Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Міністерство освіти і науки України
Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

СУЛИМЕНКО ОЛЬГА РУСЛАНІВНА

УДК 537.6/.8, 537.86/.87

ДИСЕРТАЦІЯ
СИНХРОНІЗАЦІЯ ТА ГЕНЕРУВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ СИГНАЛІВ У СПІНТРОННИХ МАГНІТНИХ НАНОСТРУКТУРАХ

01.04.03 — радіофізика

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.Р. Сулименко

Науковий керівник: Прокопенко Олександр Володимирович,
доктор фізико-математичних наук, професор

Київ – 2019

АНОТАЦІЯ

Сулименко О. Р. Синхронізація та генерування електромагнітних сигналів у спінтронних магнітних наноструктурах. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук (доктора філософії) за спеціальністю 01.04.03 «радіофізика». – Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, 2019.

Дисертація присвячена аналітичному та числовому аналізу процесів синхронізації електромагнітних сигналів у спінтронних магнітних наноструктурах (СМНС) та дослідженню умов генерації електромагнітних сигналів терагерцового діапазону частот (ТГц-діапазону) у пристроях на основі СМНС. Дисертація складається з п'яти розділів.

Перший розділ присвячено огляду літератури за темою дисертації, розглянуто основні ефекти, що зумовлюють процеси генерації та синхронізації сигналів у СМНС, особливості будови СМНС, що досліджувалися.

У другому розділі дисертації представлено результати дослідження властивостей взаємної фазової синхронізації масиву спінтронних магнітних наноосциляторів (СМНО). Вперше описано числову модель взаємної фазової синхронізації довільної кількості слабко зв'язаних СМНО, яка враховує розкид їхніх власних параметрів. Синхронізація СМНО дозволяє досягти збільшення потужності вихідного сигналу від масиву СМНО, зменшення ширини лінії генерації, збільшення частотної стабільності генерованого сигналу. За допомогою узагальненої моделі фазової синхронізації з використанням наближення «глобального зв'язку» було числовими методами

проаналізовано ефективність синхронізації для масивів з різною кількістю СМНО. Використання наближення «локального зв'язку» дозволило дослідити вплив розташування СМНО один відносно одного на ефективність синхронізації. Було продемонстровано використання цієї моделі для двох, трьох, п'яти, десяти та двадцяти СМНО. Вперше було показано, що для двовимірних масивів існує оптимальна відстань між найближчими СМНО, за якої синхронізація є найбільш ефективною і ця відстань суттєво залежить від геометрії системи. Розраховано діаграми станів масивів СМНО, які можуть бути корисними під час розробки, створення чи оптимізації практичних мікрохвильових пристроїв з масивами синхронізованих СМНО.

Третій розділ дисертації присвячено дослідженню механізмів генерації сигналів ТГц-діапазону частот у пристроях на основі спінових осциляторів Холла (СОХ). Вперше було запропоновано використовувати в двошаровій структурі СОХ, що складається з шару платини (Pt) та шару антиферомагнетика (АФМ) з двовісною анізотропією, де вектори намагніченості підґраток АФМ є скошеними в легкій площині за рахунок взаємодії Дзялошинського–Морія (ВДМ). Коли сталий електричний струм протікає в шарі Pt, завдяки спіновому ефекту Холла виникає спіновий струм в перпендикулярному напрямку, який, проникаючи в АФМ шар, підводить намагніченості підґраток АФМ з легкої площини, що приводить до взаємодії намагніченостей підґраток з внутрішнім обмінним полем АФМ. Намагніченості підґраток АФМ і, як наслідок, їх ненульова сума, починають прецесувати навколо важкої осі анізотропії АФМ з частотою, що пропорційна спіновому струму та величині обмінного поля АФМ. Обертання сумарної намагніченості буде викликати магнітодипольне випромінювання, яке можна акумулювати за допомогою зовнішнього резонатора. Теоретично було продемонстровано, що частоти випромінювання в діапазоні 0.05 – 2 ТГц можливо отримати при реалістичних величинах густини струму. Також було оцінено потужність сигналу для різних систем на основі

АФМ СОХ. Проаналізовано параметри джерел на основі АФМ СОХ, вміщених у високочастотні хвилеводи та резонатори, проведено порівняння їх параметрів з існуючими джерелами ТГц-діапазону та показано, що на відміну від них АФМ СОХ є значно компактнішими та працюють за кімнатних температур. Було показано, що потужність сигналу, що випромінюється, зростає зі збільшенням частоти обертання намагніченостей підґраток АФМ і може перевищувати 1 мкВт при $f = 0.5$ ТГц для джерела на основі СОХ, вміщеного в діелектричний резонатор зі значенням діелектричної проникності $\varepsilon \sim 10$ і добротністю $Q \sim 750$. Отримані результати можуть бути використані для створення практичних конструкцій мініатюрних генераторів випромінювання ТГц-діапазону.

У четвертому розділі дисертації досліджено процес генерації сигналу ТГц-діапазону в новому типі джерела на основі антиферомагнітного тунельного контакту (АТК), де генерований сигнал отримується за рахунок змінного анізотропного тунельного магнітоопору (АТМО). Джерело сигналу являє собою шарувату структуру, що складається з шару Pt та шару металічного АФМ, відділеного тонким прошарком MgO від іншого шару Pt. Електричний сталий струм, що протікає в першому шарі Pt, за рахунок спінового ефекту Холла створює перпендикулярний спіновий струм, який збуджує прецесію намагніченостей підґраток АФМ. Ці коливання, завдяки ефекту АТМО, призводять до періодичної зміни опору структури. При протіканні сталого струму крізь таку структуру отримується джерело змінної напруги, яке створюватиме високочастотний змінний сигнал на навантаженні, під'єднаному до АТК. Визначено потужність вихідного сигналу та ефективність перетворення енергії вищеописаного Pt/АФМ/MgO/Pt-джерела та було продемонстровано, що оптимізація геометричних параметрів АТК дозволяє отримати потужність, що перевищує 1 мкВт на частоті 0,5 ТГц з ефективністю не менше одного відсотка. Незважаючи на те, що ефективність методу АТМО для отримання сигналу

зменшується зі збільшенням частоти генерації, можна стверджувати, що цей метод може бути використаний для практичної реалізації джерел сигналів з частотою до кількох терагерц через його відносну простоту і зручність.

У п'ятому розділі дисертації за допомогою аналітичного та числового аналізу було продемонстровано, що в СОХ з діелектричним АФМ шаром з двовісною анізотропією можна використовувати для генерації дуже коротких дельта-подібних імпульсів. Показано, що тривалість дельта-подібних імпульсів становить кілька пікосекунд для типових АФМ і визначається магнітною анізотропією в легкій площині та ефективним згасанням АФМ. Продемонстровано, що генерація відбувається лише тоді, коли амплітуда керуючого сигналу перевищує певний поріг, подібно до поведінки біологічного нейрона у відповідь на зовнішній подразник. Вихідний сигнал може складатися з одного дельта-подібного імпульсу або окремої групи дельта-подібних імпульсів, і залежить від частоти, амплітуди та форми зовнішнього керуючого сигналу. «Порогова» поведінка запропонованого АФМ генератора дельта-подібних імпульсів дозволяє практично застосовувати його не тільки для задач традиційної обробки НВЧ сигналів, наприклад імпульсно-кодованої модуляції, але і в нейроморфних схемах, що матимуть тактові частоти у десятки гігагерц. Уперше було продемонстровано, що систему слабкозв'язаних АФМ СОХ можна використовувати як надшвидкісну логічну схему для нейроморфних обчислень, де кожен СОХ працює як окремий «нейрон». Було показано, що на відміну від існуючих напівпровідникових логічних схем, запропоновані схеми на основі АФМ СОХ можуть бути реалізовані з використанням меншої кількості активних елементів (наприклад, тільки один АФМ СОХ потрібен для реалізації логічної операції «Majority Gate»). Продемонстровано, що робочі частоти запропонованих схем з АФМ СОХ у 100–1000 разів більше, ніж у феромагнітних нейроморфних логічних систем, що робить запропоновані схеми на основі АФМ СОХ перспективними для надшвидких обчислень.

Уперше продемонстровано за допомогою числового моделюванням, що один АФМ «нейрон» може виконувати логічні операції, такі як «Та», «Або», «Majority Gate», «Q-Gate», в той час як схема, що складається з невеликої кількості $n < 5$ АФМ «нейронів», може функціонувати як повний двійковий суматор або як динамічне кільце пам'яті зі змінною тактовою частотою імпульсних сигналів, що циркулюють в кільці. Було показано, що тактові частоти, час відгуку та швидкодія таких логічних пристроїв на основі АФМ СОХ робить їх перспективними в якості базових елементів надшвидкого високоефективного нейроморфного обчислення.

Ключові слова: взаємна синхронізація коливань, спінтронний магнітний наноосцилятор, спіновий осцилятор Холла, генерація дельта-подібних імпульсів, терагерцовий діапазон частот.

ABSTRACT

Sulymenko O. Synchronization and generation of electromagnetic signals in spin-torque magnetic nano-structures. – Manuscript.

Thesis for Candidate of Science in Physics and Mathematics, speciality 01.04.03 – Radiophysics. – Taras Shevchenko National University of Kyiv, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kyiv, 2019.

The dissertation is devoted to the theoretical and numerical analysis of processes of synchronization of electromagnetic signals in spin-torque magnetic nanostructures (STMNS) and to study the conditions of generation of electromagnetic signals of the terahertz frequency range in devices based on STMNS.

The dissertation consists of five chapters.

The first chapter is dedicated to the reference review regarding the topic of the dissertation: the main effects that determine the processes of generation and synchronization of signals in the SMNS, the features of the structure of the investigated STMNS are considered.

In the second chapter of the dissertation, the process of mutual phase synchronization of an array of spin-torque nano-oscillators (STNOs) was investigat-

ed. A numerical model of the mutual synchronization of an arbitrary number of weakly-coupled STNOs taking into account the technological spread of STNO's parameters is presented for the first time. Synchronization of the nano-oscillators could result in an increase in the power of the output signal from the STNO array, a reduction of their linewidth and phase noise, an increase in the generated signal stability. The synchronization efficiency for the arrays with different numbers of STNOs was numerically analysed using a generalized phase-matching model and the approach of global coupling. The use of this model for the case of two, three, five, ten, and twenty STNOs having various technological spreads of the oscillator's parameters is demonstrated. Using the approach of a local coupling allowed to investigate the influence of the geometry of the array and the position of the STNO with respect to each other on the efficiency of synchronization. For the first time, it has been shown that for two-dimensional arrays exist an optimal distance between the nearest STNOs, for which synchronization is most effective, and this distance essentially depends on the topology of the system. The diagrams of the state of the STNO arrays were calculated, which could be important for the development and optimization of microwave devices based on phaselocked STNO arrays.

The third chapter of the dissertation is devoted to the study of the terahertz-frequency signal generation mechanisms in devices based on spin Hall oscillators (SHO). For the first time, it was proposed a design of a terahertz-frequency signal generator based on a layered structure consisting of a current-driven platinum (Pt) layer and a layer of an antiferromagnet (AFM) with easy-plane anisotropy, where the magnetization vectors of the AFM sublattices are canted inside the easy plane by the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI). The dc electric current flowing in the Pt layer creates due to the spin Hall effect, a perpendicular spin current that, being injected in the AFM layer, tilts the DMI-canted AFM sublattices out of the easy plane, thus exposing them to the action of a strong internal exchange magnetic field of the AFM. The sublattice magnetizations, along with

the small net magnetization vector of the canted AFM, start to rotate about the hard anisotropy axis of the AFM with the terahertz frequency proportional to the injected spin current and the AFM exchange field. The rotation of the small net magnetization results in the terahertz-frequency dipolar radiation that can be directly received by an adjacent (e.g., dielectric) resonator. It was demonstrated theoretically that the radiation frequencies in the range 0.05 – 2 THz are possible at the experimentally reachable magnitudes of the driving current density, and the power of the signal from different AFM SHO based sources was evaluated. The parameters of the sources based on proposed AFM SHO connected with the high-frequency waveguides and resonators was analysed, comparison of their parameters with existing sources of the terahertz-frequency range was presented and it was shown that in contrast to the traditional sources, proposed AFM SHO based sources are more compact and operate at room temperature. This power increases with the increase of the magnetization rotation frequency, and it can exceed 1 μW at $f = 0.5$ THz for a typical dielectric resonator of the electric permittivity $\varepsilon \sim 10$ and a quality factor $Q \sim 750$. The obtained results could become critically important for the development and optimization of practical terahertz-frequency nano- and microscale electromagnetic signal sources.

In the fourth chapter of the dissertation were proposed a novel type of a terahertz-frequency signal source based on an antiferromagnetic tunnel junction (ATJ), where the generated ac signal was extracted through the variations of the tunneling anisotropic magnetoresistance (TAMR) of an ATJ. The signal source comprised a layered structure consisting of a current-driven platinum (Pt) layer and a layer of an antiferromagnet (AFM) separated by an MgO spacer from an additional Pt electrode. A dc electric current flowing in the first Pt layer due to the spin Hall effect created a perpendicular spin current, that, being injected in the AFM layer, tilted the magnetizations of the AFM sublattices, and, therefore, causes THz-frequency rotation of these magnetizations in a large internal exchange magnetic field of the AFM. This rotation, through the TAMR effect, caused the

THz-frequency variation of the total resistance of the layered structure. A dc current driven ATJ results in the generation of the THz-frequency ac voltage, and emission of the generated ac signal in a standard load connected to the ATJ. The output power and efficiency of the above described Pt/AFM/MgO/Pt THz-frequency signal source were evaluated, and it was demonstrated that optimization of the source's geometrical parameters allows one to obtain the output power exceeding 1 μW at the frequency of 0.5 THz with the efficiency not smaller than 1 percent. Although the efficiency of TAMR method of the THz-frequency signal extraction is reduced with the increase of the generation frequency, this method could be used for the generation of signals with frequencies of up to 10 THz due to its relative simplicity and convenience.

In the fifth chapter of the dissertation were analytically and numerically demonstrated, that the SHO with an layer of AFM, having biaxial magnetic anisotropy and being driven by an external spin current, can be used for the generation of ultra-short "Dirac-delta-like"spikes. The duration of the generated spikes is several picoseconds for typical AFM materials and is determined by the in-plane magnetic anisotropy and the effective damping of the AFM material. The generated output signal can consist of a single spike or a discrete group of spikes ("bursting"), which depends on the frequency, amplitude, and shape of the external control signal. The spike generation occurs only when the amplitude of the control signal exceeds a certain threshold, similar to the action of a biological neuron in response to an external stimulus. Also was numerically demonstrated that a system of weakly-coupled AFM SHOs can be used as an ultra-fast logical circuit for neuromorphic computing, where each SHO exhibits behavior of a single neuron. In contrast to the existing semiconductor logical circuits the proposed circuits based on AFM SHOs can be realized using substantially smaller quantity of active elements (for instance, only one AFM SHO is required for the creation of the majority gate), also the operation frequencies of the proposed AFM circuits is 100 – 1000 times larger than in conventional ferromagnetic neuromorphic

logic, which makes the proposed circuits based on AFM SHOs promising for the ultra-fast high-efficiency neuromorphic computing of the future. the results of numerical simulations demonstrating that a single AFM "neuron" can perform the logic functions of OR, AND, MAJORITY, or Q-gates, while a circuit consisting of a small number $n < 5$ of AFM "neurons" can function as a FULL-ADDER or as a dynamic memory loop with variable clock frequency of the pulsed signals circulating in the loop. It was shown that clock speeds, response time and performance of such such AFM-based logic devices make them promising as base elements of the future ultra-fast high-efficiency neuromorphic computing.

Key words: mutual phase-locking, spin-torque nano-oscillator, spin-Hall oscillator, δ-pulse generation, terahertz-frequency range.

Список публікацій здобувача. Основні статті, опубліковані у фахових виданнях:

1. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Microwave Phase-Locking of Weakly Coupled Spin-Torque Nano-Oscillators: The Case of Global Coupling // Chapter 12 in book: Nanophysics, Nanomaterials, Interface Studies, and Applications. Springer Proceedings in Physics (Vol. 195) / O. Fesenko, L. Yatsenko (eds.). Berlin: Springer-Verlag, 2017. P. 157–173. (розділ монографії).
2. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V., Tiberkevich V.S., Slavin A.N., Ivanov B.A., Khymyn R.S. Terahertz-Frequency Spin Hall Auto-oscillator Based on a Canted Antiferromagnet // Physical Review Applied. 2017. Vol. 8, Iss. 6. P. 064007-1–064007-13.
3. Сулименко О.Р., Прокопенко О.В. Взаємна фазова синхронізація спінтронних магнітних наноосциляторів з урахуванням технологічного розкиду їх власних параметрів // Журнал фізичних досліджень. 2017. Т. 21, № 4. С. 4801-1–4801-10.
4. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V., Tyberkevych V.S., Slavin A.N. Terahertz-Frequency Signal Source Based on an Antiferromagnetic Tunnel

Junction // IEEE Magnetics Letters. 2018. Vol. 9, № 1. P. 3104605 (5 p.).

5. Sulymenko O., Prokopenko O., Lisenkov I., Akerman J., Tyberkevych V., Slavin A.N., Khymyn R. Ultra-fast logic devices using artificial «neurons» based on antiferromagnetic pulse generators // Journal of Applied Physics. 2018. Vol. 124, № 15. P. 152115-1–152115-8.
6. Khymyn R., Lisenkov I., Voorheis J., Sulymenko O., Prokopenko O., Tiberkevich V., Akerman J., Slavin A. Ultra-fast artificial neuron: generation of picosecond-duration spikes in a current-driven antiferromagnetic auto-oscillator // Scientific Reports. 2018. Vol. 8. P. 15727-1–15727-9.

Інші роботи:

1. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V., Tyberkevych V.S., Slavin A.N., Serga A.A. Bullets and droplets: Two-dimensional spin-wave solitons in modern magnonics (Review Article) // Fizika Nizkikh Temperatur. 2018. Vol. 44, № 7. P. 775-793; Low Temperature Physics. 2018. Vol. 44, № 7. P. 602–617.

Тези та праці конференцій:

1. Sulimenko O., Prokopenko O. Dynamics of generalized phases in a system of two weakly coupled spin-torque nano-oscillators with random eigen frequencies // Proceedings of the XVth International Young Scientists Conference on Applied Physics (ICAP 2015, June 10–13, 2015). Kyiv (Ukraine). 2015. P. 49–50.
2. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Microwave phase-locking of two weakly-coupled spin-torque nano-oscillators with random eigen parameters // Збірка тез доповідей Дев'ятої міжнародної конференції студентів, аспірантів та молодих вчених «Перспективні технології на основі новітніх фізико-матеріалознавчих досліджень та комп'ютерного конструювання матеріалів» (14–15 квітня, 2016). Київ (Україна).2016. С. 74–75.
3. Demkovych A.S., Bohoslavets Y.O., Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Synchronization of spin-torque nano-oscillators by an external microwave

signal // Proceedings of the XVIth International Young Scientists' Conference on Applied Physics (ICAP 2016, June 15–18, 2016). Kyiv (Ukraine). 2016. P. 40–41.

4. Yurchak N.V., Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Mutual phase-locking of spin-torque nano-oscillators with normally distributed eigen frequencies: the case of global coupling // Proceedings of the XVIth International Young Scientists' Conference on Applied Physics (ICAP 2016, June 15–18, 2016). Kyiv (Ukraine). 2016. P. 59–60.
5. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Microwave phase-locking of two weakly-coupled spin-torque nano-oscillators with random eigen parameters // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves CD (MSMW'2016, June 20–24, 2016). Kharkiv (Ukraine). 2016. E-14 (3 p.)
6. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Microwave phase-locking of two weakly-coupled spintorque nano-oscillators with random eigen parameters // Abstract book of International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials» (Nano-2016, August 24–27, 2016). Lviv (Ukraine). 2016. P. 568.
7. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Microwave Phase-Locking of Several Spin-Torque Nano-Oscillators with Different Eigen Parameters // II International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF-2016, October 10–14, 2016). Kharkiv (Ukraine). 2016. Art. SSP-2 (4 p.).
8. Sulymenko O.R., Bohoslavets Y.O., Yurchak N.V., Prokopenko O.V. Mutual phase-locking of several spin-torque nano-oscillators with different eigen parameters // Proceedings of the XII International Conference «Electronics and Applied Physics» (EAP 2016, October 19–22, 2016). Kyiv (Ukraine). 2016. P. 53.
9. Khymyn R., Prokopenko O., Sulymenko O., Tiberkevich V.S., Slavin A.N.

THz-Frequency Spin-Hall Oscillator Based on a Canted Antiferromagnet // Digest Book of the Intermag Europe 2017 Conference (Intermag 2017, April 24–28, 2017). Dublin (Ireland). 2017. P. 52.

10. Vot N.F., Sulymenko O.R., Prokopenko O.V., Khymyn R.S., Ivanov B.A., Tiberkevich V.S., Slavin A.N. THz-frequency high-power spin-Hall oscillator based on a canted antiferromagnet // Proceedings of the XVIIth International Young Scientists' Conference on Applied Physics (ICAP 2017, May 23–27, 2017). Kyiv (Ukraine). 2017. P. 66–67.
11. Sulymenko O.R., Bohoslavets Y.O., Yurchak N.V., Prokopenko O.V. Phase-locking of coupled spintronic nano-oscillators // Proceedings of the XVIIth International Young Scientists' Conference on Applied Physics (ICAP 2017, May 23–27, 2017). Kyiv (Ukraine). 2017. P. 68–69.
12. Tyberkevych V., Khymyn R., Lisenkov I., Sulymenko O., Prokopenko O., Ivanov B., Slavin A. Antiferromagnetic spin-Hall oscillator of THz-frequency radiation // Magnonics 2017 Oral Presentations (Magnonics 2017, August 7–10, 2017). Oxford (UK). 2017. P. 35.
13. Khymyn R., Prokopenko O., Sulymenko O., Tyberkevych V., Slavin A. Generation of THz-frequency signals using current-driven canted antiferromagnets // Magnonics 2017 Oral Presentations (Magnonics 2017, August 7–10, 2017). Oxford (UK). 2017. P. 46.
14. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. High-power AFM based Spin Hall nano-oscillator // Abstract book of International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials» (Nano-2017, August 23–26, 2017). Chernivtsi (Ukraine). 2017. P. 521.
15. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Generation of THz-Frequency Electromagnetic Signals in Antiferromagnetic Multilayered Nanostructures Biased by a Spin Current // Book of papers of the 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF 2017, October 17–20, 2017). Lviv (Ukraine). 2017. P. 279-282.

16. Vot N.F., Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. THz-frequency spin-Hall detector based on antiferromagnet // Proceedings of the XIII International Conference «Electronics and Applied Physics» (EAP 2017, October 24–27, 2017). Kyiv (Ukraine). 2017. P. 65–66.
17. Khymyn R., Sulymenko O., Tyberkevych V., Slavin A., Akerman J. Mutually Coupled Antiferromagnetic Comb-Like Oscillators for Neuromorphic Signal Processing // Abstracts of the 62th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (62th MMM, November 6–10, 2017). Pittsburg (USA), 2017. P. 752—753.
18. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. THz-frequency AC signal source based on antiferromagnetic spin-Hall oscillator // Program and Abstracts of the VIII Young Scientists Conference «Problems of Theoretical Physics» (December 12–14, 2017). Kyiv (Ukraine). 2017. P. 44.
19. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Generation of THz-Frequency Electromagnetic Signals in Antiferromagnetic Nano-Oscillators // Conference Proceedings of 2018 IEEE 38th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO 2018, April 24–26, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. P. 60-63.
20. Sulymenko O., Khymyn R., Tiberkevich V., Akerman J., Slavin A.N. AFM-based artificial neurons for ultrafast neuromorphic computing // Intermag 2018 digest e-book (Intermag 2018, April 23–27, 2018). Singapore (Singapore). 2018. DD-04. P. 784.
21. Sulymenko O., Prokopenko O., Slavin A.N., Tiberkevich V.S. Terahertz-frequency AC signal source based on antiferromagnetic tunnel junction // Intermag 2018 digest e-book (Intermag 2018, April 23–27, 2018). Singapore (Singapore). 2018. DE-07. P. 794.
22. Yurchak N.V., Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Phase-locking effect in one-dimensional and two-dimensional arrays of spin-torque nano-oscillators // Proceedings of the XVIIIth International Young Scientist-

s' Conference on Applied Physics (ICAP 2018, May 22–26, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. P. 45–46.

23. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Antiferromagnetic spin Hall nano-oscillators as THz-frequency electromagnetic signals sources // Abstracts book & Conference program of the IX International Conference for Professionals & Young Scientists Low Temperature Physics (LTP 2018, June 4—8, 2018). Kharkiv (Ukraine). 2018. P. 81.
24. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Neuron-like comb generator based on antiferromagnetic spin Hall nano-oscillator // Abstracts book & Conference program of the IX International Conference for Professionals & Young Scientists Low Temperature Physics (LTP 2018, June 4—8, 2018). Kharkiv (Ukraine). 2018. P. 82.
25. Khymyn R., Lisenkov I., Voorheis J., Sulymenko O., Prokopenko O., Tyberkevych V., Akerman J., Slavin A. Ultra-fast artificial neuron: generation of picosecond-duration spikes in a current-driven antiferromagnetic auto-oscillator // Abstracts of the 2018 IEEE International Conference on Microwave Magnetics (ICMM 2018, June 24—27, 2018). Exeter (UK). 2018. P. 11.
26. Sulymenko O., Prokopenko O. Electrodynamic Model of THz-Frequency Signal Source Based on Antiferromagnetic Spin Hall Auto-oscillator // Proceedings of the 2018 IEEE 17th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET 2018, July 2–5, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. BP-4. P. 322–325.
27. Sulymenko O., Prokopenko O. Antiferromagnetic tunnel junction as a key-element of nanoscale THz-frequency signal source // Abstract book of International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials» (Nano-2018, August 27–30, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. P. 634.
28. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. THz-Frequency Signal Sources Based

on Antiferromagnetic Spin Hall Oscillators // Proceedings of the 2018 IEEE 8th International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2018, September 9—14, 2018). Zatoka (Ukraine). 2018. Part 2, P. 02TSSPN05 (4 p.).

29. Khymyn R., Sulymenko O., Prokopenko O., Lisenkov I., Tyberkevych V., Slavin A., Akerman J. Logic Devices Based on Antiferromagnetic Generators of Ultra-Short Pulses // Book of abstracts of the 3rd International Advanced School on Magnonics 2018 (IASM'2018, September 17–21, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. P. 116.
30. Sulymenko O., Prokopenko O., Tiberkevich V., Slavin A.N. Antiferromagnetic Tunnel Junction as THz-Frequency AC Signal Source // Book of abstracts of the 3rd International Advanced School on Magnonics 2018 (IASM'2018, September 17–21, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. P. 144.
31. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Antiferromagnetic spin Hall nano-oscillators as THz-frequency signal sources // Proceedings of the XIV International Scientific Conference «Electronics and Applied Physics» (EAP 2018, October 23–26, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. P. 47–48.

ЗМІСТ

Перелік умовних позначень **20**

Вступ **21**

Розділ 1. **Огляд літератури** **33**

1.1. Основні ідеї, явища та пристрої спінтроніки 33

1.1.1. Основні фізичні ефекти спінтроніки 33

1.1.2. Магніторезистивний ефект 33

1.1.3. Спін-обертовий ефект 35

1.1.4. Спіновий ефект Холла 38

1.1.5. Будова та властивості СМНС 39

1.2. Синхронізація коливань намагніченості у СМНО 43

1.2.1. Методи аналітичного та числового аналізу синхронізації коливань у масивах СМНО 45

1.2.2. Модель «потужність–фаза» 47

1.3. Генерування електромагнітних сигналів у СМНС 48

1.3.1. Генератори електромагнітних сигналів на основі ФМ СМНС 48

1.3.2. Генератори електромагнітних сигналів на основі СОХ . . 58

1.4. Висновки до розділу 60

Розділ 2. **Взаємна фазова синхронізація багатьох СМНО з урахуванням технологічного розкиду їх параметрів** **61**

2.1. Числова модель синхронізації СМНО з урахуванням технологічного розкиду їх параметрів 61

2.1.1. Фазова модель системи зв'язаних СМНО 61

2.2. Синхронізація та динамічні стани системи СМНО у наближенні «глобального зв'язку» 62
2.2.1. Синхронізація та динамічні стани системи з двох СМНО 65
2.2.2. Синхронізація та динамічні стани системи з трьох СМНО 66
2.2.3. Синхронізація та динамічні стани системи з п'яти і більше СМНО 70
2.3. Синхронізація та динамічні стани системи СМНО у наближенні «локального зв'язку» 74
2.4. Висновки до розділу 78

Розділ 3. **Генератори електромагнітного випромінювання терагерцового діапазону частот на основі антиферомагнітних спінових осциляторів Холла (СОХ) 80**
3.1. Основні процеси у СОХ на основі антиферомагнітних матеріалів 81
3.2. Електродинамічні властивості джерел випромінювання на основі спінових осциляторів Холла 86
3.3. Використання масиву АФМ СОХ у діелектричному резонаторі . 97
3.3.1. Загальний опис системи 97
3.3.2. Врахування впливу масиву СОХ на мікрохвильові властивості резонатора. 99
3.4. Висновки до розділу 101

Розділ 4. **Генерація електромагнітних сигналів у СОХ на основі тунельного контакту 103**
4.1. Будова СОХ на основі тунельного контакту 103
4.2. Аналіз характеристик генератора сигналів на основі СОХ з тунельним контактом 108
4.3. Висновки до розділу 116

Розділ 5. **Генерування та синхронізація імпульсних сигналів у**

системах з СОХ **117**

5.1. Принципи роботи та особливості генератора дельта-подібних імпульсів на основі СОХ 117

5.2. Нейроморфні схеми з використанням генераторів імпульсів на основі АФМ СОХ 128

5.3. Виконання логічних та арифметичних операцій штучним АФМ «нейроном» 136

5.4. Динамічна пам'ять на основі АФМ «нейронів» 141

5.5. Висновки до розділу 143

Висновки **145**

Список використаних джерел **148**

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

АТК – антиферомагнітний тунельний контакт

АТМО – анізотропний тунельний магнітоопір

АФМ – антиферомагнетик, антиферомагнітний

ВДМ – взаємодія Дзялошинського–Морія

ВМШ – вільний магнітний шар

ГМО – гігантський магнітоопір

ЗМШ – закріплений магнітний шар

МТК – магнітний тунельний контакт

НВЧ – надвисока частота

ОСЕХ – обернений спіновий ефект Холла

СЕХ – спіновий ефект Холла

СМНО – спінтронний магнітний наноосцилятор

СМНС – спінтронна магнітна наноструктура

СОЕ – спін-обертовий ефект

СОХ – спіновий осцилятор Холла

ТМО – тунельний магнітоопір

ФМ – феромагнетик, феромагнітний

ВСТУП

Вже кілька десятиліть в електроніці найбільш розвиненою є галузь напівпровідникової електроніки [1]. Але при переході від мікроелектроніки до наноелектроніки виникає ціла низка проблем та обмежень [1]. Однією з перспективних галузей наноелектроніки, що працює на принципово інших ефектах, є магнітна наноелектроніка і, зокрема, спінтроніка. В цій області наноелектроніки використовується така властивість електронів як їх спін [2–7]. Серед основних недоліків існуючих типів спінтронних магнітних наноосциляторів (СМНО) виділяють наступні:

— низька потужність вихідного сигналу;

— недостатньо висока робоча частота;

— недосконала технологія виготовлення наноелементів.

Застосовуючи масиви синхронізованих СМНО, можна підвищити потужність вихідного сигналу та, в деяких випадках, компенсувати вплив недосконалості технології виготовлення на характеристики окремих елементів. Подібна задача свого часу була розв'язана у надпровідній електроніці. Це зробило можливим використання масивів джозефсонівських контактів шляхом їх взаємної синхронізації, що згодом дозволило створити нові пристрої на основі джозефсонівських контактів [8].

В спінтронних магнітних наноструктурах (СМНС) під дією спін-поляризованого струму можуть виникати автоколивання намагніченості. Частота цих коливань становить 10 – 50 ГГц і теоретично може бути підвищена до 200 ГГц [9]. Головними перевагами таких наноструктур є малі розміри (радіус $\sim$ 100 нм, висота $\sim$ 50 нм), сумісність технології виготовлення з сучасними мікроелектронними технологіями, широкі межі перебудови частоти [9–14]. При цьому типова потужність вихідного сигналу

для окремої СМНС складає лише пВт [11, 15–17], що є недостатнім для переважної більшості практичних застосувань – необхідно, щоб робочий рівень потужності вихідного сигналу становив не менше ніж мкВт. Тому розв'язок задачі синхронізації СМНС міг би дозволити застосовувати пристрої на основі синхронізованих масивів СМНС.

На сьогоднішній день існує нелінійна теорія взаємної фазової синхронізації двох СМНО [18, 19], яка узагальнює раніше отримані результати для двох близько розташованих СМНО [20, 21]. Висновки цієї теорії підтверджені цілою низкою експериментів [23, 24]. Однак ця теорія не може бути використана для опису синхронізації у системах з трьома і більше СМНО. Відповідно, важливою задачею, як з фундаментальної так і з прикладної точки зору, є розробка теорії взаємної фазової синхронізації великої кількості СМНО.

Отже, задачами даної роботи є розробка аналітичної теорії синхронізації різної кількості магнітних осциляторів та аналіз можливих застосувань спінтронних осциляторів як джерел високочастотних сигналів.

Іншою важливою задачею сучасної електроніки є створення компактних та надійних пристроїв генерування та детектування сигналів ТГц-діапазону [26–28]. Терагерцове випромінювання має багато можливих застосувань в медицині, системах зв'язку, безпеки, контролю технологічних процесів та ін. Існуючі на сьогоднішній день способи генерації сигналів ТГц-діапазону зазвичай потребують досить складного та громіздкого лабораторного устаткування та специфічних умов для отримання результату. Пошук можливих більш простих способів генерації таких сигналів є актуальною темою, тому частину розділів присвячено висвітленню можливості використання ідей спінтроніки на основі феромагнітних матеріалів для антиферомагнітних спінтронних пристроїв, таких як спінових осциляторів Холла (СОХ), та дослідження процесів генерації сигналів в таких системах.

Актуальність теми. На відміну від типових базових елементів сучасної напівпровідникової електроніки, СМНС мають кращу енергоефективність, достатньо високі робочі частоти (1 – 100 ГГц для ФМ СМНС, для АФМ систем – до кількох ТГц), підвищену стійкість до електромагнітних завад і шумів; їх станом легко керувати, пропускаючи крізь СМНС електричний струм, а самі вони можуть бути легко створені за допомогою стандартної мікро- та наноелектронної технології [2–5]. На сьогоднішній день СМНС вважаються перспективними базовими елементами електроніки майбутнього, зручними для реалізації як радіофізичних пристроїв різного призначення, так і елементів інформаційно-обчислювальних систем [2–5]. Останнім часом, у зв'язку з появою та бурхливим розвитком антиферомагнітної спінтроніки, антиферомагнітні СМНС, здатні генерувати, обробляти та детектувати електромагнітні сигнали ТГц-діапазону, почали розглядатись як ключові елементи електронних пристроїв ТГц-діапазону для надшвидких систем контролю та безпеки, систем медичної діагностики, систем комунікацій, обчислювальних систем тощо [29, 30].

Разом з тим, слід зазначити, що напрям спінтроніки, поки що вивчений та розвинений недостатньо, а напрям АФМ спінтроніки взагалі було започатковано лише нещодавно [29, 30] і його розвиток лише починається. В той час як базові динамічні електромагнітні явища у ФМ СМНС більш-менш досліджені та систематизовані, вивчення аналогічних явищ в АФМ СМНС майже не проводилось. Зокрема, поки що майже не досліджено механізми генерації квазігармонічних та імпульсних сигналів в АФМ СМНС. Не вивченими також залишились динамічні процеси в системах багатьох взаємодіючих СМНС, з впливом технологічного розкиду параметрів СМНС на динаміку поведінки системи та динамічні стани ансамблів наноструктур. Крім того, за рахунок специфічних особливостей ТГц-діапазону існує потреба у визначенні оптимальних методів виведення електромагнітного сигналу,

який генерується в АФМ СМНС, у зовнішні електродинамічні кола, у розробці новітніх пристроїв генерування та обробки сигналів на основі АФМ СМНС та оптимізації їх робочих характеристик.

Таким чином, **актуальність** теми дисертації обумовлена необхідністю:

1. вивчення механізмів генерування електромагнітних сигналів мікрохвильового, субтерагерцового та терагерцового діапазонів частот у СМНС та їх масивах;
2. дослідження механізмів синхронізації електромагнітних сигналів у масивах спінтронних наноосциляторів за наявності технологічного розкиду їх власних параметрів;
3. покращення існуючих і розробки нових елементів мікро- і наноелектроніки на основі СМНС для роботи в мікрохвильовому, субтерагерцовому та терагерцовому діапазонів частот;
4. розвитку методів дослідження електродинамічних процесів, що відбуваються у СМНС, та методів діагностики відповідних наноструктур.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Роботу над дисертацією виконано в Київському національному університеті імені Тараса Шевченка в рамках наступних науково-дослідних робіт (НДР) та грантів:

1. Держбюджетної НДР 11БФ052–01 «Фундаментальні основи створення та методи дослідження нанорозмірних структур з керованими параметрами для потреб енергокомплексу» (№ держреєстрації 0111U006169, термін виконання 01.2011 – 12.2015).
2. Держбюджетної НДР 16БФ052–01 «Електронні, магнітні, мікрохвильові та оптичні властивості мікро- та наноструктур на поверхнях напівпровідників і діелектриків» (№ держреєстрації 116U004753, термін виконання 01.2016 – 12.2018);
3. Держбюджетної НДР 18БФ052–01М «Генерування, детектування та

обробка електромагнітних сигналів мікрохвильового та терагерцового діапазонів у магнітних наноструктурах» (№ держреєстрації 0118U001127, термін виконання 01.2018 – 12.2020);

4. Проекту Державного фонду фундаментальних досліджень України № Ф74/150–2017 «Швидкодіючі частотно-селективні мікрохвильові пристрої на основі спінтронних магнітних наноструктур» (Грант Президента України докторам наук для здійснення наукових досліджень на 2017 рік, № держреєстрації 117U001997, термін виконання 08.2017 – 12.2017);
5. Проектів Державного фонду фундаментальних досліджень України № Ф76/63–2017, № Ф76/34–2018 «Детектори випромінювання мікрохвильового та терагерцового діапазону частот на основі новітніх функціональних спінтронних матеріалів» (№ держреєстрації 0117U002986, термін виконання 09.2017 – 12.2017; № держреєстрації 0118U004760, термін виконання 05.2018 – 11.2018);
6. Проекту Державного фонду фундаментальних досліджень України № Ф78/207–2018 «Генератори електромагнітних сигналів терагерцового діапазону частот на основі спінтронних магнітних наноструктур» (Грант Президента України докторам наук для здійснення наукових досліджень на 2018 рік, № держреєстрації 0118U006494, термін виконання 10.2018 – 12.2018);
7. Проекту № 7Ф Відділення цільової підготовки Київського національного університету імені Тараса Шевченка при НАН України «Спінова динаміка та дисипативні процеси в наноструктурованих матеріалах надшвидкісної антиферомагнітної спінтроніки» (№ держреєстрації 0117U006356, термін виконання 07.2017 – 12.2017, 05.2018 – 12.2018).

Метою дисертаційної роботи є дослідження процесів генерації та синхронізації електромагнітних коливань мікрохвильового та терагерцового

діапазонів частот у СМНС з феромагнітними та/або антиферомагнітними шарами, а також розробка радіофізичних пристроїв та їх ключових елементів на основі таких СМНС та дослідження їх електродинамічних характеристик.

Для досягнення зазначеної мети було сформульовано такі основні **задачі**:

1. Проведення аналітичного та числового аналізу процесів взаємної фазової синхронізації СМНО з урахуванням технологічного розкиду власних параметрів наноосциляторів у наближенні «глобального зв'язку» та «локального зв'язку».
2. Теоретичне дослідження механізмів генерації електромагнітних сигналів у СОХ на основі скошеного АФМ і визначення електродинамічних характеристик такого генератора сигналів.
3. Вивчення процесів генерації електромагнітних сигналів у СОХ на основі антиферомагнітного тунельного контакту Pt/АФМ/MgO/Pt, числовий розрахунок та оптимізація електродинамічних характеристик відповідного генератора сигналів.
4. Дослідження процесів генерації імпульсних електромагнітних сигналів в АФМ СОХ, керованих сталим струмом, під дією вхідних імпульсних сигналів; вивчення особливостей різних режимів роботи АФМ СОХ, аналіз можливих застосувань запропонованих імпульсних джерел на основі СОХ.

Об'єктом дослідження є процеси генерування та синхронізації надвисокочастотних коливань, які відбуваються у СМНС та їх масивах, а також електродинамічні властивості як СМНС, так і елементів на їх основі.

Предмет дослідження:

1. Надвисокочастотна динаміка намагніченості у СМНС (розділи 2 – 5).
2. Комплексний параметр порядку для масивів взаємодіючих СМНО, динамічні стани таких систем, за яких СМНО виявляються частково чи повністю синхронізованими (розділ 2).
3. Механізми генерації квазігармонічних електромагнітних сигналів в

АФМ СОХ, керованих сталим струмом, різні режими роботи таких джерел випромінювання, а також їх електродинамічні характеристики (розділи 3 – 4).

4. Механізми генерації імпульсних надвисокочастотних сигналів в АФМ СОХ, керованих слабким сталим струмом та імпульсними вхідними сигналами, різні режими роботи таких СОХ, а також передавальні характеристики систем на основі одного або декількох відповідних імпульсних джерел (розділ 5).

Для розв'язання поставлених задач використано наступні **методи дослідження**:

1. Методи аналітичного і числового диференціального та інтегрального аналізу при вивченні динаміки намагніченості в наноосциляторах та їх масивах (розділи 2 – 5).
2. Методи теорії ймовірностей при числовому дослідженні процесів взаємної фазової синхронізації СМНО з випадковими власними параметрами (розділ 2).
3. Методи макроскопічної електродинаміки для дослідження електродинамічних властивостей генераторів сигналів на основі АФМ СОХ (розділ 3).
4. Методи техніки НВЧ та радіоелектроніки для дослідження електродинамічних властивостей генераторів сигналів на основі АТК (розділ 4).
5. Методи аналітичної геометрії, лінійної алгебри, теорії функцій комплексної змінної, асимптотичні методи, методи усереднення, інші методи математики та обчислювальної фізики.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в тому, що в роботі:

1. Вперше запропоновано спосіб встановлення взаємної фазової синхронізації довільної кількості СМНО з випадковими власними параметрами у наближенні «глобального зв'язку» та «локального

зв'язку» та одержано числовий розв'язок задачі про синхронізацію 2–20 СМНО.

2. Вперше знайдено умови, за яких досягається більша потужність магнітного дипольного випромінювання з АФМ СОХ. Встановлено, що максимальна потужність такого осцилятора ∼1 мкВт на частоті ∼0,5 ТГц при розташуванні АФМ СОХ у діелектричному резонаторі.
3. Вперше запропоновано джерело гармонічних сигналів терагерцового діапазону частот з СОХ на основі АТК. Встановлено, що потужність таких осциляторів буде ∼1–10 мкВт у діапазоні частот 0.1 -– 1 ТГц.
4. Вперше розроблена концепція АФМ-нейрона як генератора дельтаподібних імпульсів (тривалістю ∼1 пс), що реалізується на основі АФМ СОХ, який працює в докритичному режимі.
5. Проаналізовано режими роботи АФМ-нейронів. Вперше показано, що система АФМ-нейронів має властивість виконувати логічні та арифметичні операції з дельтаподібними імпульсами на субтерагерцових частотах.

Практичне значення одержаних результатів полягає в тому, що:

1. Визначено умови встановлення стану стійкої синхронізації СМНО з випадковими значеннями власних параметрами, що є необхідною умовою для створення НВЧ пристроїв на основі масивів СМНО.
2. Вдосконалено спосіб генерації електромагнітних сигналів мікрохвильового, субтерагерцового та терагерцового діапазонів частот на основі АФМ СОХ, та визначено умови його застосування.
3. Запропоновано новий тип генератора електромагнітних сигналів мікрохвильового, субтерагерцового та терагерцового діапазонів частот на основі антиферомагнітного тунельного контакту, який має перспективу використання у сучасній мікро- та наноелектроніці, та визначено його оптимальні електродинамічні характеристики.
4. Визначено особливості генерації імпульсів в АФМ СОХ в залежності

від параметрів керуючого струму. Це дозволить розробити елементи обчислювальної техніки для виконання арифметичних та логічних операцій, а також створювати нейроморфні системи нового покоління.

Достовірність отриманих результатів забезпечується:

1. Узгодженням отриманих результатів теоретичного аналізу та числового моделювання з даними літературних джерел, де містяться результати аналітичних розрахунків інших авторів.
2. Цілісністю та наочністю розроблених теоретичних моделей досліджених явищ, які узгоджуються з існуючими уявленнями про динамічні процеси, що відбуваються у спінтронних системах.
3. Успішною апробацією отриманих наукових результатів.
4. Використанням відомих методик аналітичного та числового аналізу під час одержання основних наукових результатів дисертації.

Особистий внесок здобувача. В усіх опублікованих роботах дисертант брав участь у отриманні, обробці, інтерпретації та аналізі основних наукових результатів, а також у написанні тексту робіт. Крім того, дисертант брав участь у створенні програм числового моделювання, та проводив за допомогою них дослідження. У роботах [31, 32] особисто автору належать результати аналітичного розрахунку та отримані за допомогою числових методів дослідження процесів синхронізації надвисокочастотних коливань у масивах з різною кількістю СМНО; алгоритми моделювання для визначення станів синхронізації систем 2-х, 3-х, 5-ти, 10-ти, 20-ти СМНС та побудови діаграм станів систем, аналізу за відображення спектрів сигналів в системі з різною кількістю зв'язаних СМНС; у [33] – результати аналітичного та числового розрахунку властивостей генераторів магнітного дипольного випромінювання на основі СОХ; у [34] – розрахунок потужності вихідного сигналу від системи АФМ тунельного контакту (АТК) з навантаженням та оцінка ефективності перетворення енергію при цьому процесі, проведення числового моделювання для оптимізації геометричних розмірів АТК для

покращення його характеристик та узагальнення результатів; у [35] – дослідження процесів генерації сигналів в АФМ СОХ під дією зовнішніх сигналів, побудова моделі систем зв'язаних СОХ, що виконують логічні та арифметичні операції чи виконують функції динамічної пам'яті; проведення числового аналізу роботи АФМ СОХ при надходженні різних вхідних сигналів; у [36] – результати аналізу умов встановлення різних режимів роботи АФМ СОХ та якісного впливу коефіцієнта зв'язку між СОХ на форму вихідного сигналу, дослідження спектру вихідного сигналу АФМ СОХ в режимі генерації дельта-подібних імпульсів.

Апробація результатів дисертації.

1. XVth International Young Scientists' Conference on Applied Physics, ICAP 2015, (Kyiv, Ukraine, June 10–13, 2015);
2. Дев'ята міжнародна конференція студентів, аспірантів та молодих вчених «Перспективні технології на основі новітніх фізико-матеріалознавчих досліджень та комп'ютерного конструювання матеріалів» (Київ, Україна, 14–15 квітня, 2016);
3. XVIth International Young Scientists' Conference on Applied Physics, ICAP 2016 (Kyiv, Ukraine, June 15–18, 2016);
4. 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, MSMW 2016 (Kharkiv, Ukraine, June 20–24, 2016);
5. International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials», Nano 2016, (Lviv, Ukraine, August 24–27, 2016);
6. II International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering, YSF 2016 (Kharkiv, Ukraine, October 10–14, 2016);
7. XII International Conference «Electronics and Applied Physics», EAP 2016 (Kyiv, Ukraine, October 19—22, 2016);
8. Europe International Magnetics Conference, InterMag 2017 (Dublin, Ireland, April 24—28, 2017);

9. XVIIth International Young Scientists' Conference on Applied Physics, ICAP 2017 (Kyiv, Ukraine, May 23–27, 2017);
10. Magnonics 2017 (Oxford, UK, August 7—10, 2017);
11. International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials», Nano-2017 (Chernivtsi, Ukraine, August 23–26, 2017);
12. IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering, YSF 2017 (Lviv, Ukraine, October 17–20, 2017);
13. XIII International Conference «Electronics and Applied Physics», EAP 2017 (Kyiv, Ukraine, October 24–27, 2017);
14. 62nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, 62nd MMM (Pittsburg, Pennsylvania, USA, November 6–10, 2017)
15. VIII Young Scientists Conference «Problems of Theoretical Physics» (Kyiv, Ukraine, December 12–14, 2017);
16. IEEE 38th International Conference on Electronics and Nanotechnology, ELNANO 2018 (Kyiv, Ukraine, April 24–26, 2018);
17. International Magnetics Conference, InterMag 2018 (Singapore, Singapore, April 23–27, 2018);
18. XVIIIth International Young Scientists' Conference on Applied Physics, ICAP 2018 (Kyiv, Ukraine, May 22–26, 2018);
19. IX International Conference for Professionals & Young Scientists Low Temperature Physics, LTP 2018 (Kharkiv, Ukraine, June 4–8, 2018);
20. IEEE International Conference on Microwave Magnetics, ICMM 2018 (Exeter, UK, June 24–27, 2018);
21. IEEE 17th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, MMET 2018 (Kyiv, Ukraine, July 2–5, 2018);
22. International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials», Nano-2018 (Kyiv, Ukraine, August 27–30, 2018);
23. IEEE 8th International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties, NAP-2018 (Zatoka, Ukraine, September 9—14, 2018);

24. 3rd International Advanced School on Magnonics 2018, IASM'2018 (Kyiv, Ukraine, September 17–21, 2018);
25. XIV International Scientific Conference «Electronics and Applied Physics», EAP 2018 (Kyiv, Ukraine, October 23—26, 2018).

Публікації. Результати дисертації викладено у 37 публікаціях, серед яких 1 колективна монографія [31], 5 статей у фахових наукових журналах [32–36], а також тези, праці та матеріали міжнародних наукових конференцій [37–67].

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу, п'яти розділів, висновків та списку використаних джерел. Загальний обсяг дисертації – 167 сторінки, з них основного тексту – 147 сторінок. Список використаних джерел на 20 сторінках містить 197 посилань. Дисертація містить 39 рисунків і 2 таблиці, з яких 1 таблиця на 1 сторінці повністю займає площу сторінки.

РОЗДІЛ 1
ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1. Основні ідеї, явища та пристрої спінтроніки

1.1.1. Основні фізичні ефекти спінтроніки. Спінова електроніка, або спінтроніка – це галузь електроніки, яка використовує властивості спіну. На відміну від традиційної напівпровідникової електроніки носієм інформації тут виступає не елементарний заряд, а спін електрона. Можна застосовувати термін «спінтроніка» до усіх пристроїв, де використовується спін електрона, в тому числі тих, які базуються на металевих, напівпровідникових, гібридних (метал/напівпровідник), органічних та інших елементах електроніки, хоча деякі спеціалісти відмежовують від них пасивні магнітоелектронні прилади, і відносять їх до магнітоелектроніки [2–6]. Ідеї спінтроніки полягають у тому, що фіксується початковий спіновий стан системи, існують процеси переносу спіну, а також процеси, що дозволяють детектувати зміну спінового стану. Серед фундаментальних фізичних ефектів варто відзначити такі: явища тунельного магнітоопору ТМО (tunnel magnetoresistence) [68] та гігантського магнітоопору (ГМО) (giant magnetoresistence) [7, 69, 70], що були відкриті в результаті спроб використання магнітних матеріалів у якості компонентів електронних пристроїв разом з традиційними матеріалами, і лягли в основу пасивних приладів магнітоелектроніки. Розвиток спінтронних пристроїв, що використовують динаміку намагніченості зумовило відкриття спін-обертового ефекту [71, 72] та спінового ефекту Холла [73]. Вивчення саме цих ефектів зумовило розвиток спінової електроніки.

1.1.2. Магніторезистивний ефект. Явище зміни опору матеріалів під дією зовнішнього магнітного поля стало привабливим для побудови

приладів електронної техніки та спричинило інтенсивні наукові пошуки та нові практичні розробки у цій галузі [7].

Ефект гігантського магнітоопору [7, 69, 70] – ефект, відкритий в 1988 році, результат впровадження якого відчув кожний користувач комп'ютера. Вже в 1997 р. компанією IBM були створені зчитуючі головки для жорстких дисків, засновані на явищі ГМО.

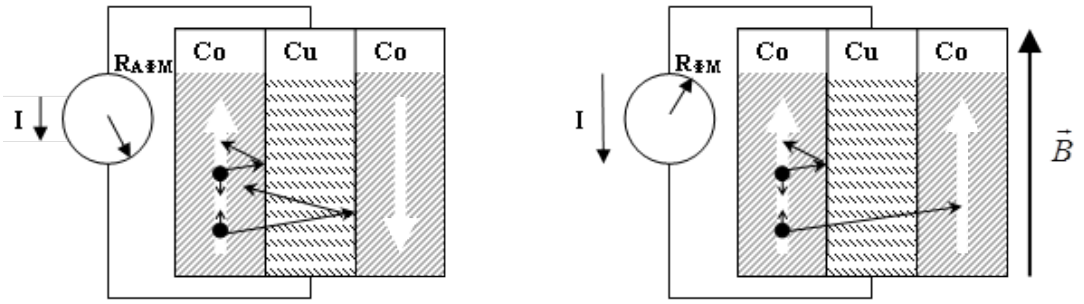

Рис. 1.1. Магнітний тунельний перехід складається з двох феромагнітних плівок, розділених ізолюючим бар'єром. Опір R_{AFM} при антипаралельній орієнтації магнітних моментів буде великий, R_{FM} при паралельній буде малим. $R_{\mathrm{AFM}} \gg R_{\mathrm{FM}}$. З роботи [7].

У феромагнітних матеріалах виділяють два типи електронів залежно від орієнтації їх спіну: «спін-вгору» і «спін-вниз». На рис.1.1 напрям спіну електрона позначений відповідними стрілками. Виявилося, що якщо орієнтація спіну не співпадає з магнітним моментом шару (АФМ-конфігурація), то електрону енергетично не вигідно потрапити в цей шар, і відповідно опір системи є більшим. Після переходу конфігурації з антиферомагнітної у феромагнітну при появі зовнішнього магнітного поля електрон здатний перескочити в суміжний шар, і опір значно зменшується. Цей ефект і називається гігантським магнітоопором [7].

Найважливіші з практичної точки зору результати були досягнуті при дослідженні транспорту спіну в металевих багатошарових структурах. Нанорозмірні магнітні структури з ефектами ГМО знайшли широке

вживання як в сенсорах магнітного поля, зчитуючих голівках жорстких дисків так і в енергонезалежній магніторезистивній пам'яті (Magnetic Random Access Memory, MRAM) [7, 17].

Відмінність ефекту ТМО від ГМО полягає в тому, що в структурі для його спостереження дві феромагнітні плівки розділені тонким (не більше 4 нм) діелектричним шаром [7]. Робота ТМО-переходу ґрунтується на квантово-механічному явищі спін-залежного тунелювання електронів з одного феромагнітного шару до іншого крізь ізолюючий бар'єр. Така система дуже чутлива до структурних недосконалостей ізолюючого прошарку та до якості меж між ізолятором та феромагнітними шарами. Отже, для виготовлення такого тунельного переходу треба задовольнити досить жорсткі вимоги якості [17].

1.1.3. Спін-обертовий ефект. Спін-обертовий ефект (СОЕ) у шаруватих магнітних структурах, який був теоретично передбачений Слончевським і Берже [71, 72] та спостерігався експериментально [11, 74], дозволяє керувати напрямом намагніченості у шаруватих магнітних наноструктурах, пропускаючи крізь них спін-поляризований електричний струм [10–14, 17]. Зокрема, цей ефект може використовуватись для генерації електромагнітних коливань НВЧ під дією слабкого постійного електричного струму [10–15], а при більших значеннях струму – для перемикання намагніченості у «вільному» магнітному шарі СМНС [74], що, як було сказано раніше, є основою для створення якісно нового класу динамічної пам'яті – MRAM пам'яті [75]. Зворотній ефект – поява спін-поляризованого електричного струму при макроскопічних змінах напрямку намагніченості у СМНС, стимульованих зовнішнім НВЧ сигналом, може використовуватись для детектування електромагнітних коливань за рахунок так званого діодного ефекту у СМНС [16].

Спін обертовий ефект спостерігатиметься в багатошарових структурах,

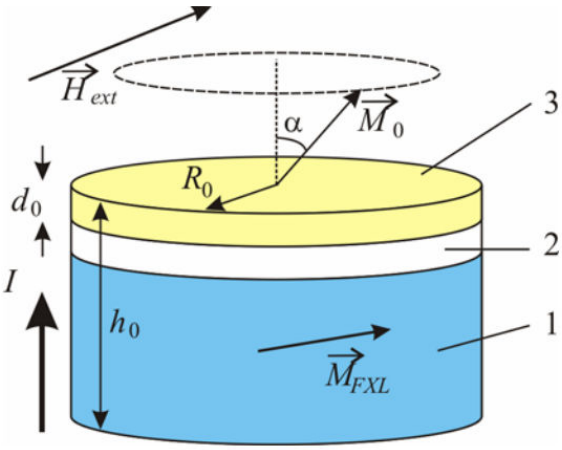

Рис. 1.2. Схематична будова трьохшарової циліндричної СМНС радіуса R_0 : Під дією електричного струму I у шарі 3 збуджується прецесія вектора намагніченості, M_0 який знаходиться у зовнішньому магнітному полі H_{ext} навколо його рівноважного положення (траєкторію руху намагніченості схематично показано пунктирною лінією). З [19].

зображених на рис. 1.2, де присутні принаймні два магнітних шари, розділені немагнітним прошарком. Один з магнітних шарів (позначення 1 на рис. 1.2) є т. зв. закріпленим магнітним шаром (ЗМШ) або «поляризатором», а інший (3 на рис. 1.2) – вільним магнітним шаром (ВМШ) або «аналізатором».

Вектор намагніченості у ЗМШ є жорстко зафіксованим у просторі і не може рухатись під дією прикладеного до структури електричного струму (фіксація реалізується зазвичай за допомогою нанесення додаткових шарів антиферомагнетика, тому ЗМШ товщий і насправді являє собою комбінацію шарів). На відміну від ЗМШ, вектор намагніченості ВМШ може досить легко рухатись під дією слабкого зовнішнього впливу. Явно вираженою динаміка намагніченості у ВМШ стає відразу після того, як електричний струм, $I(t)$, який протікає крізь структуру, компенсує природні магнітні втрати у матеріалі ВМШ.

Суть СОЕ полягає у тому, що під час руху електронів крізь ЗМШ з достатньо великою намагніченістю відбувається спінова поляризація носіїв

заряду. Спінові магнітні моменти електронів $\boldsymbol{\mu}_e$ намагаються орієнтуватись у просторі вздовж вектора намагніченості ЗМШ. Якщо середня кількість спін-поляризованих електронів відносно їх загальної кількості буде більше 10 % це призведе до того, що звичайний електричний струм при проходженні крізь магнітний шар стане спін-поляризованим [2]. Такий спін-поляризований струм, протікаючи крізь тришарову СМНС, зображену на рис. 1.2, переносить сумарний спіновий магнітний момент $\boldsymbol{\mu}_\Sigma$, ($\boldsymbol{\mu}_\Sigma \gg \boldsymbol{\mu}_e$) від ЗМШ 3 до ВМШ 1. За умови, що магнітний момент $\boldsymbol{\mu}_\Sigma$, перенесений спін поляризованим струмом, є достатньо великим і не паралельним до намагніченості $\mathbf{M}$ аналізатора, він може дестабілізувати магнітний стан аналізатора. Це призведе до появи прецесії намагніченості у ВМШ. Саме явище перенесення магнітного моменту спін-поляризованим струмом від ЗМШ до ВМШ і є СОЕ.

Оскільки для об'єктів макроскопічних або мікроскопічних масштабів дія СОЕ, зазвичай, маскується більш сильним впливом на систему магнітного поля електричного струму (поля Ерстеда) [2] СОЕ є помітним лише у нанорозмірних системах. І саме СОЕ дозволив створювати нові типи електрично-керованих нанорозмірних магнітних осциляторів.

За деякими показниками шаруваті СМНС є кращими за аналогічні напівпровідникові наноструктури. Зокрема, виходячи із загальнофізичних міркувань, збудження динамічних станів у СМНС, як правило, потребує менших робочих потужностей, аніж збудження таких станів у напівпровідникових наноструктурах [2, 10, 11, 13, 17].

Для теоретичного опису динаміки вектора намагніченості $\mathbf{M} \equiv \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ у ВМШ, спричиненої СОЕ, використовують рівняння Ландау–Ліфшиця–Гільберта–Слончевського [76–80]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma \left[\mathbf{B}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}\right] + \frac{\alpha_{\text{G}}}{M_0}\left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}\right] + \frac{\sigma I}{M_0}\left[\mathbf{M} \times \left[\mathbf{M} \times \mathbf{p}\right]\right] , \tag{1.1}$$

де $\gamma = g_e \mu_{\text{B}}/\hbar \approx 2\pi \cdot 28$ ГГц/Тл – модуль гіромагнітного співвідношення для

електрона, $g_e \approx 2$ – g-фактор для власного магнітного моменту електрона, μ_{B} – магнетон Бора, $\hbar = h/2\pi$ – зведена стала Планка, $\mathbf{B}_{\mathrm{eff}}$ – ефективне магнітного поле, що діє на намагніченість $\mathbf{M}$, α_{G} – безрозмірна стала згасання Гільберта, $M_0 = |\mathbf{M}|$ – намагніченість насичення магнітного матеріалу, в якому відбувається прецесія намагніченості, σ – спін-обертовий коефіцієнт, який пов'язує струм I крізь зразок з обертальним моментом $\mathbf{T}_S$ за рахунок СОЕ, $\mathbf{p}$ – одиничний вектор вздовж напрямку намагніченості ЗМШ, який визначає напрямок спінової поляризації струму.

Якщо ввести безрозмірний одиничний вектор $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$ вздовж вектора намагніченості $\mathbf{M}$, рівняння (1.1) доцільно переписати наступним чином:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma \left[\mathbf{B}_{\mathrm{eff}} \times \mathbf{m}\right] + \alpha_{\mathrm{G}} \left[\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}\right] + \sigma I \left[\mathbf{m} \times \left[\mathbf{m} \times \mathbf{p}\right]\right] . \tag{1.2}$$

Саме це рівняння найчастіше використовують для моделювання динаміки намагніченості в СМНС [76, 79].

1.1.4. Спіновий ефект Холла. У 1971 році Д'яконов і Перель описали ефект розділення електричного струму у поперечному перерізі на спінові потоки, і продемонстрували наявність зворотного ефекту [81]. Хоча перетворення спінового струму в електричний було експериментально продемонстровано в 1984 році [82], пройшло майже тридцять років, перш ніж значні зусилля було присвячено їх детальному експериментальному дослідженню. Відродження було спричинено теоретичною роботою Хірша, який називав ці явища спіновим ефектом Холла (СЕХ) [73].

Останнім часом ситуація змінилася після експериментальної демонстрації СЕХ, достатньо значного для того, щоб бути практично корисним, тобто для перемикання намагніченості або збудження осциляцій намагніченості [83, 84]. Спіновий ефект Холла подібний до класичного електричного ефекту Холла (див. рис 1.3) і полягає у тому, що при протіканні електричного струму у металах з сильною спін-орбітальною взаємодією (наприклад, у платині) електрони з протилежними напрямами спінів будуть по різному розсіюватися

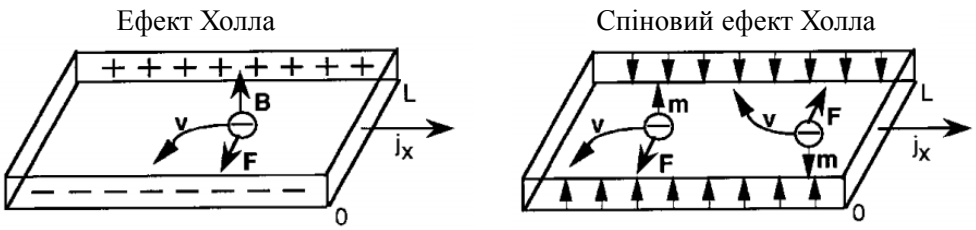

Рис. 1.3. В електричному ефекті Холла сила Лоренца, що діє на рухомий заряд, приводить до його відхилення та нерівноважного розподілення зарядів; в спіновому ефекті Холла неоднакове розсіювання рухомих магнітних моментів викликає аналогічний ефект для спінів. З роботи [73].

і відхилятися в протилежні сторони в площині перпендикулярній напряму струму – тобто буде отримано «чистий спіновий струм» у перпендикулярному напрямі до напряму протікання електричного струму.

1.1.5. Будова та властивості СМНС. Типові геометричні параметри СМНС [9, 17, 76]: радіус ВМШ $r_0 \sim 10 - 10^2$ нм (для так званої конфігурації наностовпчик, яка буде розглядатись і далі), товщина ВМШ $l_0 \sim 1 - 10$ нм, товщина немагнітного прошарку $d_0 \sim 1 - 10$ нм (має не перевищувати довжини спінової релаксації), товщина ЗМШ $l_p \sim 10 - 10^2$ нм. Для забезпечення просторової фіксації вектора намагніченості у ЗМШ застосовують один з наступних методів: а) цей шар створюють значно товщим аніж ВМШ, що помітно зменшує вплив електричного струму на намагніченість ЗМШ; б) ЗМШ створюють як комбінацію різних магнітних шарів, що призводить до суттєвого збільшення магнітних втрат і унеможливлює динаміку намагніченості у ЗМШ при слабких керуючих струмах; в) ЗМШ виготовляють з природного або штучного магнітного матеріалу з сильною анізотропією, у результаті чого вектор намагніченості цього шару орієнтується у просторі виключно вздовж певного виділеного напрямку. Технологія виготовлення СМНО дуже складна, оскільки для

їх створення необхідно виростити складну багатошарову структуру з характерними розмірами у площині зразка $\sim$ 100 нм. [9, 17]. Через малі розміри СМНО дуже суттєвим є вплив технологічних дефектів на його властивості [17]. Іноді достатньо 1–3 дефектів, щоб зробити СМНО непридатним для практичного використання [17].

Зазвичай, ВМШ для СМНО створюють із заліза, кобальта, нікелю, а також їх сплавів або більш складних з'єднань, наприклад $\mathrm{Co_xFe_yB_{1-x-y}}$. Немагнітний прошарок може виготовлятися з міді для ГМО структур і з MgO для ТМО структур. Для ЗМШ використовуються ті ж матеріали, що й для ВМШ, або більш складні шаруваті матеріали з антиферомагнітними прошарками.

Властивості СМНС значною мірою залежать від коефіцієнта спінової поляризації ЗМШ η. Для ГМО структур типові значення η знаходяться в межах $0.2 - 0.5$, а для ТМО структур вони лежать в діапазоні від 0.5 до 0.7.

Характеристичний статичний опір СМНС R_{dc} змінюється в широких межах: від $R_{\mathrm{dc}} \sim 1$ Ом для ГМО структур до $R_{\mathrm{dc}} \sim 1$ кОм для ТМО структур.

Розглянемо детальніше динаміку намагніченості в СМНО. Перший доданок в правій частині рівняння (1.1) описує консервативну прецесію вектора намагніченості $\mathbf{M}$ навколо напрямку ефективного магнітного поля $\mathbf{B}_{\mathrm{eff}}$. Другий доданок описує дисипацію в системі, а третій являється спін-обертовим ефектом, що було описано Берже та Слончевським, та характеризує взаємодію намагніченості $\mathbf{M}$ з спін-поляризованим струмом, що проходить крізь ВМШ [10]. Ефективне магнітне поле $\mathbf{B}_{\mathrm{eff}}$ може мати внески від енергії Зеймана магнітної взаємодії з зовнішнім магнітним полем, енергії кристалографічної анізотропії, магнітодипольної енергії, енергії обмінной взаємодії, енергії взаємодій з магнітним полем, створюваним струмом та ін. Отже, ефективне поле може бути представлено у вигляді суми цих доданків.

Існує декілька різних теоретичних підходів до опису проблеми збудження

магнітних коливань в ВМШ за допомогою спін-поляризованного струму або чисто спінового струму (детальніше в [10, 85]) Тут наведено просту апроксимуючу теорію, яку розробили А.Н.Славін та В.С.Тиберкевич [10].

Ця теорія основана на введені безрозмірної комплексної амплітуди спінової хвилі $c \equiv c(t)$ у вигляді [10]:

$$c = \frac{M_x - \mathrm{i}M_y}{\sqrt{2M_0(M_0 + M_z)}}\,, \tag{1.3}$$

де M_x, M_y і M_z – компоненти вектора намагніченості $\mathbf{M}$, $\mathrm{i} = \sqrt{-1}$. Вектор намагніченості $\mathbf{M}$ може бути виражений через комплексну амплітуду c наступним чином [10]:

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= M_0(1 - 2|c|^2)\mathbf{z} + \\ &\quad M_0\sqrt{1 - |c|^2}\,[(\mathbf{x} + \mathrm{i}\mathbf{y})c + (\mathbf{x} - \mathrm{i}\mathbf{y})c^*]\,, \end{aligned} \tag{1.4}$$

де $\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$, $\mathbf{z}$ – орти осей x, y, z, c^* – комплексне спряжене до c. Підстановка (1.4) в (1.1) дозволяє виразити рівняння динаміки намагніченості через безрозмірну комплексну амплітуду спінової хвилі [10]:

$$\frac{dc}{dt} + \mathrm{i}\omega(p, I_{\mathrm{dc}})c + \Gamma_+(p, I_{\mathrm{dc}})c - \Gamma_-(p, I_{\mathrm{dc}})c = S(t)\,, \tag{1.5}$$

де доданок $\mathrm{i}\omega(p, I_{\mathrm{dc}})c$ описує консервативну прецесію намагніченості у ВМШ, доданок $\Gamma_+(p, I_{\mathrm{dc}})c$ опису згасання осциляцій намагніченості, так зване «позитивне» згасання, останній доданок описує «негативне» згасання, викликане СОЕ, а $S(t)$ «зовнішня сила» функція, що описує вплив зовнішніх сигналів на СМНО. Тут $p = |c|^2$, $\omega(p, I_{\mathrm{dc}}) \approx \omega_0 + N_\omega p$ нелінійна циклічна частота магнітної прецесії, ω_0 частота феромагнітного резонансу, N_ω нелінійний зсув частоти ($\sim \omega_M$), $\omega_M = \gamma\mu_0 M_0$, μ_0 магнітна проникність вакууму, $\Gamma_+(p, I_{\mathrm{dc}}) \approx \Gamma\,(1 + Yp)$ «позитивне» згасання в системі $\Gamma = \alpha_{\mathrm{G}}\omega_0$, Y параметри згасання, $\Gamma_-(p, I_{\mathrm{dc}}) \approx \sigma I_{\mathrm{dc}}(1 - p)$ «негативне» згасання викликане струмом I_{dc}, що проходить через структуру.

Ця теорія [10] при використання відомих параметрів може прогнозувати поведінку системи осциляторів довільної природи (наприклад, її можна використати для опису динаміки СМНО з вихровим станом [86]).

Коротко розглянемо найпростіші варіанти конструкції спінового осцилятора Холла (СОХ) зображені на рис. 1.4. В загальному випадку СОХ являє собою двошарову структуру з шару металу з сильною спін-орбітальною взаємодією, в якому при протіканні електричного струму спостерігається спіновий ефект Холла, тобто виникнення спінового струму в перпендикулярному напрямі до протікання електричного струму, зазвичай для цього шару використовують платину, та ВМШ з магнітного матеріалу.

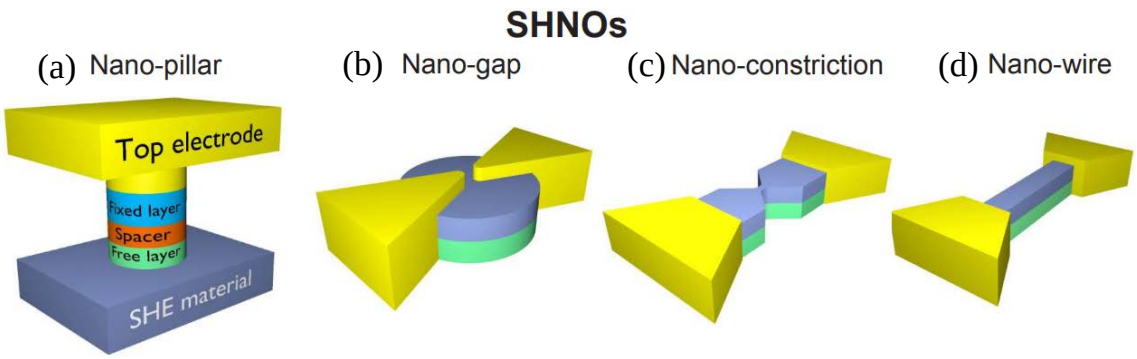

Рис. 1.4. Варіанти геометрії СОХ: (a) наностовпчик, (b) нанощілина, (c) наномісток, (d) нанодріт. Основні складові: вільний магнітний шар (ВМШ), метал, де спостерігається СЕХ (SHE), також СОХ містить допоміжні шари з діелектрика та металу. З роботи [84]

Головною особливість СОХ є спосіб отримання спінового струму, на відміну від класичних спінтронних осциляторів тут спіновий струм отримується не за рахунок «поляризації» електричного струму в магнітному шарі, а за рахунок спін-орбітальної взаємодії електронів, що протікають в немагнітному металі [84].

1.2. Синхронізація коливань намагніченості у СМНО

Оскільки в СМНО, як і в багатьох інших нанорозмірних структур, досить низька потужність вихідного сигналу (для ГМО структур сягає рівня нВт [11, 87, 88], а для ТМО структур може досягати кількох мкВт [88–90]) постає задача у підсиленні цього сигналу.

Для підвищення потужності можна замість одного СМНО взяти масив з N синхронізованих осциляторів, що дозволить збільшити потужність вихідного сигналу у декілька разів, причому на ефективність зростання вихідної потужності впливатиме кількість осциляторів у масиві, особливості реалізації їх зв'язку та побудови конкретного пристрою з використанням масиву СМНО [22, 91].

Подібна проблема виникала при створенні НВЧ пристроїв з використанням джозефсонівських контактів [8]. Джозефсонівські контакти мали цілий ряд властивостей (чутливість до сталого магнітного поля, зовнішнього НВЧ випромінювання, можливість генерації електромагнітних сигналів в дуже широкому діапазоні частот тощо), що зумовили інтерес до задачі розробки та подальшої реалізації на практиці відповідних кріогенних надпровідних пристроїв НВЧ. Ця задача детально розглядалась як теоретично [8, 93, 94], так і була проаналізована експериментально [95–98]. Було показано, що синхронізація джозефсонівських контактів є необхідною умовою для створення високоефективних пристроїв на їх основі [8, 93–98].

Можна дійти до висновку, що аналогічно до випадку з надпровідними системами принциповим виходом з ситуації, яка складається у спінтроніці – це застосування не просто масивів багатьох СМНО, а масивів СМНО, де осцилятори *синхронізовані* (між собою, або із зовнішньою НВЧ системою, чи з зовнішнім керуючим НВЧ сигналом тощо). У такому випадку система з N синхронізованих СМНО в ідеалі даватиме збільшення потужності P_{out} у N^2 разів з одночасним звуженням частотної смуги пристрою в N^2 разів [91, 94].

Фундаментальність задачі синхронізації СМНО обумовлена, суттєвою нелінійністю СМНО та їх принципово неізохронним характером [99], що приводить до того, що їх синхронізація відбувається якісно іншим чином ніж у традиційних, слабко нелінійних осциляторів [91, 92]. На відміну від досить добре дослідженої синхронізації ізохронних слабко нелінійних систем зі слабким зв'язком [100–103], синхронізація сильно нелінійних неізохронних систем є поки що недостатньо дослідженою. Також є проблема суттєвого впливу дефектів на характеристики СМНО та недосконалої технології виготовлення таких структур, через що експериментальна синхронізація СМНО є досить складною задачею [17,85,88,104–106]. Тому значну увагу було зосереджено на методах аналітичного [20, 21, 107–109] та числового [110–117] вивчення процесу синхронізації СМНО. Є також ряд робіт [118–121], в яких присутні ці обидва підходи.

Зазвичай, проблема синхронізації СМНО розглядається в одному з двох випадків: а) для невеликих масивів з малою кількістю СМНО (типово до десяти структур); б) для масивів з дуже великою кількістю СМНО. До першого типу відносяться роботи [20, 21, 91, 109, 115], де представлено запис системи рівнянь динаміки намагніченості у ВМШ кожного осцилятора та подальший розв'язок відповідної системи зв'язаних рівнянь. Другий тип робіт (наприклад, [111]) зазвичай базується на моделі Курамото [122] або її модифікаціях.

Досить детально розглядають синхронізацію СМНО-подібних систем або систем СМНО зі специфічним типом зв'язку. Серед робіт такого типу варто відзначити роботу [123], де зв'язок між СМНО забезпечується завдяки нелінійному каналу зв'язку та роботу [124], де розглянуто можливість синхронізації осциляторів на основі спінового ефекту Холла.

В роботах по синхронізації СМНО переважно розглядаються структури з детермінованими параметрами. Відповідно в таких роботах не враховується наявний досить суттєвий розкид технологічних параметрів СМНО [17, 85, 88,

104–106], який впливає на процес їх синхронізації, а тому отримані за таких умов результати досить складно підвести під існуючу експериментальну матеріально-технічну базу. Існує лише невелика кількість робіт, наприклад [119], де зроблено спробу врахувати технологічний розкид параметрів для різних СМНС при розгляді синхронізації цих структур. Експериментально схожа задача була розглянута в роботі [125], де, однак, синхронізації СМНО не спостерігалось.

1.2.1. Методи аналітичного та числового аналізу синхронізації коливань у масивах СМНО. Для реалізації процесу синхронізації декількох СМНО між собою (взаємна синхронізація) або їх синхронізації із зовнішнім сигналом між СМНО має існувати взаємозв'язок. Фізична природа цього зв'язку може мати різні механізмі. Найчастіше розглядають такі способи зв'язку між СМНО: зв'язок через спінові хвилі [21,23,24,117], зв'язок через магнітне поле [20,115,119] та зв'язок через струм [91,108,110,116,120].

Існує кілька підходів для опису взаємної фазової синхронізації СМНО [91,92,126]. Нижче описано підхід, заснований на нелінійній моделі автогенератора Славіна–Тиберкевича (1.5) з [10]. Така теоретична модель має багато переваг: (i) на даний момент ця модель є найпростішою моделлю СМНО, що адекватно описує будь-які процеси перетворення енергії у СМНО, причому основне рівняння моделі (1.6), фактично, слідує із закону збереження енергії; (ii) висновки та результати, отримані за допомогою цієї моделі, неодноразово перевірялись на експерименті [10,21,92,127,128], який показав коректність та достатню точність цієї моделі; (iii) згадана модель придатна для опису динамічних процесів у СМНО будь-якого типу/будови (наприклад, у роботі [86] доведено, що ця модель адекватно описує динаміку вихорів у СМНО з вихровим станом намагніченості ВМШ).

Основне рівняння моделі (1.6) для замкненої системи з N взаємодіючих

СМНО має вигляд [10]:

$$\frac{dc_i}{dt} + \mathrm{i}\omega_i(p_i)c_i + \Gamma_{\mathrm{eff},i}(p_i)c_i = S_i\,. \tag{1.6}$$

Тут індексом i позначено величини, що відносяться до i-го СМНО, $c_i \equiv c_i(t)$ – безрозмірна комплексна амплітуда прецесії намагніченості, $p_i = |c_i|^2$ – безрозмірна потужність прецесії намагніченості, $\omega_i(p_i)$ – циклічна частота неізохронних коливань намагніченості, $\Gamma_{\mathrm{eff},i}(p_i)$ – ефективний коефіцієнт дисипації коливань намагніченості, $S_i \equiv S_i(t)$ – функція, що описує вплив на i-й СМНО зовнішніх чинників (зовнішнього мікрохвильового сигналу, сигналів від інших СМНО, шуму тощо). Другий доданок у лівій частині (1.6) описує консервативну прецесію намагніченості у ВМШ наноосцилятора, третій – зміну енергії системи за рахунок природної позитивної дисипації у магнітному матеріалі ВМШ ($\Gamma_{+,i}$), або накачування енергії в систему (негативна дисипація) завдяки СОЕ ($\Gamma_{-,i}$). Відповідно, ефективний коефіцієнт дисипації $\Gamma_{\mathrm{eff},i}(p_i)$ є різницею коефіцієнтів позитивної та негативної дисипації, $\Gamma_{\mathrm{eff},i}(p_i) = \Gamma_{+,i}(p_i) - \Gamma_{-,i}(p_i)$. Метод розрахунку величин c_i, $\omega_i(p_i)$, $\Gamma_{\mathrm{eff},i}(p_i)$ для СМНО з різними параметрами наведено в роботах [10, 86].

Розглядаючи задачу взаємної фазової синхронізації N СМНО, «зовнішню силу» S_i в рівнянні (1.6) будемо вважати пов'язаною тільки з впливом на i-й СМНО усіх інших наноосциляторів. Іншими механізмами впливу (шуми, зовнішні мікрохвильові сигнали тощо) будемо нехтувати. З урахуванням цих припущень рівняння (1.6) приймає вигляд [19]:

$$\frac{dc_i}{dt} + \mathrm{i}\omega_i(p_i)c_i + \Gamma_{\mathrm{eff},i}(p_i)c_i = \sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N} \Omega_{ij}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\zeta_{ij}} c_j\,, \tag{1.7}$$

де Ω_{ij} – амплітуда коефіцієнта зв'язку між i-м і j-м наноосциляторами, ζ_{ij} – фаза цього коефіцієнта зв'язку; індекс j змінюється в тих самих межах, що й індекс i з урахуванням додаткової вимоги $j \neq i$.

Отримана система рівнянь (1.7) є замкненою. У випадку незв'язаних СМНО ($\Omega_{ij} = 0$) її стаціонарним розв'язком є:

$$c_{0i}(t) = \sqrt{p_{0i}}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\phi_{0i}}\,, \tag{1.8}$$

де $\phi_{0i} \equiv \phi_{0i}(t) = \omega_{0i}(p_{0i})t + \varphi_{0i}$, p_{0i} і $\omega_{0i}(p_{0i})$ – безрозмірна потужність та циклічна частота коливань намагніченості для деякого рівноважного стану i-го СМНО, який реалізується за умови $\Gamma(p_{0i}) = 0$, φ_{0i} – початкова фаза коливань. Зазначимо, що вираз (1.8) виявляється досить точним навіть для нерівноважних коливань намагніченості за умови, що ці коливання збуджені струмом, величина якого лише трохи перевищує поріг збудження коливань (отже, такі коливання можна вважати малими).

1.2.2. Модель «потужність–фаза». У випадку слабко зв'язаних наноосциляторів ($|\Omega_{ij}| \ll |\omega_{i,j}(p_{i,j})|$) розв'язок системи (1.7) близький до (1.8). Його можна записати у наступній формі:

$$c_i \approx \sqrt{p_{0i}}\,[1 + \rho_i]\; \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\phi_i}\,, \tag{1.9}$$

що вперше було зроблено у [129] і потім використано у [10, 19]. Тут $\rho_i \equiv \rho_i(t) = (p_i(t) - p_{0i})/2p_{0i}$ – малі відхилення безрозмірної потужності коливань намагніченості $p_i(t)$ від її рівноважного значення p_{0i}, $\phi_i \equiv \phi_i(t)$ – фаза коливань намагніченості в i-му СМНО.

Підставляючи вираз (1.9) у (1.7) та розкладаючи в ряд циклічну частоту $\omega_i(p_i)$ та ефективний параметр дисипації $\Gamma_{\mathrm{eff},i}(p_i)$ як $\omega_i(p_i) \approx \omega_i(p_{0i}) + 2p_{0i}N_i\rho_i$, $\Gamma_{\mathrm{eff},i}(p_i) \approx \Gamma_{\mathrm{eff},i}(p_{0i}) + 2p_{0i}G_i\rho_i$, $N_i = d\omega_i(p_{0i})/dp_i$, $G_i = d\Gamma_{\mathrm{eff},i}(p_{0i})/dp_i$, можна отримати комплексні рівняння для змінних $\rho_{i,j}$ та $\phi_{i,j}$. Ці рівняння, використовуючи лінійне наближення (враховуються лише доданки першого порядку мализни $\sim \Omega_{ij}$ або $\rho_{i,j}$), можна представити у вигляді:

$$\frac{d\rho_i}{dt} + 2p_{0i}G_i\rho_i = \sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N} \Omega_{ij}\sqrt{\frac{p_{0j}}{p_{0i}}}\cos(\zeta_{ij} + \phi_j - \phi_i)\,,$$

$$\frac{d\phi_i}{dt} - \omega_{0i} - 2p_{0i}N_i\rho_i = -\sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N} \Omega_{ij}\sqrt{\frac{p_{0j}}{p_{0i}}\sin(\zeta_{ij} + \phi_j - \phi_i)}\,. \tag{1.10}$$

Ця модель називається моделлю «потужність–фаза». Вона враховує зміни як потужності $\rho_i(t)$, так і фази $\phi_i(t)$ коливань намагніченості у СМНО. Межі застосування цієї моделі: $|\rho_i(t)| \ll 1$, тобто вона є коректною за невеликого рівня флуктуацій потужності (коли керуючий струм лише трохи більший за пороговий струм). Ця умова, зазвичай, виконується для більшості експериментів з СМНО. Модель «потужність–фаза» може бути додатково спрощена введенням «ефективної» фази коливань намагніченості $\Phi_i \equiv \Phi_i(t)$ [19]:

$$\Phi_i(t) = \phi_i(t) + \nu_i\rho_i(t)\,. \tag{1.11}$$

Ефективна фаза задовольняє рівняння

$$\frac{d\Phi_i}{dt} - \omega_{0i} = \sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N} \lambda_{i,j}\sin\left(\Phi_j - \Phi_i + \beta_{i,j}\right)\,, \tag{1.12}$$

де $\lambda_{i,j}$ нормована амплітуда коефіцієнта зв'язку j-го СМНО з i-м,

$$\lambda_{i,j} = \Omega_{i,j}\sqrt{\frac{p_{0j}}{p_{0i}}}\sqrt{1+\nu_i^2}\,, \tag{1.13}$$

$\beta_{i,j} = \delta_{i,j} - \arctan\nu_i$ – нормована фаза зв'язку. Фазова модель (2.2) виконується за умови $|\nu_i\rho_i(t)| \ll 1$ для $\forall i$.

Ця фазова модель є широковживаною в теорії автогенераторів. Коли її застосовують у випадку фазової синхронізації зовнішнім сигналом, вона переходить в модель Адлера [130]; для випадку взаємної фазової синхронізації багатьох осциляторів, вона називається моделлю Курамото [122].

1.3. Генерування електромагнітних сигналів у СМНС

1.3.1. Генератори електромагнітних сигналів на основі ФМ СМНС. В добре відомих експериментах (наприклад [11, 24, 87])

мікрохвильовий сигнал генерований СМНО був детектований завдяки вимірюванням зміни магнітоопору СМНО R_{STNO}. Величина R_{STNO} змінна в часі через наявність прецесії намагніченості з кутовою частотою $\omega_{\mathrm{STNO}} = 2\pi f_{\mathrm{STNO}}$ у ВМШ СМНО, тому можна представити R_{STNO} як суму постійної та змінної компонент R_{DC} та R_{RF}, відповідно: $R_{\mathrm{STNO}}(t) = R_{\mathrm{DC}} + R_{\mathrm{RF}}\cos(\omega t)$. Коли через СМНО протікає струм величиною I_{DC} характеристична потужність сигналу СМНО буде:

$$P_{\mathrm{RF}} \sim \frac{1}{2} I_{\mathrm{DC}}^2 R_{\mathrm{DC}} \left(\frac{R_{\mathrm{RF}}}{R_{\mathrm{DC}}}\right)^2 \tag{1.14}$$

Значення R_{RF} сягає кількох відсотків від R_{DC} (зазвичай 1–5%) для реальних СМНО. Тому очевидно, що стандартним методом детектування мікрохвильової потужності генерації СМНО пропорційне $(R_{\mathrm{RF}}/R_{\mathrm{DC}})^2$ та за таких умов дуже ускладнене, оскільки $(R_{\mathrm{RF}}/R_{\mathrm{DC}})^2 \sim 10^{-4}$.

Випромінювання СМНО у вільний простір. Вперше ґрунтовний аналіз електромагнітних полів генерованих СМНО було представлено N. Amin, H. Xi та M. X. Tang [131] у 2009. Автори в статті [131] отримали вирази для електромагнітних полів СМНО, розглядаючи його як точковий магнітний диполь, але не було проведено кількісного дослідження НВЧ потужності, що випускається з СМНО.

Було зроблено декілька припущень в ході аналізу задачі. По-перше, вважалося, що СМНО - точковий об'єкт, оскільки розміри типового СМНО набагато менші за довжину хвилі λ генерованого сигналу. По-друге, було зроблено припущення, що мікрохвильова компонента намагніченості $\mathbf{m} = \mathbf{x} \cdot m_{\mathrm{x}} + \mathbf{z} \cdot m_{\mathrm{z}}$ має кругову поляризацію, і можна спрощено записати $\mathbf{m} = (\mathbf{x} + \mathbf{z})\, m_{\mathrm{s}}$. По-третє, використовуючи перші два припущення, можна представити прецесію намагніченості у ВМШ СМНО у вигляді двох ортогональних лінійних магнітних диполів орієнтованих уздовж осей $\mathbf{x}$ та $\mathbf{z}$. Тобто було використано наближення макроспіну. Безумовно, мікрохвильова потужність, що випускається у вільний простір цими диполями, однакова,

тому далі можна отримати значення мікрохвильової потужності для одного диполя і просто множити отримане значення на 2, щоб отримати потужність, що випускається з усього ВМШ СМНО.

Нехай магнітний диполь з моментом $\mathbf{M}$ розташовано в точці $(0,0,0)$ сферичної системи координат, що орієнтована вздовж осі z декартової системи координат: $\mathbf{M} = \mathbf{z}\cdot M$. Компоненти дипольного поля в цьому випадку задаються рівняннями [132]:

$$\begin{aligned} E_\phi &= -\frac{\mathrm{i}\omega\mu M}{4\pi} e^{-\mathrm{i}kr}\left(\frac{\mathrm{i}k}{r}+\frac{1}{r^2}\right)\sin\theta\ e^{\mathrm{i}\omega t}, \\ H_r &= \frac{\mathrm{i}\omega\mu M}{2\pi} e^{-\mathrm{i}kr}\left(\frac{1}{Zr^2}+\frac{1}{\mathrm{i}\omega\mu r^3}\right)\cos\theta\ e^{\mathrm{i}\omega t}, \\ H_\theta &= \frac{\mathrm{i}\omega\mu M}{4\pi} e^{-\mathrm{i}kr}\left(\frac{\mathrm{i}\omega\varepsilon}{r}+\frac{1}{Zr^2}+\frac{1}{\mathrm{i}\omega\mu r^3}\right)\sin\theta\ e^{\mathrm{i}\omega t}, \end{aligned} \tag{1.15}$$

де $\omega = 2\pi f$ - кутова частота осциляцій намагніченості, $\mu = \mu_0\mu_r$ – магнітна проникність середовища, $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$ – діелектрична проникність середовища, μ_0 – магнітна проникність вакууму, ε_0 – діелектрична проникність вакууму, $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число, $Z = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ – хвильовий опір простору.

Випромінення існує тільки в дальній зоні диполя, де відстань $r \gg \lambda$. В цьому випадку можна спростити (1.15), виписавши тільки доданки $\sim 1/r$:

$$E_\phi = -\frac{\mathrm{i}\omega\mu M}{4\pi} e^{-\mathrm{i}kr}\frac{\mathrm{i}k}{r}\sin\theta\ e^{\mathrm{i}\omega t},\ H_r = 0,\ H_\theta = \frac{\mathrm{i}\omega\mu M}{4\pi} e^{-\mathrm{i}kr}\frac{\mathrm{i}\omega\varepsilon}{r}\sin\theta\ e^{\mathrm{i}\omega t}, \tag{1.16}$$

Якщо взяти до уваги $k = \omega/u$, де $u = 1/\sqrt{\varepsilon\mu} = c/\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}$ – швидкість поширення хвиль в середовищі, вираз (1.16) можна записати у вигляді:

$$E_\phi = \frac{\omega^2\mu\sqrt{\varepsilon\mu}M}{4\pi}\frac{1}{r}e^{-\mathrm{i}kr}\sin\theta\ e^{\mathrm{i}\omega t},\ H_r = 0,\ H_\theta = -\frac{\omega^2\varepsilon\mu M}{4\pi}\frac{1}{r}e^{-\mathrm{i}kr}\sin\theta\ e^{\mathrm{i}\omega t}, \tag{1.17}$$

Значення енергії, що передається через одиничну площу поверхні пристрою, можна отримати інтегруючи вектор Умова-Пойтінга $\mathbf{P}$, який має лише єдину ненульову компоненту уздовж координати r:

$$P_r = \frac{1}{2}|\mathrm{Re}\left\{E_\phi H_\theta^*\right\}| = \frac{\omega^4\mu^2\varepsilon\sqrt{\varepsilon\mu}M^2}{32r^2\pi^2}\sin^2\theta \tag{1.18}$$

Повна енергія, що випромінюється магнітним диполем в простір за одну секунду, обраховується за формулою:

$$W = \oint\limits_S \mathrm{P}d\mathrm{S} = \int\limits_0^\pi P_r 2\pi r^2 \sin\theta d\theta = \frac{\omega^4 \mu^2 \varepsilon \sqrt{\varepsilon\mu} M^2}{12 r^2 \pi} \tag{1.19}$$

Магнітний момент ВМШ $M = m\pi R^2 d$. Тоді, використовуючи вирази для поля лінійного магнітного диполя з [132], можна отримати вираз для випромінювання диполя в дальній зоні у вакуумі, де $\varepsilon = \varepsilon_0$, $\mu = \mu_0$ [133]:

$$W_{\mathrm{dip}} = \frac{4}{3}\pi^5 \frac{\mu_0}{c^3} f^4 m^2(\alpha) r_{\mathrm{STNO}}^2 d^2 \tag{1.20}$$

c – швидкість світла, f – частота прецесії намагніченості у ВМШ СМНО, $m(\alpha)$ – мікрохвильова компонента намагніченості, яка залежіть від кута прецесії α (можна припустити, що $m(\alpha) = m_{\mathrm{s}} \sin\alpha$, де m_{s} – амплітуда намагніченості), r_{STNO} – радіус структури, d – товщина ВМШ СМНО (див. Рис. 1.2). Вираз (1.20) є коректним за умов, коли відстань від центра СМНО і точкою, де вимірюється поле $r \gg \lambda = c/\nu_{\mathrm{STNO}}$.

Однак, в реальних системах струм I_{DC} зазвичай лише трохи перевищує значення I_{TH} і за таких обставин кут прецесії суттєво менший 90°. Як видно з (1.20) потужність в такому випадку $W = W^{\max} \sin^2\alpha$ нелінійно залежить від кута прецесії α.

Для того, щоб підвищити потужність треба збільшити об'єм ВМШ СМНО $V = \pi r_{\mathrm{STNO}}^2 d$ і/або підвищити частоту прецесії f.

Мікрохвильова потужність, що випускається СМНО у вільний простір, дуже низька, оскільки амплітуди електричного та магнітного полів дуже малі в дальній зоні через залежність поля від відстані r до місця вимірювання $E,\ H \sim r^{-1}$ для $r \gg \lambda$. Для збільшення робочого рівня мікрохвильової потужності СМНО треба працювати у зоні ближнього поля, де $r < \lambda$. Але мікрохвильове електромагнітне поле СМНО не може випромінювати в цій зоні [132]. Тут навіть не можна ввести в усереднений по часу вектор

Пойнтінга $\mathbf{P} = 0.5\mathrm{Re}\{[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*]\}$ як це було зроблено в дальній зоні [132]; тут $\mathrm{Re}\{...\}$ реальна частина функції, $\mathbf{E}$ і $\mathbf{H}$ - комплексні амплітуди електромагнітних полів, символ «*» вказує на спряжену функцію. Через ці обставину розглянуто найпростіший альтернативних спосіб отримання мікрохвильового сигналу від СМНО.

Метод кільця з провідника. Помістимо СМНО в центрі маленької провідної петлі з радіусом $r_\mathrm{L} \gg r_\mathrm{STNO}$. Магнітний потік, що проникає в поперечний переріз петлі, коливається з частотою $\omega = 2\pi f$, бо електромагнітне поле коливається з такою частотою. У такому випадку напруга $|V_\mathrm{L}| = |d\Phi/dt|$ виникає в петлі за законом Фарадея, де $\Phi = \mu_0 \mathrm{Re}\left\{ \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega \mathrm{t}} \int\limits_{\mathrm{S_L}} \mathbf{H}\mathrm{d}\mathbf{S} \right\}$ магнітний потік, $S_\mathrm{L} \approx \pi r_\mathrm{L}^2$ поперечний переріз петлі. Як це було зроблено раніше, представимо напругу $|V_\mathrm{dip}|$, що генерується в петлі одним магнітним диполем, а потім розрахуємо напругу, що генерується в петлі з СМНО як $|V_\mathrm{L}| \sim 2|V_\mathrm{dip}|$. Використовуючи вирази для полів магнітного диполя в ближній зоні [132], і нехтуючи усіма доданками, що залежать від відстані r, крім $\sim r^{-3}$, можна оцінити $|V_\mathrm{dip}|$ як [133]:

$$|V_\mathrm{dip}| \sim \pi^2 \mu_0 f m(\alpha) r_\mathrm{STNO}^2 d \Big| \int\limits_{r_\mathrm{STNO}}^{r_\mathrm{L}} \frac{dr}{r^2} \Big|, \tag{1.21}$$

де $H(r, \alpha) \sim m(\alpha) r_\mathrm{STNO}^2 d/4r^3$ компонент магнітного поля, перпендикулярного поперечному перерізу петлі. Зазначимо, що нижня межа інтегрування в (1.21) не нульова, а становить r_STNO, оскільки $H(0) \to \infty$. Беручи до уваги $r_\mathrm{STNO} \ll r_\mathrm{L}$, можна отримати з (1.21) простий вираз для $|V_\mathrm{L}(\alpha)|$ [133]:

$$|V_\mathrm{L}(\alpha)| \sim 2\pi^2 \mu_0 f m_s r_\mathrm{STNO} d \sin\alpha. \tag{1.22}$$

Максимальна потужність, яка може бути отримана за допомогою провідної петлі з СМНО, визначається за виразом [133] $W_\mathrm{L}^\mathrm{max} \sim |V_\mathrm{L}^\mathrm{max}|^2/2R_\mathrm{L}$.

Для збільшення потужності випромінення осцилятора, варто розглянути можливість збудження ліній електропередачі прецесією мікрохвильової

намагніченості у ВМШ СМНО.

СМНО у хвилеводах. Припустимо, що мікрохвильова прецесія намагніченості збуджує електромагнітне поле в лінії електропередачі. Цю задачу можна легко проаналізувати, якщо ввести магнітний струм з густиною $\mathbf{j}^m = 2\pi f m(\alpha)(\mathbf{x} + \mathbf{z})$. Цей струм описує джерело електромагнітного поля в цій задачі. Таким чином, з використанням леми Лоренца для будь-яких електромагнітних полів $\mathbf{E}_1$, $\mathbf{H}_1$ та $\mathbf{E}_2$, $\mathbf{H}_2$ в лінії електропередачі [134], можна отримати амплітуду збуджених s-хвильових режимів у лінії передачі у вигляді:

$$C_s = \frac{\int\limits_{V_{fl}} \mathbf{j}^m \mathbf{H}_{-s} dV}{\int\limits_{S_\perp} \left\{ [\mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_{-s}] - [\mathbf{E}_{-s} \times \mathbf{H}_s] \right\} \mathbf{z} dS}, \tag{1.23}$$

де індекс s відповідає хвилі, що поширюється у напрямку $+z$, а індекс $-s$ відповідає хвилі, що поширюється у напрямку $-z$; об'єм V – це об'єм ВМШ СМНО, де $\mathbf{j}^m \neq 0$; $S_\perp$ – площа поперечного перерізу для лінії електропередачі. Мікрохвильова потужність, що передається в лінії електропередачі у напрямку z з СМНО, може бути оцінена як [133]:

$$W_s = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{ \int\limits_{\mathrm{S}_\perp} [\mathbf{E}_\mathrm{s} \times \mathbf{H}_\mathrm{s}^*] \mathbf{z} \mathrm{dS} \right\} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{ \int\limits_{\mathrm{S}_\perp} \left(\mathrm{E}_\mathrm{sx}\mathrm{H}_\mathrm{sy}^* - \mathrm{E}_\mathrm{sy}\mathrm{H}_\mathrm{sx}^* \right) \mathrm{dS} \right\}, \tag{1.24}$$

де компоненти поля пропорційні C_s.

Прямокутний хвилевід. Прямокутний порожнистий хвилевід з поперечним перерізом $a \times b$ (a – ширина, b – висота) є однією з найпростіших ліній передачі, що використовуються в мікрохвильовому діапазоні (це є основною причиною, через яку аналізується саме ця структура). Нижче використано припущення, що СМНО збуджує лише фундаментальну моду (моду TE_{10}) хвилеводу. Також припущено, що у системі немає втрат.

Компоненти поля моди TE_{10} прямокутного хвилеводу з одиничною

амплітудою можуть бути записані у вигляді [132, 134]:

$$\begin{aligned} H_{\pm z} &= \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) e^{\mp \mathrm{i}\beta \mathrm{z}}, \\ E_{\pm y} &= -\mathrm{i}\omega\mu_0 \frac{a}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) e^{\mp \mathrm{i}\beta z}, \\ H_{\pm x} &= \pm \mathrm{i}\beta \frac{a}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) e^{\mp \mathrm{i}\beta z}, \end{aligned} \tag{1.25}$$

де $\beta = \sqrt{\dfrac{\omega^2}{c^2} - \dfrac{\pi^2}{a^2}}$ – стала поширення хвилі.

Представимо густину магнітного струму $\mathbf{j}^m$ як векторну функцію з ненульовими $x-$ та $z-$компонентами. Враховуючи це, можна розділити задачу хвилеводного збудження на дві підзадачі: збудження магнітним струмом з густиною $\mathbf{x}j_x^m$ і збудженням магнітним струмом з густиною $\mathbf{z}j_z^m$, де і є $x-$ та $z-$компоненти $\mathbf{j}^m$ відповідно. У першому випадку амплітуда збудженої хвилі є:

$$C_s \equiv C_x = \frac{\pi m(\alpha) V}{a^2 b} \sin\left(\frac{\pi}{a}x_0\right), \tag{1.26}$$

де x_0 координата точки, де знаходиться СМНО. В другому випадку амплітуда хвилі буде:

$$C_s \equiv C_z = \mathrm{i}\pi^2 \frac{m(\alpha) V}{a^3 b \beta} \cos\left(\frac{\pi}{a}x_0\right). \tag{1.27}$$

Як видно з (1.26, 1.27) амплітуда збудженої хвилі досить сильно залежить від координати x_0 СМНО у хвилеводі. Якщо припустити $x_0 = a/2$, тоді $C_z = 0$. У випадку, коли $x_0 = 0$, тоді $C_x = 0$. Далі будемо аналізувати два випадки оптимального збудження ($C_x = \max$, $C_z = 0$ і $C_x = 0$, $C_z = \max$). Використовуючи вираз (1.25) для компонентів поля, (1.24) можна спростити [133]:

$$W_{\mathrm{RW}} = Z_0 \frac{a^3 b}{\lambda_{\mathrm{STNO}}^2} C_s^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}, \tag{1.28}$$

де W_{RW} потужність передана по прямокутному хвилеводу у напрямі $+z$, $Z_0 \approx 377$ Ом. Якщо $C_x = \max$, $C_z = 0$ тоді потужність $W_{RW} \equiv W_x = \pi^2 Z_0 \dfrac{m^2(\alpha) V^2}{a b \lambda_{\mathrm{STNO}}^2} \sqrt{1 - \left(\dfrac{\lambda_{\mathrm{STNO}}}{2a}\right)^2}$. У випадку $C_x = 0$, $C_z = \max$ потужність

буде [133] $W_{RW} \equiv W_z = \pi^4 Z_0 \dfrac{m^2(\alpha)V^2}{a^3 b \beta^2 \lambda^2}\sqrt{1-\left(\dfrac{\lambda}{2a}\right)^2}$.

Подальшого підвищення потужності можна досягти, якщо використовувати лінію електропередачі з набагато меншим розміром поперечного перерізу. Це можна зробити для ліній передачі з нульовою або дуже низькою частотою відсічки, наприклад, для мікросмужкових ліній.

Мікросмужкові лінії. Розглянемо мікросмужкову лінію як дві паралельні один до одного металеві пластини шириною a з діелектричним шаром з показником діелектричної проникності ε між пластинами. Товщина діелектричного шару (тобто відстань між металевими пластинами) становить b. Іншими припущеннями моделі є: i) припустимо, що немає електромагнітного поля поза поперечним перерізом $a \times b$, обмеженого металевими пластинами. Отже, енергія електромагнітного поля дорівнює нулю, якщо $-a/2 > x > a/2$; $-b/2 > y > b/2$. ii) буде проаналізовано збудження лише основної ТЕМ-хвилі в мікросмужковій лінії. Використовуючи (1.23) амплітуду збудженої ТЕМ-хвилі можна отримати у вигляді:

$$C_s = -\mathrm{i}\frac{\pi \mathrm{f} \mu_0}{2\mathrm{ab}}\mathrm{m}(\alpha)\mathrm{V_{fl}}. \tag{1.29}$$

Потужність, передана в мікросмужковій лінії, задається виразом (1.23):

$$W_{\mathrm{MSL}}^{\max} = \frac{1}{2}|C_s|^2\frac{1}{Z_0}ab = \frac{\pi^2}{8}\frac{\mu_0}{Z_0}\frac{f^2}{ab}m^2(\alpha)V_{fl}^2. \tag{1.30}$$

Іншим способом збільшення рівня потужності є збудження НВЧ-хвиль у резонаторі коливаннями намагніченості ВМШ СМНО.

СМНО у резонаторі. Почнемо аналіз з рівнянь Максвелла для електромагнітного поля $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$, що збуджується зовнішнім магнітним струмом з густиною $\mathbf{j}^m$:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} + \mathrm{i}\omega\mu\mathbf{H} = -\mathbf{j}^{\mathrm{m}},\ \mathrm{rot}\,\mathbf{H} - \mathrm{i}\omega\varepsilon\mathbf{E} = 0. \tag{1.31}$$

де ε і μ - діелектрична проникність та магнітна проникність середовища всередині резонатора. Поля $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ можуть бути представлені як розклад в ряд

по власним полям $\mathbf{E}_n$, $\mathbf{H}_n$ резонатора та деяких градієнтних функцій [135]:

$$\mathbf{E} = \sum_n A_n \mathbf{E}_n - \operatorname{grad} \Psi_e, \ \mathbf{H} = \sum_n B_n \mathbf{H}_n - \operatorname{grad} \Psi_h, \tag{1.32}$$

де n - індекс моди. Власні поля $\mathbf{E}_n$, $\mathbf{H}_n$ - це розв'язки рівнянь:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} + \mathrm{i}\omega\mu\mathbf{H} = 0, \ \operatorname{rot} \mathbf{H} - \mathrm{i}\omega\varepsilon\mathbf{E} = 0. \tag{1.33}$$

Власні поля та градієнтні функції задовольняють наступним ортогональним умовам [135]:

$$\mathbf{E}_n^* \varepsilon \mathbf{E}_{n'} dV = N_n^e \Delta_{nn'}, \ \int\limits_V \mathbf{H}_n^* \mu \mathbf{H}_{n'} dV = N_n^h \Delta_{nn'},$$

$$\int\limits_V \mathbf{E}_n^* \varepsilon \operatorname{grad} \Psi_e dV = \int\limits_V \mathbf{H}_n^* \mu \operatorname{grad} \Psi_h dV = 0, \ \Delta_{nn'} = \begin{cases} 1, \ n = n' \\ 0, \ n \neq n' \end{cases}. \tag{1.34}$$

З (1.31) - (1.34) можна отримати вирази для коефіцієнтів A_n і B_n:

$$A_n = \frac{\omega\omega_n}{\omega_n^2 - \omega^2} \frac{G_n}{N_n^h}, \ B_n = \frac{\omega^2}{\omega_n^2 - \omega^2} \frac{G_n}{N_n^h}. \tag{1.35}$$

де $G_n = \int\limits_V \mathbf{H}_n^* \mu \mathbf{m} dV$. Зрозуміло, що A_n і B_n дорівнюють нескінченності на частоті $\omega = \omega_n$. Але цей випадок є найважливішим і цікавішим. Для аналізу збудження резонатора на частоті $\omega \approx \omega_n$ введено Q-фактор резонатора $Q_n = \dfrac{\omega_n}{\mid \omega_n - \omega \mid}$ і припущено, що $Q_n \gg 1$. У цьому випадку (1.35) перетворюється на наступне:

$$A_n \approx \frac{1}{2} Q_n \frac{G_n}{N_n^h}, \ B_n \approx \frac{1}{2} Q_n \frac{G_n}{N_n^h}. \tag{1.36}$$

Нехтуючи градієнтними функціями в (1.32), потужність n-ї моди можна розрахувати як:

$$W_n = \frac{f_n}{2Q_n} (A_n^2 N_n^e + B_n^2 N_n^h). \tag{1.37}$$

Прямокутний резонатор. Проаналізовано моду H_{101} збуджену у металевому прямокутному резонаторі об'ємом $a \times b \times l$ за допомогою СМНО.

Електромагнітні поля моди H_{101} мають вигляд [132, 134]:

$$\begin{aligned} E_y &= A_n \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{\pi}{l}z\right) \\ H_x &= -\mathrm{i}\frac{A_n}{Z_0}\frac{\lambda}{2l}\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{\pi}{l}z\right) \\ H_z &= \mathrm{i}\frac{A_n}{Z_0}\frac{\lambda}{2a}\cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{\pi}{l}z\right). \end{aligned} \tag{1.38}$$

Потужність $W_{H_{101}}$, що перекачується в резонатор з СМНО, може бути розрахована з використанням (1.37) та максимального значення електричного поля (див., (1.38)):

$$W_{H_{101}} = \frac{\varepsilon_0}{2}\int\limits_0^a dx \int\limits_0^b dy \int\limits_0^l dz |E_{\mathrm{y\ max}}|^2 = \frac{f_n}{Q_n}\frac{\varepsilon_0 A_n^2}{8}abl. \tag{1.39}$$

Можна розглянути СМНО як «точковий» об'єкт, розташований в точці $(x_0,\ y_0,\ z_0)$ всередині резонатора, тоді A_n, розраховується як:

$$\begin{aligned} A_n \approx 4\mathrm{i}Q_n \frac{1}{\lambda_{\mathrm{STNO}}}\frac{m(\alpha)VZ_0}{abl}\frac{l^2a^2}{a^2+l^2}\times \\ \times\left[\frac{1}{l}\sin\left(\frac{\pi}{a}x_0\right)\cos\left(\frac{\pi}{l}z_0\right) - \frac{1}{a}\cos\left(\frac{\pi}{a}x_0\right)\sin\left(\frac{\pi}{l}z_0\right)\right] \end{aligned} \tag{1.40}$$

Якщо, наприклад, $x_0 \approx a/2$, $z_0 = 0$, тоді $W_{H_{101}}(\alpha) = 2\varepsilon_0 Q_n \frac{f_n}{\lambda^2}\left(\frac{a}{b}\right)^2 m^2(\alpha)V^2 Z_0 \left(\frac{1}{a^2+l^2}\right)abl.$

Мікросмужковий резонатор Проаналізовано збудження моди TEM_1 в мікросмужкових резонаторах поперечного перерізу $a \times b$ та довжини $l = \lambda/2$; з об'ємом $a \times b \times l$. Електромагнітне поле ТЕМ-режиму в резонаторі має вигляд [132, 134]:

$$E_y = A_n \sin\left(\frac{\pi}{l}z\right),\ H_x = -\frac{A_n}{Z_0}\cos\left(\frac{\pi}{l}z\right) \tag{1.41}$$

Мікрохвильова потужність W_{MSR}, що перекачується в резонатор від СМНО, може бути розрахована з використанням максимального значення електричного поля:

$$W_{\mathrm{MSR}} = \frac{f_n}{Q_n}\frac{\varepsilon_0}{2}\int\limits_0^a dx \int\limits_0^b dy \int\limits_0^l dz |E_{\mathrm{y\ max}}|^2 = \frac{f_n}{Q_n}\frac{\varepsilon_0 A_n^2}{8}abl. \tag{1.42}$$

де $A_n \approx \frac{1}{2}Q_n\frac{G_n}{N_n^h} = -Q_n\frac{m(\alpha)VZ_0}{abl}\cos\left(\frac{\pi}{l}z_0\right)$, $G_n = -\mu_0\frac{m(\alpha)V}{Z_0}\cos\left(\frac{\pi}{l}z_0\right)$, $N_n^h = \mu_0\frac{1}{2Z_0^2}abl$. Якщо, $z_0 = 0$, тоді отримується $W_{\text{MSR}} = \frac{f}{Q_n}\frac{\varepsilon_0 A_n^2}{4}abl = f\frac{\varepsilon_0}{4}Q_n\frac{m^2(\alpha)V^2Z_0^2}{abl}$.

Діелектричний резонатор. Проаналізовано моду TM_{101} збуджену у діелектричному резонаторі об'ємом $a \times b \times l$ за допомогою СМНО. Електромагнітні поля моди $_{101}$ в декартовій системі координат мають вигляд [132, 134]:

$$\begin{aligned} E_x &= -E_0\frac{\pi^2}{al}\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{\pi}{l}z\right) \\ H_x &= 0 \\ H_y &= -\mathrm{i}\omega\varepsilon\varepsilon_0 E_0\frac{\pi}{a}\cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{\pi}{l}z\right) . \end{aligned} \tag{1.43}$$

Мікрохвильова потужність $W_{E_{101}}$, що отримується в діелектричному резонаторі з СМНО, може бути розрахована за формулою [133]:

$$W_{E_{101}} = \frac{1}{2}f_n\mu_0 Q_n\frac{M^2}{abl}. \tag{1.44}$$

1.3.2. Генератори електромагнітних сигналів на основі СОХ. Оскільки ефект Холла дозволяє створювати «чистий» спіновий струм, що викликатиме СОЕ, коли потрапляє у магнітний шар, використання його для створення магнітних осциляторів було ускладнене лише пошуком матеріалів, в яких спіновий струм буде складати відчутний відсоток від зарядового електричного струму і кут відхилення електронів з протилежними спінами буде найбільший. На даний момент в більшості експериментів з СЕХ в якості такого матеріалу використовують платину [84]. Частота коливань намагніченості в феромагнітному матеріалі буде близька до частоти феромагнітного резонансу (і лежить в межах 1 – 50 ГГц), а також залежить від зовнішнього поля, яке не легко створити в компактних пристроях [136].

Нещодавно було висловлено припущення [83, 137, 138], що для суттєвого збільшення частоти генерації треба використовувати для СМНО шари з

антиферомагнетиків (АФМ), через наявність в них сильних внутрішніх обмінних полів, які утримують вектори магнітних підґраток АФМ антипаралельно один одному. Хоч ця ідея була відомою досить давно, пропозиції по розробці генератора на базі АФМ були представлені лише нещодавно [83, 139], незабаром після експериментального спостереження перемикання магнітних підґраток АФМ під дією електричного струму [140, 141].

Теоретично було передбачено [83, 137, 138], що, якщо в АФМ входить спін-поляризований струм (з вектором поляризації $\mathbf{p}$), який, наприклад, інжектується з сусіднього шару металу з сильною спін-орбітальною взаємодією (наприклад з платини), то створений цим струмом СОЕ буде діяти на магнітні підґратки АФМ. Цей СОЕ може злегка зсунути намагніченості магнітних підґраток АФМ $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$, так, що це спричиняє дію на них внутрішнього обмінного поля АФМ матеріалу, що приводить до обертання векторів намагніченості навколо напряму поляризації спінового струму $\mathbf{p}$ з великою кутовою частотою (експериментально було показано, що вона лежить в терагерцовому діапазоні [140, 141]. Цей змінний сигнал можна було б отримувати за рахунок ефекту спінової накачки викликаної обертанням намагніченостей АФМ та оберненим спіновим ефектом Холла ОСЕХ, що викликатиме появу спінового струму в зворотному напрямі – з АФМ матеріалу у немагнітний метал. Однак, якщо АФМ ізотропний, то обертання намагніченостей, обумовлене дією струму, буде рівномірним, а напруга, створювана поворотом підґратки АФМ у сусідньому шарі платини, викликана ОСЕХ, пропорційна кутовій швидкості обертання підґраток. Таким чином, ця напруга не матиме високочастотних компонент.

Для вирішення цієї проблеми є два різні підходи: можна використати нелінійне згасання, викликане зворотним зв'язком, у АФМ [83], або використовувати біанізотропний АФМ, наприклад, NiO, що має відносно сильну анізотропію легкої площини і відносно слабку анізотропію в

перпендикулярному напрямку [139]. Однак обидва ці підходи мають серйозні недоліки. Перший сильно залежить від якості інтерфейсу платина/АФМ, а також вимагає високих значень кута спін-Холла в немагнітному металі. Другий підхід потребує наявності слабкої перпендикулярної анізотропії в АФМ, щоб зробити неоднорідним обертання намагніченостей підґраток АФМ, що викликаються струмом і, таким чином, отримати високочастотну компоненту у сигналі напруги, отриманому в шарі платини через OCEX [139]. На жаль, виявилося, що амплітуда змінного струму, який створює OCEX в платині, сильно зменшується з збільшенням частоти генерації і досягає значної потужності ($>$ 1 мкВт) лише в діапазоні відносно низьких частот, поблизу частоти антиферомагнітного резонансу в площині ($\sim 100 - 300$ ГГц для NiO COX [139]).

1.4. Висновки до розділу

Спінтронні магнітні наноструктури (СМНС) є основним компонентом пристроїв спінтроніки. В СМНС під дією спінового струму буде збуджуватись прецесія намагніченності, коли значення струму перевищує порогове. При подальшому зростанні величини струму відбувається «перемикання» намагніченості. Потужність вихідного сигналу від поодинокого феромагнітного СМНО сягає нВт, але масив синхронізованих СМНО даватиме на кілька порядків більщу потужність, що важливе для практичного використання. Антиферомагнітні (АФМ) матеріали виглядають перспективними для створення COX та АФМ COX і особливості процесів генерації сигналів в них потребують подальшого дослідження. Підсумовуючи можна стверджувати, що аналіз процесів, які відбуваються у СМНС та їх масивах, представлений у дисертаційній роботі, на сьогодні є актуальною науково-технічною задачею. Розв'язок цієї задачі є важливим для розвитку галузі спінтроніки, а також електроніки та радіофізики.

РОЗДІЛ 2
ВЗАЄМНА ФАЗОВА СИНХРОНІЗАЦІЯ БАГАТЬОХ СМНО З УРАХУВАННЯМ ТЕХНОЛОГІЧНОГО РОЗКИДУ ЇХ ПАРАМЕТРІВ

2.1. Числова модель синхронізації СМНО з урахуванням технологічного розкиду їх параметрів

Як вже зазначалося раніше в розділі 1.2.1, задача взаємної синхронізації СМНО ускладнюється низкою проблем, які добре відомі в нелінійній динаміці [20, 21, 102, 103, 121, 126, 142], у мікро- та наноелектронній технології [17, 104, 125, 142–145]. Відповідно, для одержання простого і точного опису процесів синхронізації коливань намагніченості декількох СМНО необхідно вдало обрати вихідну теоретичну модель. На сьогоднішній день існує кілька підходів для опису взаємної фазової синхронізації СМНО [10, 91, 92, 126]. Результати досліджень було опубліковано в роботах [31, 32, 37–44, 47, 58].

2.1.1. Фазова модель системи зв'язаних СМНО. Як було зазначено в розділі 1.2.1, модель «потужність–фаза» може бути додатково спрощена введенням «ефективної» фази коливань намагніченості $\Phi_i \equiv \Phi_i(t)$ [19, 32]:

$$\Phi_i(t) = \phi_i(t) + \nu_i \rho_i(t)\,, \tag{2.1}$$

де $\nu_i = N_i/G_i$ – безрозмірний нелінійний зсув частоти. «Ефективна» фаза Φ_i є розв'язком рівняння:

$$\frac{d\Phi_i}{dt} - \omega_{0i} = \sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N} \lambda_{ij} \sin\left(\Phi_j - \Phi_i + \beta_{ij}\right)\,, \tag{2.2}$$

де $\lambda_{ij} = \Omega_{ij}\sqrt{p_{0j}/p_{0i}}\sqrt{1+\nu_i^2}$ – нормована амплітуда коефіцієнта зв'язку j-го СМНО з i-м, $\beta_{ij} = \zeta_{ij} - \operatorname{arctg}\nu_i$ – нормована фаза зв'язку.

Подальше спрощення фазової моделі (2.2) може бути виконане за допомогою використання наближення «глобального зв'язку». Згідно з цим наближенням, кожен СМНО взаємодіє з деяким усередненим мікрохвильовим сигналом, що створюється усіма взаємодіючими наноосциляторами. Цей усереднений сигнал утворюється за рахунок складання сигналів від усіх СМНО. Відповідно, нормовані амплітуда та фаза коефіцієнта зв'язку у такому наближенні є сталими величинами: $\lambda_{ij} = \Lambda/N$, $\beta_{ij} = \beta$. З урахуванням зроблених наближень рівняння (2.2) приймає остаточний вигляд:

$$\frac{d\Phi_i}{dt} - \omega_{0i} = \frac{\Lambda}{N}\sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N}\sin\left(\Phi_j - \Phi_i + \beta\right) . \tag{2.3}$$

Модель взаємної фазової синхронізації в наближенні «глобального зв'язку» добре описує симетричні системи зв'язаних осциляторів [102, 146]: систему двох осциляторів, три осцилятори, що розташовані у вершинах рівностороннього трикутника, масиви з великою кількістю осциляторів, що розташовані на однаковій відстані один від одного, тощо [32].

2.2. Синхронізація та динамічні стани системи СМНО у наближенні «глобального зв'язку»

Аналіз взаємної фазової синхронізації N зв'язаних СМНО починається з розв'язку системи рівнянь (2.3) для заданих значень нормованої амплітуди Λ та нормованої фази β сигналу зв'язку, відомих власних частот СМНО $f_{0i} = \omega_{0i}/2\pi$ та значень «ефективних» фаз коливань намагніченості $\Phi_i(0)$ у початковий момент часу $t = 0$. Розв'язуючи систему (2.3) на проміжку часу $[0; T]$, отримуємо вирази для часових залежностей «ефективних» фаз $\Phi_i(t)$ [32].

В експериментах власні частоти f_{0i} окремих СМНО у масиві

відрізняються через неможливість на даний момент досягти у технологічному циклі виготовлення абсолютно ідентичних наноструктур [23–25, 142–145]. Тому частоти f_{0i} у системі (2.3) зручно розглядати як випадкові величини, розподілені навколо деякого середнього значення $f_0 = \langle f_{0i} \rangle$ за певним законом розподілу $P(f_{0i})$ (для спрощення будемо вважати, що цей розподіл є однаковим для всіх СМНО); тут і далі $\langle x \rangle$ позначає середнє значення величини x. У розділі було проаналізовано найбільш типовий випадок, коли власні частоти наноосциляторів розподілені за нормальним законом:

$$P(f_{0i}) = \frac{1}{\Delta f \sqrt{2\pi}} \exp\left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{f_{0i} - f_0}{\Delta f} \right)^2 \right\}, \tag{2.4}$$

де Δf – середньоквадратичне відхилення частот f_{0i} від їх середнього значення f_0.

Початкові «ефективні» фази коливань намагніченості різних СМНО $\Phi_i(0)$ також слід розглядати як випадкові величини. У даній роботі вважалось, що початкові фази наноосциляторів $\Phi_i(0)$ розподілені рівномірно на проміжку $[0; 2\pi]$.

Для визначення встановлення синхронізації в системі з N СМНО за розрахованими часовими залежностями «ефективних» фаз $\Phi_i(t)$, обчислювався комплексний параметр порядку системи $r(t)$ [102]:

$$r(t) = R(t)\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Psi(t)} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi_i(t)}. \tag{2.5}$$

Його модуль $R(t) = |r(t)|$ характеризує відносну кількість синхронізованих СМНО (за ідеальної синхронізації $R(t) \to 1$), а зміна його фази $\Psi(t)$ визначає циклічну частоту синхронізованих коливань $d\Psi/dt$.

У випадку, коли коливання намагніченості є несинхронізованими, тобто коли різниця фаз $\Phi_i(t) - \Phi_j(t)$ не є сталою для $\forall i \neq j$, величина $R(t)$ також змінюється. Зазначимо, що незначні зміни $R(t)$ можуть відбуватись навіть у квазісинхронізованому стані, за умови, що сталою є не миттєва

різниця «ефективних» фаз $\Phi_i(t) - \Phi_j(t)$, а різниця фаз усереднена протягом деякого періоду часу, наприклад, протягом характерного періоду коливань $1/f_0$ [102]. На практиці невеликі зміни $R(t)$ також можуть бути викликані наявністю похибок числового розрахунку. Враховуючи це, для надійного визначення стану системи слід використовувати критерій $\Delta R < \Delta R_0$, де ΔR – середньоквадратичне відхилення величини $R(t)$ на часовому проміжку $[t_0; t_0 + \Delta t]$, на якому ведеться спостереження за станом системи, ΔR_0 – наперед задане значення, що визначає якість синхронізації [102, 147]. Очевидно, що тривалість проміжку часу Δt слід обирати не менше ніж $1/f_0$, а вибір занадто малих або, навпаки, занадто великих значень ΔR_0 може призвести до незадовільного опису стану системи [102, 103, 147]. Нижче процеси фазової синхронізації будуть розглядатись для значень ΔR_0 від нуля (ідеальна синхронізація, використовується для порівняння з теорією) до $\Delta R_0 = 0.5$.

Процедура числового аналізу взаємної фазової синхронізації N СМНО полягала у наступному:

1. Задавались початкові умови задачі: середня частота СМНО f_0, середньоквадратичне відхилення частот СМНО Δf, нормована амплітуда зв'язку Λ та нормована фаза зв'язку β. Для аналізу поведінки системи у координатах $(\Lambda; \beta)$ вважалось, що $\Lambda = 2\pi\xi f_0$, де безрозмірний параметр ξ змінюється в межах від 0 до 1 з кроком 0.01, а β змінюється в межах від 0 до 2π з кроком $2\pi/100$. Під час аналізу впливу технологічного розкиду параметрів СМНО на ефективність їх синхронізації розглядався випадок, коли величина розкиду частот Δf змінювалась від $f_0/100$ до $f_0/10$ з кроком $f_0/100$.

2. Для заданих величин f_0, Δf генерувався вектор власних частот СМНО f_{0i}, $i = \overline{1, N}$, згідно із розподілом (2.4), а також вектор початкових фаз $\Phi_i(0)$, розподілених рівномірно на проміжку $[0; 2\pi]$.

3. Використовуючи визначені раніше величини, числовими методами

розв'язувалась система рівнянь (2.3) на проміжку часу $[0; T]$, де $T = 100/f_0$. Потім, використовуючи розраховані залежності $\Phi_i(t)$, обчислювалась згідно (2.5) часова залежність комплексного параметра порядку $r(t)$.

4. За відомою залежністю $r(t)$ проводився розрахунок середнього значення $R = \langle R(t) \rangle$ і потім середньоквадратичного відхилення ΔR на проміжку часу $[90/f_0; 100/f_0]$. Вважалось, що для цього проміжку в системі вже закінчились перехідні процеси і встановився певний стійкий режим, якщо він взагалі досяжний за таких умов.

5. Згідно рекомендацій робіт [43, 147] для одержання статистично обґрунтованих результатів числовий аналіз (кроки з другого по четвертий включно) проводився для 100 реалізацій, після чого отримані результати (ΔR) усереднювались.

2.2.1. Синхронізація та динамічні стани системи з двох СМНО. Задача взаємної фазової синхронізації двох СМНО з детермінованими параметрами була теоретично проаналізована у [10, 19], а для СМНО з випадковими власними параметрами розглядалась у [41, 43].

На рис. 2.1 зображено типові результати числового моделювання, отримані для системи з $f_0 = 10$ ГГц, $\Delta f = 100$ МГц (а) та $\Delta f = 500$ МГц (б). Видно, що синхронізація двох СМНО є найбільш ефективною, коли нормована амплітуда коефіцієнта зв'язку $\Lambda = 2\pi\xi f_0$ є більшою за розкид власних циклічних частот наноосциляторів $2\pi\Delta f$ (тобто $\xi > \Delta f/f_0$), а нормована фаза коефіцієнта зв'язку β відрізняється від $(2k-1)\pi/2$, де $k \in \mathbb{N}$. Умова $\xi = \Lambda/2\pi f_0 > \Delta f/f_0$ визначає поріг появи синхронізації Λ_{th}; Λ_{th} – мінімальне значення Λ за якого спостерігається синхронізація при $\beta = 0$. Отримані результати якісно, а для випадку малого технологічного розкиду параметрів ($\Delta f = 100$ МГц, Рис. 2.1а) і кількісно відповідають відомим теоретичним [10, 19] (див. суцільні криві на рис. 2.1а) і числовим оцінкам [111]. Області білого кольору на наведених діаграмах відповідають

синхронізованому стану системи ($\Delta R \approx 0$), у той час як забарвлені області відповідають різним значенням середньоквадратичного відхилення модуля комплексного параметра порядку ΔR. З рис. 2.1 видно, що діаграми є симетричними відносно прямої $\beta = \pi$. Враховуючи це, діаграми стану системи в координатах $(\Lambda; \beta)$ можуть наводитись лише для значень $\beta \in [0; \pi]$.

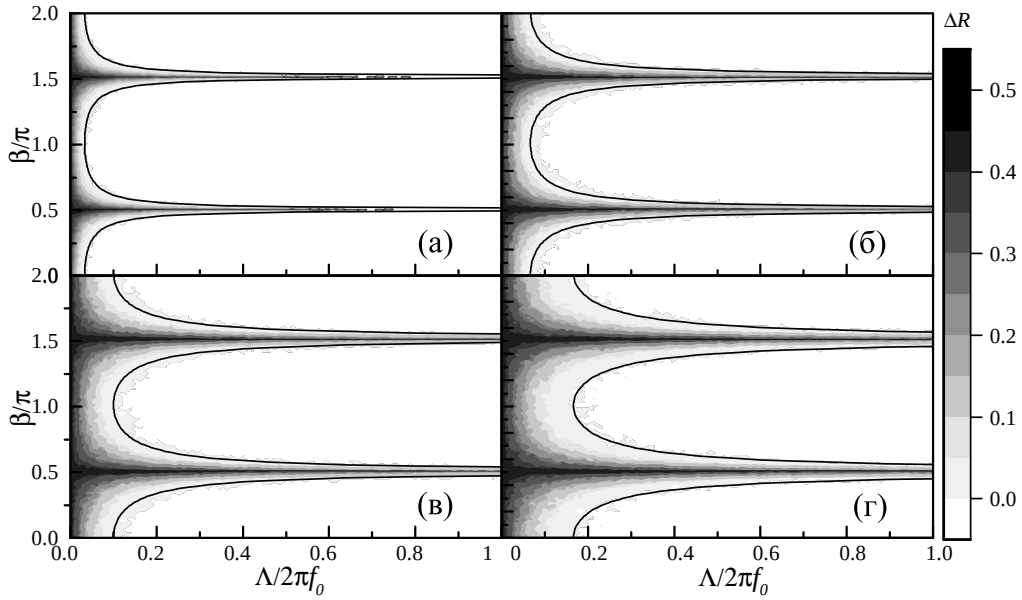

Рис. 2.1. Діаграми стану системи 2-х СМНО у координатах: безрозмірна амплітуда $\Lambda/2\pi f_0$ – нормована фаза β/π коефіцієнта зв'язку між наноосциляторами за різної величини технологічного розкиду їх власних частот: (а) $\Delta f = 100$ МГц; (б) $\Delta f = 250$ МГц; (в) $\Delta f = 350$ МГц; (г) $\Delta f = 500$ МГц. Забарвлені області відповідають різним станам системи (різним ΔR). Суцільні криві – теоретичні залежності, розраховані згідно [10, 19]. $f_0 = 10$ ГГц [32].

2.2.2. Синхронізація та динамічні стани системи з трьох СМНО. На рис. 2.2 зображено типові результати числового моделювання, отримані для системи трьох СМНО з такими параметрами: $f_0 = 10$ ГГц, (а) $\Delta f = 100$ МГц, (б) $\Delta f = 250$ МГц, (в) $\Delta f = 350$ МГц та (г) $\Delta f = 500$ МГц. Очевидно, що всі основні риси синхронізації СМНО, вказані вище для системи двох наноосциляторів, спостерігаються й для системи трьох СМНО.

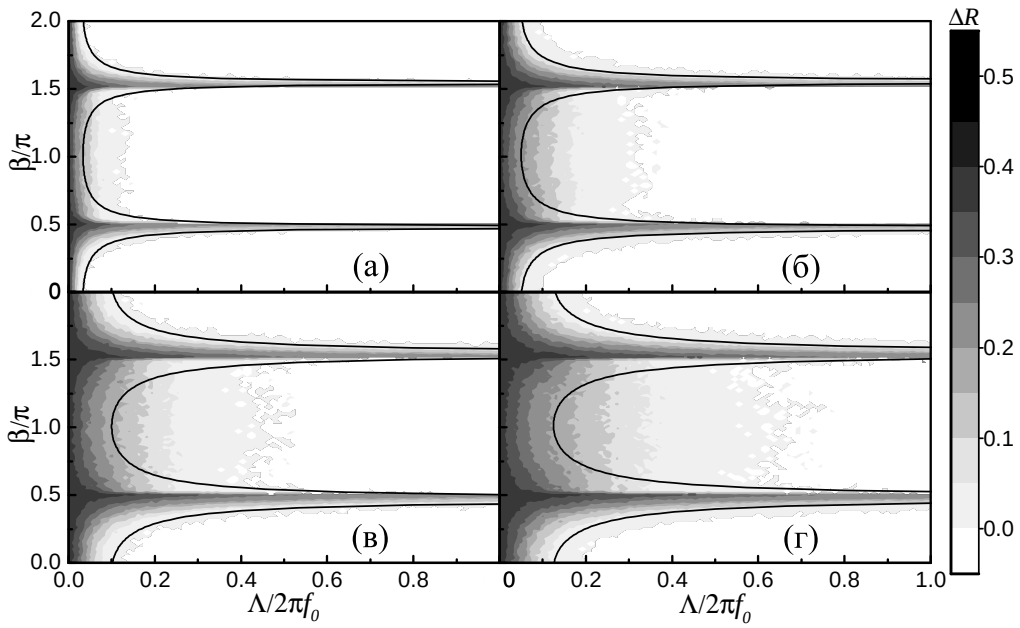

Рис. 2.2. Діаграми стану системи 3-х СМНО у координатах $(\Lambda/2\pi f_0; \beta/\pi)$: (а) $\Delta f = 100$ МГц; (б) $\Delta f = 250$ МГц; (в) $\Delta f = 350$ МГц; (г) $\Delta f = 500$ МГц. Забарвлені області відповідають різним станам системи (різним ΔR). Суцільні криві – теоретичні залежності, розраховані згідно [10, 19]. $f_0 = 10$ ГГц [32].

Разом з тим, для системи трьох наноосциляторів з'являється декілька якісно нових особливостей процесу синхронізації.

По-перше, видно, що на відміну від діаграми для двох СМНО, діаграма для трьох наноосциляторів перестає бути симетричною відносно прямої $\beta = \pi/2$ (хоча її симетрія відносно прямої $\beta = \pi$ зберігається). Це є свідченням існування різних механізмів взаємодії між наноосциляторами: при $0 < \beta < \pi/2$ зв'язок між СМНО спричиняє зближення їх частот, а при $\pi/2 < \beta < \pi$ відбувається їх розштовхування. Відповідно, ефективність синхронізації СМНО в другому випадку є помітно меншою, що добре відповідає числовим оцінкам [111], отриманим для великої кількості наноосциляторів.

По-друге, зі збільшенням кількості наноосциляторів з двох до трьох границя області ідеальної синхронізації (особливо при $\beta > \pi/4$)

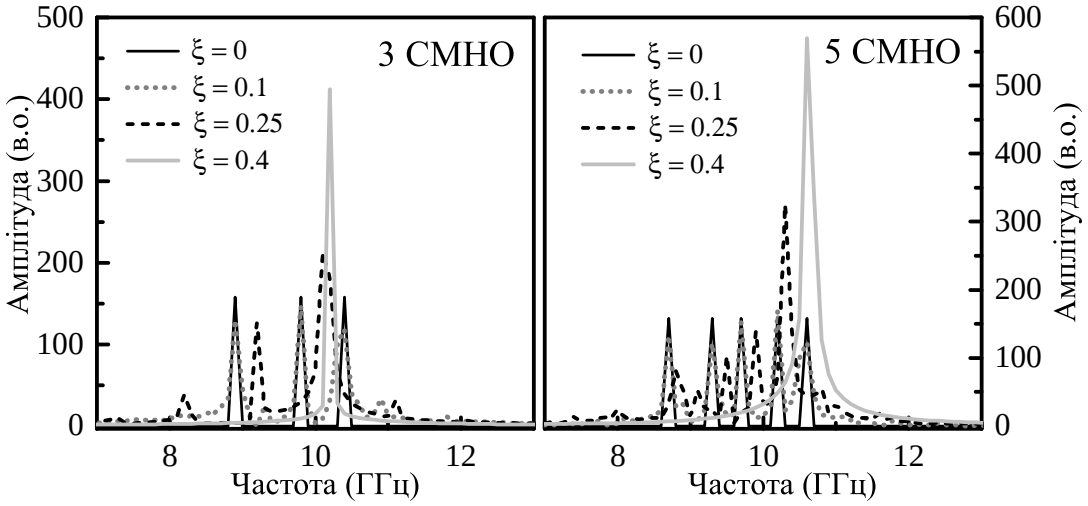

Рис. 2.3. Типові спектри коливань систем 3-х та 5-ти СМНО за нормованої фази зв'язку $\beta/\pi = 0.2$ і різних величин безрозмірної амплітуди зв'язку між наноосциляторами $\xi = \Lambda/2\pi f_0$: $\xi = 0$ (невзаємодіючі СМНО, суцільна чорна лінія); $\xi = 0.1$ (пунктирна лінія); $\xi = 0.25$ (штрихова лінія); $\xi = 0.4$ (синхронізований стан, сіра лінія). $f_0 = 10$ ГГц [32].

помітно розмивається, навіть для випадку малого технологічного розкиду параметрів $\Delta f = 100$ МГц (див. рис. 2.1а та 2.2а). Проведені нами детальні числові дослідження показали, що причиною цього є наступне: (i) для системи трьох СМНО вже стає можливим явище часткової синхронізації, коли утворюється кластерний стан системи за якого лише два наноосцилятора з трьох виявляються синхронізованими; (ii) з'являється можливість зникнення такого кластеру з утворенням нового (наприклад, спочатку були синхронізовані наноосцилятори 1 і 2, а потім – 2 і 3); (iii) в окремих випадках спостерігалась осцилююча поведінка стану системи, коли один з наноосциляторів періодично синхронізувався з достатньо стійким кластером, до якого входили два інших СМНО, а потім виходив з цього синхронізованого стану; (iv) відомо, що система трьох осциляторів вже може проявляти хаотичну поведінку [102], ознаки чого також були спостережені у проведеному нами числовому експерименті; (v) нарешті, наявний розкид

експериментальних точок на рис. 2.2 частково пов'язаний з незначною похибкою числових обчислень (менше 5% за приблизними оцінками). Вказані фактори призводять до появи помітних змін ΔR, що погіршує якість синхронізації для випадку достатньо великої фазової затримки сигналу зв'язку $\beta \geqslant \pi/4$. Також ці фактори заважають надійному визначенню стану, в якому перебуває система трьох СМНО, тому для перевірки коректності отриманих числових результатів доцільно розглянути спектри коливань СМНО за різних величин нормованої амплітуди Λ і фази β сигналу зв'язку.

Типовий вигляд спектрів коливань системи трьох СМНО для $f_0 = 10$ ГГц, $\beta = 0.2\ \pi$ і різних значень Λ показано ліворуч на рис. 2.3. Суцільною чорною лінією зображено спектри невзаємодіючих СМНО ($\Lambda = 0$) з випадково обраними власними частотами $f_{01} = 8.9$ ГГц, $f_{02} = 9.8$ ГГц, $f_{03} = 10.4$ ГГц. Коли нормована амплітуда зв'язку між наноосциляторами досягає значення $\Lambda = 0.1 \cdot 2\pi f_0$, спектр коливань системи зазнає помітних спотворень (пунктирна лінія на рис. 2.3), що добре видно на прикладі третього наноосцилятора. При подальшому зростанні Λ до $\Lambda = 0.25 \cdot 2\pi f_0$ значні зміни спектра системи порівняно зі спектром невзаємодіючих СМНО спостерігаються вже для усіх трьох наноосциляторів (штрихова лінія). Нарешті, за нормованої амплітуди зв'язку $\Lambda = 0.4 \cdot 2\pi f_0$ усі три наноосцилятори знаходяться у синхронізованому стані з частотою коливань $f = 10.2$ ГГц (сіра крива). Отже, аналіз спектрів коливань системи підтверджує коректність отриманих діаграм $\Delta R(\Lambda, \beta)$.

Зазначені вище якісно нові риси поведінки системи трьох СМНО проявляються більш контрастно по мірі того, як збільшується величина технологічного розкиду частот наноосциляторів Δf. Зокрема, помітно зростає поріг синхронізації Λ_{th}, за якого спостерігається синхронізація при $\beta = 0$, розширюється область значень β поблизу від $\beta = \pi/2$, коли синхронізація є неможливою або неефективною. Разом з тим, порівняння отриманих числових даних з результатами відомих теоретичних робіт [10,

19] за цих умов стає доволі неоднозначним, оскільки у вказаних роботах не враховується існування кластерного або хаотичного стану системи і пов'язаних з цим ефектів (таке порівняння виявляється точним лише для ідеалізованого випадку $\beta = 0$).

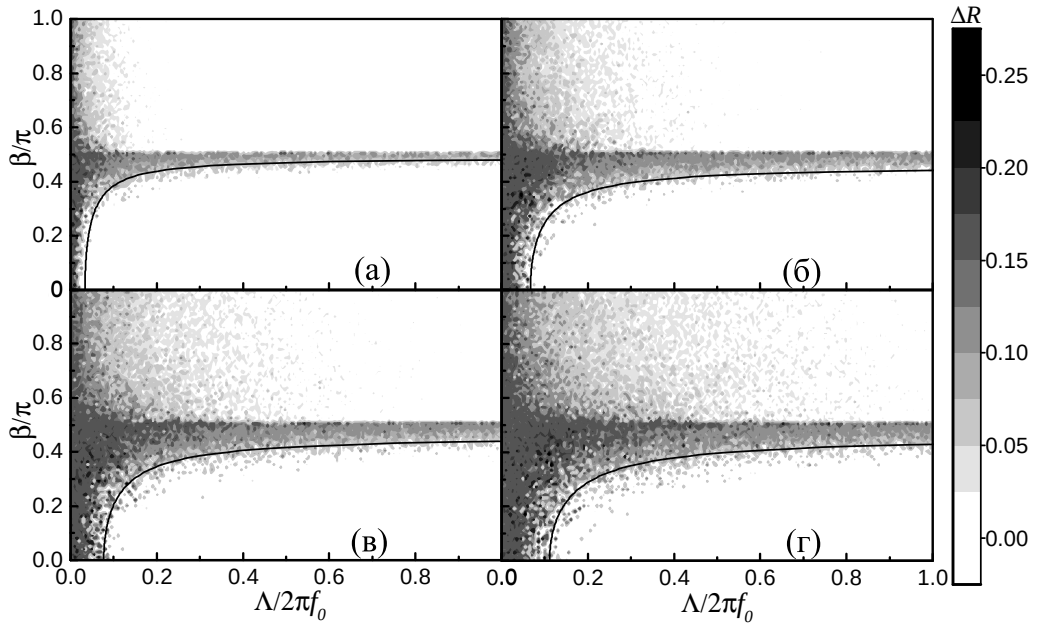

Рис. 2.4. Діаграми стану системи 5-х СМНО у координатах $(\Lambda/2\pi f_0; \beta/\pi)$: (а) $\Delta f = 100$ МГц; (б) $\Delta f = 250$ МГц; (в) $\Delta f = 350$ МГц; (г) $\Delta f = 500$ МГц. Забарвлені області відповідають різним станам системи (різним ΔR). Суцільні криві – теоретичні залежності, розраховані згідно [10, 19]. $f_0 = 10$ ГГц [32].

2.2.3. Синхронізація та динамічні стани системи з п'яти і більше СМНО. Враховуючи специфіку синхронізації багатьох СМНО, розглянутих у підрозділі 2.2.2 на прикладі трьох наноосциляторів, аналіз процесів синхронізації $N > 3$ СМНО є доволі складним, проте, фактично, виконується за одним і тим же алгоритмом незалежно від кількості СМНО N.

Результати моделювання для п'яти СМНО з технологічним розкидом частот (а) $\Delta f = 100$ МГц, (б) $\Delta f = 250$ МГц, (в) $\Delta f = 350$ МГц і (г) $\Delta f = 500$ МГц представлені на рис. 2.4. Видно, що поведінка системи

п'яти СМНО якісно близька до поведінки системи трьох СМНО, оскільки в цьому випадку не з'являється ніяких нових ефектів, що помітно впливали б на синхронізацію наноосциляторів. Разом з тим, можна бачити, що границі області синхронізації для п'яти СМНО виявляються значно більш розмитими, нечіткими, ніж для системи трьох СМНО. Це свідчить про те, що вплив факторів (i)–(iv), перелічених у розділі 2.2.2, стає більш суттєвим, а значить для отримання стійкої синхронізації СМНО необхідно збільшувати амплітуду зв'язку між наноосциляторами Λ зі збереженням малого значення фази зв'язку β. Цей висновок також підтверджується спектрами коливань системи, наведеним праворуч на рис. 2.3.

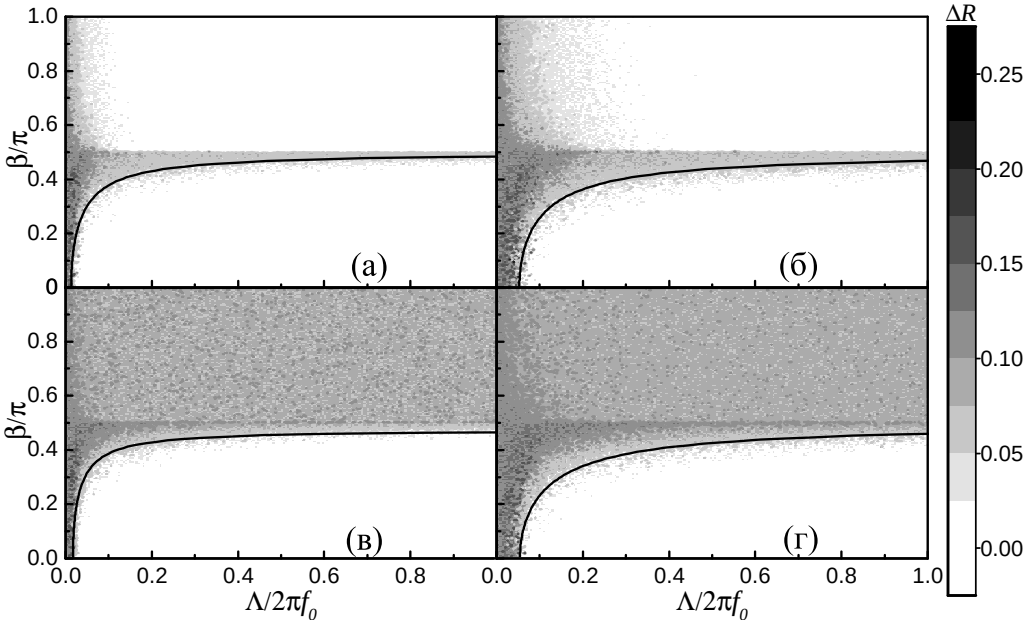

Рис. 2.5. Діаграми стану системи 10 СМНО (а, б) та 20 СМНО (в, г) у координатах $(\Lambda/2\pi f_0; \beta/\pi)$: (а, в) $\Delta f = 100$ МГц; (б, г) $\Delta f = 250$ МГц. Забарвлені області відповідають різним станам системи (різним ΔR). Суцільні криві – теоретичні залежності, розраховані згідно [10, 19]. $f_0 = 10$ ГГц [32].

Поведінка десяти (рис. 2.5 а,б) та двадцяти (рис. 2.5 в,г) взаємодіючих СМНО має якісно той же характер, що й для трьох та п'яти СМНО. Проте з рис. 2.5 видно, що за рахунок механізму відштовхування частот СМНО

при $\beta > \pi/2$ їх синхронізація стає або малоефективною (для 10 СМНО), або вже неможливою (20 СМНО) за малих значень $\Lambda \gtrsim \Lambda_{\text{th}}$. Зазначимо, що цей випадок підтверджується аналізом спектрів коливань відповідних масивів СМНО.

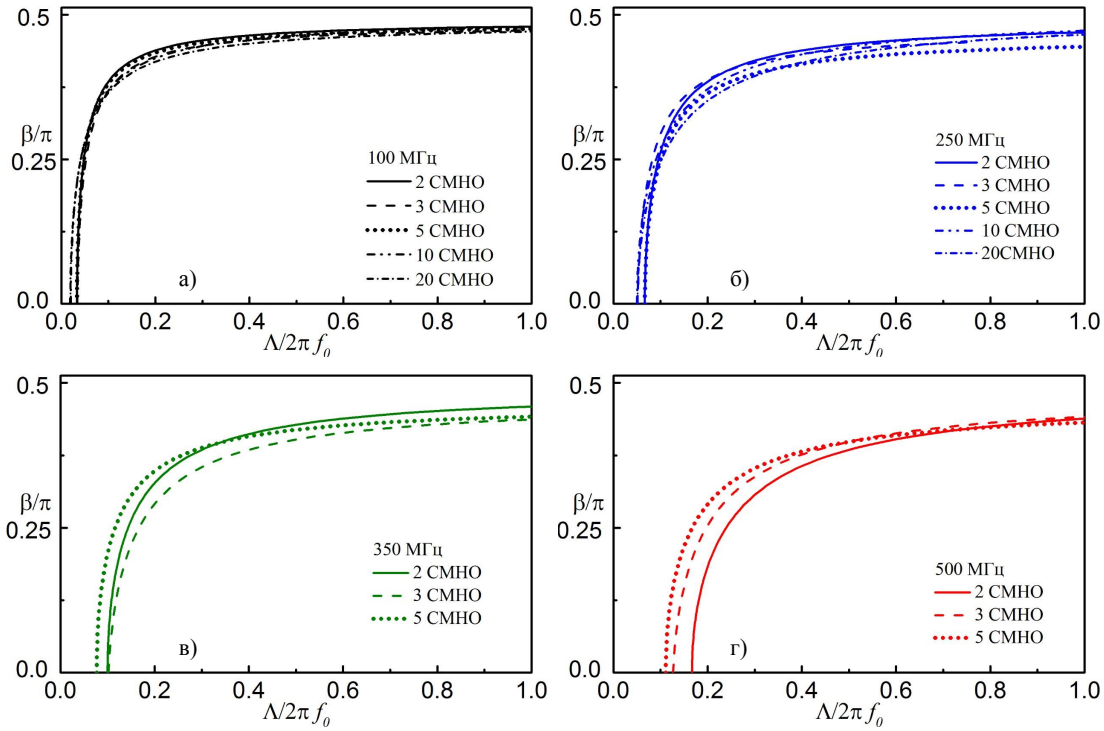

Рис. 2.6. Криві, що відповідають границі синхронізованого стану системи N СМНО у координатах $(\Lambda/2\pi f_0; \beta/\pi)$: а) $\Delta f = 100$ МГц, б) $\Delta f = 250$ МГц, в) $\Delta f = 350$ МГц, г) $\Delta f = 500$ МГц, розраховані для різної кількості СМНО: $N = 2$ (суцільні криві), $N = 3$ (штрихові криві), $N = 5$ (пунктирні криві), $N = 10$ (подвійні штрихові криві), $N = 20$ (подвійні штрих-пунктирні криві). В області під кривими синхронізація СМНО є гарантовною і стійкою. $f_0 = 10$ ГГц [32].

Для аналізу результатів числової оцінки ефективності синхронізації масивів з кількістю осциляторів від 2-х до 20-и можна використовувати рис. 2.6, де наведено залежності в координатах $(\Lambda; \beta)$, що відповідають границі стійкої синхронізації системи N СМНО, виходячи з раніше отриманих даних числового розрахунку. Область під кожною кривою на рис. 2.6 є областю, в якій синхронізація СМНО є стійкою і відбувається

завжди (зазначимо, що це вірно у межах похибки числового розрахунку). Криві розраховані для випадку різної величини технологічного розкиду параметрів: $\Delta f = 100$ МГц (рис. 2.6 а), $\Delta f = 250$ МГц (рис. 2.6 б), $\Delta f = 350$ МГц (рис. 2.6 в), $\Delta f = 500$ МГц (рис. 2.6 г) і різної кількості СМНО: $N = 2$ (суцільні криві), $N = 3$ (штрихові криві), $N = 5$ (пунктирні криві), $N = 10$ (подвійні штрихові криві), $N = 20$ (подвійні штрих-пунктирні криві).

Проаналізуємо умови синхронізації за нульової фази коефіцієнта зв'язку в залежності від кількості осциляторів в системі, а саме $\Lambda(N)$ при $\beta = 0$. З рисунка рис. 2.7 видно, що зі зростанням дисперсії в нормальному розподілі

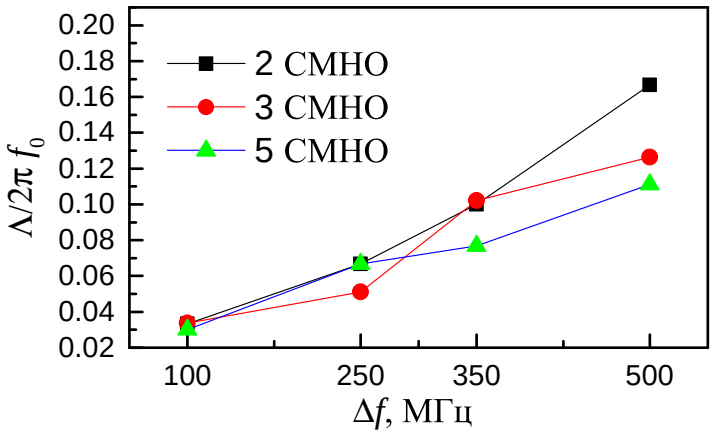

Рис. 2.7. Залежність границі синхронізованого стану системи N СМНО при $\beta = 0$ від розкиду частот в розподілі Δf для різної кількості СМНО в системі.

власних частот СМНО необхідне значення амплітуди коефіцієнта зв'язку для синхронізації зростає. Цікавим є те, що за числового моделювання для одного і того самого розкиду частот при незначному зростанні кількості осциляторів можливим є деяке зменшення необхідної сили зв'язку за рахунок того, що Δf тут – це дисперсія розподілу, тоді як для двох СМНО це значення використовувалося як різниця значень власних частот.

2.3. Синхронізація та динамічні стани системи СМНО у наближенні «локального зв'язку»

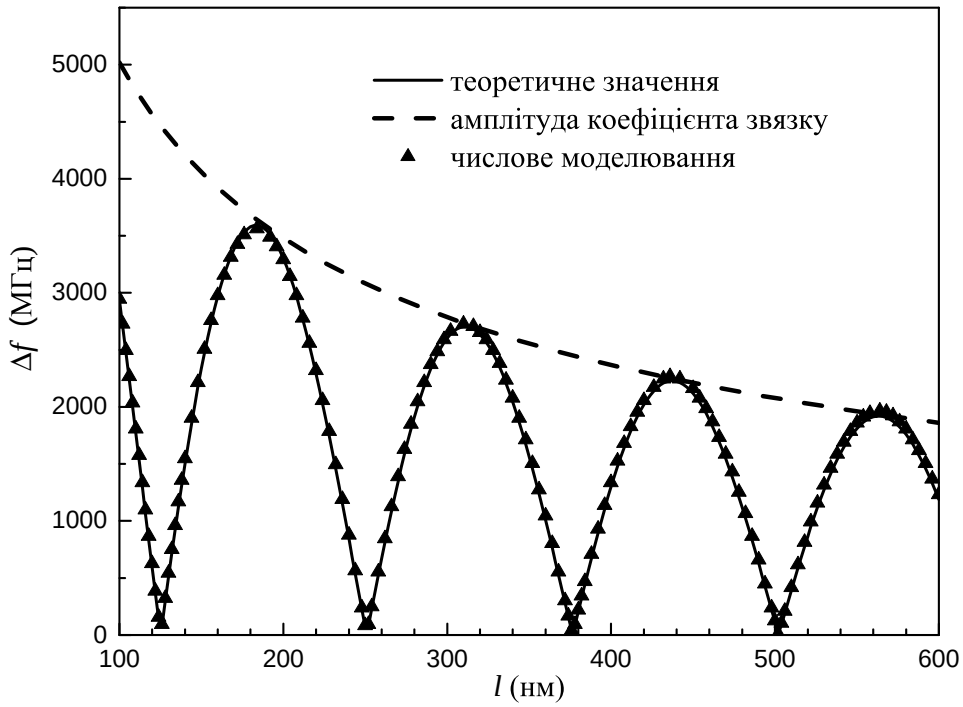

Рис. 2.8. Теоретична залежність частотної смуги вимушеної фазової синхронізації двох СМНО від відстані l між ними (чорна суцільна лінія), залежність коефіцієнта зв'язку від відстані (пунктирна лінія), значення частотної смуги вимушеної фазової синхронізації двох СМНО отриманий шляхом числового моделювання та наступного аналізу значення коефіцієнта параметра порядку (трикутники).

Наближення «глобального зв'язку» значно полегшує аналіз процесу синхронізації, але не дозволяє дослідити особливості цього процесу в залежності від розташування СМНО відносно один одного. Перед тим, як переходити до дослідження властивостей більш складних систем, порівняємо результати числового розрахунку з аналітичною теорією. Для цього розрахуємо ширину частотної смуги вимушеної фазової синхронізації двох СМНО від відстані l між ними за критеріями для коефіцієнта порядку і порівняємо з виразами наведеними у роботах [10, 19, 123]. Параметри СМНО

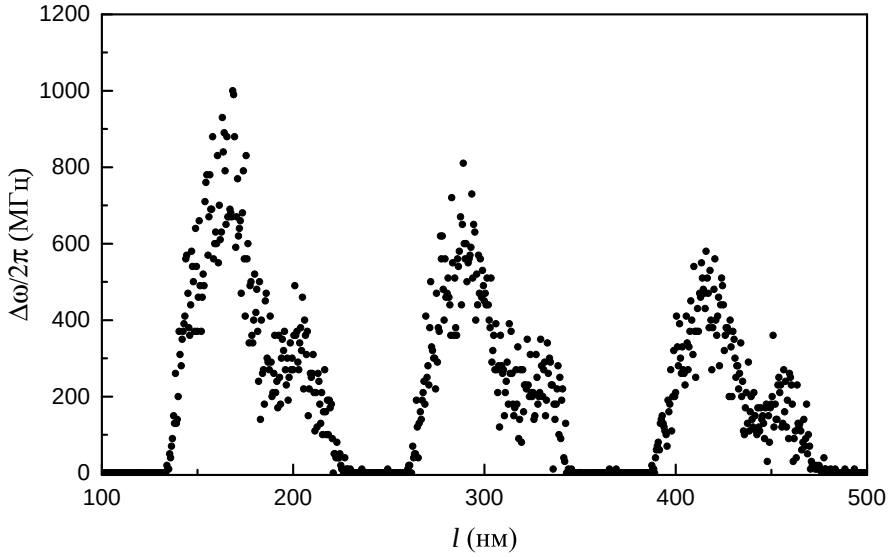

Рис. 2.9. Залежність частотної смуги фазової синхронізації (максимального середнього відхилення власних частот СМНО, за якого зміна амплітуди параметра порядку ΔR не перевищує 0.1 %) від відстані між найближчими СМНО для системи з чотирьох СМНО розташованих у симетричний ланцюжок при середній частоті $f_0 = 11$ ГГц.

були наступними: напруженість зовнішнього магнітного поля $H_{\text{ext}} = 15$ кЕ, намагніченість насичення $4\pi M_0 = 8$ кЕ, радіус СМНО $R = 50$ нм, коефіцієнт згасання Гільберта $\alpha = 0,01$, надкритичність $\varsigma = I/I_{\text{th}} = 1,5$, $\lambda_{\text{ex}} = 5$ нм. Вираз для частотної смуги вимушеної фазової синхронізації двох СМНО має наступний вигляд [10, 19, 123, 133]:

$$\Delta\omega = 2\Omega\sqrt{1+\nu^2}|\cos(\beta - \text{atan}(\nu))| \ , \tag{2.6}$$

де $\nu \sim 1/\alpha_G \approx 10^2$. За виглядом виразу (2.7) зрозуміло, що $\Delta\omega$ має чітко виражені максимуми та мінімуми. Порівняння аналітичної залежності частотної смуги фазової синхронізацій від відстані між осциляторами та значень розкиду частот, за яких зміна параметру порядку є мінімальною (а отже є синхронізація), отриманих з числового моделювання, наведено на рис. 2.8. Аналітична теорія з [10, 123, 133] для випадку двох та чотирьох осциляторів була перевірена експериментально [24, 25]. Оскільки числове

моделювання асимптотично сходиться з аналітичною теорією синхронізації у випадку малої кількості осциляторів, можна стверджувати, що прогнози, отримані за його допомогою, для систем з великою кількістю осциляторів мають бути достовірні. На жаль, на даний момент експериментальної перевірки ефективності синхронізації масивів з десяти та більше СМНС не проводилось.

Припускаючи, що масив осциляторів виготовлено таким чином, щоб ВМШ був спільним для всіх осциляторів, оберемо таке співвідношення розмірів СМНО та відстаней між ними, щоб основним механізмом зв'язку між СМНО була взаємодія намагніченості СМНО з спіновими хвилями, збудженими іншими осциляторами. Для того, щоб врахувати різні відстані між кожною парою i-того та j-того осциляторів було використано наступні вирази для амплітуди та фази коефіцієнту зв'язку [21]:

$$\Omega_{ij} = \frac{\Gamma_{\mathrm{G}}}{\sqrt{2 l_{ij} k_j}} \exp\left(-\frac{\Gamma_{\mathrm{G}} l_{ij}}{v_{\mathrm{gr}}}\right) , \tag{2.7}$$

де Γ_{G} – власний коефіцієнт дисипації для ВМШ, $v_{\mathrm{gr}} = d\omega(k_{\mathrm{c}})/dk \approx 1.7\omega_M \lambda_{\mathrm{ex}}^2/r_0$ – групова швидкість спінових хвиль з j-го СМНО, розрахована для хвильового числа $k_{\mathrm{c}} \approx 1.2/r_0$ [21, 148], $\omega_M = \gamma\mu_0 M_0$, γ – модуль гіромагнітного відношення для електрона, $\lambda_{\mathrm{ex}} \approx 5$ нм – довжина обмінної взаємодії.

$$\zeta_{ij} = \omega_j(p_j) t_{ij} = l_{ij} \frac{\omega_j(p_j)}{v_j} , \tag{2.8}$$

де $\omega_j(p_j)$ – циклічна частота прецесії намагніченості у ВМШ j-го СМНО, t_{ij} – час поширення створеної цією прецесією спінової хвилі від j-го до i-го СМНО, v_j – групова швидкість цієї СХ, l_{ij} – відстань між i-тим та j-тим СМНО [21].

Використовуючи формули (2.7), (2.8) та принцип суперпозиції для обрахунку результату взаємодії СМНО, можна проаналізувати ситуацію різного взаємного розташування генераторів на площині. Розпочати аналіз зручно з випадку, коли всі генератори розташовані в симетричний лінійний

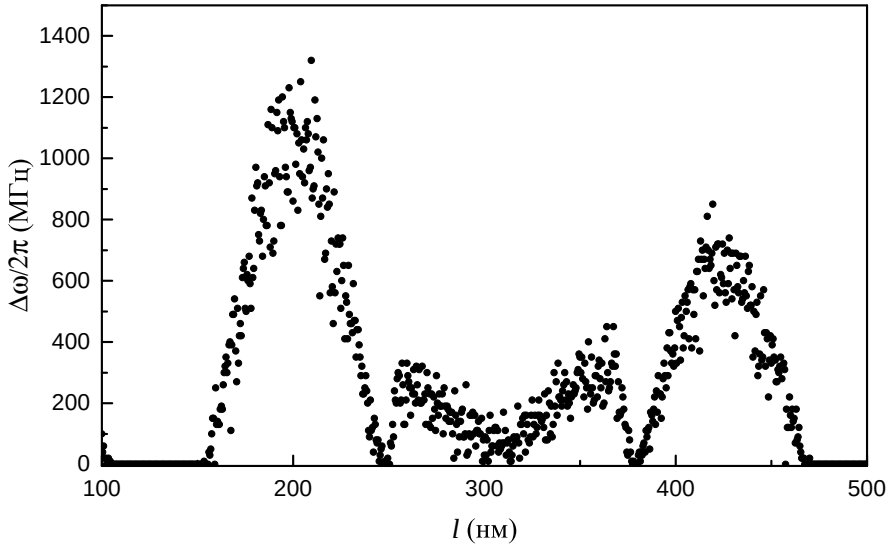

Рис. 2.10. Залежність частотної смуги фазової синхронізації (максимального середнього відхилення власних частот СМНО, за якого зміна амплітуди параметра порядку ΔR не перевищує 0.1 %) від відстані між найближчими СМНО для системи з чотирьох СМНО розташованих у вершинах квадрату при середній частоті $f_0 = 11$ ГГц.

ланцюжок з однаковими відстанями між сусідніми СМНО. Нехай є чотири зв'язаних осцилятори з неоднаковими власними частотами (розподіленими за нормальним законом (2.4) з середнім $f_0 = 11$ ГГц та середнім квадратичним відхиленням Δf). Проаналізуємо, за яких значень Δf спостерігається синхронізація (як критерій наявності синхронізації оберемо умову, що зміна амплітуди параметра порядку ΔR не перевищує 0.1 %). Результати моделювання відображено на рис. 2.9. Як бачимо спостерігається періодична поява областей з широкою частотною смугою та наявність оптимальних відстаней між осциляторами.

Розглянемо також випадок, коли осцилятори розташовані у вершинах квадрату – найпростіший випадок малого масиву. Частотну смугу фазової синхронізації для такої системи відображено на рис. 2.10. Можна спостерігати, що для тієї самої кількості осциляторів частотна смуга фазової синхронізації розширилася, бо найбільша відстань між осциляторами у

випадку вміщення їх у вершини квадрату стає меншою, порівнюючи з симетричним ланцюжком.

2.4. Висновки до розділу

1) Узагальнено модель взаємної фазової синхронізації СМНО в наближенні «глобального зв'язку» для випадку довільної кількості наноосциляторів з випадковими власними параметрами. Використовуючи цю модель, проведено числовий аналіз процесів взаємної фазової синхронізації для 2-х, 3-х, 5-и, 10-и та 20-и СМНО для різних величин технологічного розкиду їх власних параметрів і встановлено, що синхронізація СМНО є найбільш ефективною, коли нормована амплітуда коефіцієнта зв'язку Λ перевищує порогове значення, а нормована фаза коефіцієнта зв'язку β є близькою до значення $2\pi n$.
2) Продемонстровано, що розкид власних параметрів СМНО призводить до зменшення області гарантованої стійкої синхронізації порівняно з теоретичними оцінками, причому ці відмінності теорії та числового моделювання є більш помітні для великої кількості наноосциляторів з великим розкидом параметрів.
3) Розраховано діаграму стану в координатах $(\Lambda; \beta)$ для стійкої синхронізації $N = \{2; 3; 5; 10; 20\}$ СМНО, яка може бути корисною під час розробки, створення, чи оптимізації практичних мікрохвильових пристроїв з масивами синхронізованих СМНО.
4) Розроблено модель взаємної фазової синхронізації СМНО з випадковими власними параметрами в наближенні «локального зв'язку», яка враховує вплив геометрії масиву. Показано, що синхронізація локально-зв'язаних СМНО є найбільш ефективною для двовимірних масивів наноосциляторів з певними характерними

відстанями між елементами, причому величина оптимальної відстані між СМНО залежить від топології масиву. На прикладі 4-х СМНО показано, що синхронізація СМНО є більш стійкою і менш залежною від технологічного розкиду параметрів наноосциляторів у достатньо компактних масивах СМНО (коли наноосцилятори розташовані у вершинах квадрату), аніж у симетричних лінійних ланцюжках СМНО.

РОЗДІЛ 3
ГЕНЕРАТОРИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНУ ЧАСТОТ НА ОСНОВІ АНТИФЕРОМАГНІТНИХ СПІНОВИХ ОСЦИЛЯТОРІВ ХОЛЛА (СОХ)

У розділі представлено результати дослідження можливості використання АФМ матеріалу для створення генератора сигналів ТГц-діапазону на основі спінового осцилятора Холла (СОХ). Актуальність створення таких джерел зумовлена тим, що на сьогоднішній день все ще мало компактних енергоефективних пристроїв з відносно високим рівнем вихідної потужності P_{ac} (яка має бути на рівні принаймні 1 мкВт), що призводить до затримки розвитку багатьох галузей науки та техніки [26–28]. На сьогоднішній день вже була запропонована теоретична модель наноосциляторів на основі АФМ матеріалів, що можуть працювати за відсутності зовнішнього магнітного поля [33, 83, 139]. Проте практична реалізація таких генераторів, і, зокрема, проблема виведення потужності з них поки ще не вирішена.

В [83] було запропоновано АФМ СОХ, де потужність згенерованого сигналу виводиться за допомогою ОСЕХ [149] через нелінійне згасання, викликане зворотним зв'язком. Покращене джерело змінного сигналу, що включає СОХ, на основі біанізотропного АФМ матеріалу (наприклад, NiO), що має відносно сильну анізотропію в легкій площині та відносно слабку анізотропію в перпендикулярному напрямку, де потужність у вигляді змінного струму також виводиться через ОСЕХ, розглянуто в [139]. Для СОХ, що використовує ОСЕХ, який розглядається в [139], АФМ матеріал повинен бути біанізотопним зі слабкою перпендикулярною анізотропією. Сигнал в такому СОХ, створений ОСЕХ, сильно зменшується із збільшенням частоти

генерації і досягає значної потужності ($P_{\text{ac}} \sim 1$ мкВт) тільки в діапазоні відносно низьких частот поблизу частоти антиферомагнітного резонансу (приблизно $100 - 300$ ГГц для СОХ з NiO [139]).

В розділі запропоновано альтернативну модель джерела сигналів на основі СОХ, в якому для отримання сигналу використовуються магнітодипольне випромінення, що виникає при обертанні намагніченостей підґраток нескомпенсованого АФМ матеріалу. Проведено порівняння середньої потужності змінного сигналу, яку можна отримати з подібного джерела з генератором на основі ОСЕХ з [139] та з існуючими джерелами сигналів ТГц-діапазону. Результати досліджень було опубліковано в роботах [33, 45, 46, 48–52, 54, 55, 59, 62, 64]

3.1. Основні процеси у СОХ на основі антиферомагнітних матеріалів

Розглянемо структуру СОХ, що складається з двох шарів: шару металу з сильною спін-орбітальною взаємодією та АФМ шару. В якості матеріалу для ВМШ, було обрано *скошений* АФМ матеріал (наприклад гематит), де магнітні підґратки скошені в легкій площині під впливом взаємодії Дзялошинського–Морія (ВДМ), тобто в такого матеріалу магнітні підґратки не є антипаралельними, а скошені одна відносно іншої під деяким кутом, що приводить до появи ненульової сумарної намагніченості підґраток. Ця асиметрія, викликана ВДМ, приводить до створення малої внутрішньої нескомпенсованої намагніченості $\mathbf{m}_{\text{DMI}}$, яка також лежить в легкій площині АФМ (рис. 3.1).

Динаміка намагніченостей підґраток двовісного АФМ $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$ під дією СОЕ, викликаного спіновим струмом з напрямком поляризації $\mathbf{p}$, описується двома зв'язаними рівняннями Ландау–Ліфшиця–Гільберта–Слончевського,

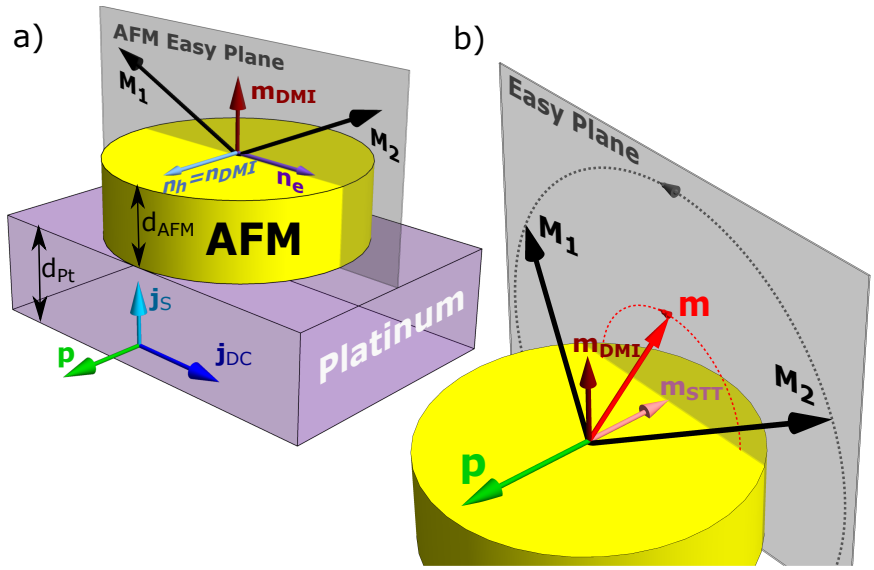

Рис. 3.1. а) Схематичне зображення двохшарової структури, яка містить шар платини товщиною d_{Pt} та шар АФМ матеріалу товщиною d_{AFM}. АФМ матеріал зображено в основному стані, коли намагніченості підґраток $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$ лежать в легкій площині ($\mathbf{M}_1$, $\mathbf{M}_2 \perp \mathbf{n}_{\mathrm{h}}$, де $\mathbf{n}_{\mathrm{h}}$ напрям важкої осі) та скошені під дією ВДМ. Скошеність $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$ приводить до утворення ненульової намагніченості $\mathbf{m}_{\mathrm{DMI}}$, що лежить в легкій площині. Для того щоб СОЕ збуджував прецесію намагніченостей необхідно, щоб поляризація спінового струму $\mathbf{p}$ була перпендикулярною до легкої площини ($\mathbf{p} \parallel \mathbf{n}_{\mathrm{h}}$), що також накладає умову на напрям електричного струму $\mathbf{j}_{\mathrm{DC}} \perp \mathbf{n}_{\mathrm{h}}$. б) Коли СОЕ, створений спіновим струмом з поляризацією $\mathbf{p}$ діє на магнітні підґратки $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$, утворюється намагніченість $\mathbf{m}_{\mathrm{STT}} \parallel \mathbf{p}$. Намагніченості підґраток $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$, а як наслідок і їх сума $\mathbf{m} = \mathbf{m}_{\mathrm{STT}} + \mathbf{m}_{\mathrm{DMI}}$, починають обертатися по конусу, основа якого паралельна легкій площині [33].

які можна записати в узагальненому вигляді:

$$\frac{d\mathbf{M}_i}{dt} = \gamma\mu_0 \left[\mathbf{H}_i \times \mathbf{M}_i\right] + \frac{\alpha_{\mathrm{eff}}}{M_{\mathrm{s}}}\left[\mathbf{M}_i \times \frac{d\mathbf{M}_i}{dt}\right] + \frac{\tau}{M_{\mathrm{s}}}\left[\mathbf{M}_i \times \left[\mathbf{M}_i \times \mathbf{p}\right]\right], \qquad (3.1)$$

де індекси $i = 1, 2$ відповідають двом магнітним підґраткам АФМ матеріалу, γ – модуль гіромагнітного відношення, μ_0 – магнітна проникність вакууму, M_{s} – максимальне значення намагніченості підґраток АФМ, α_{eff} – ефективна

константа згасання Гільберта, τ – амплітуда СОЕ, викликаного спіновим струмом, що протікає з шару платини в шар АФМ, $\mathbf{p}$ – одиничний вектор вздовж напрямку поляризації спінового струму, а $\mathbf{H}_i$ – ефективне магнітне поле, що діє на магнітну підґратку з намагніченістю $\mathbf{M}_i$:

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_{1,2} &= \frac{1}{M_\mathrm{s}}(-H_\mathrm{ex}\mathbf{M}_{2,1} - H_\mathrm{h}\mathbf{n}_\mathrm{h}\left(\mathbf{n}_\mathrm{h}\cdot\mathbf{M}_{1,2}\right) + \\ &+ H_\mathrm{e}\mathbf{n}_\mathrm{e}\left(\mathbf{n}_\mathrm{e}\cdot\mathbf{M}_{1,2}\right) \mp H_\mathrm{DMI}\left[\mathbf{n}_\mathrm{DMI}\times\mathbf{M}_{2,1}\right]).\end{aligned} \tag{3.2}$$

де H_ex – поле обмінної взаємодії, H_e та H_h – поля анізотропії в легкій площині та перпендикулярне до легкої площини, відповідно, $\mathbf{n}_\mathrm{e}$ та $\mathbf{n}_\mathrm{h}$ – одиничні вектори вздовж «легкої» та «важкої» осей анізотропії, H_DMI – ефективне поле, викликане ВДМ та $\mathbf{n}_\mathrm{DMI}$ – одиничний вектор ВДМ.

Необхідною умовою збудження прецесії намагніченостей підґраток АФМ матеріалу є умова, щоб напрям вектора поляризація спінового струму $\mathbf{p}$ був нормальний до легкої площини АФМ матеріалу, а не лежав в легкій площині як це відбувається при збудженні генерації в ФМ матеріалах [83, 137, 139]. Це зумовлено тим, що у випадку, коли вектор $\mathbf{p}$ лежить в легкій площині, то створюваний ним СОЕ буде компенсувати згасання коливань для одної з підґраток і збільшувати його для іншої. Тому необхідно обрати таку кристалографічну будову зразка, щоб легка площина була перпендикулярна до межі розділу двох матеріалів (АФМ та металу).

Амплітуду моменту СОЕ можна виразити в одиницях частоти [139, 150]:

$$\tau = j_\mathrm{DC} g_{\uparrow\downarrow}\theta_\mathrm{SH}\frac{e\gamma\lambda\rho_\mathrm{Pt}}{2\pi M_\mathrm{s} d_\mathrm{AFM}}\tanh\frac{d_\mathrm{Pt}}{2\lambda_\mathrm{Pt}}\,, \tag{3.3}$$

де j_DC – густина сталого електричного струму, що протікає у шарі платини, $g_{\uparrow\downarrow}$ – спін-змішана провідність на межі Pt/АФМ, θ_SH – спіновий кут Холла в Pt, e – модуль заряду електрона, λ_Pt – довжина спінової дифузії в Pt, ρ_Pt – питомий електричний опір Pt, d_AFM та d_Pt – товщини шарів АФМ матеріалу та Pt відповідно.

Ефективна константа згасання Гільберта α_eff для шаруватої структури в

рівнянні (3.1) включає в себе крім внутрішнього гільбертівського згасання ще й додаткові магнітні втрати через спінову накачку з АФМ шару у сусідній шар Pt:

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha_0 + g_{\uparrow\downarrow}\frac{\gamma\hbar}{4\pi M_{\text{s}} d_{\text{AFM}}}, \tag{3.4}$$

де α_0 – константа внутрішнього природного згасання Гільберта, а $\hbar$ – зведена стала Планка.

Як це було показано у [139], наявність анізотропії H_{e} у площині перпендикулярній до напрямку спінової поляризації $\mathbf{p}$ робить динаміку намагніченості під дією струму неоднорідною в часі, а також визначає порогове значення струму, вище якого починають збуджуватись коливання. Тому, щоб мінімізувати поріг збудження автоосцилятора, треба обирати майже повністю «легкоплощинний» АФМ матеріал, в якому $\mathbf{n}_{\text{h}} \parallel \mathbf{p}$, і в якому буде мінімальне значення анізотропії, перпендикулярної до вектора поляризації ($H_{\text{e}} \ll H_{\text{h}}$). Вектор ВДМ $\mathbf{n}_{\text{DMI}}$ зазвичай спрямовано вздовж однієї з кристалографічних осей. Якщо $\mathbf{n}_{\text{DMI}} \parallel \mathbf{n}_{\text{h}}$, то ВДМ створює малу намагніченість, яка лежить у легкій площині АФМ, $\mathbf{m}_{\text{DMI}} \perp \mathbf{n}_{\text{h}}$. Всі вищезазначені умови реалізуються в α-Fe_2O_3 (гематиті) та в $FeBO_3$.

Далі буде детально розглянуто СОХ на основі тонкої плівки гематиту, який має майже повністю «легкоплощинну» анізотропію ($H_{\text{e}} = 0.2$ Е $=$ 15.9 А/м, $H_{\text{h}} = 200$ Е $= 15.9 \cdot 10^3$ А/м, $H_{\text{ex}} = 9 \cdot 10^6$ Е $= 0.7 \cdot 10^9$ А/м) і з намагніченістю ВДМ $m_{\text{DMI}} = M_{\text{s}} H_{\text{DMI}}/H_{\text{ex}} = 2100$ А/м, що була викликана полем $H_{\text{DMI}} = 22 \cdot 10^3$ Е $= 1.75 \cdot 10^6$ А/м [151–154]. Власне магнітне згасання в гематиті є досить низьким $\alpha_0 \simeq 10^{-4}$, в той час, як ефективне згасання, що має внесок спінової накачки з шару АФМ матеріалу до шару платини (див. (3.4)) становить $\alpha_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^{-3}$.

Розв'язавши числовими методами (3.1) для випадку, коли спінова поляризація $\mathbf{p} \parallel \mathbf{n}_{\text{h}}$, можна впевнитись, що СОЕ піднімає намагніченості

АФМ $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$ з його легкої площини та створює намагніченість:

$$m_{\mathrm{STT}} = \frac{\tau M_{\mathrm{s}}}{\alpha_{\mathrm{eff}} \gamma H_{\mathrm{ex}}} \tag{3.5}$$

в напрямку перпендикулярному до легкої площини $\mathbf{m}_{\mathrm{STT}} \parallel \mathbf{p} \parallel \mathbf{n}_{\mathrm{h}}$. За таких умов повна намагніченість АФМ рахується як: $\mathbf{m} = \mathbf{m}_{\mathrm{DMI}} + \mathbf{m}_{\mathrm{STT}}$, враховуючи, що $\mathbf{m}_{\mathrm{DMI}} \perp \mathbf{m}_{\mathrm{STT}}$. Зміщені під дією струму $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$, а разом з ними і $\mathbf{m}_{\mathrm{DMI}}$, тепер відчувають дію внутрішнього обмінного поля, і починають обертатися навколо вектора $\mathbf{p}$ з кутовою частотою $2\pi f = \tau/\alpha_{\mathrm{eff}}$. Зважаючи на мале значення анізотропії в легкій площині для гематиту, це обертання можна вважати рівномірним. Частота обертання f вектора $\mathbf{m}_{\mathrm{DMI}}$, так само, як і намагніченість m_{STT}, залежать від густини електричного струму, що протікає у платині. Ці залежності відображено на рис. 3.2.

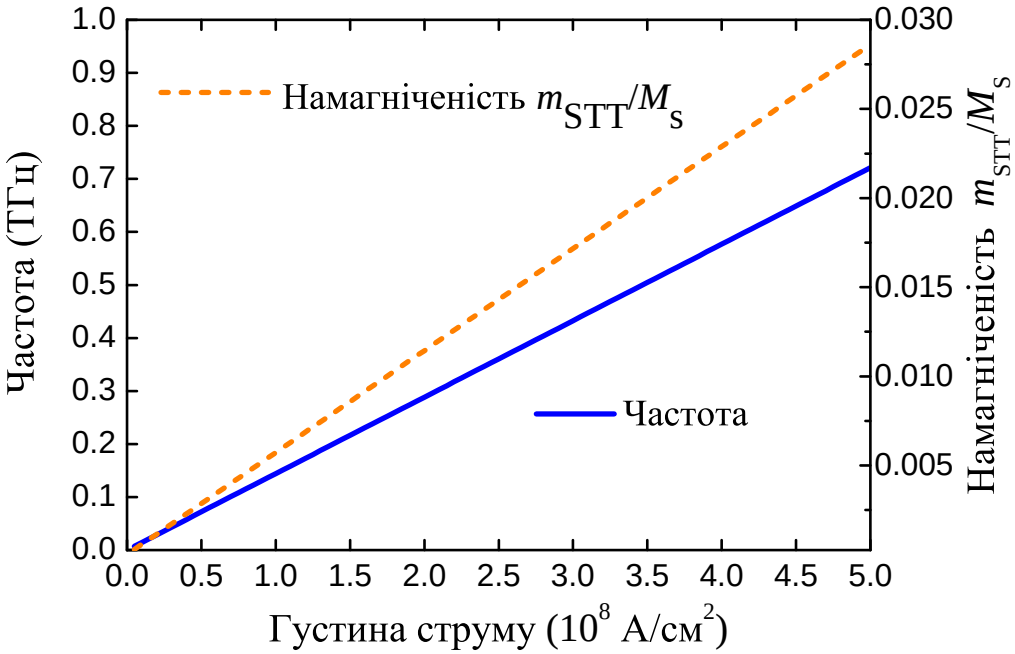

Рис. 3.2. Залежності частоти f генерованого змінного сигналу та нормалізованої намагніченості $m_{\mathrm{STT}}/M_{\mathrm{s}}$ у СОХ від густини сталого струму j_{DC}, що протікає у шарі Pt

Для побудови цих залежностей необхідно знати значення спін-змішаної провідності $g_{\uparrow\downarrow}$ на границі Pt/гематит, яку, на жаль, не представлено в більшості досить ґрунтовних досліджень гематиту [155–157]. Тому для

числових розрахунків було взято значення $g_{\uparrow\downarrow} = 6.9 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$, що співпадає з цією характеристикою для границі Pt/NiO [158] і добре узгоджується з теоретичною оцінкою за методом, розробленим в [159]. Це припущення для оцінки величини спін-змішаної провідності $g_{\uparrow\downarrow}$ також дозволяє зробити пряме порівняння загальних властивостей та динаміки намагніченостей для СОХ на основі гематиту та аналогічного авто-генератора на основі NiO з [139]. Як можна бачити на рис. 3.2, частоту генерації f можна контролювати за допомогою густини електричного струму j_{DC}, що протікає крізь шар платини. Наприклад, густина струму j_{DC}, необхідна для генерації сигналу з частотою $f = 0.5$ ТГц, становить $j_{\mathrm{DC}} = 3.5 \cdot 10^8$ А/см^2, що можна реалізувати експериментально [160].

3.2. Електродинамічні властивості джерел випромінювання на основі спінових осциляторів Холла

Щоб оцінити можливість отримання змінних сигналів у СОХ на основі структури Pt/АФМ, треба, по-перше, оцінити струм, що виникає в шарі Pt за рахунок OCEX, який спостерігається при обертанні намагніченостей підґраток АФМ матеріалу. Густина зворотного спінового струму $\mathbf{j}_{\mathrm{s}}^{\mathrm{out}}$, що тече з АФМ у сусідній шар платини, обраховується за формулою [139]:

$$\mathbf{j}_{\mathrm{s}}^{\mathrm{out}} = \frac{\hbar g_{\uparrow\downarrow}}{4\pi M_{\mathrm{s}}^2} \sum_{i=1,2} \left(\mathbf{M}_i \times \dot{\mathbf{M}}_i \right). \tag{3.6}$$

Загальна ненульова намагніченість буде прецесувати по конусу з висотою m_{STT} та радіусом основи конуса m_{DMI} (див. рис. 3.1). Оскільки змінна компонента густини струму $\mathbf{j}_{\mathrm{s}}^{\mathrm{out}}$ (див. (5.6)) пропорційна добутку двох досить малих величин $\sim m_{\mathrm{DMI}} m_{\mathrm{STT}}$ вона, як наслідок, в розглянутому діапазоні частот є досить малою (рис. 3.2). За таких умов виявляється, що максимальне отримане значення вихідної потужності є меншим за 100 пВт при $f = 1$ ТГц для зразка з гематиту з площею 200 мкм^2. Таке мале значення вихідної

потужності робить ОСЕХ практично непридатним для отримання сигналу для частот $2\pi f \ll \gamma\mu_0 H_{\text{ex}}$, що робить необхідним пошук інших способів отримання вихідного сигналу від СОХ на основі скошеного АФМ матеріалу.

Насправді, в скошених АФМ кристалах з малою загальною намагніченістю, осциляції цієї намагніченості під дією струму можна детектувати не лише за рахунок ОСЕХ, але й напряму через магнітодипольне випромінювання, що виникає при обертанні цієї намагніченості. Обертання намагніченості $\mathbf{m}_{\text{DMI}}$ створює змінне магнітодипольне поле, яке буде ефективніше реєструватися, якщо до СОХ приєднано відповідний резонатор або іншу електродинамічну систему. Цю задачу для звичайних спінтронних магнітних наноосциляторів розглянуто в [15], де було показано, що механізм магнітного дипольного випромінювання буде більш ефективним для випадку, якщо магнітні осцилятори генерують на частотах більших за 0.1 ТГц.

Щоб порахувати потужність змінного сигналу P_{AC}, яка може бути випромінена СОХ у вільний простір, різні лінії передачі, (прямокутний, мікросмужковий, діелектричний хвилевід) та різні резонатори (прямокутний, мікросмужковий, діелектричний), використовується модель, розроблену у [15, 131]. В основі цієї моделі лежать наступні припущення: ізотропна прецесія намагніченості m_{DMI} може бути представлена як осциляції двох ортогональних ефективних магнітних диполів, розміри кожного з яких набагато менші за довжину хвилі генерованого сигналу. Вирази для компонент дипольного випромінення одного такого диполя у вакуум ($\varepsilon = 1$, $\mu = 1$) має вигляд [131, 132] (1.15). Під час теоретичного аналізу використовувалися стандартні вирази для електромагнітних полів основних мод у розглянутих лініях передачі та резонаторах, представлені у [132]. Також, щоб спростити теоретичний аналіз задача збудження електромагнітних полів в прямокутному діелектричному хвилеводі та діелектричному резонаторі розглядалася в наближенні магнітної стінки [132].

Під час проведення розрахунків було зроблене припущення, що обертання

намагніченості $\mathbf{m}_{\mathrm{DMI}}$ в СОХ на базі АФМ матеріалу є просторово-однорідною (наближення макроспіну), і що розміри ефективних магнітних диполів (визначені латеральними розмірами СОХ) значно менші, ніж довжина хвилі змінного сигналу, що випромінюється. Щоб оцінити максимальну величину потужності вихідного сигналу, величина намагніченості $\mathbf{m}_{\mathrm{DMI}}$ визначено з числового розв'язку рівняння (3.1). Використовуючи описану вище модель, отримуємо наступний узагальнений вираз для максимальної потужності змінного сигналу, що знімається із СОХ на базі АФМ, в будь-яку електродинамічну систему (резонатор або хвилевід), приєднану до СОХ [33]:

$$P_{\mathrm{AC}} = P_{\mathrm{m}} \frac{V}{V_{\mathrm{eff}}} Q \ . \tag{3.7}$$

Тут $P_{\mathrm{m}} = \mu_0 m_{\mathrm{DMI}}^2 V f$ – характеристична потужність, що генерується у ВМШ намагніченістю $\mathbf{m}_{\mathrm{DMI}}$, f – частота випромінювання, $V = \pi r^2 d_{\mathrm{AFM}}$ – об'єм ВМШ СОХ (шару АФМ), V_{eff} – ефективний об'єм певної ТГц-частотної системи, під'єднаної до СОХ, що залежить від частоти f, і Q – добротності цієї системи, що залежить від частоти.

Як видно з (3.7), значну величину вихідної потужності P_{AC} буде отримано лише за умов, коли електродинамічна система під'єднана до СОХ має велике значення добротності ($Q \gg 1$), а СОХ працює на високій частоті, оскільки P_{m} зростає з підвищенням частоти. Цю частоту генерації f можна контролювати величиною густини струму (див. рис. 3.2). Крім того, важливо, щоб високочастотна система мала досить малий ефективний об'єм V_{eff}, який, в ідеальному випадку, має бути сумірним з об'ємом V шару АФМ.

Таким чином, для збільшення ефективності системи треба вміщувати АФМ СОХ у високодобротні резонатори з малим ефективним об'ємом. Щоб зменшити ефективний об'єм V_{eff} резонатора, його заповнюють діелектриком з діелектричною проникністю ε. Цей підхід добре відомий в мікрохвильовій та терагерцовій електроніці [132]. Простий якісний аналіз показує, що високодобротний діелектричний резонатор для діапазону частот 0.1 – 10

ТГц буде ефективний для отримання змінного сигналу значної потужності від АФМ СОХ. Зрозумілим також є те, що внутрішня потужність $P_{\mathrm{m}} \sim fV$, і ефективність виводу потужності з використанням механізму магнітодипольного випромінювання в АФМ СОХ буде більшою за відповідні значення для спінтронних осциляторів на основі феромагнітних матеріалів. Причинами цього перш за все є суттєво більші частоти генерації f у АФМ СОХ ($f \sim 1$ ТГц, в той час, коли $f \sim 10$ ГГц для типового СМНО, див. рис. 3.2), та значно більший об'єм активного магнітного шару V в АФМ СОХ, порівняно з СМНО (типовий радіус циліндричного СМНО близько 100 нм, а радіус антиферомагнітного шару у СОХ може бути в 100 разів більше).

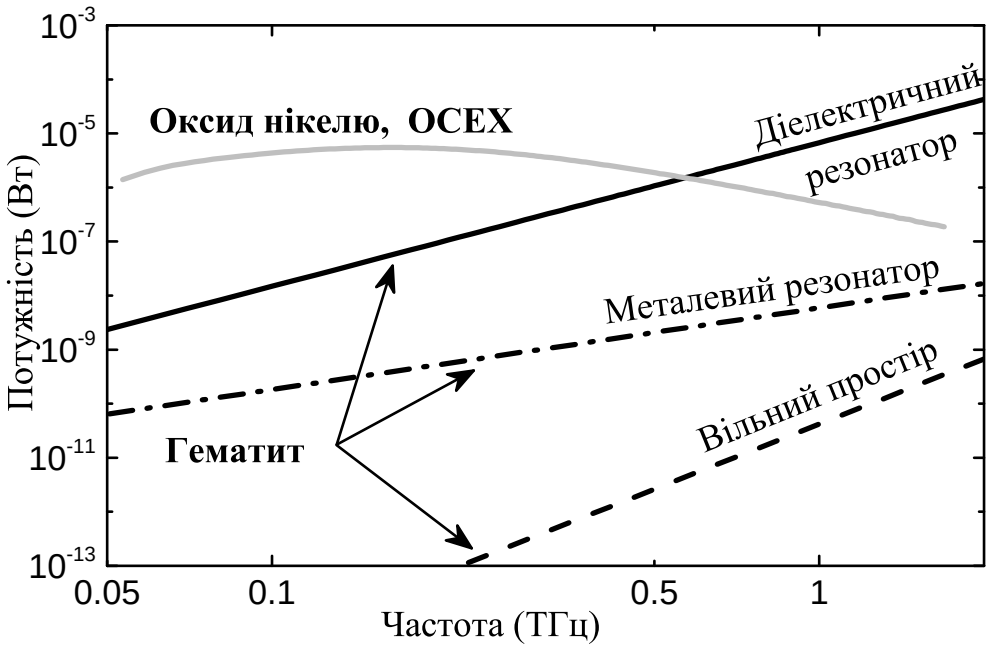

Рис. 3.3. Залежність вихідної потужності від частоти для СОХ з шаром АФМ з товщиною $d_{\mathrm{AFM}} = 5$ нм в різних НВЧ системах: діелектричному резонаторі (чорна суцільна лінія), прямокутному металевому резонаторі (штрих-пунктирна лінія), випромінення у вільний простір (штрихова лінія). Для порівняння наведена подібна крива для вихідної потужності, отриманої з ОСЕХ для СОХ на основі оксиду нікелю (сіра суцільна лінія).

Через відносно мале, порівняно з M_s, значення результуючої

намагніченості $\mathbf{m}_{\mathrm{DMI}}$, а разом з тим відносно малу амплітуду внутрішньої потужності P_{m}, щоб отримати досить значну величину вихідної потужності P_{AC} треба збільшувати частоту генерації f. Використовуючи (3.7), можна розрахувати максимальну потужність P_{AC}, що випромінюється СОХ на базі гематиту в різні резонансні структури (в ближню зону, в металевий прямокутний резонатор, в діелектричний резонатор). Відповідні залежності зображено на рис. 3.3, де штрихова лінія відображає залежність $P_{\mathrm{AC}}(f)$ для СОХ на основі гематиту з товщиною шару АФМ $d_{\mathrm{AFM}} = 5$ нм при випромінюванні у вільний простір, штрих-пунктирна лінія та суцільна чорна лінія відповідають залежності $P_{\mathrm{AC}}(f)$ для СОХ у металевому прямокутному резонаторі та діелектричному резонаторі відповідно. Для порівняння сірою суцільною кривою показано залежність $P_{\mathrm{AC}}(f)$ від частоти для СОХ на основі біанізотропного АФМ (NiO), де змінний сигнал було отримано за рахунок ОСЕХ, що спричиняв появу змінного струму у шарі Pt. Можна помітити, що метод отримання сигналу за допомогою ОСЕХ має переваги на відносно низьких частотах ТГц-діапазону, а використання діелектричного резонатора дає переваги для високих терагерцових частот.

У рівнянні (3.7) присутній множник P_{m}, який залежить від характеристик АФМ шару, наприклад, від геометричних розмірів та величини намагніченості ($P_{\mathrm{m}} = \mu_0 m_{\mathrm{DMI}}^2 V f$). Оцінимо цю величину для описаного вище СОХ ($m_{\mathrm{DMI}} = 2100$ А/м, $r = 10$ мкм, $d_{\mathrm{AFM}} = 5$ нм) на частоті 0.5 ТГц. Отримане значення 4.3 мкВт є досить великим для нано-розмірних генераторів, і постає питання – чи можна збільшити це значення, варіюючи, наприклад, товщину АФМ шару і як це може вплинути на частоту генерації. Залежність потужності та частоти сигналу генерації СОХ від товщини АФМ шару представлено на рис. 3.4. Потужність обраховувалась при фіксованому значенні частоти $f = 1$ ТГц, а залежність частоти рахувалась при фіксованому значенні густини сталого електричного струму $j_{\mathrm{DC}} = 8.9 \cdot 10^8$ А/см^2. Зрозуміло, що збільшення товщини АФМ шару

призводить до зменшення частоти генерації СОХ, але дає суттєвий приріст потужності вихідного сигналу.

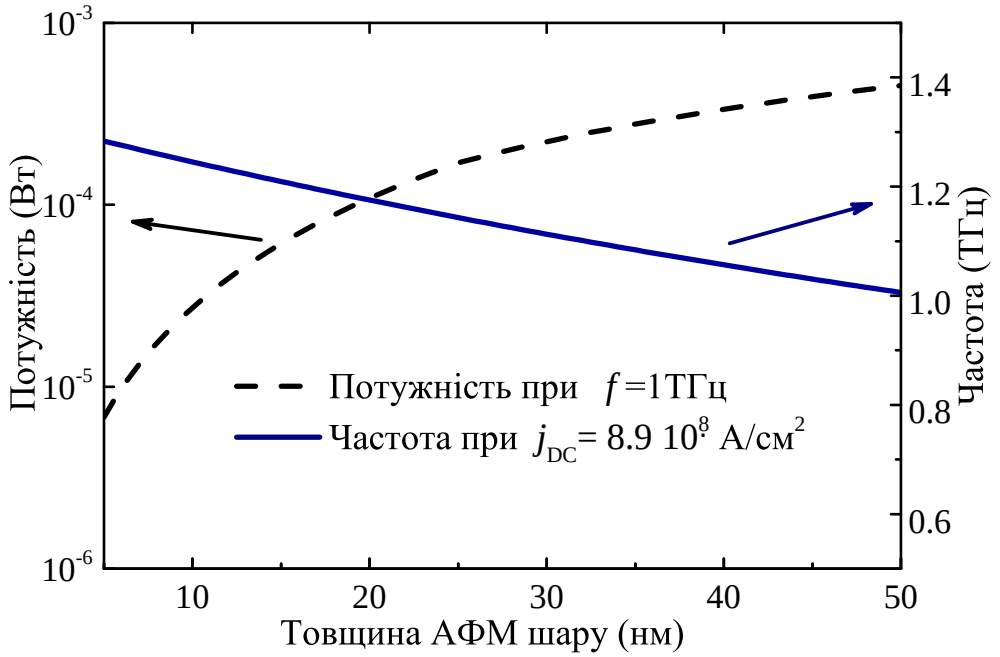

Рис. 3.4. Залежності потужності та частоти сигналу в СОХ на основі гематиту від товщини шару АФМ.

Як було зазначено вище, частота генерації f залежить від відношення спінового обертального моменту τ до ефективного параметру згасання α_{eff} наступним чином: $2\pi f = \tau/\alpha_{\text{eff}}$. Ефективна константа згасання Гільберта α_{eff} визначається за формулою (3.4). Доданок внутрішнього згасання α_0 в (3.4), який, як можна припустити, від товщини АФМ матеріалу не залежить і доданок, що описує втрати за рахунок ефекту спінової накачки α_{sp}. Оскільки СОЕ та ефект спінової накачки мають однакову природу і практично є інтерфейсними ефектами через невелику довжину спінової дифузії в непровідних АФМ, то, як і величина СОЕ τ, так і величина викликаної спіновою накачкою параметра згасання α_{sp}, обернено пропорційні до товщини АФМ d_{AFM} (див. (3.3) та (3.4)). Тому в граничному випадку, коли $\alpha_0 = 0$, частота генерації не залежить від товщини АФМ взагалі. Для більшості непровідних АФМ α_0 має відносно невелике значення, а для досить тонких плівок АФМ співвідношення $\alpha_0 \ll \alpha_{\text{sp}}$ зберігається. У цьому

випадку, як видно на рис. 3.4, збільшення товщини шару АФМ призводить до помірного зменшення частоти генерації, але в той же час до істотного збільшення вихідної потужності, що в свою чергу, пропорційна до d_{AFM}. Очевидно, що у протилежному випадку, коли $\alpha_{\mathrm{sp}} \ll \alpha_0$, який реалізується для товстих шарів АФМ ($d_{\mathrm{AFM}} > 100$ нм для гематиту), частота коливань буде зменшуватись ($f \sim 1/d_{\mathrm{AFM}}$). Цікавим є той факт, що останній випадок часто реалізується у СОХ на основі ФМ металів, навіть з досить тонкими ФМ шарами, через те що у ФМ металів великий власний параметр згасання Гільберта $\alpha_0 \approx 0.01$.

Отже, як видно з (3.7), є декілька шляхів збільшення значення P_{AC}: використання матеріалів з великим значенням власної намагніченості задля збільшення величини P_{m}, обрання деякої оптимальної величини об'єму АФМ шару V та використання зовнішніх систем з великим значенням добротності Q та малим значенням ефективного об'єму V_{eff}. Вирази для ефективного об'єму V_{eff}, параметри системи та обраховані значення потужності P_{AC} при частоті генерації $f = 0.5$ ТГц наведено у таб. 3.1.

Результати, відображені у таб. 3.1 та на рис. 3.3 (штрихова лінія), показують, що потужність випромінювання СОХ у вільний простір при частоті $f = 0.5$ ТГц становить кілька пВт. Якщо помістити СОХ в центрі золотого кільця (радіусом $r_{\mathrm{L}} = 100$ мкм, та з площею поперечного перерізу дроту $S_{\mathrm{L}} = 50 \times 50$ нм^2, з електричним опором $R_{\mathrm{L}} = 2\pi\rho_{\mathrm{Au}} r_{\mathrm{L}}/S_{\mathrm{L}} = 6030$ Ом, де $\rho_{\mathrm{Au}} = 24$ нОм·м – питомий опір золота) можна збільшити потужність сигналу приблизно в 10^2 разів, бо кільце буде збирати потужність в ближній зоні 3.1) [15].

Інший спосіб підвищити вихідну потужність сигналу – помістити СОХ у хвилевід (прямокутний металевий, мікросмужковий або діелектричний). В цьому випадку вважалося, що електромагнітне поле, яке генерує СОХ, збуджує основну моду в передавальній лінії, але, як видно з таб. 3.1, цей випадок недостатньо ефективний, бо в розглянутих передавальних ліній $Q =$

Таблиця 3.1

Зведені результати для всіх систем з СОХ.

Випадок	Вираз для V_{eff}	Параметри	P_{out}, Вт
Вільний простір	$3c^3/8\pi^3 f^3$	$f = 0.5$ THz, $Q = 1$	$2.6 \cdot 10^{-12}$
Кільце в ближній зоні	$r^2 R_{\text{L}}/2\mu_0\pi^2 f$	$R_{\text{L}} = 6030$ Ом, $Q = 1$	$1.4 \cdot 10^{-10}$
Прямокутний хвилевід	$2a^2 b\chi/\pi^2$	$a = 0.47$ мм, $b = 50$ нм, $\chi = \eta/\sqrt{1-\eta^2}$, $\eta = c/2af \approx 0.64$, $Q = 1$	$2.3 \cdot 10^{-8}$
Діелектричний хвилевід	$2a^2 b\chi_\varepsilon/\pi^2$	$a = 0.47$ мм, $b = 50$ нм, $Q = 1$, $\chi_\varepsilon = \eta_\varepsilon/\sqrt{1-\eta_\varepsilon^2}$, $\eta_\varepsilon = c/2af\sqrt{\varepsilon} \approx 0.2$, $\varepsilon = 10$	$2.9 \cdot 10^{-8}$
Мікросмужковий хвилевід	$8abc/\pi^2 f$	$a = 0.47$ мкм, $b = 50$ нм, $Q = 1$	$1.2 \cdot 10^{-9}$
Прямокутний резонатор	$8a^4 b\chi^3 f^2/c^2$	$a = 0.47$ мм, $b = 50$ нм, $Q = 3$	$2.26 \cdot 10^{-9}$
Мікросмужковий резонатор	$2abc/f$	$a = 0.47$ мм, $b = 50$ нм, $Q = 2$	$9.7 \cdot 10^{-10}$
Діелектричний резонатор	$2a^2 b\chi_\varepsilon$	$a = 0.47$ мм, $\varepsilon = 10$, $b = 50$ нм, $Q = 750$	$1.1 \cdot 10^{-6}$

1, і $V_{\text{eff}} \gg V$, що, згідно (3.7) призводить до зменшення значення P_{AC}.

Для того щоб суттєво підвищити потужність вихідного сигналу, СОХ треба помістити в резонансну систему з високим значенням добротності Q, що дозволить збільшити потужність в Q разів (див (3.7)). Було проведено розрахунки для металевого прямокутного, мікросмужкового, діелектричного резонаторів з розмірами $a \times b \times l$ та показниками добротності $Q \equiv Q(f)$. Використано якісну апроксимацію для залежності добротності від частоти у вигляді $Q(f) = Q_0 \cdot (f_0/f)^{3/2}$ для металевого резонатора ($Q_0 = 10^5$ при

$f_0 = 1$ ГГц), $Q(f) = Q_0 \cdot (f_0/f)$ для мікросмужкового резонатора ($Q_0 = 10^3$ при $f_0 = 1$ ГГц), та $Q(f) = Q_0 \cdot (f_0/f)^{1/3}$ для діелектричного резонатора ($Q_0 = 6 \cdot 10^3$ при $f_0 = 1$ ГГц). Виявилось, що потужність отримана з металевого резонатора майже того ж порядку, що і для мікросмужкового резонатора та передавальних ліній, переважно через наявність омічних втрат в металевих стінках (для обох резонаторів) та втрат на випромінювання (в мікросмужковому резонаторі).

Потужність, отримана з резонатора, може бути збільшена у випадку, коли ефективний об'єм V_{eff} резонатора зменшується, за умов, що величина добротності залишається порівняно великою. Щоб досягти цього, можна помістити СОХ у діелектричний резонатор з резонансною частотою $f = 0.5$ ТГц (мода TM_{101}) та розмірами (470 мкм $\times$ 50 нм $\times$ 97 мкм), діелектричною проникністю $\varepsilon = 10$ та Q-фактором $Q = 750$. В такому випадку потужність випромінювання СОХ у діелектричний резонатор може досягнути значення $P_{\text{AC}} = 1.1$ мкВт (див. таб. 3.1, та суцільну чорну лінію на рис. 3.3). Як можна бачити з рис. 3.3 та таб. 3.1, використання СОХ на базі АФМ, під'єднаного до високодобротного діелектричного резонатора, може бути перспективним для розробки практичних джерел високочастотного сигналу. Слід також зазначити, що результати розрахунку, представлені на рис. 3.3, одержані в наближенні макроспіна, який є коректним лише для досить тонких шарів АФМ (можливо, тонше, ніж 20 нм). Проте якісна відносно слабка залежність частоти генерації і значно сильніша залежність потужності від товщини шару АФМ є важливими для практичних застосувань і можуть бути уточнені в майбутньому під час оптимізації товщини АФМ для СОХ.

В той же час для частот, вищих за 1 ТГц, використання квазіоптичних резонаторів буде більш перспективним. На рис. 3.4 видно, що потужність P_{AC} зростає зі збільшенням товщину d_{AFM} шару АФМ. При збільшенні об'єму шару АФМ $V \sim d$ відповідно збільшиться внутрішня потужність P_{m}

(див. (3.7)).

Наприкінці, цікаво порівняти потужність вихідного сигналу з АФМ СОХ на основі гематиту з СОХ на основі біанізотропного АФМ без ВДМ (наприклад, оксид нікелю (NiO)), де змінна компонента вихідного сигналу може досягати значних величин, а обертання намагніченостей є нерівномірним в часі [139]. В цьому випадку змінна компонента струму $\mathbf{j}_{\mathrm{s}}^{\mathrm{out}}$ пропорційна швидкості обертання намагніченостей. СОХ на основі цього ефекту було запропоновано у [139], де мала легкоплощинна анізотропія NiO робить обертання намагніченостей нерівномірним у часі. Обрахована вихідна потужність такого СОХ на основі NiO зображена на рис. 3.3 суцільною сірою лінією. Щоб зробити порівняння з СОХ на основі гематиту, в якому анізотропія майже одновісна, було припущено, що обидва СОХ мають однакові об'єми шару АФМ. Як видно з рис. 3.3, вихідна потужність СОХ на основі NiO спадає зі зростанням частоти, і цей тип пристрою не є перспективним для застосування за частот, вищих за 0.5 ТГц.

Щоб проаналізувати можливість практичного застосування запропонованих генераторів ТГц-діапазону на основі АФМ СОХ, буде корисно порівняти їх за характеристиками (діапазон частот, потужність змінного сигналу, специфічні характеристики та експериментальні вимоги) з характеристиками існуючих генераторів цього діапазону частот та генераторами основі ФМ матеріалів. Результати цього порівняння зведені в таблиці 3.2.

На відміну від багатьох розглянутих систем, запропоновані генератори на базі АФМ, інтегровані у високодобротний діелектричний резонатор, не потребують складних експериментальних установок, можуть бути легко виготовлені та можуть мати розміри менші за 1 мм. Хоча частота цих генераторів обмежена частотою АФМ резонансу f_{AFMR}, а для типових матеріалів вона нижче 1 ТГц [168], потужність змінного сигналу, яку можна отримати з такого пристрою, може суттєво перевищувати 1 мкВт,

Таблиця 3.2

Порівняння запропонованого АФМ СОХ з деякими існуючими джерелами сигналів ТГц-діапазону та ФМ генераторами

Тип генератора	частотний діапазон в ТГц	Типова потужність	Посилання
Запропонований АФМ СОХ	$0.1 - 10$	$0.1 - 500$ мкВт	[33]
Інші АФМ СОХ	$0.1 - 1.5$	$0.1 - 1$ мкВт	[83, 139]
Гіротрон	$0.1 - 0.5$	10^{-3} – 5 МВт	[161]
Лампа зворотної хвилі	$0.03 - 1.5$	1 мВт – 1 Вт	[161]
Лазер на вільних електронах	$1 - 4$	10^{-3} – 10 кВт	[161–163]
Квантово-каскадний лазер	$0.5 - 3$	$0.1 - 1$ мкВт	[164, 165]
Напівпровідниковий-гетероструктурний лазер	4.4	$\gtrapprox 2$ мкВт	[166]
Електро-оптичне перетворення лазерного випромінення	$0.1 - 1$	1 мкВт – 1 мВт	[162]
Однопролітний фотодіод	$0.1 - 1$	10 мкВт – 10 мВт	[162]
Генератор Джозефсона	$0.1 - 1$	1 нВт – 1 мкВт	[167]
ФМ СОХ	$10^{-3} - 10^{-2}$	1 – 10 пВт	[84, 160] [168, 169]
ФМ СМНО	$10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$	$10^{-4} - 1$ мкВт	[11, 14, 84, 160] [136, 170–172]

що є характеристичним максимальним значенням, яке можна отримати з ФМ СМНО на частотах $\sim$ 1 ГГц. Відзначимо, що значення частоти та потужності вищевказаного АФМ СОХ значно перевищують відповідні характеристики ФМ СМНО. Запропонований генератор на основі скошених АФМ матеріалів має суттєві переваги перед іншими АФМ СОХ, які нещодавно досліджувалися в [83, 139]. На відміну від раніше розглянутих АФМ СОХ [83, 139], де вихідна потужність зменшується на частотах $f > f_{\mathrm{AFMR}}$, запропонована система на основі АФМ СОХ має важливу перевагу – її вихідна потужність зростає зі збільшення частоти генерації f, що робить цей генератор перспективним для застосування в діапазоні терагерцових частот.

3.3. Використання масиву АФМ СОХ у діелектричному резонаторі

3.3.1. Загальний опис системи. Оскільки потужність випромінювання поодинокого АФМ СОХ, вміщеного в діелектричний резонатор, є вже суттєвою, але не перевищує 1-10 мкВт, логічним подальшим кроком є аналіз випадку використання масиву синхронізованих АФМ СОХ, розміщених всередині діелектричного резонатора. Важливо, щоб всі СОХ генерували сигнал на одній й тій же частоті, що можна отримати за умови їх синхронізації. За умови, що СОХ зв'язані через дипольне поле [131] і потужність змінного сигналу від масиву генераторів відбирається через це ж саме магнітодипольне поле, можна отримати значне зростання потужності $P_{\mathrm{ac,N}}$ порівняно з вихідною потужністю одного СОХ всередині резонатора. У випадку ідеальної синхронізації СОХ між собою та з діелектричним резонатором можна одержати зростання НВЧ потужності P_{ac} у N^2 разів [102] для системи з N СОХ. Треба зауважити, що такий вираз буде справедливим, лише за умов, поки загальна потужність, відібрана від

резонатора з N СОХ, буде малою в порівнянні з потужністю магнітних втрат у АФМ шарі СОХ. Проаналізуємо кількість АФМ СОХ необхідну для того, щоб масив генерував сигнал з потужністю більшою за деяке порогове значення. Для оцінки кількості зв'язаних осциляторів використаємо наступні припущення: всі СОХ генерують на одній і тій самій частоті f, потужність сигналу одного СОХ P_{ac} оцінюється за виразом (3.7), де множник V_{eff} має форму зазначену у таб. 3.1. Залежно від ефективності синхронізації сумарна потужність $P_{\text{ac,N}}$ отримана від масиву з N СОХ може бути оцінена за виразом $P_{\text{ac,N}} = NP_{\text{ac}}$ або $P_{\text{ac,N}} = N^2P_{\text{ac}}$. Прирівнюючи значення $P_{\text{ac,N}}$ до рівнів 1, 10, 100, 1000 мкВт, можна віднайти мінімальну необхідну кількість $N_{\min}$ СОХ, для отримання такої потужності при відповідній частоті генерації (оскільки $P_{\text{ac}} = P_{\text{ac}}(f)$ то і $N_{\min} = N_{\min}(f)$).

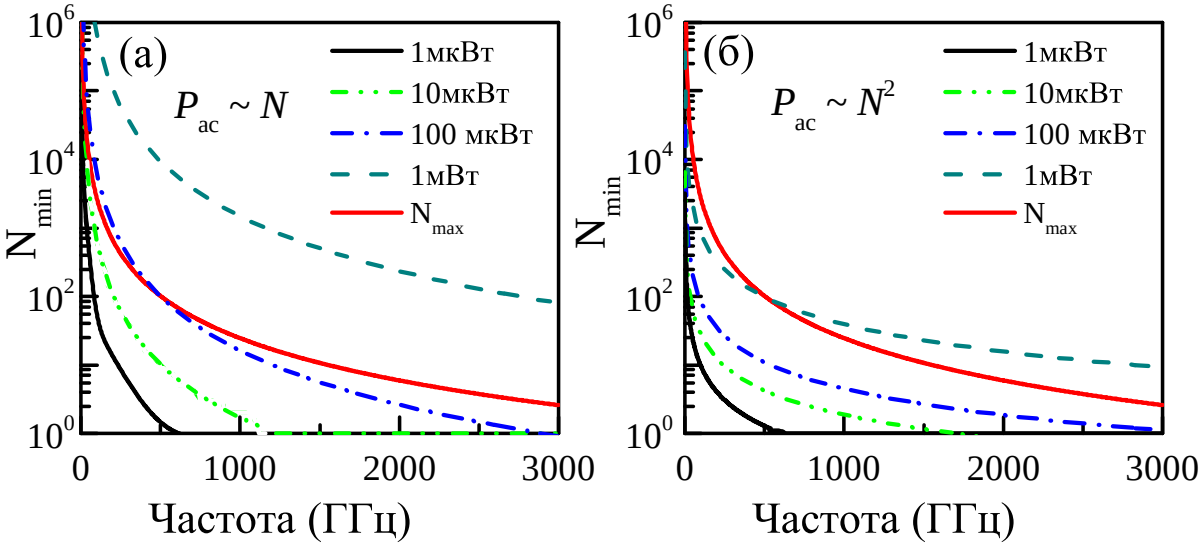

Рис. 3.5. Мінімальні кількості осциляторів, необхідні для досягнення відповідного рівня потужності на заданій частоті. (а) За умов ідеальної синхронізації: $P_{\text{ac,N}} = N^2P_{\text{ac}}$. (б) За умов неоптимальної синхронізації $P_{\text{ac,N}} = NP_{\text{ac}}$.

На рис. 3.5 зображено розраховані значення $N_{\min}$ кількості зв'язаних СОХ, які необхідно вмістити в резонатор для отримання різних рівнів потужності. Побудовані залежності відповідають двом випадкам рис. 3.5(а)

для випадку коли вихідна потужність сигналу сягає максимального значення $P_{\mathrm{ac,N}} = N^2 P_{\mathrm{ac}}$, а для рівнів потужності рис. 3.5(б) змодельовано для випадку, коли $P_{\mathrm{ac,N}} = N P_{\mathrm{ac}}$. Також для кожної частоти розраховано, яку максимальну кількість СОХ $N_{\max}$ з типовими розмірами реально вмістити в резонатор оптимізований для даної частоти. Як можна побачити досягнути деяких рівнів потужності у випадку неідеальної синхронізації можна лише за низьких частот ТГц-діапазону, бо зі зростанням частоти характерний розмір діелектричного резонатора буде зменшуватись. Варто також зауважити, що в цих розрахунках не було враховано на скільки може погіршитися добротність резонатора через вміщення всередину нього великої кількості СОХ. Тому варто вважати реалістичними ті ділянки, де кількість резонаторів є значно меншою за максимальну кількість, яку можна вмістити в резонатор.

3.3.2. Врахування впливу масиву СОХ на мікрохвильові властивості резонатора. У підрозд. 3.3.1, коли розглядалася потужність масиву синхронізованих СОХ, вважалося, що для будь-якої кількості синхронізованих СОХ мікрохвильові властивості системи не змінюються, а значить не змінюються і мікрохвильові властивості відповідного НВЧ генератора на основі масиву СОХ. Насправді це не завжди так, хоча зрозуміло, що подібні зміни будуть суттєвими лише для масивів з великою кількістю СОХ. Однак, як видно на рис. 3.5, саме у таких випадках, отримується порівняно велике значення потужності.

Отже, результати, що одержані вище, треба уточнити з урахуванням впливу масиву з N синхронізованих СОХ на мікрохвильові властивості резонатора. Виходячи із загальнофізичних міркувань, вплив масиву СОХ на мікрохвильові властивості резонатора є негативним фактором. Далі описано лише два основних механізми такого впливу. Першим паразитним механізмом впливу масиву СОХ на мікрохвильові властивості резонатора є внесення масивом СОХ збурень у просторову структуру електромагнітного поля

робочої моди НВЧ резонатора, на основі якого побудовано генератор НВЧ сигналів. Через цей вплив конфігурація електромагнітного поля у резонаторі може стати неоптимальною, що призведе до зменшення ефективності збудження коливань поля мікрохвильовою компонентою намагніченості СОХ. Також неоптимальна конфігурація збудженого електромагнітного поля спричинить збільшення власних втрат у системі. Дія цього механізму впливу залежить від кількох факторів, зокрема вона визначається геометричними розмірами об'єкта, який збурює поле. Крім того, збуджене електромагнітне поле буде зазнавати втрат енергії у АФМ матеріалі СОХ. Щоб описати втрати енергії електромагнітного поля у АФМ матеріалі, запишемо вираз для власної добротності Q резонатора з масивом з N синхронізованих СОХ:

$$\frac{1}{Q_{\mathrm{N}}} = \frac{1}{Q_0} + \alpha_0 N \ . \tag{3.8}$$

де Q_0 – власна добротність резонатора за відсутності масиву, Q_{N} – добротність резонатора з врахуванням втрат у ВМШ кожного СОХ, α_0 – власна стала згасання Гільберта. Зі зростанням кількості СОХ всередині резонатора його добротність буде зменшуватися, що зумовлює наявність деякої оптимальної кількості СОХ для кожної частоти f і відповідної власної добротності резонатора Q_0. Тобто існує деяке значення N_{opt} таке, що при $N > N_{\mathrm{opt}}$ потужність буде не зростати, а зменшуватись (для випадків $P_{\mathrm{ac,N}} \sim N$, $P_{\mathrm{ac,N}} \sim N^2$ ці значення будуть різні). Інше обмеження кількості осциляторів – геометричні розміри резонатора і кількість СОХ, яку можна туди вмістити (суцільна сіра лінія на рис. 3.5). Використовуючи обидва вищезазначені обмеження для кількості СОХ, можна розрахувати відповідну максимальну потужність, яку можна отримати від масиву з N СОХ за частоти f. Отримані результати відображено на рис. 3.6. Розрахунки були проведені для оптимальної синхронізація, коли результуюча потужність пропорційна до квадрата кількості СОХ (пунктирна лінія) та неоптимальної синхронізації, коли потужність зростає лише в N раз (суцільна лінія). Як

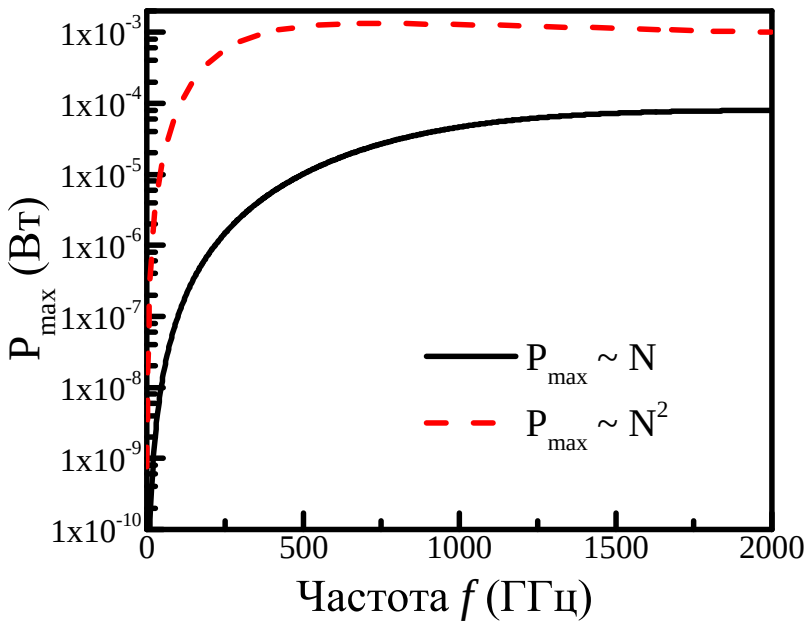

Рис. 3.6. Залежність максимальної потужності, яку можна отримати в відповідному резонаторі, від частоти (а) за умов ідеальної синхронізації: $P_{\max} \sim N^2 P_{\text{ac}}$ (пунктирна лінія); (б) за умов неоптимальної синхронізації $P_{\max} \sim N P_{\text{ac}}$ (суцільна лінія).

видно з рис. 3.6 в діапазоні частот 0,5 – 2 ТГц за умов оптимальної синхронізації можна сподіватися отримати потужність близько 1 мВт, що є досить суттєвою величиною для компактних генераторів. Звісно, в цих оцінках було враховано не всі можливі шляхи втрати енергії, що, як результат, призведе до зменшення реальної потужності такого приладу приблизно на порядок. В цілому можна стверджувати, що масив синхронізованих СОХ в резонаторі може знайти практичне застосування, за рахунок суттєвого зростання потужності вихідного сигналу, в порівнянні з поодиноким СОХ.

3.4. Висновки до розділу

1. Показано, що джерело сигналів терагерцового діапазону частот на основі спінового осцилятора Холла з магнітним шаром, виготовленим зі скошеного антиферомагнетика може досягати значень потужності

вихідного сигналу 1.1 мкВ на частоті 0.5 ТГц, якщо такий генератор інтегровано у діелектричний резонатор з резонансною частотою $f = 0.5$ ТГц (мода TM_{101}), та розмірами (470 мкм $\times$ 50 нм $\times$ 97 мкм), з діелектричною проникністю $\varepsilon = 10$ та добротністю $Q = 750$.

2. Оцінено максимальне значення потужності масиву зв'язаних осциляторів вміщених в резонатор. Показано, що масив ідеально синхронізованих СОХ в високодобротному діелектричному резонаторі може генерувати сигнал з середньою потужністю за період близько 1 мВт в діапазоні частот 0.1–2 ТГц.

РОЗДІЛ 4
ГЕНЕРАЦІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ СИГНАЛІВ У СОХ НА ОСНОВІ ТУНЕЛЬНОГО КОНТАКТУ

В цьому розділі аналізуються перспективи створення генераторів електромагнітних сигналів на основі антиферомагнітного тунельного контакту (АТК) та явища анізотропного тунельного магнітоопору (АТМО) в магнітному тунельному контакті (МТК) з використанням АФМ матеріалів, як механізму для виведення змінного сигналу з СОХ.

Механізм виведення сигналу, який базується на реєстрації магнітодипольного випромінювання від АФМ СОХ, прикріпленого до високочастотного резонатора, було проаналізовано в попередньому розділі та опубліковано [33]. Цей спосіб мав деякі недоліки. СОХ на основі АФМ, який вбудований у високочастотний діелектричний резонатор, генератор сигналів має більшу вихідну потужність ($P_{\text{ac}} \sim 1 - 100$ мкВт), але також має великий розмір (~ 10 мкм), що визначається довжиною хвилі генерованого сигналу [33], яка зумовлює вибір розмірів резонатора. Отже необхідно розвивати інші концепції виведення сигналів з СОХ. Результати досліджень було опубліковано в роботах [34, 54–56, 59, 63–66]

4.1. Будова СОХ на основі тунельного контакту

Розглянемо тепер альтернативний механізм відбору потужності згенерованого сигналу від СОХ на основі АТК, в якому потужність сигналу отримується на під'єднаному навантаженні, а змінний струм в системі виникає через періодичну зміни АТМО в АТК. Керована зміна АТМО в АТК під дією електричного струму експериментально спостерігалась

і була описана в роботах [140, 141, 173]. У роботі [173] описано АТК, в якому величина тунельного струму через бар'єр MgO сильно залежить від орієнтації спінів у матеріалі АФМ, і поворот намагніченостей підґраток АФМ приблизно на 90° приводить до зміни опору на 130% (гігантський ТМО) [173]. У цьому експерименті [173] обертання намагніченостей підґраток АФМ було досягнуто обмінною взаємодією намагніченостей АФМ шару з намагніченістю додаткового сусіднього ФМ шару і, отже, цей підхід у такому вигляді не підходить для розробки високочастотних пристроїв, оскільки магнітна динаміка у ФМ матеріалах надто повільна. Однак, як буде показано нижче, МТК, що має велике значення ТМО, є перспективним для генерації сигналів ТГц-діапазону, якщо контакт побудовано на основі виключно АФМ матеріалів і не містить ФМ шарів.

Розглянемо антиферомагнітний СОХ на основі багатошарової структури $\mathrm{Pt/Ir_{0.2}Mn_{0.8}/MgO/Pt}$, яку зображено на рис. 4.1(a). У такому АТК постійний струм I_{drive}, що протікає в нижньому шарі Pt, створює спіновий струм I_{SH} завдяки спіновому ефекту Холла [149], що тече в АФМ шар. Цей спіновий струм збуджує обертання намагніченостей підґраток IrMn, що породжує періодичні зміни опору контакту [173]. Припустимо, що зміну опору контакту в часі можна описати наступним виразом:

$$R(t) = R_0 + \Delta R \cos(\omega t) \ , \tag{4.1}$$

де

$$R_0 \equiv R_0(S, d) = \frac{\mathrm{RA}(0) \exp(\kappa d)}{S} \tag{4.2}$$

– це рівноважний опір АТК, який залежить від товщини MgO бар'єру d, RA(0) – ефективний питомий опір одиниці площі контакту (введений для умовного MgO бар'єру «нульової» товщини), κ – параметр MgO, що описує зростання опору контакту при зміні товщини бар'єру, введений в одиницях оберненої довжини [174, 175], S – площа латерального перерізу контакту. В (4.1) ΔR – амплітуда змінної компоненти опору МТК, тоді коефіцієнт ТМО

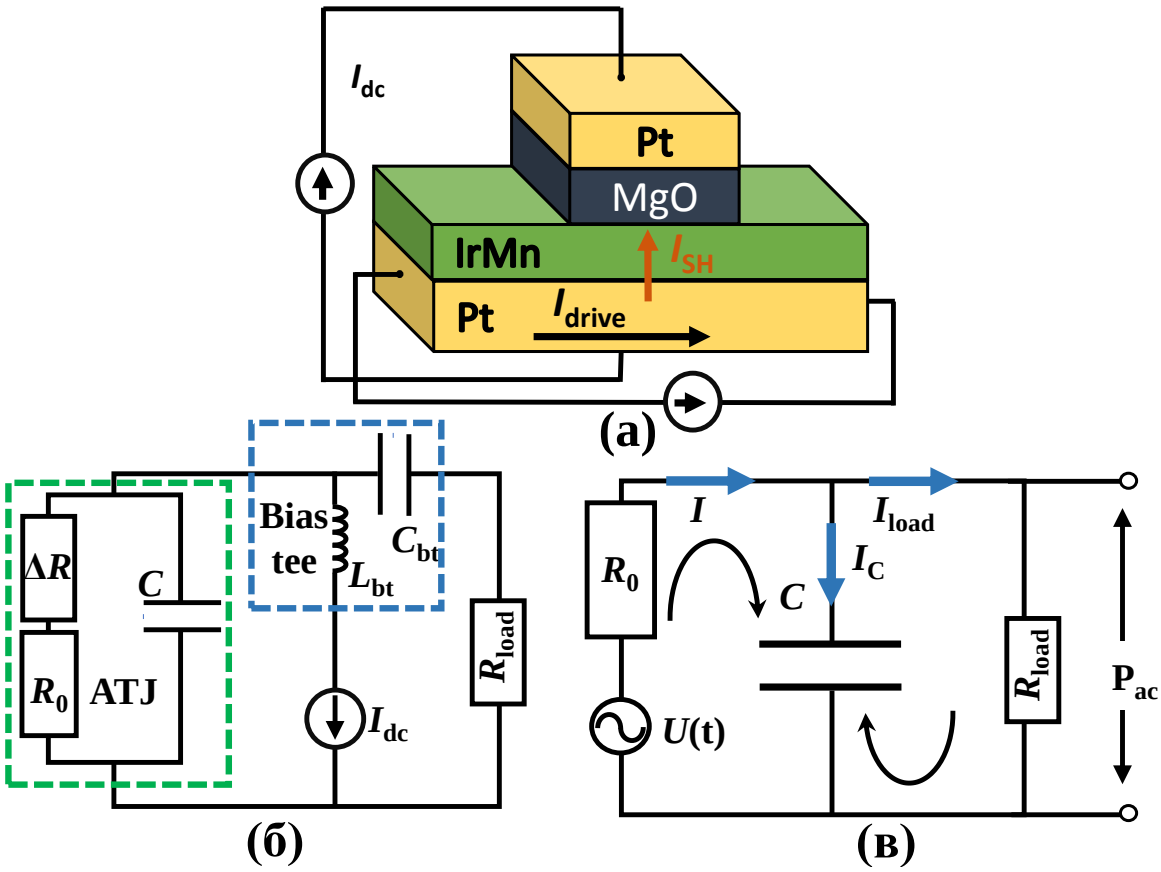

Рис. 4.1. (а) Схема СОХ на основі АТК Pt/IrMn/MgO/Pt. Керуючий сталий струм I_{drive} протікає в нижньому шарі платини СОХ та генерує спіновий струм I_{SH}, що спрямовується в АФМ шар і збуджує обертання намагніченостей підґраток в IrMn і, відповідно, періодичну зміну опору контакту. Коли сталий струм I_{dc} пропускається крізь контакт, це приводить до виникнення змінної напруги $U(t)$ у СОХ; (б) еквівалентна електрична схема розглянутого контакту з під'єднаним навантаженням R_{load}; (в) спрощена еквівалентна схема розглянутого генератора [34].

η може бути розраховано як $\eta = 2\Delta R/(R_0 - \Delta R)$, де ΔR можна виразити з η як:

$$\Delta R = \frac{\eta}{2+\eta} R_0 \,, \tag{4.3}$$

і $\omega = 2\pi f$ – кутова частота осциляцій опору. Тут припущено, що в (4.2) товщина MgO бар'єру впливає на характеристики АТК $RA(d) = RA(0)\exp(\kappa d)$, в такій самій формі, як і для традиційних ФМ

магнітних тунельних контактів [174, 175].

Тепер, коли повздовжній керуючий струм I_{drive} викликає осциляції намагніченості в шарі IrMn і, як наслідок, осциляції опору (4.1), одночасно з цим прикладений до контакту сталий струм I_{dc}, що протікає через поперечний переріз контакту (див. рис. 4.1(a)), викликає генерацію змінної напруги:

$$U(t) = U_{\text{ac}} \cos(\omega t) = I_{\text{dc}} \Delta R \cos(\omega t) \tag{4.4}$$

з амплітудою $U_{\text{ac}} = I_{\text{dc}} \Delta R$, що прикладено між шарами Pt. Постійний струм I_{dc}, що протікає крізь АТК, можна виразити як $I_{\text{dc}} = U_{\text{dc}}/R_0$, після цього можна легко знайти співвідношення між сталою напругою U_{dc} та змінною напругою U_{ac}:

$$U_{\text{ac}} = \frac{\eta}{2+\eta} U_{\text{dc}} = \frac{\eta}{2+\eta} E d\,. \tag{4.5}$$

Тут використано припущення, що сталу напругу U_{dc} прикладену до контакту можна апроксимувати простою лінійною залежністю $U_{\text{dc}} = Ed$, де напруженність ефективного електричного поля E має бути менше ніж напруженність порогового поля пробою $E_{\max}$ для MgO бар'єру ($E < E_{\max}$).

Отже, коли такий постійний струм проходить через АТК, під'єднаний через розгалуджуючий трійник («bias tee») до навантаження, що має опір R_{load}, змінна напруга $U(t)$, яка виникає в АТК збуджує змінний струм $I_{\text{load}}(t)$. Коли $I_{\text{load}}(t)$ протікає крізь навантаження з опором R_{load}, на ньому виникає падіння напруги $U_{\text{load}} = I_{\text{load}} R_{\text{load}}$. Для оцінки потужності P_{ac} змінного сигналу на навантаженні треба знайти середнє значення потужності за період.

Аналітична модель запропонованого джерела на основі АТК дуже проста. Можна представити АТК як електричну схему, що складається з джерела змінної напруги, яке генерує напругу $U(t)$ з амплітудним значенням U_{ac} та внутрішнім опором R_0, зашунтоване конденсатором з ємністю $C \approx \varepsilon\varepsilon_0 S/d$ (тут ε діелектрична проникність шару MgO, ε_0 діелектрична проникність

вакууму).

В цій моделі можна знехтувати внутрішньою індуктивністю тунельного контакту, яку можна оцінити виразом $L \sim \mu_0 d \approx 3 \cdot 10^{-15}$ Гн. Відповідне значення реактивного опору на частоті сигналу $f = 1$ ТГц становитиме $X_{\mathrm{L}} = \omega L \approx 0.02$ Ом, що набагато менше ніж усі інші значення опорів в еквівалентній схемі і тому індуктивність МТК можна виключити з розгляду.

Ця еквівалентна схема тунельного контакту приєднана через розгалуджуючий трійник (з індуктивністю L_{bt} та ємністю C_{bt}) до навантаження R_{load} (рис. 4.1(б)). Ідеальний розгалуджуючий трійник не впливає на змінний сигнал, а лише розділяє сталу та змінну компоненту сигналу в розглянутій схемі, що дозволяє вилучити частину з «bias tee» з аналізу та розглядати спрощену еквівалентну схему зображену на рис. 4.1(в).

Комплексні амплітуди змінних струмів та напруг у спрощеній схемі описуються законами Кірхгофа:

$$I_{\mathrm{C}} + I_{\mathrm{load}} = I\,, \tag{4.6a}$$

$$IR_0 + I_{\mathrm{C}}\frac{1}{\mathrm{i}\omega C} = U_{\mathrm{ac}}\,, \tag{4.6b}$$

$$-I_{\mathrm{C}}\frac{1}{\mathrm{i}\omega C} + I_{\mathrm{load}}R_{\mathrm{load}} = 0\,, \tag{4.6c}$$

де I, I_{C} та I_{load} – комплексні амплітуди струмів, що проходять крізь різні гілки.

Розв'язки системи (4.6) можуть бути легко знайдені у вигляді:

$$I = \left(\frac{U_{\mathrm{ac}}}{R_0}\right)\frac{\beta r - \mathrm{i}}{\beta r - \mathrm{i}(r+1)}\,, \tag{4.7a}$$

$$I_{\mathrm{C}} = \left(\frac{U_{\mathrm{ac}}}{R_0}\right)\frac{\beta r}{\beta r - \mathrm{i}(r+1)}\,, \tag{4.7b}$$

$$I_{\mathrm{load}} = \left(\frac{U_{\mathrm{ac}}}{R_0}\right)\frac{-\mathrm{i}}{\beta r - \mathrm{i}(r+1)}\,. \tag{4.7c}$$

Тут введено безрозмірні параметри: $\beta = \omega R_0 C$, що характеризує інерційні властивості АТК та відношення опорів $r = R_{\mathrm{load}}/R_0$.

Використовуючи (4.7), можна знайти вираз для потужності змінного сигналу на навантаженні:

$$P_{\rm ac} \equiv P_{\rm load} = \frac{1}{2}|I_{\rm load}|^2 R_{\rm load} = \left(\frac{U_{\rm ac}^2}{2R_0}\right)\frac{r}{(r+1)^2+r^2\beta^2} = \\ = \left(\frac{U_{\rm ac}^2}{2R_{\rm load}}\right)\frac{r^2}{(r+1)^2+r^2\beta^2}\,, \tag{4.8}$$

в той час як стала потужність прикладена до АТК $P_{\rm dc}$ може бути розрахована за виразом:

$$P_{\rm dc} = I_{\rm dc}^2 R_0 = \frac{U_{\rm dc}^2}{R_0} = \left(\frac{U_{\rm dc}^2}{R_{\rm load}}\right) r\,. \tag{4.9}$$

Звідси можна отримати ефективність перетворення енергії при відбиранні потужності сигналу через навантаження:

$$\zeta = \frac{P_{\rm ac}}{P_{\rm dc}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)^2 \frac{r}{(r+1)^2+r^2\beta^2} = \\ = \frac{1}{2}\left(\frac{\eta}{2+\eta}\right)^2 \frac{r}{(r+1)^2+r^2\beta^2}\,. \tag{4.10}$$

4.2. Аналіз характеристик генератора сигналів на основі СОХ з тунельним контактом

Проведемо якісний аналіз рівнянь (4.8) та (4.10).

По-перше, присутність доданку пропорційного до $\sim \beta^2 = (2\pi f R_0 C)^2$ в знаменниках у (4.8) та (4.10) показує, що обидві ці величини, потужність змінного сигналу $P_{\rm ac}$ і ефективність перетворення енергії ζ, будуть спадати з ростом частоти f. Це означає, що відповідне джерело сигналу може мати задовільні технічні характеристики лише в низькочастотній частині ТГц-діапазону. Це можливо за умови, якщо ємність C буде достатньо малою, а опір R_0 буде узгоджений з навантаженням. Варто зазначити, що $R_0 \sim S^{-1}$, в той час коли $C \sim S$, отже, в такому наближенні параметр $\beta \sim R_0 C$ не залежатиме від площі тунельного контакту S і оптимізація цього параметру буде, фактично, полягати в обранні оптимального значення товщини MgO бар'єру d.

По-друге, вихідна потужність змінного сигналу P_{ac} та ефективність джерела ζ сильно зменшується, коли середнє значення опору АТК R_0 суттєво більше чи менше ніж значення опору навантаження R_{load} (і P_{ac}, і ζ стають дуже малими, якщо $R_0 \gg R_{\text{load}}$ або $R_0 \ll R_{\text{load}}$). Отже, запропоноване джерело може мати достатньо високу ефективність лише в тому випадку, якщо навантаження і тунельний контакт мають майже однакові опори ($R_{\text{load}} \approx R_0$). Зазвичай, опір навантаження R_{load} вважається фіксованим параметром, що визначається певною наявною експериментальною установкою, вимірювальною технікою тощо, таким чином, для досягнення оптимального стану $R_{\text{load}} \approx R_0$ можна варіювати площу поперечного перерізу тунельного контакту S та товщину тунельного MgO бар'єру d (див. (4.2)).

По-третє, ефективність генератора $\zeta \sim \eta^2/(2+\eta)^2$ зростає з ростом η і може бути досить великою, якщо використовується АТК, що має досить високе значення амплітуди змінної компоненти опору контакту ΔR. Припустимо, що характеристика матеріалу η за сталих зовнішніх умов є величиною сталою, і тоді додаткове налаштування продуктивності генератора може бути досягнуте за допомогою зміни значення η під дією зовнішнього магнітного поля, прикладеного до тунельного контакту, або зміни температури зразка. Однак, треба пам'ятати, що вплив температури на ζ та P_{ac} в АФМ СОХ може бути суттєво нелінійним та подібним до ФМ тунельних контактів [15, 176].

При проведенні кількісного аналізу в розрахунках було використано наступні параметри АТК [173]: рівноважний опір $R_0 = 55.0$ кОм, коефіцієнт ТМО $\eta = 1.3$, площа латерального перерізу $S = 1 \times 5$ мкм^2, товщина тунельного бар'єру MgO $d = 2.5$ нм. Припускаючи, що товщина тунельного бар'єру d впливає на опір МТК подібним чином як для ФМ тунельних контактів, можна взяти з [174, 175] значення характеристичного параметру MgO бар'єру: $\kappa \approx 5.8$ нм$^{-1}$. Тоді, використовуючи параметри з (4.2) та

(4.3), можна одержати значення ефективного питомого опору одиниці площі RA(0) $\approx$ 0.14 Ом $\cdot$ мкм^2 і амплітуди змінного опору $\Delta R \approx$ 21.7 кОм, відповідно. Діелектрична проникність MgO бар'єру $\varepsilon = 9.8$ [177], тоді ємність контакту може бути оцінена як $C = \varepsilon\varepsilon_0 S/d = 1.7 \cdot 10^{-13}$ Ф. Оскільки напруженість електричного поля пробою для тонкої плівки MgO має значення $E_{\max} = 0.4 - 0.6$ В/нм [177], для стабільного режиму роботи МТК було обрано меншу величину напруженості електричного поля $E =$ 0.3 В/нм. Отже, сталу напругу, прикладену до контакту, можна оцінити як функцію товщини бар'єру d: $U_{\rm dc} \equiv U_{\rm dc}(d) = Ed$. Опір навантаження $R_{\rm load}$ варто обрати типовим для мікрохвильової та терагерцової електроніки: $R_{\rm load} = 50$ Ом.

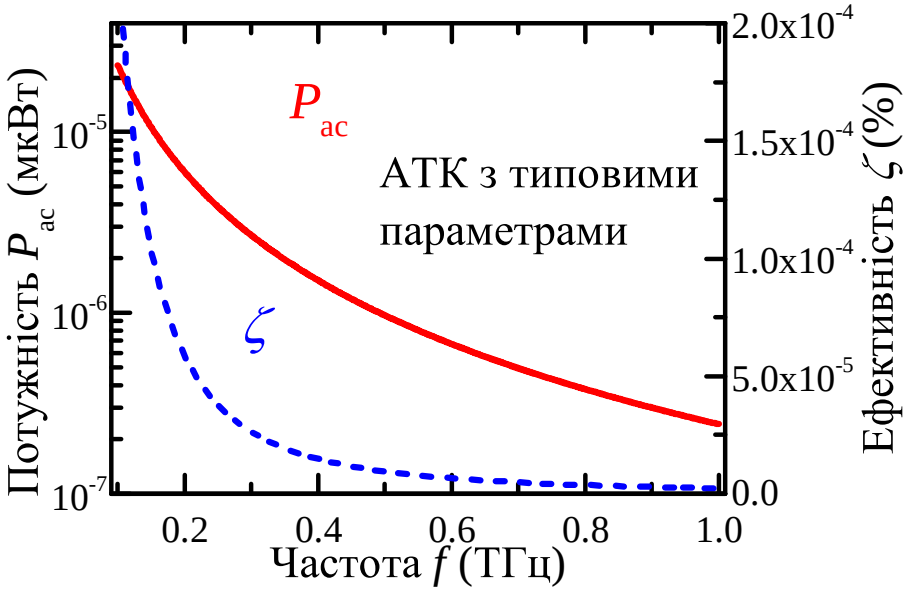

Рис. 4.2. Частотна залежність потужності змінного сигналу $P_{\rm ac}$ (суцільна лінія) та ефективності перетворення енергії ζ (пунктирна лінія) запропонованого джерела, розраховані за рівняннями (4.8) та (4.10), відповідно для МТК з типовими параметрами [34].

Частотні залежності потужності $P_{\rm ac}$ вихідного сигналу та ефективності ζ перетворення енергії, розраховані за формулами (4.8) та (4.10) для джерела з типовими параметрами записаними вище, продемонстровано як суцільна та пунктирна лінії на рис. 4.2, відповідно. Як і очікувалося, ці залежності

демонструють зменшення відповідних величин з ростом частоти генерації f. Також можна помітити, що абсолютне значення потужності P_{ac} та ефективності ζ досить малі навіть при низьких частотах ($P_{\mathrm{ac}} \sim 10^{-5}$ мкВт, $\zeta \sim 10^{-4}$ % при $f \sim 0.1$ ТГц) через досить великі значення рівноважного опору контакту R_0 та ємності C. Інерційні властивості контакту можна охарактеризувати параметром $\beta = \omega R_0 C \gg 1$. Велике значення рівноважного опору контакту R_0 приводить до отримання невеликого значення потужності $P_{\mathrm{dc}} \sim 1/R_0$ та до слабкого узгодження навантаження ($r = R_{\mathrm{load}}/R_0 \ll 1$). Це означає, що тунельний контакт з типовими параметрами (наприклад такий як у [173]) з досить великим значенням рівноважного опору R_0 та ємності C не підходить для розробки джерела сигналів з відносно високою потужністю. Щоб уникнути цього недоліку звичайного МТК, варто розглянути як оптимізувати його параметри, змінюючи товщину поперечного перерізу S та товщину бар'єру d. В таких структурах рівноважний опір R_0 залежить від S та d як $R_0 \sim \exp(\kappa d)/S$, в той час як ємність контакту C прямо пропорційна площі поперечного перерізу S та обернено пропорційна до товщини тунельного бар'єру d. Змінюючи ці геометричні параметри контакту, можна оптимізувати ефективність генерації змінного сигналу. Результати таких досліджень відображено на рис. 4.3 та на контурних графіках рис. 4.4, 4.5.

Як і очікувалось, вплив товщини MgO бар'єру d на вихідну потужність змінного сигналу P_{ac} та ефективність перетворення потужності ζ дуже сильний через експоненційну залежність RA(d), і як наслідок, товщина бар'єру d має бути більш важливим параметром для оптимізації. Як можна бачити з рис. 4.3(a), P_{ac} та ζ майже монотонно зростають зі зменшенням товщини шару MgO d та можуть досягати свого максимуму при малих значеннях d, що майже не залежать від частоти (наприклад, $d \approx 0.8$ нм при $f = 0.1$ ТГц), в той час як внутрішній опір R_0 стає порядку опору навантаження R_{load}. Подальше зменшення товщини бар'єру d не призведе

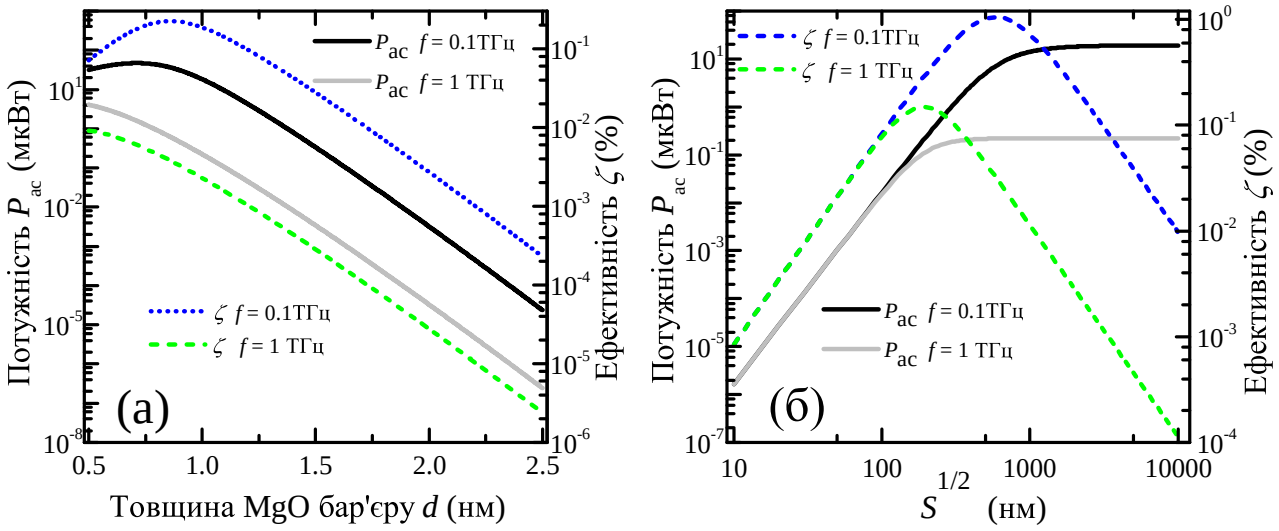

Рис. 4.3. Залежність вихідної потужності P_{ac} (суцільні лінії) та ефективності перетворення енергії ζ (пунктирні лінії) запропонованого джерела від: (а) товщини MgO бар'єру d та (б) латерального розміру поперечного перерізу МТК $a = \sqrt{S}$. Розрахунки проводились за (4.8) та (4.10) для МТК з типовими експериментальними параметрами при робочій частоті $f = 0.1$ ТГц та $f = 1.0$ ТГц; для побудови залежностей на частині (б) було обрано оптимальну товщину MgO бар'єру $d_{\text{opt}} = 1.0$ нм [34].

до покращення P_{ac} та ζ, навпаки в МТК з дуже тонким бар'єром MgO ($d \leqslant 0.5$ нм) обидві ці характеристики будуть погіршуватися при неузгодженні навантаження, зростанні ємності $C \sim 1/d$ та зменшенні прикладеної напруги $U_{\text{dc}} = Ed$. Беручи до уваги вищезазначені обставини, варто обрати МТК з товщиною MgO бар'єру $d_{\text{opt}} = 1.0$ нм, що є досить звичною величиною для існуючих тунельних контактів [174, 175, 177].

Додаткове покращення характеристик можна отримати, підбираючи оптимальні латеральні розміри МТК. Вводячи для простоти лінійний ефективний латеральний розмір $a = \sqrt{S}$ для поперечного перерізу контакту, можна з (4.8) та (4.10) розрахувати залежності P_{ac} та ζ від a, які показано на рис. 4.3(б) та на контурних графіках рис. 4.4 та рис. 4.5. Як можна побачити

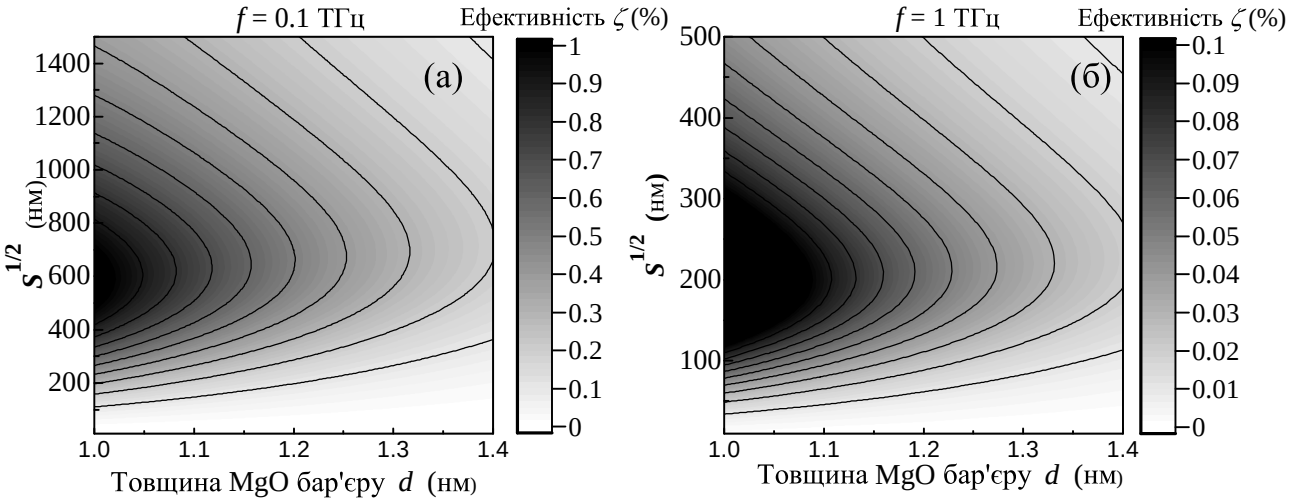

Рис. 4.4. Залежність ефективності перетворення енергії ζ запропонованого джерела від товщини MgO бар'єру d (по горизонталі) та від латерального розміру поперечного перерізу МТК $a = \sqrt{S}$ (по вертикалі) (а) при робочій частоті $f = 0.1$ ТГц; та (б) при робочій частоті $f = 1.0$ ТГц. Розрахунки проводились за (4.10) для МТК з типовими експериментальними параметрами. Діапазони отриманих значень ефективності перетворення енергії ζ суттєво відрізняються для різних частот.

залежність $\zeta(a)$ (пунктирна лінія на рис. 4.3(б)) має чіткий максимум, положення якого зсувається до менших значень $a = \sqrt{S}$ зі зростанням частоти сигналу f. Положення цього максимуму відповідає оптимальному значенню геометричного параметра МТК $a = \sqrt{S} = a_{\text{opt}}$. На діаграмах на рис. 4.4 можна відслідкувати, як звужується зона найвищої ефективності та зміщується в область малих значень товщини бар'єру d при зміні частоти з $f = 0.1$ ТГц до $f = 1.0$ ТГц. При $a < a_{\text{opt}}$ продуктивність джерела погіршується переважно через неузгодження навантаження, а при $a > a_{\text{opt}}$ ефективність знижується через велику ємність контакту. Варто відзначити, що залежність $P_{\text{ac}}(a)$ істотно відрізняється. Для малих розмірів контакту вихідна потужність змінного сигналу P_{ac} швидко зростає зі збільшенням

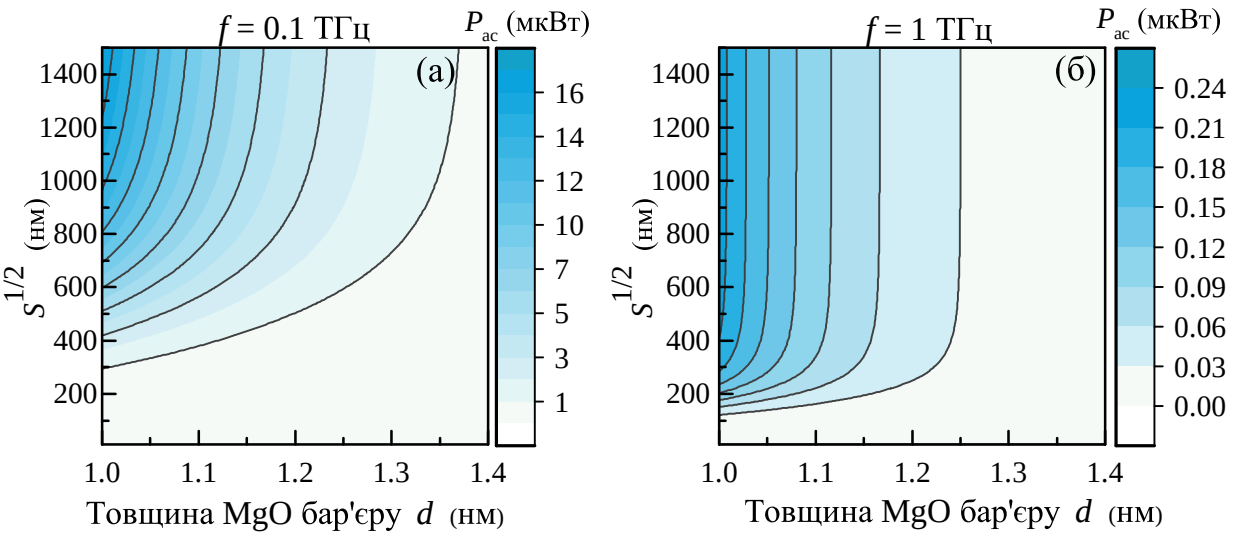

Рис. 4.5. Залежність вихідної потужності P_{ac} запропонованого джерела від товщини MgO бар'єру d (по горизонталі) та від латерального розміру поперечного перерізу МТК $a = \sqrt{S}$ (по вертикалі) (а) при робочій частоті $f = 0.1$ ТГц; та (б) при робочій частоті $f = 1.0$ ТГц. Розрахунки проводились за (4.8) для МТК з відомими експериментальними параметрами. Діапазони отриманих значень вихідної потужності P_{ac} суттєво відрізняються для різних частот.

a (за рахунок зменшення опору R_0), але при $a \approx a_{\text{opt}}$ залежність $P_{\text{ac}}(a)$ виходить на насичення (через вплив ємності контакту $C \sim a^2$). Розглядаючи контурні графіки для різних частот (рис. 4.5(а) $f = 0.1$ ТГц (б) $f = 1$ ТГц), можна побачити, що границі областей зон з різним значенням потужності для відносно великих латеральних розмірів лежать паралельно. Ці результати показують, що джерело сигналів на МТК може мати досить високе значення потужності P_{ac} та ефективності конвертації енергії ζ при оптимальному латеральному розмірі a_{opt}, що слабко залежить від частоти сигналу f. Отже для практичних застосувань, як випливає з рис. 4.3, для отримання джерела з вищим значення потужності треба використовувати менші за розмірами МТК (наприклад, $a_{\text{opt}} \approx 600$ нм при $f = 0.1$ ТГц та $a_{\text{opt}} \approx 200$ нм при $f = 1.0$ ТГц).

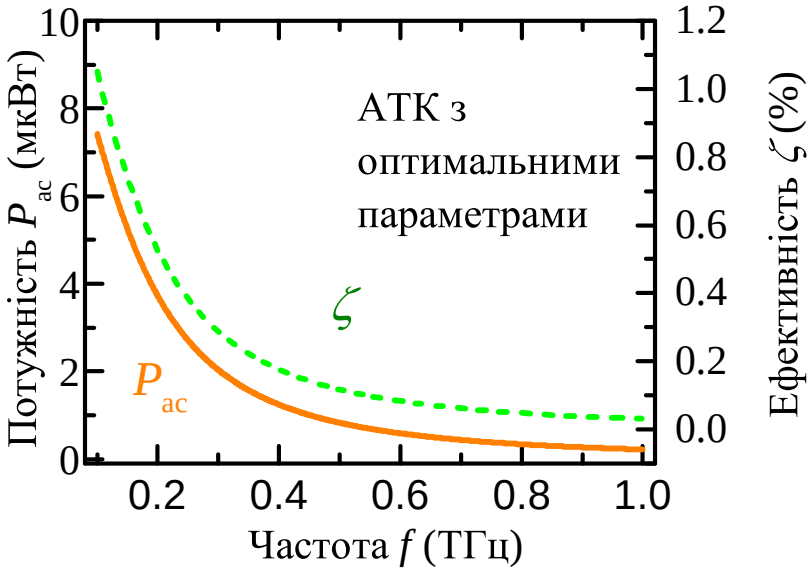

Рис. 4.6. Частотна залежність потужності змінного сигналу P_{ac} (суцільна лінія) та ефективності перетворення енергії ζ (пунктирна лінія) запропонованого джерела, розраховані за рівняннями (4.8) та (4.10), відповідно для МТК з оптимізованими параметрами ($d_{\text{opt}} = 1.0$ нм, $a_{\text{opt}} = 600$ нм) [34].

Частотні залежності потужності вихідного змінного сигналу P_{ac} та ефективності перетворення енергії ζ для генератора з оптимальними параметрами МТК $d_{\text{opt}} = 1.0$ нм, $a_{\text{opt}} = 600$ нм показано суцільною та пунктирною кривими на рис. 4.6. Обраховані криві показують, що вихідна потужність P_{ac} на навантаженні, що під'єднано до АФМ СОХ в діапазоні частот $0.1 - 1$ ТГц, є того ж порядку, або навіть перевищує потужність, яку можна отримати за допомогою ОСЕХ [139] та механізму магнітодипольного випромінювання [33], в той час як ефективність перетворення енергії сягає 1%, що може бути достатнім для деяких практичних застосувань.

Хоча отримані експлуатаційні параметри генератора на основі АФМ МТК є посередніми, слід зазначити, що подальша оптимізація вихідних параметрів можлива для певної обраної частоти f генерованого сигналу. Якщо зафіксувати певне значення частоти f, то можна виконати процедуру оптимізації, представлену вище і досягати значень P_{ac} та ζ,

більших, ніж представлені на рис. 4.6 (поліпшення P_{ac} буде становити приблизно 1 - 2 мкВт, ζ збільшується приблизно до 1,2%) для джерела квазімонохроматичного сигналу на частоті f. Хоча вихідна потужність P_{ac} та ефективність ζ запропонованого джерела є досить малими, суттєвою перевагою запропонованого генератора з виводом сигналу через АФМ ТМО криється в простоті і надійності його експериментальної реалізації в мікро- та наномасштабах.

4.3. Висновки до розділу

Запропоновано метод виведення змінного сигналу з спінового осцилятора Холла на основі антиферомагнітного тунельного контакту у Pt/AFM/MgO/Pt, який можна легко експериментально реалізувати в мікро- та нано-масштабі та підходить для створення джерела сигналу ТГц-діапазону. У такому джерелі періодична зміна тунельного анізотропного магнітоопору під дією постійного струму приводить до утворення джерела змінної напруги та подачу отриманого змінного сигналу на навантаження, що підключено до генератора.

Джерело на основі АФМ МТК, що має тонкий бар'єр MgO, може забезпечити вихідну потужність змінного сигналу порядку $P_{\text{ac}} \sim 1-10$ мкВт і ефективність перетворення потужності приблизно $\zeta \sim 1\%$ в діапазоні частот $0.1 - 1$ ТГц, що може бути достатнім для практичних застосувань.

РОЗДІЛ 5
ГЕНЕРУВАННЯ ТА СИНХРОНІЗАЦІЯ ІМПУЛЬСНИХ СИГНАЛІВ У СИСТЕМАХ З СОХ

В цьому розділі представлено результати аналізу особливостей роботи СОХ на основі біанізотропного АФМ (наприклад, NiO), який перебуває у докритичному режимі. Було досліджено режим роботи, коли АФМ СОХ виконує роль штучного «нейрона», генеруючи дельта-подібні вихідні імпульси під дією вхідних імпульсних сигналів. Було проаналізовано різні режими роботи такого «нейрона», коли під дією вхідного імпульсу не генерується вихідний імпульс, генерується один або декілька вихідних імпульсів. Досліджено можливість створення простих схем для виконання логічних та арифметичних операцій на основі одного чи кількох штучних «нейронів». Результати досліджень було опубліковано в роботах [35, 36, 53, 57, 60, 61, 66, 67]

5.1. Принципи роботи та особливості генератора дельта-подібних імпульсів на основі СОХ

Генератори надвузьких імпульсів (дельта-подібних імпульсів), що наближено описуються дельта-функцією Дірака $s(t) \approx \delta(t - t_0)$), широко використовуються в сучасній електроніці та оптиці. Найбільш поширеними застосуваннями таких генераторів є імпульсно-кодована модуляція сигналів та інші методи обробки сигналів. Принцип імпульсно-кодованої модуляції амплітуда аналогового вхідного сигналу кодується частотою повторювання генерованих імпульсів. Послідовність дельта-подібних імпульсів, що має постійну частоту повторення, утворює Фур'є спектр рівновіддалених вузьких

піків у частотній області, так званий частотний гребінець. Застосовуючи такі генератори та імпульсно-кодовану модуляцію, можна більш ефективно використовувати частотну смугу при передачі сигналів. Однією з ключових характеристик пристроїв обробки сигналів, що використовують генератори дельта-подібних імпульсів, є найбільша частота повторення імпульсів, яку можна отримати від генератора, що обмежується тривалістю одного імпульсу.

Подібний тип імпульсно-кодованих сигналів використовується в нервових системах живих істот, де реакція нейрона на вхідний подразник має вигляд одного імпульсу, або послідовністю таких імпульсів з певним періодом повторення, який пов'язаний з потенціалом дії в клітинній біології [178]. Тому сучасні концепції нейроморфних обчислень та обробки сигналів включають генератори надвузьких дельта-подібних імпульсів як обов'язковий елемент їх архітектури [179]. Іншою особливістю нервової системи є «порогова» поведінка нейрона: він формує відповідь тільки тоді, коли вхідний вплив перевищує певне критичне (порогове) значення. Цей нелінійний відгук також є ключовою особливістю роботи штучних нейроморфних пристроїв.

Існуючі генератори імпульсів, що використовують сучасні напівпровідникові технології можуть бути досить компактними, але працюють на відносно низьких частотах і тому мають максимальну частоту повторення імпульсів (< 50 ГГц) [180]. Оптичні генератори дельта-подібних імпульсів можуть мати вищу частоту повторення (> 100 ГГц) [181–183] (наприклад фемто-секундні лазери), але мають досить складну реалізацію, несумісну з існуючою технологією «on-chip».

Як вже зазначалося раніше, застосування СОХ є перспективним для подальшого розвитку електроніки, а заміна вільного шару з ФМ матеріалу на АФМ може дозволити працювати на значно вищих робочих частотах.

Можливість застосування АФМ матеріалів для частот ТГц-діапазону була проаналізована лише нещодавно [33, 84, 138, 139, 158, 184]. В СОХ на основі АФМ матеріалів СОЕ, викликаний спіновим струмом j_s^{in}, що з'являється

через СЕХ у сусідньому шарі платини, через який проходить електричний струм, викликає обертання вектора Неєля $\mathbf{l}$ в АФМ шарі. Якщо напрям спінової поляризації керуючого струму $\mathbf{p}$ в АФМ перпендикулярний до напряму рівноважного положення вектора Неєля $\mathbf{l}_0$ (у стані рівноваги), вектор Неєля починає обертатися у площині, перпендикулярній до вектора $\mathbf{p}$ [33, 138, 139].

Однак отримання змінного сигналу за рахунок ОСЕХ у шарі платини є задачею нетривіальною, оскільки для цього необхідно, щоб рух вектора Неєля, був нерівномірним у часі. Для вирішення цієї проблеми було запропоновано кілька підходів [33, 84, 139]. Наприклад, в роботі [139] було показано, що нерівномірне обертання вектора Неєля можна спостерігати в АФМ матеріалах з двовісною анізотропією (наприклад, NiO), де наявність додаткової анізотропії в площині приводить до обертання вектора Неєля зі змінною кутовою швидкістю. При цьому вихідний сигнал АФМ генератора на основі цього механізму являє собою прості гармонічні (синусоїдальні) коливання.

Далі буде розглянуто конструкцію СОХ на основі АФМ матеріалу, який може генерувати контрольовані послідовності імпульсів з типовою тривалістю в кілька пікосекунд. Такий генератор реалізується у вигляді шаруватої структури, що складається з шару немагнітного металу з сильною спін-орбітальною взаємодією (таким металом є, наприклад, платина), та АФМ шару з двовісною анізотропією (наприклад, NiO). Спіновий струм (j_s^{in}), створений за допомогою СЕХ в платині, проникаючи у тонку АФМ плівку, створює СОЕ, що діє на намагніченості підґраток АФМ матеріалу, що приводить до швидкого перемикання (орієнтація намагніченостей в просторі змінюється на протилежну). Це перемикання, в свою чергу, створює короткий імпульс спінового струму, який повертається назад до шару платини (j_s^{out}), де його можна перетворити на електричний сигнал за допомогою ОСЕХ, див. рис. 5.1.

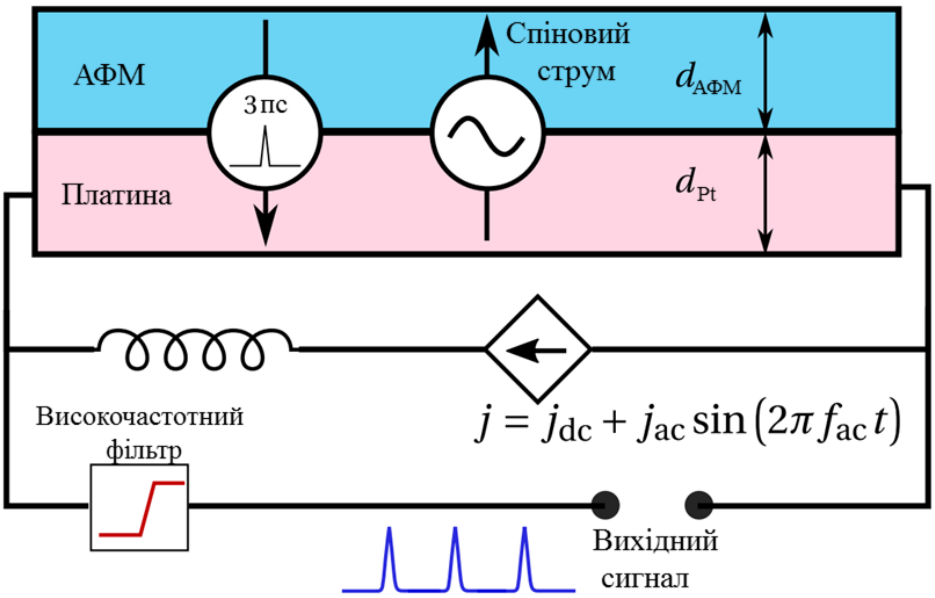

Рис. 5.1. Схематична будова генератора. Тонкий АФМ шар вкритий шаром немагнітного металу. Через шар платини протікає струм, що містить сталу компоненту j_{dc} та змінну компоненту j_{ac} з частотою f_{ac}. Вихідний сигнал приймається через фільтр високих частот, який пропускає сигнали з частотами $f \geqslant f_{ac}$ [36].

Мінімальна тривалість імпульсу обмежена характерним часом процесу переорієнтації векторів намагніченості підґраток АФМ. Для відносно сильного магнітного згасання цей час пропорційний ефективній константі згасання Гільберта та обернено пропорційний величині поля магнітної анізотропії в площині АФМ матеріалу. Оскільки ефективна константа згасання Гільберта в структурах АФМ/Pt, в основному визначається спіновою накачкою [185], її можна контролювати, а реальний час переорієнтації може складати близько декількох пікосекунд для типових АФМ/Pt структур, таких як NiO/Pt. Частота повторення імпульсів у запропонованому генераторі легко регулюється частотою вхідного електричного струму і може досягати значень, що перевищують 100 ГГц. Коротка тривалість одиночного генерованого імпульсу, також, визначає високу межу діапазону частоти повторювання імпульсів – 200ГГц для NiO.

Генерація імпульсів у вищезгаданому запропонованому генераторі на основі АФМ шару – процес пороговий і залежить від амплітуди вхідного електричного струму, що дає можливість розглядати такий осцилятор як ультрашвидкий аналог біологічного нейрона. Крім того, використовуючи такий генератор за певних значень електричного струму (амплітуд змінної та сталої компоненти, частоти змінної компоненти струму), можна отримати також складний аналог поведінки нейрона, наприклад, генерацію дискретних груп ультракоротких імпульсів, так званий режим «bursting».

Для опису динаміки намагніченості необхідно розглянути тонку плівку АФМ матеріалу, що має дві магнітні підґратки з намагніченостями $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$. Плівка виявляє двовісну магнітну анізотропію: легка площина анізотропії перпендикулярна осі $\mathbf{n}_h$, з ефективною величиною магнітного поля H_h, тоді як легка вісь анізотропії спрямована вздовж вектора $\mathbf{n}_e$, а її ефективне магнітне поле – H_e [139]. Будемо також вважати, що поляризація спінового струму, що протікає в АФМ шарі, спрямована вздовж важкої осі анізотропії АФМ матеріалу $\mathbf{p} \parallel \mathbf{n}_h$.

Спінова динаміка векторів намагніченості АФМ підґраток під дією СОЕ описується системою двох зв'язаних рівнянь Ландау–Ліфшиця–Гільберта–Слончевського для намагніченості кожної підґратки $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$ кожне з яких має вигляд:

$$d\mathbf{M}_i/dt = \gamma\mu_0[\mathbf{H}_i \times \mathbf{M}_i] + \frac{\alpha_{\text{eff}}}{M_s}[\mathbf{M}_i \times d\mathbf{M}_i/dt] + \frac{\sigma j_e(t)}{M_s}[\mathbf{M}_i \times [\mathbf{M}_i \times \mathbf{p}]], \quad (5.1)$$

де $j_e(t)$ вхідний електричний струм, $i = \overline{1,2}$, $\mathbf{H}_1$ та $\mathbf{H}_2$ – ефективні магнітні поля, що діють на підґратки $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$, відповідно:

$$\mathbf{H}_1 = \frac{1}{M_s}\left[-\frac{1}{2}H_{\text{ex}}\mathbf{M}_2 + H_h\mathbf{n}_h(\mathbf{n}_h \cdot \mathbf{M}_1) - H_e\mathbf{n}_e(\mathbf{n}_e \cdot \mathbf{M}_1)\right], \quad (5.2a)$$

$$\mathbf{H}_2 = \frac{1}{M_s}\left[-\frac{1}{2}H_{\text{ex}}\mathbf{M}_1 + H_h\mathbf{n}_h(\mathbf{n}_h \cdot \mathbf{M}_2) - H_e\mathbf{n}_e(\mathbf{n}_e \cdot \mathbf{M}_2)\right]. \quad (5.2b)$$

Тут $H_{\text{ex}} = \omega_{ex}/\gamma$ – обмінне поле, $H_e = \omega_e/\gamma$ та $H_h = \omega_h/\gamma$ – поле анізотропії легкої площини та анізотропії важкої осі відповідно.

Проте для відносно низьких частот обертання векторів намагніченості (менших за ω_{ex}) для розглянутої геометрії АФМ СОХ, систему рівнянь (5.1) можна звести до єдиного рівняння для азимутального кута повороту ϕ вектора Неєля $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_s$ в легкій площині [139]:

$$\frac{1}{\omega_{\text{ex}}}\ddot{\phi} + \alpha_{\text{eff}}\dot{\phi} + \frac{\omega_e}{2}\sin 2\phi = \sigma j_e(t). \tag{5.3}$$

При цьому кут ϕ відкладається від напрямку легкої осі $\mathbf{n}_e$, отже $\mathbf{l}\cdot\mathbf{n}_e = \cos\phi$. Вираз у правій частині рівняння (5.3) характеризує величину СОЕ, зазначено в одиницях частоти [139]. Цей СОЕ створюється електричним струмом $j_e(t)$, що протікає в шарі платини. Ефективна константа згасання Гільберта $\alpha_{\text{eff}} = \alpha_0 + \alpha_{\text{SP}}$ містить власну константу згасання Гільберта α_0 і додаткові магнітні втрати, обумовлені спіновою накачкою з АФМ шару α_{SP}. Остання, в свою чергу, залежить від товщини АФМ шару d_{AFM} ($\alpha_{\text{SP}} \sim 1/d_{\text{AFM}}$) і, отже, її величину можна коригувати в заданому діапазоні, змінюючи товщину АФМ шару СОХ.

Досить цікаво, що динаміка коливань в АФМ осциляторі, що слідує з рівняння (5.3), математично аналогічна динаміці фізичного маятника у гравітаційному потенціалі під дією зовнішньої сили. Для якісного аналізу поведінки осцилятора за умов $2\alpha_{\text{eff}} > \pi\sigma j_e/\sqrt{\omega_e\omega_{\text{ex}}}$ можна знехтувати першим інерційним членом в рівнянні ((5.3), оскільки гравітація є однонаправленою силою, а магнітна анізотропія в оксиді нікелю двовісна. Для повної аналогії нам потрібно замінити кут ϕ вектора Неєля на кут ψ відхилення маятника у вигляді $2\phi = \psi$, див. рис. 5.2(a).

За відсутності зовнішнього моменту $j_{\text{e}} = 0$ «АФМ маятник» знаходиться в основному стані, який відповідає мінімуму енергії $\psi = \phi = 0$. Невеликий, сталий у часі момент піднімає «маятник» до кута нахилу $\psi_0 = \arcsin(2\sigma j_{\text{dc}}/\omega_e)$. Це відповідає протіканню постійного струму в шарі платини $j_e = j_{dc} = \text{const}$). Максимальне значення кута нахилу в стаціонарному стані маятника становить $\psi_0 = \arcsin(2\sigma j_{\text{dc}}/\omega_e)$, оскільки за такого кута дія

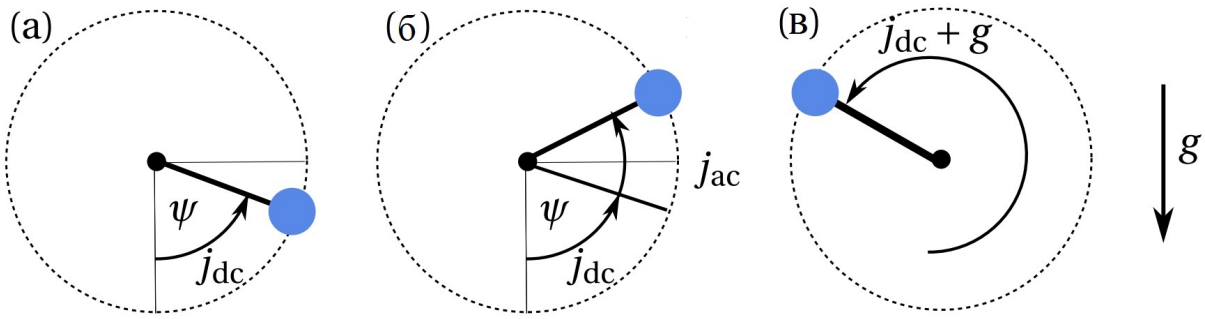

Рис. 5.2. Динаміка фізичного маятника як аналогія динаміки АФМ генератора. Кут ψ відхилення маятника відповідає куту повороту $\phi/2$ вектора Неєля в АФМ шарі: (а) нижче порогового значення момент, створений j_{dc}, лише відхиляє маятник з рівноважного стану; (б) додаткова дія, створена j_{ac}, може «штовхнути» генератор за поріг; (в) швидкий рух маятника з поверненням до стану рівноваги, що відповідає переорієнтації магнітних підґраток. [36].

сили, що служить аналогом сили гравітації буде максимальною, а якщо СОЕ перевищить цей поріг $\sigma j_{\mathrm{dc}} > \sigma j_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{th}} = \omega_{\mathrm{e}}/2$, маятник перейде у нескінченний обертальний рух [139] (що відповідає неперервній генерацій АФМ СОХ).

Варто розглянути динаміку маятника, коли додатково крім дії сталого струму σj_{dc} присутня додаткова дія σj_{t} протягом короткого проміжку часу. У початковій ситуації маятник залишається під кутом ψ_0. Після ввімкнення додаткового струму j_t кут ϕ починає збільшуватися. Якщо $j_{\mathrm{dc}} + j_{\mathrm{t}} > j_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{th}}$, маятник долає пороговий кут $\psi > \pi/2$. У цій точці дії струму j_{dc}, вже достатньо для продовження обертання маятника, і, отже, можна вимкнути додатковий струм j_{t}. Важливо, що при $\psi > \pi$ сила, що діє за рахунок «гравітаційного» потенціалу (або анізотропії), тепер допомагає СОЕ, який створений струмом j_{dc}, що приводить до прискорення маятника в області $\pi < \psi < 2\pi$. Якщо згасання достатньо велике, щоб зупинити обертання ($2\alpha_{\mathrm{eff}} > \pi\sigma j_{\mathrm{dc}}/\sqrt{\omega_{\mathrm{e}}\omega_{\mathrm{ex}}}$), маятник буде релаксувати до нової стаціонарної точки $\phi_0 + \pi$, яка відповідає зміні положення АФМ підґраток $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$

на протилежне. Варто зазначити, що цікавим є випадок відносно невеликих значень струму j_{t}, а для цього потрібен струм зміщення j_{dc} близький до порогового значення ($j_{\mathrm{dc}} \simeq j_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{th}}$). Значення параметра ефективного згасання в АФМ матеріалі має бути досить великим $4\alpha_{\mathrm{eff}} > \pi\sqrt{\omega_e/\omega_{\mathrm{ex}}}$.

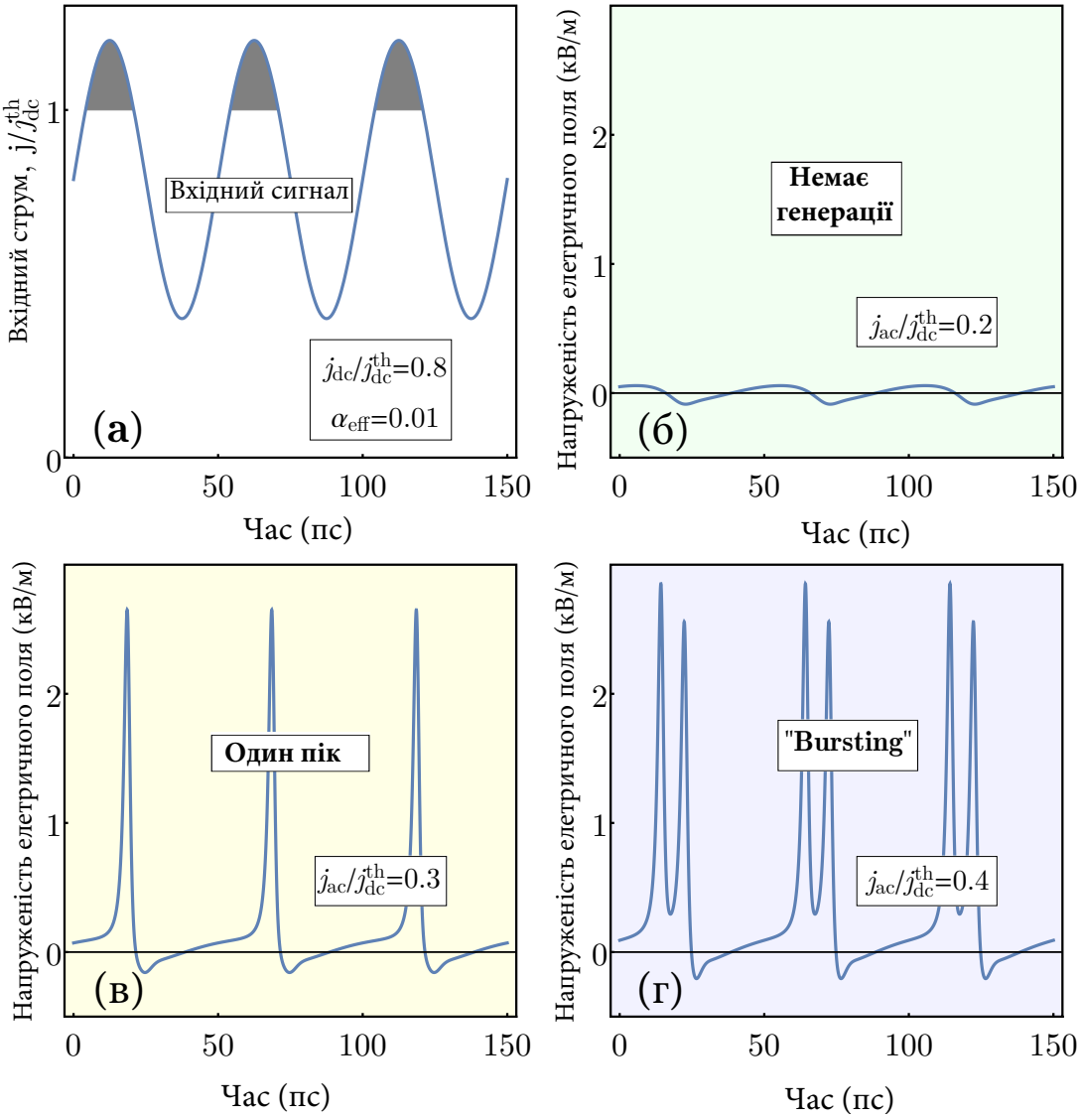

Рис. 5.3. Числове моделювання різних режимів генерації імпульсів в АФМ СОХ: (а) Вигляд сумарного вхідного струму ($j_{\mathrm{ac}} + j_{\mathrm{dc}}$); (б) Режим без генерації «no spikes» («низьке» значення струму j_{ac}); (в) Генерація одного імпульсу за кожен період вхідного сигналу «one spike» («середнє» значення струму j_{ac}); (г) Генерація групи імпульсів за кожен період ас сигналу режим «bursting» («високе» значення струму j_{ac}) [36].

Електричне поле в шарі платини, отримане за рахунок спінової накачки

та ОСЕХ, пропорційне кутовій швидкості вектора Неєля: $E = \kappa\dot{\phi}$. Маятник досягає максимальної швидкості $\dot{\phi}_{max}$, яка визначає амплітуду імпульсу, за умови $\ddot{\phi} = 0$ і для вищевказаного сценарію можна отримати з рівняння(5.3): $\dot{\phi}_{max} = (\sigma j_{dc} + \omega_e/2)/\alpha$, або $\dot{\phi}_{max} = \sigma\omega_e/\alpha$, якщо значення j_{dc} близьке до порогового ($j_{dc} \simeq j_{dc}^{th}$). Внаслідок цього вектор Неєля $\mathbf{l}$ обертається на кут π протягом одного імпульсу, і можна ввести типовий час перемикання намагніченостей АФМ підґраток:

$$\Delta t = \pi\alpha/\omega_e, \tag{5.4}$$

який визначає тривалість імпульсу. Для $\alpha = 0.01$ та $\omega_e/2\pi = 1.75$ ГГц, що характерно для NiO, отримують $\Delta t = 2.85$ пс.

Щоб досягнути режиму генерації послідовності імпульсів, струм $j_{\mathrm{e}}(t)$ в платині повинен мати вигляд періодично модульованого сигналу:

$$j_e(t) = j_{\mathrm{dc}} + j_{\mathrm{ac}} \sin(2\pi f_{\mathrm{ac}} t). \tag{5.5}$$

Для дослідження динаміки намагніченостей в АФМ шарі треба числовими методами розв'язати систему зв'язаних рівнянь Ландау–Ліфшиця–Гільберта–Слончевського для $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$ при заданому струмі (5.5), який слід розглядати як функцію експериментально керованих параметрів: j_{dc} – стала компонента прикладеного струму, j_{ac}, f_{ac} – амплітуда і частота змінного струму, α_{eff} – константа ефективного згасання. В розрахунках було використано параметри NiO.

Приклади часових залежностей вхідних та вихідних сигналів запропонованого АФМ генератора імпульсів зображено на рис. 5.3. На рис. 5.3(а) показано часову залежність вхідного струму $j(t) = j_{\mathrm{dc}} + j_{\mathrm{ac}}(t)$, де $j_{dc} < j_{dc}^{th}$. При низьких значеннях амплітуди струму j_{ac} генератор не виробляє значний вихідний сигнал (рис.5.3(б)). Зі збільшенням j_{ac} в якийсь момент, коли сумарна амплітуда струму $j_{dc} + j_{ac}$ перевищує порогове значення j^{th}, пристрій генерує один імпульс (рис.5.3(в)), а при ще більшій амплітуді

струму може утворюватись періодична послідовність імпульсів (рис.5.3(г)). Для параметрів, що використовувалися в числовому моделюванні (див. рис. 5.3), тривалість імпульсу $\Delta t = 2.4$ пс близька до значення, аналітично оціненого за допомогою рівняння (5.4). Процес генерації імпульсів має чітко визначений поріг за струмом j_{ac}, який схожий на відгук біологічного нейрона на зовнішній вплив, а форма вихідного сигналу, створеного АФМ генератором, також відтворює типову форму імпульсів, що генеруються біологічним нейроном [178]. З подальшим збільшенням амплітуди змінного струму, коли цей струм є вищим за поріг j^{th}, вектор Неєля може зробити повний оберт або навіть кілька обертів за один період змінного струму (див. рис 5.3 (г)). Отримання групи з n імпульсів вимагає точного налаштування амплітуди змінного струму, томущо діапазон необхідної амплітуди струму j_{ac} стрімко зменшується зі збільшенням n. Отже, можна виділити такі режими роботи штучного «нейрона» на основі АФМ СОХ: без генерації, один імпульс та багато імпульсів (див. рис. 5.4).

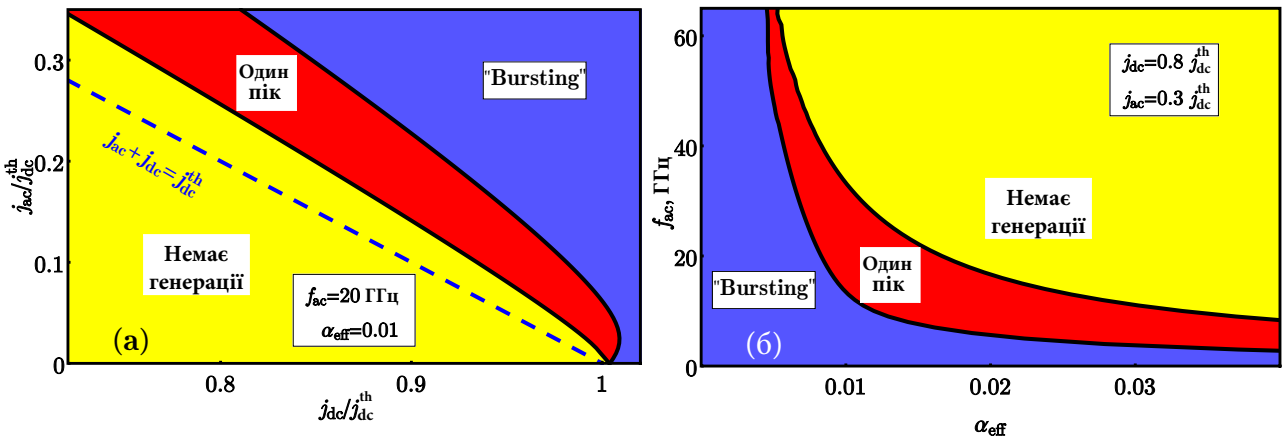

Рис. 5.4. Діаграми режимів генерації імпульсів для різних значень параметрів керуючого струму j_{dc}, j_{ac}, f_{ac} та ефективної константи згасання Гільберта α_{eff}: (а)«Фазова діаграма» в просторі j_{ac}/j_{dc}^{th} від j_{dc}/j_{dc}^{th} при фіксованому значенні $f_{ac} = 20$ ГГц та $\alpha_{\text{eff}} = 0.01$; (б)«Фазова діаграма» в просторі f_{ac} від α_{eff} при фіксованих значеннях $j_{dc}/j_{dc}^{th} = 0.8$ та $j_{ac}/j_{dc}^{th} = 0.3$ [36].

Діаграми режимів генерації імпульсів в АФМ СОХ під дією комбінованого струму $j_{\rm dc}+j_{\rm ac}(t)$ зображена на рис. 5.4. Побудовано дві діаграми: в просторі j_{ac} від j_{dc} при фіксованих значеннях частоти змінного струму $f_{ac}=20$ ГГц та сталої згасання АФМ матеріалу $\alpha_{\rm eff}=0.01$ (див рис. 5.4 (а)), та в просторі f_{ac} від $\alpha_{\rm eff}$ при фіксованих значеннях $j_{dc}=0.8j_{dc}^{th}$ та $j_{ac}=0.3j_{dc}^{th}$ (див рис. 5.4 (б)).

Як можна бачити з рис. 5.4(а) поріг генерації імпульсу лежить над рівнем $j_{ac}+j_{dc}=j_{dc}^{th}$, оскільки прикладений змінний струм має, після того як подолає бар'єр викликаний перпендикулярною анізотропією в легкій площині АФМ матеріалу, виконати значну роботу по подоланню ефективного згасання (див. рис. 5.2). Робота виконана змінним струмом залежить від тривалості його дії і, як наслідок, залежить від частоти f_{ac}. Отже, при фіксованому значенні постійного струму $j_{dc}<j_{th}$ максимальна частота змінного струму $f_{ac}=f_1^{th}$, при якій можлива генерація послідовностей імпульсів, зменшується зі збільшенням константи ефективного згасання Гільберта $\alpha_{\rm eff}$ АФМ матеріалу (див. рис. 5.4(б)).

Варто зауважити, що ефективне згасання $\alpha_{\rm eff}$ можна змінити не тільки шляхом вибору іншого АФМ матеріалу, що має іншу внутрішню сталу згасання Гільберта α_0, але також змінюючи товщину АФМ шару, тому що частина ефективного згасання, що пов'язана зі спіновою накачкою, є обернено пропорційною до товщини АФМ шару.

Крім того, максимальна частота генерації імпульсів у такому штучному АФМ «нейроні» зменшується зі збільшенням ефективного згасання і в кінцевому підсумку обмежується оберненою тривалістю одного імпульсу, визначеною за формулою (5.4). Числове моделювання показало, що цю частоту можна збільшити до $f_{ac}>150$ ГГц за рахунок збільшення постійного струму зміщення $j_{dc}\simeq j_{dc}^{th}$ у вузькому діапазоні значень $\alpha_{\rm eff}$.

Неперервна генерація імпульсів з випадковими початковими фазами також можлива за відсутності змінного струму, застосовуючи постійний струм зміщення з малою надкритичністю $0<\left(j_{dc}-j_{dc}^{th}\right)/j_{dc}^{th}\ll 1$ (див.

правий нижній кут на рис. 5.4(а)). Частота повторювання імпульсів в цьому випадку швидко зростає з величиною постійного струму [139] за законом $f \sim \sqrt{j_{dc} - j_{dc}^{th}}$ і є нестабільною відносно флуктуацій значення постійного струму. Проте такий режим генерації імпульсів можливо синхронізувати за рахунок змінного струму, на що вказує вигин зони одноімпульсної генерації для малих значень j_{ac} на рис. 5.4(а).

5.2. Нейроморфні схеми з використанням генераторів імпульсів на основі АФМ СОХ

Робота людського мозку, який на сьогодні є найменш вивченим об'єктом у біології, медицині та фізиці, істотно відрізняється від роботи звичайних пристроїв обробки інформації та сигналів (наприклад, звичайних напівпровідникових процесорів в комп'ютерах на основі булевої логіки) [186].

Кожен нейрон головного мозку поводиться як нелінійний осцилятор, що генерує імпульс у відповідь на зовнішній подразник. Ці імпульси можуть діяти на інші нейрони, і ці нейрони можуть реагувати на імпульси, породжені іншими нейронами [186–188]. Вища нервова діяльність забезпечується мозком і зумовлена кооперативними та конкурентними взаємодіями між різними частинами нервової системи [186].

Хоча людський мозок не дуже ефективний для виконання складних та/або рутинних числових розрахунків, його продуктивність є надзвичайно високою у задачах розпізнавання образів, класифікації багатовимірних сигналів, прогнозування, синтезу, рішення проблем управління тощо [189]. Крім того, на відміну від класичних напівпровідникових процесорів, продуктивність яких обмежується їх істотним споживанням електроенергії [190], нейроморфні системи можуть працювати при набагато менших рівнях потужності і, отже, могли б стати основою для енергозберігаючої обробки сигналів та обчислювальних систем. Отже,

пристрої для обчислень та обробки сигналів, подібні до нервової системи, мають потенційне застосування в галузі комп'ютерної індустрії, що зробило їх предметом інтенсивного вивчення та розвитку протягом останніх років [141, 191, 192].

Варто зазначити, що емуляція нейронних мереж з використанням програмного забезпечення, реалізована на традиційних напівпровідникових елементах, не була успішною, оскільки ефективність більшості алгоритмів значно постраждала завдяки відомим недолікам архітектури фон Неймана [190]. Як правило, такі реалізації біологічних алгоритмів втрачають найцінніші якості – високу швидкодію, стійкість до помилок і низький рівень споживання енергії (при роботі на звичайних процесорах, які не мають апаратної підтримки для нейроморфних обчислень [191]). Розвиток спеціальних нейроноподібних пристроїв міг би зробити нейроморфні розрахунки більш ефективними, ніж розв'язок таких задач у програмно-емульованих нейронних мережах [191].

Концепція штучних нейронів на основі магнітних матеріалів вважається одним із перспективних напрямів розробки теорії нейроморфних мереж [191].

Детальне вивчення динаміки намагніченості та спінтроніки призвело до появи численних концепцій нейроморфної обчислювальної техніки. Список магнітних явищ, які можуть бути використані для цієї мети, включає спін-обертовий ефект [71, 72, 160], гігантський та тунельний магнітоопір [68, 193], ефект спінової накачки [185,194] та спіновий ефект Холла [73,149]. Нещодавно було показано, що для розвитку пристроїв нейроморфної електроніки можуть представляти особливий інтерес спінтронні мікрохвильові наноосцилятори з використанням феромагнітних матеріалів [190–192]. Ці нелінійні ФМ осцилятори, керовані спін-поляризованим струмом, можуть генерувати сигнали на частотах типово до 50 ГГц, причому частоту легко контролювати зовнішніми умовами [10, 11, 71, 72, 90, 195–197], що дає можливість створення штучних ФМ «нейронів». Перевагами «нейронів» на основі

механізму поширення спінових хвиль є малі розміри ($\sim$ 10 – 100 нм), відсутність електричного струму та відносно низький керуючий струм ($\sim$мкА) [191, 192]. Проте робоча частота штучних «нейронів» на основі ФМ матеріалів обмежується в основному величиною експериментально досяжного магнітного поля підмагнічування.

Для істотного збільшення робочої частоти штучних «нейронів» можна використовувати АФМ матеріали, що мають надзвичайно високе внутрішнє магнітне поле ($H_{ex} \sim 1000$ Тл) обмінної взаємодії. Використання АФМ матеріалів дає можливість для розвитку надшвидких штучних «нейронів», що працюватимуть на частотах, близьких до типових частот АФМ-резонансу $\sim$ (0.1 – 1) ТГц [83, 137, 138, 140]. Варто зазначити, що спінтронні АФМ системи останнім часом зацікавили багатьох дослідників та стали предметом інтенсивних теоретичних та експериментальних досліджень [29, 30, 33, 83, 137, 138, 140, 149].

Роботу штучного АФМ «нейрона» розглянуто вище і показано, що СОХ на основі АФМ матеріалу в стані близькому до критичного може працювати в режимі подібному до режиму роботи біологічного нейрона [36, 139] і створювати дуже короткотривалі ($\sim$ 2 пс) імпульси у відповідь на вхідний сигнал, що перевищує порогове значення. Для збудження такого генератора використовується СЕХ, а для отримання вихідних імпульсів створених таким штучним «нейроном» – ОСЕХ [36, 139]. Генерація імпульсів у описаному вище АФМ генераторі є пороговим процесом, можливим лише тоді, коли амплітуда зовнішнього струму перевищує певну порогову величину, визначену анізотропією матеріалу та згасанням, що дозволяє розглянути такий генератор як надшвидкий аналог біологічного нейрона [36].

Рівняння (5.3) математично аналогічне рівнянню, що описує динаміку маятника під дією зовнішньої сили. Зовнішня сила, що є сталою (і створюється постійним струмом j_{dc}), відхиляє маятник до певного кута ϕ_0. Максимальний кут ϕ, при якому маятник буде повертатися до положення

рівноваги, дорівнює $\pi/2$, що має місце при значенні рушійної сили, що дорівнює $\sigma j_{dc}^{th} = \omega_e/2$. Якщо задана густина струму $j(t)$ перевищує порогове значення j_{dc}^{th}, вектор Неєля $\boldsymbol{l}$ починає неперервно обертатись. Це обертання вектора Неєля створює спінову накачку в сусідній шар платини, що за рахунок OCEX дає наступний вираз для вихідного струму:

$$j_{\mathrm{s}}^{\mathrm{out}}(t) = \frac{\hbar g_{\mathrm{r}}}{2\pi} \left| \left[\boldsymbol{l} \times \dot{\boldsymbol{l}} \right] \right| = \frac{\hbar g_{\mathrm{r}}}{2\pi} \dot{\phi}\,, \tag{5.6}$$

де g_{r} – спін-змішана провідність, а $\hbar$ – це зведена стала Планка. Оскільки спін-змішана провідність сильно залежить від властивостей межі АФМ/Pt, то зручно характеризувати вихідний сигнал генератора значенням $\dot{\phi}$, що й буде зроблено нижче.

Як видно з (5.6), рівномірне обертання вектора Неєля (коли $\dot{\phi} = \mathrm{const}$) дасть нульовий змінний вихідний сигнал. Таким чином, АФМ шар розглянутого осцилятора повинен бути зроблений з анізотропного АФМ матеріалу, такого як оксид нікелю (NiO), з полем анізотропії H_e, що викликає неізохронне обертання вектора $\boldsymbol{l}$. Тому в числовому моделюванні динаміки штучного АФМ «нейрона» було використано наступні параметри, характерні для NiO: $\omega_{ex} = 2\pi \cdot 27.5$ ТГц, $\omega_e = 2\pi \cdot 1.76$ ГГц і $\alpha = 0.01$, оскільки АФМ шар вважається тонким.

Для опису режиму генерації імпульсів у штучному АФМ «нейроні», керованому струмом, треба розглядати докритичний випадок, коли сталий струм близький, але все ще нижче порогового значення, $j_{dc} < j_{dc}^{th}$. Якщо припустити, що у певний момент часу приходить додаткова складова струму, така, що повна густина струму перевищує порогове значення лише на короткий проміжок часу, нахиляючи маятник до положення $\phi_0 = \pi/4 + \epsilon$, $0 < \epsilon \ll 1$. У такому випадку вектор Неєля починає обертатися до нової стаціонарної точки, де він зупиняється за рахунок згасання. Варто звернути увагу, що в описаному вище АФМ осциляторі ефективний параметр згасання Гільберта α може бути суттєвим, оскільки він містить внесок від втрат від

спінової накачки, крім внеску від власного внутрішнього згасання Гільберта. Тому для якісного аналізу можна знехтувати першим членом у рівнянні. (5.3), і тоді отримати такий простий вираз для кута повороту вектора Неєля:

$$\phi(t) = \operatorname{arccot}\left(\frac{-\omega_e t}{\alpha} + \cot\epsilon\right), \tag{5.7}$$

і відповідний вигляд вихідного імпульсного сигналу АФМ генератора:

$$\dot{\phi}(t) = \alpha\omega_e / \left[\alpha^2 + (\omega_e t - \alpha\cot\epsilon)^2\right] \tag{5.8}$$

Зрозуміло, що другий член в рівнянні (5.7), який залежить від початкових умов, лише змінює рішення в часі, але не впливає на його форму або тривалість. Варто відзначити також, що форма і тривалість вихідного сигналу не залежать від параметрів струму, а визначаються внутрішніми властивостями (α і ω_e) АФМ генератора.

Тепер можна розглядати вихідний сигнал (5.8) одного з штучних АФМ «нейронів», помножений на коефіцієнт зв'язку κ, як вхідний сигнал для іншого аналогічного АФМ «нейрону» при дії однакового постійного струму j_{dc}. Таким чином, параметр κ визначає однонаправлений зв'язок між двома «нейронами». Аналізувати відповідь другого «нейрона» на імпульс, вироблений першим, можна шляхом числового розв'язку рівняння 5.3.

Симуляція показує, що можливі три різні режими роботи генератора: відсутність генерації, генерація єдиного піка та генерації багатьох піків (подвійні піки, потрійні, тощо), також відомий як режим «bursting» для біологічних нейрони.

Розрахункова діаграма стану штучного АФМ «нейрон», що ілюструє можливі режими генерації імпульсів, представлена на рис. 5.5. Як видно, вибравши початковий стан АФМ «нейрона» (густина струму j_{dc}) та значення зв'язку (коефіцієнт κ) між «нейронами», можна легко змінити відгук «нейрону» на деякий вхідний імпульсний сигнал.

Варто звернути увагу, що форма вихідного імпульсу від АФМ «нейрона», описана в рівнянні (5.8), є приблизною. Крім того, імпульс сигналу, що

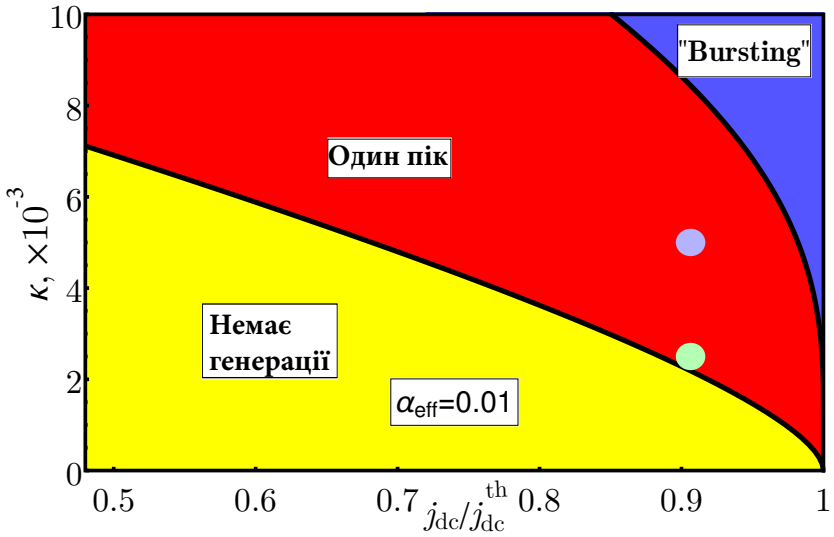

Рис. 5.5. Діаграма станів АФМ «нейрону», в залежності від коефіцієнту зв'язку між «нейронами» κ та нормованого керуючого струму. Дві точки відповідають параметрам для розрахунків зображених на рис. 5.6.

поширюється в нейронній мережі, може проходити через довгі ланцюжки «нейронів», що ставить під питання стійкість реакції «нейрона» відносно відхилень форми вхідного сигналу.

Щоб розглянути це питання, сигнал, заданий рівнянням (5.8), було застосовано до входу ланцюжка, що складається з 6 штучних АФМ «нейронів» з коефіцієнтом зв'язку κ. Вихідні сигнали кожного з «нейронів», з'єднаних в ланцюжок, показані на рис.5.6. Розрахована форма сигналу, що поширюється в ланцюгу, змінюється і відрізняється від пробного аналітичного вхідного сигналу на початку ланцюжка. Однак ця форма сигналу стає майже постійною і не змінюється істотно в ході подальшого розповсюдження в колі. Таким чином, нейроморфна мережа штучних АФМ «нейронів» демонструє високу стійкість з урахуванням зміни форми сигналу.

Рисунок 5.6 також показує, що час відгуку штучного АФМ «нейрону» сильно залежить від коефіцієнта κ, що характеризує зв'язок між «нейронами». При великих значеннях κ час реакції може бути меншим, ніж ширина сформованого імпульсу, і, отже, сильний зв'язок є кращим для

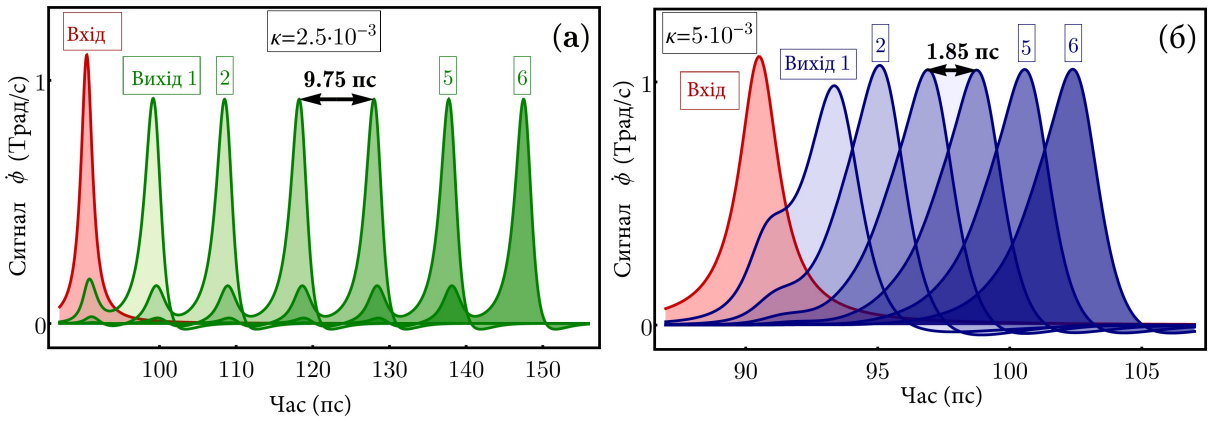

Рис. 5.6. Еволюція імпульсу, що генеруються одним «нейроном» а потім проходить крізь ланцюжок з шести таких самих «нейронів» для двох різних значень коефіцієнту зв'язку : (а) $\kappa = 0.0025$, (б) $\kappa = 0.005$. Вихідні сигнали різних «нейронів» позначені відповідними номерами.

ультрашвидких обчислювальних схем, що мають велику тактову частоту. Більше того, змінюючи відповідні параметри зв'яку між «нейронами», можна було б контролювати необхідні фазові зсуви та затримки між різними «нейронами».

Тепер трохи детальніше слід проаналізувати вплив коефіцієнта зв'язку на режим роботи «нейрона». Розглянемо, як найпростіший випадок, два «нейрони», з'єднані через синапс, що може перебудовуватися (змінювати амплітуду коефіцієнта зв'язку, за необхідності вводити часову затримку та ін.). У цій моделі маємо два осцилятори (керуючий і керований), вихідний сигнал від керуючого СОХ буде подано на вхід керованого СОХ через підсилювач. Обидва СОХ піддаються впливу одного і того ж самого сталого струму. В моделі зв'язок між осциляторами передається скалярним коефіцієнтом зв'язку κ.

На вхід керуючого генератора подається гармонічний сигнал. Типова реакція двох осциляторів показана на рис. 5.7. Якщо зв'язок між осциляторами відносно сильний, керований генератор діє як ретранслятор, але якщо коефіцієнт зв'язку зменшиться, керований осцилятор не буде

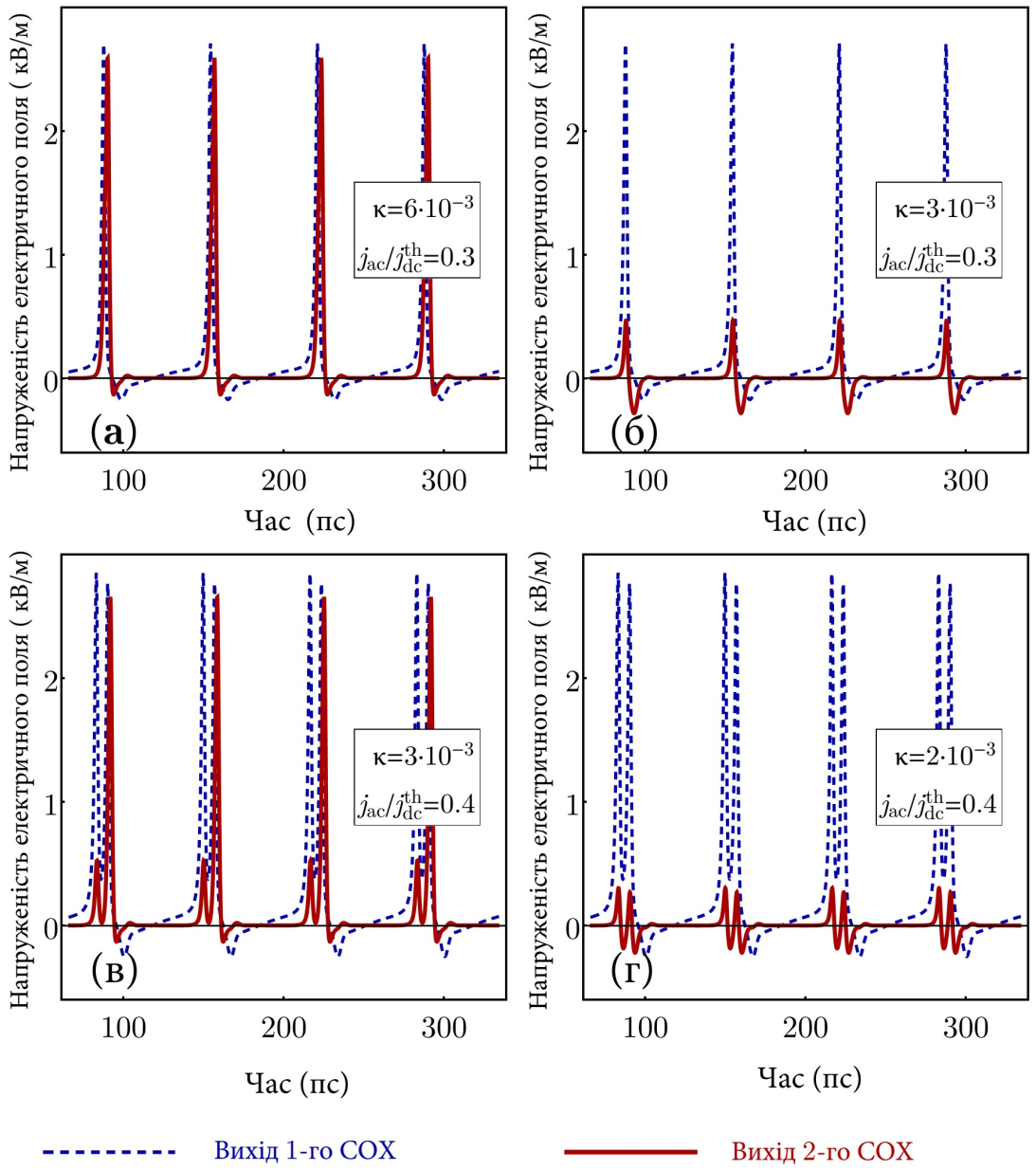

Рис. 5.7. Числове моделювання системи з двох зв'язаних АФМ СОХ для різних значень коефіцієнту зв'язку та амплітуди змінного сигналу на керуючому СОХ (1-ому.)

генерувати рис. 5.7(б). Цікаво, що якщо збільшити амплітуду змінного струму на керуючому СОХ і ввести його в режим «bursting», він буде викликати відгук в керованого генератора, але у вигляді одного імпульсу, рис. 5.7(в). Подальше зниження коефіцієнта зв'язку може зруйнувати зв'язок між двома осциляторами, див. рис. 5.7(г). У реальній мережі виходи не одного, а кількох осциляторів будуть підключені до входу керованого осцилятора. Реакція

керованого СОХ була б відповіддю, сформованою на основі кількох вхідних сигналів, якщо сумарний сигнал перевищує порогове значення, що дуже схоже на функціональність біологічної або штучної нейронної мережі.

5.3. Виконання логічних та арифметичних операцій штучним АФМ «нейроном»

Біологічні нейрони у мозку людини утворюють великі сполучені масиви для їх спільної узгодженої роботи. Штучні АФМ «нейрони» також можуть бути об'єднані в мережу для реалізації складних задач обробки сигналів, таким чином, що вихідний імпульс від одного «нейрона» може бути використаний як вхідний сигнал для інших АФМ «нейронів». Зв'язок між АФМ «нейронами», що характеризується коефіцієнтом κ, може змінюватися зовні шляхом створення певної конкретної схеми зв'язаних «нейронів» АФМ.

Тоді рівняння для змінної ϕ_i, що описує стан та динаміку i-го «нейрона» у певній схемі, пов'язаного з усіма іншими «нейронами», можна записати у вигляді:

$$\frac{1}{\omega_{ex}}\ddot{\phi}_i + \alpha\dot{\phi}_i + \frac{\omega_e}{2}\sin 2\phi_i + \sigma j_{\mathrm{dc}} + \sum_{i\neq n}\kappa_{in}\dot{\phi}_n = 0\,. \tag{5.9}$$

Розв'язуючи цю систему рівнянь для відомих форм і амплітуд зовнішніх вхідних сигналів і для відомих коефіцієнтів зв'язку κ_{in}, можна визначити всі вихідні сигнали, що генеруються зв'язаними «нейронами».

Якщо зараз розглянути схему, що складається з декількох АФМ «нейронів», пов'язаних певним чином (найпростіші випадки – $\kappa_{in} = 0$ або $\kappa_{in} \neq 0$), можна отримати вихідний сигнал з набору АФМ СОХ, що залежить від архітектури такої нейронної мережі і, отже, визначається логічними операціями, виконаними над зовнішнім вхідним сигналом усіма «нейронами» схеми.

Нижче продемонстровано, що малі масиви зв'язаних АФМ «нейронів» можуть успішно виконувати булеві логічні операції. Для всіх приведених

нижче прикладів використано наступні параметри: тривалість такту 40 пс (тактова частота 25 ГГц) та коефіцієнт зв'язку $\kappa = 1.5 \cdot 10^{-3}$.

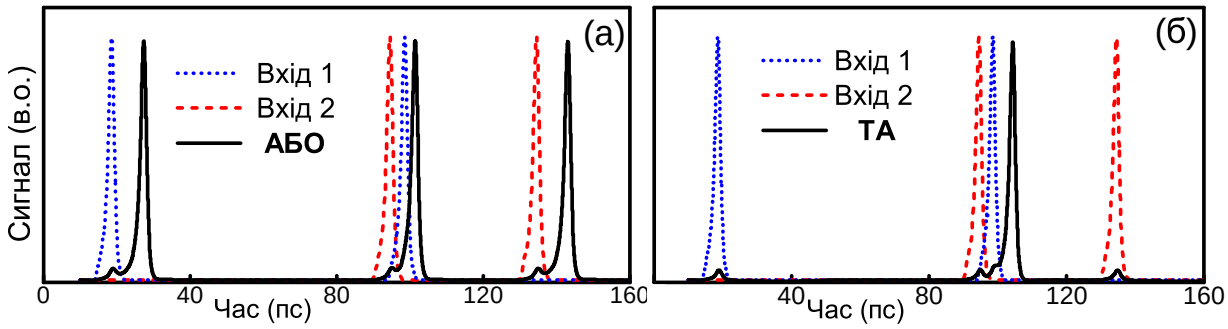

Рис. 5.8. Часові залежності нормованих вхідних та вихідних сигналів одного АФМ «нейрону», що працює в режимі: (а) АБО, (б) ТА.

Перш за все, розглянемо єдиний АФМ «нейрон» з двома незалежними вхідними лініями (два «синапси», прикріплені до «нейрону»). Залежно від початкового стану АФМ «нейрону» (тобто значення порогової густини струму j_{dc} див. рис. 5.5) або будь-який один з вхідних сигналів (логічна операція *АБО*), або лише обидва з них (логічна операція *ТА*) можуть перекинути АФМ «нейрон» за поріг, викликаючи генерацію вихідного сигналу, подібного до вхідного сигналу. Така поведінка одного «нейрона» продемонстрована на рис. 5.8 (а) та (б) для випадків операцій *АБО* та *ТА*, відповідно. Зазначимо, що для чіткого розрізнення обох вхідних сигналів було навмисно створено ненульовий фазовий зсув між ними (сигнали зображені пунктирними лініями на рис. 5.8).

Час затримки між вихідним сигналом (показано суцільною лінією на рис. 5.8) і вхідними сигналами (що показані штриховими лініями) являє собою час, за який АФМ «нейрон» реагує на вхідний сигнал. Цей час за величиною приблизно дорівнює тривалості імпульсу і становить близько 10 пс. Проте ця затримка може бути суттєво зменшена за рахунок збільшення коефіцієнта зв'язку κ.

Також треба зауважити, що якщо затримка між вхідними сигналами більша, ніж тривалість імпульсу, то не буде отримано правильного

результату, тому в таких системах пов'язаних АФМ «нейронів» необхідно використовувати деякі системи управління для правильної синхронізації сигналу. Знак коефіцієнта зв'язку κ в режимах *ТА* та *АБО* однаковий. Таким чином, можна змінити операційний режим з *АБО* на *ТА* просто змінюючи значення j_{dc}: в режимі *ТА* він має бути нижчим, ніж в режимі *АБО*.

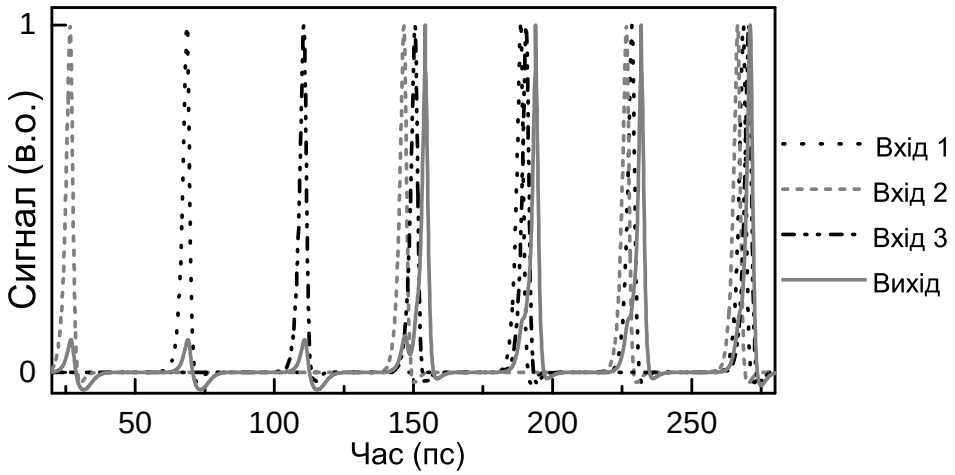

Рис. 5.9. Часові залежності нормованих вхідних сигналів (зображено пунктирними лініями) та вихідного сигналу (зображено суцільною лінією) для одного АФМ «нейрону», що працює в режимі Majority gate.

У випадку, коли штучний АФМ «нейрон» працює з трьома вхідними сигналами, він може працювати як *Majority gate* (далі M-gate) (для порівняння, реалізація *M-gate* за допомогою звичайних напівпровідникових транзисторів потребує принаймні п'ять елементів). Функціональні можливості *M-gate* на єдиному АФМ «нейроні», отримані з числового розв'язку системи рівнянь (5.9), показано на рис. 5.9. Варто зазначити, що рівень густини струму j_{dc} в цьому режимі близький до його значення для режиму *АБО*.

Іншим важливим та цікавим логічним елементом, який може бути реалізований на одному «нейроні», є елемент, що виконує наступну логічну функцію:

(НЕ(Вхід-3) ТА (Вхід-1 АБО Вхід-2)) АБО (Вхід-1 ТА Вхід-2 ТА Вхід-3).

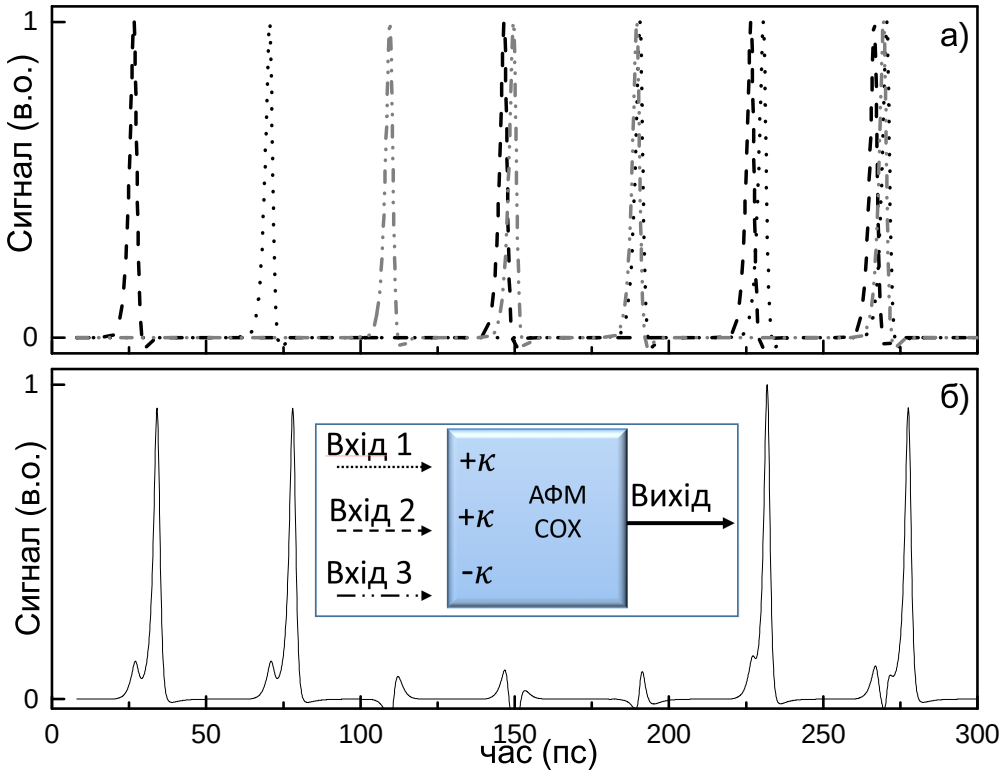

Рис. 5.10. Часові залежності нормованих вхідних (а) та вихідних (б) сигналів для одного АФМ «нейрону», що працює в режимі Q-Gate. На вставці зображено схему АФМ генератора з трьома незалежними входами, один з яких інвертований.

Нижче цей логічний елемент буде називатися *Q-gate*. Подібно до *M-gate*, він має три незалежних входи, але один з коефіцієнтів зв'язку має інвертований знак. Логічні операції *Q-gate* можна інтерпретувати наступним чином. Вихідний сигнал буде «true» («1»), тобто генерація одного імпульсу у випадку, коли сигнал 3 є «false» («0») тобто відсутній, і один з сигналів 1 або 2 є «1», або якщо сигнал 3 є «1», і обидва сигнали 1 та 2 рівні «1». Фізично це розуміється, якщо сигнали 1 і 2 збільшують густину струму, а сигнал 3 має протилежний знак струму. На практиці це можна зробити, коли коефіцієнти зв'язку κ на одному з входів у системі (5.9) є негативними. Таблиця для *Q-gate* представлена нижче (див. таб. 5.1), а сигнали відображено на рис. 5.10.

Комбінуючи *M-gate* і *Q-gate* можна створити простий суматор на основі трьох АФМ «нейронів». Структура такої логічної схеми показана на рис. 5.11.

Таблиця 5.1

Таблиця істинності елемента Q-gate

1-ий Вхід пунктирна лінія	2-ий Вхід штрихова лінія	3-ій Вхід штрих-пунктирна лінія	Вихід суцільна лінія
0	0	0	0
1	0	0	1
0	1	0	1
0	0	1	0
1	0	1	0
0	1	1	0
1	1	0	1
1	1	1	1

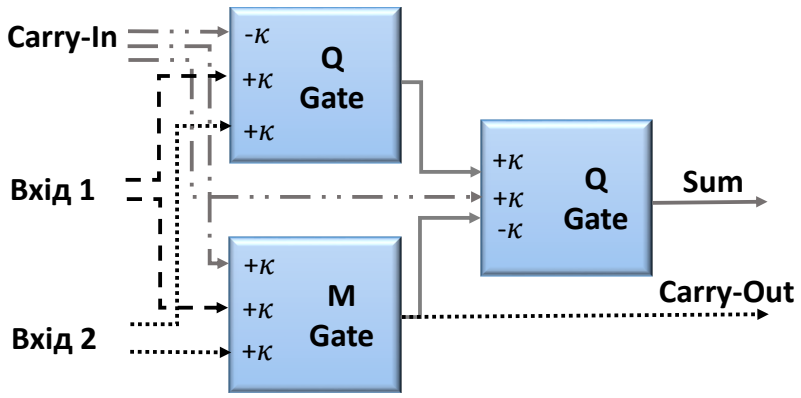

Рис. 5.11. Схема повного суматора на основі трьох АФМ «нейронів».

Слід зауважити, що кількість напівпровідникових логічних елементів (транзисторів), необхідна для реалізації повного підсилювача, становить принаймні п'ять. Таблицю істинності повного суматора, що містить три АФМ «нейрони», наведено у таб. 5.2.

Вхідні (пунктирні лінії) та вихідні (суцільна лінія для «sum» та пунктирна для «carry-out» біту) сигнали для цієї логічної схеми показано на рис. 5.12.

Таблиця 5.2

Таблиця істинності повного двійкового суматора

1-ий Вхід а) штрихова лінія	2-ий Вхід а) пунктирна лінія	Carry-In а) штрих-пунктирна лінія	Сума б) суцільна лінія	Carry-Out б) пунктирна лінія
0	0	0	0	0
1	0	0	1	0
0	1	0	1	0
0	0	1	1	0
0	1	1	0	1
1	0	1	0	1
1	1	0	0	1
1	1	1	1	1

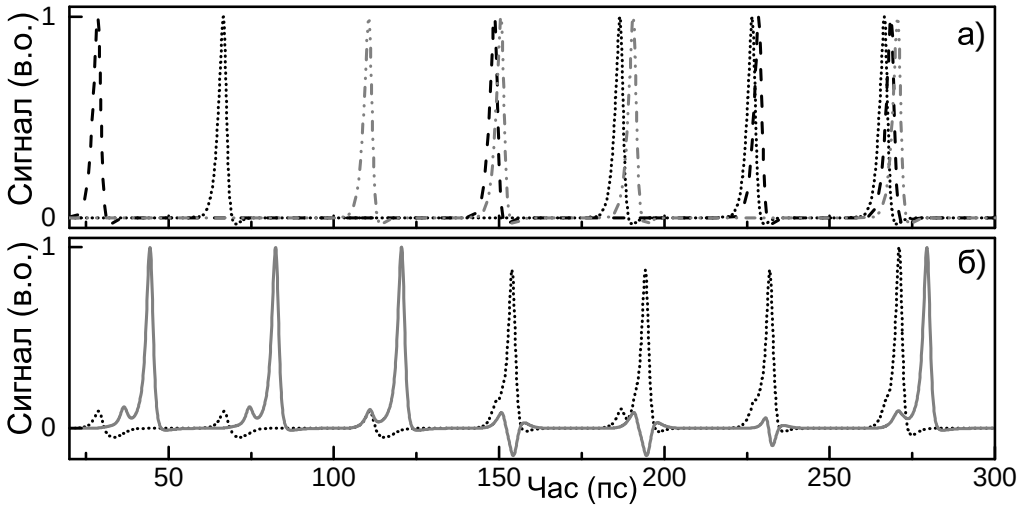

Рис. 5.12. Нормовані вхідні (а) та вихідні (б) сигнали для повного суматора на трьох АФМ «нейронах».

5.4. Динамічна пам'ять на основі АФМ «нейронів»

Важливою компонентою, що необхідна для розробки будь-яких нейроморфних або класичних обчислювальних систем, є пам'ять. Зручно

поставити у відповідність («0» або «1» сигналам), що зберігаються в комірці пам'яті, стан АФМ «нейрона» наступним чином. Припустимо, що сигнал «1» означає, що АФМ «нейрон» ввімкнено (він генерує імпульси), а сигнал «0» означає відсутність генерації імпульсів. Потім легко реалізувати сигнал «запису» та «стирання», які змінюють стан АФМ «нейрону» і реалізувати динамічну пам'ять, побудовану в декількох АФМ «нейронах», з'єднаних у замкнене коло.

Нехай є коло з n осциляторів зі зв'язком, реалізованим таким чином, що один стартовий сигнал, що перевищує порогове значення, буде продовжувати циркулювати в колі від одного «нейрона» до іншого. За необхідності цей сигнал можна бути стерти, якщо в потрібний момент часу подати вхідний сигнал протилежного знаку. Проміжок часу між імпульсами, що циркулюють в колі, можна контролювати, змінюючи число n АФМ «нейронів» всередині кола (див рис. 5.13).

Відомо, що в нервовій системі інформаційні сигнали кодуються частотою повторення імпульсів, а не їх амплітудою. Подібна система кодування

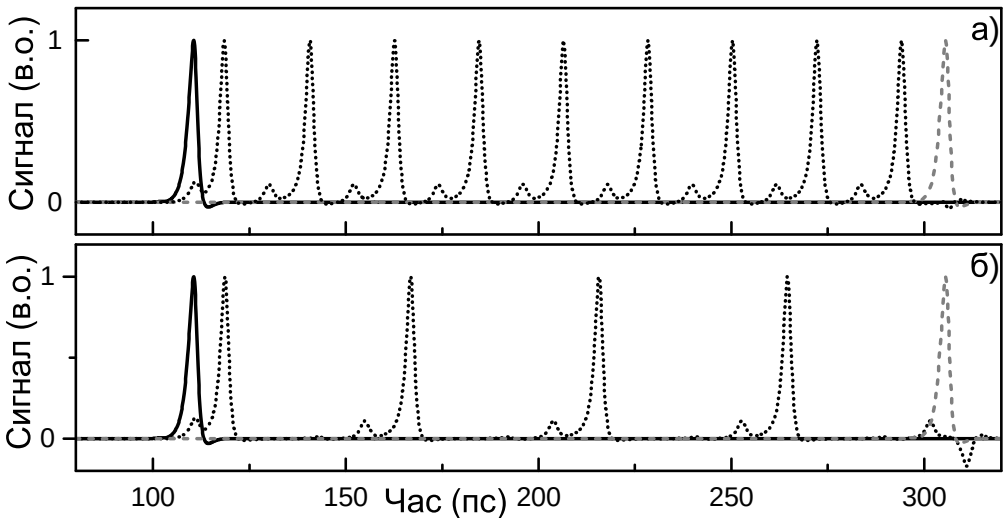

Рис. 5.13. Часові залежності нормованих сигналів «запису» (чорна лінія), «стирання» (сіра штрихова лінія), та «циркулюючого» (пунктирна лінія) в динамічній комірці пам'яті, що містить два (а) та чотири (б) АФМ «нейрони».

може бути реалізована в нейронній мережі на базі АФМ «нейронів», де групи послідовно зв'язаних АФМ СОХ, що містять різну кількість АФМ «нейронів», забезпечать отримання сигналів з різною частотою повторення (див. рис. 5.13). За рахунок досить малого, але не нульового часу реакції АФМ СОХ t_{r} на вхідний сигнал у найпростішому колі з двох зв'язаних АФМ СОХ при збудженні їх одним вхідним імпульсом сигнал на кожному з цих АФМ СОХ буде повторюватись з періодом $2\ t_{\mathrm{r}} + t_{\mathrm{i}}$, де t_{i} це тривалість імпульсу. Як видно з рис. 5.13, для розглянутої системи це значення сягало приблизно 20 та 50 пс (для двох та чотирьох СОХ відповідно). Іншою можливістю налаштування частоти є зміна коефіцієнта зв'язку κ і, як наслідок, зміна часу затримки відповіді t_{r} АФМ «нейрону» на вхідний стимул, як це було показано вище (див. рис. 5.6).

5.5. Висновки до розділу

За допомогою числового моделювання було продемонстровано, що спінові осцилятори Холла на основі антиферомагнітного матеріалу з двовісною анізотропією (наприклад NiO), що працюють в докритичному режимі, виконують функції штучних «нейронів», генеруючи імпульси тривалістю менше 4 пс з періодом повторення близько 20 нс (тактова частота десятки ГГц). Час відгуку такого «нейрона» менше 2 пс, і може бути змінений за рахунок зміни коефіцієнта зв'язку.

Показано, що існують різні режими роботи такого «нейрона», коли під дією вхідного імпульсу не генерується вихідний імпульс, генерується один або декілька вихідних імпульсів. Визначено, що процес генерації n вихідних імпульсів пов'язаний із синхронним обертанням магнітних підґраток АФМ на кут πn.

Запропоновано прості схеми, засновані на невеликій кількості ($n < 5$) АФМ «нейронів», що виконують логічні операції *ТА*, *АБО* та *Majority gate*,

а також більш складні функції, такі як *Q-gate*.

Показано, що за допомогою АФМ СОХ можна реалізувати повний двійковий суматор або схему динамічної пам'яті зі змінною частотою повторення імпульсних сигналів, що циркулюють в замкненому колі. Отримані результати моделювання показують, що запропоновані штучні «нейрони» з високою ймовірністю можуть стати базовими елементами майбутніх ультрашвидких нейроморфних систем обробки сигналів.

ВИСНОВКИ

1. Узагальнено модель взаємної фазової синхронізації спінтронних магнітних наноосциляторів (СМНО) в наближенні «глобального зв'язку» на випадок довільної кількості наноосциляторів з випадковими власними параметрами. Проведено числовий аналіз процесів взаємної фазової синхронізації для 2-х, 3-х, 5-и, 10-и та 20-и СМНО за різних величин технологічного розкиду їх власних параметрів. Встановлено, що синхронізація СМНО є найбільш ефективною, коли нормована амплітуда коефіцієнта зв'язку перевищує порогове значення, а нормована фаза коефіцієнта зв'язку є достатньо малою. Розраховано діаграми стану для стійкої синхронізації СМНО, які будуть корисними під час розробки, створення чи оптимізації практичних мікрохвильових пристроїв з масивами синхронізованих СМНО. Проілюстровано, що за рахунок технологічного розкиду параметрів СМНО область їх гарантованої стійкої синхронізації звужується порівняно з відомими теоретичними оцінками, причому ці відмінності теорії та числового експерименту найбільш помітні для великої кількості наноосциляторів з великим розкидом параметрів.

2. Розроблено модель взаємної фазової синхронізації довільної кількості СМНО з випадковими власними параметрами, яка враховує особливості їх взаємного розташування у просторі (наближення «локального зв'язку»). Показано, що синхронізація локально-зв'язаних СМНО є найбільш ефективною для двовимірних масивів наноосциляторів з певними характерними відстанями між елементами, причому величина оптимальної відстані між СМНО визначається топологією масиву. На прикладі чотирьох локально-зв'язаних СМНО встановлено, що синхронізація СМНО є більш стійкою і менш залежною від технологічного розкиду параметрів

наноосциляторів у достатньо компактних масивах СМНО (наноосцилятори розташовані у вершинах квадрата), аніж у симетричних лінійних ланцюжках СМНО.

3. Досліджено механізми генерації електромагнітних сигналів ТГц-діапазону у спінових осциляторах Холла (СОХ) на основі плівкової системи скошений антиферомагнетик (АФМ)/платина і показано, що прецесія намагніченості в АФМ приводить до утворення магнітного дипольного випромінювання з частотами $\sim 0.1 - 3$ ТГц і потужностями $\sim 1 - 10$ мкВт, що може бути використано для створення практичних мініатюрних генераторів терагерцового випромінювання. Встановлено, що вихідна потужність сигналу генерації у такій системі зростає зі збільшенням частоти прецесії намагніченості, збільшенням добротності і зменшенням ефективного об'єму резонатора, в якому розміщено СОХ. Показано, що вихідна потужність генератора на основі наноструктури гематит ($\alpha - Fe_2O_3$)/платина, розташованої у діелектричному резонаторі з розмірами 470 мкм $\times$ 50 нм $\times$ 97 мкм, діелектричною проникністю $\varepsilon = 10$ та добротністю $Q = 750$, буде перевищувати 1 мкВт на частоті 500 ГГц.

4. Запропоновано новий тип нанорозмірного генератора сигналів ТГц-діапазону на основі СОХ з антиферомагнітним тунельним контактом (АТК) Pt/АФМ/MgO/Pt і встановлено, що в такому СОХ періодична зміна анізотропного тунельного магнітоопору наноструктури під дією постійного керуючого струму приводить до утворення змінної напруги, яка породжує високочастотний сигнал на навантаженні, під'єднаному до СОХ. Показано, що таке джерело на основі АТК з тонким бар'єром MgO ($\lesssim 1$ нм) буде забезпечувати вихідну потужність $\sim 1-10$ мкВт і ефективність перетворення енергії сталого струму на енергію вихідного сигналу $\sim 1\%$ в діапазоні частот $0.1 - 1$ ТГц, що є достатнім для ряду практичних застосувань.

5. Встановлено, що СОХ на основі біанізотропного АФМ (наприклад, NiO), який перебуває у докритичному режимі роботи, виконує роль штучного

«нейрона», генеруючи дельта-подібні вихідні імпульси тривалістю ~ 1 пс під дією вхідних імпульсних сигналів. Показано, що існують різні режими роботи такого «нейрона», коли під дією вхідного імпульсу не генерується вихідний імпульс, генерується один або декілька вихідних імпульсів. Визначено, що процес генерації n вихідних імпульсів пов'язаний із синхронним обертанням магнітних підґраток АФМ на кут πn. Запропоновано конструкції простих логічних схем на основі одного чи кількох штучних «нейронів», здатних виконувати логічні операції *ТА*, *АБО*, *Majority gate*, *Q-gate*, а також функції двійкового суматора та динамічної пам'яті.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Находкін М. Г., Шека Д. І. Фізичні основи мікро та наноелектроніки: навч. посіб. Київ: ВПЦ «Київський університет», 2005. 431 с.
2. Погорілий А. М., Рябченко С. М., Товстолиткін О. І. Спінтроніка. Основні явища. Тенденції розвитку // Укр. фіз. журн. Огляди. 2010. Т. 6, № 1. С. 37–97.
3. Concepts in Spin Electronics / Ed. S. Maekawa. Oxford: Oxford University Press, 2006. 416 p.
4. Žutić I., Fabian J., Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications // Rev. Mod. Phys. 2004. Vol. 76, № 2. P. 323–410.
5. Miao G.-X., Münzenberg M., Moodera J. S. Tunneling path toward spintronics // Rep. Prog. Phys. 2011. Vol. 74. P. 036501.
6. Третяк О. В., Львов В. А., Барабанов О. В. Фізичні основи спінової електроніки: монографія: Київ: ВПЦ «Київський університет», 2002. 314 с.
7. Дорогань В. Г., Моцний Ф. В. Спін-поляризовані електрони в електроніці майбутнього // Укр. фіз. журн. 2004.№ 49. – P. 1174–1187.
8. Лихарев К. К., Ульрих Б. Т. Системы с джозефсоновскими контактами. Основы теории: Москва: Изд-во Моск. Ун-та, 1978. 448 с.
9. Ralph D. C., Stiles M. D. Spin transfer torques // J. Magn. Magn. Mater. 2008. Vol. 320, № 7. P. 1190–1216.
10. Slavin A., Tiberkevich V. Nonlinear Auto-Oscillator Theory of Microwave Generation by Spin-Polarized Current // IEEE Trans. Magn. 2009. Vol. 45, № 4. P. 1875–1918.
11. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current / S. I. Kiselev [et al.] // Nature. 2003. Vol. 425, № 6956. P. 380383.

12. Current-Induced Nanomagnet Dynamics for Magnetic Fields Perpendicular to the Sample Plane / S. I. Kiselev [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93, № 3. P. 036601.
13. Time-Resolved Imaging of Spin Transfer Switching: Beyond the Macrospin Concept / Y. Acremann [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96, № 21. P. 217202.
14. Current-driven microwave dynamics in magnetic point contacts as a function of applied field angle / W. H. Rippard [et al.] // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70, № 10. P. 100406(R).
15. Spin-Torque Nano-Oscillator as a Microwave Signal Source / O. Prokopenko [et al.] // IEEE Magnetics Letters. 2011. Vol. 2. P. 3000104-1–3000104-4.
16. Noise properties of a resonance-type spin-torque microwave detector / O. Prokopenko [et al.] // Applied Physics Letters. 2011. Vol. 99. P. 032507-1–032507-3.
17. Katine J. A., Fullerton E. E. Device implications of spin-transfer torques // J. Magn. Magn. Mater. 2008. Vol. 320, № 7. P. 1217–1226.
18. Prokopenko O., Tyberkevych V., Slavin A. Mutual phase-locking of two spin-torque oscillators: Influence of time delay of a coupling signal // Proceedings of the Europe International Magnetics Conference (InterMag 2008, May 4–8, 2008). Madrid (Spain), 2008. P. 682–683.
19. Прокопенко О. В. Взаємна фазова синхронізація двох нанорозмірних магнітних структур з урахуванням запізнення сигналу // Радіоелектроніка. Інформатика. Управління. 2010. № 2. С. 11–15.
20. Slavin A. N., Tiberkevich V. S. Nonlinear self-phase-locking effect in an array of current-driven magnetic nanocontacts // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72, № 9. P. 092407.
21. Slavin A. N., Tiberkevich V. S. Theory of mutual phase locking of spin-torque nanosized oscillators // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74, № 10. P. 104401.

22. Slavin A. Microwave sources: spin-torque oscillators get in phase // Nature nanotech. 2009. Vol. 4, № 8. P. 479–480.
23. Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators / S. Kaka [et al.] // Nature. 2005. Vol. 437, № 7057. P. 389–392.
24. Mancoff F. B., Rizzo N. D., Engel B. N., Tehrani S. Phase-locking in double-point-contact spin-transfer devices // Nature. 2005. Vol. 437, № 7057. P. 393–395.
25. Phase-locking of magnetic vortices mediated by antivortices / A. Ruotolo [et al.] // Nature Nanotech. 2009. Vol. 4, № 8. P. 528–532.
26. Sirtori C. Applied physics: Bridge for the terahertz gap // Nature. 2002. Vol. 417. P. 132–133.
27. Kleiner R. Filling the Terahertz Gap // Science. 2007. Vol. 318. P. 1254–1255.
28. M. Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology // Nature Photonics. 2007. Vol. 1. P.97–105.
29. Jungwirth T., Marti X., Wadley P., Wunderlich J. Antiferromagnetic spintronics // Nat. Nanotech. 2016. Vol. 11. P. 231–241.
30. Antiferromagnetic spintronics / V. Baltz [et al.] // Rev. Mod. Phys. 2018. Vol. 90. P. 015005.
31. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Microwave Phase-Locking of Weakly Coupled Spin-Torque Nano-Oscillators: The Case of Global Coupling // Chapter 12 in book: Nanophysics, Nanomaterials, Interface Studies, and Applications. Springer Proceedings in Physics (Vol. 195) / O. Fesenko, L. Yatsenko (eds.). Berlin: Springer-Verlag, 2017. P. 157–173.
32. Сулименко О.Р., Прокопенко О.В. Взаємна фазова синхронізація спінтронних магнітних наноосциляторів з урахуванням технологічного розкиду їх власних параметрів // Журнал фізичних досліджень. 2017. Т. 21, № 4. С. 4801 (10 с.)

33. Terahertz-Frequency Spin Hall Auto-oscillator Based on a Canted Antiferromagnet / O. R. Sulymenko [et al.], // Phys. Rev. Applied. 2017. Vol. 8. P. 064007-1–064007-13.
34. Sulymenko O. R., Prokopenko O. V., Tiberkevich V. S., Slavin A. N. Terahertz-frequency signal source based on an antiferromagnetic tunnel junction // IEEE Magnetics Letters. 2018. Vol. 9. P. 314905-1–314905-5.
35. Sulymenko O., Prokopenko O., Lisenkov I., Akerman J., Tiberkevich V., Slavin A., Khymyn R. Ultra-fast logic devices using artificial «neurons» based on antiferromagnetic pulse generators // Journal of Applied Physics. 2018. Vol. 124. P. 152115-1–152115-9.
36. Khymyn R., Lisenkov I., Voorheis J., Sulymenko O., Prokopenko O., Tiberkevich V., Åkerman J., Slavin A. Ultra-fast artificial neuron: generation of picosecond-duration spikes in a current-driven antiferromagnetic auto-oscillator // Scientific Reports. 2018. Vol. 8. Art. 15727 (9 p.).
37. Sulimenko O., Prokopenko O. Dynamics of generalized phases in a system of two weakly coupled spin-torque nano-oscillators with random eigen frequencies // Proceedings of the XVth International Young Scientists' Conference on Applied Physics (ICAP 2015, June 10–13, 2015). Kyiv (Ukraine). 2015. P. 49–50.
38. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Microwave phase-locking of two weakly-coupled spin-torque nano-oscillators with random eigen parameters // Збірка тез доповідей Дев'ятої міжнародної конференції студентів, аспірантів та молодих вчених «Перспективні технології на основі новітніх фізико-матеріалознавчих досліджень та комп'ютерного конструювання матеріалів» (14–15 квітня, 2016). Київ (Україна). 2016. С. 74–75.
39. Demkovych A.S., Bohoslavets Y.O., Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Synchronization of spin-torque nano-oscillators by an external microwave signal // Proceedings of the XVIth International Young Scientists' Confer-

ence on Applied Physics (ICAP 2016, June 15–18, 2016). Kyiv (Ukraine). 2016. P. 40–41.

40. Yurchak N.V., Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Mutual phase-locking of spin-torque nano-oscillators with normally distributed eigen frequencies: the case of global coupling // Proceedings of the XVIth International Young Scientists' Conference on Applied Physics (ICAP 2016, June 15–18, 2016). Kyiv (Ukraine). 2016. P. 59–60.
41. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Microwave phase-locking of two weakly-coupled spin-torque nano-oscillators with random eigen parameters // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves CD (MSMW'2016, June 20–24, 2016). Kharkiv (Ukraine). 2016. E-14 (3 p.)
42. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Microwave phase-locking of two weakly-coupled spintorque nano-oscillators with random eigen parameters // Abstract book of International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials» (Nano-2016, August 24–27, 2016). Lviv (Ukraine). 2016. P. 568.
43. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Microwave Phase-Locking of Several Spin-Torque Nano-Oscillators with Different Eigen Parameters // II International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF-2016, October 10–14, 2016). Kharkiv (Ukraine). 2016. Art. SSP-2 (4 p.).
44. Sulymenko O.R., Bohoslavets Y.O., Yurchak N.V., Prokopenko O.V. Mutual phase-locking of several spin-torque nano-oscillators with different eigen parameters // Proceedings of the XII International Conference «Electronics and Applied Physics» (EAP 2016, October 19–22, 2016). Kyiv (Ukraine). 2016. P. 53.
45. Khymyn R., Prokopenko O., Sulymenko O., Tiberkevich V.S., Slavin A.N. THz-Frequency Spin-Hall Oscillator Based on a Canted Antiferromagnet

// Digest Book of the Intermag Europe 2017 Conference (Intermag 2017, April 24–28, 2017). Dublin (Ireland). 2017. P. 52.

46. Vot N.F., Sulymenko O.R., Prokopenko O.V., Khymyn R.S., Ivanov B.A., Tiberkevich V.S., Slavin A.N. THz-frequency high-power spin-Hall oscillator based on a canted antiferromagnet // Proceedings of the XVIIth International Young Scientists' Conference on Applied Physics (ICAP 2017, May 23–27, 2017). Kyiv (Ukraine). 2017. P. 66–67.
47. Sulymenko O.R., Bohoslavets Y.O., Yurchak N.V., Prokopenko O.V. Phase-locking of coupled spintronic nano-oscillators // Proceedings of the XVIIth International Young Scientists' Conference on Applied Physics (ICAP 2017, May 23–27, 2017). Kyiv (Ukraine). 2017. P. 68–69.
48. Tyberkevych V., Khymyn R., Lisenkov I., Sulymenko O., Prokopenko O., Ivanov B., Slavin A. Antiferromagnetic spin-Hall oscillator of THz-frequency radiation // Magnonics 2017 Oral Presentations (Magnonics 2017, August 7–10, 2017). Oxford (UK). 2017. P. 35.
49. Khymyn R., Prokopenko O., Sulymenko O., Tyberkevych V., Slavin A. Generation of THz-frequency signals using current-driven canted antiferromagnets // Magnonics 2017 Oral Presentations (Magnonics 2017, August 7–10, 2017). Oxford (UK). 2017. P. 46.
50. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. High-power AFM based Spin Hall nano-oscillator // Abstract book of International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials» (Nano-2017, August 23–26, 2017). Chernivtsi (Ukraine). 2017. P. 521.
51. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Generation of THz-Frequency Electromagnetic Signals in Antiferromagnetic Multilayered Nanostructures Biased by a Spin Current // Book of papers of the 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF 2017, October 17–20, 2017). Lviv (Ukraine). 2017. P. 279-282.
52. Vot N.F., Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. THz-frequency spin-Hall de-

tector based on antiferromagnet // Proceedings of the XIII International Conference «Electronics and Applied Physics» (EAP 2017, October 24–27, 2017). Kyiv (Ukraine). 2017. P. 65–66.

53. Khymyn R., Sulymenko O., Tyberkevych V., Slavin A., Akerman J. Mutually Coupled Antiferromagnetic Comb-Like Oscillators for Neuromorphic Signal Processing // Abstracts of the 62th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (62th MMM, November 6–10, 2017). Pittsburg (USA), 2017. P. 752—753.
54. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. THz-frequency AC signal source based on antiferromagnetic spin-Hall oscillator // Program and Abstracts of the VIII Young Scientists Conference «Problems of Theoretical Physics» (December 12–14, 2017). Kyiv (Ukraine). 2017. P. 44.
55. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Generation of THz-Frequency Electromagnetic Signals in Antiferromagnetic Nano-Oscillators // Conference Proceedings of 2018 IEEE 38th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO 2018, April 24–26, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. P. 60-63.
56. Sulymenko O., Prokopenko O., Slavin A.N., Tiberkevich V.S. Terahertz-frequency AC signal source based on antiferromagnetic tunnel junction // Intermag 2018 digest e-book (Intermag 2018, April 23–27, 2018). Singapore (Singapore). 2018. DE-07. P. 794.
57. Sulymenko O., Khymyn R., Tiberkevich V., Akerman J., Slavin A.N. AFM-based artificial neurons for ultrafast neuromorphic computing.// Intermag 2018 digest e-book (Intermag 2018, April 23–27, 2018). Singapore (Singapore). 2018. DD-04. P. 784.
58. Yurchak N.V., Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Phase-locking effect in one-dimensional and two-dimensional arrays of spin-torque nano-oscillators // Proceedings of the XVIIIth International Young Scientists' Conference on Applied Physics (ICAP 2018, May 22–26, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018.

P. 45–46.

59. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Antiferromagnetic spin Hall nano-oscillators as THz-frequency electromagnetic signals sources // Abstracts book & Conference program of the IX International Conference for Professionals & Young Scientists Low Temperature Physics (LTP 2018, June 4—8, 2018). Kharkiv (Ukraine). 2018. P. 81.
60. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Neuron-like comb generator based on antiferromagnetic spin Hall nano-oscillator // Abstracts book & Conference program of the IX International Conference for Professionals & Young Scientists Low Temperature Physics (LTP 2018, June 4—8, 2018). Kharkiv (Ukraine). 2018. P. 82.
61. Khymyn R., Lisenkov I., Voorheis J., Sulymenko O., Prokopenko O., Tyberkevych V., Akerman J., Slavin A. Ultra-fast artificial neuron: generation of picosecond-duration spikes in a current-driven antiferromagnetic auto-oscillator // Abstracts of the 2018 IEEE International Conference on Microwave Magnetics (ICMM 2018, June 24—27, 2018). Exeter (UK). 2018. P. 11.
62. Sulymenko O., Prokopenko O. Electrodynamic Model of THz-Frequency Signal Source Based on Antiferromagnetic Spin Hall Auto-oscillator // Proceedings of the 2018 IEEE 17th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET 2018, July 2–5, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. BP-4. P. 322–325.
63. Sulymenko O., Prokopenko O. Antiferromagnetic tunnel junction as a key-element of nanoscale THz-frequency signal source // Abstract book of International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials» (Nano-2018, August 27–30, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. P. 634.
64. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. THz-Frequency Signal Sources Based on Antiferromagnetic Spin Hall Oscillators // Proceedings of the 2018 IEEE 8th International Conference on Nanomaterials: Applications & Proper-

ties (NAP-2018, September 9—14, 2018). Zatoka (Ukraine). 2018. Part 2, P. 02TSSPN05 (4 p.).

65. Sulymenko O., Prokopenko O., Tiberkevich V., Slavin A.N. Antiferromagnetic Tunnel Junction as THz-Frequency AC Signal Source // Book of abstracts of the 3rd International Advanced School on Magnonics 2018 (IASM'2018, September 17–21, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. P. 144.
66. Sulymenko O.R., Prokopenko O.V. Antiferromagnetic spin Hall nano-oscillators as THz-frequency signal sources // Proceedings of the XIV International Scientific Conference «Electronics and Applied Physics» (EAP 2018, October 23–26, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. P. 47–48.
67. Khymyn R., Sulymenko O., Prokopenko O., Lisenkov I., Tyberkevych V., Slavin A., Akerman J. Logic Devices Based on Antiferromagnetic Generators of Ultra-Short Pulses // Book of abstracts of the 3rd International Advanced School on Magnonics 2018 (IASM'2018, September 17–21, 2018). Kyiv (Ukraine). 2018. P. 116.
68. Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films // Phys. Lett. A 1975. Vol. 54. P. 225–226.
69. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices / M. N. Baibich [et al.] // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 2472–2475.
70. Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange // Phys. Rev. B 1989. Vol. 39. –P. 4828–4830.
71. Slonczewski J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 159, № 1–2. P. L1–L7.
72. Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54, № 13. P. 9353–9358.
73. Hirsch J. E. Spin Hall effect //Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83, № 9, P. 1834.
74. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars / J. A. Katine [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84,

№ 14. P. 3149–3152.

75. Tang D. D., Lee Yu. J. Magnetic memory. Fundamentals and technology. Cambridge: Cambridge University Press, 2010. 206 p.
76. Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I. Topics in Applied Physics (Vol. 83) / Eds. B. Hillebrands, K. Ounadjela. Berlin: Springer–Verlag, 2002. 336 p.
77. Current-induced magnetization dynamics in nanomagnets / G. Bertotti [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. 2007. Vol. 316, № 2. P. 285–290.
78. Zvezdin A. K., Zvezdin K. A., Khvalkovskiy A. V. The generalized Landau–Lifshitz equation and spin transfer processes in magnetic nanostructures // Physics Uspekhi. 2008. Vol. 51, № 4. P. 412–417.
79. Mayergoyz I., Bertotti G., Serpico C. Nonlinear Magnetization Dynamics in Nanosystems. Amsterdam: Elsevier, 2009. 480 p.
80. Stancil D. D., Prabhakar A. Spin waves. Theory and Applications. Berlin: Springer–Verlag, 2009. 355 p.
81. D'yakonov M. I., Perel' V. I. Possibilty of orienting electron spins with current // Sov. Phys. JETP Lett. 1971. Vol. 13, № 11, P. 467
82. Observation of a surface photocurrent caused by optical orientation of electrons in a semiconductor / A. A. Bakun [et al.] // Sov. Phys. JETP Lett. 1984. Vol. 40, № 11. P. 1293.
83. Cheng R., Xiao D., Brataas A. Terahertz Antiferromagnetic Spin Hall Nano-Oscillator // Phys. Rev. Let. 2016. Vol. 116, P. 207603.
84. Spin-Torque and Spin-Hall Nano-Oscillators / T. Chen [et al.] // Proceedings of the IEEE. 2016. Vol. 104, P. 1919.
85. Handbook of Spin Transport and Magnetism / [Eds. E. Y. Tsymbal, I. Žutić]. New York: CRC Press, 2012. 800 p.
86. Current-driven gyrotropic mode of a magnetic vortex as a nonisochronous auto-oscillator / F. Sanches [et al.] O. Prokopenko, A. N. Slavin // Physical Review B. 2014. Vol. 89, № 14. P. 140410(R)-1–140410(R)-5.

87. Time-domain measurements of nanomagnet dynamics driven by spin-transfer torques / I. N. Krivorotov [et al.] // Science. 2005. Vol. 307, № 5707. P. 228–231.
88. Sellmyer D. J., Skomski R. Advanced Magnetic Nanostructures. New York: Springer–Verlag, 2006. 508 p.
89. Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer / D. Houssameddine [et al.] // Nature Mater. 2007. Vol. 6, № 6. P. 447–453.
90. Excitations of incoherent spin-waves due to spin-transfer torque / K. J. Lee [et al.] // Nature Mater. 2004. Vol. 3, № 12. P. 877–881.
91. Grollier J., Cros V., Fert A. Synchronization of spin-transfer oscillators driven by stimulated microwave currents // Physical Review B. 2006. Vol. 73, № 6. P. 060409(R).
92. Coupling Efficiency for Phase Locking of a Spin Transfer Nano-Oscillator to a Microwave Current / B. Georges [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101, № 1. P. 017201.
93. Лихарев К. К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. Москва: Наука, 1985. 320 с.
94. Duzer T. V., Turner C. W. Superconductive Devices and Circuits. Upper Saddle River, NJ: Prentice–Hall, 1999. 448 p.
95. Benz S. P., Burroughs C. J. Coherent emission from two dimensional Josephson junction arrays // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 58, № 19. P. 2162–2164.
96. Darula M., Doderer T., Beuven S. Millimeter and sub-mm wavelength radiation sources based on discrete Josephson junction arrays // Supercond. Sci. Tech. 1999. Vol. 12, № 1. P. R1–R26.
97. Niemeyer J. Josephson arrays for dc and ac metrology // Supercond. Sci. Tech. 2000. Vol. 13, № 5. P. 546–560.
98. Microwave detection using Josephson junction arrays integrated in a resonator / O. M. Ivanyuta [et al.] // Phys. Status Solidi. 2005. Vol. 2, № 5.

P. 1688–1691.

99. Zhou Y., Persson J., Bonetti S., Åkerman J. Tunable intrinsic phase of a spin torque oscillator // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92, № 9. P. 092505.
100. Романовский Ю. М., Степанова Н. В., Чернавский Д. С. Математическая биофизика. Москва: Наука, 1984. 240 с.
101. Анищенко В. С., Астахов В. В., Вадивасова Т. Е., Стрелкова Г. И. Синхронизация регулярных, хаотических и стохастических колебаний. Москва: Изд-во научно-иссл. центра «Регулярная и хаотическая динамика», 2008. 144 с.
102. Pikovsky A., Rosenblum M., Kurths J. Synchronization: A Universal Concept in Nonlinear Sciences Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2007. 433 p.
103. Анісімов І. О. Коливання та хвилі: підручник : Київ.: Видавничо-поліграфічний центр «Київський університет», 2009. 399 с.
104. Silva T. J., Rippard W. H. Developments in nano-oscillators based upon spin-transfer point-contact devices // J. Magn. Magn. Mater. 2008. Vol. 320, № 7. P. 1260–1271.
105. Nanostructured Materials for Magnetoelectronics / [Eds. B. Aktaş, F. Mikailzade]. Berlin: Springer–Verlag, 2013. 220 p.
106. Nanoscale magnetic field detection using a spin torque oscillator / P. M. Braganca [et al.] // Nanotechnology. 2010. Vol. 21, № 23. P. 235202.
107. Mode Locking of Spin Waves Excited by Direct Currents in Microwave Nano-oscillators / S. M. Rezende [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98, № 8. P. 087202.
108. Georges B., Grollier J., Cros V., Fert A. Impact of the electrical connection of spin transfer nano-oscillators on their synchronization: an analytical study // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92, № 23. P. 232504.
109. Analytical study of synchronization in spin-transfer-driven magnetization dynamics / R. Bonin [et al.] // J. Phys.: Conf. Series. 2010. Vol. 200, № 4.

P. 042005.

110. Zhou Y., Bonetti S., Persson J., Åkerman J. Capacitance Enhanced Synchronization of Pairs of Spin-Transfer Oscillators // IEEE Trans. Magn. 2009. Vol. 45, № 6. P. 2421–2423.
111. Tiberkevich V., Slavin A., Bankowski E., Gerhart G. Phase-locking and frustration in an array of nonlinear spin-torque nano-oscillators // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95, № 26. P. 262505.
112. Micromagnetic Study of Synchronization of Nonlinear Spin-Torque Oscillators to Microwave Current and Field / M. Carpentieri [et al.] // Adv. Cond. Matter Phys. 2012. Vol. 2012, P. 951976.
113. Berkov D. V. Synchronization of spin-torque-driven nano-oscillators for point contacts on a quasi-one-dimensional nanowire: Micromagnetic simulations // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 87, № 1. P. 014406.
114. B. Subash, Chandrasekar V. K., Lakshmanan M. Synchronization of an array of spin torque nano oscillators in periodic applied external magnetic field // Europhys. Lett. 2013. Vol. 102, № 1. P. 17010.
115. Synchronization of spin torque nano-oscillators through dipolar interactions / H.-H. Chen [et al.] // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 115, № 13. P. 134306.
116. Sanid C., Murugesh S. Synchronization and chaos in spin-transfer-torque nano-oscillators coupled via a high-speed operational amplifier // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. Vol. 47, № 6. P. 065005.
117. Kendziorczyk T., Demokritov S., Kuhn T. Spin-wave-mediated mutual synchronization of spin-torque nano-oscillators: A micromagnetic study of multistable phase locking // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 90, № 5. P. 054414.
118. Urazhdin S., Tabor Ph., Tiberkevich V., Slavin A. Fractional Synchronization of Spin-Torque Nano-Oscillators // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 105, № 10. P. 104101.
119. Numerical and analytical investigation of the synchronization of dipolarly coupled vortex spin-torque nano-oscillators / A. D. Belanovsky [et al.] //

Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103, № 12. P. 122405.

120. Pikovsky A. Robust synchronization of spin-torque oscillators with an LCR load // Phys. Rev. E. 2013. Vol. 88, № 3. P. 032812.
121. Mitrofanov A. A., Safin A. R., Udalov N. N. A System of Phase Synchronization of a Spin-Transfer Nano-Oscillator // Tech. Phys. Lett. 2014. Vol. 40, № 7. P. 571–573.
122. The Kuramoto model: A simple paradigm for synchronization phenomena / J. A. Acebrón [et al.] // Rev. Mod. Phys. 2005. Vol. 77, № 1. P. 137–185.
123. Tiberkevich V. S., Khymyn R. S., Tang H. X., Slavin A. N. Sensitivity to external signals and synchronization properties of a non-isochronous auto-oscillator with delayed feedback // Nature Sci. Rep. 2014. Vol. 4, P. 3873.
124. Synchronization of spin Hall nano-oscillators to external microwave signals / V. E. Demidov [et al.] // Nature Commun. 2014. Vol. 5, № 1. P. 3179–3183.
125. Study of spin transfer torque in serially connected pillars by means of ferromagnetic resonance / O. Posth [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42, № 3. P. 035003.
126. Li D., Zhou Y., Zhou C., Hu B. Global attractors and the difficulty of synchronizing serial spin-torque oscillators //Phys. Rev. B. 2010. Vol. 82, P. 140407.
127. Experimental test of an analytical theory of spin-torque-oscillator dynamics / C. Boone [et al.] // Phys. Rev. B –2009. Vol. 79. P. 140404(R).
128. Iacocca E., Heinonen O., Muduli P. K., Åkerman J. Generation linewidth of mode-hopping spin torque oscillators // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 89. P. 054402.
129. Prokopenko O., Tyberkevych V., Slavin A. Mutual phase-locking of two spin-torque oscillators: Influence of time delay of a coupling signal // Proceedings of the Europe International Magnetics Conference (InterMag 2008, May 4–8, 2008). Madrid (Spain), 2008. P. 682–683.

130. Inducing phase locking of multiple oscillators beyond the Adler's condition / W. Song [et al.] // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 111, № 2. P. 023302.

131. Amin N., Xi H., Tang M. X. Analysis of Electromagnetic Fields Generated by a Spin-Torque Oscillator // IEEE Trans. Magn. 2009. Vol. 45, № 10. P. 4183–4186.

132. Ramo S., Whinnery J. R., Duzer T. Fields and Waves in Communication Electronics. New York: John Wiley & Sons, 1994. 844 p.

133. Прокопенко О. В. Мікрохвильові властивості спінтронних магнітних наноструктур та пристроїв НВЧ на їх основі: дис. ... д-ра фіз.-мат. наук : 01.04.03 / Київський національний університет імені Тараса Шевченка. Київ, 2015. 339 с.

134. Pozar D. M. Microwave Engineering. New York: John Wiley & Sons, 1998. 710 p.

135. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. Москва: Физматлит, 1994. 464 с.

136. Bonetti S., Muduli P., Mancoff F., Åkerman J. Spin torque oscillator frequency versus magnetic field angle: The prospect of operation beyond 65 GHz/// Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 94, P. 102507.

137. Gomonay H. V., Loktev V. M. Spin transfer and current-induced switching in antiferromagnets // Phys. Rev. B 2010. Vol. 81, P. 144427.

138. Gomonay H. V., Loktev V. M. Spintronics of antiferromagnetic systems // Low Temp. Phys. 2014. Vol. 40, P. 17.

139. Khymyn R., Lisenkov I., Tiberkevich V., Ivanov B. A., Slavin A. N. Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like Oscillator Driven by Spin Current // Sci. Rep. 2017. Vol. 7, P. 43705.

140. Electrical switching of an antiferromagnet/ P. Wadley [et al.] // Science 2016. Vol. 351, P. 587.

141. Multiple-stable anisotropic magnetoresistance memory in antiferromagnetic MnTe / D. Kriegner [et al.] // Nat. Comms. 2016. Vol. 7, P. 11623.

142. Persson J., Zhou Y., Åkerman J. Phase-locked spin torque oscillators: Impact of device variability and time delay // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101, P. 09A503.

143. Rippard W., Pufall M., S. Russek S. Comparison of frequency, linewidth, and output power in measurements of spin-transfer nanocontact oscillators // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74, P. 224409.

144. Mutually synchronized bottom-up multi-nanocontact spin–torque oscillators / S. Sani [et al.] // Nature Commun. 2013. Vol. 4, P. 3731.

145. Spin-wave-beam driven synchronization of nanocontact spin-torque oscillators / A. Houshang [et al.] // Nature Nanotech. 2016. Vol. 11, P. 280 — 286.

146. The Kuramoto model: A simple paradigm for synchronization phenomena / J. A. Acebrón [et al.] // Rev. Mod. Phys. 2005. Vol. 77, P. 137–185.

147. Swift J., Strogatz S., Wiesenfeld K. Averaging of globally coupled oscillators // Phys. D 1992. Vol. 55, P. 239–250

148. Slavin A. N., Kabos P. Approximate Theory of Microwave Generation in a Current-Driven Magnetic Nanocontact Magnetized in an Arbitrary Direction // IEEE Trans. Magn. 2005. Vol. 41, № 4. P. 1264–1273.

149. Spin Hall effects / J. Sinova [et al.] // Rev. Mod. Phys. 2015. Vol. 87, P. 1213–1259.

150. Geometry dependence on inverse spin Hall effect induced by spin pumping in $Ni_{81}Fe_{19}$/Pt films / H. Nakayama [et al.] // Phys. Rev. B 2012. Vol. 85, P. 144408.

151. Anderson P. W., Merrit F. R., Remeika J. P., Yager W. A. Magnetic Resonance in α-Fe_2O_3 // Phys. Rev. 1954. Vol. 93, P. 717.

152. Morrish A. H. Canted antiferromagnetism: hematite: World Scientific. 1995. p.61

153. Symmetry and physical properties of antiferromagnets / E. A. Turov et al. Cambridge International Science Publishing. Ltd. 2010. 570 p.

154. Frequency dependence of magnetic resonance in α-Fe_2O_3 / H. Kumagai [et al.] // Phys. Rev. 1955. Vol. 99, P. 1116.
155. Rollmann G., Rohrbach A., Entel P., Hafner J. First-principles calculation of the structure and magnetic phases of hematite // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 69, P. 165107.
156. Electronic, structural, and magnetic effects of $3d$ transition metals in hematite / M. N. Huda [et al.] // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107, P. 123712.
157. Catti M., Valerio G., Dovesi R. Theoretical study of electronic, magnetic, and structural properties of α-Fe_2O_3 (hematite) // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51, P. 7441.
158. Cheng R., Xiao J., Niu Q., Brataas A. Spin pumping and spin-transfer torques in antiferromagnets // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 113, P. 057601.
159. Theory of magnon-driven spin Seebeck effect / J. Xiao [et al.] // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81, P. 214418.
160. Magnetic nano-oscillator driven by pure spin-current / V. E. Demidov [et al.] // Nat. Mater. 2012. Vol. 11, P. 1028–1031.
161. Kartikeyan M. V., Borie E., Thumm M. Gyrotrons. High Power Microwave and Millimeter Wave Technology: Springer, 2004.
162. Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology // Nat. Photon. 2007. Vol. 1, P. 97—105.
163. Terahertz-driven linear electron acceleration / E. A. Nanni [et al.] // Nat. Commun. 2015. Vol. 6, P. 8486.
164. Hübers H.-W. Terahertz technology: Towards THz integrated photonics // Nature Photonics. 2010. Vol. 4, P. 503–504.
165. Spectral purity and tunability of terahertz quantum cascade laser sources based on intracavity difference-frequency generation/ L. Consolino [et al.] // Sci. Adv. 2017. Vol. 3, P. e1603317.
166. Terahertz semiconductor-heterostructure laser / R. Köhler [et al.] // Nature. 2002. Vol. 417, P. 156–159.

167. Emission of Coherent THz Radiation from Superconductors / L. Ozyuzer [et al.] // Science. 2007. Vol. 318, P.1291–1293.
168. Jungwirth T., Wunderlich J., Olejník K. Spin Hall effect devices // Nature Materials. 2012/ Vol. 11, P. 382–390.
169. Nanoconstriction-based spin-Hall nano-oscillator / V. E. Demidov [et al.] // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105, P. 172410.
170. Generation and detection of phase-coherent current-driven magnons in magnetic multilayers / M. Tsoi [et al.] // Nature. 2000. Vol. 406, P. 46–48.
171. Spin Torque-Generated Magnetic Droplet Solitons / S. M. Mohseni [et al.] // Science 2013. Vol. 339, P. 1295–1298.
172. High power and low critical current density spin transfer torque nano-oscillators using MgO barriers with intermediate thickness/ J. D. Costa [et al.] // Scientific Reports. 2017. Vol. 7, P. 7237.
173. A spin-valve-like magnetoresistance of an antiferromagnet-based tunnel junction / B. G. Park [et al.] // Nat. Mater. 2011. Vol. 10, –P. 347—351.
174. Dependence of Giant Tunnel Magnetoresistance of Sputtered CoFeB/MgO/CoFeB Magnetic Tunnel Junctions on MgO Barrier Thickness and Annealing Temperature / J. Hayakawa [et al.] // Jpn. J. Appl. Phys. 2005. Vol. 44, P. L587.
175. Yuasa S., Djayaprawira D. D. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO(001) barrier // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. Vol. 40, P. R337.
176. Shang C. H., Nowak J., Jansen R., Moodera J. S. Temperature dependence of magnetoresistance and surface magnetization in ferromagnetic tunnel junctions // Physical Review B. 1998. Vol. 58, P. R2917(R).
177. Raj A. M. E., Jayachandran M., Sanjeeviraja C. Fabrication techniques and material properties of dielectric MgO thin films A status review // CIRP J. Manuf. Sci. Technol. 2010. Vol. 2, P. 92–113.

178. Molecular Cell Biology / H. Lodish et al. New York: W H Freeman Co (Sd). 2000.

179. Neuromorphic silicon neuron circuits/G. Indiveri, [et al.]// Front. Neurosci. 2011. Vol. 5, P.73

180. An 8-to-16GHz 28nm CMOS clock distribution circuit based on mutual-injection-locked ring oscillators/Y. Tomita [et al.] // Proceedings of the 2013 Symposium on VLSI Circuits (June 12-14, 2013). Kyoto (Japan), 2013. P. C238–C239.

181. Saitoh T., Kourogi M., Ohtsu M. A waveguide-type optical-frequency comb generator // IEEE Photonics Technol. Lett. 1995. Vol. 7, № 2. - P. 197–199,

182. Park N., Wysocki P. F. 24-line multiwavelength operation of erbium-doped fiber-ring laser // IEEE Photonics Technol. Lett. –1996. – Vol. 8, №11. P. 1459–1461.

183. Yamashita S., Cowle G. J. Bidirectional 10-GHz optical comb generation with an intracavity fiber DFB pumped Brillouin/erbium fiber laser // IEEE Photonics Technol. Lett. – 1998. – Vol. 10, №6. P. 796–798.

184. Yizhou L., Y. Gen, Jiadong Z., Roger L. K., Yafis B. Spin-Josephson effects in exchange coupled antiferromagnetic insulators // Phys. Rev. B. 2016. Vol. 94, P. 2469–9969.

185. Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G. E. W. Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films // Physical Review Letters. 2002. Vol. 88, P. 117601.

186. Buzsaki G. Rhythms of the Brain: Oxford Univ. Press, 2011. 465 p.

187. Izhikevich E. M. Which model to use for cortical spiking neurons? // IEEE Trans. on Neur. Net. 2004. Vol. 15, P. 1063–1070.

188. Varela F., Lachaux J.-P., Rodriguez E., Martinerie J. The brainweb: Phase synchronization and large-scale integration // Nat. Rev. Neurosci. 2001. Vol. 2, P. 229–239.

189. LeCun Y.,Bengio Y., Hinton G. Deep learning // Nature. 2015. Vol. 521, P. 436–444.

190. Gelenbe E., Caseau Y. The impact of information technology on energy consumption and carbon emissions // Ubiquity. 2015. Vol. 2015, P. 1:1 – 1:15.

191. Locatelli N., Cros V., Grollier J. Spin-torque building blocks // Nat. Mat. 2014. Vol. 13, P. 11–20.

192. Neuromorphic computing with nanoscale spintronic oscillators / J. Torrejon [et al.] // Nature. 2017. Vol. 547, P. 428–432.

193. Miyazaki T., Tezuka N. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al2O3/Fe junction // J. Magn. Magn. Mater. 1995. Vol. 139, P. L231–L234.

194. Spin Pumping by Parametrically Excited Exchange Magnons / C. W. Sandweg [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 106, P. 216601.

195. Time-domain measurements of nanomagnet dynamics driven by spin-transfer torques / I. N. Krivorotov [et al.] // Science. Vol. 307, P. 228–231.

196. Spin-torque oscillators using a perpendicular polarizer and planar free laver / D. Houssameddine [et al.] // Nat. Mater. 2007. Vol. 6, P.447–453.

197. Dyson F. J. General theory of spin-wave interactions // Phys. Rev. 1956. Vol. 102, P. 1217–1230.