k \rightarrow 0} = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon_m(0)\varepsilon_l(0)}} \frac{Jd_{AC}E}{\alpha(J + K) - \alpha_c J} \quad (3.14)$$

Залежність довжини згасання від частоти лівосторонніх та правосторонніх спінових хвиль при $E = 50$ В/мкм показана на рис. 3.7. Довжина згасання спінової хвилі однієї хіральності зростає швидше, ніж іншої. За відсутності прикладеного магнітного поля, якщо знак електричного поля змінюється, довжини згасання лівосторонніх та правосторонніх спінових хвиль міняються місцями. Аналогічним чином за відсутності електричного поля зміна знаку магнітного поля на протилежний призводить до зміни знаку $\Delta\Lambda(k, E)$. Комбінація впливів

електричного і магнітного полів має трохи складніший характер. Магнітне поле $\mu_0 H_0 = 0,2$ Тл підсилює вплив електричного поля на згасання і призводить до збільшення $\Delta\Lambda(k, E) = \Lambda_L(k, E) - \Lambda_R(k, E)$. Протилежно направлене магнітне поле, $\mu_0 H_0 = -0,2$ Тл, призводить до збільшення згасання правосторонньої моди, однак $\Delta\Lambda(k, E)$ стає меншою ніж у випадку позитивного магнітного поля.

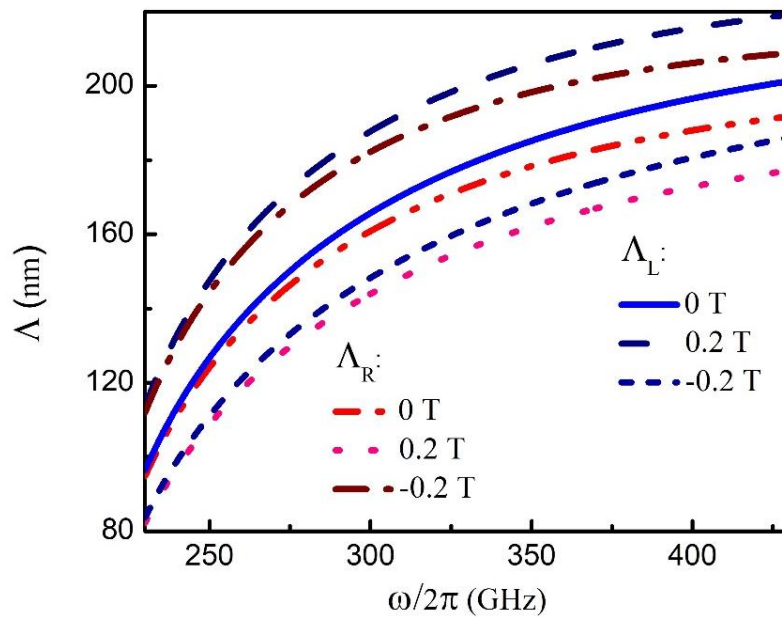


Рисунок 3.7 – Довжина згасання правосторонньої Λ_R (червоні лінії) та лівосторонньої Λ_L (сині лінії) спінових хвиль за електричного поля $E = 50$ В/мкм. Магнітне поле: $H_0 = 0$ (суцільні лінії), $\mu_0 H_0 = 0.2$ Т (штрихові лінії), $\mu_0 H_0 = -0.2$ Т (штрих-пунктирні лінії) [118].

Рисунок 3.8 ілюструє залежність різниці довжин згасання, $\Lambda_L(k, E) - \Lambda_R(k, E)$, для малих k без прикладеного магнітного поля та з ним. Коли $H_0 = 0$, $\Delta\Lambda(k, E) = \Delta\Lambda(-k, E)$. Після досягнення максимального значення при $k \rightarrow 0$, $\Delta\Lambda(k, E)$ поступово зменшується до межі зони Бріллюена. Магнітне поле спричиняє різницю в довжинах згасання спінових хвиль, що поширюються в протилежному напрямку.

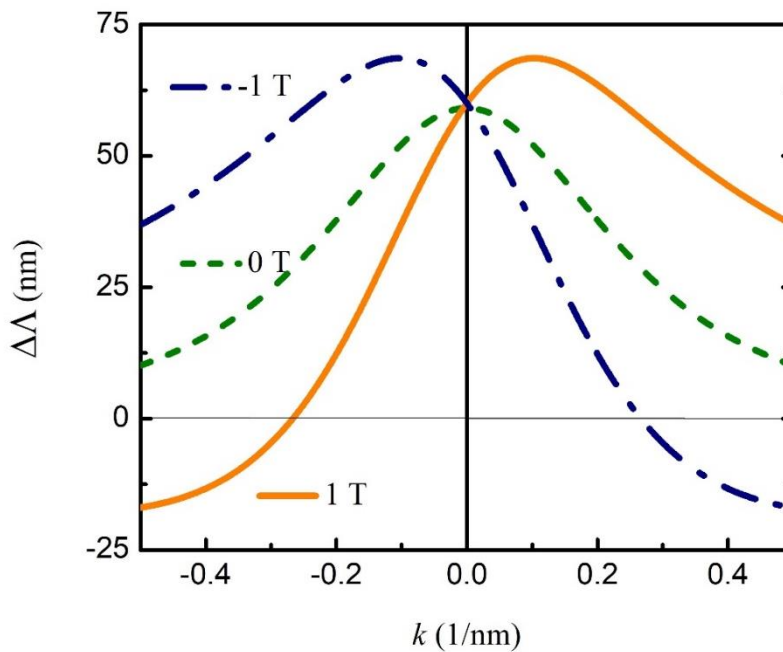


Рисунок 3.8 – Різниця між згасанням двох мод, $\Delta\Lambda = \Lambda_L - \Lambda_R$, в залежності від значень хвильового вектору за магнітного поля: $\mathbf{H}_0 = 0$ (штрихова лінія), $\mu_0\mathbf{H}_0 = 1$ Т (суцільна лінія), $\mu_0\mathbf{H}_0 = -1$ Т (штрих-пунктирна лінія). $E = 20$ В /мкм [118].

Слід також зазначити, як вказує теорія [115,116], що згасання спінових хвиль зменшується зі збільшенням згасання між підґратками α_c (але зберігаючи співвідношення $\alpha_c \leq \alpha$). Цей антидемпфуючий ефект згасання між підґратками зберігається і при прикладенні електричного поля: перехресне згасання між підґратками α_c збільшує довжину згасання спінових хвиль обох хіральностей; дивись рівняння (3.13) та (3.14).

3.4. Вплив електричного поля на групову швидкість спінових хвиль

Групова швидкість спінових хвиль у магнітних наногетероструктурах є одним з ключових факторів у швидкодії магنونних пристроїв. За відсутності згасання, групова швидкість правосторонніх та лівосторонніх магنونів $v_{R/L}(k, E) = d\omega_{R/L}(k, E)/dk$ дорівнює [118]:

$$v_{L/R} = \left(\frac{\gamma\mu_0}{M_0}\right)^2 \frac{c_1 k \pm d_{AC} E J \pm 3d_{AC} E A_{12} k^2 + 2k^3 (A^2 - A_{12}^2)}{\omega_{L/R}} \quad (3.15)$$

У довгохвильовому наближенні, нехтуючи малими доданками, пропорційними k^2 та d_{AC}^2 , отримуємо [118]:

$$[v_L - v_R]_{k \rightarrow 0} = \frac{2Jd_{AC}E}{M_0 \sqrt{\varepsilon_m(0)\varepsilon_l(0)}} \quad (3.16)$$

Таким чином, зовнішнє електричне поле асиметрично розщеплює групову швидкість лівосторонніх та правосторонніх спінових хвиль. Змінюючи знак електричного поля, змінюється і знак асиметрії групової швидкості спінових хвиль.

Значний інтерес до групової швидкості спінових хвиль мотивований перспективами надшвидкісних нанопристроїв, що використовують АФМ для спітроніки. Оскільки групова швидкість характеризує швидкість передачі даних від одного компонента комп'ютера до іншого, розуміння її меж є важливим компонентом досліджень. Як передбачила теорія [119,120], за наявності згасання дисперсія магنونів може бути аномальною, а групова швидкість довгохвильових спінових хвиль може бути значно більшою, ніж за відсутності згасання. Недавні дослідження оцінювали швидкість спінових хвиль в АФМ в 10–100 км/с [33,123,124]. У цьому контексті спостереження швидкості магنونів до 650 км/с в антиферомагнітному діелектрику NiO [121] є вражаючою знахідкою. Автори назвали спостережений ефект подібним до «надсвітлового» поширення магنونів. Таким чином, виникає питання: як топологічна фаза Ааронова-Кашера впливає на появу аномальної групової швидкості поширення магنونів?

3.5. Зона аномально швидкого поширення магنونів

Враховуючи експериментальні дослідження, викладені в роботі [121], та для глибшого вивчення потенційної аномальної поведінки частоти та швидкості, необхідно розглянути більш точні доданки, пропорційні $1/\Lambda^2$, у визначнику матриці

(3.10). Потрібно переглянути взаємозв'язок між двома параметрами поширення спінових хвиль: дійсною частиною хвильового вектора k та довжиною його згасання Λ (або оберненою величиною уявної частини хвильового вектора, $\Lambda = 1/k_{im}$). Встановлюючи уявну частину визначника матриці (3.10) рівною нулю та враховуючи дисипацію, як для рівняння (3.13) відносно Λ , отримуємо (Λ_L — верхній знак, Λ_R — нижній знак) [118]:

$$\Lambda_{L/R} = \frac{\gamma\mu_0 c_1}{M_0 \tilde{\omega}_{L/R}} \frac{k \pm k_0}{\alpha(J+K) - \alpha_C J} \quad (3.17a)$$

$$k_0 = \frac{J d_{AC} E}{2AK - (d_{AC} E)^2 + 2J(A - A_{12})} \quad (3.17b)$$

Константа $k_0 = J d_{AC} E / c_1$ описує хірально-залежний зсув мінімальної енергії спінової хвилі вздовж осі хвильового вектора — топологічний ефект електричного поля. Рівняння (3.17) уточнює (коригує) рівняння (3.13) в околиці k_0 : скінченне згасання спричиняє різкий спад частоти $\tilde{\omega}_{L/R}(k, E)$ навколо k_0 (див. нижче). Графіки для $\Lambda_{L/R}(k, E)$ згідно з рівняннями (3.13) та (3.17) майже ідентичні і представлені на рис. 3.6. Незважаючи на спрощену форму $\Lambda_{L/R}$ у виразі (3.17a), її достатньо для коректного опису частоти і групової швидкості на вибраному діапазоні хвильового вектору. Нижче буде показано, як врахування уявної частини хвильового вектор, а саме доданків пропорційних $\sim 1/\Lambda^2$, у дійсній частоті впливає на динаміку спінових хвиль і призводить до появи області з аномальною поведінкою.

Для врахування ефекту згасання на дисперсію магнонів у довгохвильовому наближенні, припустимо, що $1/\Lambda \sim k$, але все ще $a/\Lambda \sim ak \ll 1$. Це означає, що рівняння для дійсної частини визначника (3.10), містить нові члени $\sim 1/\Lambda^2$. Підставляючи вираз для $\Lambda(k, E)$, рівняння (3.17a), у дійсну частину визначника рівняння (3.10), отримуємо відкориговану частоту [118]:

$$\tilde{\omega}_{\bar{R}} = \frac{\gamma\mu_0(k \pm k_0)}{M_0} \sqrt{\frac{c_1[c_2 + (k \pm k_0)^2]}{(1 + \alpha^2 - \alpha_C^2)[(k \pm k_0)^2 + 2c_4(k \pm k_0) + c_3]}} \quad (3.18)$$

де $c_2 = K(K + 2J)/c_1 - k_0^2$, $c_3 = [\alpha(K + J) - \alpha_c J]^2 / (\alpha_i c_1)$, $c_4 = \alpha_c d_{AC} E [\alpha(K + J) - \alpha_c J] / (\alpha_i c_1)$, та $\alpha_i = 1 + \alpha^2 - \alpha_c^2$. Враховуючи величину параметрів згасання в діелектриках $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$, надалі вважатимемо $\alpha_i \approx 1$. рис. 3.9 показує різницю між частотами, отриманими з рівнянь (3.11) та (3.18). Скінченне згасання спричиняє різкий провал навколо $k = k_0$ та $k = -k_0$ у $\tilde{\omega}_R(k, E)$ та $\tilde{\omega}_L(k, E)$ відповідно. Ця аномальна поведінка дисперсії магنونів виникає завдяки врахуванню доданків, пропорційних $1/\Lambda^2$.

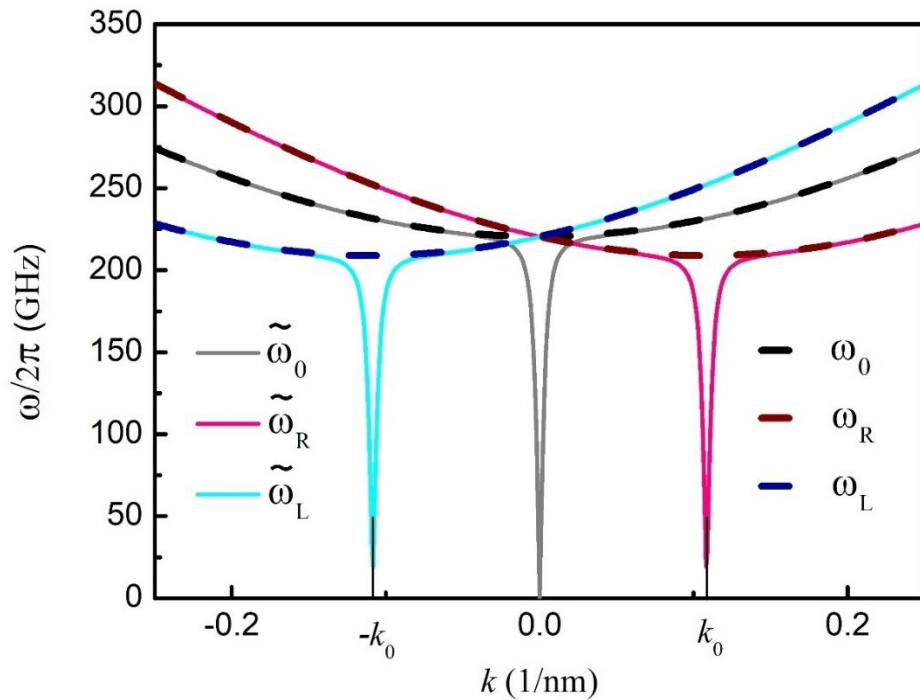


Рисунок 3.9 – Порівняння спектру спінових хвиль. Штрихові лінії відповідають спектру, порахованому без врахування згасання ($\omega_R, \omega_L, \omega_0$), суцільні лінії відповідають спектру з урахуванням згасання ($\tilde{\omega}_R, \tilde{\omega}_L, \tilde{\omega}_0$). Електричне поле $E = 50$ В/мкм для правосторонньої та лівосторонньої мод, і $E = 0$ для $\tilde{\omega}_0$ та ω_0 [118].

Аномальне зменшення $\tilde{\omega}_{L/R}(k, E)$ призводить до аномального збільшення групової швидкості магنونів. Відкоригована групова швидкість $\tilde{v}_{L/R}(k, E)$ має вигляд [118]:

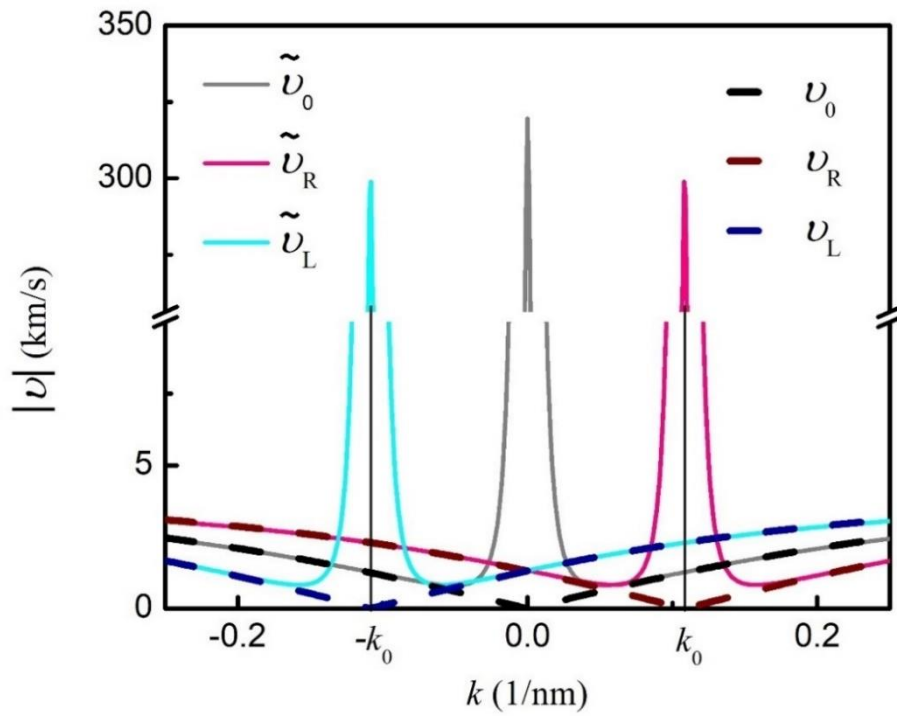


Рисунок 3.10 – Модуль групової швидкості. Штрихові лінії демонструють групову швидкість пораховану без врахування згасання (v_R , v_L , v_0), суцільні лінії демонструють групову швидкість з урахуванням згасання (\tilde{v}_R , \tilde{v}_L , \tilde{v}_0). Електричне поле $\mathbf{E} = 50$ В/мкм для правосторонньої та лівосторонньої мод, та $\mathbf{E} = 0$ для \tilde{v}_0 і v_0 [118].

$$\tilde{v}_{\frac{L}{R}} = \frac{\gamma \mu_0 \sqrt{c_1}}{M_0} \frac{(k \pm k_0)^4 + 3c_4(k \pm k_0)^3 + 2c_3(k \pm k_0)^2 + c_2c_4(k \pm k_0) + c_2c_3}{[(k \pm k_0)^2 + 2c_4(k \pm k_0) + c_3]^{\frac{3}{2}} \sqrt{c_2 + (k \pm k_0)^2}} \quad (3.19)$$

і в області навколо k_0 є більшою, ніж $v_{L/R}(k, E)$, рівняння (3.15). Для використаних тут магнітних параметрів антиферомагнітного діелектрика, на нанорозмірних відстанях значення групової швидкості $\tilde{v}_{L/R}(k, E)$ можуть сягати приблизно 320 км/с. Це надзвичайно високе значення порівняно з даними з попереднього підрозділу 3.4, рівняння (3.15), де групову швидкість у цій області є на два порядки нижчою. Автори роботи [121] назвали це так званим «надсвітлоподібним» поширенням магнонів. Враховуючи той факт, що автори [121] продемонстрували експеримент з високою швидкістю та зробили деякі теоретичні передбачення, використовуючи схожу ідею, це відкриває перспективи для вищих групових

швидкостей, ніж очікувалося раніше. Більше того, це вказує на те, що ми повинні приділяти більше уваги дисипативним ефектам у динаміці спінових хвиль, навіть коли коефіцієнти згасання спінових хвиль в діелектричному АФМ дуже малі.

На рис. 3.10 показано різницю між груповими швидкостями, розрахованими за рівняннями (3.15) та (3.19). Практично немає різниці між виразами для частоти, довжини згасання та групової швидкості для більшості значень хвильового вектора k , за винятком невеликої області навколо k_0 . Ширина різкого спаду залежить від основних властивостей матеріалу, але його положення, $k_0 = \pm Jd_{AC}E/c_1$, може контролюватися зовнішнім електричним полем.

Рисунки 3.9 та 3.10 демонструють, як зовнішнє електричне поле може кардинально змінити кінетичні властивості магнонів, такі як хвильовий вектор, при певних значеннях якого відбувається надшвидке поширення магнона заданої хіральності. Топологічний ефект АК завдяки хіральності-селективному впливу на поширення спінових хвиль відкриває шлях для розробки передових магнонних пристроїв, що використовуватимуть додатковий ступінь свободи – хіральність.

3.6. Висновки до Розділу 3

В рамках феноменологічного підходу на основі рівнянь Ландау-Ліфшиця-Гільберта отримано аналітичні вирази для спектру спінових хвиль, довжини згасання та групової швидкості спінових хвиль в діелектричному АФМ з анізотропією легка вісь. Показано, що електричне поле змінює частотний спектр спінових хвиль – замість двох вироджених хвиль по енергії з однаковою частотою лівостороння та правостороння моди розповсюджуються з різними енергіями. Змінюючи знак електричного поля можна регулювати, яка мода матиме більшу енергію, а величиною електричного поля – змінювати різницю між двома енергіями вздовж осі хвильового вектору [118, 125-129].

Вперше показано, що

(1) Топологічний ефект АК по-різному впливає на розповсюдження правосторонньої та лівосторонньої спінових хвиль у діелектричному АФМ. Чим

більше прикладене зовнішнє електричне поле, тим більша різниця між згасанням двох хвиль у просторі.

(2) Комбінуючи магнітне і електричне поле можна керувати довжиною згасання спінових хвиль. Зокрема продемонстровано, що додавання магнітного поля може збільшувати різницю між згасанням правосторонньої та лівосторонньої мод, або навпаки зменшувати, якщо змінити його напрямок.

(3) Під дією електричного поля спінові хвилі правосторонньої та лівосторонньої мод мають різні групові швидкості, та в діапазоні хвильового вектору навколо $\pm k_0$ можуть досягати аномально високих значень. В наведеному прикладі групова швидкість може приймати значення до 305 км/с.

(4) Завдяки ефекту АК, максимальне значення групової швидкості правосторонньої та лівосторонньої хвиль може бути зсунуте електричним полем вздовж осі хвильового вектору на величину $\pm k_0$, яка прямо пропорційно залежить від прикладеного електричного поля, а також від спін-орбітальної взаємодії, обмінної енергії та анізотропії АФМ.

Такими чином, показано, що зовнішнє електричне поле - ефект Ааронова-Кашера - надає можливість керувати динамікою спінової хвилі заданої хіральності. Зокрема, різниця між згасанням двох хвиль збільшується зі збільшенням електричного поля.

Квантовий топологічний ефект Ааронова-Кашера відкриває нові можливості для вибіркового керування хіральністю спінових хвиль та породжує нові перспективи для досліджень та практичного застосування антиферромагнетиків в магنونіці та квантових технологіях.

4. ВПЛИВ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ НА РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ РІЗНОЇ ХІРАЛЬНОСТІ: ЧАСОВЕ ЗГАСАННЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ

Топологічний ефект АК можна використовувати для створення магنونних пристроїв. Перевага цього ефекту у потенційно простій імплементації електричного поля в пристрої, і керування їх характеристиками за допомогою напрямку і величини електричного поля. В попередньому розділі було розглянуто просторове згасання спінових хвиль, а в цьому розділі буде висвітлено ще один критичний аспект динаміки спінових хвиль – вплив ефекту АК на згасання енергії спінових хвиль. Це є важливим для всебічного опису динаміки магنونів та практичного застосування ефекту АК в магنونних пристроях на основі антиферомагнетиків [6, 130].

4.1. Модель

Динамічні характеристики дисипативного (або поглинаючого) середовища з кінцевим згасанням включають як дійсну, так і уявну складові і, отже, є комплексними. Існує два можливих представлення частоти та хвильового вектора для опису комплексної дисперсійної залежності. Перший — це дійсна частота ω та комплексний хвильовий вектор $k = \text{Re}(k) + i\text{Im}(k)$. Другий — це комплексна частота $\omega = \text{Re}(\omega) + i\text{Im}(\omega)$ та дійсний хвильовий вектор k , що широко використовується в магнетизмі та спінтроніці. Можна вибрати одне з двох представлень залежно від досліджуваної проблеми. Дійсна частота ω та комплексний хвильовий вектор k дозволяють зосередитися на впливі згасання на хвильовий вектор, що підходить для дослідження ефекту згасання на розповсюдження хвилі (див. попередній розділ 3, [118]). Використання комплексної частоти ω та дійсного хвильового вектору k допомагає зосередитися на тому, як згасання впливає на частоту, і описати вплив згасання на резонанс, включаючи однорідну динаміку намагніченості. У цьому розділі використовується

остання комбінація, щоб продемонструвати, як прикладене електричне поле змінює енергію та згасання спінових хвиль у двопідгратковому АФМ діелектрику.

Розглянемо АФМ з легкою віссю, що складається з двох еквівалентних підграток з намагніченістю \mathbf{M}_1 і \mathbf{M}_2 . Далі, для зручності, будуть використовуватися одиничні вектори $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i/M_s$, де i - номер підгратки, $i = 1, 2$, M_s — намагніченість насичення підгратки. У даному випадку намагніченість обох підграток паралельна осі z . На рисунку 3.1 показано схематичне зображення вивчаємої системи, де зовнішнє електричне поле \mathbf{E} прикладено вздовж осі y , а магнони поширюються вздовж осі x . Однак в даному розділі не розглядається вплив магнітного поля на спінову динаміку, $\mathbf{H}_0 = 0$.

Припускаючи, що підгратки рівні та АФМ симетричний щодо перестановок підграток, вільна енергія F розглянутої системи становить [131]:

$$F(\mathbf{m}) = \frac{A}{2} \int_V \left[\left(\frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial x} \right)^2 \right] dx + J \int_V (\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2) dx - \frac{K}{2} \int_V (\mathbf{m}_1^2 + \mathbf{m}_2^2) dx + \frac{\mathbf{D}}{2} \int_V \left(\mathbf{m}_1 \times \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial x} + \mathbf{m}_2 \times \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial x} \right) dx \quad (4.1)$$

Перші два члени описують неоднорідний обмінний зв'язок всередині підграток з константою A та однорідний обмінний зв'язок між підгратками з константою J . Наступний член відповідає магнітокристалічній анізотропії з константою анізотропії K . В даному випадку розглядаємо анізотропію вздовж осі z . Останній член описує ефект електричного поля. У першому наближенні ефект АК математично може бути включений у вигляді взаємодії подібної ВДМ $\mathbf{D}(\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2)$ [132-134], де \mathbf{D} — вектор, що залежить від прикладеного електричного поля [54]:

$$\mathbf{D} = -J \frac{ea}{E_{so}} (\mathbf{E} \times \mathbf{e}_{12}) = d(\mathbf{E} \times \mathbf{e}_{12}). \quad (4.2)$$

Тут a — відстань між магнітними іонами з різних підґраток, e — заряд електрона, \mathbf{e}_{12} — одиничний вектор у напрямку, що з'єднує іони з різних підґраток, E_{so} — енергія спин-орбітальної взаємодії, яка обернено залежить від сили спин-орбітальної взаємодії. Недавні дослідження [54] показали, що в деяких матеріалах E_{so} може становити близько 1-3 еВ, що робить внесок ефекту АК значущим. Як впливає з рівняння (4.2), для досягнення максимального внеску від цієї взаємодії, хвильовий вектор \mathbf{k} , намагніченість \mathbf{m}_i та електричне поле \mathbf{E} повинні бути ортогональними, як на рис. 3.1.

Для отримання аналітичного розв'язку, що описує динаміку намагніченості, використовується феноменологічний підхід із застосуванням системи рівнянь Ландау-Ліфшиця-Гілберта. При розгляді магнітних матеріалів з двома підґратками виникає питання, як врахувати дисипативний член. Як вже було відзначено у попередньому розділі, недавні роботи [115, 116] пропонують використовувати дисипативну функцію Релея у вигляді матриці 2x2 з різними коефіцієнтами згасання. Таким чином, двопідґратковий АФМ описується системою двох рівнянь з внутрішньопідґратковим (α) та міжпідґратковим (α_c) коефіцієнтами згасання згідно рівняння (3.8).

Тут слід зазначити, що згасання всередині підґратки повинно бути більшим, ніж згасання між підґратками, $\alpha > \alpha_c$. В АФМ існує два загальних варіанти врахування згасання: (i) включення лише внутрішньопідґраткової складової [135, 136] або (ii) комбінація внутрішньопідґраткової та міжпідґраткової складових [115, 116, 137]. У першому варіанті автори нехтують α_c , тобто в них змінні \mathbf{m}_1 та \mathbf{m}_2 не пов'язані безпосередньо в процесах згасання. Однак вектори намагніченості двох підґраток пов'язані між собою і цей взаємозв'язок не можна опускати під час вивчення динаміки намагніченості [137]. Нижче буде показано, як вплив електричного поля тісно пов'язаний з міжпідґратковим згасанням, та як він змінює часове згасання [138], тобто час існування сигналу.

4.2. Спектр спінових хвиль

Розглянемо АФМ в колінеарному стані з частотою ω та хвильовим вектором \mathbf{k} , спінові хвилі в якому поширюються вздовж осі x , тобто $\mathbf{k} \parallel x$. У такому випадку вектори намагніченості підґраток можна представити наступним чином $\mathbf{m}_1 = \mathbf{e}_x m_{1x} e^{i(\omega t - kx)} + \mathbf{e}_y m_{1y} e^{i(\omega t - kx)} + \mathbf{e}_z m_{1z}$, $\mathbf{m}_2 = \mathbf{e}_x m_{2x} e^{i(\omega t - kx)} + \mathbf{e}_y m_{2y} e^{i(\omega t - kx)} + \mathbf{e}_z m_{2z}$, при цьому $|m_{1z}| = |m_{2z}| \approx 1$. Підставляючи ці вирази та ефективне поле з рівняння (4.1) в систему рівнянь (3.8), можна отримати систему рівнянь, розв'язок якої дозволить знайти спектр спінових хвиль та їх згасання. Щоб спростити математичні викладки потрібно використовувати кругові змінні як $m_i^\pm = m_{ix} \pm im_{iy}$. Завдяки цьому отримуємо матрицю [131]:

$$\begin{pmatrix} \pm \frac{M_s}{\gamma} \omega - P - i\alpha\omega & -W_\pm - i\alpha_c \frac{M_s}{\gamma} \omega \\ W_\pm + i\alpha_c \frac{M_s}{\gamma} \omega & \pm \frac{M_s}{\gamma} \omega + P + i\alpha \frac{M_s}{\gamma} \omega \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} m_{1\pm} \\ m_{2\pm} \end{pmatrix} = 0 \quad (4.3)$$

Тут використані наступні позначення: $P = J + K + Ak^2$, $W_\pm = J \pm kdE$. Детермінант матриці (4.3) описує динаміку спінових хвиль в АФМ. Прирівнюючи дійсну та уявну частини детермінанту до нуля, можна знайти енергію спінової хвилі $\omega_i(k)$ та згасання $\Gamma_i(k)$, використовуючи підстановку $\omega = \omega(k) + i\Gamma(k)$.

Як вже було показано у розділі 3, прикладене зовнішнє електричне поле в АФМ розділяє спектр спінових хвиль на право- та ліво-поляризовані магнони. Тут розглядається окремий випадок, АФМ з вільною енергією у вигляді виразу (4.1). Таким чином, прирівнявши до нуля дійсну частину детермінанта матриці (4.3), та нехтуючи згасанням, оскільки $\Gamma \ll \omega$, отримуємо частоти правополяризованих, ω_+ , та лівополяризованих, ω_- , хвиль [131]:

$$\omega_\pm(k) = \frac{\gamma}{M_s} \sqrt{\left[Ak^2 \pm kdE + 2J + K \right] \left[Ak^2 \mp kdE + K \right]} \quad (4.4)$$

Різниця між частотою магнона з правою поляризацією та лівою поляризацією полягає в знаку внеску електричного поля: kdE . За відсутності електричного поля спектр спінових хвиль є виродженим, тобто $\omega_+ = \omega_-$. Порівняння спектрів спінових хвиль за відсутності та наявності прикладеного електричного поля зображено на рис. 4.2.

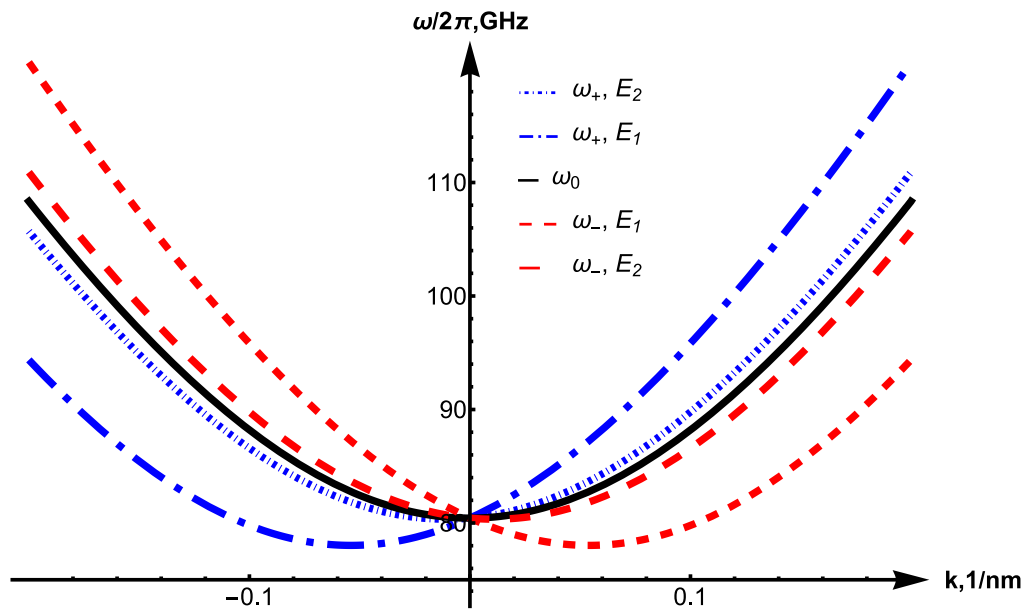


Рисунок 4.2. – Розщеплення спектра спінових хвиль під дією електричного поля, відповідно до виразу (4.4) на правополяризовану ω_+ та лівополяризовану ω_- моди: $E_1 = 50$ В/мкм, $E_2 = 10$ В/мкм. Чорна суцільна лінія відповідає ω_0 , що означає $E = 0$ [131].

Для візуалізації, в цьому розділі використовуються наступні значення основних параметрів: $M_s = 3,5 \cdot 10^5$ А/м, $A = 2 \cdot 10^{-12}$ Дж/м, $J = 5 \cdot 10^6$ Дж/м³, $K = 10^5$ Дж/м³, стала ґратки $a = 0,5$ нм, параметр ефекту АК $d = 4,4 \cdot 10^{-12}$ Кл/м. Як вже було показано у розділі 3, чим більше прикладене електричне поле, тим більше енергетичне розділення між право- та ліво-поляризованими магнонами. Зсув вздовж осі хвильового вектора прямо пропорційний величині прикладеного електричного поля. Слід зазначити, що зміна напрямку прикладеного електричного поля призводить до того, що ліво- та правополяризовані спінові хвилі міняються місцями.

4.3. Часове згасання спінових хвиль

Згасання спінових хвиль різної поляризації може відігравати значну роль у практичному застосуванні хіральності в майбутніх пристроях. Часове згасання, яке розглядається в даному розділі, можна визначити в резонансних експериментах як ширину резонансного піку [139]. Вплив ефекту АК на часове згасання раніше не розглядався.

Після підстановки $\omega = \omega(k) + i\Gamma(k)$ у матрицю (4.3), розв'язок уявної частини детермінанта дозволяє отримати наступний вираз для часового згасання [131]:

$$\Gamma_{\pm}(k) = \gamma \frac{\alpha(J + K + Ak^2) - \alpha_c(J \pm kdE)}{M_s(1 + \alpha^2 - \alpha_c^2)} \quad (4.5)$$

З рівняння (4.5) випливає, що зовнішнє електричне поле впливає на згасання спінових хвиль через міжпідгратковий демпфуючий зв'язок. Електричне поле призводить до появи двох функцій згасання $\Gamma_+(k)$ та $\Gamma_-(k)$. Як і у випадку частот, зсув двох кривих згасання вздовж осі хвильового вектору прямопропорційно залежить від значення електричного поля (рис. 4.3).

На рис. 4.4 показано часове згасання $\Gamma_{\pm}(k)$ при різних значеннях частоти $\omega(k)$. Побудова графіка відбувалась наступним чином. Спочатку при довільній частоті визначаються хвильові вектори k_+ та k_- . Знайдені значення хвильових векторів підставляються у відповідні вирази для $\Gamma_+(k)$ та $\Gamma_-(k)$. Необхідно зазначити, що різниця між $\Gamma_+(k)$ та $\Gamma_-(k)$ поступово росте зі збільшенням частоти та залежить від прикладеного електричного поля і параметрів згасання, що детальніше буде описано нижче.

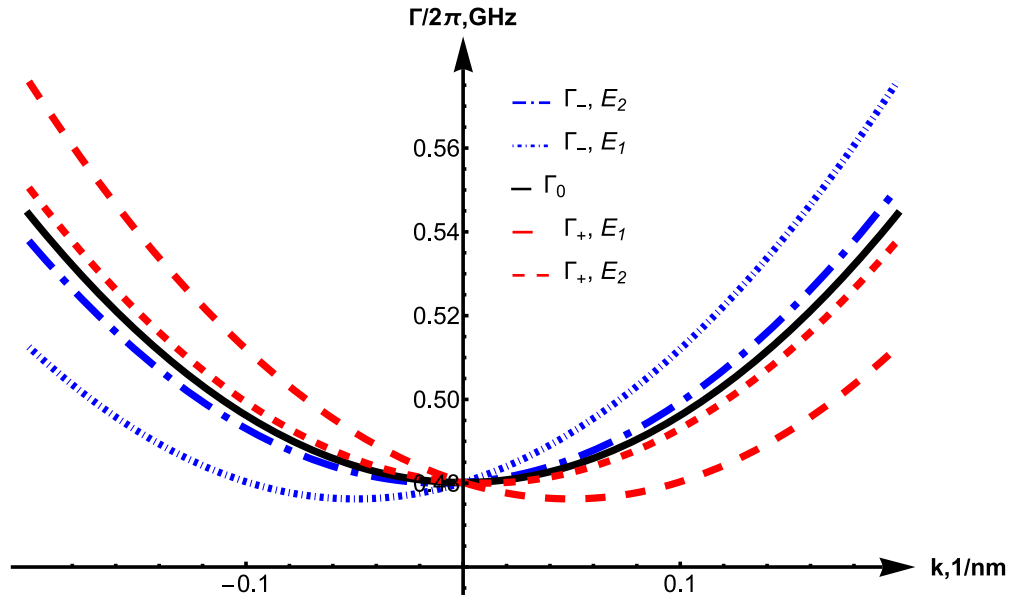


Рисунок 4.3. – Вплив електричного поля на згасання спінових хвиль: $E_1 = 50$ В/мкм, $E_2 = 10$ В/мкм. Чорна суцільна лінія відповідає Γ_0 , тобто $E = 0$. Параметри згасання: $\alpha = 0,01, \alpha_c = 0,009$ [131].

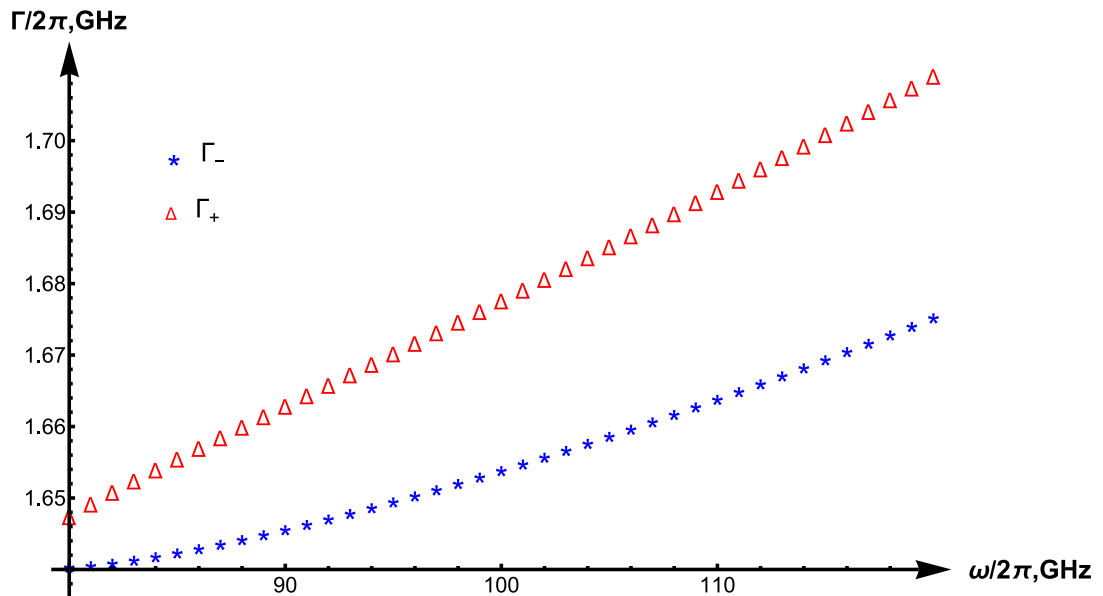


Рисунок 4.4. – Вплив електричного поля, $E = 50$ В/мкм, на згасання спінових хвиль $\Gamma_{\pm}(k)$, при різних значеннях частоти. Параметри згасання: $\alpha = 0,005, \alpha_c = 0,001$ [131].

Співвідношення між шириною резонансу та його частотою має вигляд [131]:

$$\frac{\Gamma_{\pm}(k)}{\omega_{\pm}(k)} = \frac{\alpha(J + K + Ak^2) - \alpha_c(J \pm kdE)}{(1 + \alpha^2 - \alpha_c^2) \sqrt{(J + K + Ak^2)^2 - (J \pm kdE)^2}} \quad (4.6)$$

Рисунок 4.5 демонструє співвідношення $\Gamma_{\pm}(k)/\omega_{\pm}(k)$ при різних коефіцієнтах згасання. Криві співвідношень $\Gamma_{+}(k)/\omega_{+}(k)$ та $\Gamma_{-}(k)/\omega_{-}(k)$ симметричні відносно осі y . При цьому, чим більша різниця між α та α_c , тим більшу вагу має згасання по відношенню до частоти (рис. 4.5).

Так само, як і у випадку частот, якщо напрямок електричного поля змінюється, то криві різних поляризацій міняються місцями. При одному і тому самому значенні коефіцієнту α , чим більше міжпідграткове згасання α_c , тим менше згасання. Це пов'язано з тим, що α_c носить анти-демпфуючий ефект. Пік функції $\Gamma_{\pm}(k)/\omega_{\pm}(k)$ зміщений вздовж осі хвильового вектора і пропорційний електричному полю.

4.4. Вплив коефіцієнтів згасання на часове згасання

Рисунок 4.5 демонструє важливість коефіцієнтів згасання для визначення процесів дисипації, оскільки при одному і тому самому значенні електричного поля вони можуть значно змінювати згасання правосторонньої та лівосторонньої мод. В першу чергу потрібно відзначити, що існування міжпідграткового згасання α_c безпосередньо відповідає за різницю між часовим згасанням магنونів різної поляризації. Якщо $\alpha_c = 0$, $\Gamma_{+} = \Gamma_{-}$. Отже, вимірювання згасань спінових хвиль під дією ефекту АК може допомогти експериментально виявити параметри міжпідграткового згасання.

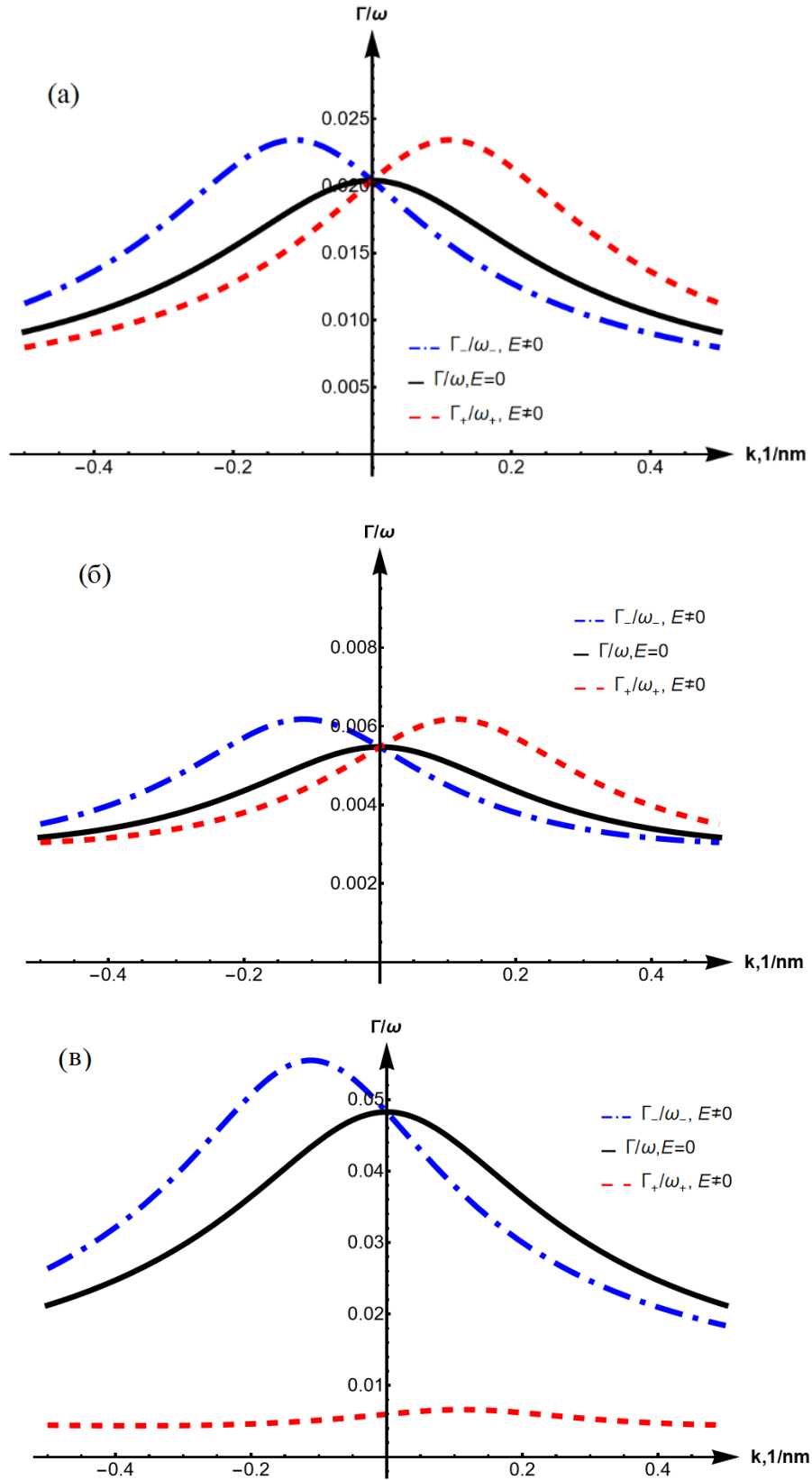


Рисунок 4.5. – Вплив електричного поля, $E = 50$ В/мкм, на співвідношення $\Gamma_+(k)/\omega_+(k)$ (штрихові лінії) та $\Gamma_-(k)/\omega_-(k)$ (штрих-пунктирні лінії). Суцільні лінії відповідають $E = 0$. Параметри згасання: (а) $\alpha = 0,005, \alpha_c = 0,001$, (б) $\alpha = 0,005, \alpha_c = 0,004$, (в) $\alpha = 0,01, \alpha_c = 0,0005$ (LH), $\alpha = 0,005, \alpha_c = 0,004$ (RH).

В діелектриках коефіцієнти згасання можуть бути малими 10^{-3} - 10^{-4} [140,141]. Тим не менш навіть при малих значеннях коефіцієнтів згасання співвідношення між ними може значно змінити дисипацію правосторонньої та лівосторонньої мод. В першу чергу це пов'язано з тим, що коефіцієнт α відповідає за згасання динаміки намагніченості, тоді як α_c має анти-демпфуючу поведінку.

Було показано, що в металічних антиферромагнетиках на основі Mn коефіцієнти згасання можуть відрізнятися на кілька порядків [142]. Автори [142] виявили, що коефіцієнт згасання, α_{sp} , отриманий за допомогою магنونної накачки, більший, ніж компонент згасання Гільберта α_G . В наведених в цьому розділі позначеннях $\alpha = \alpha_G + \alpha_{sp}$, $\alpha_c \approx \alpha_{sp}$ [див. детальніше 116]. Це означає, що між α та α_c може бути невелика різниця. Проте співвідношення між двома видами коефіцієнтів не є універсальним. Як приклад, в роботі [142] наводиться IrMn, в якому один коефіцієнт більший за інший в 10 разів, у той же час в PtMn, PdMn, FeMn ця різниця складає майже 1000 разів. Автори [116,142] наголошують на важливості врахування міжпідграткового згасання. На жаль, на сьогодні подібних досліджень для АФМ діелектриків не було проведено, тому питання релевантних значень α_c та α залишається відкритим.

4.5. Час релаксації магнона

Час релаксації магнона є одним із важливих параметрів для практичного застосування. Його можна визначити через співвідношення: $\tau(k) = 1/\Gamma(k)$. На рис. 4.6 показано залежність часу релаксації магнона від електричного поля для правої поляризації $\tau_+(k, E)$ та лівої поляризації $\tau_-(k, E)$. За відсутності електричного поля $\tau_+ = \tau_-$. Зі зростанням електричного поля різниця між часом релаксації магنونних мод з різною поляризацією зростає. Зміна напрямку прикладеного електричного поля призводить до того, що обидві моди міняються місцями. Якщо правостороння мода мала більший час релаксації, то при переключенні електричного поля більший час релаксації матиме лівостороння мода, однак різниця між ними залишиться незмінною.

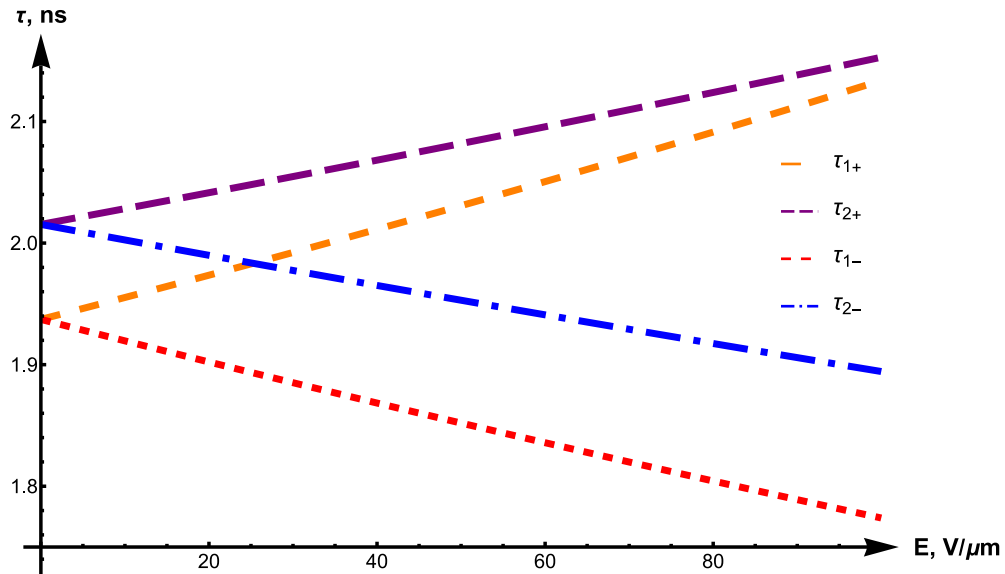


Рисунок 4.6. – Час релаксації магнона правополяризованої τ_+ та лівополяризованої τ_- мод в залежності від прикладеного електричного поля. $\tau_{1\pm}$ відповідає $k = 0,15 \text{ нм}^{-1}$, $\tau_{2\pm}$ відповідає $k = 0,1 \text{ нм}^{-1}$. $\alpha = 0,01$, $\alpha_c = 0,009$ [131].

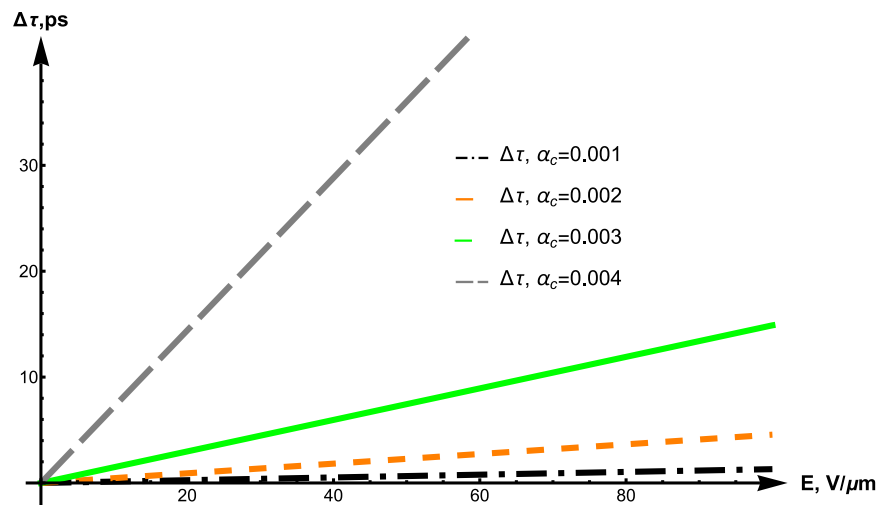


Рисунок 4.7. – Залежність різниці між часом релаксації магنونів різної поляризації, $\Delta\tau$, від електричного поля при різних значеннях параметру α_c : 0,001 (штрих-пунктирна лінія); 0,002 (лінія з коротким штрихом); 0,003 (суцільна лінія); 0,004 (лінія з довгими штрихами). $k = 0,05 \text{ нм}^{-1}$, $\alpha = 0,005$ [131].

На рис. 4.7 продемонстровано, як змінюється різниця між часами релаксації магنونів правої та лівої поляризації, $\Delta\tau = \tau_+ - \tau_-$, залежно від електричного поля при різних значеннях міжпідграткового коефіцієнту згасання. Чим більше значення

α_c , тим більшою є різниця між часом релаксації правосторонніх і лівосторонніх спінових хвиль. Це обумовлено тим, що вплив електричного поля завдяки ефекту АК відбувається через взаємодію між підґратками.

4.6. Поєднання топології і магнетизму на прикладі ефекту АК

Фізика конденсованого стану переживає революцію завдяки впровадженню концепцій, запозичених з топології, для характеристики стану та властивостей системи. З впровадженням топології опис складних систем переходить до характеристики їхніх глобальних величин, які вимірюються нелокально та надають системі глобальну стабільність до збурень. У магнетизмі яскравим прикладом є фаза Беррі — додаткова фаза, яку набуває хвильова функція системи, залежно від траєкторії, якою вона проходить [52]. Досліджуваний ефект АК є ще одним особливим випадком топологічної фази. Головна перевага таких топологічних ефектів полягає в їхній незалежності від локальних збурень, що робить їх дуже цінним параметром для квантових технологій, спінтроники та магنونіки.

Вплив електричного поля на динаміку магنونів створює перспективну платформу для розвитку надшвидкої топологічної магنونіки. Очікується, що ефект АК може посприяти створенню топологічних магنونів [130]. Теоретично передбачене явище [143–146] зміни фази спінових хвиль, зумовлене ефектом АК, вже має переконливі експериментальні докази, отримані в залізо-ітрієвому гранаті [49,55]. Крім того, досліджуваний ефект може посприяти розвитку ще одного напрямку магنونіки – неабелівської магنونіки в АФМ діелектриках [147].

Як було раніше продемонстровано в роботі [29], застосування електричного поля до антиферомагнітного діелектрика дозволяє розділити спектр спінових хвиль на дві незалежні гілки, що додатково продемонстровано тут на прикладі розглянутої системи. Спінові хвилі з правосторонньою та лівосторонньою поляризаціями можуть поширюватися та згасати окремо. Розділення спектра спінових хвиль може бути досягнуто шляхом застосування магнітного поля, наприклад, за допомогою спін-орбітального моменту [39]. Проте електричне поле

може бути більш ефективним інструментом для керування магнетизмом без необхідності великих магнітних полів, які енергетично неефективні та складні для інтеграції в наномасштабні пристрої. Крім того, запропонований метод керування спіновими хвилями підходить для застосування в діелектричних магнітних матеріалах.

Існує кілька прикладів практичного застосування ефекту АК у пристроях, побудованих на використанні спінових хвиль: польовому транзисторі [29] та інтерферометрах [49]. Однак ці роботи не досліджували вплив згасання на динаміку магнонів. Наведені результати свідчать, що дисипація може відігравати значну роль у динаміці право- та ліво-поляризованих спінових хвиль. Розгляд топологічних ефектів, таких як, описаний тут ефект АК, без врахування згасання може призвести до неповних моделей, які не відображають реальну поведінку магнітної системи. Згасання впливає на час релаксації та когерентність спінових хвиль, що може вплинути на ефективність магнонних пристроїв [131,148-151]. Наприклад, під дією ефекту АК наявність згасання може модифікувати час існування спінових хвиль різної хіральності, змінюючи їх практичне застосування. Включення дисипації до теоретичних та експериментальних досліджень є важливим елементом для коректного прогнозування ефективності пристроїв.

Інтеграція топологічних ефектів у магнетизм за допомогою електричного поля відкриває захоплюючі перспективи для енергоефективних, масштабованих технологій у спінтроніці та магноніці. Очікується, що синергія між топологічною фізикою та спіновими хвилями, керованими електричним полем, може призвести до появи революційних технологій наступного покоління та забезпечити швидші, більш енергоефективні та високоінтегровані пристрої.

4.7. Висновки до розділу 4

Результати виконаних досліджень вказують, що електричне поле може бути ефективним інструментом керування динамікою спінових хвиль в діелектричному АФМ [131, 149-151]. За його допомогою можна керувати часовим згасанням спінових хвиль з правосторонньою та лівосторонньою поляризацією. Керування

хвилями різної хіральності можливе завдяки ефекту АК. Чим вище прикладене електричне поле, тим помітніша ця різниця.

Ефект АК модифікує динаміку спінових хвиль і дозволяє електричному полю контролювати поширення, час релаксації магنونів, згасання та енергію магنونів. Різниця між динамічними особливостями право- та ліво-поляризованих спінових хвиль в основному визначається прикладеним електричним полем та спін-орбітальним зв'язком у матеріалі. На відміну від феромагнетиків, в антиферомагнетиках електричні поля дозволяють використовувати поляризацію як додатковий ступінь свободи, пропонуючи нові можливості для розробки магنونних пристроїв та топологічних логічних елементів на основі спінових хвиль.

Вперше досліджено вплив ефекту АК на часове згасання спінових хвиль лівосторонньої та правосторонньої поляризації. Показано, що важливим параметром для керування часовим згасанням спінових хвиль є міжпідгратковий коефіцієнт згасання у дисипативній функції Релея. Наявність міжпідграткового згасання забезпечує різницю між згасанням правосторонніх та лівосторонніх магنونів в електричному полі.

Крім електричного поля на дисипацію спінових хвиль різної хіральності значно впливає співвідношення між коефіцієнтами згасання. Показано, що чим більший коефіцієнт згасання в середині підгратки, тим більше загальне згасання спінових хвиль. У той же час міжпідгратковий коефіцієнт згасання носить протилежний характер – він зменшує розмір згасання.

Такими чином, показано, що зовнішнє електричне поле надає можливість керувати згасанням магنونів заданої хіральності. Різниця між згасанням двох хвиль збільшується зі збільшенням електричного поля. Ефект АК відкриває нові можливості для вибіркового керування хіральністю спінових хвиль та відкриває нові перспективи для досліджень та практичного застосування антиферомагнетиків в магنونіці та квантових технологіях. Згасання може впливати на практичну реалізацію спін-хвильового польового транзистора або спін-хвильових інтерферометричних пристроїв.

5. ПАРАМЕТРИ ПОРЯДКУ ДВОЗОННИХ НАДПРОВІДНИКІВ

5.1. Мотивація

Після відкриття надпровідності у залізовмісних сполуках [68] з'ясувалося, що високотемпературні надпровідники є фундаментально багатозонними, і існує певна кореляція між критичною температурою надпровідного переходу та близькістю електронної структури таких металів до топологічного переходу Ліфшиця [69,70,152].

Попри вагомні експериментальні докази такої кореляції та певні зусилля теоретиків [71], досі не існує мікроскопічної теорії, здатної пояснити ключові механізми цього зв'язку та надати конкретні рекомендації щодо підвищення критичної температури надпровідного переходу T_c шляхом контрольованої модифікації зонної структури металу. Основна проблема полягає в тому, що відповідна теорія має враховувати велику кількість факторів, а саме, геометрію зонної структури, взаємодію між електронами та іншими збудженнями в кристалі, флуктуаційні ефекти, дисипативні процеси тощо. Тому висновки, отримані переважно для високотемпературних надпровідників, потребують перевірки на нових (більш простих) системах.

Таким простішим об'єктом досліджень може бути, наприклад, молібден-ренієвий сплав із критичною температурою T_c до 15 K (рис. 5.1) [153]. Існує кілька доказів того, що при певних концентраціях ренію в сплаві Mo-Re відбувається топологічний перехід Ліфшиця, внаслідок чого в надпровідному стані з'являються дві енергетичні щілини. Згідно з роботою [154], у сплавах Mo-Re відбуваються дві послідовні трансформації електронного спектра: поява нової порожнини на поверхні Фермі при концентрації ренію $c_0 \sim 10$ ат. %, а потім часткова локалізація електронів, що належать до нової d -групи. Останній факт призводить до пом'якшення фононного спектра в сплавах Mo-Re з концентраціями ренію вище c_0 , і, як наслідок, до посилення електрон-фононної взаємодії, що було встановлено методом мікроконтактної спектроскопії [155].

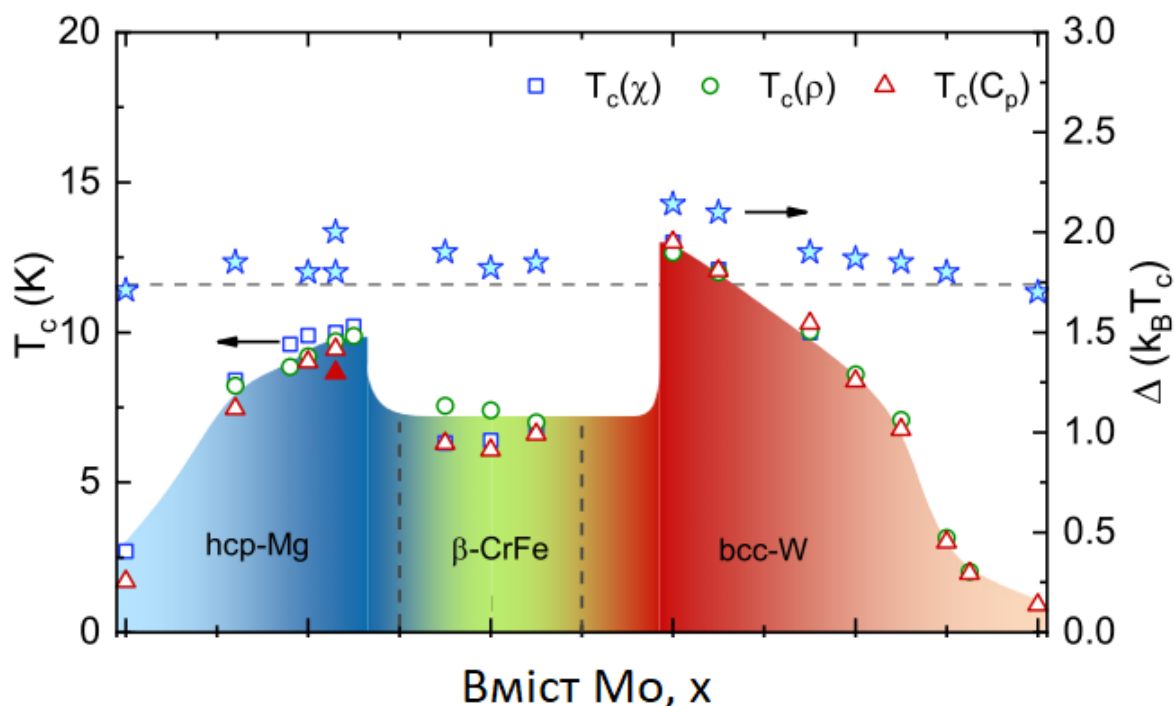


Рисунок 5.1 – Надпровідна фазова діаграма сплавів $\text{Mo}_x\text{Re}_{1-x}$, де значення температури надпровідного переходу T_c визначено з вимірювань електричного опору, магнітної сприйнятливості та питомої теплоємності, а надпровідної щілини Δ (в одиницях $k_B T_c$) шляхом апроксимації питомої теплоємності в нульовому полі [153].

У 2020 році за допомогою резонансної фотоемісійної спектроскопії були отримані докази локалізації нових електронних станів в сплавах Mo-Re, що виникають внаслідок топологічного переходу Ліфшиця [156]. Цілком ймовірно, що саме це і є основною причиною підвищення критичної температури до 15 K, доволі високої температури щодо звичайних надпровідників.

Якщо при додаванні ренію справді відбувається топологічний перехід Ліфшиця, то поява другої енергетичної щілини в спектрі квазічастинкових станів у надпровіднику Mo-Re є цілком імовірною. Раніше вже було продемонстровано наявність двох щілин в $\text{Mo}_{0.6}\text{Re}_{0.4}$ за допомогою методів тунельної спектроскопії [157] і температурної залежності електронної теплоємності та густини надплинної компоненти [158]. Автори [158] також продемонстрували наявність двох щілин в $\text{Mo}_{0.75}\text{Re}_{0.25}$. В цьому розділі буде обґрунтовано наявність двох щілин в $\text{Mo}_{0.52}\text{Re}_{0.48}$

за допомогою мікроконтактної спектроскопії. Всі перераховані виміри двох щілин в сплавах молібден-ренію відображено в Таблиці 5.1 [159].

Метод	Сплав	Енергетичні щілини	
		Δ_s	Δ_l
Температурна залежність густини надплинної компоненти [158]	$\text{Mo}_{0.75}\text{Re}_{0.25}$	0.78 meV	1.55 meV
Температурна залежність електронної теплоємності [158]	$\text{Mo}_{0.75}\text{Re}_{0.25}$	0.84 meV	1.72 meV
Точкова спектроскопія [159]	$\text{Mo}_{0.52}\text{Re}_{0.48}$	0.28 meV	1.57 meV
Температурна залежність густини надплинної компоненти [158]	$\text{Mo}_{0.60}\text{Re}_{0.40}$	0.52 meV	1.94 meV
Температурна залежність електронної теплоємності [158]	$\text{Mo}_{0.75}\text{Re}_{0.25}$	0.71 meV	2.28 meV
Тунельна спектроскопія [157]	$\text{Mo}_{0.60}\text{Re}_{0.40}$	0.48 meV	2.51 meV

Таблиця 5.1 – Значення енергетичних щілин сплавів Mo-Re, отримані за допомогою різних експериментальних методів.

5.2. Спектроскопічні методи досліджень сплавів молібден-реній

У двозонних надпровідниках слабкий зв'язок між двома зонами і суттєво різні значення щілин призводять до радикальної зміни спектру квазічастинкових збуджень. Втім, до подібних змін може призвести і анізотропія щілини [160], тому головна задача полягає у тому, щоб розрізнити ці два сценарії. Не менш важливою

є роль некогерентного розсіяння [161] у багатозонних надпровідниках, які описуються теорією Бардіна-Купера-Шріффера (БКШ) і яких зазвичай називають БКШ-надпровідниками. Коли міжзонним зв'язком можна знехтувати, двозонні надпровідники демонструють дві різні щілини ($\Delta_s \neq \Delta_l$) з БКШ-подібною температурною залежністю та різними критичними температурами (T_c). Незначне міжзонне розсіяння сильно впливає на більшу щілину Δ_l , тоді як температурна залежність меншої щілини Δ_s поблизу її власної критичної температури стає стабільною, і обидві щілини зникають при однаковій температурі T_c . Зі збільшенням міжзонного розсіяння на домішках менша щілина зростає, але її температурна залежність відхиляється від БКШ-подібної форми, особливо при температурах поблизу (тепер єдиної) T_c , тоді як більша щілина змінюється менше. У цьому режимі можна очікувати, що вплив немагнітних домішок буде нетривіальним, різко зменшуючи співвідношення щілин [161].

Експериментально з'ясувати розміри енергетичних щілин та взаємозв'язок між ними можна за допомогою прямих експериментальних методів – тунельної та мікроконтактної спектроскопії. Електронна тунельна спектроскопія контактів нормальний метал (N) — ізолятор (I) — надпровідник (S) відома як потужний інструмент з високою енергетичною роздільною здатністю [162]. Справді, при дуже низьких температурах носії заряду можуть тунелювати через бар'єр між двома металевими електродами лише при прикладених напругах $|V| > \Delta/e$ (де e — елементарний заряд, а Δ — величина енергетичної щілини). Отже диференціальна провідність $G(V) = dI(V)/dV$ різко змінюється при $V = \Delta/e$, і таким чином можна безпосередньо оцінити значення щілини.

У точкових контактах канали з найбільшою ймовірністю проходження визначають струм через структуру, і в результаті сила розсіяння на бар'єрі практично дорівнює нулю [163]. Остання величина зазвичай характеризується безрозмірним параметром Z (див. нижче), і при $Z = 0$, $|V| < \Delta/e$ та дуже низьких температурах відбувається лише андреєвське відбиття, яке подвоює диференціальну провідність у порівнянні з контактом двох провідників в

нормальному стані. Коли $|V| > \Delta/e$, електрони можуть безпосередньо проходити між двома електродами, і провідність падає.

Далі розглядаються теоретичні основи, пов'язані зі спектроскопією контактів із двощілинними надпровідниками, та представлено основні рівняння, які використовуються для аналізу даних.

5.3. Основні принципи теорії розсіяння

Для визначення фазово-когерентних транспортних характеристик в гетероструктурах і контактах метал – надпровідник було обрано підхід, що базується на теорії розсіяння, і введенням матриці розсіяння, що пов'язує між собою амплітуди падаючих та відбитих квантово-механічних хвиль. Опис транспортних характеристик за допомогою матриці розсіяння аналогічний квантово-механічному підходу Фейнмана – методу інтегралів вздовж траєкторій. Цей метод дозволяє обчислити ймовірність переходу між двома станами, розглядаючи всі можливі шляхи (траєкторії), якими система може переходити з початкового стану в кінцевий.

Амплітуда ймовірності переходу частинки з початкового стану a в момент часу t_a з координатою x_a в стан b в момент часу t_b з координатою x_b дорівнює сумі всіх амплітуд, що відповідають за всі можливі траєкторії, що з'єднують a і b . При цьому класична дія $S[x, t]$ задає фазу, що набігає при квантовій еволюції між двома фіксованими точками, яка дорівнює часовому інтегралу від лагранжіана вздовж відповідного шляху

$$K(b, a) = C \sum e^{iS[x, t]/\hbar} \quad (5.1)$$

де C – нормована константа. Таким чином ймовірність того, що частинка перейде зі стану a в b дорівнює квадрату амплітуди ймовірності $P(b, a) = |K(b, a)|^2$. Якщо рух є фазово-когерентним і складається з кількох ділянок, то амплітуда ймовірності проходження всього шляху дорівнює добутку ймовірностей всіх його частин. В

загальному випадку потрібно просумувати безкінечну кількість шляхів, що з'єднують стани a та b . Одним із прикладів, де можливо порахувати суму (5.1) є планарні системи, в яких властивості змінюються лише вздовж одного напрямку, перпендикулярного площині поділу шарів.

Основним теоретичним підходом для опису квантового транспорту в мезоскопічних системах, де перенос електронів відбувається внаслідок фазово-когерентного еластичного розсіювання є підхід Ландауера–Бюттікера [164, 165]. Електрична провідність визначається коефіцієнтом проходження електронів між двома електродами через мезоскопічний зразок, в якому відбувається розсіювання. Передбачається, що електроди з'єднані із зразком за допомогою ідеальних квазіодновимірних провідників. Електроди розглядаються як макроскопічні резервуари з фіксованими температурами та електрохімічними потенціалами, на які не впливає рух електронів між ними. [166] (рис.5.2).

В типовому мезоскопічному зразку струм, що проходить між невзаємодіючими електронами від лівого (L) до правого (R) резервуарів становить [167, 168]:

$$I(V) = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon D_{i,\sigma}(\varepsilon, V) [f(\varepsilon - \mu_L) - f(\varepsilon - \mu_R)] \quad (5.2)$$

Функція розподілу Фермі-Дірака $f(\varepsilon) = [\exp(\varepsilon/k_B T) + 1]^{-1}$ відповідає за заселеність резервуарів, які мають, як передбачається, однакову температуру T . Використано наступні позначення: k_B – стала Больцмана, h – стала Планка, μ_L і μ_R є електрохімічними потенціалами лівого і правого резервуарів відповідно, V – прикладена напруга, e – заряд електрону, $eV = \mu_L - \mu_R$. $D_{i,\sigma}(E, V)$ є ймовірності проходження електронів зі спіном σ через цю структуру з i -го каналу провідності, i є власними значеннями матриці переходу, добутку матриці розсіювання S на ермітово-спряжену матрицю S^* . Матриця розсіювання у даному випадку являє собою матрицю, яка складається з коефіцієнтів проходження $t(t')$ та відбиття $r(r')$ частинок, що рухаються від лівого (правого) резервуару:

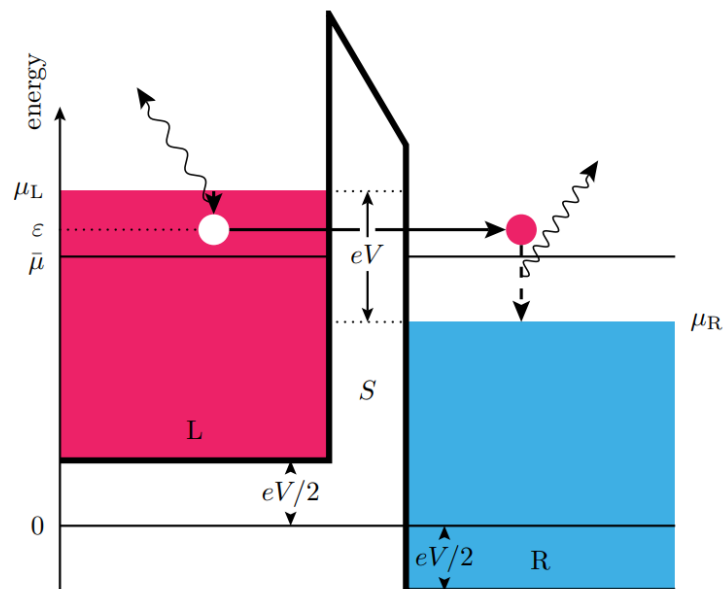


Рисунок 5.2 – Схема процесу дисипації при нульовій температурі, пов'язаного з еластичним перенесенням електрона з енергією ε через мезоскопічний зразок, представлений матрицею розсіяння S . Для наочності розсіювач зображено як потенціальний бар'єр, і прийнято припущення про лінійне падіння напруги всередині розсіювача. Вважається, що по обидва боки розсіювача густини електронів однакові, що забезпечує нейтральність заряду. Подорожуючий електрон передає енергію $\varepsilon - \mu_R$ правому резервуару, тоді як дірка, яку він залишає у лівому резервуарі, вивільняє енергію $\mu_L - \varepsilon$, коли нейтралізується електронем з рівня Фермі. Прикладена напруга V задовольняє співвідношенню $eV = \mu_L - \mu_R$, де $\mu_{L(R)}$ — електрохімічний потенціал у лівому (правому) резервуарі. Нижню межу зони провідності за відсутності прикладеної напруги вибрано за нуль енергії. [166].

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} r & t' \\ t & r' \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

Закон збереження вимагає, щоб вхідний і вихідний потік електронів були рівними між собою, а значить матриця розсіяння має бути унітарною і $\mathbf{S} \mathbf{S}^* = \mathbf{I}$ [169].

В наближенні нульової температури при низьких напругах зміщення в одновимірному випадку, коли спіни вироджені, отримуємо наступний вираз для провідності:

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_i D_i \quad (5.4)$$

5.4. Шар ізолятора

На поверхні багатьох сплавів природним чином утворюється тонкий шар оксиду, що може виступати в ролі бар'єру в тунельних контактах або перешкоджати утворенню ідеальних точкових контактів. І хоча сплави Мо-Re мають низькі рівні окиснення, близько 0,5 нм [170], подальший розгляд діелектричного шару носитиме допоміжний характер для опису інтерфейсу двох провідників.

Якщо хімічний потенціал гетероструктури потрапляє в область заборонених в діелектрику енергій, тоді хвильова функція електрона загасає всередині нього. Розглянемо спочатку найпростіше наближення прямокутного потенціального бар'єра висотою U_0 в одновимірній системі, утвореній двома однаковими металевими плівками з ферміївськими хвильовими векторами k_F та ізолюючим шаром товщиною d між ними. Його прозорість дорівнює [171]:

$$D = \frac{4k_F^2 \kappa^2}{4k_F^2 \kappa^2 + (k_F^2 + \kappa^2)^2 \text{sh}^2 \kappa d} \quad (5.5)$$

де $\kappa = \sqrt{2m(U_0 - E)}/\hbar$ визначає характерну глибину загасання хвильової функції електрона, енергія E , як і U_0 , відраховується від рівня Фермі. У випадку $\kappa d \gg 1$ маємо

$$D = \frac{1}{1 + (k_F^2 + \kappa^2)^2 \text{sh}^2 \kappa d / 4k_F^2 \kappa^2} \approx \frac{16k_F^2 \kappa^2}{(k_F^2 + \kappa^2)^2} e^{-2\kappa d} \quad (5.6)$$

У протилежному граничному випадку $\kappa d \ll 1$

$$D \approx \frac{1}{1 + (k_F^2 + \kappa^2)^2 d^2 / (4k_F^2)} \quad (5.7)$$

Якщо, до того ж, товщина d менша за ферміївську довжину хвилі електрона, тоді параметр κ великий порівняно з k_F , і ми отримаємо, що $D = [1 + \kappa^4 d^2 / 4k_F^2]^{-1}$. Коли область енергій E мала порівняно з U_0 , маємо $D = [1 + mU_0 d / \hbar^2 k_F]^{-1}$.

У тривимірному випадку для надтонких діелектричних шарів зручно ввести безрозмірний параметр розсіювання:

$$Z = \frac{U_0 d}{\hbar v_F} = \int_0^d U(x) dx / \hbar v_F \quad (5.8)$$

де $v_F = \hbar k_F / m$. Зшиваючи хвильові функції на межі нормального металу і діелектрика, знаходимо амплітуди ймовірностей відбиття від нього електронів (e) і дірок (h) та амплітуди ймовірностей проходження квазічастинок крізь нього [172]

$$r^e(\mathbf{k}) = \left(r^h(\mathbf{k})\right)^* = -\frac{Z}{Z - i\cos\theta}, \quad t^e(\mathbf{k}) = \left(t^h(\mathbf{k})\right)^* = -\frac{i\cos\theta}{Z - i\cos\theta} \quad (5.9)$$

З виразу для $t^e(\mathbf{k})$ випливає, що у тривимірному випадку прозорість бар'єра для електронів, що падають на нього під кутом θ , дорівнює $D(\theta) = |t|^2 = \cos^2 \theta / (Z^2 + \cos^2 \theta)$.

Зауважимо, що співвідношення (5.9) справедливі не тільки для шару ізолятора, а й для будь-якого інтерфейсу між двома провідниками, який можна описати потенціалом розсіювання. У випадку балістичного транспорту провідність гетероструктури метал-ізолятор-метал згідно з формулою (5.4) дорівнює добутку кванта провідності $G_0 = 2e^2/h$ на число провідних каналів N , яке для тривимірних металевих гетероструктур може бути оцінено як $N \approx k_F^2 S$, де S — площа поперечного перерізу провідника. У наближенні сильного розсіювання, коли $G \ll NG_0$, немає принципової різниці між таким інтерфейсом і тонким прошарком діелектрика.

Однак, якщо інтерфейс складається з великої кількості центрів розсіювання, на кожному з яких електрон розсіюється пружним чином, і ці центри розташовані хаотично, то такий перехідний шар вже не може бути описаний єдиним параметром

Z . Оскільки розсіювання на кожному центрі відбувається випадковим чином, то кожен канал проходження заряду крізь бар'єр визначатиметься своїм шляхом d всередині класично забороненої області і своїм кутом θ . У такому випадку його можна розглядати як окрему одновірну задачу з фіксованим параметром \tilde{Z} і відповідна локальна прозорість $D(\tilde{Z})$ дорівнює

$$D(\tilde{Z}) = 1/(1 + \tilde{Z}^2) \quad (5.10)$$

5.5. Андреєвське відбиття

При розгляді точкового контакту Mo-Re можна використовувати базові ідеї андреєвського відбиття [173] на межі нормальний метал (N) – надпровідник (S). В ідеальному контакті N/S електрон, що потрапляє з нормального шару, може бути відбитий назад як діркове збудження і навпаки. Для напруги зміщення нижче надпровідної щілини це єдина можливість електрону потрапити в надпровідник. Тому, диференціальна провідність N/S контакту $G(V) = dI(V)/dV$, є похідною струму через контакт до напруги, подвоює значення в нормальному стані для $V < \Delta/e$. У випадку коли між двома електродами з'являється потенціальний бар'єр, крива диференціальної провідності радикально змінюється – максимум з'являється при значеннях $V = \Delta/e$, що є більш вираженим при тунелюванні.

На рис. 5.3 представлено можливі події на межі контакту N/S:

A – ймовірність андреєвського відбиття. Ця ймовірність зменшується зі зростанням Z при $eV < \Delta$ і завжди є малою при $eV > \Delta$;

B – ймовірність звичайного дзеркального відбиття. Ця ймовірність зростає зі збільшенням Z , тобто при зменшенні прозорості бар'єру;

C – ймовірність проходження в надпровідник у вигляді квазічастинки електронного типу. Ця ймовірність зменшується при зростанні Z , але завжди дорівнює нулю при $eV < \Delta$;

D – ймовірність проходження з переходом через поверхню Фермі (тобто як квазічастинка діркового типу). Ця ймовірність є малою при $eV > \Delta$ і завжди дорівнює нулю при $eV < \Delta$ [161, 174].

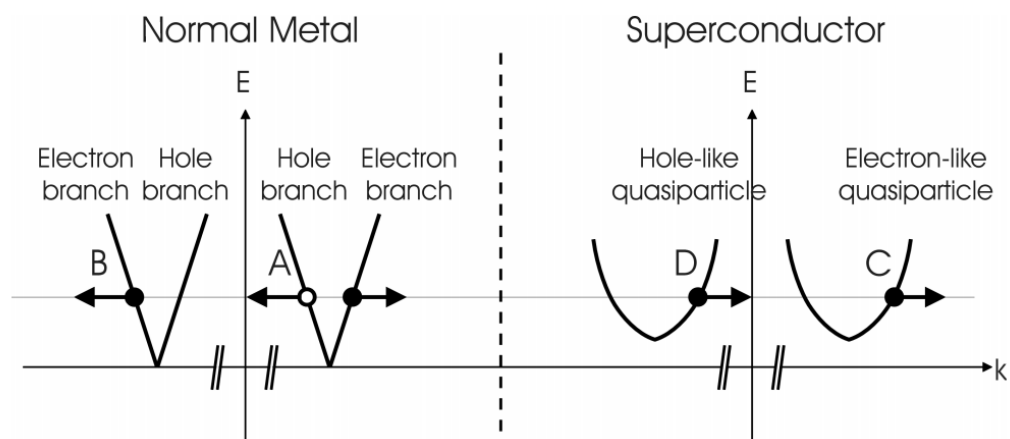


Рисунок 5.3 – Схематична діаграма залежності енергії від імпульсу на межі N/S (нормальний метал-надпровідник). Незафарбовані кружечки позначають дірки, а зафарбовані — електрони, стрілки вказують напрямки групової швидкості. Діаграма ілюструє чотири дозволені процеси для падаючого електрона в точці (0): андреєвське відбиття дірки (A), нормально відбитий електрон (B), пройдену електроніподібну квазічастинку (C) та пройдену діркоподібну квазічастинку (D) [175].

На рис. 5.4 показані графіки залежності ймовірностей перерахованих вище процесів від енергії.

5.6. Визначення режиму точкового контакту

Опір точкового контакту в нормальному стані R_{pc} для круглої звуженої області (отвору) в ізолюючій діафрагмі, що розділяє два провідних півпростори, визначається співвідношенням між радіусом отвору a та середньою довжиною вільного пробігу l [176]. У дифузійному режимі, коли $a \gg l$, Максвелл встановив, що $R_{pc} = R_M = \rho/2a$, де ρ — питомий опір провідника з обох боків діафрагми. У

протилежаю — балістичному — граничному випадку провідність G_{pc} є добутком квантової провідності $\frac{2e^2}{h} = 7,75 \cdot 10^{-5}$ См та кількості квантових каналів (формула 5.4). Це призводить до формули Шарвіна $R_{pc} = R_s = 2h/e^2 a^2 k_F^2$ з хвильовим вектором Фермі k_F . У проміжному випадку, коли $a \simeq l$, Шарвін показав, що перехід між R_s та R_M , можна описати формулою:

$$R_{pc}(T) = \frac{2h}{e^2 (ak_F)^2} + \Gamma(l/a) \frac{\rho(T)}{2a} \quad (5.11)$$

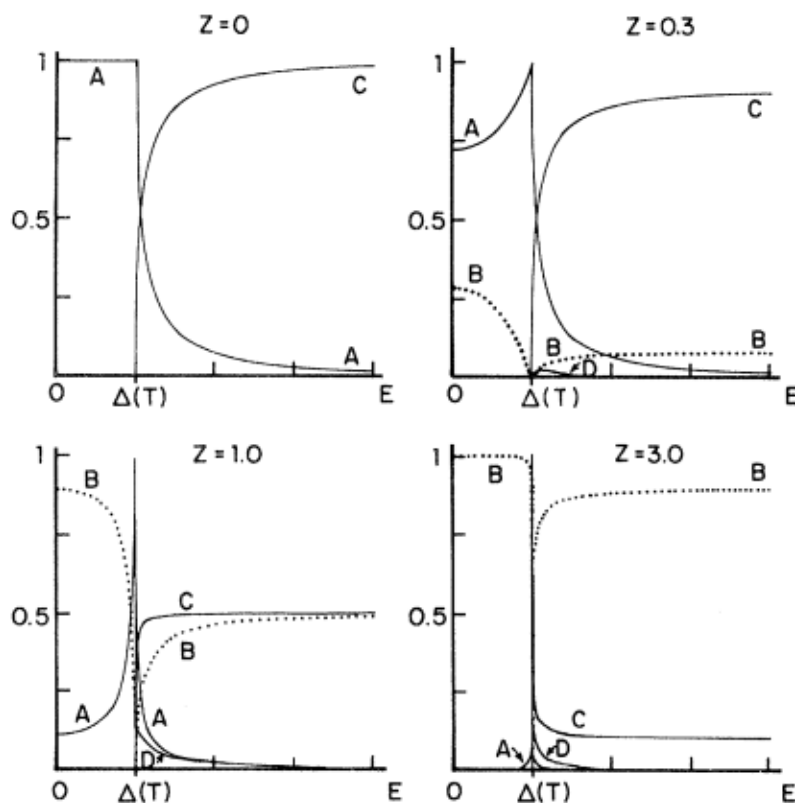


Рисунок 5.4 – Графік коефіцієнтів проходження та відбивання на межі N/S. А відображає ймовірність андреєвського відбиття, В показує ймовірність звичайного відбиття, С відповідає за ймовірність проходження електроноподібної квазічастинки, D – ймовірність проходження діркоподібної квазічастинки. Параметр Z характеризує ефективність потенціального бар'єру [174].

де $\Gamma(l/a)$ – числовий коефіцієнт, близький до одиниці. Чисельні розрахунки для сполуки Mo–Re [177] показують, що абсолютне значення фермі-вектору суттєво залежить від напрямку та приблизно задовольняє нерівність $k_F \leq 10 \text{ нм}^{-1}$. Вимірювання питомого опору $\rho(T)$ полікристалічних зразків сплавів $\text{Mo}_{1-x}\text{Re}_x$ при $0 \leq x \leq 0,4$ [178] дають для зразків з рівною концентрацією компонент: $\rho(0) \approx 10 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$.

Це дозволяє оцінити розмір точкових контактів, спектри провідності яких показані на рис. 5.5 та 5.6. Для зразків із нормальними опорами $R_{pc} = 5,4 \text{ Ом}$ та $3,1 \text{ Ом}$ отримаємо відповідно: $a \approx 15,4 \text{ нм}$ та $23,3 \text{ нм}$, тобто величини порядку розміру зерен [179].

Обидві складові опору R_{pc} у рівнянні (5.11) мають подібну величину, але друга складова явно переважає першу, тобто ми маємо справу швидше з дифузійним переносом через контакт.

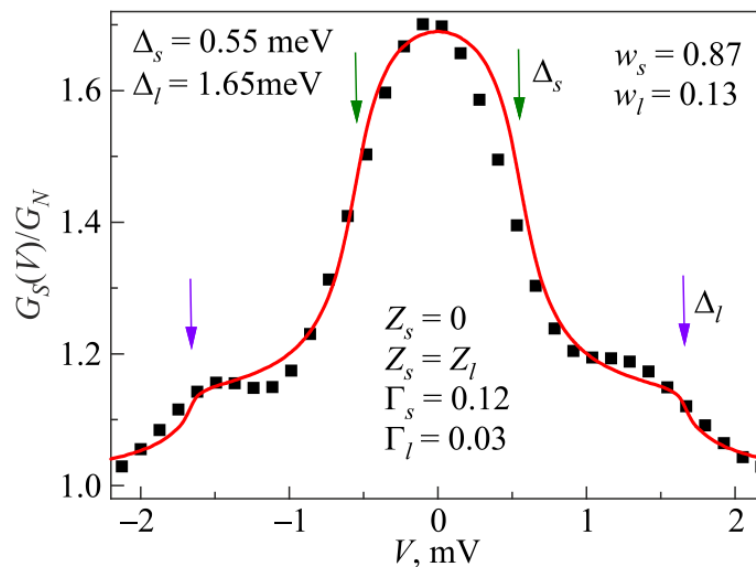


Рисунок 5.5 – Диференціальна провідність $G_S(V) = dI_S(V)/dV$ зразків, утворених срібним наконечником і плівкою сплаву Mo–Re. Криву $G_S(V)$ нормовано на провідність контакту в нормальному стані $G_N = 1/R_N = 0,19 \text{ См}$. Параметри контакту Z та Γ для двох електронних зон є практично ідентичними, тоді як енергетичні щілини значно відрізняються: $\Delta_s = 0,55 \text{ меВ}$ та $\Delta_l = 1,65 \text{ меВ}$. Вклад зони з меншою щілиною домінує, температура вимірювання становила $4,2 \text{ К}$ [179].

Виміряні спектри диференціальної провідності $dI(V)/dV$ для контактів на основі сплавів Mo–Re з приблизно однаковим вмістом компонент можна поділити на дві основні групи, приклади яких показано на рис. 5.5 та 5.6. У обох випадках виявлено наявність двох енергетичних щілин: великої Δ_l і малої Δ_s .

Перша група спектрів (рис. 5.5) — це сума двох подібних характеристик контактів N/S із майже ідеальним інтерфейсом. Друга група (рис. 5.6) інтерпретується як сума двох спектрів, де той, що відповідає меншій щілині, чітко вказує на наявність невеликого бар'єру на межі N/S.

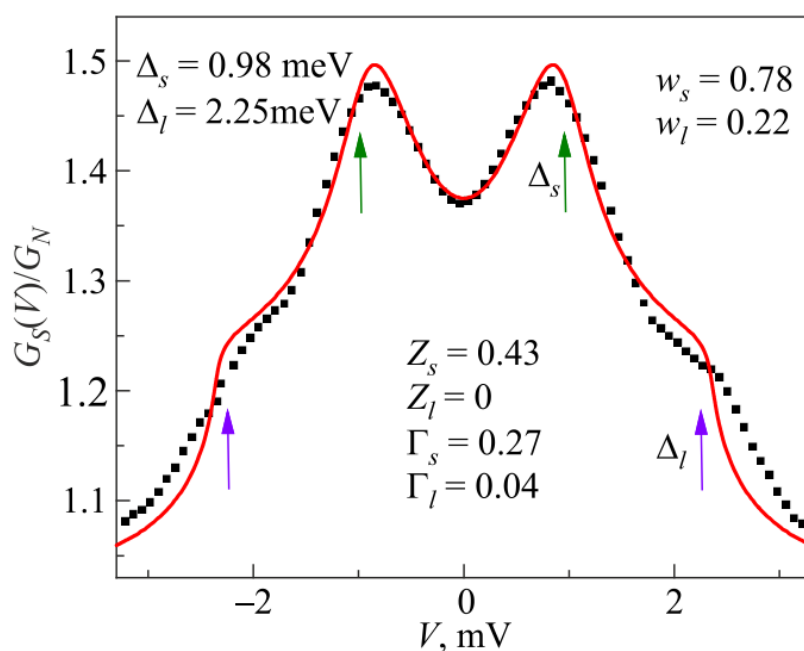


Рисунок 5.6 – Диференціальна провідність $G_S(V) = dI_S(V)/dV$ зразків, утворених срібним наконечником і плівкою сплаву Mo–Re. Криву $G_S(V)$ нормовано на провідність контакту в нормальному стані $G_N = 1/R_N = 0,32 \text{ См}$. Параметри контакту Z та Γ для двох електронних зон значно відрізняються між собою, так само як і енергетичні щілини: $\Delta_s = 0,98 \text{ меВ}$ та $\Delta_l = 2,25 \text{ меВ}$. Вклад зони з меншою щілиною домінує, температура вимірювання становила 4,2 К [179].

Крім того, як можна побачити із рис. 5.5 і 5.6, мають місце помітні відмінності в значеннях щілин Δ_l і Δ_s для двох груп контактів. Це, ймовірно, є наслідком значної анізотропії двох електронних зон, які визначають характеристики $I(V)$

досліджуваних гетероструктур — подібно до того, як це спостерігається у дибориді магнію [180].

Також слід зазначити, що невеликі бар'єри зазвичай спостерігалися для зразків із меншими нормальними опорами R_{pc} , тобто з більшими розмірами отворів. Ймовірно, це пов'язано з тим, що контакт фактично формується між двома зернами з різною орієнтацією або його інтерфейс є суттєво неоднорідним [181, 182]. Це може пояснювати різну силу бар'єра у другій групі зразків ($Z_s \neq Z_l$ на рис. 5.6).

Через малу площину контактів мікроконтактна спектроскопія в змозі отримувати дані лише від окремих мікророзмірних кристалів з різними кристалографічними напрямками, тоді як, наприклад, вимірювання електронної теплоємності у сплаві молібден-реній [158] дають усереднені характеристики по всіх напрямках. Локальні зміни надпровідних властивостей у приповерхневій області можуть бути ще одним джерелом розбіжностей між методами, чутливими до поверхні, і методами, що досліджують об'єм зразків [183, 184].

5.7. Формалізм Блондера–Тінкхема–Клапвійка

Найпопулярнішим способом інтерпретації спектрів провідності $G_S(V) = dI_S(V)/dV$ є модель Блондер–Тінкхема–Клапвійка (БТК) [174], яка припускає кулонівський та одномірний характер електронного транспорту і описує розсіяння на межі N/S за допомогою параметра $Z = U_0/(\hbar v_F)$, де $U_0\delta(x)$ — ефективний потенціал, локалізований на інтерфейсі, а v_F — швидкість Фермі [174].

Параметр Z визначає ймовірність проходження електрона через бар'єр $D_N = \frac{1}{1+Z^2}$ у нормальному стані, а також ймовірність відбиття $R_N = 1 - D_N = Z^2/(1 + Z^2)$. Для надпровідника з однією зоною загальна формула для розрахунку відношення диференціальної провідності в надпровідному і нормальному станах має вигляд [161]:

$$\frac{G_S(V)}{G_N} = 1 + \frac{1 + D_N |\gamma(E)|^2 - R_N |\gamma^2(E)|^2 - |1 - R_N \gamma^2(E)|^2}{|1 - R_N \gamma^2(E)|^2} \quad (5.12)$$

де $\gamma(E) = \frac{\Delta}{E + \sqrt{E^2 - \Delta^2}}$, $E = eV$, а нормальна провідність G_N пропорційна величині D_N . Додатково вводиться стала уявна частина в енергії електронів $E \rightarrow E + i\Gamma$, $\varepsilon = E + i\Gamma$ де Γ — так званий параметр Дайнса, що визначається умовами підготовки зразка та температурою експерименту. Таке заміщення було обґрунтоване, зокрема, у роботі [185], де враховувалися процеси непружного розсіяння у надпровіднику. В результаті маємо три регульовані параметри для надпровідника з однією зоною: енергетичну щілину Δ , коефіцієнт розсіяння на інтерфейсі Z та параметр Дайнса Γ .

5.8 Метод розсіювання квазічастинкових збуджень в металевих гетероструктурах

Припускаючи, що товщина інтерфейсу є незначною, та узгоджуючи хвильові функції по обидва боки бар'єру, знаходимо ймовірнісні амплітуди відбиття (r) та проходження (t) електронів (e) і дірок (h) для контакту двох нормальних плівок:

$$r^e = (r^h)^* = -\frac{Z}{Z-i}, \quad t^e = (t^h)^* = -\frac{i}{Z-i} \quad (5.13)$$

з безрозмірним значенням розсіяння Z . Узгоджуючи хвильові функції з обох боків ідеального N-S контакту, знаходимо амплітуди ймовірностей Андреєвського відбиття електрона в дірку та дірки в електрон:

$$r^{eh(he)}(\varepsilon) = (\varepsilon - h(\varepsilon))/\Delta \quad (5.14)$$

тут $\varepsilon = E - E_F$ — енергія квазічастинки відносно рівня Фермі E_F , якщо $|\varepsilon| > \Delta$, то $h(\varepsilon) = \text{sign}(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}$, а якщо $|\varepsilon| < \Delta$, то $h(\varepsilon) = i\sqrt{\Delta^2 - \varepsilon^2}$. Застосування

підходу Ландауера–Бюттікера до транспортних характеристик [186] дозволяє отримати загальну формулу залежності диференційної провідності від напруги:

$$G(V) = \frac{2e^2}{h} \sum_i \left[1 - (R_i^{ee})^2 + (R_i^{eh})^2 \right] \quad (5.15)$$

де потенціал надпровідника прийнятий рівним нулю, індекс i нумерує зони. У формулі (5.15) $R_{ee}(\varepsilon)$ та $R_{eh}(\varepsilon)$ — амплітуди ймовірності відбиття електрона як електрона або як дірки, відповідно.

Для виведення амплітуд введемо допоміжний нормальний проміжний шар між бар'єром та S-електродом (це спрощує розрахунки, незважаючи на видиме ускладнення) і інтерпретуємо зарядовий транспорт через гетероструктуру як нескінченне число подій розсіяння на інтерфейсі.

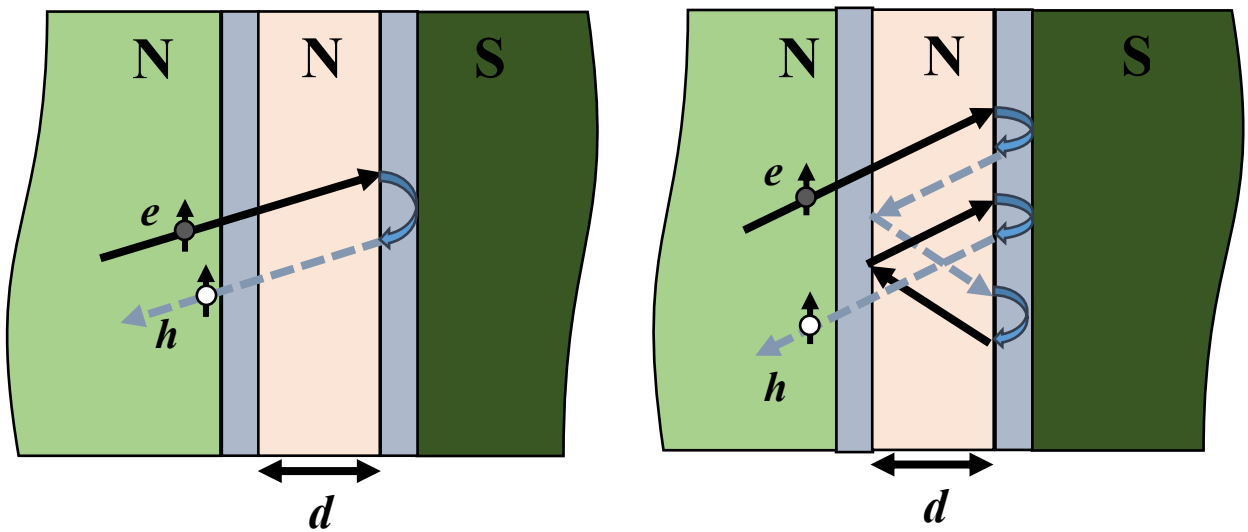


Рисунок 5.7 – Схематичне зображення процесів розсіяння електронного збудження в діркове в N-I-S контакті. Суцільні лінії відповідають електронним збудженням, а штрихові – дірковим. Фігурні стрілки відображають процеси андреевського відбиття

Розрахуємо тепер амплітуди ймовірностей розсіяння R^{ee} і R^{eh} . Існує нескінченна множина шляхів відбиття від I-N перехідної області з нормальним металевим прошарком товщиною d . Розглянемо спочатку відбиття електрона в

дірку. Перша опція показана на рис. 5.7, ліворуч, включає в себе проходження електрона через бар'єр I з амплітудою t згідно з (5.13), набіг фази $\varphi^e = k_x^e d$ під час руху заряду між бар'єрами (вважаємо, що $\varepsilon \ll \hbar v_F k_F$), андреєвське відбиття від N/S межі r^{eh} , набіг фази $\varphi^h = k_x^h d$ і проходження дірки через бар'єр I з амплітудою $t^h(\mathbf{k})$. Оскільки в даному випадку проміжний нормальний шар було введено для спрощення розрахунків, то $d \rightarrow 0$, і таким чином внесок від набігу фаз, $e^{i\varphi}$, не впливає на коефіцієнти розсіяння.

Друга опція, зображена на рис. 5.7, праворуч – відбиття дірки від бар'єра з амплітудою $r'^h = r'^h(\mathbf{k})$, перетворення на електрон на межі з надпровідником, відбиття електрона від бар'єра з амплітудою $r'^e = r'^e(\mathbf{k})$, андреєвське відбиття в дірку і проходження дірки через бар'єр I з амплітудою $t^h(\mathbf{k})$. Оскільки кількість відбивань в середині введеного нормального проміжного шару може бути безкінечна кількість, то сума всіх можливих шляхів перетворення електрона на дірку має вигляд безкінечної геометричної прогресії. Таким чином коефіцієнт, що відповідає за електрон, що рухається назад у вигляді дірки має вигляд:

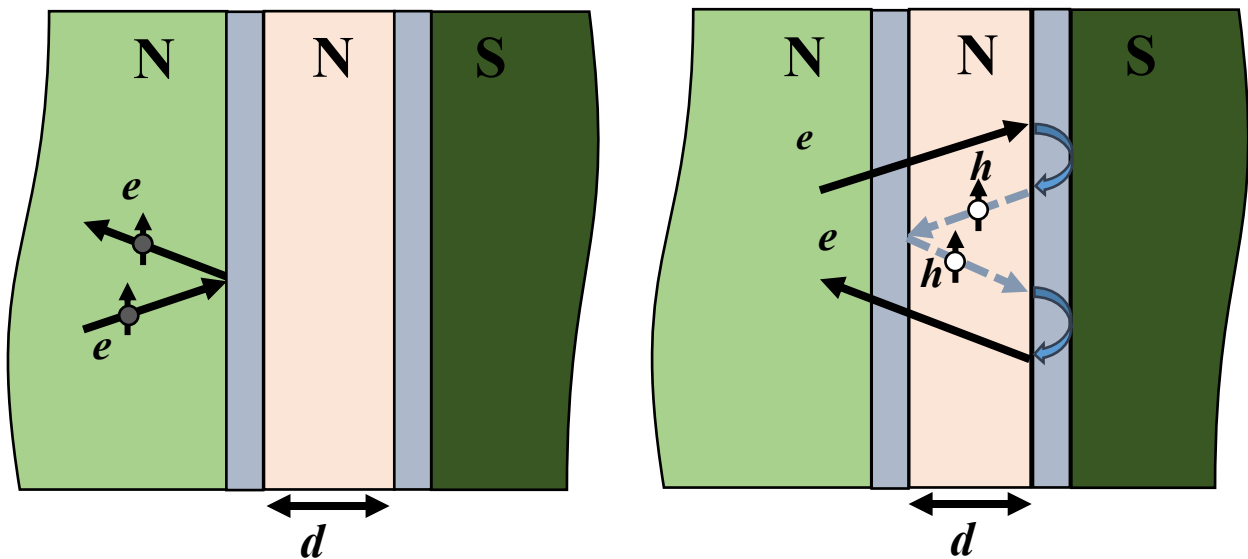


Рисунок 5.8 – Схематичне зображення процесів розсіяння електронного збудження в електронне в N-I-S контакт. Суцільні лінії відповідають електронним збудженням, а штрихові – дірковим. Фігурні стрілки відображають процеси андреєвського відбиття.

$$R^{eh} = t^e r^{eh} t^h (1 + r^h r^{he} r^{eh} r^e + \dots) = \frac{t^e r^{eh} t^h}{1 - r^h r^{he} r^{eh} r^e} \quad (5.16)$$

Перейдемо тепер до відбиття електронного збудження в електрон. Перша можливість, показана на рис. 5.8, ліворуч – це відбиття від бар'єра I з амплітудою $r^e = r^e(\mathbf{k})t^e(\mathbf{k})$. Друга, зображена на рис. 5.8, праворуч, включає в себе тунелювання електрона крізь бар'єр I з амплітудою $t^e(\mathbf{k})$ (5.13). В загальному вигляді ми маємо враховувати набіг фази, однак оскільки проміжний нормальний шар фактично не існує, то $e^{i\varphi} = 1$. У результаті отримуємо наступний вираз для амплітуди розсіяння:

$$R^{ee} = r^e + t^e r^{eh} r^h r^{he} t^e (1 + r^h r^{he} r^{eh} r^e + \dots) = r^e + \frac{t^e r^{eh} r^h r^{he} t^e}{1 - r^h r^{he} r^{eh} r^e} \quad (5.17)$$

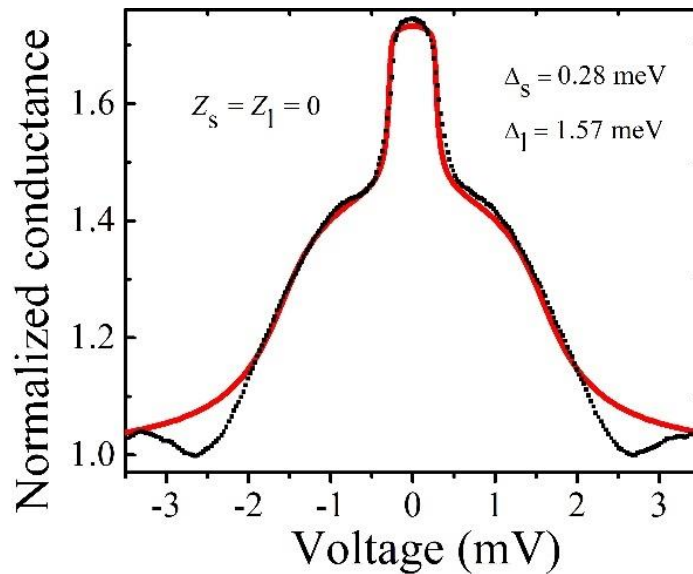


Рисунок 5.9 – Нормована провідність контакту, яку виміряно для точкового контакту срібна голка/шар сплаву $\text{Mo}_{0.52}\text{Re}_{0.48}$ (чорні крапки) і порівняно з теоретичною кривою (суцільна червона лінія). Отримані значення $\Delta_s = 0.28$ меВ та $\Delta_l = 1.57$ меВ, відносний внесок зони з більшою щільністю в 2,2 рази більше ніж внесок зони з меншою щільністю. Параметри Дайнса: $\Gamma_s = 0,01$ меВ, $\Gamma_l = 0,35$ меВ; параметри розсіяння на інтерфейсі $Z_s = Z_l = 0$, температура $T = 4,2$ К [159].

Раніше вже було отримано результати [157] для тунельних контактів на основі полікристалічних плівок $\text{Mo}_{0.60}\text{Re}_{0.40}$. Спектр провідності тунельних переходів Pb/оксид Al/Al/ $\text{Mo}_{0.60}\text{Re}_{0.40}$ мав тонку структуру, яку можна інтерпретувати як суму двох схожих характеристик із різними значеннями енергетичних щілин. Отримані значення енергетичних щілин із тунельних експериментів [157] та дані інших експериментальних методів наведено в Таблиці 5.1.

На рис. 5.9 продемонстровано типовий спектр провідності $dI(V)/dV$ для точкового контакту Ag/Mo-Re на основі надпровідної плівки з майже рівними концентраціями компонентів і критичною температурою близько 11 К. Виміряна крива є сумою двох подібних внесків, але з різними енергетичними щілинами.

5.9. Розширення теоретичного підходу на двозонні надпровідники

Для двозонного надпровідника кількість параметрів зростає до семи: $\Delta_l, \Delta_s, Z_l, Z_s, \Gamma_l, \Gamma_s$ та, нарешті, ваговий коефіцієнт $w_l < 1$ (для другої зони ($w_s = 1 - w_l$)), який визначає відносний внесок двох зон у виміряну криву $G(V) = w_l G_l(V) + w_s G_s(V)$. Відповідні значення цих параметрів, при яких сумарна крива $G_s(V)$ у надпровідному стані найкраще описує експериментальні дані, наведені на рис. 5.5, 5.6 і 5.9.

Отримані результати переконливо свідчать про наявність двох енергетичних щілин у спектрі квазічастинкових станів дослідженого надпровідного сплаву молібден-реній. Це перше спостереження двозонної надпровідності в сплавах Мо–Re зі вмістом ренію понад 40 ат. %, де раніше виміри електронної теплоємності [153] вказували на звичайну однозонну надпровідність.

Тунельні [157] та точкові контакти [179] демонструють наявність двох енергетичних щілин у надпровідних сплавах Мо–Re з приблизно рівними концентраціями компонентів. Досить велике співвідношення $2\Delta_l/k_B T_c$ для більшої щілини вказує на сильну електрон-фононну взаємодію, принаймні, на поверхні цього сплаву [183].

Окрім очевидної мети підвищення T_c , існування кількох конденсатів куперівських пар з різними параметрами порядку та слабкою джозефсонівською взаємодією між ними дає можливість використовувати цей матеріал для дослідження нових квантово-когерентних станів, які можуть проявляти себе в ряді специфічних квантових явищ, пов'язаних з фазовою різницею хвильових функцій різних електронних конденсатів [73, 187]. Це можуть бути колективні моди коливань фазової різниці параметрів порядку та густини куперівських пар в двох зонах, формування складних вихорів Абрикосова в змішаному стані, спричинених надплинністю зі різних зон тощо.

Таким чином, сплав Mo–Re з приблизно рівними концентраціями компонентів може бути ідеальним тестовим об'єктом для вивчення зазначених ефектів, дослідження порушення симетрії часу в нетрадиційних надпровідниках [188], специфічних надпровідних граничних станів у багатозонних системах [184], розробки нових надпровідних пристроїв [189] та практичних рецептів підвищення T_c за рахунок керованої зміни структури зон.

5.10. Висновки до розділу 5

На основі аналізу отриманих спектрів точкових контактів Ag/MoRe підтверджено попередні висновки щодо існування в надпровідних сплавах Mo–Re з приблизно рівними концентраціями компонентів двох енергетичних щілин та продемонстровано наявність сильної електрон-фононної взаємодії у більшій щілині та домінування внеску зони з меншою щілиною у диференціальну провідність контакту [159, 179, 190].

Виконано узагальнення розрахунку провідності для однозонного провідника на випадок двозонності шляхом введення додаткового вагового параметру та двох відмінних значень щілини, параметру Дайнса та коефіцієнту розсіювання для другої зони.

Встановлено, що наявність кількох конденсатів куперівських пар із різними параметрами порядку і слабким джозефсонівським зв'язком між ними відкриває

можливості для вивчення нових квантово-когерентних станів. Двобазові сплави Mo-Re демонструють перспективу стати базовим майданчиком для дослідження нових квантових ефектів і водночас мають великий потенціал для практичного застосування цього матеріалу в надпровідній електроніці [190].

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі отримано нові результати про квантові ефекти в двокомпонентних системах: антиферромагнетиках та двозонних надпровідниках Mo–Re. Досліджені властивості цих матеріалів демонструють можливість практичного застосування додаткової ступені свободи, а саме хіральності у випадку антиферромагнетиків і другої зони в сплавах молібден–ренію. Ці матеріали є перспективними кандидатами для використання в магنونіці, спінтроніці, квантових технологіях, надпровідній електроніці.

Найбільш важливі результати роботи полягають у наступному:

1. Вперше за допомогою діаграмної техніки спінових операторів встановлено частоти і згасання двох видів двомагنونних поздовжніх збуджень в антиферромагнетику: (а) одночасне народження або анігіляція двох магنونів та (б) народження одного магнона і анігіляції іншого магнона. При малих хвильових векторах частота збуджень в першому процесі має лінійну залежність від хвильового вектора. Цей процес не зникає за відсутності теплових збуджень. Його згасання лінійно залежить від температури і квадратично від хвильового вектору. Другий процес повністю залежить від теплових збуджень і має меншу енергію, ніж збудження одного «поперечного» магнона. Його частота прямо пропорційна хвильовому вектору та квадратному кореню з температури. Згасання лінійно залежить від хвильового вектору та $\sim T^{3/2}$.

2. Вплив топологічного ефекту АК на розповсюдження спінової хвилі залежить від її хіральності. Вперше показано, що чим більше прикладене зовнішнє електричне поле, тим більша різниця між згасанням двох хвиль у просторі. Комбінуючи магнітне і електричне поле можна керувати довжиною згасання спінових хвиль. Зокрема продемонстровано, що додавання магнітного поля може збільшувати різницю між згасанням правосторонньої та лівосторонньої мод, або навпаки зменшувати, якщо змінити його напрямок.

3. Вперше показано, що під дією електричного поля спінові хвилі правосторонньої та лівосторонньої мод мають різні групові швидкості, та в

діапазоні хвильового вектору навколо $\pm k_0$ можуть досягати аномально високих значень. В наведеному прикладі групова швидкість може приймати значення до 305 км/с. В той же час частота спінових хвиль зазнає різкого зменшення, мінімальне значення частот правосторонньої та лівосторонньої хвиль зсунуте електричним полем вздовж осі хвильового вектору на величину $\pm k_0$, яка прямопропорційна електричному полю, та залежить від спин-орбітальної взаємодії, обмінної енергії та анізотропії АФМ.

4. Вперше пораховано часове згасання для право- та лівополяризованих хвиль під дією ефекту АК. Показано, що міжпідгратковий коефіцієнт згасання, отриманий з дисипативної функції Релея, забезпечує різницю між часовим згасанням правосторонніх та лівосторонніх магнонів під дією електричного поля. Чим більше прикладене електричне поле, тим більша різниця у часі релаксації між хвилями різної поляризації.

5. На основі аналізу отриманих спектрів точкових контактів $\text{Ag}/\text{Mo}_{0.52}\text{Re}_{0.48}$ підтверджено попередні висновки щодо існування в надпровідних сплавах Mo-Re з приблизно рівними концентраціями компонентів двох енергетичних щілин та продемонстровано наявність сильної електрон-фононної взаємодії у більшій щілині та домінування внеску зони з меншою щілиною у диференціальну провідність контакту.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. G. E. Moore, "Cramming more components onto integrated circuits," *Electronics*, vol. 38, no. 8, pp. 114–117, 1965.
<http://cva.stanford.edu/classes/cs99s/papers/moore-crammingmorecomponents.pdf>
2. Т. Саламанюк, "У присмерках Мура," *Спільне*, 15 червня 2017.
[Електронний ресурс]; <https://commons.com.ua/uk/u-prismerkah-mura/>
3. T. Sheng, "Obstruction of modern silicon semiconductor and its future development," *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 2608, p. 012024, 2023,
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2608/1/012024>.
4. H.-S. P. Wong and S. Salahuddin, "Memory leads the way to better computing," *Nature Nanotech.*, vol. 10, no. 3, pp. 191–194, Mar. 2015;
<https://doi.org/10.1038/nnano.2015.29>
5. L. R. Carley *et al.*, "Single-chip computers with microelectromechanical systems-based magnetic memory," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 9, pp. 6680–6685, 2000;
<https://doi.org/10.1063/1.372807>.
6. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, "Magnonics," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 43, no. 26, p. 264001, 2010; <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264001>.
7. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, "Magnon spintronics," *Nature Phys.*, vol. 11, no. 6, pp. 453–461, 2015;
<https://doi.org/10.1038/nphys3347>
8. N. Jones, "How to stop data centres from gobbling up the world's electricity," *Nature*, vol. 561, pp. 163–166, 2018; <https://doi.org/10.1038/d41586-018-06610-y>
9. A. Fleck, "Data Center Energy Consumption Surges Amid AI Boom," *Statista*, Apr. 11, 2025. [Online]. <https://www.statista.com/chart/34295/data-centers-electricity-generation-source/>. (date of access: 01.08.2025).
10. S. Chen, "Data centres will use twice as much energy by 2030 — driven by AI," *Nature*, Apr. 10, 2025. [Online]. <https://www.nature.com/articles/d41586-025->

01113-z (date of access: 01.08.2025).

11. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R. V. Pisarev, and T. Rasing, "Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO₃," *Nature*, vol. 429, pp. 850–853, 2004; <https://doi.org/10.1038/nature02659>

12. R. Cheng, D. Xiao, and A. Brataas, "Terahertz Antiferromagnetic Spin Hall Nano-Oscillator," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 207603, 2016; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.207603>

13. "Research," Terahertz Spintronics, University of California, Riverside. [Online]. <https://terahertzspin.engr.ucr.edu/research>. (date of access: 01.08.2025).

14. S. Loth, S. Baumann, C.P. Lutz, D.M. Eigler, and A.J. Heinrich, "Bistability in Atomic-Scale Antiferromagnets," *Science*, vol. 335, pp. 196–199, 2012; <https://doi.org/10.1126/science.1214131>

15. J. Železný, P. Wadley, K. Olejník, A. Hoffmann, and H. Ohno, "Spin transport and spin torque in antiferromagnetic devices," *Nature Phys.*, vol. 14, no. 3, pp. 220–228, 2018; <https://doi.org/10.1038/s41567-018-0062-7>

16. X. Marti *et al.*, "Room-temperature antiferromagnetic memory resistor," *Nature Mater.*, vol. 13, pp. 367–374, 2014; <https://doi.org/10.1038/nmat3861>

17. F. Gömöry *et al.*, "Experimental realization of a magnetic cloak," *Science*, vol. 335, no. 6075, pp. 1466–1468, 2012; <https://doi.org/10.1126/science.1218316>

18. "Research," Quantum Spintronics, Moriyama Group, Nagoya University. [Online]. https://spintronics.mp.pse.nagoya-u.ac.jp/research_e.html#list01. (date of access: 01.08.2025).

19. I. Tudosa *et al.*, "The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media," *Nature*, vol. 428, pp. 831–833, 2004; <https://doi.org/10.1038/nature02438>

20. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, "Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, pp. 4250–4253, 1996; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.4250>

21. A. V. Kimel *et al.*, "Inertia-driven spin switching in antiferromagnets," *Nature*

Phys., vol. 5, pp. 727–731, 2009; <https://doi.org/10.1038/nphys1369>

22. P. Wadley *et al.*, "Electrical switching of an antiferromagnet," *Science*, vol. 351, no. 6273, pp. 587–590, 2016; <https://doi.org/10.1126/science.aab1031>

23. D. Bossini, A. M. Kalashnikova, R. V. Pisarev, Th. Rasing, and A. V. Kimel, "Controlling coherent and incoherent spin dynamics by steering the photoinduced energy flow," *Phys. Rev. B*, vol. 89, p. 060405, 2014; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.89.060405>.

24. D. Bossini *et al.*, "Laser-driven quantum magnonics and terahertz dynamics of the order parameter in antiferromagnets," *Phys. Rev. B*, vol. 100, p. 024428, 2019; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.024428>.

25. S. Mangin, Jan 31st 2013 IEEE – Magnetic Society

26. V. G. Baryakhtar, V. N. Krivoruchko, and D. A. Yablonskii, *Green Functions in the Theory of Magnetism*. Kyiv, Ukraine: Naukova Dumka, 1984 (in Russian).

27. F. Keffer and C. Kittel, "Theory of antiferromagnetic resonance," *Phys. Rev.*, vol. 85, pp. 329–337, 1952; <https://doi.org/10.1103/PhysRev.85.329>.

28. A. I. Akhiezer, V. G. Bar'yakhtar, and S. V. Peletminskii, *Spin Waves*. Amsterdam, The Netherlands: North-Holland, 1968.

29. R. Cheng, M. W. Daniels, J.-G. Zhu, and D. Xiao, "Antiferromagnetic spin wave field-effect transistor," *Sci. Rep.*, vol. 6, p. 24223, 2016; <https://doi.org/10.1038/srep24223>

30. E. V. Gomonay and V. M. Loktev, "Spintronics of antiferromagnetic systems (review article)," *Low Temp. Phys.*, vol. 40, pp. 17–35, 2014; <https://doi.org/10.1063/1.4862467>.

31. C. Jia, M. Chen, A. F. Schäffer, and J. Berakdar, "Chiral logic computing with twisted antiferromagnetic magnon modes," *npj Comput. Mater.*, vol. 7, p. 101, 2021; <https://doi.org/10.1038/s41524-021-00570-0>.

32. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, "Antiferromagnetic spintronics," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 90, p. 015005, 2018; <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.015005>.

33. J. R. Hortensius *et al.*, "Coherent spin-wave transport in an antiferromagnet,"

Nature Phys., vol. 17, pp. 1001–1006, 2021; <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01290-4>.

34. J. Han, R. Cheng, L. Liu, H. Ohno, and S. Fukami, "Coherent antiferromagnetic spintronics," *Nat. Mater.*, vol. 22, pp. 684–695, 2023; <https://doi.org/10.1038/s41563-023-01492-6>.

35. T. Satoh *et al.*, "Spin Oscillations in Antiferromagnetic NiO Triggered by Circularly Polarized Light," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 077402, 2010; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.077402>.

36. I. Proskurin, R. L. Stamps, A. S. Ovchinnikov, and J. Kishine, "Spin-Wave Chirality and Its Manifestations in Antiferromagnets," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, p. 177202, 2017; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.177202>.

37. S.-J. Lee, D.-K. Lee, and K.-J. Lee, "Effect of inhomogeneous Dzyaloshinskii-Moriya interaction on antiferromagnetic spin-wave propagation," *Phys. Rev. B*, vol. 101, p. 064422, 2020; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.064422>.

38. T. H. Kim, P. Grünberg, S. H. Hang, and B. K. Cho, "Field-driven dynamics and time-resolved measurement of Dzyaloshinskii-Moriya torque in canted antiferromagnet YFeO_3 ," *Sci. Rep.*, vol. 7, p. 4515, 2017; <https://doi.org/10.1038/s41598-017-04883-3>.

39. Z. Yan, Z. Li, X. Wang, Z. Luo, Q. Xia, Y. Nie, and G. Guo, "Manipulation of spin-wave attenuation and polarization in antiferromagnets," *Phys. Rev. B*, vol. 108, 13, p. 134432, 2023; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.108.134432>.

40. V. Vlaminck and M. Bailleul, "Current-Induced Spin-Wave Doppler Shift," *Science*, vol. 322, pp. 410–413, 2008; <https://doi.org/10.1126/science.1162843>.

41. V. Puliafito, R. Khymyn, M. Carpentieri, B. Azzerboni, V. Tiberkevich, A. Slavin, and G. Finocchio, "Micromagnetic modeling of terahertz oscillations in an antiferromagnetic material driven by the spin Hall effect," *Phys. Rev. B*, vol. 99, p. 024405, 2019; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.024405>.

42. D.-H. Kim, S.-H. Oh, D.-K. Lee, S. K. Kim, and K.-J. Lee, "Current-induced spin-wave Doppler shift and attenuation in compensated ferrimagnets," *Phys. Rev. B*,

vol. 103, p. 014433, 2021; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.014433>.

43. R. Cheng, S. Okamoto, and D. Xiao, "Spin Nernst Effect of Magnons in Collinear Antiferromagnets," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, p. 217202, 2016; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.217202>.

44. V. A. Zyuzin and A. A. Kovalev, "Magnon Spin Nernst Effect in Antiferromagnets," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, p. 217203, 2016; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.217203>.

45. K. Nakata, S. K. Kim, and S. Takayoshi, "Laser control of magnonic topological phases in antiferromagnets," *Phys. Rev. B*, vol. 100, p. 014421, 2019; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.014421>.

46. Y. D. Wang, Z.-G. Zhu, and G. Su, "Magnon spin photogalvanic effect induced by Aharonov-Casher phase," *Phys. Rev. B*, vol. 110, p. 054434, 2024; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.110.054434>.

47. Y. D. Wang, Z.-G. Zhu, and G. Su, "Magnon Landau-Zener tunneling and spin-current generation by electric field," *Phys. Rev. B*, vol. 111, p. 165150, 2025; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.111.165150>

48. K. Nakata, S. K. Kim, J. Klinovaja, and D. Loss, "Magnonic topological insulators in antiferromagnets," *Phys. Rev. B*, vol. 96, p. 224414, 2017; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.224414>.

49. X. Zhang, T. Liu, M. E. Flatté, and H. X. Tang, "Electric-Field Coupling to Spin Waves in a Centrosymmetric Ferrite," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 037202, 2014; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.037202>.

50. V. Basso and P. Ansalone, "Electric field effect on spin waves: Role of magnetic moment current," *EPL*, vol. 130, no. 1, p. 17008, 2020; <https://doi.org/10.1209/0295-5075/130/17008>.

51. Y. Aharonov and A. Casher, "Topological Quantum Effects for Neutral Particles," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 53, p. 319, 1984; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.319>.

52. M. V. Berry, "Quantal phase factors accompanying adiabatic changes," *Proc.*

R. Soc. Lond. A, vol. 392, pp. 45–57, Mar. 1984 <https://doi.org/10.1098/rspa.1984.0023>

53. Z. Cao, X. Yu, and R. Han, "Quantum phase and persistent magnetic moment current and Aharonov-Casher effect in a $s = 1/2$ mesoscopic ferromagnetic ring," *Phys. Rev. B*, vol. 56, p. 5077, 1997; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.56.5077>

54. T. Liu and G. Vignale, "Electric Control of Spin Currents and Spin-Wave Logic," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 247203, 2011; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.247203>.

55. R. O. Serha, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, "Towards an experimental proof of the magnonic Aharonov-Casher effect," *Phys. Rev. B*, vol. 108, p. L220404, 2023; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.108.L220404>.

56. R. G. Elías, V. L. Carvalho-Santos, A. S. Núñez, and A. D. Verga, "Spin waves scattering on a Bloch point," *Phys. Rev. B*, vol. 90, p. 224414, 2014; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.224414>

57. A. Roldán-Molina, A. S. Nunez, and J. Fernández-Rossier, "Topological spin waves in the atomic-scale magnetic skyrmion crystal," *New J. Phys.*, vol. 18, p. 045015, 2016; <https://doi.org/10.1088/1367-2630/18/4/045015>.

58. Y. Seki *et al.*, "Development of Cold Neutron Interferometer with Wide-Gapped 'BSE's for Precision Measurements," presented at the 17th International Spin Physics Symposium (SPIN 2006), Kyoto, Japan, 2006. [Online]. <https://www.slideserve.com/erling/spin2006-powerpoint-ppt-presentation> (date of access: 01.08.2025).

59. A. I. Braginski, "Superconductor electronics: status and outlook," *J. Supercond. Nov. Magn.*, vol. 32, pp. 23-44, 2019; <https://doi.org/10.1007/s10948-018-4884-4>.

60. T. Yanagisawa, "Theory of multi-band superconductivity," *Recent Advances in Superconductivity Research*, p. 219-248., 2013; https://www.researchgate.net/publication/282997795_Theory_of_multi-band_superconductivity

61. G. Nikšić, I. Kupčić, O. S. Barišić, and P. Lazić, "Multiband Responses in High-T_c Cuprate Superconductors," *J. Supercond. Nov. Magn.*, vol. 27, pp. 969–975, 2014;

<https://doi.org/10.1007/s10948-013-2420-0>.

62. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, "Iron-Based Layered Superconductor $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x = 0.05\text{--}0.12$) with $T_c = 26$ K," *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 130, no. 11, pp. 3296–3297, 2008; <https://doi.org/10.1021/ja800073m>.

63. J. Paglione and R. L. Greene, "High-temperature superconductivity in iron-based materials," *Nature Phys.*, vol. 6, pp. 645–658, 2010; <https://doi.org/10.1038/nphys1759>

64. K. H. Bennemann and J. B. Ketterson, Eds., *The Physics of Superconductors, Vol. II: Superconductivity in Nanostructures, Novel and High T_c superconductors, Organic Superconductors*. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 2004. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-18914-2>

65. D. R. Tilley, "The Ginzburg-Landau equations for pure two band superconductors," *Proc. Phys. Soc.*, vol. 84, p. 573, Sep. 1964

66. H. Suhl, B.T. Matthias, and L.R. Walker, "Bardeen-Cooper-Schrieffer theory of superconductivity in the case of overlapping bands," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 3, p. 552, 1959; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.3.552>

67. X. X. Xi, "Two-band superconductor magnesium diboride," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 71, p. 116501, 2008, <https://doi.org/10.1088/0034-4885/71/11/116501>.

68. H. Hosono, A. Yamamoto, H. Hiramatsu, and Y. Ma, "Recent advances in iron-based superconductors toward applications," *Mater. Today*, vol. 21, pp. 278-302, 2018; <https://doi.org/10.1016/j.mattod.2017.09.006>

69. A. A. Kordyuk, "Iron-based superconductors: Magnetism, superconductivity, and electronic structure (Review Article)," *Low Temp. Phys.*, vol. 38, 888, 2012. [*Fiz. Nizk. Temp.*, vol. 38, pp. 1119-1134, 2012]

70. A. A. Kordyuk, "Electronic band structure of optimal superconductors: From cuprates to ferropnictides and back again (Review Article)," *Low Temp. Phys.*, vol. 44, 477–486, 2018; <https://doi.org/10.1063/1.5037550>

71. A. Bianconi, "Shape resonances in superstripes," *Nature Phys.*, vol. 9, pp. 536-537, 2013; <https://doi.org/10.1038/nphys2738>.

72. A. J. Leggett, "Number-phase fluctuations in two-band superconductors,"

Progr. Theor. Phys., vol. 36, pp. 901-930, 1966; <https://doi.org/10.1143/PTP.36.901>.

73. Y. Tanaka, "Multicomponent superconductivity based on multiband superconductors," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 3, p. 034002, 2015; <https://doi.org/10.1088/0953-2048/28/3/034002>

74. D. F. Agterberg, P. M. R. Brydon, and C. Timm, "Bogoliubov Fermi surfaces in superconductors with broken time-reversal symmetry," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, p. 127001, 2017; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.127001>

75. H. J. Lunk and H. Hartl, "Discovery, properties and applications of molybdenum and its compounds," *ChemTexts*, vol. 3, p. 13, 2017; <https://doi.org/10.1007/s40828-017-0048-6>.

76 L. Fàbrega, A. Camón, P. Strichovanec, and C. Pobes, "Exploring the proximity effect in Mo/Au bilayers," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, p. 2100405, 2019, <https://doi.org/10.1109/TASC.2019.2903994>.

77. S. Sharma, E. P. Amaladass, N. Sharma, V. Harimohan, S. Amirthapandian, and A. Mani, "Enhanced superconductivity and superconductor to insulator transition in nano-crystalline molybdenum thin films," *Physica B*, vol. 514, pp. 89–95, 2017; <https://doi.org/10.1016/j.physb.2017.03.044>.

78. J. Linder and J. W. A. Robinson, "Superconducting spintronics," *Nature Phys.*, vol. 11, pp. 307–315, 2015; <https://doi.org/10.1038/nphys3242>.

79. E. H. Fyhn and J. Linder, "Spin pumping in superconductor-antiferromagnetic insulator bilayers," *Phys. Rev. B*, vol. 103, p. 134508, 2021; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.134508>.

80. M. F. Jakobsen, K. B. Naess, P. Dutta, A. Brataas, and A. Qaiumzadeh, "Electrical and thermal transport in antiferromagnet-superconductor junctions," *Phys. Rev. B*, vol. 102, p. 140504(R), 2020; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.140504>.

81. O. I. D'yachenko, V. Y. Tarenkov, O. O. Boliasova, and V. M. Krivoruchko, "Reversible effects of instability in tunnel manganite-metal contacts," *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, vol. 40, no. 3, pp. 291–299, 2018; <https://doi.org/10.15407/mfint.40.03.0291>.

82. V. Krivoruchko, T. Konstantinova, A. Mazur, A. Prokhorov, and V. Varyukhin,

"Magnetic resonances spectroscopy of nanosize particles $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 300, no. 1, pp. e122–e125, 2006; <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2005.10.163>.

83. A. S. Mazur, V. N. Krivoruchko, and I. A. Danilenko, "Phase separation in nanosize samples of $(\text{LaSr})\text{MnO}_3$," *Low Temp. Phys.*, vol. 33, pp. 931–934, 2007; <https://doi.org/10.1063/1.2747068>.

84. A. N. Ulyanov et al., "Local structure and magnetic inhomogeneity of nano-sized $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ manganites," *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 123928, 2011; <https://doi.org/10.1063/1.3603003>.

85. S. Yunoki, E. Dagotto, S. Costamagna, and J. A. Riera, "Large magnetoresistance in a manganite spin tunnel junction using LaMnO_3 as the insulating barrier," *Phys. Rev. B*, vol. 78, p. 024405, 2008; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.024405>.

86. M. J. Rozenberg, M. J. Sánchez, R. Weht, C. Acha, F. Gomez-Marlasca, and P. Levy, "Mechanism for bipolar resistive switching in transition-metal oxides," *Phys. Rev. B*, vol. 81, p. 115101, 2010; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.115101>.

87 Y. B. Nian, J. Strozier, N. J. Wu, X. Chen, and A. Ignatiev, "Evidence for an Oxygen Diffusion Model for the Electric Pulse Induced Resistance Change Effect in Transition-Metal Oxides," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, p. 146403, 2007; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.146403>.

88. R. Gross *et al.*, "Physics of grain boundaries in the colossal magnetoresistance manganites," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 211, no. 1-3, pp. 150–159, 2000; [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(99\)00727-1](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(99)00727-1).

89. Y. A. Izyumov, N. I. Chaschin, and V. Y. Yushankhai, "Longitudinal spin dynamics in the Heisenberg ferromagnet: Diagrammatic approach," *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 214425, 2002; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.65.214425>.

90. M. Fiebig et al., "Ultrafast magnetization dynamics of antiferromagnetic compounds," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 41, p. 164005, 2008; <https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/16/164005>.

91. J.-Y. Bigot, M. Vomir, and E. Beaurepaire, "Coherent ultrafast magnetism

induced by femtosecond laser pulses," *Nature Phys.*, vol. 5, pp. 515–520, 2009; <https://doi.org/10.1038/nphys1285>.

92. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing, "Ultrafast optical manipulation of magnetic order," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 82, p. 2731, 2010; <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.2731>.

93. B. Y. Mueller, T. Roth, M. Cinchetti, M. Aeschlimann, and B. Rethfeld, "Driving force of ultrafast magnetization dynamics," *New J. Phys.*, vol. 13, p. 123010, 2011; <https://doi.org/10.1088/1367-2630/13/12/123010>.

94. I. Radu *et al.*, "Transient ferromagnetic-like state mediating ultrafast reversal of antiferromagnetically coupled spins," *Nature*, vol. 472, pp. 205–208, 2011; <https://doi.org/10.1038/nature09901>.

95. V. N. Krivoruchko, "Longitudinal spin dynamics in ferrimagnets: Multiple spin wave nature of longitudinal spin excitations," *Phys. Rev. B*, vol. 94, p. 054434, 2016; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.054434>.

96. V. G. Vaks, A. I. Larkin, and S. A. Pikin, "Spin waves and correlation functions in a ferromagnetic," *Sov. Phys. JETP*, vol. 26, p. 647, 1968.

97. B. A. Ivanov, "Ultrafast spin dynamics and spintronics for ferrimagnets close to the spin compensation point (Review)," *Low Temp. Phys.*, vol. 45, pp. 935–949, 2019; <https://doi.org/10.1063/1.5121265>.

98. W. Schweika, S. V. Maleyev, T. Brückel, V. P. Plakhty, and L.-P. Regnault, "Longitudinal spin fluctuations in the antiferromagnet MnF_2 studied by polarized neutron scattering," *EPL*, vol. 60, p. 446, 2002; <https://doi.org/10.1209/epl/i2002-00284-x>.

99. A. Bunker and D. P. Landau, "Longitudinal Magnetic Excitations in Classical Spin Systems," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, p. 2601, 2000; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.2601>.

100. V. G. Baryakhtar, B. A. Ivanov, V. N. Krivoruchko, and A. G. Danilevich, *Modern Problems of Magnetization Dynamics: from the Basis to the Ultrafast Relaxation*. Kyiv, Ukraine: Himhest, 2013 (in Russian).

101. O. Boliasova and V. Krivoruchko, "Two-magnons longitudinal excitations in the Heisenberg antiferromagnets," *2019 IEEE 9th International Conference*

Nanomaterials: Applications & Properties (NAP), Odesa, Ukraine, 2019, pp. 02M26-1–02M26-5; <https://doi.org/10.1109/NAP47236.2019.216954>.

102. O. O. Boliasova and V. N. Krivoruchko, "Longitudinal spin dynamics in the Heisenberg antiferromagnet: Two-magnon excitations," *Ukr. J. Phys.*, vol. 65, no. 10, pp. 865–874, 2020; <https://doi.org/10.15407/ujpe65.10.865>.

103. D. A. Garanin and V. S. Lutovinov, "High temperature spin wave dynamics of the uniaxial antiferromagnets," *Solid State Commun.*, vol. 44, no. 9, pp. 1359–1363, 1982; [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(82\)90893-6](https://doi.org/10.1016/0038-1098(82)90893-6).

104. V. N. Krivoruchko, "Longitudinal magnetization dynamics in Heisenberg magnets: Spin Green functions approach (Review Article)," *Low Temp. Phys.*, vol. 43, pp. 1245–1253, 2017; <https://doi.org/10.1063/1.5010306>.

105. U. J. Cox, R. A. Cowley, S. Bates, and L. D. Cussen, "Longitudinal fluctuations in an isotropic antiferromagnet," *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 1, no. 18, p. 3031, 1989; <https://doi.org/10.1088/0953-8984/1/18/009>.

106. O. Boliasova and V. Krivoruchko, "Longitudinal magnetization dynamics in antiferromagnets: Spin Green functions approach," in *Proc. School-conf. «Modern material science: physics, chemistry, technology» (MMSPCT-2019)*, Uzhhorod, Ukraine, May 27–31, 2019, pp. 133–134.

107. O. Boliasova and V. Krivoruchko, "Longitudinal spin dynamics in antiferromagnets: Green functions approach," in *Proc. XIV Int. Conf. "Electronics and Applied Physics"*, Kyiv, Ukraine, Oct. 23–26, 2018, p. 40.

108. V. Krivoruchko and O. Boliasova, "Longitudinal Magnetization Dynamics in the Heisenberg Antiferromagnet," in *Proc. 3rd Int. Advanced School on Magnonics*, Kyiv, Ukraine, Sep. 17–21, 2018, p. 120.

109. O. Boliasova and V. Krivoruchko, "Longitudinal spin dynamics in antiferromagnets: Diagrammatic technique," in *Proc. VIII Young Scientists Conf. "Problems of Theoretical Physics"*, Kyiv, Ukraine, Dec. 12–14, 2017, p. 43.

110. R. Mignani, "Aharonov-Casher effect and geometrical phases," *J. Phys. A: Math. Gen.*, vol. 24, no. 8, p. L421, 1991; <https://doi.org/10.1088/0305-4470/24/8/006>.

111. F. Meier and D. Loss, "Magnetization Transport and Quantized Spin

Conductance," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 167204, 2003; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.167204>.

112. X. Wang, L. Chotorlishvili, G. Guo, and J. Berakdar, "Electric field controlled spin waveguide phase shifter in YIG," *J. Appl. Phys.*, vol. 124, p. 073903, 2018; <https://doi.org/10.1063/1.5037958>.

113. H. Katsura, N. Nagaosa, and A. V. Balatsky, "Spin current and magnetoelectric effect in noncollinear magnets," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p. 057205, 2005; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.057205>.

114. T. Liu and G. Vignale, "Flexoelectric phase shifter for spin waves," *J. Appl. Phys.*, vol. 111, p. 083907, 2012; <https://doi.org/10.1063/1.4703925>.

115. A. Kamra, R. E. Troncoso, W. Belzig, and A. Brataas, "Gilbert damping phenomenology for two-sublattice magnets," *Phys. Rev. B*, vol. 98, p. 184402, 2018; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.184402>.

116. H. Y. Yuan, Q. Liu, K. Xia, Z. Yuan, and X. R. Wang, "Proper dissipative torques in antiferromagnetic dynamics," *EPL*, vol. 126, no. 6, p. 67006, 2019; <https://doi.org/10.1209/0295-5075/126/67006>.

117. J. Fernández-Rossier, M. Braun, A. S. Núñez, and A. H. MacDonald, "Influence of a uniform current on collective magnetization dynamics in a ferromagnetic metal," *Phys. Rev. B*, vol. 69, p. 174412, 2004; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.174412>.

118. O. O. Boliasova and V. N. Krivoruchko, "Magnonic Aharonov-Casher effect and electric field control of chirality-dependent spin-wave dynamics in antiferromagnets," *Phys. Rev. B*, vol. 109, p. 174440, 2025; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.111.174440>.

119. Y. Tserkovnyak, "Exceptional points in dissipatively coupled spin dynamics," *Phys. Rev. Research*, vol. 2, p. 013031, 2020; <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.2.013031>.

120. M. Dehmollaian and C. Caloz, "General Mapping Between Complex Spatial and Temporal Frequencies by Analytical Continuation," *IEEE Trans. Antennas Propag.*,

vol. 69, no. 10, pp. 6531–6545, 2021; <https://doi.org/10.1109/TAP.2021.3061262>.

121. K. Lee *et al.*, "Superluminal-like magnon propagation in antiferromagnetic NiO at nanoscale distances," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 16, pp. 1337–1341, 2021; <https://doi.org/10.1038/s41565-021-00983-4>.

122. J. Barker and O. A. Tretiakov, "Static and Dynamical Properties of Antiferromagnetic Skyrmions in the Presence of Applied Current and Temperature," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 147203, 2016; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.147203>.

123. R. V. Ovcharov, B. A. Ivanov, J. Åkerman, and R. S. Khymyn, "Emission of fast-propagating spin waves by an antiferromagnetic domain wall driven by spin current," *Phys. Rev. B*, vol. 109, p. L140406, 2024; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.109.L140406>.

124. O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, "High antiferromagnetic domain wall velocity induced by néel spin-orbit torques," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, p. 017202, 2016; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.017202>.

125. O. O. Boliasova and V. N. Krivoruchko, "Electric field effect on superluminal-like magnons propagation in insulating antiferromagnets," in *Proc. V Int. Conf. "Condensed Matter and Low Temperature Physics"*, Kharkiv, Ukraine, Jun. 2–6, 2025, p. 101.

126. O. O. Boliasova and V. N. Krivoruchko, "The electric field quantum control of spin-waves dynamics in easy axis antiferromagnets," *Book of Abstracts Bogolyubov Kyiv Conference "Problems of Theoretical and Mathematical Physics"*, Kyiv, Ukraine, Sep. 24–26, 2024, p. 36. [Online]. <https://indico.bitp.kiev.ua/event/13/>. (date of access: 01.08.2025)

127. O. Boliasova and V. Krivoruchko, "The magnonic Aharonov–Casher effect and electric field control of spin waves dynamics in ferro- and antiferromagnetic nanostripes," *Workshop Program & Book of Abstracts IEEE Magnetics Society "Magnetism for Ukraine Initiative" Workshop*, Kyiv, Ukraine, Nov. 14, 2024, pp. 29–30. <http://ukr.imag.kiev.ua/content/files/ws/abstracts-book-ws.pdf#page=29>

128. O. Boliasova and V. Krivoruchko, "Spin-wave damping in the presence of

Dzyaloshinskii-Moriya interaction," *2022 IEEE 12th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP)*, Kraków, Poland, Sep. 11–16, 2022, p. 07nmm-29; https://ieeenap.org/data/IEEE_NAP-2022_Book_of_Abstracts.pdf

129. O. Boliasova and V. Krivoruchko, "Manipulation of spin-waves dynamics in two-sublattice antiferromagnet by an electric field," *DPG Meeting 2023 in Dresden*, Dresden, Germany, Mar. 26-31, 2023. <https://www.dpg-verhandlungen.de/year/2023/conference/skm/part/ma/session/23/contribution/79>.

130. P. A. McClarty, "Topological magnons: a review," *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, vol. 13, pp. 171–190, 2022; <https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-031620-104715>.

131. O.O. Boliasova, V.M. Krivoruchko, "Electric-field control of temporal attenuation right-handed and left-handed magnons in antiferromagnets," *Metallophysics and Advanced Technologies*, vol. 47, no. 6, p. 581–594, 2025; <https://doi.org/10.15407/mfint.47.06.0581>

132. I. Dzyaloshinsky, "A thermodynamic theory of 'weak' ferromagnetism of antiferromagnetics," *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 4, no. 4, pp. 241–255, 1958; [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(58\)90076-3](https://doi.org/10.1016/0022-3697(58)90076-3).

133. T. Moriya, "New mechanism of anisotropic superexchange interaction," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 4, pp. 228–230, 1960; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.4.228>.

134. О. Болясова, В. Криворучко, "Дисипативні процеси в двопідґратковому антиферомагнетизмі з взаємодією Дзялошинського-Морія," 20-та Всеукраїнська школа-семінар зі статистичної фізики, Львів, Україна, 2020, 15–16 жовтня, 2020, с. 24; icmp.lviv.ua/konkurs/abstracts/YS2020.pdf

135. R. Cheng, J. Xiao, Q. Niu, and A. Brataas, "Spin Pumping and Spin-Transfer Torques in Antiferromagnets," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 057601, 2014; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.057601>.

136. H. V. Gomonay and V. M. Loktev, "Spin transfer and current-induced switching in antiferromagnets," *Phys. Rev. B*, vol. 81, p. 144427, 2010; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.144427>.

137. A. Kamra and W. Belzig, "Spin pumping and shot noise in ferrimagnets:

bridging ferro- and antiferromagnets," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, p. 197201, 2017; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.197201>.

138. M. Dehmollaian and C. Caloz, "General Mapping Between Complex Spatial and Temporal Frequencies by Analytical Continuation," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 69, no. 10, pp. 6531–6545, 2021; <https://doi.org/10.1109/TAP.2021.3061262>.

139. L. Rózsa, J. Hagemeister, E. Y. Vedmedenko, and R. Wiesendanger, "Effective damping enhancement in noncollinear spin structures," *Phys. Rev. B*, vol. 98, p. 100404(R), 2018; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.100404>.

140. P. Trempler, R. Dreyer, P. Geyer, C. Hauser, G. Woltersdorf, and G. Schmidt, "Integration and characterization of micron-sized YIG structures with very low Gilbert damping on arbitrary substrates," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 117, p. 232401, 2020; <https://doi.org/10.1063/5.0026120>.

141. C. Dubs, O. Surzhenko, R. Linke, A. Danilewsky, U. Brückner, and J. Dellith, "Sub-micrometer yttrium iron garnet LPE films with low ferromagnetic resonance losses," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 50, no. 20, p. 204005, 2017; <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa6b1c>.

142. Q. Liu, H. Y. Yuan, K. Xia, and Z. Yuan, "Mode-dependent damping in metallic antiferromagnets due to intersublattice spin pumping," *Phys. Rev. Materials*, vol. 1, p. 061401(R), 2017; <https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.1.061401>.

143. K. Nakata, P. Simon, and D. Loss, "Spin currents and magnon dynamics in insulating magnets," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 50, no. 11, p. 114004, 2017; <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa5b09>.

144. V. N. Krivoruchko, A. S. Savchenko, and V. V. Kruglyak, "Electric-field control of spin-wave power flow and caustics in thin magnetic films," *Phys. Rev. B*, vol. 98, p. 024427, 2018; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.024427>.

145. A. Savchenko and V. Krivoruchko, "Electric-field control of nonreciprocity of spin wave excitation in ferromagnetic nanostripes," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 474, pp. 9–13, 2019; <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2018.10.093>.

146. V. N. Krivoruchko and A. S. Savchenko, "Controlled refraction and focusing of spin waves determined by the Aharonov-Casher effect," *Phys. Rev. B*, vol. 109, p.

184437, 2024; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.109.184437>.

147. M. W. Daniels, R. Cheng, W. Yu, J. Xiao, and D. Xiao, "Nonabelian magnonics in antiferromagnets," *Phys. Rev. B*, vol. 98, p. 134450, 2018; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.134450>.

148. O. Boliasova and V. Krivoruchko, "Damping nonreciprocity of spin waves in long-periodic two-sublattice antiferromagnets," *Workshop «Functional materials for technical and biomedical applications»*, Kharkiv, Ukraine, Sep. 7–10, 2020, p. 30.

149. O. Boliasova and V. Krivoruchko, "Spin wave's dynamics in the two-sublattice magnets," *2023 IEEE 13th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP)*, Bratislava, Slovakia, Sep. 10–15, 2023, p. 07nmm-58. https://ieeenap.org/data/Book_of_Abstracts_2023.pdf.

150. O. Boliasova and V. Krivoruchko, "Electric field effect on spin-wave's dynamics in antiferromagnets," *DPG Meeting 2022 in Regensburg*, Regensburg, Germany, Sep. 4–9, 2022. <https://www.dpg-verhandlungen.de/year/2022/conference/regensburg/part/ma/session/35/contribution/77>.

151. O. Boliasova and V. Krivoruchko, "Electric-field control of magnetization dynamics in antiferromagnets," *2023 IEEE Nanotechnology Materials and Devices Conference (NMDC)*, Paestum, Italy, 2023, p. 352; <https://doi.org/10.1109/NMDC57951.2023.10343910>.

152. V. B. Zabolotnyy *et al.*, " (π, π) electronic order in iron-arsenide superconductors," *Nature*, vol. 457, pp. 569–572, 2009; <https://doi.org/10.1038/nature07714>.

153. T. Shang *et al.*, "Structure and superconductivity in the binary $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ alloys," *Phys. Rev. Materials*, vol. 3, p. 024801, 2019; <https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.3.024801>.

154. T. A. Ignat'eva, "Electron localization during an electronic-topological transition in Mo-Re alloys," *Phys. Solid State*, vol. 49, pp. 403–412, 2007; <https://doi.org/10.1134/S106378340703002X>

155. N. A. Tulina and S. V. Zaitsev, "Point-contact spectroscopy study of quasilocal vibrations in molybdenum-rhenium alloys," *Solid State Commun.*, vol. 86, no. 1, pp. 55–

57, 1993; [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(93\)90248-L](https://doi.org/10.1016/0038-1098(93)90248-L).

156. L. S. Sharath Chandra et al., "Localization of electronic states resulting from electronic topological transitions in the $\text{Mo}_{1-x}\text{Re}_x$ alloys: A photoemission study," *J. Appl. Phys.*, vol. 127, p. 163906, 2020; <https://doi.org/10.1063/1.5143836>.

157. V. Tarenkov, A. Dyachenko, V. Krivoruchko, A. Shapovalov, and M. Belogolovskii, "Tunneling-spectroscopy evidence for two-gap superconductivity in a binary Mo-Re alloy," *J. Supercond. Nov. Magn.*, vol. 33, pp. 569–574, 2020; <https://doi.org/10.1007/s10948-019-05297-0>.

158. S. Sundar, L. S. Sharath Chandra, M. K. Chattopadhyay, and S. B. Roy, "Evidence of multiband superconductivity in the β -phase $\text{Mo}_{1-x}\text{Re}_x$ alloys," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 27, no. 4, p. 045701, 2015; <https://doi.org/10.1088/0953-8984/27/4/045701>.

159. A. Shapovalov, O. Boliasova, M. Belogolovskii, and O. Kalenyuk, "Two-Band/Two-Gap Superconductivity in Molybdenum-Rhenium Alloys," *2021 IEEE 12th International Conference on Electronics and Information Technologies (ELIT)*, Lviv, Ukraine, 2021, pp. 242–245; <https://doi.org/10.1109/ELIT53502.2021.9501131>.

160. M. Zehetmayer, "A review of two-band superconductivity: materials and effects on the thermodynamic and reversible mixed-state properties," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 26, no. 4, p. 043001, 2013; <https://doi.org/10.1088/0953-2048/26/4/043001>.

161. D. Daghero and R. S. Gonnelli, "Probing multiband superconductivity by point-contact spectroscopy," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 4, p. 043001, 2010; <https://doi.org/10.1088/0953-2048/23/4/043001>.

162. E. L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy*, 2nd ed. Oxford, UK: Oxford University Press, 2011.

163. Y. G. Naidyuk and K. Gloos, "Anatomy of point-contact Andreev reflection spectroscopy from the experimental point of view," *Low Temp. Phys.*, vol. 44, pp. 257–268, 2018; <https://doi.org/10.1063/1.5030447>.

164. R. Landauer, "Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices," *Philos. Mag.*, vol. 21, no. 172, pp. 863–867, 1970;

<https://doi.org/10.1080/14786437008238472>.

165. M. Büttiker, "Four-Terminal Phase-Coherent Conductance," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, pp. 1761–1764, 1986; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.57.1761>.

166. C. Blaas-Anselmi, F. Helluin, R. A. Jalabert, G. Weick, and D. Weinmann, "Asymmetric power dissipation in electronic transport through a quantum point contact," *SciPost Phys.*, vol. 12, p. 105, 2022; <https://doi.org/10.21468/SciPostPhys.12.3.105>.

167. S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1995; <https://doi.org/10.1017/CBO9780511805776>.

168. Y. Imry, *Introduction to Mesoscopic Physics*, 2nd ed. Oxford, UK: Oxford University Press, 2002.

169. R. Jalabert, "Mesoscopic transport and quantum chaos," *Scholarpedia*, vol. 11, p. 30946, 2016; <https://doi.org/10.4249/scholarpedia.30946>.

170. J. Talvacchio, M. A. Janocko, and J. Gregg, "Properties of evaporated Mo-Re thin-film superconductors," *J. Low Temp. Phys.*, vol. 64, pp. 395–408, 1986; <https://doi.org/10.1007/BF00681709>.

171. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory*, 3rd ed., vol. 3. Oxford, UK: Pergamon Press, 1977.

172. E. Zhitlukhina, I. Devyatov, O. Egorov, M. Belogolovskii, and P. Seidel, "Anomalous Inner-Gap Structure in Transport Characteristics of Superconducting Junctions with Degraded Interfaces," *Nanoscale Res. Lett.*, vol. 11, p. 58, 2016; <https://doi.org/10.1186/s11671-016-1285-0>.

173. A. F. Andreev, "Thermal conductivity of the intermediate state of superconductors," *Sov. Phys. JETP*, vol. 19, pp. 1228–1231, 1964.

174. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, "Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion," *Phys. Rev. B*, vol. 25, p. 4515, 1982; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.25.4515>.

175. G. Wexler, "The size effect and the non-local Boltzmann transport equation in orifice and disk geometry," *Proc. Phys. Soc.*, vol. 89, p. 927, 1966;

<https://doi.org/10.1088/0370-1328/89/4/316>.

176. C.-T. Chen, "Scanning Tunneling Spectroscopy Studies of High-Temperature Cuprate Superconductors," Ph.D. dissertation, Dept. Phys., Math. & Astron., California Inst. Technol., Pasadena, CA, USA, 2006.

177. M. Okada et al., "Evolution of the electronic structure in $\text{Mo}_{1-x}\text{Re}_x$ alloys," *New J. Phys.*, vol. 15, p. 093010, 2013; <https://doi.org/10.1088/1367-2630/15/9/093010>.

178. S. Sundar et al., "Strong electron–phonon coupling and multiband effects in the superconducting β -phase $\text{Mo}_{1-x}\text{Re}_x$ alloys," *New J. Phys.*, vol. 17, p. 053003, 2015; <https://doi.org/10.1088/1367-2630/17/5/053003>.

179. V. Tarenkov, A. Shapovalov, O. Boliasova, M. Belogolovskii, and A. Kordyuk, "Two-band superconductivity in a Mo–Re alloy with an equal concentration of the components," *Low Temp. Phys.*, vol. 47, no. 2, pp. 101–105, 2021; <https://doi.org/10.1063/10.0003168>.

180. R S Gonnelli et al., "Point-contact spectroscopy in MgB_2 : from fundamental physics to thin-film characterization," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 17, p. S93–S100, 2004; <https://doi.org/10.1088/0953-2048/17/5/001>.

181. V. Shaternik et al., "Universal character of tunnel conductivity of metalinsulator-metal heterostructures with nanosized oxide barriers," *Phys. Procedia*, vol. 36, pp. 94–98, 2012; <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2012.06.052>

182. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, A. V. Suvorov, N. A. Skoryk, and M. A. Belogolovskii, "Tunneling through localized barrier states in superconducting heterostructures," *Low Temp. Phys.*, vol. 42, no. 5, pp. 426–428, 2016; <https://doi.org/10.1063/1.4951668>.

183. R. Khasanov et al., "Anomalous electron-phonon coupling probed on the surface of superconductor ZrB_{12} ," *Phys. Rev. B*, vol. 72, no. 22, p. 224509, 2005; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.224509>.

184. A. Benfenati, A. Samoilenska, and E. Babaev, "Boundary effects in two-band superconductors," *Phys. Rev. B*, vol. 103, p. 144512, 2021; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.144512>.

185. F. Herman and R. Hlubina, "Microscopic interpretation of the Dynes formula

for the tunneling density of states," *Phys. Rev. B*, vol. 94, p. 144508, 2016; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.144508>.

186. T. Ouisse, *Electron Transport in Nanostructures and Mesoscopic Devices: An Introduction*. London, UK: Wiley-ISTE, 2013.

187. S.-Z. Lin, "Ground state, collective mode, phase soliton and vortex in multiband superconductors," *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 26, no. 49, p. 493202, 2014; <https://doi.org/10.1088/0953-8984/26/49/493202>.

188. T. Shang *et al.*, "Re_{1-x}Mo_x as an ideal test case of time-reversal symmetry breaking in unconventional superconductors," *npj Quantum Mater.*, vol. 5, p. 76, 2020; <https://doi.org/10.1038/s41535-020-00279-1>.

189. M. Belogolovskii, E. Zhitlukhina, V. Lacquaniti, N. De Leo, M. Fretto, and A. Sosso, " Intrinsically shunted Josephson junctions for electronics applications," *Low Temp. Phys.*, vol. 43, no. 7, pp. 756–765, 2017; <https://doi.org/10.1063/1.4995622>.

190. A. P. Shapovalov, M. O. Belogolovskii, O. O. Boliasova, and O. A. Kordyuk, "Binary molybdenum compounds: Promising materials for novel physics of superconductivity and practical application," *Prog. Phys. Met.*, vol. 22, no. 3, pp. 352–381, 2021; <https://doi.org/10.15407/ufm.22.03.352>.