

Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Міністерства освіти і науки України

Петренко Богдан Артемович

УДК 533.9; 519.246; 550.385; 629.785

ДИСЕРТАЦІЯ

Динаміка струмового шару у хвості магнітосфери Землі

104 – Фізика та астрономія

10 – Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

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

_____ Б.А. Петренко

Науковий керівник:

Козак Людмила Володимирівна,

доктор фізико-математичних наук,

доцент

Київ – 2023

АНОТАЦІЯ

Петренко Б.А. Динаміка струмового шару у хвості магнітосфери Землі. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 – фізика та астрономія. Київський національний університет імені Тараса Шевченка Міністерства освіти і науки України, Київ, 2023.

Дисертація присвячена дослідженню динамічних процесів, що відбуваються у струмовому шарі хвоста магнітосфери Землі. Цю область можна розглядати як близьку прототипну астрофізичну «лабораторію» плазмового середовища з можливістю отримувати дані з великою точністю на таких просторових та часових масштабах, які неможливо відтворити у земних умовах. Струмовий шар характеризується великою кількістю динамічних процесів різних енергій. Це флєппінг коливання, розриви струмового шару, поширення високошвидкісних потоків плазми та асоційованих з ними диполяризаційних фронтів, прискорення заряджених частинок за рахунок транзйентних структур, наявність турбулентного режиму. Дослідження цих процесів відкриває дорогу до розуміння глобальної магнітосферної динаміки як в контексті фізики навколосемного середовища і фізики плазми, так і в контексті формування космічної погоди. Подібні процеси спостерігаються і серед інших астрофізичних об'єктів – це області сонячних спалахів, релятивістські джети в активних ядрах галактик, магнітосфери пульсарів тощо. Вивчення вищенаведених фізичних процесів – одна з найактуальніших задач фізики плазми.

В дисертаційній роботі коротко розглянуто конкуруючі моделі розвитку магнітосферної суббури, модель нейтральної лінії та модель розриву струмового шару. Зазначено, що нещодавні дослідження з використанням моделювання магнітосферної динаміки показали, що перезамикання і розрив струмового шару відбуваються одночасно в різних частинах протяжного хвоста магнітосфери, причому із збудженням флєппінг коливань струмового шару. Цей результат

добре пояснює, чому одні і ті самі спостереження можна було трактувати в цих конкуруючих моделях розвитку суббури.

Використання даних багатосупутникових місій дозволяє проводити розділення просторово-часових змін параметрів в навколоземному середовищі, що дозволяє відмовитися від обмежень використання гіпотези Тейлора або припущення про наявність конкретної хвильової моди. Обговорено застосування техніки курлометра для визначення густини струму \vec{J} з вимірювань чотирьох КА і сучасний метод знаходження мультимасштабного темпу конверсії енергії електромагнітного поля. Обговорені спектральні методи, методи мінімальної варіації та часової затримки для дослідження поширення транзйентних структур. Детально проаналізовані тонкощі аналізу багатосупутникових рядів даних у визначенні спектру потужності, розподіленому по частоті та хвильовому вектору.

Представлено апробацію наступних багатосупутникових методів по визначенню дисперсійних властивостей: beam-former, k-фільтрація, MSR, фазова різниця та хвильова зйомка. Виявлено, що чутливість методів по виявленню максимумів потужності зростає від першого до третього: ширини максимумів зменшуються; відношення між максимальним і мінімальним значенням $\max(P(f_0, k))/\min(P(f_0, k))$ збільшуються: ~ 1.5 порядки для beam-former, ~ 5 порядків для k-фільтрації, ~ 8 порядків для MSR.

В дисертаційній роботі вперше побудовано спектри конверсії енергії електромагнітного поля в хвості магнітосфери Землі, тобто фактично залежність $\vec{E} \cdot \vec{J}$ від просторово-часових масштабів. Для цього були використані дані місії MMS при перетині струмового шару космічними апаратами. Виявлено наявність чергування областей навантаження (дисипація поля, $\vec{E} \cdot \vec{J} > 0$) та областей генерації ($\vec{E} \cdot \vec{J} < 0$, де заряджені частинки втрачають свою кінетичну енергію). В один момент часу можливе одночасне існування областей генерації та навантаження. Найбільші темпи конверсії притаманні інтервалу високошвидкісних потоків, що пояснюється більшими значеннями електричного

поля та струму. В турбулентному середовищі геомагнітного хвоста, дисипація є тим процесом, який зупиняє каскадну передачу енергії в інерційному турбулентному діапазоні і трансформує енергію турбулентних рухів (вихорів) у нагрів. Окрім того, у випадку кінетичної турбулентності з $\beta \gg 1$ (з домінуванням теплового тиску плазми над тиском магнітного поля) дисипація можлива і в інерційному турбулентному діапазоні.

Використовуючи супутникові вимірювання багатосупутникових місій MMS та Cluster, проведено дисперсійне дослідження флєппінг коливань струмового шару геомагнітного хвоста, темпу перетворення електромагнітної енергії в областях спокійного струмового шару та струмового шару із високошвидкісними потоками плазми, простежено динаміку поширення диполяризаційних фронтів під час розриву струмового шару. Перед початком розриву струмового шару продемонстровано можливість лінійно поляризованих коливань «передвісників». Для розглянутої події довжини хвиль становлять 677...826 км, а фазові швидкості поширення у 57...70 км/с.

Найбільш важливі результати:

1. Вперше розраховано мультимасштабний спектр перетворення енергії електромагнітного поля в струмовому шарі геомагнітного хвоста. Виявлена наявність чергування областей дисипації поля, та областей посилення поля.
2. Виявлено, що найбільші темпи конверсії енергії притаманні інтервалу високошвидкісних потоків, що пояснюється більшими значеннями електричного поля та струму.
3. Вперше представлено багатосупутниковий хвильовий аналіз для флєппінг коливань струмового шару з наявними високошвидкісними потоками плазми. Виявлено складні багатогілкові дисперсійні залежності від k_y , k_z . Оцінена наявність нелінійних хвильових пакетів при розгляді кінк флєппінг коливань струмового шару та азимутальну асиметрію його профілю.
4. Показано, що диполяризаційні фронти мають складну границю, азимутальну локалізацією, а швидкість поширення фронтів знижується під час

розвитку фази розширення суббурі, що свідчить про зменшення енергетичного запасу струмового шару для їх генерації. Ці результати експериментально підтверджують результати магнітосферного моделювання в дослідженні Merkin et al., 2019. Виявлено, що перед розривом струмового шару можлива хвильова активність магнітного поля з лінійно поляризованими коливаннями.

5. Для роботи з одно-/багато- супутниковими рядами даних розроблено та апробовано програмне забезпечення ADATIS/IDL (Application for DATA analysIS/Interactive Data Language). Виконано порівняння чутливості методів хвильової фільтрації з використанням програмного забезпечення ADATIS/IDL.

Ключові слова: космічна плазма, магнітні поля в космічній плазмі, магнітосфера Землі, струмовий шар, розрив струмового шару, флєппінг коливання, високошвидкісні потоки плазми, диполяризаційні фронти, випромінювання, одно-супутникові/багатосупутникові методи, плазмові моменти частинок, MMS, Cluster.

ANNOTATION

Petrenko B.A. Current sheet dynamics in the Earth's magnetotail – Qualified scientific work on the rights of the manuscript.

Thesis for the Ph.D degree in physics and mathematics, specialty 104 – Physics and Astronomy. Taras Shevchenko National University of Kyiv, MES of Ukraine; Kyiv, 2023.

This thesis is devoted to the study of dynamic processes occurring in the current sheet of the Earth's magnetotail. This region can be considered as a close prototypical astrophysical "laboratory" of the plasma environment with the ability to obtain data with high accuracy on such spatial and temporal scales that cannot be reproduced in terrestrial conditions. The dynamics of the current sheet are varied by a set of energetic processes that can occur in it. These are flapping oscillations, current disruption, bursty bulk flows and associated dipolarization fronts, acceleration of charged particles due to transient structures, and the presence of a turbulent regime. The investigation of these processes opens the way to an understanding of global magnetospheric dynamics, both in the context of the physics of the near-Earth environment and plasma physics, and in the context of the formation of space weather. Similar processes are also observed among other astrophysical objects — these are regions of solar flares, relativistic jets in the active nuclei of galaxies, magnetospheres of pulsars, etc. The study of the above physical processes is one of the most urgent tasks of plasma physics.

Competing models of magnetospheric substorm development, the neutral line model, and the current sheet rupture model are briefly considered in the thesis. It is noted that recent studies using modeling of magnetospheric dynamics have shown that reconnection and disruption of current sheet occur simultaneously in different parts of the extended tail of the magnetosphere, and with the excitation of flapping oscillations of the current sheet. This result explains well why the same observations could be interpreted in these competing models of substorm development.

The use of data from multi-satellite missions allows for the separation of spatio-temporal parameter changes in the near-Earth environment, which makes it possible to abandon the limitations of using the Taylor hypothesis or the assumption of a specific wave mode. The application of the curlometer technique to determine the current density \vec{J} from the measurements of four spacecraft and the modern method of finding the multiscale rate of energy conversion of the electromagnetic field are discussed. Spectral methods, minimum variation, and time delay methods for investigating the propagation of transient structures are discussed. The intricacies of the analysis of multispacecraft data series in determining the power spectrum distributed by frequency and wave vector are analyzed in detail.

Approbation of the following multispacecraft methods for determining dispersion properties is presented: beam-former, k-filtering, MSR, phase difference and wave surveyor. It was found that the sensitivity of the methods for detecting power maxima increases from the first to the third: the widths of the maxima decrease; the ratio between the maximum and minimum value $\max(P(f_0, k))/\min(P(f_0, k))$ increases: ~ 1.5 orders for beam-former, ~ 5 orders for k-filtering, ~ 8 orders for MSR.

In the thesis, for the first time, spectra of the energy conversion of the electromagnetic field in the tail of the Earth's magnetosphere, i.e., the dependence of $\vec{E} \cdot \vec{J}$ on spatio-temporal scales, were constructed. For this purpose, data from the MMS mission were used when spacecraft crossed the current sheet. The presence of alternating load regions (field dissipation, $\vec{E} \cdot \vec{J} > 0$) and generator regions ($\vec{E} \cdot \vec{J} < 0$, where charged particles lose their kinetic energy) was revealed. Simultaneous existence of generation and load areas is possible at one point in time. The highest rates of conversion are inherent in the interval of high-speed bursty bulk flows, which is explained by the higher values of the electric field and current density. In the turbulent environment of the geomagnetic tail, dissipation is the process that stops the cascade transfer of energy in the inertial turbulent range and transforms the energy of turbulent movements (vortices) into heating. In addition, in the case of kinetic turbulence with

$\beta \gg 1$ (with the dominance of the thermal pressure of the plasma over the magnetic field pressure), dissipation is also possible in the inertial turbulent range.

Using satellite measurements of the MMS and Cluster multi-spacecraft missions, a dispersion study of the flapping oscillations of the current sheet of the geomagnetic tail, the conversion of electromagnetic energy in the regions of the quiescent current sheet and the current sheet with bursty bulk flows was carried out, the dynamics of the propagation of dipolarization fronts during current disruption was traced. The possibility of linearly polarized oscillations of "harbingers" has been demonstrated before the start of the current disruption. For the considered event, the wavelengths are 677...826 km, and the phase propagation velocities are 57...70 km/s.

The most important results:

1. For the first time, the multiscale spectrum of energy conversion of the electromagnetic field in the current sheet of the geomagnetic tail was calculated. The presence of alternating areas of field dissipation and areas of field generation was revealed.
2. The highest rates of energy conversion are characteristic of the interval of bursty bulk flows, which is explained by the higher values of the electric field and current.
3. For the first time, a multi-satellite wave analysis is presented for flapping current sheet oscillations with existing high-speed plasma flows. Complex multi-branch dispersion dependences on k_y , k_z were revealed. The presence of nonlinear wave packets was evaluated when considering the kink flapping oscillations of the current sheet and the azimuthal asymmetry of its profile.
4. It is shown that the dipolarization fronts have a complex boundary with azimuthal localization, and the speed of propagation of the fronts decreases during the development of the expansion phase of the substorm, which indicates a decrease in the energy reserve of the current sheet for their generation. These results experimentally confirm the results of the magnetospheric modelling in the report by Merkin et al.,

2019. It was found that before the current disruption, wave activity of the magnetic field with linearly polarized oscillations is possible.

5. For working with single/multi-satellite data series the ADATIS/IDL (Application for DATA analysis/Interactive Data Language) software was developed and tested. A comparison of the sensitivity of wave filtering methods using the ADATIS/IDL software was performed.

Key words: space plasma, magnetic fields in space plasma, Earth's magnetosphere, current sheet, current disruption, flapping oscillations, bursty bulk flows, dipolarization fronts, radiation, single/multi-satellite methods, plasma moments of particles, MMS, Cluster.

СПИСОК НАУКОВИХ ПРАЦЬ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

У реферованих наукових журналах:

1. Kozak, L. V., **Petrenko, B. A.**, Kronberg, E. A., Grigorenko, E. E., Kozak, P. M., & Reka, K. D. (2020). Variations in the Plasma Parameters of the Earth's Magnetotail during Substorm Initiation. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 36, 94-102.
2. **Petrenko, B. A.**, & Kozak, L. V. (2020). Dynamics of Magnetic Structures during a Magnetospheric Substorm. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 36, 238-242.
3. Kozak, L. V., **Petrenko, B. A.**, Lui, A. T. Y., Kronberg, E. A., & Daly, P. W. (2021). Processes in the current disruption region: From turbulence to dispersion relation. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 126(1), e2020JA028404.
4. Kozak, L. V., **Petrenko, B. A.**, Grigorenko, E. E., & Kronberg, E. A. (2022). Comparison of Ground-Based and Satellite Geomagnetic Pulsations during Substorms. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 38(1), 1-10.
5. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Kronberg, E., & Akhmetshyn, R. (2023). Multispacecraft wave analysis of current sheet flapping motions in Earth's magnetotail. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 9, 1071824.
6. **Петренко Б.**, Козак Л., Кронберг Е., Баллаї І. (2022). Апробація хвильового дисперсійного аналізу за допомогою багатосупутникових методів. *Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Астрономія*, 66, 20-25.
7. **Petrenko, B.** (2023). Multiscale dissipative processes in the Earth's magnetotail. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 39(5), 300-303.

У матеріалах та тезах конференцій:

1. Козак Л., **Петренко Б.**, Кронберг Е., Луї Е. (11-12 грудня 2019). Процеси в області розриву струмового шару в хвості магнітосфери землі: статистичний та

спектральний аналіз. Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу 2019, Київ, Україна - O.Th.3, с. 18.

2. **Петренко Б. А.**, Козак Л. В., Луї А. Т. (11–12 грудня 2019). Визначення дисперсійних співвідношень хвиль у космічній плазмі. Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу 2019, Київ, Україна - O.Th.5, с. 20.

3. Kozak, L., **Petrenko, B.**, Kronberg, E., & Lui, A. (2020). Application of statistical and spectral analysis for investigation of the turbulent processes in the magnetohydrodynamics. International Conference of Numerical Analysis and Applied Mathematics ICNAAM 2019.

4. Kozak, L., **Petrenko, B.**, Kronberg, E., & Grigorenko, E. (July 19-22 2021). Variations of Plasma Parameters during Substorms. 9th Annual International Conference on Chemistry, Athens, Greece. – P. 18.

5. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Lui, A., Kronberg, E., Grigorenko, E. (April 26–30, 2021). Plasma Wave Recognition by Multipoint Filtering Techniques. 27th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics, Kyiv, Ukraine.

6. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Kronberg, E., Grigorenko, E. (December 12-16, 2021). Comparison of ground-based and satellite geomagnetic pulsations during substorms. AGU Fall Meeting 2021, Chicago, IL, USA.

7. Kozak, L., **Petrenko, B.**, Kronberg, E., & Lui, A. (July 16-24, 2022). Role of the turbulence in Earth's magnetotail. COSPAR Assembly 2022, Athens, Greece.

8. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Kronberg, E., & Grigorenko, E. (May 23–27 2022). Multispacecraft wave diagnostics of the flapping motion of the magnetotail current sheet. EGU General Assembly 2022, Vienna, Austria, EGU22-11431.

9. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Kronberg, E.A., Akhmetshyn R. (October 24 – 28, 2022). Dispersion wave analysis of kink-like and stationary-like current sheet flapping motions in the Earth's magnetotail. 28th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics, Kyiv, Ukraine.

10. Kozak, L., **Petrenko, B.**, Kronberg, E., Akhmetshyn, R., and Ballai, I. (April 23–28, 2023). Wave-particle interactions in the Earth magnetotail during dipolarization. EGU General Assembly 2023, Vienna, Austria.
11. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Kronberg, E., Ballai I., Fedun V. (April 24-28, 2023). Estimation of energy conversion rate during current sheet crossings. 29th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics, Kyiv, Ukraine.
12. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Kronberg, E., Ballai, I., Fedun, V. (May 23–26, 2023). Energy conversion rate spectra in the Earth's magnetotail. Astronomy and Space Physics in the Kyiv University, Kyiv, Ukraine. — P. 112.

СПИСОК ДОДАТКОВИХ НАУКОВИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

У реферованих наукових журналах:

1. Kozak, L. V., & **Petrenko, B. A.** (2016). Statistical analysis of plasma turbulence using Cluster II data. *Astronomical School's Report*, 12(2), 179-184.
2. Kozak, L., **Petrenko, B.**, Kronberg, E., Grigorenko, E., & Lui, A. (2018). Characteristics of the turbulence processes in the magnetohydrodynamic environment. *Athens Journal of Sciences*, 5(2).
3. Kozak, L., **Petrenko, B.**, Kronberg, E., Grigorenko, E., Lui, E., & Cheremnykh, S. (2018). Spectra of Turbulence during the Dipolarization of the Magnetic Field. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 34, 258-269.
4. Kozak, L., **Petrenko, B.**, Kronberg, E., Prokhorenkov, A., Grigorenko, E., Cheremnyh, O., Cheremnyh, S., Lui, A., Kozak, P., Kundelko, I. (2018). Turbulent processes in the Earth's magnetotail: statistical and spectral analysis. *Space Science and Technology*, 24(3), 55-68.
5. Kozak, L., **Petrenko B.**, Lui A., Kronberg E., Grigorenko E. and Prokhorenkov A. (2018). Turbulent Processes in the Earth's Magnetotail: Spectral and Statistical Research. *Annales Geophysicae*, 36(5), 1303-1318.

6. Kronberg, E. A., Grigorenko, E. E., Malykhin, A. Y., Kozak, L., **Petrenko, B.**, Vogt, M. F., et al. (2019). Acceleration of ions in Jovian plasmoids: Does turbulence play a role?. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 124(7), 5056-5069.

У матеріалах та тезах конференцій:

1. Prokhorenkov, A., Kozak, L., Kronberg, E., **Petrenko, B.**, Grigorenko, E., Lui, A., Kundelko, I. (April 24-29, 2017). Analysis of the characteristic frequencies and cascade processes in the Earth magnetosheath. *24th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine – P. 37.
2. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Kronberg, E., Grigorenko E., Prokhorenkov, A. (April 24-29, 2017). The turbulent and dynamic processes in the Earth's magnetotail. *24th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine – P. 38.
3. Kundelko, I., Kozak, L., Kronberg, E., Prokhorenkov, A., **Petrenko, B.** Geomagnetic pulsations as an indicator of substorm (poster). (April 24-29, 2017). *24th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine – P. 43.
4. Козак, Л., **Петренко, Б.** (23–26 травня 2017 р). Спектральний аналіз процесів в хвості магнітосфери Землі. *Міжнародна конференція "Астрономія та фізика космосу"*, Київ, Україна.
5. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Kronberg, E., Grigorenko, E., Lui A. (April 23-28, 2018). Turbulence spectra in region of magnetic dipolarization. *25th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine – P. 41.
6. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Kronberg, E., Grigorenko, E., Lui A. (June 5-7, 2018). Turbulence spectra in the regions of magnetic dipolarization events. *27th Annual Conference of Doctoral Students WDS 2018*, Prague, Czech Republic.
7. Kozak, L., **Petrenko, B.**, Lui, A. Kronberg, E. (August 26-30, 2019). Turbulent processes during dipolarization in the Earth's magnetotail. *UK-Ukraine-Spain Meeting on Solar Physics and Space Science*, Kyiv, Ukraine.

8. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Kronberg, E., Grigorenko, E., Lui, A. (August 26-30, 2019). Dispersion relations of turbulent wave fields in the geomagnetic tail. *UK-Ukraine-Spain Meeting on Solar Physics and Space Science*, Kyiv, Ukraine.
9. Kozak, L., **Petrenko, B.**, Reka K., Lui, A., Kronberg, E. (August 26-30, 2019). Changes of the pressures in the Earth's magnetotail during the substorm initiation. *UK-Ukraine-Spain Meeting on Solar Physics and Space Science*, Kyiv, Ukraine.
10. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Kronberg, E. (April 7-12, 2019). Characterization of turbulent plasma fluctuations inside dipolarizing flux bundles in the Earth's magnetotail. *EGU General Assembly 2019*, Vienna, Austria.
11. **Petrenko, B.**, Kozak, L., Kronberg, E., Grigorenko, E., Lui A. (April 22-27, 2019). Dispersion relation concept to turbulent medium of the geomagnetic tail. *26th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ ТА ПОЗНАЧЕНЬ.....	17
ВСТУП.....	18
РОЗДІЛ 1. СТРУМОВА СИСТЕМА ХВОСТА МАГНІТОСФЕРИ ЗЕМЛІ.....	26
1.1 Струмовий шар геомагнітного хвоста: роль, характеристики та конфігурація.....	26
1.2 Динамічні процеси в струмовому шарі геомагнітного хвоста.....	35
1.2.1 Магнітосферні суббурі.....	35
1.2.2 Розрив струмового шару	39
1.2.2 Високошвидкісні потоки плазми та дипольризаційні фронти	42
1.2.4 Флеппінг коливання струмового шару	45
1.3 Висновки до РОЗДІЛУ 1	50
РОЗДІЛ 2. МЕТОДИ АНАЛІЗУ: ОДНОСУПУТНИКОВІ ТА БАГАТОСУПУТНИКОВІ ПІДХОДИ.....	52
2.1 Односупутникові методи аналізу	52
2.1.1 Спектральні методи	53
2.1.2 Метод мінімальної варіації	57
2.1.3 Дисперсійний аналіз хвильового поля.....	59
2.2 Багатосупутникові методи аналізу.....	62
2.2.1 Метод курлометра.....	62
2.2.2 Метод отримання темпу конверсії енергії електромагнітного поля ...	63
2.2.3 Методи хвильової фільтрації: багатосупутниковий дисперсійний аналіз	64
2.3 Висновки до РОЗДІЛУ 2	73
РОЗДІЛ 3. ІНСТРУМЕНТАРІЙ БАГАТОСУПУТНИКОВИХ МІСІЙ CLUSTER/MMS.....	75
3.1 Проект Cluster.....	76
3.1.1 Інструмент FGM.....	78
3.2 Проект Magnetospheric Multiscale Mission	79
3.2.1 Інструменти FGM: AFG/DFG	80
3.2.2 Інструменти EDP: ADP/SDP	81

3.2.3 Інструменти FPI: DIS/DES	82
3.3 Висновки до РОЗДІЛУ 3	83
РОЗДІЛ 4. ДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ В СТРУМОВОМУ ШАРІ ГЕОМАГНІТНОГО ХВОСТА	85
4.1 Апробація методів хвильової фільтрації, фазової різниці та хвильової зйомки.....	85
4.2 Аналіз ізольованої події диполяризації 2013/07/20	90
4.2.1 Аналіз динаміки диполяризаційних фронтів	91
4.2.2 Хвильова активність перед розривом струмового шару	96
4.3 Мультимасштабність дисипативних процесів в хвості магнітосфери Землі	99
4.4 Дисперсійний аналіз флєппінг коливань	103
4.5 Висновки до РОЗДІЛУ 4	111
ВИСНОВКИ.....	113
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	115
ДОДАТОК А. ПЛАЗМОВІ НЕСТІЙКОСТІ, МЕХАНІЗМИ ПРИСКОРЕННЯ: ОСОБЛИВОСТІ ТА ПЕРЕДУМОВИ ЇХ ВИНИКНЕННЯ	131
ДОДАТОК Б. ПРОГРАМНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ADATIS/IDL (APPLICATION FOR DATA ANALYSIS/INTERACTIVE DATA LANGUAGE).....	135
Б1. КОРИСТУВАЦЬКИЙ ІНТЕРФЕЙС	135
ДОДАТОК В. СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ТА АПРОБАЦІЯ РЕЗУЛЬТАТІВ.....	137
В1. ЗА ЧАС АСПІРАНТУРИ (2019-2023).....	137
В2. ЗА ЧАС ПІДГОТОВЧОГО ЕТАПУ (2016-2019)	139

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ ТА ПОЗНАЧЕНЬ

- FAC** : повздовжній (паралельний) струм (англ. field-aligned current);
- LFM** : магнітогідродинамічний код магнітосферного моделювання Лайона-Феддера-Мобаррі (Lyon–Fedder–Mobarry);
- LHDI** : нижньогібридна дрейфова нестійкість (англ. lower-hybrid drift instability);
- MMS** : магнітосферна мультимасштабна місія (англ. Magnetospheric Multiscale Mission);
- R_E** : радіус Землі (6371 км);
- АвХ** : альвенівська хвиля
- АМВ** : аналіз мінімальної варіації;
- ВШПІ** : високошвидкісний потік плазми;
- ДФ** : диполяризаційний фронт;
- КАвХ** : кінетична альвенівська хвиля;
- МГД** : магнітогідродинаміка/магнітогідродинамічн(ий,а,е);
- НШ** : нейтральний шар;
- ПОПШ** : пригранична область плазмового шару;
- ПШ** : плазмовий шар;
- СЛАР** : система лінійних алгебраїчних рівнянь
- СШ** : струмовий шар;
- ХПС** : хвостовий поперечний струм;
- ЦПШ** : центральний плазмовий шар.

ВСТУП

Магнітосферу можна розглядати як близьку прототипну астрофізичну «лабораторію» плазмового середовища з можливістю отримувати дані з великою точністю на таких просторових та часових масштабах, які неможливо створити в земних умовах. Область струмового шару цікава багатоманітністю енергійних процесів, що в ній відбувається. Це флєппінг коливання струмового шару, розрив струмового шару, поширення високошвидкісних потоків плазми та асоційованих з ними дипольаризаційних фронтів, прискорення заряджених частинок за рахунок транзйентних структур, наявність турбулентного режиму. Дослідження цих процесів відкриває дорогу до розуміння глобальної магнітосферної динаміки як в контексті фізики навколоземного середовища і фізики плазми, так і в контексті формування космічної погоди.

Детально проаналізовані всі існуючі на теперішній момент односупутникові та багатосупутникові методи отримання спектрів потужності флуктуацій в області частот та хвильових векторів. Реалізовано програмне забезпечення ADATIS/IDL (Application for DATA analysIS/Interactive Data Language) для аналізу односупутникових та багатосупутникових рядів даних. Виконано тестування програмного забезпечення та верифікація імплементованих методів на штучно згенерованих даних. Виконано порівняння методів хвильової фільтрації за їх чутливістю.

Проведено дослідження розповсюдження дипольаризаційних фронтів з використанням методів мінімальної варіації та аналізу часової затримки. Вперше було проведено ґрунтовний дисперсійний аналіз флєппінг коливань струмового шару. Також у дисертації вперше проведено мультимасштабне дослідження конверсії енергії електромагнітного поля в хвості магнітосфери Землі, а саме для областей спокійного турбулентного струмового шару та високошвидкісних потоків плазми.

Актуальність теми. За рахунок великомасштабних тривимірних струмових систем в області магнітошару на границі магнітосфери відбувається

активне надходження енергії та імпульсу від сонячного вітру у внутрішні області магнітосфери, де значна кількість накопиченої енергії зберігається в струмовому/плазмовому шарі хвоста магнітосфери Землі. Актуальність роботи зумовлена ще не повністю вирішеними питаннями: як відбувається трансформація енергії в турбулентному середовищі струмового шару; яким є просторовий спектр потужності електромагнітних полів; чи є турбулентний режим плазми в хвості магнітосфери Землі сукупністю коливних мод чи вихорів, і чим це розділення визначається.

Виконання роботи в рамках наукових програм. Результати, викладені дисертантом у своїй роботі, отримані здобувачем упродовж навчання в аспірантурі на кафедрі астрономії та фізики космосу фізичного факультету Київського національного університету імена Тараса Шевченка під керівництвом доктора фізико-математичних наук, доцента кафедри астрономії та фізики космосу Козак Людмили Володимирівни.

Дослідження дисертанта підтримані грантами Volkswagen Foundation (“VWStiftung”) №97742 «Energy transformation, turbulence and acceleration in space plasmas» 2016-2023 та The ROYAL Society International Exchanges scheme 2021 IES\R1\211177 «Predicting natural hazards by driven ionospheric perturbations» 2021-2024.

Мета і завдання дослідження. Метою дисертаційного дослідження є визначення властивостей хвильових процесів та процесів трансформації енергії в струмовому шарі у хвості магнітосфери Землі.

Завданнями дослідження були:

1. Дослідження багато-/одно- супутникових методів аналізу рядів даних.
2. Імплементція багатосупутникових методів хвильової фільтрації у вигляді програмного забезпечення.

3. Визначення/виокремлення динамічних процесів (розриви струмового шару, диполяризаційні фронти, флешпінг коливання) у хвості магнітосфери Землі.

4. Знаходження густини струму на основі рядів даних магнітного поля.

5. Отримання дисперсійних співвідношень в області флешпінг коливань струмового шару хвоста магнітосфери Землі.

6. Знаходження темпів перетворення електромагнітної енергії в кінетичну енергію заряджених частинок і навпаки.

Об'єкт дослідження — хвіст магнітосфери Землі та його струмовий шар; багатосупутникові підходи дослідження геокосмічного середовища.

Предмет дослідження — параметри плазми: магнітне поле, електричне поле, плазмові моменти заряджених частинок.

Методи дослідження. У дисертаційній роботі застосовуються перевірені методи та підходи аналізу плазмового середовища за даними супутникових місій. Проаналізовано деталі використання багато-/одно- супутникових методів хвильової фільтрації (beam-former, k-фільтрація, MSR), хвильової зйомки та фазової різниці. Залучені до аналізу багатосупутникові методи дозволяють отримувати сукупність максимумів потужності хвиль з різними просторовими масштабами за однакової частоти.

Використано також добре відомі методи як аналіз мінімальної варіації та таймінг аналіз для визначення параметрів руху плазмових структур в хвості магнітосфери Землі.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Вперше знайдено мультимасштабний спектр перетворення енергії електромагнітного поля в струмовому шарі геомагнітного хвоста.

2. Вперше виявлено, що найбільші темпи конверсії енергії притаманні інтервалу високошвидкісних потоків, що пояснюється більшими значеннями електричного поля та струму.

3. Вперше представлено багатосупутниковий хвильовий аналіз для флєппінг коливань струмового шару з наявними високошвидкісними потоками плазми.

4. Вперше виявлено складні багатогілкові дисперсійні залежності від k_y , k_z ; оцінено наявність нелінійних хвильових пакетів при розгляді кінк флєппінг коливань струмового шару та азимутальну асиметрію його профілю.

5. Підтверджено наявність лінійно поляризованих коливань магнітного поля перед розривом струмового шару.

Практичне значення отриманих результатів. Вдосконалено існуючих та використання нових методів аналізу супутникових даних створює умови не тільки для якісного розуміння процесів у космічній плазмі, а також для визначення їх властивостей. Найголовнішу цінність становить визначення дисперсійних співвідношень електромагнітних хвиль. Це дає змогу розглядати різні аспекти дослідження плазми: стохастичне прискорення частинок при заданому просторовому спектрі потужності флуктуацій магнітного поля; вибір відповідальної нестійкості, що породжує хвильову активність; опис турбулентного режиму як суперпозиції коливних мод.

Одержані в дисертації результати можуть покладені в основу визначення механізму явища запуску вибухоподібних подій в хвості магнітосфери Землі, насамперед механізмів ініціації явища суббурі. Також за результатами роботи, можливо кількісно оцінити на яких масштабах відбувається дисипація поля чи динамо-ефект в хвості магнітосфери Землі.

Достовірність та обґрунтованість результатів досліджень. Результати дисертаційної роботи опубліковано у міжнародних та фахових реферованих журналах і апробовано на міжнародних та вітчизняних наукових конференціях. Достовірність та обґрунтованість результатів підтверджена співпрацею з іноземними науковцями, та перевіркою результатів на етапі рецензування статей сторонніми науковцями. В роботі застосовано перевірені підходи до аналізу супутникових рядів даних.

Особистий внесок здобувача. Представлені в дисертаційній роботі результати отримані дисертантом самостійно або за його участю. Основні результати дисертаційного дослідження опубліковано за період 2019-2023 років в 19 наукових роботах (7 статей та 12 тез конференцій). Крім того, 17 наукових робіт додатково висвітлюють тему дисертаційного дослідження (6 статей та 11 тез).

Загалом за темою дисертації було опубліковано 36 наукових праць: 13 статей та 23 роботи у вигляді тез та матеріалів конференцій.

Нижче приведено наукові праці та особистий внесок здобувача за час аспірантури.

В роботі Kozak et al., 2020 здобувачем проведено вейвлет-аналіз та інтерпретація вейвлет спектрів магнітного поля. Інтерпретація результатів була проведена разом зі співавторами.

У роботі Petrenko et al., 2020 внесок здобувача домінуючий. Здобувач проаналізував характер розповсюдження плазмових фронтів під час події диполяризації (розриву струмового шару), використавши метод мінімальної варіації і таймінг аналіз. Інтерпретація результатів була проведена самостійно.

В роботі Kozak et al., 2021 здобувачем проведено вейвлет-аналіз та побудова спектрів потужностей для магнітного поля. Інтерпретація результатів була проведена разом зі співавторами.

В роботі Kozak et al., 2022 здобувачем проведено відбір наземних магнітних станції для співставлення процесів геомагнітних пульсацій спостережуваних космічними апаратами in-situ. Була проведена оцінка середньої швидкості розповсюдження збурення вздовж силової лінії магнітного поля. Інтерпретація результатів була проведена разом зі співавторами.

У роботі Petrenko et al., 2023а внесок здобувача домінуючий. Здобувач брав участь в постановці задачі дослідження. Вперше було проведено просунутий дисперсійний аналіз для події флєппінгу. Було застосовано готовий

метод фазової різниці та програмно імплементований здобувачем метод MSR. Інтерпретація результатів була проведена самостійно.

У роботі Petrenko et al., 2022 внесок здобувача домінуючий. Здобувач брав участь в постановці задачі дослідження, виконав програмну реалізацію багатосупутникових методів знаходження розподілу енергії коливань в просторі частота-хвильовий вектор. Виконано порівняння методів за їх чутливістю.

Робота Petrenko, 2023b виконана одноосібно. Проведено дослідження мультимасштабності дисипативних процесів в струмового шару за допомогою сучасного багатосупутникового методу.

Нижче приведено наукові праці 2016-2019 років, які додатково висвітлюють тему дисертації та особистий внесок здобувача в них.

В роботі Kozak & Petrenko, 2016 здобувач займався формуванням висновків та набором тексту в LaTeX.

В роботі Kozak et al., 2018a здобувач здійснював визначення параметрів диполяризаційних фронтів, виконував спектральний аналіз флуктуацій магнітного поля в турбулентних областях розриву струмового шару.

В роботі Kozak et al., 2018b здобувач здійснював спектральний аналіз флуктуацій магнітного поля в турбулентних областях розриву струмового шару.

В роботі Kozak et al., 2018c здобувач здійснював побудову спектрів густини потужності флуктуацій магнітного поля в турбулентних областях розриву струмового шару.

В роботі Kozak et al., 2018d здобувач здійснював спектральний аналіз та побудову функцію розподілу ймовірності для флуктуацій магнітного поля в турбулентних областях розриву струмового шару.

В роботі Kronberg et al., 2019 здобувач здійснював вейвлет аналіз турбулентних флуктуації магнітного поля в плазмоїдних структурах в хвості магнітосфери Юпітера.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертаційної роботи були представлені у доповідях на наступних міжнародних та вітчизняних конференціях:

Вітчизняна наукова конференція “Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу 2019”, Київ, Україна, 2019 р.

Міжнародна наукова конференція “International Conference of Numerical Analysis and Applied Mathematics ICNAAM 2019”, Родос, Греція, 2019 р.

Міжнародна наукова конференція “9th Annual International Conference on Chemistry”, Афіни, Греція, 2021 р.

Міжнародна наукова конференція “27th Young Scientists’ Conference on Astronomy and Space Physics”, онлайн, 2021 р.

Міжнародна наукова конференція “AGU Fall Meeting 2022”, онлайн, 2022 р.

Міжнародна наукова конференція “COSPAR Assembly 2022”, онлайн, 2022 р.

Міжнародна наукова конференція “EGU General Assembly 2022”, онлайн, 2022 р.

Міжнародна наукова конференція “28th Young Scientists’ Conference on Astronomy and Space Physics”, онлайн, 2022 р.

Міжнародна наукова конференція “EGU General Assembly 2023”, онлайн, 2023 р.

Міжнародна наукова конференція “29th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics”, онлайн, 2023 р.

Міжнародна наукова конференція “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University”, онлайн, 2023 р.

Публікації. Основні результати дисертаційного дослідження опубліковано за період 2019-2023 років в 19 наукових роботах (7 статей та 12 тез конференцій). 2 статті мають рівні кватилів Q2 і Q2, всі інші 5 статей мають

квартиль Q4. Крім того, 17 наукових робіт додатково висвітлюють тему дисертаційного дослідження (6 статей та 11 тез).

Загалом темою дисертації було опубліковано 36 наукових праць: 13 статей та 23 роботи у вигляді тез та матеріалів конференцій.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація містить вступ, чотири розділи, висновки, список використаних джерел, додатки. Рисунків – 33, таблиць – 7. Повний обсяг дисертації становить 141 сторінка.

РОЗДІЛ 1. СТРУМОВА СИСТЕМА ХВОСТА МАГНІТОСФЕРИ ЗЕМЛІ

1.1 Струмовий шар геомагнітного хвоста: роль, характеристики та конфігурація

Планетарні магнітосфери, комети та магнітні структури активних областей Сонця підтримують магнітні хвости. Ці утворення становлять великий інтерес для космофізичної наукової спільноти, оскільки вони включають струмові шари, динаміка яких бере участь у багатьох теоріях спалахів, полярних сяйв та магнітосферних процесів. Магнітосферна порожнина є плазмовим середовищем, що є квазінейтральним газом з позитивно та негативно та заряджених частинок з наявністю процесів колективного характеру. Оскільки баріонна складова Всесвіту переважно знаходиться в плазмовому стані, фізика космічної плазми відіграє важливу роль у вирішенні питань астрофізики. Опис явищ в плазмову середовищі спирається на різноманітні підходи. Одночастинковий розгляд прийнятний для опису розрідженої плазми [Bittencourt, 2004]. Статистичний підхід необхідний для коректного макроскопічного розгляду колективних явищ через велику кількість взаємодіючих частинок. В кінетичній теорії статистичний підхід ґрунтується на дослідженні функції розподілу, розв'язуючи кінетичні рівняння для неї у фазовому просторі.

Взаємодія між сонячним вітром з вмороженим міжпланетним магнітним полем (ММП) і магнітним полем Землі викликає спотворення останнього, що призводить до утворення магнітосфери. Як наслідок, в магнітосфері протікають електричні струми, які відіграють значну роль у динаміці плазми навколо нашої планети (Таблиця 1.1). Ці струми переносять заряд, масу, імпульс і енергію, а також створюють магнітні поля, які змінюють існуючі. Взаємодія сонячного вітру із геомагнітним полем призводить до створення поверхневої межі, відомої як магнітопауза, яка розділяє дві різні області. Кінетичний тиск сонячного вітру стискає магнітне поле Землі на стороні, зверненій до Сонця (денна сторона).

Заряджені частинки у магнітосферній порожнині представлені іонами (H^+ , He^+ , He^{++} , O^+), електронами (e^-) сонячного та іоносферного походження. Ці частинки з енергією в декілька кілоелектрон-вольт (кеВ) обертаються уздовж силових ліній магнітного поля та зазнають відскакування від так званих магнітних дзеркальних точок. Протягом кількох годин вони дрейфують (рухаються) навколо Землі. Дрейф іонів на захід і дрейф електронів на схід у поєднанні з їх обертанням у межах області з градієнтом тиску призводять до сумарного переносу заряду та встановлення кільцевого струму, що оточує Землю.

За рахунок великомасштабних тривимірних струмових систем в області магнітосфери на границі магнітосфери відбувається активне надходження енергії та імпульсу від сонячного вітру у внутрішні області магнітосфери. На початку космічної ери, на основі спостережень американського апарату Explorer 18 виявилось, що магнітосфера Землі витягнута в антисонячному напрямку, формуючи так званий геомагнітний хвіст [Ness, 1965]. Ця область є резервуаром енергії та плазми сонячного та іоносферного походження. На геоцентричній віддалі в $\sim 30 R_E$ (радіусів Землі) діаметр геомагнітного хвоста оцінюється в $\sim 40 R_E$. Ознаки наявності геомагнітного хвоста виявлено на відстані $\sim 220 R_E$. Видовженість цієї конфігурації обумовлена дією міжпланетного магнітного поля (ММП), яке вмерожене в перманентний потік сонячного вітру, через конвекцію магнітного потоку за рахунок магнітного перезамикання на денній стороні магнітосфери. Через центральну частину геомагнітного хвоста протікає струм від вранішнього до вечірнього сектору, далі розподіляючись на дві петлі над і під центральною частиною хвоста магнітосфери, замикаючи електричне коло через магнітопаузу та розділяючи північну та південну півсфери з протилежно напрямленим магнітним полем з напруженістю ~ 25 нТл. Між долями знаходиться так званий нейтральний шар (НШ), де магнітне поле зануляється, а B_x змінює знак (згідно найпростіших моделей), однак в дійсності НШ має невелику B_z компоненту. В НШ середні значення $B_z \approx 3.5$ нТл на

сутінковому/світанковому флангах, $B_z \approx 1.8$ нТл на лінії опівночі (вздовж осі **X**, означення нижче). Тут (і надалі, якщо не стверджується інакше) компоненти векторних величин виражаються в базисі геоцентрично-сонячної системи GSM (англ. Geocentric Solar System). Вісь **X** направлена в напрямку на Сонце, вісь **Y** означається як векторний добуток осі магнітного диполя та **X** та, вісь **Z** доповнює праву трійку з векторами **X** та **Y**.

Таблиця 1.1. Типові значення густин струму струмових систем геокосмічного середовища [Dunlop et. al., 2018].

Область	Типове значення $ \vec{J} $
Магнітопауза	$\sim 10 \dots 100$ нА/м ²
Події перенесення потоку	$\sim 1 \dots 10$ нА/м ²
Границі каспу	~ 20 нА/м ²
Повздовжні струми	~ 2 мкА/м ² на висотах 500 км, ~ 20 нА/м ² на висоті $2.5 R_E$
Струмовий шар геомагнітного хвоста	до ~ 30 нА/м ²
Приграничний плазмовий шар	~ 10 нА/м ²
Кільцевий струм	$\sim 9 \dots 27$ нА/м ² на віддалі $4 \dots 4.5 R_E$
Струмовий шар сонячного вітру	~ 10 нА/м ²

Енергія головних переносників струму, протонів та електронів, не перевищує 20 кеВ [Ganushkina, 2018]. Хвостовий поперечний струм (ХПС) (англійською cross-tail current) спостерігається на екваторіальній нічній стороні на геоцентричних відстанях понад $6.6 R_E$ і формує так званий струмовий шар (СШ), далі у роботі під СШ мається на увазі струмовий шар геомагнітного хвоста, якщо не зазначено окремо. НШ та СШ є взаємозамінними поняттями. Горизонтальна компонента поля B_x створюється глобальним хвостовим поперечним струмом, а нормальна компонента B_z підтримується земним дипольним полем. Величину ХПС можливо оцінити з закону Ампера: $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \rightarrow J_y \approx \frac{2}{\mu_0} \frac{\Delta B_x}{\Delta z} \rightarrow I_y \approx \frac{2}{\mu_0} \Delta B_x$, для $\Delta B_x = 20$ нТл, $I_y \approx 3 \cdot 10^{-2} \frac{A}{m}$ або $I_y \approx 2 \cdot 10^5 \frac{A}{R_E}$. Повний струм в хвості може сягати 10^8 А. Повна різниця потенціалів

поперек хвоста складає 60 кВ, а отже повна потужність ХПС може сягати 6 ТВт. Під термінами паралельний/повздовжній та перпендикулярний струм, хвильовий вектор тощо, в більшості цих випадків визначено по відношенню до фонового магнітного поля \vec{B}_0 . Поперечний струм в хвості існує завдяки великомасштабному електричному полю, яке є результатом магнітосферної конвекції. Початок формування СШ в площині магнітного екватора спостерігається на геоцентричній віддалі $10 \pm 3 R_E$. Товщина СШ в незбуреному стані варіюється в межах $\sim 500 \dots 5000$ км, а товщина тонкого СШ (ТСШ) в областях розриву СШ або магнітного перезамикання може становити $\leq d_i$ ($\sim 400 \dots 800$ км) [Sergeev et al., 1993], де d_i – іонна інерційна довжина. Іонна $d_i = c/\omega_{pi}$ та електронна $d_e = c/\omega_{pe}$ інерційні довжини виражаються через плазмові частоти: $\omega_{pi} = \left(n_i Z^2 e^2 / \epsilon_0 m_i \right)^{1/2}$, $\omega_{pe} = \left(n_e e^2 / \epsilon_0 m_e \right)^{1/2}$. Товщина СШ більша біля Землі і світанкового сектора. В СШ головними носіями струму є іони. Для ТСШ головними носіями струму стають електрони.

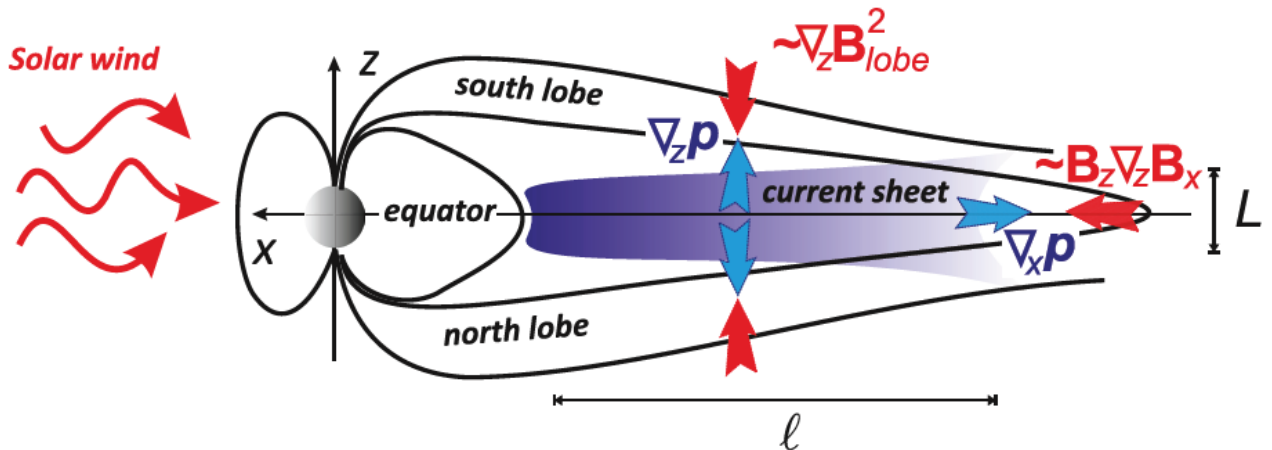


Рисунок 1.1. Баланс сил в хвості магнітосфери Землі згідно роботи Artemyev, 2021.

СШ має велике значення для магнітосферної динаміки, оскільки в цій області виникають нестійкості, що призводять до магнітосферних суббур [Baker, 1996; Hones, 1979; Lui, 1991]. Стабільність СШ підтримується балансом сил градієнтів тиску та магнітного поля (Рисунок 1.1). Локальне порушення

стабільності системи СШ призводить до глобальної потужної магнітосферної суббури. Сам СШ, як зазначалося вище, знаходиться в центральній частині хвоста магнітосфери. Окрім того, він оточений областю гарячої плазми — плазмовим шаром (ПШ), відділяючи північну і південну долі хвоста магнітосфери. В статичній рівновазі магнітний тиск в долях хвоста магнітосфери рівний газокінетичному тиску з боку частинок: $B^2/2\mu_0 = p = p_i + p_e$. Для $B = 20$ нТл, $p = 0.24$ нПа. Типовими параметрами, які відповідають цьому значенню тиску, є повна концентрація плазми $n \sim 0.3 \text{ см}^{-3}$ та температур іонів та електронів $T_i \sim 4.2$ кеВ та $T_e \sim 0.6$ кеВ відповідно [Kivelson, 1995]. Теплові швидкості, що відповідають цим температурам, визначаються як $v_T = \sqrt{\frac{kT}{m}}$; для протонів як $v_T(H^+, \text{ км/с}) \approx 9.79 \cdot T^{1/2}(\text{еВ})$, для електронів як $v_T(e^-, \text{ км/с}) \approx 4.19 \cdot 10^2 \cdot T^{1/2}(\text{еВ})$, типові швидкості в області ПШ для вищенаведених енергій становлять 620 км/с та 10260 км/с для протонів та електронів відповідно. Нагрів заряджених частинок у СШ становить $\sim 2\text{-}20\%$ від загального потоку енергії, що надходить від сонячного вітру через площу рівної перерізу денної магнітосфери. переноситься сонячним вітром через площу, що дорівнює поперечному перерізу денної магнітопаузи. Іонний склад ПШ головним чином визначається рівнем геомагнітної активності, потоку «вакуумного» ультрафіолетового випромінювання та передісторії системи. Основна іона компонента – це протони H^+ . Присутні іони кисню O^+ , їх відносний зміст по відношенню до H^+ : $O^+/H^+ \sim 0.01 \dots 0.5$ в залежності від рівня геомагнітної активності. O^+ в ПШ мають іоносферне походження завдяки полярному вітру еВ-них енергій та кеВ-ного потоку з авроральної зони. Під час магнітних бур та суббур, тиск іонів O^+ домінує над тиском H^+ і іони O^+ внесок у розмірі до $\sim 10\%$ повного значення струму в СШ.

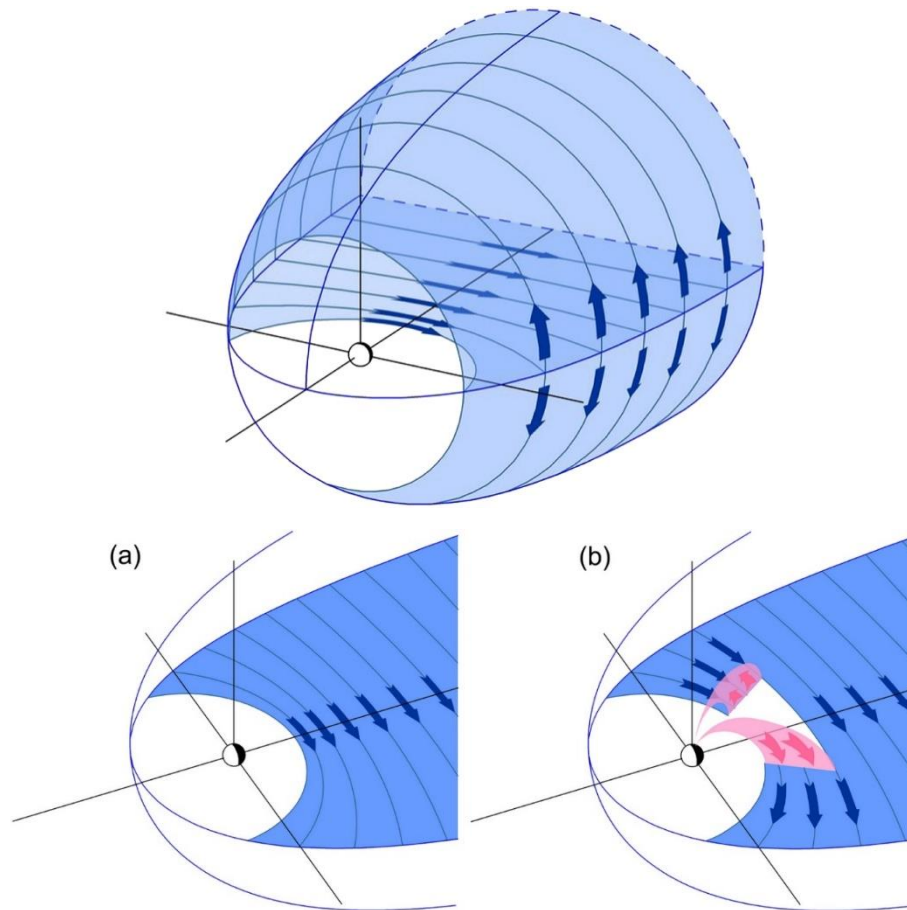


Рисунок 1.2. Формування струмового клину суббурі як відхилення хвостового поперечного струму і замикання на авроральну іоносферу. Хвостовий поперечний струм у незбуреній конфігурації (панель а) та з утворенням струмового клину суббурі (панель б). Повна конфігурація хвостової струмової системи зображена на верхній панелі. Взято з Ganushkina, 2018.

В СШ рух електронів відбувається в напрямку $-Y$ (до світанку), тоді як іони рухаються в позитивному напрямку Y (до сутінків). У межах СШ конвекційне електричне поле послідовно прискорює електрони та іони вздовж осі Y . У результаті всі частинки, що здійснюють коливальний рух навколо середньої площини струмового шару, отримують енергію від конвекційного електричного поля [Dungey, 1953; Alfven, 1968; Alfven and Falthammar, 1971].

Відмінне від нуля нормальне до СШ магнітне поле (близьке до B_z), спрямоване на північ ($B_z > 0$), відхиляє частинки в напрямку $+X$ (до Землі)

внаслідок дрейфу $\vec{v}_E = \vec{E} \times \vec{B} / B^2$ та викидає їх з СШ. Подібним чином нормальне магнітне поле, спрямоване на південь ($B_z < 0$), спричинить подібний ефект, за винятком того, що частинки будуть дрейфувати від Землі (Рисунок 1.3). Це надходження частинок може відбуватися як над, так і під СШ. Отже, частинки всередині СШ/ПШ, можуть бути прискорені поперечним електричним полем і згодом викинуті до Землі вздовж замкнутих ліній магнітного поля в магнітосфері. Частинки ПШ впливають на авроральну активність та загалом на високоширотну іоносферу. Внутрішній край ПШ плавно переходить у кільцевий струм, який відіграє важливу роль під час подій магнітних бур.

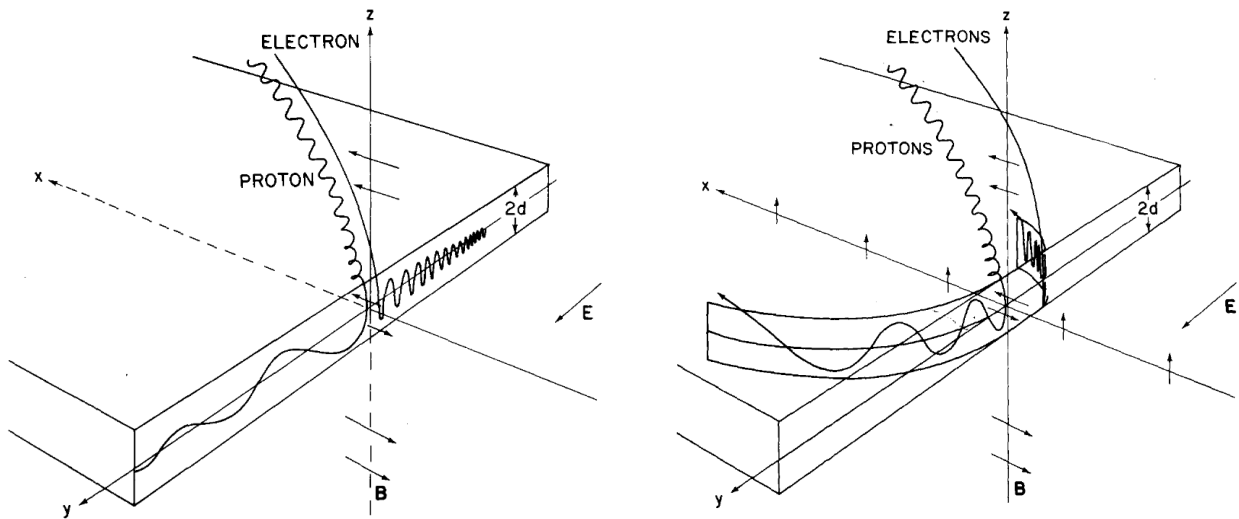


Рисунок 1.3. Рух заряджених частинок в хвості магнітосфери Землі: без (зліва) та з (справа) нормальним магнітними полем до струмового шару (адаптовані версії рисунків взяті з Lyons & Williams, 2013, оригінали — в роботі Speiser, 1965).

Рух зарядженої частинки в електромагнітному полі описується рівнянням руху, в яке входять доданки, що відповідають за Кулонівську взаємодію та силу Лоренца:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}]) \quad (1.1)$$

Звичайно, в такому рівнянні не взято до уваги ефекти взаємодії між зарядженими частинками, тому в контексті фізики космосу воно може бути

застосоване напряму лише для розрідженої плазми. В однорідному магнітному полі заряджена частинка рухається по спіральній траєкторії (гірація). Частота обертання (гірочастота або Ларморівська частота) визначається значенням абсолютної величини індукції магнітного поля B , зарядом частинки q_s та її масою m_s :

$$\omega_g = \frac{qB}{m} \quad (1.2a)$$

$$f_g = \frac{\omega_g}{2\pi} \quad (1.2b)$$

Для протонів у магнітному полі з індукцією 10 нТл (типіві значення у геомагнітному хвості), лінійна гірочастота становить $f_g(H+) \approx 0.1524$ Гц (відповідний гіроперіод $\tau_g(H+) \approx 6.5602$ секунд). Гірорадіус окрім вищенаведених параметрів визначається поперечною швидкістю v_{\perp} :

$$r_g = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1.3)$$

Для опису руху заряджених частинок зручно використовувати так звані адіабатичні інваріанти — величини, які повільно змінюються у просторі-часі за певних припущень. Перший адіабатичний інваріант є магнітним моментом зарядженої частинки $\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{W_{\perp}}{B}$, і зберігається при малості просторо-часових змін індукції магнітного поля: $\left| \frac{\nabla B}{B} \right| \ll 1, \frac{\Delta B}{\Delta t} \ll \frac{B}{\tau_g}$. Другий адіабатичний інваріант $J = \oint p_{\parallel} dl$ зберігається за умови $\frac{\Delta B}{\Delta t} \ll \frac{B}{\tau_B}$, тут τ_B — баунс-період, що є проміжком часом між двома послідовними відскоками частинки від магнітних дзеркальних точок. Третій адіабатичний інваріант пов'язаний зі збереженням магнітного потоку $\Phi_M = \int B ds$ в області періодичної орбіти захопленої частинки в аксіально симетричній конфігурації магнітного поля за умови $\frac{\Delta B}{\Delta t} \ll \frac{B}{\tau_D}$, тут τ_D — період дрейфу навколо аксіально симетричної конфігурації [Baumjohann & Treumann, 2012; Lyons & Williams, 2013].

Точні орбіти заряджених частинок в СШ можуть бути обраховані чисельними методами згідно рівняння руху. Отримання енергії зарядженою частинкою в СШ згідно одновимірної моделі можна оцінити за формулою [Lyons & Williams, 2013]:

$$\Delta K \approx 2m \frac{E_Y}{B_Z} \left(\frac{E_Y}{B_Z} - v_{Xi} \right), \quad (1.4)$$

де через v_X позначено швидкість частинки до входження в СШ, а індекс i означає початкове значення, індекс f — кінцеве після прискорення. Є оцінки і для кінцевого пітч-кута $\cos \alpha_f = (\vec{v}_f \cdot \vec{B}) / (|\vec{v}_f| \cdot |\vec{B}|)$. Для низьких енергій з $|v_{Xi}| \ll E_Y/B_Z$ маємо $\Delta K \approx 2m \left(\frac{E_Y}{B_Z} \right)^2$ і фінальний пітч-кут $\cos \alpha_f \approx \cos \xi$, де $\cos \xi = B_X / B$. Для високих енергій з $|v_{Xi}| \gg E_Y/B_Z$ приріст енергії становить $\Delta K \approx 2m|v_{Xi}| \frac{E_Y}{B_Z}$, фінальний пітч-кут $\cos \alpha_f \approx -\cos \alpha_i$.

Плазма, що переноситься в хвості до Землі, піддається адіабатичному нагріву, оскільки збільшується індукція магнітного поля при наближенні до Землі. Заряджені частинки нагріваються до 10-100 кеВ, і проникають у внутрішню магнітосферу, і генерують електромагнітні іонно-циклотронні та вістлерні хвилі [Kennel & Petschek, 1966]. Заряджена частинка, яка обертається навколо силової лінії магнітного поля, випромінює колову поляризовану хвилю на гірочастоті. Приріст енергії зарядженої частинки $\Delta K = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{v} \Delta t \approx q\vec{E} \cdot \vec{v} \Delta t$. Частинка отримує енергію при співнаправленості \vec{E} і \vec{v} ($\vec{E} \cdot \vec{v} > 0$) та навпаки втрачає енергію при протилежно направлених \vec{E} і \vec{v} ($\vec{E} \cdot \vec{v} < 0$). Одним з прикладів отримання енергії зарядженої частинки, є взаємодія електронів з вістлерними хвилями, оскільки поворот електричного поля хвилі \vec{E} і гірація електронів \vec{v} відбувається в одному напрямку (за годинниковою стрілкою, якщо дивитися в напрямку вектора індукції магнітного поля \vec{B}) і умова $\vec{E} \cdot \vec{v} > 0$ виконується.

1.2 Динамічні процеси в струмовому шарі геомагнітного хвоста

Серед низки різноманітних динамічних процесів в струмовому шарі геомагнітного хвоста основним виділяють процес магнітосферної суббури, який характеризується вибухоподібною поведінкою. Явище суббури має як іоносферні (авроральні), так і магнітосферні прояви. В контексті першого має місце процес авроральної суббури [Akasofu, 1964] зі спалахами та брейкапами (розпадами полярних дуг), поява іррегулярних геомагнітних пульсацій, розвиток двовихрової струмової системи та ріометричне поглинання. В контексті другого прояву має місце реконфігурація магнітного поля, струмових систем на нічній стороні. Все це супроводжується генерацією та розповсюдженням транзєнтів в напрямку до та від Землі. Проходження цих структур через фіксовану точку займає хвилини, а різкі градієнти магнітного поля з масштабами у секунди накладаються на тривалу диполяризацію — збільшенні B_z протягом десятків хвилин. Одним з таких транзєнтів є високошвидкісні потоки плазми (ВШПП) [Angelopoulos et al., 1992] з розігрітою та розрідженою плазмою, які відмежовуються від незбуреного середовища різким градієнтом B_z , який має назву диполяризаційного фронту (ДФ) [Nakamura, 2002; Runov, 2011]. Дотепер, ще залишаються відкритими питання щодо внеску таких градієнтів в розвиток суббури та який механізм є відповідальним за дисипацію таких структур у плазмовому середовищі без зіткнень [Sitnov, 2019].

1.2.1 Магнітосферні суббури

На початку досліджень геокосмічного середовища, явище суббури спостерігалось як низка процесів в авроральній області за допомогою порівняння зображень з камер all-sky [Akasofu, 1964]. Це явище відбувається в декілька етапів (фаз): росту, розширення (або вибухова фаза), відновлення. Під термінами ініціації, початку (онсету, англ. onset) розуміють настання фази розширення.

Тривалість суббури становить декілька годин. Частота повторень суббур складає 3...6 подій/доба. Наземні збурення магнітного поля варіюються в межах ~50...2000 нТл. Покриття геомагнітних широт становить 55...67°.

Під час фази росту суббури, поперечний струм у струмовому шарі збільшується, і відповідно, значення компоненти магнітного поля B_z зменшується. Саме тоді відбувається потоншення СШ та поява вкраплених ТСШ [Sitnov, 2019]. Під час фази розширення за рахунок нестійкості відбувається розпад СШ, що проявляється у диполяризації та виникненням турбулентних флуктуацій з певним степеневим законом [Consolini et al., 2005; Zimbardo et al., 2010; Kozak et al., 2018a, Kozak et al., 2018b, Kozak et al., 2018c, Kozak et al., 2018d]. Струмова система на нічній стороні зазнає змін — утворюється струмовий клин (англ. substorm current wedge — SCW) [Boström, 1964], який є відхиленням ХПС з області СШ до іоносфери на світанковій частині у вигляді низхідного паралельного (повздожнього) струму та у вигляді висхідного струму на сутінковій стороні з іоносфери до СШ (Рисунок 1.2). Струми SCW замикаються в іоносфері в областях східної та західної межі аврорального балджу. Під час фази розширення суббури, система SCW розширюється в азимутальному та радіальному напрямках. Структурно SCW складається з багатьох SCW-подібних струмів з різними масштабами та інтенсивностями.

Модель NENL (англ. Near-Earth Neutral Line) розвитку суббури передбачає циклічність існування нейтральної лінії N X-типу в геомагнітному хвості [Hones, 1979; Baker et al., 1996]. Нейтральна лінія поділяє ПШ на дві різні області. Ближче до Землі від нейтральної лінії силові лінії мають дипольну конфігурацію, в антисонячному напрямку конфігурація є витягнута. Під час фази розширення нова нейтральна лінія N' X-типу утворюються на місці потоншення СШ внаслідок магнітного перезамикання. В околі N' під час фази розширення спостерігаються потоки високоенергетичних електрони. Стара нейтральна лінія N знаходиться далі від Землі по відношенню до нової нейтральної лінії N'. Між нейтральними лініями міститься плазмодна структура з центром у вигляді

нейтральній лінії O-типу, яка рухається далі в антисонячному напрямку. Потім нейтральна лінія N' рухається в напрямку від Землі і суббуря переходить у фазу відновлення, фактично замінюючи стару нейтральну лінію новою.

В якості відповідальних тригерних механізмів, що провокують виникнення суббур розглядають зовнішні та внутрішні. Під зовнішніми тригерами розглядають раптові повороти міжпланетного магнітного поля (ММП) з південного на північний напрямку (зміна напрямку V_Z ММП на північний проковує перезамикання ММП з денною магнітопаузою на більш низьких геомагнітних широтах); взаємодія магнітосфери з міжпланетними ударними хвилями. Дослідження Lui, 2014 показало, що кореляція між цими зовнішніми механізмами та подіями суббур низька, що вимагає залучення до розгляду внутрішнього тригерного механізму. З низки механізмів, які породжують розпад СШ як ініціації суббурі розглядають тірінг нестійкість, нижньогібридну нестійкість (LHDI), балонну нестійкість, нестійкість поперечного струму. Остання нестійкість складається з іонної нестійкості Вейбля та модифікованої двопотокової нестійкості [Lui, 2014]. Наявність O^+ в СШ/ПШ гальмує ініціацію магнітосферної суббурі і подовжує стадію розширення суббурі.

На відстанях $X_{GSM} = -12 \dots -9 R_E$ присутня перехідна область від дипольної конфігурації до витягнутої хвостової. В цій області спостерігається мінімум північної компоненти V_Z по величині, тобто найбільше негативне значення V_Z при $Z_{GSM} < 0$ та найменше позитивне V_Z при $Z_{GSM} > 0$. Наявність такого мінімуму V_Z автоматично означає наявність градієнту $\nabla_X V_Z < 0$ на певній протяжності вздовж X . Такий градієнт за певних умов може призвести до виникнення плазмових нестійкостей та коливань, як от тірінг мода, балонна/обмінна мода, флєппінг. В роботі Sorathia et al., 2020 продемонстровано моделювання динаміки магнітосферної суббурі у фазі її росту з тригером повороту міжпланетного магнітного поля на південь (напрямок $-Z$) на основі МГД коду GAMERA [Zhang et al., 2019]. Як виявилось, V_Z мінімум є вузьким у радіальному напрямку ($0.5 R_E$) і

відповідає спаданню ентропії магнітної трубки [Sorathia et al., 2020]. Під час фази росту суббурі відбувається дестабілізація локалізованого мінімуму B_z внаслідок балонної/обмінної нестійкості, що призводить руху плазмових бульбашок з вмороженими магнітними фронтами в напрямку до Землі. Ці бульбашки, у свою чергу, утворюють локалізовані паралельні (до \vec{B}) струмові структури, які при взаємодії з іоносферою проявляються як авроральні намистини.

Магнітосфера Землі є резонатором МГД-коливань. В такому резонаторі присутні характерні ультранизькочастотні (УНЧ) хвилі з частотами $0.001 \dots 5$ Гц (періодами $0.2 \dots 1000$ секунд) [Jacobs, 1964]. В області низьких частот УНЧ діапазону, ці коливання добре описується МГД наближенням і фактично є власними коливними модами магнітосфери. Високочастотний діапазон займають електромагнітні іонно-циклотронні (ЕМЦ) хвилі, їх опис проводиться лінійною кінетичною теорією [Gary, 1995; Hartinger, 2020].

УНЧ хвилі впливають на колективні плазмові процеси, а з іншого боку є індикатором наявності енергетичних зовнішніх до магнітосфери чи внутрішніх процесів. УНЧ хвилі відіграють важливу роль в регулюванні космічної погоди впливом на динаміку кільцевого струму, радіаційних поясів, на систему магнітосфера-іоносфера через модуляцію іоносферних параметрів. Міжпланетні ударні хвилі з різними кутами взаємодії між магнітосферою можуть слугувати джерелом генерації УНЧ з різними властивостями [Oliveira, 2020]. Серед інших зовнішніх механізмів генерації розглядають збурення в іонному форшоці, проходження плазмових джетів в магнітошарі. Серед внутрішніх механізмів – конвекція плазмових бульбашок (магнітних джугів) в геомагнітному хвості в напрямку до Землі, полоїдальні хвилі з великим азимутальним хвильовим числом в кільцевому струмі, хвилі плавучості. Холодні плазмосферні іони з енергіями ~ 1 еВ можуть нагріватися до 100 разів завдяки бетатронному прискоренню в електричних полях УНЧ хвиль. Аналіз проходження УНЧ хвиль (альвенівські та швидкі магнітозвукові хвилі) за наземними та супутниковими даними вирішує задачу магнітосейсмології, а саме визначення густини ρ

навколоземного плазмового середовища в магнітосферній порожнині. Силова лінія магнітного поля може розглядатися як незалежний осцилятор з фундаментальною частотою $f_1 = 1 / \left(2 \int_{s_1}^{s_2} \frac{ds}{V_A} \right)$, а можливі частоти коливань є гармоніками nf_1 . Тут s_1 та s_2 є магнітоспряженими точками силової лінії, $V_A = B(\mu_0\rho)^{-1/2}$. На основі супутникових спостережень тороїдальних хвиль можливо також оцінити густину магнітосферної плазми ρ , а додаткові супутникові дані концентрації електронної компоненти n_e дають змогу зробити висновок про вміст важких іонів виходячи з їх середньої маси $M = \rho/n_e$. Наразі основна робота ведеться над застосуванням супутникових вимірювань до моделей глобального розподілу ρ та M за різних умов сонячної активності, ММП, сонячного вітру та геомагнітних умов [Takahashi & Denton, 2021].

Початок магнітосферної суббури в контексті хвильової активності характеризується різким збільшенням потужності УНЧ хвиль на відстанях $X_{GSM} = -12.5 \dots -7.5 R_E$ [Smith, 2023]. Піки потужності УНЧ хвиль співпадають по часу з початком високошвидкісних потоків плазми. Тривалість зростання хвильової потужності варіюється в межах 1...14 хв, із середнім значенням у 4.8 хвилин. Було статистично показано, що збільшення потужності УНЧ хвиль не відбувається через зменшення енергії плазми (магнітна + кінетична + динамічна), а навпаки локальна енергія плазми збільшувалася разом із хвильовою активністю. Це може бути спричинено або існуванням зовнішнього джерела надходження енергії або зменшенням об'єму ближнього плазмового шару [Smith, 2023].

1.2.2 Розрив струмового шару

Процес розриву СШ (англ. current disruption — CD) відбувається в області СШ/НШ (де $B_Z \gg B_X, B_Y$) і характеризується значним рівнем флуктуацій магнітного поля $\delta B_Z / B_{Z0} \gtrsim 1$, де B_{Z0} є значенням північної компоненти до початку; поступовим збільшення B_Z (диполяризація), що означає релаксацію

конфігурації магнітного поля від більш витягнутої до дипольної під час фази розширення суббури. Тривалість складає декілька хвилин. При цьому відбувається нагрів частинок за рахунок інтенсивних електричних полів (Рисунок 1.4) в області CD [Lui, 1996; Lui, 2004]. Умова вмороженості магнітного поля в плазму порушується в цій області. Нестійкістю, що породжує CD, розглядають нестійкість поперечного струму в хвості магнітосфери [Lui, 2004]. Оскільки флуктуації магнітного поля в області CD мають мультимасштабні та мультифрактальні властивості [Lui, 2002], то область CD є турбулентною, причому ця турбулентність не є магнітогідродинамічною [Consolini et al., 2005].

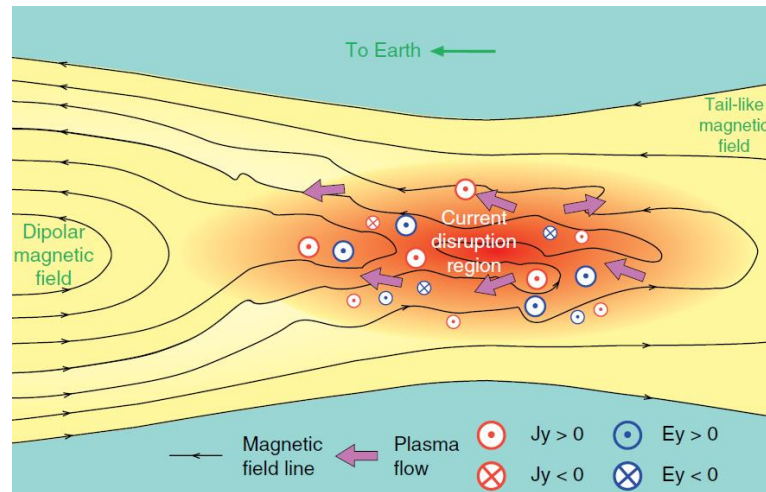


Рисунок 1.4. Схема розриву струмового шару з генерацією значних флуктуацій магнітного та електричного полів, наявністю нагріву $\vec{E} \cdot \vec{J} > 0$, порушенням умови вмороженості магнітного поля, філаментуванням хвостового поперечного струму на менші структури. Адаптована версія взята з роботи Lui, 2018.

В моделі CD для розвитку суббури передбачається, що замагнічені електрони переносяться до Землі, за рахунок чого породжується електричне поле $E_Y = u_X B_Z > 0$, а іонна компонента запізнюється [Lui, 2018]. Це означає виникнення електричного поля $E_X > 0$ та струму $J_X \approx -en_X u_X < 0$, а відтак є наявним динамо-ефект $\vec{E} \cdot \vec{J} \approx E_X J_X < 0$ (посилення енергії електромагнітного поля, червона область на Рисунку 1.5). Турбулентність внаслідок кінетичної

нестійкості «придушує» проходження ХПС J_Y напрямку (J_{\perp} в позначеннях на Рисунку 1.5). Градієнт магнітного поля зумовлює утворення системи повздовжніх струмів FAS, що замикаються в іоносфері. На Рисунку 1.5 зображено дві струмові системи, які утворюються внаслідок CD — меридіональна (FAS) та азимутальна.

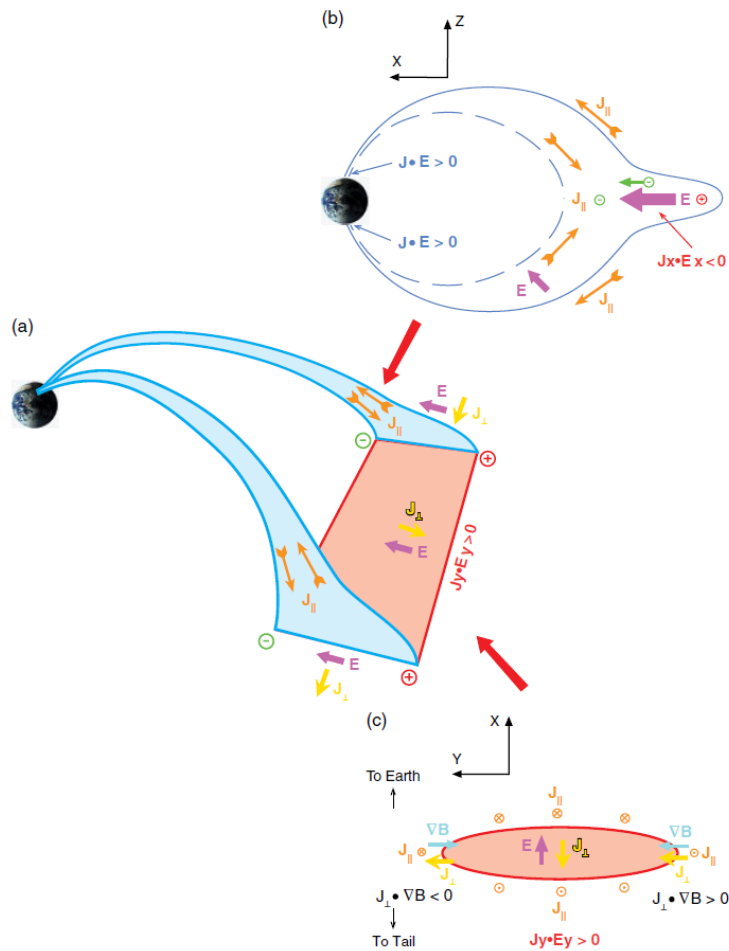


Рисунок 1.5. Ілюстрація наявності областей генерації (динамо області) $\vec{E} \cdot \vec{J} < 0$ та навантаження $\vec{E} \cdot \vec{J} > 0$ під час диполяризації. Червона область позначає локалізацію розриву струмового шару. На панелі а зображено 3-D струмову систему магнітосферної суббури. На панелі б зображено меридіональний переріз струмової системи з областями динамо в області диполяризації та навантаження в іоносфері. На панелі с — азимутальний контур струму в екваторіальній площині. Взято з роботи Lui, 2018.

В області CD генеруються хвильові пакети азимутально локалізованих магнітозвукових хвиль, що поширюються в напрямку +X (до Землі). Ці хвилі є тригером глибоких інжекцій заряджених частинок у внутрішню магнітосферу [Lui, 2018]. В CD моделі розвитку суббурі передбачається, що є сукупність локалізованих областей CD, які утворюють сукупність меридіональних струмових систем зчеплених з іоносферою. Степеневі спектри $E(f) \propto f^\alpha$ турбулентності δB в області CD з показниками $\sim -7/3$ [Consolini et al., 2005] або $-1.53 \dots -2.20$ (до точки перегину $f < f_g(H+)$), $-2.89 \dots -2.35$ (після точки перегину $f > f_g(H+)$) [Kozak et al., 2018c] можна пояснити в рамках моделей EMHD [Consolini et al., 2005] або Hall-MHD [Kozak et al., 2018c].

1.2.2 Високошвидкісні потоки плазми та диполяризаційні фронти

Під час магнітного перезамикання, енергія магнітного поля, запасена в ТСШ, трансформується в кінетичну енергію заряджених частинок. Такі події здатні викликати рух високошвидкісних потоків плазми (ВШПП) [Angelopoulos et al., 1992]. В деяких моделях елемент ВШПП розглядається як замкнена (в сенсі струмів) плазмова система з окремими вмероженим турбулентним струмовим шаром [Zhang et al., 2022]. Спостерігаються такі потоки при $X < -7 R_E$ (тобто по всій протяжності плазмового шару - від ближнього до далекого геомагнітного хвоста, понад $100 R_E$ [Troshichev et al., 1999]). В часових рядах ВШПП спостерігається як турбулентний потік тривалістю від хвилин до десятків хвилин. В центральному плазмовому шарі (ЦПШ), де $\beta > 1$, ВШПП є конвективними, в приграничній області плазмового шару (ПОПШ, $0.1 < \beta < 1$) ВШПП направляються вздовж силових ліній магнітного поля. Біля області магнітного перезамикання швидкості потоків досягають значень ~ 1000 км/с. Біля $10 R_E$ відбувається сповільнення потоків до швидкостей сотень км/с. Загальна тривалість одночасних ВШПП варіюється в межах 1...20 хвилин. ВШПП складаються з маломасштабних потоків ($u > 400$ км/с) з часовим масштабом від

десять до сотень секунд з піками північної компоненти B_z . ВШПП загалом характеризуються зростанням B_z та зменшенням густини плазми та тиску; вказують на існування азимутально локалізованих потоків з поперечним масштабом $1...5 R_E$; найчастіше спостерігаються у сутінковому секторі хвоста магнітосфери; супроводжуються зі зростанням потоків енергійних заряджених частинок. Важливим аспектом перебудови СШ перед ініціацією суббури, окрім зменшення його товщини, є перерозподіл магнітного потоку, що призводить до утворення областей з градієнтом екваторіального магнітного поля B_z в антисонячному напрямку [Sitnov, 2019]. Цей факт підтверджується аналізом висипанням електронів, а також відтворюється в глобальних МГД та кінетичних моделюваннях. Теоретично це пояснюється конвекцією плазми до Землі від попередньо існуючої X-лінії і зменшення магнітного потоку на лініях замкнутого поля через денне перезамикання на магнітопаузі. Зменшення товщини СШ до електронних масштабів призводить до настання магнітного перезамикання з утворенням електронної дифузної області, а також до породження потоків до та від Землі з новою X-лінією [Sitnov, 2019]. Окрім ДФ, такі структури як перенесення магнітного потоку на нічній стороні, пучок диполяризаційного потоку, область швидкого перенесення магнітного потоку, область накопичення магнітного потоку з підвищеним значенням B_z та зниженою щільністю плазми стають джерелами вторинних плазмових нестійкостей, таких як LHDI та дзеркальна нестійкість. Вони забезпечують прискорення частинок плазми за рахунок наростання різких просторових градієнтів (наприклад, відбиття іонів від ДФ та бетатронне прискорення електронів всередині пучка диполяризаційного потоку) [Sitnov, 2019].

ВШПП є турбулентними потоками, в сукупності складених з вихорів та хвиль. Наявність кінетичних альвенівських хвиль (КАВХ) підтверджується збільшенням паралельного потоку Пойнтінга $P = \Delta \vec{E} \times \Delta \vec{B}$ та відношення спектрів потужності $|\Delta E|/|\Delta B|$ [Angelopoulos et al., 2002]. Компресійні флуктуації викликані хвилями повільної моди також знайдені всередині

турбулентних ВШПП. Попередні дослідження флуктуацій швидкості в плазмовому шарі геомагнітного хвоста виявили формування векторного поля когерентної завихреності $\vec{\omega} = \nabla \times v$ та багатомасштабних вихрових структур [Borovsky et al., 1997] $\vec{\omega}$ -поле демонструє добру кореляцію з швидкістю ВШПП: більша швидкість — більша завихреність. Кінетичні ВШПП мають більшу завихреність у порівнянні з конвективними [Zhang et al., 2022]. Також $\vec{\omega}$ -поле демонструє перпендикулярну анізотропію.

Диполяризаційні фронти відіграють важливу роль у перенесенні маси та магнітного потоку в геомагнітному хвості, генерації струмів вздовж поля в площині меридіану та розриву ХПС в екваторіальній площині, у зв'язку магнітосфера-іоносфера, генерації X-ліній та джгутових структур, конверсії енергій, збудження хвильових емісій, та прискорення частинок [Fu et al., 2020]. Формування ДФ можливе за рахунок: гальмування плазмових потоків, спрямованих до Землі з хвоста; обмінної/балонної нестійкості; короткочасного магнітного перезамикання [Runov et al., 2011a]; тірінг нестійкості без перезамикання; асиметричної ерозії магнітного джгута [Fu et al., 2020]. Спостерігаються ДФ на відстанях від $-30 \dots -6 R_E$ по X_{GSM} з переважною появою на $-15 R_E X_{GSM}$. ДФ мають сідлоподібну форму з азимутальним масштабом $2 \dots 3.6 R_E$ та вертикальним масштабом у $1.5 \dots 2 R_E$. Товщина становить $500 \dots 1000$ км — порядку іонної інерційної довжини з вкрапленнями тонких структур з електронним масштабом в десятки кілометрів [Fu et al., 2020]. ДФ мають передчасні ознаки (за ~ 50 секунд) відбитих іонів від ДФ. Одразу в області після ДФ електрони нагріваються набагато сильніше від іонів. Наразі залишаються відкритими питання, чи можуть з'являтися ДФ без істотних змін магнітної топології та які механізми дисипації цих транз'єнтних структур [Sitnov, 2019]. Оскільки $\vec{E} \cdot \vec{j} > 0$ в околі ДФ, то ДФ фактично є дисипативними структурами кінетичного масштабу з енергією джоулівського нагріву у 10% від динамічної енергії ВШПП [Runov et al., 2011b]. Однак, більш сучасне дослідження Alqeeq et al., 2022 показало, що не можна робити висновок яка підсумкова трансформація

енергії домінує: з енергії ЕМ поля в кінетичну енергію чи навпаки. Було виявлено, що попереду ДФ та в ньому домінує навантаження ($\vec{E} \cdot \vec{J} > 0$), а позаду — навпаки, динамо генерація ($\vec{E} \cdot \vec{J} < 0$). Пікові значення конверсії в обох випадках становили $\sim \pm 20$ пВт/м³ [Alqeeq et al., 2022].

Для аналізу струмової системи ДФ послуговуються узагальненим законом Ома для електронної та іонної компонент (тут враховано аномальний опір η):

$$\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B} = -\frac{1}{en} \nabla \cdot P_e - \frac{m_e}{e} \frac{d\vec{v}_e}{dt} + \eta \vec{J} \quad (1.5a)$$

$$\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B} = \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{en} - \frac{1}{en} \nabla \cdot P_e - \frac{m_e}{e} \frac{d\vec{v}_e}{dt} + \eta \vec{J} \quad (1.5b)$$

Важливими характеристиками ДФів на іонному масштабі є їх товщина, електрична та струмова структура. Статистично було знайдено, що збільшення V_Z становить ~ 8 нТл, середня тривалість ~ 4 секунди з середньою товщиною у ~ 840 км, що приблизно $1.7d_i$ [Fu et al., 2020]. Фізика у ДФ є холлівська, оскільки на відміну від електронів, іони є вмероженими в магнітне поле. Електричне поле нормальне до ДФ та збалансоване холлівським доданком $\frac{\vec{J} \times \vec{B}}{en}$ та градієнтом електронного тиску $\frac{1}{en} \nabla \cdot P_e$. Поза фронтом електричне поле компенсується конвекцією $\vec{v}_i \times \vec{B}$. Холлівське електричне поле може досягати значень ~ 1 кВ. Динаміка на електронному масштабі регулюється LHDI. На поверхні ДФ внаслідок дрейфу через схрещені електричне (по нормалі) та магнітне поля виникають електронні джети в напрямку до світанку, які беруть участь у джоулівському нагріві. Передні та задні межі ДФ містять інтенсивні електричні струми масштабами ~ 100 нА/м² в декілька d_e [Fu et al., 2020].

1.2.4 Флеппінг коливання струмового шару

Коливання струмового шару можуть мати вигляд кінк коливань, які розповсюджуються азимутально, або бути стаціонарними хвилями без поширення. Кінк коливання з більшими частотами мають більші значення хвильового вектора та менші амплітуди [Rong et al., 2018]. Джерелом таких коливань може бути зовнішні збурення [Daughton, W. 1999] або пульсація тиску під час суббурі [Fruit, 2002; Fruit, 2004]. В кінетичних моделях, джерелами кінк хвиль виступають дрейфова та Кельвіна-Гельмгольца нестійкості. Коливання плазмового шару поширюються азимутально або радіально. Такі рухи модифікують глобальну магнітосферну систему і переносять енергію. Одним з механізмів виникнення флешпінг коливань також розглядають магнітне перезамикання в центральному ПШ, адже воно може породити умови для виникнення балонної нестійкості згідно критерію [Ohtani & Tamao, 1993]: $\frac{2+\beta}{4} \kappa_p > \kappa_c > 0$, де $\kappa_p = (\vec{n} \cdot \nabla) P / P$, $\kappa_c = (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} / B^2$ є просторовими масштабами градієнту тиску та градієнту кривизни магнітного поля, β — плазмовий бета-параметр. Дисперсійне співвідношення для малих коливань $\sim \exp(ik_n n + ik_y y + ik_{\parallel} s - i\omega t)$, породжених балонною нестійкістю, має вигляд (координата n відраховується в напрямку вектора кривизни магнітного поля, y як азимутальна координата, s як координата вздовж незбуреного магнітного поля):

$$\omega^2 = v_A^2 k_{\parallel}^2 + \omega_g^2 \frac{k_y^2}{k_n^2 + k_y^2}, \quad (1.6)$$

де ω_g — аналог частоти Брента–Вяйсяля для хвиль плавучості, для $\beta \gg 1$ є оціночна формула $\omega_g \approx \sqrt{2} v_T / a$ (v_T є середньою тепловою швидкістю іонів в ПШ, a є напівтовщиною СШ).

Флешпінг коливання являють собою коливання струмового шару (СШ) і мають важливий вплив на вибухову активність в хвості магнітосфери Землі [Sitnov et al., 2019]. Під час таких подій магнітометри космічного апарату, що знаходяться в хвості магнітосфери Землі, зазвичай реєструють коливання B_x

компоненти магнітного поля довкола нульового значення, що фізично означає багаторазовий перетин струмового шару з різнонаправленими B_x . Здебільшого такі кінк-коливання поширюється азимутально від осі хвоста до флангів магнітосфери зі швидкістю від десятків до сотень кілометрів за секунду [Sergeev V. et al., 2004], та з просторовими масштабами збурення у декілька радіусів Землі. В опівночній області здебільшого домінують стаціонарні коливання (вгору-вниз, вздовж Z компоненти).

Флеппінг коливання почали досліджувати більше ніж півстоліття тому [Speiser T. W., & Ness N.F., 1967] і з того часу, було розроблено достатню кількість кількісних методів для опису процесів в струмовому шарі. Аналіз мінімальної варіацій, таймінг аналіз дає змогу оцінити фазову швидкість коливань СШ, його товщину. Ці параметри часто фігурують в моделях нестійкості СШ і на при розгляді конкретної події дозволяють зробити висновки щодо триггеру флеппінг коливань. На основі моделі Харріса були розроблені односупутникові підходи для визначення типу коливань, напрямку та швидкості їх поширення [Rong Z. J. et al., 2021]. Такі підходи є корисним при дослідженні хвостів магнітосфер інших планетних систем, де є недоступними багатосупутникові місії.

Наразі ще залишаються відкритими питання, яким є внесок флеппінг коливань в енергетичний бюджет геомагнітного хвоста і який тип нестійкості породжує флеппінг коливання в тому чи іншому випадку. Серед можливих тригерів розглядають зовнішні — сонячний вітер, міжпланетне магнітне поле, і внутрішні — іон-іонна кінк нестійкість [Karimabadi H. et al., 2003], магнітна двоградієнтна нестійкість [Erkaev N. V. et al. 2008]. Інші типи плазмових нестійкостей, які реалізуються в геокосмічному просторі та в Сонячній системі приведено в Додатку А.

Gao J.W. et al, 2018 провели статистичні дослідження 79-ти подій флеппінг коливань і виявили, що при наближенні від опівнічного сектору до флангів нормальна компонента СШ має більші кути із Z віссю, а стаціонарні

коливання переходять у кінк коливання, фактично два типу коливань є проявом одного процесу. В своїй роботі для двох конкретних подій за даними місії MMS ми також визначимо тип коливань, і фазову швидкість їх розповсюдження.

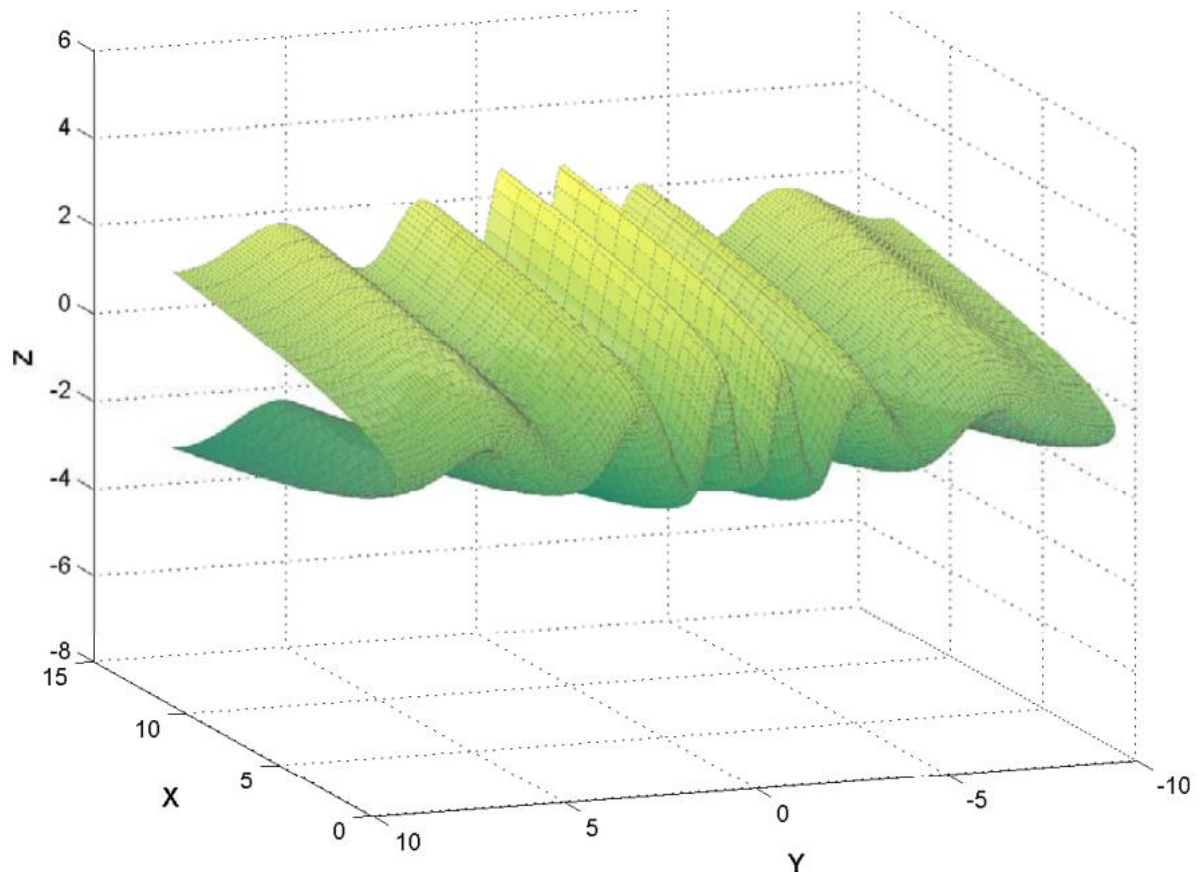


Рисунок 1.6. Вигляд кінк моди флєппінг коливань. Взято з роботи Erkaev N. V. et al. 2008.

Неодмінно важливим є дисперсійний аналіз таких хвиль, що дасть змогу оцінити наявний тип тригерної нестійкості. Основні дисперсійні особливості флєппінг коливань вже були розглянуті в роботах Richard L. et al., 2021 та Rong Z. J. et al., 2018. В дисертаційній роботі застосовано низку багатосупутникових методів (Розділ 2, Розділ 4), що дозволило кількісно та якісно оцінити внесок різних мод у загальну картину флєппінгу. Окрім того, діапазон частот та хвильових векторів значно розширено в порівнянні з роботами Richard L. et al., 2021, Rong Z. J. et al., 2018.

Тепер проілюструємо роль флєппінг коливань у вирішення концептуальної проблеми розвитку суббури за моделями CD і NENL. Нове дослідження [Palmroth et al., 2023] на основі глобального магнітосферного моделювання показало, що конкуруючі моделі CD і NENL можливо об'єднати.

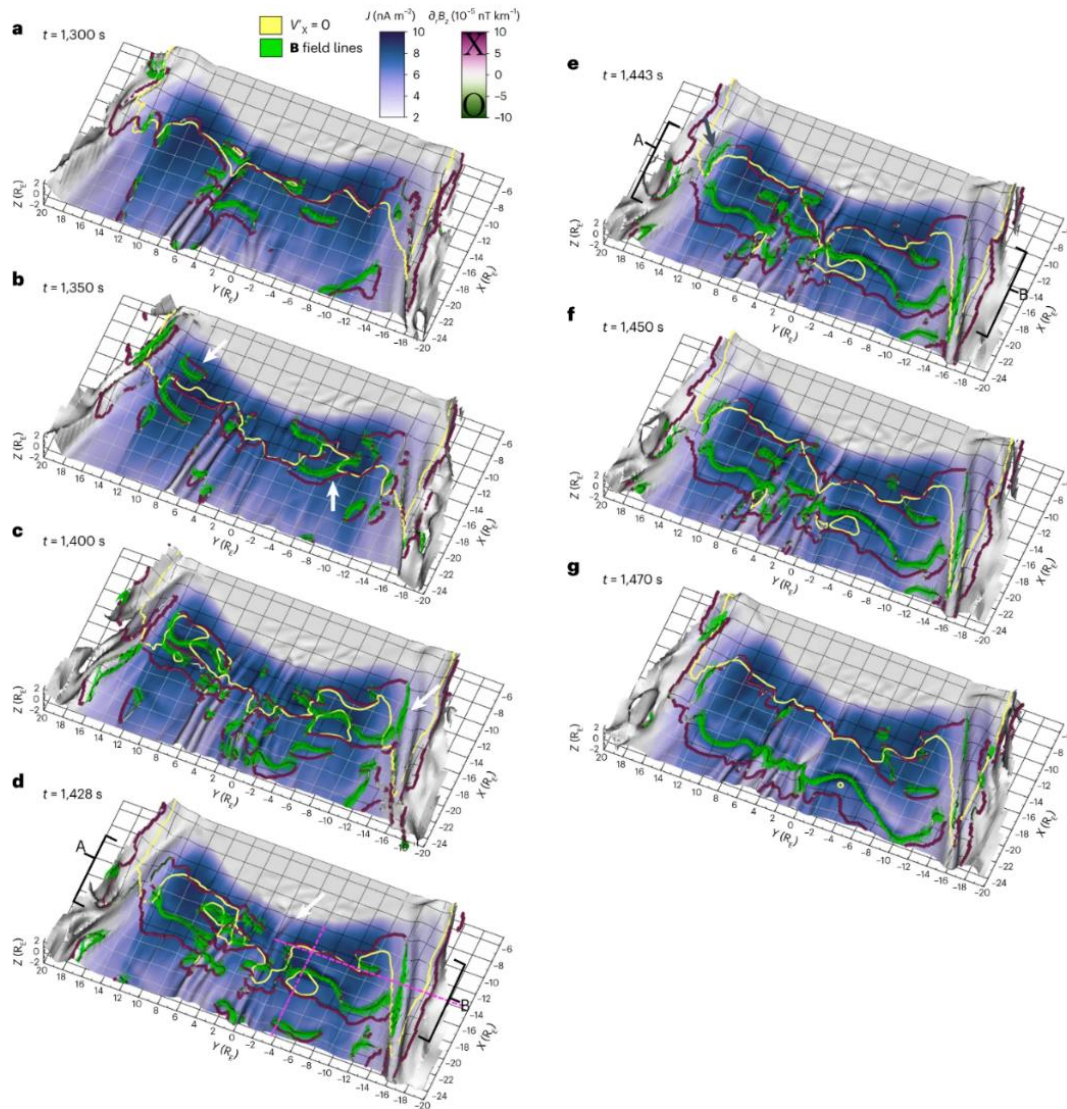


Рисунок 1.7. Еволюційна динаміка геомагнітного хвоста під час розриву струмового шару за результатами моделювання алгоритмом Vlasiator [Palmroth et al., 2023]. Поверхня є формою плазмового шару. Градацією синього кольору позначено абсолютну величину густини струму. Поверхня є плазмовим шаром. Жовта лінія ($v_x = 0$) розділяє області з різнонаправленими потоками (до Землі та від Землі). Взято з роботи Palmroth et al., 2023.

Було показано за допомогою моделювання (Рисунок 1.7), що для створення топологічної реконфігурації (під час фази розширення суббури) необхідні як магнітне перезамикання, так і розрив СШ з утворенням та вивільненням хвостового плазмоїду; вивільнення плазмоїда на великі відстані можна пояснити узгодженою дією, що сприяє ініціації флєппінг коливань СШ; флєппінг можна пояснити наявністю з області перезамикання незамагнічених іонів (порушення вмороженості іонної компоненти в магнітному полі), які є нестійкими до дрейфової кінк нестійкості [Palmroth et al., 2023]. Глобальна реконфігурація геомагнітної хвостової структури та вивільнення плазмоїда відбуваються через те, що дві області магнітного перезамикання та асоційовані з ними магнітні джгути прямують до центру геомагнітного хвоста та зливаються, утворюючи плазмоїдну структуру. Одночасно з цим, відбувається розрив СШ за рахунок попередньо породженого флєппінг коливання [Palmroth et al., 2023]. Розрив СШ починається в перехідній області і поширюється в антисонячному напрямку. За результатами моделювання, і це найголовніше, було виявлено, що перезамикання і розрив струмового шару відбуваються одночасно в різних частинах протяжного геомагнітного хвоста [Palmroth et al., 2023]. Цей результат добре пояснює, чому одні і ті самі спостереження можна було трактувати в суперечливих моделях CD і NENL [Palmroth et al., 2023]. Основною причиною, чому раніше не було зроблено таких висновків, є те, що спостереження *in situ* не охоплювали одночасно напрямок світанок-сутінки (Y) та напрямок осі геомагнітного хвоста (X) [Palmroth et al., 2023]. Цей вкрай важливий результат знімає одну мету дослідження дисертанта з порядку розгляду.

1.3 Висновки до РОЗДІЛУ 1

Коротко розглянуті струмові системи магнітосфери Землі. Детально проаналізовано роль струмового шару в хвості магнітосфери Землі, роль

хвостового поперечного струму, особливості плазмової популяції та прискорення заряджених частинок в цій області.

Серед низки різноманітних динамічних процесів в струмовому шарі геомагнітного хвоста основним виділяють процес магнітосферної суббури, який характеризується вибухоподібною поведінкою. Він супроводжують процесами розриву струмового шару, високошвидкісними потоками плазми, диполяризаційними фронтами, флеппінг коливаннями струмового шару, тощо.

Флеппінг коливання струмового шару можуть мати вигляд кінк коливань, які розповсюджуються азимутально, або бути стаціонарними хвилями без поширення. Наразі ще залишаються відкритими питання щодо внеску таких структур в розвиток суббури та який механізм є відповідальним за дисипацію таких структур у плазмовому середовищі без зіткнень. Продовжуються дослідження щодо внеску флеппінг коливань струмового шару в інші динамічні процеси у геомагнітному хвості і типу нестійкості, що породжує їх в тому чи іншому випадку. Серед можливих тригерів розглядають як зовнішні — зміни параметрів сонячного вітру, міжпланетного магнітного поле, так і внутрішні — іон-іонну кінк нестійкість, магнітну двоградієнтну нестійкість.

Розглянуто результати нещодавнього дослідження, де на основі глобального магнітосферного моделювання Vlasiator було виявлено, що перезамикання і розрив струмового шару відбуваються одночасно в різних частинах протяжного хвоста магнітосфери, причому із збудженням флеппінг коливань струмового шару. Цей результат добре пояснює, чому одні і ті самі спостереження можна було трактувати в конкуруючих моделях розвитку суббури CD і NENL.

РОЗДІЛ 2. МЕТОДИ АНАЛІЗУ: ОДНОСУПУТНИКОВІ ТА БАГАТОСУПУТНИКОВІ ПІДХОДИ

2.1 Односупутникові методи аналізу

Односупутникові (або одноапаратні, в англomовній літературі *single-spacecraft*) вимірювання фізичних величин здебільшого представлені у вигляді часових рядів величин у системі відліку КА. Найрозповсюдженішими підходами до аналізу таких даних є спектральний та статистичний аналіз. Оскільки для односупутникових даних не є можливим розмежування часових та просторових варіацій, використовують певні припущення – а саме, гіпотезу Тейлора вмороженості в потік (англ. *Taylor frozen-in flow*) або певне дисперсійне співвідношення для обраної хвильової моди. Ці припущення дозволяють перейти від частотного діапазону до просторових масштабів. Гіпотеза Тейлора базується на використанні ефекту Допплера. Частота в системі КА ω_{sc} пов'язана з частотою в системі нерухомої плазми ω через перетворення Галілея [Narita, 2012]:

$$\omega_{sc} = \omega + \vec{k} \cdot \vec{u}, \quad (2.1)$$

тут \vec{u} є вектором швидкості плазми відносно КА, $\vec{k} \cdot \vec{u}$ – конвекційний доданок. Хвильовий вектор \vec{k} є інваріантним відносно перетворення Галілея, а частота зазнає доплерівського зсуву. Гіпотеза Тейлора [Taylor, 1938; Treumann et al., 2019] говорить про те, що якщо конвекційний доданок $\vec{k} \cdot \vec{u}$ є набагато більшим за частоту ω в системі спокою плазми, то КА реєструє просторові варіації як часові ряди з характерною частотою ω_{sc} :

$$\omega_{sc} \sim \vec{k} \cdot \vec{u} \quad (2.2)$$

Перший значний поступ у використанні гіпотези Тейлора в дослідженнях космосу був пов'язаний з дослідженням турбулентності СВ, а саме просторових спектрів потужності енергії магнітних флуктуації [Matthaeus & Goldstein, 1982].

2.1.1 Спектральні методи

Найпростішим та широко вживаним спектральним аналізом флуктуації/коливань є розрахунок спектральної густини потужності (англ. power spectral density (PSD)) сигналу, або як ще називають спектральною густиною енергії. Спектральна густина потужності описує розподіл потужності сигналу залежно від частоти на одиничний інтервал частоти. PSD розраховується через пряме Фур'є перетворення сигналу довжини з N елементів та кроком по часу Δt [Paschmann & Schwartz, 2000]:

$$PSD(f) = \frac{(\Delta t)^2}{T} |FFT(f)|^2 = \frac{\Delta t}{N} |FFT(f)|^2 \quad (2.3)$$

На наступному етапі проводиться виявлення піків, можливе також проведення лінійної (після логарифмування) апроксимації спектру у певному діапазоні частот:

$$PSD(f) \propto f^\alpha \quad (2.4)$$

Нахилом цієї прямої (спектру в логарифмічних осях) є спектральний індекс α , значення якого може вказувати на природу цих даних (шуми, турбулентні режими). Далі в роботі будемо використовувати взаємозамінні позначення $PSD(f)$ та $P(f)$.

Фур'є перетворення часових рядів дозволяє віднайти які домінуючі частоти присутні в сигналі, яка є залежність потужності від частоти (спектр) $P(f_{sc})$. Тільки при виконанні умови $\omega \ll |\vec{k} \cdot \vec{u}|$, гіпотеза Тейлора може бути застосована, і спектр в області частот відповідає просторовому спектру через співвідношення ($u = |\vec{u}|$) [Dwivedi et al., 2019]:

$$P(f_{sc}) \rightarrow P(k) \frac{2\pi}{u}, k = \frac{2\pi f_{sc}}{u} \quad (2.5)$$

Іноді спектр флуктуацій зручно подавати як залежність від безрозмірного параметра, наприклад від безрозмірної частоти f_{sc}/f_{gi} (нормалізація до іонної гірочастоти) або безрозмірного хвильового числа kr_{gi} (нормалізація до іонного

гірорадіуса або до іонної інерційної довжини). Як зазначалося вище, прийомом переходу $P(f) \rightarrow P(k)$ почали широко користуватися в дослідженнях турбулентних процесів у СВ. Пересторогою застосування гіпотези Тейлора у СВ є області повільних потоків та наявність дисперсійного режиму [Klein et al., 2014]. Наприклад, якщо $\omega \propto k^2$, то просторовий спектр $P(k) \propto k^{-2.8}$ в частотному представленні є більш пологим $P(\omega) \propto \omega^{-1.9}$, що може бути причиною неправильних інтерпретацій [Klein et al., 2014]. Натомість, інтерпретація результатів багатосупутникових методів хвильової фільтрації не обтяжена обмеженнями, притаманними гіпотезі Тейлора.

Більш інформативним методом спектрального аналізу є побудова вейвлет перетворення (CWT — англ. continuous wavelet transform). Розглянемо його властивості і для яких цілей воно може бути застосовано. Вперше неперервне вейвлет перетворення було застосоване для аналізу сейсмічних даних [Morlet, 1983]. Суть CWT полягає у наступному: перехід від представлення «амплітуда-час» до представлення «амплітуда-час-частота» [Torrence & Compo, 1998]. Це дозволяє простежити змінність спектрального вмісту сигналу у часі, і має перевагу над перетворенням Фур'є в контексті можливості розгляду властивості сигналу локально. Для побудови CWT використовують функцію материнського вейвлету ψ_0 , яка має нульове середнє по всьому \mathbb{R} та локалізована в часі та просторі [Torrence & Compo, 1998]. Вибір параметрів ψ_0 визначається принципом невизначеності:

$$\Delta\omega\Delta t \geq \frac{1}{2} \quad (2.6)$$

Якщо обираємо ψ_0 (через зміну безрозмірної частоти ω_0) що «гарно» локалізована в часі, то в частотне розділення є «недостатнім», і навпаки. Зазвичай, підбирається «компромісний» варіант. Наприклад, для материнського вейвлету Морле оптимальним значенням є $\omega_0 = 6$. У Фур'є-просторі вейвлет Морле має вигляд:

$$\hat{\psi}_0(s\omega) = \pi^{-1/4} \theta(\omega) e^{-(s\omega - \omega_0)^2/2} \quad (2.7)$$

де $\theta(\omega)$ — функція Хевісайда, а в часовому представленні як:

$$\psi_0(t) = h(t)\Phi(t), \quad (2.8)$$

де $h(t) = \pi^{1/4}e^{i\omega_0 t}$ — “осцилятивна” функція, $\Phi(t) = e^{-t^2/2}$ — “огиначаюча” функція.

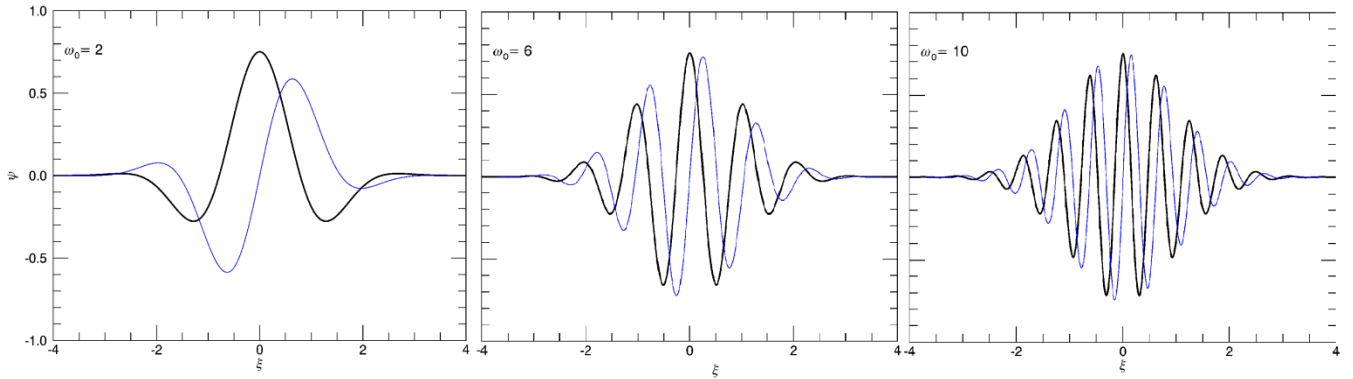


Рисунок 1.1. Материнські вейвлети Морле з безрозмірними частотами $\omega_0 = 2, 6, 10$ (зліва направо). Чорним кольором позначено дійсну частину, блакитним — уявну.

Неперервне вейвлет-перетворення (вейвлет-амплітуда, вейвлет-коефіцієнт) може бути означене як результат оберненого Фур’є-перетворення від згортки сигналу довжиною N та дискретністю Δt у Фур’є-представленні \hat{x}_k та з материнським вейвлетом у Фур’є-представленні [Torrence & Compo, 1998]:

$$W(t_n, s) = \sum_{k=0}^{N-1} \hat{x}_k \hat{\psi}^*(s\omega_k) e^{i\omega_k n \Delta t} \quad (2.9)$$

де $\hat{\psi}^*$ — комплексно-спряжена нормалізована материнська функція у Фур’є-просторі $\hat{\psi}(s\omega) = \left(\frac{\Delta t}{s}\right)^{1/2} \hat{\psi}_0(s\omega)$, $\omega_k = 2\pi k / N\Delta t$. Отриманий результат $W(t_n, s)$ є функцією часу t та масштабу s . Результат в залежності від мети проведення аналізу подають у вигляді як квадрат модуля згортки $|W(t_n, s)|^2$, або як амплітуду $|W(t_n, s)|$, чи $Re(|W(t_n, s)|)$, $Im(|W(t_n, s)|)$, або як фазу $\arctg\left(\frac{Im(|W(t_n, s)|)}{Re(|W(t_n, s)|)}\right)$. $W(t_n, s)$ можна інтерпретувати як амплітуду і фазу сигналу

на часовому масштабі s в околі моменту часу t_n . Зв'язок між масштабом s та звичайною частотою f для вейвлету Морле визначається наступним чином [Torrence & Compo, 1998]:

$$f = \frac{\omega_0 + \sqrt{2 + \omega_0^2}}{4\pi s} \quad (2.10)$$

З метою зменшення «надлишковості» результату, масштаб s зручно змінювати як степені двійки [Torrence & Compo, 1998]: $s_l = s_0 2^{l\delta l}$, $l = 0, 1, \dots, L$, $L = \frac{1}{\delta l} \log_2 \left(\frac{N\Delta t}{s_0} \right)$, тобто як розбиття октав на субоктави. Тут s_0 є початковим масштабом, мінімальне значення якого може бути $s_0 = 2\Delta t = 1/f_{Nyquist}$ ($f_{Nyquist}$ — частота Найквіста), δl — параметр розділення масштабу (в розрахунках дисертаційної роботи покладено $\delta l = 0.125$).

Скінченність часового ряду або різкі збурення в сигналі (по типу дельта-функції) зумовлює виникнення крайових ефектів у вейвлет перетворенні — так званої специфічної області конусу впливу, де інтерпретація результатів не є доречною. Час на якому зникає крайовий ефект τ (англ. - e-folding time) залежить від масштабу s для вейвлету Морле наступним чином:

$$\tau = \sqrt{2}s \quad (2.11)$$

Як похідна величина від результату CWT є глобальний вейвлет-спектр GWS [Torrence & Compo, 1998]:

$$GWS(s) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} |W(t_n, s)|^2 \quad (2.12)$$

Як виявляється згладжування PSD має наближатися до GWS, а сам GWS є незміщеною та узгодженою оцінкою «справжнього» спектру потужності. Такий метод було застосовано для аналізу турбулентного прискорення частинок у магнітосфері Юпітера за даними КА «Галілео» [Kronberg et al., 2019].

Якщо реальний сигнал $x(t)$ стає уривчастим у часі і маємо сигнал $\tilde{x}(t)$ з пробілами, для коректного аналізу можна «підмінити» оригінальний материнський вейвлет на «правильний» $\psi_g(t)$, тобто на той, який задовольняє умові нульового середнього на проміжках інтегрування ненульового сигналу [Frick et al., 1998]. Уведемо $G(t)$, яка рівна одиниці в точках де сигнал є, в інших точках нуль, тоді $\tilde{x}(t) = G(t)x(t)$. Можна показати, що з оригінального материнського вейвлету $\psi(t) = h(t)\Phi(t)$ отримується шуканий «виправлений» материнський вейвлет [Frick et al., 2022]:

$$\psi_g(t) = (h(t) - H)\Phi(t)G(t) \quad (2.13)$$

де значення H визначається окремо для кожного масштабу та моменту часу:

$$H(s, t') = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} h\left(t - \frac{t'}{s}\right) \Phi\left(t - \frac{t'}{s}\right) G(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi\left(t - \frac{t'}{s}\right) G(t) dt}, \quad (2.14)$$

В усіх розрахунках дисертаційної роботи, де виконується побудова SWT, обираються інтервали часу, де відсутні пропуски даних.

2.1.2 Метод мінімальної варіації

Метод мінімальної варіації історично став першим методом, що дозволяв побудувати локальну систему координат на основі спостережень того чи іншого процесу в магнітосфері Землі [Sonnerup & Cahill, 1967; Shi et al., 2019]. Необхідність в цьому викликана вимогами співставлення теоретичних/чисельних розрахунків з параметрами плазми та електромагнітними полями у системі, яка пов'язана зі структурою, наприклад, ударною хвилею, струмовим шаром або магнітним джгутом. Вхідними даними методу є часовий ряд векторного поля з космічного апарату в околі певної точки простору. Результатом методу є новоутворена Декартова система координат. При цьому припускається, що структура одновимірною і стаціонарною [Sonnerup & Scheible, 1998]. Метод можливо використовувати для 2-D та 3-D структур, але

інтерпретація головних осей не є фізично визначеною. Оскільки магнітне поле є соленоїдальним $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, то є можливим для 1-D структури віднайти таку систему ортів $\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3$, в якій похідні векторного поля по $\partial/\partial x_1 = 0, \partial/\partial x_2 = 0$ на границі стають рівними нулю внаслідок одновимірності задачі. А вимога соленоїдальності призводить до того, що автоматично і $\partial/\partial x_3 = 0$, що означає незмінність поля вздовж цього напрямку. Практично знаходження цієї системи знаходиться мінімізацією дисперсії:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |B_n - \langle B_n \rangle \cdot n|^2 \quad (2.15)$$

Мінімізація проводиться вибором нормалі до структури n , що утворює орт \vec{x}_3 з часового ряду \vec{B} довжиною N , кутові дужки означають усереднення по всьому інтервалу. В роботі [Sonnerup & Scheible, 1998] показано, що ця задача еквівалентна задачі на знаходження власних чисел λ та векторів \vec{x} для матриці \hat{M} :

$$\hat{M}\vec{x} = \lambda\vec{x} \quad (2.16)$$

де матриця \hat{M} формується через компоненти вектора індукції магнітного поля:

$$\hat{M}_{ij} = \langle B_i B_j \rangle - \langle B_i \rangle \langle B_j \rangle \quad (2.17)$$

Кожному власному значенню у порядку зменшення відповідає власний вектор. Вектор \vec{x}_3 відповідає найменшому власному значенню λ_3 , і є нормаллю до структури. Власні вектори \vec{x}_1, \vec{x}_2 є тангенціальними до площини структури (фронту). Власні значення мають квадратичну розмірність від фізичної розмірності вхідної величини і характеризують дисперсію поля вздовж вирахованих напрямків. Для кожного напрямку є можливим обчислення похибки [Sonnerup & Cahill, 1967]. Вважається, що нормаль є фізично обґрунтованою, коли $\lambda_2 \gg \lambda_3$. Слід зазначити, що даний метод не дозволяє визначити розмірність структури. Для визначення осі симетрії для силової трубки, або магнітного джгута використовують як вхідний параметр вектор густини електричного

струму \vec{J} . Часовий ряд векторного поля подають у системі координат власних векторів $\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3$. Такі розподіли, годограми, дозволяють переконатися, що поле має мінімальну варіацію вздовж нормалі структури.

Для знаходження вектора швидкості розповсюдження структур (фронту) послуговуються таймінг аналізом їх проходження, який потребує щонайменше аналіз вимірювань чотирьох КА. Передусім, необхідно визначити часові затримки між КА α та β , які реєструють одне збурення, асоційоване з досліджуваною структурою: $t_{\alpha\beta} = t_\beta - t_\alpha$. Для визначення затримок підходить візуальна інспекція часових рядів, або крос-кореляція, особливо зважаючи на той факт, що іноді затримки можуть становити лише мілісекунди. Швидкість поширення \vec{v} знаходиться через наступну систему рівнянь $\vec{m} = \vec{v}/v^2$ [Harvey, 1998]:

$$\hat{D}\vec{m} = \vec{T}, \quad (2.18)$$

де матриця \hat{D} утворена з елементів різниці положень КА:

$$\hat{D} = (r_2 - r_1, r_3 - r_1, r_4 - r_1), \quad (2.19)$$

а вектор стовпчик \vec{T} складається з часових затримок:

$$\vec{T} = (t_{12}, t_{13}, t_{14})^T \quad (2.20)$$

2.1.3 Дисперсійний аналіз хвильового поля

Розглядається хвильове (турбулентне) магнітне поле, або будь-яка інша векторна величина, яка є часовим рядом $\vec{B} = \vec{B}(t)$ як результат продуктів даних КА:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \delta\vec{B} \quad (2.21)$$

де \vec{B}_0 означає вектор середнього поля, $\delta\vec{B}$ є збуреним полем. Для плоских електромагнітних хвиль виконується наступна умова (умова соленоїдальності):

$$\vec{k} \cdot \delta\vec{B} = 0 \quad (2.22)$$

У випадку коли $\delta\vec{B}$ описує еліпс у часі (еліптична поляризація), є можливим визначити одиничний орт хвильового вектора з точністю у 180° . У випадку лінійної поляризації, напрям орту вже лежить у площині, перпендикулярній до $\delta\vec{B}$. Стандартний хвильовий аналіз починається з конструювання спектральної матриці \hat{S} , яка є функцією частоти ω :

$$\hat{S}_{ij}(\omega) = \langle \vec{B}_i(\omega) \vec{B}_j^*(\omega) \rangle \quad (2.23)$$

де * означає комплексне спряження Фур'є перетворення $\vec{B}_i(\omega)$ i -тої компоненти поля, дужки $\langle \dots \rangle$ — усереднення. Перетворення виконується у прямокутних вікнах з перекриттям. Одиничний хвильовий вектор $\vec{\mathcal{H}} = \frac{\vec{k}}{k}$ можна знайти, розв'язавши систему лінійних алгебраїчних рівнянь [Santolík et al., 2003] для кожної частоти $\vec{\mathcal{H}} = \vec{\mathcal{H}}(f)$, оскільки $\hat{A} = \hat{A}(\omega)$:

$$\hat{A} \cdot \vec{\mathcal{H}} = \vec{0} \quad (2.24)$$

Матриця системи \hat{A} складається з дійсних Re та уявних Im частин елементів спектральної матриці:

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} Re(S_{11}) & Re(S_{12}) & Re(S_{13}) \\ Re(S_{21}) & Re(S_{22}) & Re(S_{23}) \\ Re(S_{31}) & Re(S_{32}) & Re(S_{33}) \\ 0 & -Im(S_{12}) & -Im(S_{13}) \\ Im(S_{21}) & 0 & -Im(S_{23}) \\ Im(S_{31}) & Im(S_{32}) & 0 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Ця система є перевизначеною, оскільки кількість рівнянь у системі рівна 6-ти, і перевищує кількість невідомих $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2, \mathcal{H}_3$. Розв'язок можна отримати за допомогою сингулярного розкладу SVD матриці \hat{A} :

$$\hat{A} = \hat{U} \hat{\Sigma} \hat{V}^H \quad (2.26)$$

Тут $\hat{\Sigma}$ – діагональна матриця 3×3 з трьома сингулярними значеннями, $\hat{\Sigma}, \hat{V}^H$ – матриці розмірами 3×3 та 6×3 з ортонормованими стовпчиками та стрічками, відповідно. Символ H позначає ермітове спряження. Розв'язками системи $\vec{\mathcal{H}}_s$ є вектор-стрічка в матриці \hat{V}^H , яка відповідає найменшому сингулярному значенню в $\hat{\Sigma}$. На відміну від класичного підходу [Song & Russell, 1999], де замість матриці системи рівнянь \hat{A} використовується напряму спектральна матриця \hat{S} , цей метод дозволяє визначити похибку для кожної компоненти одиничного хвильового вектора $\vec{\mathcal{H}}_s \pm \Delta\vec{\mathcal{H}}$:

$$\Delta\vec{\mathcal{H}} = (\hat{A}^T \hat{A})^{-1} \hat{A}^T \Delta\vec{\beta} \quad (2.27a)$$

$$\Delta\vec{\beta} = \vec{0} - \hat{A}\vec{\mathcal{H}}_s \quad (2.27b)$$

З дійсної частини спектральної матриці, знайшовши власні значення ($\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$), можна обчислити так званий параметр еліптичності [Song & Russell, 1999]:

$$|\epsilon| = \sqrt{\frac{\lambda_2 - \lambda_3}{\lambda_1 - \lambda_3}} \quad (2.28)$$

Знак цього параметру визначається знаком $Im(\tilde{S}_{12})$, де \tilde{S} – спектральна матриця в системі головних осей. Еліптичність $\epsilon > 0$ означає право поляризовані хвилі (або флуктуації), $\epsilon < 0$ – ліво поляризовані, та лінійно поляризовані з $\epsilon = 0$. Похибка у визначенні $\vec{\mathcal{H}}$ тим більша, чим ближче ϵ до нуля, оскільки важко знайти напрям перпендикуляра (хвильовий вектор) до еліпса утвореного $\delta\vec{B}$. Знаючи амплітуду електричного поля хвилі $\delta\vec{E}$, є можливим з рівняння індукції Фарадея $\omega\delta\vec{B} = -\vec{k} \times \delta\vec{E}$ визначити фазову швидкість хвилі v_{ph} :

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = \frac{|\delta E|}{|\delta B|} \quad (2.29)$$

2.2 Багатосупутникові методи аналізу

Мотивацією запуску всіх багатосупутникових місій є потреба в розділенні просторово-часових змін параметрів в навколоземному середовищі [Paschmann & Schwartz, 2000], що дозволяє відмовитися від обмежень використання гіпотези Тейлора (описано в Пункті 2.1) або припущення про наявність конкретної хвильової моди.

2.2.1 Метод курлометра

Метод курлометра (від англomовного позначення оператора ротора «curl») дозволяє отримувати густину електричного струму за вимірюваннями магнітного поля з чотирьох КА. Метод базується на рівнянні Ампера:

$$\vec{J} = \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{B} \quad (2.30)$$

Струмом зміщення $\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ в цьому методі нехтують. Це припущення є справедливим для високопровідного середовища і при розгляді низькочастотних коливних процесів. Фактично це реалізується при умові $(v_A/c)^2 \ll 1$. Обчислення вектору густину струму проводиться наступним чином [Dunlop, 1988]:

$$\mu_0 \vec{J} \cdot [\Delta \vec{r}_i \times \Delta \vec{r}_j] = \Delta \vec{B}_i \Delta \vec{r}_j - \Delta \vec{B}_j \Delta \vec{r}_i \quad (2.31)$$

В цьому рівнянні $\Delta \vec{r}_i$ та $\Delta \vec{B}_i$ являють собою різниці положення та магнітного поля по відношенню до референтного КА. Циклічною перестановкою ($i, j = 2, 3, 4$) отримується система трьох рівнянь з трьома невідомими J_x, J_y, J_z . Джерелом похибок в розрахунку \vec{J} є похибки точності вимірювання магнітного поля, взаємного розташування, таймінгу та наявність нелінійних градієнтів магнітного поля. Метод курлометра також є важливим для аналізу процесів на

суб-іонних масштабах, при цьому аналізують внесок Холлівського члену $\vec{J} \times \vec{B}$ в узагальнений закон Ома.

2.2.2 Метод отримання темпу конверсії енергії електромагнітного поля

Закон збереження енергії електромагнітного поля (Теорема Пойнтінга):

$$-\vec{E} \cdot \vec{J} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} \right) + \nabla \cdot \left(\frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0} \right) \quad (2.32)$$

Тут, $\frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{\varepsilon_0 E^2}{2}$ виражає густину енергії електромагнітного поля, $\frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0}$ означає густину потоку електромагнітного поля, $\vec{E} \cdot \vec{J}$ являє собою джоулівські втрати. $\vec{E} \cdot \vec{J} > 0$ означає конверсію енергії ЕМ поля в кінетичну енергію заряджених частинок, і навпаки при $\vec{E} \cdot \vec{J} < 0$ відбувається передача енергії заряджених частинок ЕМ полю. В хвості магнітосфери Землі наявні області як з $\vec{E} \cdot \vec{J} > 0$, так із $\vec{E} \cdot \vec{J} < 0$, але з домінуванням першого. Областям дипольризаційних фронтів та високошвидкісних потоків властивий нагрів плазми ($\vec{E} \cdot \vec{J} > 0$) [Namgin et al., 2014]. В турбулентному середовищі, дисипація є тим процесом, який зупиняє каскадну передачу енергії і трансформує енергію турбулентних рухів у нагрів. Серед процесів, які в тому чи іншому випадку можуть бути відповідальними за реалізацію дисипації, розглядають наступні: взаємодія хвиля-частинка (резонанс Ландау, циклотронний резонанс), нерезонансне розсіювання, стохастичний нагрів та магнітне перезамикання структур [He et al., 2020].

Для отримання просторово-часових характеристик будемо використовувати підхід, розроблений в роботі [He et al., 2019]. Використовуючи вейвлет перетворення густини струму $\widehat{W}(\vec{J})$ та електричного поля $\widehat{W}(\vec{E})$, є можливим отримання спектру конверсії енергії ε_{ECR} (в одиницях Вт/(м³ · Гц)) як функції часу та масштабу:

$$\varepsilon_{ECR} = \frac{1}{4} \left(\widehat{W}(\vec{J}) \cdot \widehat{W}^*(\vec{E}) + \widehat{W}(\vec{E}) \cdot \widehat{W}(\vec{J})^* \right) \quad (2.33)$$

Також ε_{ECR} можна подати у вигляді суми паралельної та перпендикулярної компонент $\varepsilon_{ECR} = \varepsilon_{ECR,\parallel} + \varepsilon_{ECR,\perp}$ для розгляду ролі дисипації в двох окремих ступенях вільності:

$$\vec{E} \cdot \vec{J} = \vec{E}_{\parallel} \cdot \vec{J}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp} \cdot \vec{J}_{\perp} \quad (2.34)$$

Перпендикулярну складову можна розкласти на два доданки, перший з них відповідає струмові кривизни \vec{J}_C :

$$\vec{E}_{\perp} \cdot \vec{J}_{\perp} = \vec{E} \cdot \vec{J}_C - \nabla \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) \cdot \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (2.35)$$

$$\vec{J}_C = \frac{\vec{B} \times (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}}{\mu_0 B^2} \quad (2.36)$$

Інкремент зростання/декремент затухання обчислюється через відношення $-\varepsilon_{ECR}$ до густини електромагнітної енергії:

$$\gamma = -\frac{\frac{1}{4} \left(\widehat{W}(\vec{J}) \cdot \widehat{W}^*(\vec{E}) + \widehat{W}(\vec{E}) \cdot \widehat{W}(\vec{J})^* \right)}{2 \left(\widehat{W}^2(\vec{B})/2\mu_0 + \varepsilon_0 \widehat{W}^2(\vec{E}) \right)} \quad (2.37)$$

2.2.3 Методи хвильової фільтрації: багатосупутниковий дисперсійний аналіз

Турбулентні хвильові флуктуації параметрів плазми при вимірюваннях з борту космічного апарату мають змішані прояви просторових та часових масштабів через динамічність самого середовища. Тому розклад таких збурень плазми по частоті та просторовому діапазону відіграє найважливішу роль у виявленні гілок дисперсійних рівнянь. Для отримання дисперсійного розподілу $\omega - k$ використовують найрізноманітніші методи: проєкційні методи, k -фільтрація, алгоритм MUSIC (MULTiple Signal Classification), техніка MSR (Multi-point Signal Resonator), метод фазової різниці, в якості результату дають спектр

потужності $P = P(\omega, \vec{k})$ у чотиривимірному просторі (ω, \vec{k}) , а потім вже для фіксованого значення частоти ω_0 є можливим дослідження максимумів розподілу $P_0 = P(\omega_0, \vec{k})$.

Спершу розглянемо метод фазової різниці [Beall et al., 1982]. Він використовується для вимірювань двох КА, або будь-яких двох сенсорів, як-от в сейсмології. Математичним підґрунтям є використання комбінації неперервних вейвлет перетворень Морле, що дозволяє відтворювати сукупність коливних мод на фіксованій частоті з їх потужністю, а передусім, відмовитися від припущень про площинність хвиль та малості амплітуди хвильових пакетів [Dudok de Wit et al., 2013, Farge, 1992].

Для двох скалярних часових рядів $b_1 = b_1(t), b_2 = b_2(t)$ обчислюється Фур'є перетворення $b_1(\omega), b_2(\omega)$ та спільний частотно-хвильовий спектр $S_{12}(k, \omega)$ з різницею фаз $\phi_{12}(\omega)$:

$$S_{12}(\omega) = \langle b_2(\omega)b_1^*(\omega) \rangle = |S_{12}(\omega)|e^{j\phi_{12}(\omega)} \quad (2.38)$$

Ця інформація дозволяє знайти спроектований хвильовий вектор \vec{k}_p на напрям \vec{d} , який сполучає два КА:

$$\vec{k}_p \vec{d} = \phi_{12}(\omega) \quad (2.39)$$

Використовуючи різницею фаз $\phi_{12}(\omega)$ та \vec{k}_{pi} для кожного i -того субінтервалу, розраховується локальний спільний частотно-хвильовий спектр, або вейвлетний крос-спектр:

$$S(k_p, \omega) = \frac{1}{2} \sum_i (b_1(\omega)b_1^*(\omega) + b_2(\omega)b_2^*(\omega))\delta(k_{pi}(\omega) - k_p) \quad (2.40)$$

Метод фазової різниці можливо будувати на основі відповідних вейвлет коефіцієнтів $W_1(t, \omega), W_2(t, \omega)$ часових рядів $b_1 = b_1(t), b_2 = b_2(t)$. Спочатку розраховується крос-вейвлетний спектр $S_{12}(t, \omega)$, з якого береться потужність та фазовий зсув:

$$P_{12}(t, \omega) = \text{Re}(S_{12}(t, \omega)) \quad (2.41)$$

$$\phi_{12}(t, \omega) = \text{arctg} \left(\frac{\text{Im}(S_{12}(t, \omega))}{\text{Re}(S_{12}(t, \omega))} \right) \quad (2.42)$$

Крос-вейвлетний спектр є матрицею, яка є добутком Адамара матриць $W_1(t, \omega)$ та $W_2^*(t, \omega)$ (* - комплексне спряження):

$$S_{12}(t, \omega) = W_1(t, \omega) \circ W_2^*(t, \omega) \quad (2.43)$$

Формується множина спроектованих хвильових векторів $k_p(t, \omega) = \phi_{12}(t, \omega)/d$, де d є модулем вектора \vec{d} , який сполучає сенсори 1 та 2. Фінальний спектр $P_{12}(k, \omega)$ отримується з $P_{12}(t, \omega)$ наступним чином:

$$P_{12}(k, \omega) = \sum_t P_{12}(t, \omega) \delta(k_p(t, \omega) - k) \quad (2.44)$$

Тут проекція хвильового вектора та частота пробігають значення у відповідних межах $k_p \in \left[-\frac{2\pi}{d}; \frac{2\pi}{d}\right]$, $\omega \in [0; \pi/\Delta t]$. Крок по частоті визначається кроком по масштабам при вейвлет перетворенні, а для хвильового вектора задається окремо в залежності від того, яке необхідне розділення в просторі хвильових векторів. До цього моменту вищесказане відноситься до будь-яких двоточкових вимірювань. Метод фазової різниці можна поширити до використання для чотирьох КА $L = 4$. Для $L = 4$ щонайменше необхідно побудувати три крос-вейвлетних спектрів для часових рядів з трьох незалежних пар сенсорів (α, β) :

$$S_{\alpha\beta}(t, \omega) = W_\alpha(t, \omega) \circ W_\beta^*(t, \omega) = |S_{\alpha\beta}(t, \omega)| e^{j\phi_{\alpha\beta}(\omega, t)} \quad (2.45)$$

З фази $\phi_{\alpha\beta}$ знаходиться спроектований хвильовий вектор $\vec{k}_{\alpha\beta}$ в напрямку $\vec{r}_{\alpha\beta}$ як функція частоти хвилі:

$$\vec{k}_{\alpha\beta}(\omega, t) \vec{r}_{\alpha\beta} = \phi_{\alpha\beta}(\omega, t) \quad (2.46)$$

«Моментальний» повний хвильовий вектор $\vec{k}(\omega, t)$ можна отримати, розв'язавши СЛАР (тут $\hat{Q}_{\alpha\beta}$ — матриця, що складається з нормалізованих $\vec{r}_{\alpha\beta}$ як вектор-стрічки):

$$\hat{Q}_{\alpha\beta} \vec{k}(\omega, t) = \vec{k}_{\alpha\beta}(\omega, t) \quad (2.47)$$

Після цього вже є можливим отримання спектру потужності частота-хвильовий вектор $P(\vec{k}, \omega)$:

$$P(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{4} \sum_t S_{\alpha\beta}(\omega, t) \delta(\vec{k}(\omega, t) - \vec{k}) \quad (2.48)$$

Як альтернатива, $\vec{k}(\omega, t)$ можна отримати з $\vec{k}(\omega, t) = \frac{\omega}{v_{ph}} \vec{e}_v$, де вектор оберненої фазової швидкості \vec{e}_v/v_{ph} отримується як розв'язок СЛАР $\hat{V} \frac{\vec{e}_v}{v_{ph}} = \vec{\tau}$ (тут \hat{V} — волюметричний тензор, означений вище; $\vec{\tau}$ є вектор-стовпчиком зважених часових затримок $\tau_{\alpha\beta} = \phi_{\alpha\beta}/\omega$).

Продемонструємо ефективно поєднання двох методів обробки магнітометричних даних для аналізу електромагнітних коливань. Соленоїдальність магнітного поля дозволяє визначити напрям хвильового вектора \vec{k} з векторних часових рядів з одного КА, якщо хвиля не є лінійно поляризованою; а визначення зміщення фази між двома КА за методом фазових різниці (або з методу хвильової зйомки для випадку $S = 2$, що описаний нижче) — його проекцію k_p . Виходячи з цього є можливим відтворення повного хвильового вектор як функції частоти (θ – кут між вектором сполучення двох КА \vec{d} та одиничним хвильовим вектором \vec{k}):

$$\vec{k} = k_p \sec \theta \vec{k} \quad (2.49)$$

Широкого застосування у геофізичній галузі набули багатоточкові методи аналізу, в першу чергу це — метод k-фільтрації [Caron, 1969; Narita, 2012]. В дослідженнях геокосмічного середовища його застосовували до

магнітометричних даних з ферозондового FGM та індукційного STAFF магнітометрів, електричного поля з інструменту EFW місії Cluster [Sahraoui et al, 2003; Narita & Glassmeier, 2005; Roberts et al, 2017], а також для даних з КА місії MMS [Narita et al., 2016; Gershman et al, 2018; Zhao et al., 2023]. На відміну від вищенаведених методів, за допомогою k -фільтрації як результат отримується спектр потужності $P = P(\omega, \vec{k})$ у чотиривимірному просторі (ω, \vec{k}) . Це дозволяє отримувати декілька максимумів енергії хвиль при їх однаковій частоті, що є суттєвою перевагою, оскільки в космічній плазмі може існувати значна кількість хвильових мод на одній частоті. Однак, для абсолютно всіх багатосупутникових методів через ефект аліасингу інформація про масштаби хвиль та флуктуацій не підлягає відновленню на масштабах менших відстані між КА.

Першим кроком алгоритму є вибір одночасного інтервалу даних (позначимо скалярну і векторну величину як b та \vec{b} , відповідно) з однаковими часовими відліками для всіх КА, кількість яких становить S . У фіксований момент часу кожен КА має координати $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_S$. Всі часові ряди піддаються Фур'є перетворенню, і як результат формується так званий вектор станів $\vec{S}(\omega)$ [Narita, 2011; Narita, 2012; Pinçon & Motschmann, 1998]:

$$\vec{S}(\omega) = \begin{pmatrix} b(\omega, \vec{r}_1) \\ b(\omega, \vec{r}_2) \\ \vdots \\ b(\omega, \vec{r}_S) \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

для скалярної величини,

$$\vec{S}(\omega) = \begin{pmatrix} \vec{b}(\omega, \vec{r}_1) \\ \vec{b}(\omega, \vec{r}_2) \\ \vdots \\ \vec{b}(\omega, \vec{r}_S) \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

для векторної величини.

Симетрична крос-спектральна матриця $\hat{R}(\omega)$ формується як добуток вектору станів на самого себе з ермітовим транспонуванням, яка має розмірність $S \times S$ для скалярної, $3S \times 3S$ для векторної величини:

$$\hat{R}(\omega) = \langle \vec{S}(\omega) \vec{S}(\omega)^H \rangle \quad (2.52)$$

Положення КА вносяться у так званий вектор наведення \vec{h} або матрицю наведення $\hat{H}(\vec{k})$, в який закладається функціональна залежність від \vec{k} :

$$\vec{h}(\vec{k}) = \begin{pmatrix} \exp(j\vec{k} \cdot \vec{r}_1) \\ \exp(j\vec{k} \cdot \vec{r}_2) \\ \vdots \\ \exp(j\vec{k} \cdot \vec{r}_S) \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

для скалярного підходу,

$$\hat{H}(\vec{k}) = \begin{pmatrix} \hat{E} \exp(j\vec{k} \cdot \vec{r}_1) \\ \hat{E} \exp(j\vec{k} \cdot \vec{r}_2) \\ \vdots \\ \hat{E} \exp(j\vec{k} \cdot \vec{r}_S) \end{pmatrix} \quad (2.54)$$

для векторного підходу (тут \hat{E} – одинична матриця 3×3).

Отже, розглянемо багатоточкові методи, які послуговуються цими матрицями та векторами. Загалом вони підрозділені на проєкційні та на ті, що використовуються власні значення.

Серед проєкційних методів найшвидшим є обчислення проєкційно-просторового фільтрування (англ. beamforming). Потужність хвиль згідно цього методу відновлюється наступним чином:

$$P_{BF}(\omega, \vec{k}) = \vec{h}^H(\vec{k}) \hat{R}(\omega) \vec{h}(\vec{k}) \quad (2.55)$$

Але оскільки максимуму такого спектру є дуже широкими, послуговуються більш чутливою проєкцією Капона [Capon, 1969]:

$$P_C(\omega, \vec{k}) = [\vec{h}^H(\vec{k}) \hat{R}^{-1}(\omega) \vec{h}(\vec{k})]^{-1} \quad (2.56)$$

Розповсюдження метода Капона на векторні часові ряди фактично є к-фільтрацією, результатом якої є матриця потужності:

$$\hat{P}_{KF}(\omega, \vec{k}) = [\hat{H}^H(\vec{k})\hat{R}^{-1}(\omega)\hat{H}(\vec{k})]^{-1} \quad (2.57)$$

Інший підхід до знаходження спектру заснований на інформації з власних чисел та власних векторів матриці крос-спектральної потужності $\hat{R}(\omega)$. Специфіка цих методів полягає у формуванні допоміжних матриць \hat{F} та \hat{M} , які складається відповідно з вектор стовпчиків власних векторів та діагональних елементів, утворених з власних чисел $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_L$ [Narita, 2012; Schmidt, 1986]:

$$F = [\vec{e}_1, \vec{e}_2, \dots, \vec{e}_L] \quad (2.58)$$

$$\hat{M}^{-n} = \text{diag} \left(\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_L} \right)^{-n}, \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_L} \right)^{-n}, \dots, \left(\frac{\lambda_L}{\lambda_L} \right)^{-n} \right) \quad (2.59)$$

Техніка MSR має суттєві переваги у виявленні хвиль з близькими довжинами хвиль, та у зменшенні потужності фонових шумів. Спектр потужності за методом MSR (зазвичай, n покладають рівному 2):

$$\begin{aligned} P_{MSR}(\omega, \vec{k}) &= \frac{1}{P_{EM0}} P_{EM}(\omega, \vec{k}) P_C(\omega, \vec{k}) \\ &= \frac{1}{P_{EM0}} \frac{1}{\vec{h}^+(\vec{k})\hat{F}(\omega)\hat{M}^{-n}\hat{F}^+(\omega)\vec{h}(\vec{k})} \frac{1}{\vec{h}^+(\vec{k})\hat{R}^{-1}(\omega)\vec{h}(\vec{k})} \end{aligned} \quad (2.60)$$

для скалярної величини,

$$\begin{aligned} \hat{P}_{MSR}(\omega, \vec{k}) &= \frac{1}{P_{EM0}} \hat{P}_{EM}(\omega, \vec{k}) \hat{P}_{KF}(\omega, \vec{k}) \\ &= \frac{1}{P_{EM0}} [\hat{H}^H(\vec{k})\hat{F}(\omega)\hat{M}^{-n}\hat{F}^+(\omega)\hat{H}(\vec{k})]^{-1} [\hat{H}^H(\vec{k})\hat{R}^{-1}(\omega)\hat{H}(\vec{k})]^{-1} \end{aligned} \quad (2.61)$$

для векторної величини.

Повна потужність визначається слідом матриці потужності $tr(\hat{P}(\omega, \vec{k}))$. Тут P_{EM0} визначає нормування спектру від спектру P_{EM} алгоритму MUSIC (Multiple Signal Classification):

$$P_{EM0} = \max(P_{EM}) \quad (2.62)$$

Похибка в обчисленні спектру $P(\omega, \vec{k})$ пов'язані з можливостями розсинхронізації часових відліків між продуктами даних окремих часових рядів, що вносить додаткове фазовий зсув у спектр, похибками визначення взаємної локалізації КА.

Метод хвильової зйомки позбавлений такого ускладненого знаходження піків поверхні $P(\omega, \vec{k})$ у чотиривимірному просторі (ω, \vec{k}) . Натомість, він дозволяє напряму отримати з багатосупутникових даних дисперсійну залежність $\vec{k} = \vec{k}(\omega)$ [Vogt et al., 2008; Narita, 2012]. В порівнянні з попередніми методами, метод хвильової зйомки має наступні переваги [Vogt et al., 2008]: пряме знаходження дисперсійного співвідношення; менша кількість обчислювальних операцій; відсутність впливу ізотропного білого шуму на результат. Недоліком цього методу є те, що на певній частоті алгоритм знаходить лише домінуючу моду. Кількість реєструючих сенсорів (космічних апаратів) S в цьому алгоритмі можна варіювати від двох та більше $S \geq 2$. Повна просторова структура флуктуацій є відновленою тоді і тільки тоді, коли кількість сенсорів перевищує чотири включно $S \geq 4$. Якщо $S = 2$, то хвильовий вектор \vec{k} проєктується на лінію, що сполучає сенсори. Якщо $S = 3$, то хвильовий вектор \vec{k} проєктується на площину, яка стягується точками положень сенсорів. В загальному випадку довжина хвиль, що характеризується модулем \vec{k} , має перевищувати найбільшу відстань з поміж усіх відстаней, що сполучають КА між собою. Алгоритм оперує з даними скалярної, або векторної природи. На вході алгоритму подаються: часові ряди досліджуваної величини, координати сенсорів (КА), середній вектор потокової швидкості середовища. Остання величина необхідна для переходу до системи спокою середовища у виділеній системі координат:

$$\omega_{re}(\omega_{sc}) = \omega_{sc} - \vec{k}(\omega_{sc})\vec{v} \quad (2.63)$$

Тут ω_{re} є частотою в системі спокою середовища, ω_{sc} є частотою в системі, пов'язаній із сенсором, а хвильовий вектор в системі спокою середовища $\vec{k} = \vec{k}(\omega_{re}) = \vec{k}(\omega_{re}(\omega_{sc}))$.

Формули для знаходження дисперсійних співвідношень для скалярної та векторної величини розмірності J мають наступний вигляд відповідно [Vogt et. al, 2008]:

$$\vec{k}(\omega_{sc}) = \left(\sum_{\sigma=1}^S \vec{r}_{\sigma} \vec{r}_{\sigma}^T \right)^{-1} \sum_{\sigma=1}^S \theta_{\sigma}(\omega_{sc}) \vec{r}_{\sigma} \quad (2.64)$$

$$\vec{k}(\omega_{sc}) = \left(\sum_{\sigma=1}^S \vec{r}_{\sigma} \vec{r}_{\sigma}^T \right)^{-1} \sum_{j=1}^J \alpha^j \sum_{\sigma=1}^S \theta_{\sigma}^j(\omega_{sc}) \vec{r}_{\sigma} \quad (2.65)$$

Тут \vec{r}_{σ} це відцентрові координати, так що $\sum_{\sigma=1}^S \vec{r}_{\sigma} = 0$, $\vec{r}_{\sigma} = \tilde{\vec{r}}_{\sigma} - \vec{r}_0$, де положення центру \vec{r}_0 визначається через абсолютні положення сенсорів $\tilde{\vec{r}}_{\sigma}$ наступним чином: $\vec{r}_0 = \frac{1}{S} \sum_{\sigma=1}^S \tilde{\vec{r}}_{\sigma}$, $\vec{r}_{\sigma}^T = (x_{\sigma}, y_{\sigma}, z_{\sigma})$. Символ T означає транспонування стовпчика у ряд. Піднесення у степінь -1 означає взяття оберненої матриці, або псевдо-оберненої (для випадків $S = 2, 3$). $\theta_{\sigma}^j(\omega_{sc})$ є фазами комплексно-значного власного вектора \vec{c}_1 крос-спектральної матриці \hat{K} означеної вище для найбільшого власного числа γ_1 з множин усіх власних чисел $\gamma_l, l = 0, \dots, L$, де $L = J \cdot S$ є розмірністю матриці \hat{K} для j -тої компоненти вектора величини. α^j є множником, що по суті являє собою вагу j -тої компоненти: для нормованого власного вектора $\alpha^j = |\Pi^j \vec{c}_1|^2$, де Π^j є матрицями проєкції:

$$\Pi^j = \begin{pmatrix} 1^{jT} & \dots & 0^T \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0^T & \dots & 1^{jT} \end{pmatrix}, \quad (2.66)$$

$$\text{де } 1^{jT} = \left(0, \dots, \overset{j\text{-та позиція}}{\hat{1}}, \dots, 0 \right).$$

З отриманих спектрів густини потужності $P(\omega, \vec{k})$ $P(f, \vec{k})$ одним з методів хвильової фільтрації або фазової різниці можливо отримати наступні спектри потужності:

$$P(k_{\parallel}, k_{\perp 1}) = \frac{1}{\Delta k_{\perp 2}} \iint P(f, \vec{k}) dk_{\perp 2} df \quad (2.67a)$$

$$P(k_{\parallel}, k_{\perp 2}) = \frac{1}{\Delta k_{\perp 1}} \iint P(f, \vec{k}) dk_{\perp 1} df \quad (2.67б)$$

$$P(k_{\perp 1}, k_{\perp 2}) = \frac{1}{\Delta k_{\parallel}} \iint P(f, \vec{k}) dk_{\parallel} df, \quad (2.67в)$$

а також спектральну амплітуду $S(\vec{k})$:

$$|S(\vec{k})|^2 = \int P(f, \vec{k}) df \quad (2.68)$$

Для оцінки анізотропії спектру, користуються кутом анізотропії θ_s ($\theta_s \sim 0^\circ$ означає домінування енергії в перпендикулярному напрямку, $\theta_s \sim 90^\circ$ означає домінування енергії в паралельному напрямку):

$$\tan \theta_s = \sqrt{\frac{\sum_k k_{\parallel}^2 |S(\vec{k})|^2}{\sum_k (k_{\perp 1}^2 + k_{\perp 2}^2) |S(\vec{k})|^2}} \quad (2.69)$$

До прикладу, в турбулентній області магнітопаузи знайдено незначне домінування енергії флуктуацій магнітного та електричного полів, кути анізотропії становлять $\theta_B = 25.3^\circ$, $\theta_E = 31.9^\circ$ [Lin et al., 2022].

2.3 Висновки до РОЗДІЛУ 2

Хвильова активність в космічній плазмі відіграє важливу індикаторну роль у виявленні колективних процесів, що відбуваються у цьому середовищі. Завдяки супутниковим вимірюванням параметрів космічної плазми стає можливим практична перевірка теоретично відомих дисперсійних

співвідношень, співставлення розподілу енергії між наявними коливними модами та турбулентними структурами. В цьому розділі розглядаються односупутникові та багатосупутникові методи аналізу часових рядів параметрів космічної плазми. Більша частина описаних методів та підходів стосується хвильового аналізу. Обговорені також методи мінімальної варіації та часової затримки для дослідження поширення транзйентних структур.

Проаналізовано тонкощі використання методів фазової різниці для двох та чотирьох космічних апаратів, k-фільтрації, MSR техніки, хвильової зйомки. Ці багатосупутникові методи дозволяють отримувати сукупність максимумів потужності хвиль з різними просторовими масштабами при їх однаковій частоті, що є суттєвою перевагою над односупутниковим підходом, оскільки в космічній плазмі може існувати значна кількість хвильових мод на одній частоті, які не можуть бути розділені в односупутникових рядах даних. Пропонується підхід пошуку дисперсійної картини шляхом використання двоточкових вимірювань за допомогою ефективного поєднання двох методів обробки магнітометричних даних, а саме поєднання (SVD + двоапаратна фазова різниця; SVD + двоапаратна хвильова зйомка).

РОЗДІЛ 3. ІНСТРУМЕНТАРІЙ БАГАТОСУПУТНИКОВИХ МІСІЙ CLUSTER/MMS

У космічній галузі одним з найрозповсюдженішим інструментом є магнітометр. Принцип їх роботи варіюється від задач дослідження, але три варіанти їх реалізації є широкі вживаними, це — індукційні, ферозондові та гелієві магнітометри [Verscharen et al., 2019]. Індукційний тип магнітометра (англ. search-coil) являє собою сердечник з обмоткою, в якій виникає електрорушійна сила \mathcal{E} при зміні магнітного поля вздовж осі сердечника з кількістю обмоток N : $\mathcal{E} \propto -N \frac{dB}{dt}$. Тому цей тип магнітометра придатний для вимірювань флуктуацій магнітного поля у високочастотному діапазоні (одиниці Гц...кГц). На борту КА інсталується у вигляді трьох ортогональних котушок.

Ферозондовий (англ. fluxgate magnetometer — FGM) тип магнітометрів є найрозповсюдженішими серед місій геокосмічного/геліофізичного призначення. Такий тип магнітометру дозволяє вимірювати фонове магнітного поле та низькочастотні флуктуації ($\lesssim 10$ Гц) [Verscharen et al., 2019]. Конструктивно складається з феромагнітного сердечника з двома котушками — котушки збудження та сигнальної котушки, а принцип дії полягає на застосування явища гістерезису феромагнетика — залежності індукції магнітного поля всередині матеріалу від передісторії. З генератора змінного струму струм подається на котушку збудження у вигляді гармонічних коливань. З сигнальної котушки знімається електрорушійна сила — у випадку відсутності зовнішнього магнітного поля електрорушійна сила змінюється також симетричним чином, а у випадку присутності зовнішнього магнітного поля крива електрорушійної сили має несиметричний вигляд і починає містити непарні гармоніки до частоти збудження. Отже, вимірювання магнітного поля зводиться до аналізу непарних гармонік.

Для дослідження моментів плазмової популяції плазми використовують чаші Фарадея, електростатичні аналізатори та мас-спектрометри [Verscharen et al., 2019].

3.1 Проект Cluster

Місія складається з чотирьох ідентичних апаратів, які були виведені на полярну орбіту $4 \times 19.6 R_E$ влітку 2000 року [Escoubet et al., 2001]. На кожному апараті встановлено 11 інструментів (Рисунок 3.1, Таблиця 3.1), загалом їх 44. В дисертаційній роботі дослідження були виконані на основі даних з магнітометру FGM.

Таблиця 3.1. Наукове устаткування КА місії Cluster

Назва інструменту	Повна назва	Призначення
ASPOC	Active Spacecraft Potential Control experiment	Вимірювання електропотенціалу КА
CIS	Cluster Ion Spectrometry experiment	Вимірювання параметрів іонної компоненти плазми
EDI	Electron Drift Instrument	Вимірювання дрейфових швидкостей
FGM	Fluxgate Magnetometer	Вимірювання вектора індукції магнітного поля
PEACE	Plasma Electron And Current Experiment	Вимірювання параметрів електронної компоненти плазми
RAPID	Research with Adaptive Particle Imaging Detectors	Вимірювання параметрів високоенергійних заряджених частинок
DWP	Digital Wave Processing experiment	Вимірювання
EFW	Electric Field and Wave experiment	Вимірювання електричного поля
STAFF	Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuation experiment	Вимірювання флуктуації електричного і магнітного полів
WBD	Wide Band Data instrument	Вимірювання електричного поля

WHISPER	Waves of High frequency and Sounder for Probing of Electron density by Relaxation experiment	Вимірювання концентрації електронів
---------	--	--

Науковими задачами місії Cluster є дослідження тривимірних мілкомасштабних плазмових структур та турбулентності в областях сонячного вітру, головної ударної хвилі, магнітопаузи, полярних каспів, авроральної області та хвоста магнітосфери Землі [Escoubet et al., 2001].

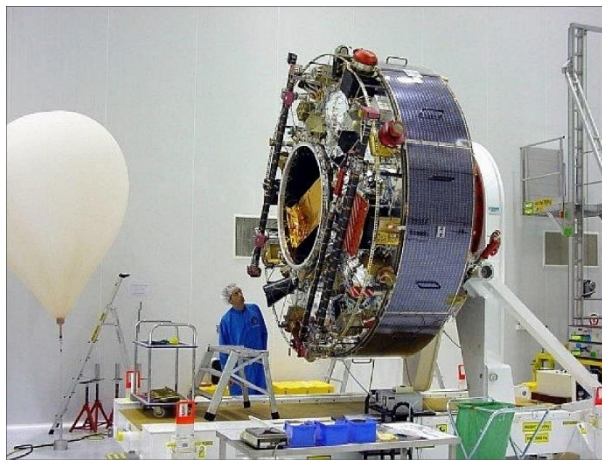


Рисунок 3.1. Тестування одного з КА місії Cluster. Зображення є власністю Європейського космічного агентства.

Найкращою конфігурацією з таких 4 КА для проведення таких досліджень є правильний тетраедр. Але впродовж орбіти така конфігурація строго кажучи не зберігається: майже ідеальна конфігурація правильного тетраедру в апогеї змінюється на ланцюжкову конфігурацією біля перигею. Остання добре підходить для спостереження часових варіацій параметрів в авроральній області [Escoubet et al., 2001]. Параметри орбіти є такі, що дослідження процесів в геомагнітному хвості може проводитися за даними, отриманими в період другої половини літа та першої половини осені. А, наприклад, для вивчення СВ віддаленого від магнітосфери Землі, підходить період на півроку пізніший від вищезазначеного, тобто це кінець зими, початок весни. Міжсупутникову відстань можливо варіювати в межах 100...18000 км в залежності від цілей та

задач, поставлених наукової командою місії. Мінімальна відстань, яка була досягнута, спостерігалася між КА С3 (Самба) та КА С4 (Танго) і становила 17 км.

3.1.1 Інструмент FGM

Кожен з КА місії має по два FGM магнітометра, що розташовуються (Рисунок 3.2) на 5-ти метрових штангах в площині обертання [Balogh et al., 2001]. Кожен з них може працювати в семи оперативних режимах по діапазону індукції магнітного поля. Для режиму 1 (-64...+64 нТл) та режиму 2 (-256...+256 нТл) точність складає 7.8 пТл та 31 пТл відповідно [Balogh et al., 2001]. Сигнал з магнітометру опитується з частотою 201.793 Гц. Потім, за допомогою бортового центрального процесора дані фільтруються за допомогою фільтра Гауса зі зменшенням вихідної частоти дискретизації 22.417 Гц, або 67.25 Гц. Після цього, ці дані телеметрією передаються до наземного сегменту місії.



Рисунок 3.2. Інструменти FGM Cluster перед їх монтуванням. Зображення є власністю Європейського космічного агентства.

3.2 Проект Magnetospheric Multiscale Mission

Magnetospheric Multiscale Mission (MMS) складається з чотирьох КА, які знаходяться на геоцентричній високоеліптичній орбіті з перигеєм, апогеєм у $1.2 \times 25 \text{ RE}$ ($2550 \times 152900 \text{ км}$), та нахиленням у 28° . Відстань між КА варіюється у межах $30 \dots 400 \text{ км}$. Апарати місії були виведені ракетою-носієм Atlas V у 2015 році. Головними науковими цілями цієї місії було дослідження процесу магнітного перезамикання в граничних областях земної магнітосфери, а саме в області магнітопаузи та в області НШ геомагнітного хвоста. Акцент наукової місії робиться на кінетичних процесах в електронно-дифузійній області магнітного перезамикання [Burch, 2016]. Саме з цієї причини інструменти MMS (Рисунок 3.3) спроектовані для отримання високороздільних у часі даних полей та частинок. На таких масштабах стає можливим розгляд мікрофізичних процесів у плазмовому середовищі, насамперед це є важливим для розуміння причин порушення умов вмороженості магнітного поля.

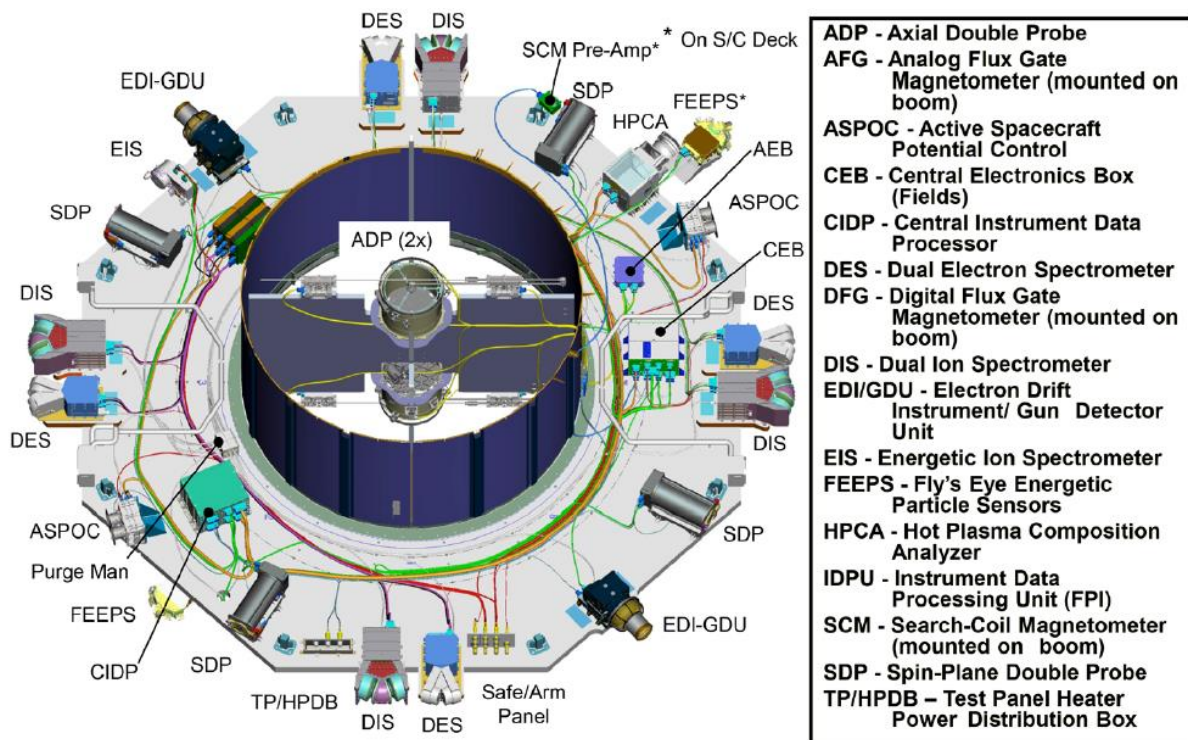


Рисунок 3.3 Набір інструментів на борту КА місії MMS [Burch J., 2016].

Продукти даних виставляються командою MMS у виглядів файлів у форматі CDF (Common Data Format) розробленому NASA. Цей бінарний формат має свій API, доступний на мовах C, FORTRAN, Java, Perl, C#/Visual Basic, IDL, MATLAB. Цей формат дозволяє зберігати скалярні/багатовимірні дані з їх метадатою. Бібліотеки для аналізу космічних даних, наприклад, такі як (py)SPEDAS [Angelopoulos et al., 2019], вже містять функціонал роботи з CDF форматом.

3.2.1 Інструменти FGM: AFG/DFG

FGM MMS входять до групи інструментів із загальною назвою FIELDS. Група FIELDS об'єднує інструменти FGM (ферозондові магнітометри), ADP/SDP (докладніше в наступному пункті), SCM (індукційні магнітометри), EDI (електронно-дрейфові інструменти). FGM складається з двох магнітометрів AFG (Analogue Fluxgate Magnetometer, аналоговий ферезондовий магнітометр), DFG (Digital Fluxgate Magnetometer, цифровий ферезондовий магнітометр). Вони мають однакові сенсори, але різну електронну «начинку». Котушка збудження отримує змінний струм з частотою 16 кГц. Обидва магнітометри розміщені на двох штангах довжиною 5 метрів. Обидва можуть працювати в двох-діапазонному режимі: low range — -510...+510 нТл (AFG), -650...+650 нТл (DFG); high range — -8200...+8200 нТл (AFG), -10500...+10500 нТл (DFG). Рівень інструментального шуму (Рисунок 3.4) на частоті 1 Гц для DFG складає $\lesssim 8$ пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ (low range) та $\lesssim 100$ пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ (high range), для AFG складає $\lesssim 5$ пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ (low range) та $\lesssim 10$ пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ (high range) [Russell et al., 2016]. Частота опитування складає 128 записів/секунда.

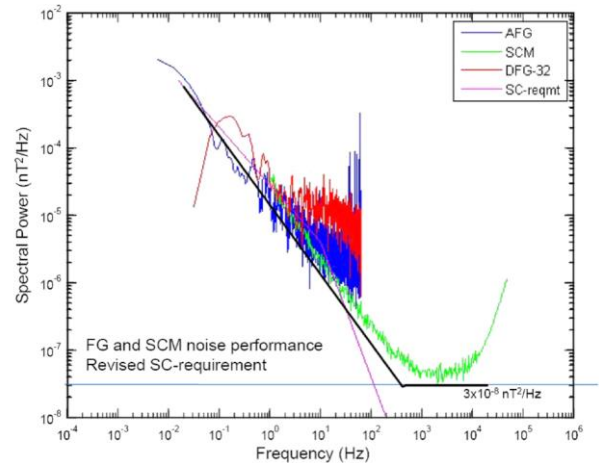
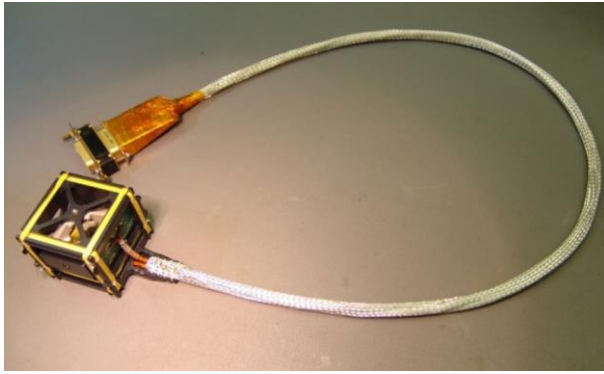


Рисунок 3.4. Ферозондовий магнітометр (зліва) та рівень його інструментальних шумів (справа). Взято з Russell et al., 2016.

На рівні даних L1, вимірювання з AFG і DFG приведені до спільного результату, подані в узгоджених системах координат КА та скореговані по часу. На рівні L2: дані калібруються (на борту, потім пост-обробка), видаляються викиди, усуваються накладання даних, трансформується систем координат в геофізичні системи координат, з режим опитування (англ. survey mode) часові ряди розділяють за частотою дискретизації: fast (16 Гц) та slow (8 Гц).

3.2.2 Інструменти EDP: ADP/SDP

EDP (Electric Double Probes, електричний подвійний зонд) об'єднує два інструмента ADP (Axial Double Probe, аксіально-подвійний електричний зонд) та SDP (Spin Double Probe, електричні зонди в площині обертання). EDP спроектовано для вимірювання вектора напруженості електричного поля з точністю 0.5 мВ/м до 100 кГц. Чотири сферичних зонда SDP закріплені 60-метрових штангах під кутом 90° один до одного в площині обертання КА (Рисунок 3.5), таким чином що рознесення зондів (базисна довжина) становить 120 метрів [Lindqvist et al., 2016]. Для циліндричних датчиків ADP базисна довжина складає близько 30 метрів, вони розміщені на штанзі, яка суміщена з віссю обертання КА [Ergun et al., 2016].

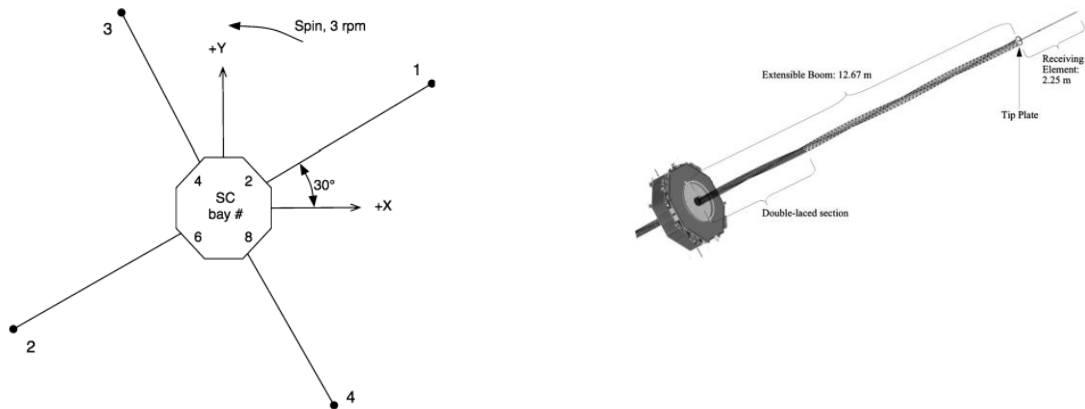


Рисунок 3.5. Розміщення SDP/ADP. Взято з Lindqvist et al., 2016 та Ergun et al., 2016.

3.2.3 Інструменти FPI: DIS/DES

Fast Plasma Investigation (FPI) інструмент вимірює 3D фазовий розподіл іонів та електронів за час 150 мс та 30 мс відповідно. Кожен з чотирьох КА місії MMS має вісім високошвидкісних іонних датчиків і вісім високошвидкісних електронних датчиків, які споряджені попарно у вигляді чотирьох подвійних іонних спектрометрів DIS і чотирьох подвійних електронних спектрометрів DES. Продукти даних FPI L2 відображають повний діапазон популяції плазми від ~кількох еВ до ~32 кеВ поблизу КА. Це включає навколишнє плазмове середовище в цьому енергетичному діапазоні та іноді паразитні популяції плазми, індуковані поблизу космічного корабля іншими датчиками або через ефекти фотоемісії. Кожен спектрометр являє собою циліндр з полярним кутом 180° , встановлений таким чином, що апертура в 180° охоплює сектор від осі обертання космічного корабля до осі проти обертання. Кожен датчик орієнтований так, що 16 пікселів (номінальна ширина кожного 11.25°) його кута зору в 180° розташовані радіально в просторі швидкостей, охоплюючи діапазон 180° від полюса до полюса в обертальній системі відліку КА (Рисунок 3.6).

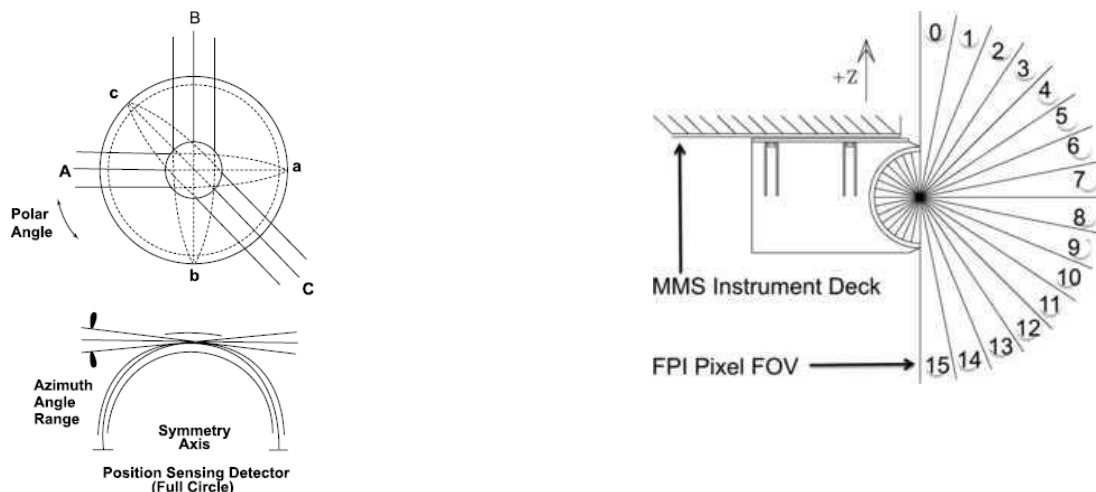


Рисунок 3.6. Електростатичний аналізатор (зліва) та FPI інструмент (справа).
Взято з роботи Pollock et al., 2016.

FPI використовує “top-hat” електростатичний аналізатор (ESA) для фільтрації частинок у фазовому просторі та мікроканалних пластин (MCP), дискримінатори висоти імпульсу та лічильники для вимірювання диференціального направленою потоку електронів та іонів у цих елементах фазового простору.

Такі параметри як концентрація, потокова швидкість, тензор температури, тензор тиску, вектор теплового потоку отримується на рівні даних L2 шляхом інтегрування функції розподілу.

3.3 Висновки до РОЗДІЛУ 3

Обговорено інструментарій космічної місії Cluster для вимірювання параметрів навколоземної плазми, орбітальні можливості місії для здійснення дослідження плазмового середовища в різних областях геокосмічного простору, особливості роботи FGM інструменту для вимірювання вектора індукції магнітного поля.

Обговорено основний доступний інструментарій космічної місії MMS для вимірювання параметрів навколоземної плазми, а саме FGM для вимірювання

вектора індукції магнітного поля, EDP для вимірювання вектора напруженості електричного поля, FPI для отримання плазмових моментів: концентрації, температури, потокових швидкостей для електронної та іонної популяцій.

РОЗДІЛ 4. ДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ В СТРУМОВОМУ ШАРІ ГЕОМАГНІТНОГО ХВОСТА

4.1 Апробація методів хвильової фільтрації, фазової різниці та хвильової зйомки

В ході проведених досліджень було імплементовано програмне забезпечення ADATIS/IDL (Application for DATA analysIS/Interactive Data Language) на мові IDL для використання багатосупутникових методів до параметрів плазмового середовища, що надходять з бортів космічних апаратів. Для проведення тестувань реалізованих методів було використано штучно згенеровані часові ряди з наперед заданими у сигналі просторо-часовими характеристиками для їх подальшого відтворення реалізованими методами. Сукупність радіус-векторів \vec{r}_σ для кожного «уявного» КА була обрана так, щоб система «уявних» сенсорів (КА) являла собою правильний тетраедр зі сторонами в $1.0 R_E$, що рухається в одному напрямку з постійною швидкістю $0.0002 R_E/\text{сек}$ [Petrenko et al., 2022]. Часовий ряд змодельовано для кожного із чотирьох реєструючих сенсорів ($\sigma = 1,2,3,4$) наступним чином [Petrenko et al., 2022]:

$$\vec{b}_\sigma = \vec{b}_0 + \vec{b}_1 \cos(\vec{k}_1 \vec{r}_\sigma - \omega_1 t) + \vec{b}_2 \cos(\vec{k}_2 \vec{r}_\sigma - \omega_2 t + \phi_2) + \eta_\sigma \quad (4.1)$$

Тут b_0 є фонове значення, b_1 є перше збурене значення, b_2 є друге збурене значення, \vec{k}_1 є хвильовий вектор першого збурення, \vec{k}_2 — хвильовий вектор другого збурення, ω_1 є частота першого збурення, ω_2 — частота другого збурення, ϕ_2 є фаза другого збурення, η_σ є нормально розподілений шум з відносно малою амплітудою.

Напрямок хвильового вектора задається як параметр програми на початку її виконання. Хвильові вектора обрано так, що вони мають різні абсолютні значення, але однаковий напрям $\vec{k}_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \vec{k}$ та $\vec{k}_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} \vec{k}$. Довжини хвиль встановлені $\lambda_1 = 0.1 \pi R_E$, $\lambda_2 = \pi R_E$, а отже $|\vec{k}_1| = 0.00314 \text{ рад/км}$, $|\vec{k}_2| =$

0.00031 рад/км. Частоти $\omega_{1,2}$ можна пов'язати з хвильовими числами $k_{1,2}$ за допомогою наперед заданого дисперсійного співвідношення [Petrenko et al., 2022]. Нехай це буде звичайна альвенівська мода:

$$\omega_{1,2} = v_A k_{1,2}, \quad (4.2)$$

де v_A є альвенівська швидкість. Для тестування її значення встановлено $v_A = 0.1 \frac{R_E}{\text{сек}} = 637 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$. Звідси частоти мають чисельні значення $\omega_1 = 2.00$ рад/сек (0.31 Гц), $\omega_2 = 0.2$ рад/сек (0.031 Гц).

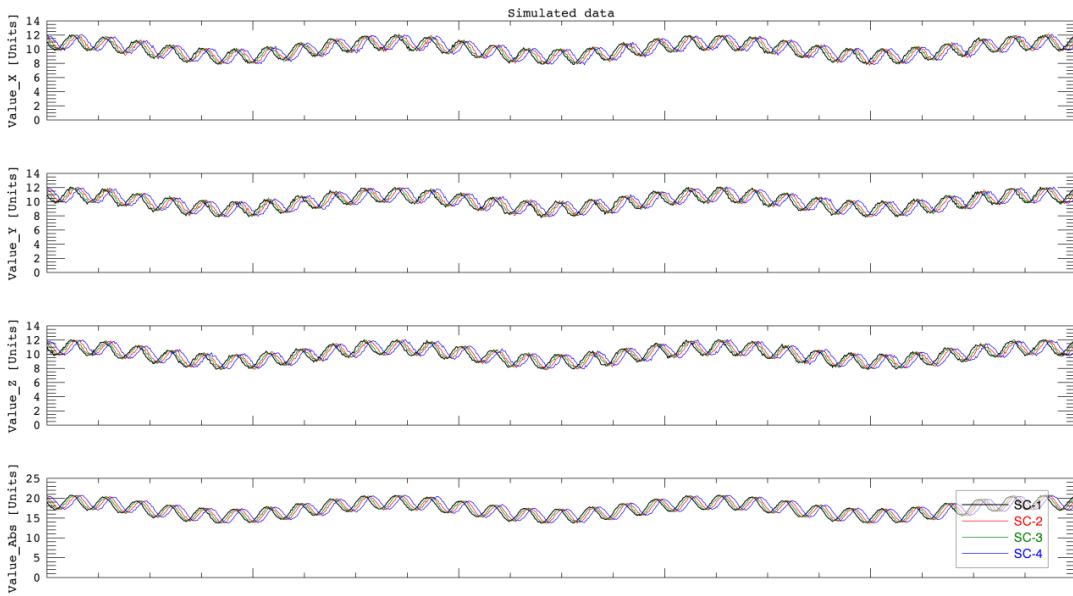


Рисунок 4.1. Штучно згенеровані мультиапаратні дані магнітного поля (одиниці величин не конкретизовані, оскільки їх квадрат присутній у дисперсійних розподілах, в тексті одиниці виражені в нТл як приклад). Адаптована версія з [Petrenko et al., 2022].

Амплітуди становлять наступні значення $b_0 = 10$ нТл, $b_1 = 1$ нТл, $b_2 = 1.0$ нТл. Кількість вимірів складає 1000 з дискретністю 0.1 сек. Графік штучно згенерованих даних приведено на Рисунку 4.1.

Метод фазової різниці апробований на штучно симульованих мультисупутникових даних для першої пари КА. Чітко відслідковуються два піки на частотах 0.031 та 0.31 Гц (див. Рисунок 4.2) [Petrenko et al., 2022].

Встановлені відповідні значення спроектованого хвильового вектора k_p . Крок частот тут є логарифмічним (рівні інтервали частот в логарифмічному масштабі), що є наслідком вибору частот при побудові неперервного вейвлет перетворення. При трансформації частот через доплерівське зміщення є доцільнішим використання лінійного кроку по частоті.

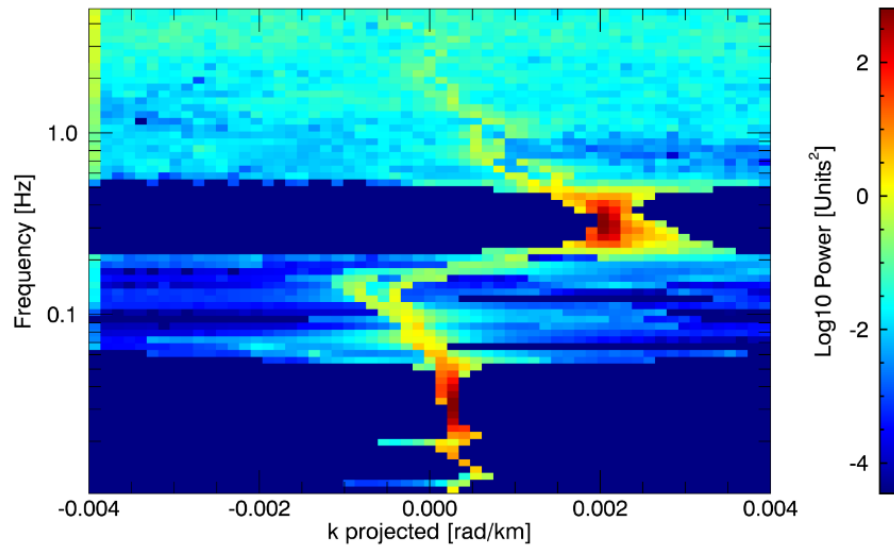


Рисунок 4.2. Спектр потужності $P(f_{sc}, k_p)$ за методом фазової різниці ($S=2$). Адаптована версія з [Petrenko et al., 2022].

Була виконана програмна реалізація та успішне тестування наступних проєкційних багатосупутникових методів по визначенню дисперсійних властивостей: beam-former, k-фільтрація, MSR [Petrenko et al., 2022]. Встановлено, що чутливість методів по виявленню максимумів потужності зростає від першого до третього: ширини максимумів зменшуються; відношення між максимальним і мінімальним значенням $\max(P(f_0, k))/\min(P(f_0, k))$ збільшуються: ~ 1.5 порядки для beam-former, ~ 5 порядків для k-фільтрації, ~ 8 порядків для MSR [Petrenko et al., 2022]. На Рисунку 4.3 зображено результати для другої гармоніки. Частота 0.032 Гц є близькою, але не точною до вхідної частоти 0.031 Гц. Це пов'язано з широкими відносними інтервалами частот з вейвлет перетворення на низьких частотах [Petrenko et al., 2022].

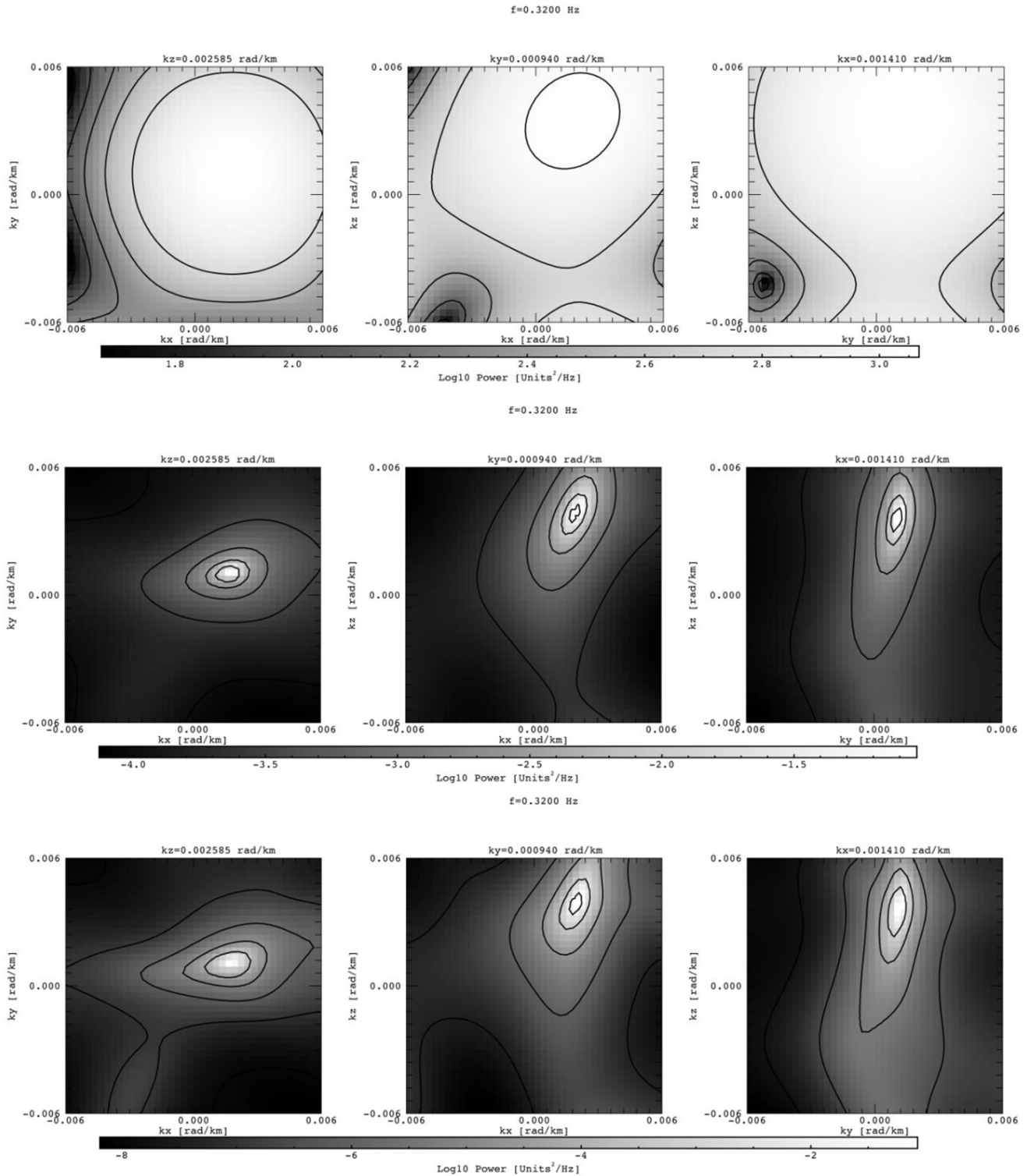


Рисунок 4.3. Спектр потужності дисперсійних розподілів $P(f_0, \vec{k})$ обчислених за різними методами хвильової фільтрації (зверху донизу, $S=4$): метод beam-former, метод k-фільтрації, методом MSR [Petrenko et al., 2022].

Також було імплементовано метод хвильової зйомки. Після програмної реалізації алгоритму на етапі відлагодження програмного забезпечення була здійснена корекція знаходження фази θ від меж $[0, \pi] \cup [0, -\pi]$ до меж $[0, 2\pi]$, написання додаткового коду для знаходження псевдо-оберненої просторової матриці для сингулярних випадків $S = 2, 3$. Кількість субінтервалів для розбиття даних для усереднення коваріаційної матриці було обрано рівним трьом з коефіцієнтом перекриття рівним $q = 0.5$. Фур'є-перетворення виконується разом із вікном Ханнінга, яке слугує механізмом усунення різких меж субінтервалів часового ряду. Також код доповнено підтримкою доплерівської корекції. Під час апробації методу за одиничний орт хвильового вектора обрано вектор $\vec{k} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} = [1.0, 0.0, 0.0]$. Хвильові вектора збурень обрано так, що вони мають різні абсолютні значення, але однаковий напрям $\vec{k}_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \vec{k}$ та $\vec{k}_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} \vec{k}$. Довжини хвиль встановлені $\lambda_1 = \pi R_E$, $\lambda_2 = 3\pi R_E$, а отже $|\vec{k}_1| = 0.00031$ рад/км, $|\vec{k}_2| = 0.00010$ рад/км. Частоти $\omega_{1,2}$ пов'язані з хвильовими числами $k_{1,2}$ за допомогою наперед заданого дисперсійного співвідношення $\omega_{1,2} = v_A k_{1,2}$, де v_A є альвенівська швидкість. Для тестування її значення встановлено $v_A = 0.5 \frac{R_E}{\text{сек}} = 3186 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$. Звідси частоти мають чисельні значення $\omega_1 = 1.00$ рад/сек, $\omega_2 = 0.33$ рад/сек. Амплітуди становлять наступні значення $b_0 = 10$ нТл, $b_1 = 1$ нТл, $b_2 = 0.5$ нТл, $\sigma(\eta) = 1$. Кількість вимірювань складає 1000 з дискретністю 0.1 сек. Запуск методу для чотирьох сенсорів дав результат середнього значення орта хвильового вектора $\langle \vec{k} \rangle \approx (0.999, 0.003, 0.02)$. Дисперсійна картина зображена на Рисунку 4.4. Результати для $S = 4$ підтверджують працездатність/коректність методу хвильової зйомки (Рисунку 4.4, ліва панель). Здійснено перевірку роботи методу для сингулярних випадків, коли кількість вхідних часових рядів зменшено до трьох та двох ($S = 2, 3$). Незважаючи, що для $S = 3$ середній орт хвильового вектора спроектувався на

площину, яка утворена цими сенсорами $\langle \vec{k} \rangle = (0.875, -0.455, 0.164)$, дисперсійна картина мало змінює свій вигляд, що продемонстровано на Рисунку 4.4 (середня панель). Аналогічний вигляд має дисперсійна картина і при $S = 2$ (права панель), коли вже орт $\langle \vec{k} \rangle = (0.866, 0.500, 0.000)$ спроектувався на вектор сполучення між двома КА. Значення частот природньо залишилися незмінними. Тож результати для $S = 2,3$ є очікуваними, але інтерпретація методу для $S = 2,3$ має відштовхуватися від того, що виявлені просторові масштаби коливань є спроектованими на вектор сполучення між двома КА / площину з трьох КА.

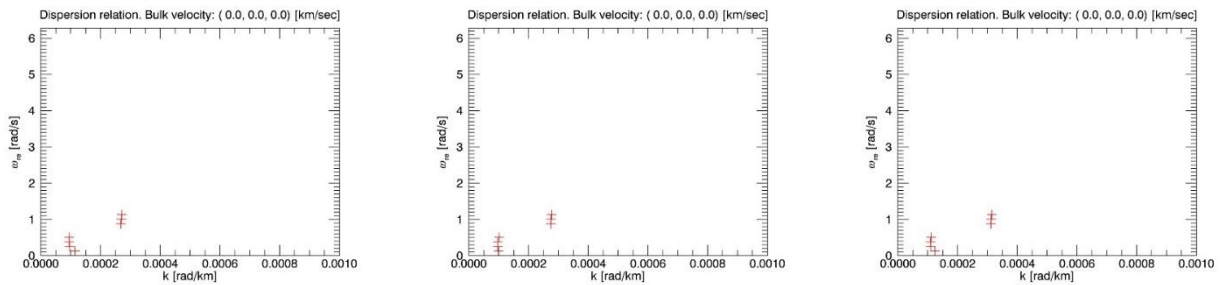


Рисунок 4.4. Дисперсійний розподіл для штучно згенерованих рядів даних для сингулярних $S = 2,3$ та повного випадків $S = 4$ (зліва направо).

4.2 Аналіз ізольованої події диполяризації 2013/07/20

В цьому пункті розглядаються особливості поширення та орієнтації імпульсних потоків/транзєнтів під час події ізольованої суббури (диполяризації) 20 липня 2013 за допомогою багатосупутникових вимірювань, що дозволить відтворити їх спостережні еволюційні особливості в області диполяризації магнітного поля. Також аналізується цікаві хвильові процеси перед початком диполяризації. Для аналізу особливостей поширення розривів (фронтів) під час магнітосферної суббури були використані вимірювання ферозондових магнітометрів FGM місії Європейського Космічного Агентства Cluster [Escoubet et al., 2001]. Ця подія вперше розглядалася в роботі [Grigorenko et al., 2018].

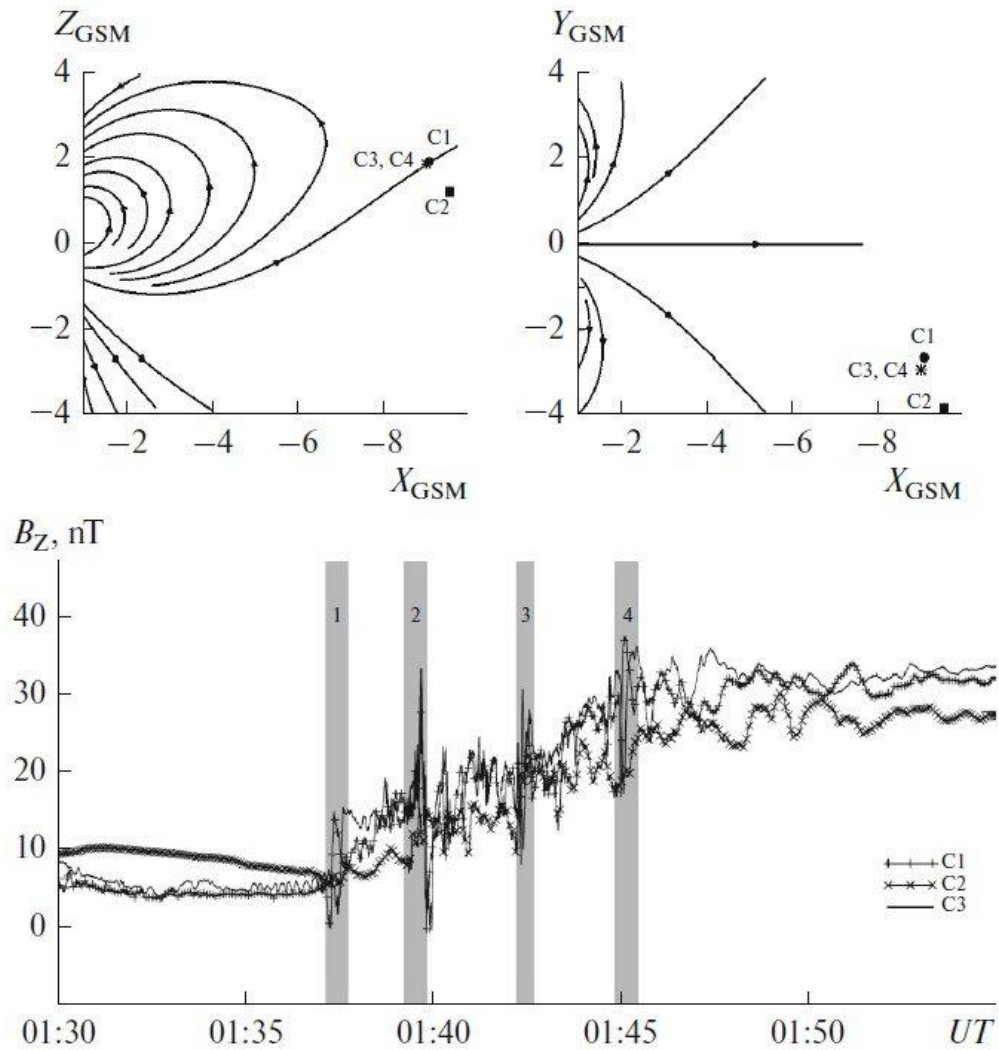


Рисунок 4.5. Локалізація комічних апаратів Cluster під час магнітосферної суббурі 2013/07/20 у системі GSM (зверху) в одиницях радіусів Землі [Petrenko & Kozak, 2020]. Часові ряди компоненти магнітного поля B_Z (знизу) з позначеними областями аналізу (ДФ1, ДФ2, ДФ3, ДФ4). Значення поля для КА С4 через близькість до С3 не позначені.

4.2.1 Аналіз динаміки диполяризаційних фронтів

Космічні апарати фіксували глобальне збільшення B_Z , встановлення більш дипольної конфігурації (диполяризацію), разом з різкими та високо амплітудними змінами цієї компоненти (диполяризаційні фрнти). На основі даних цієї події, в роботі [Parkhomenko et al., 2018] продемонстровано

ефективність прискорення заряджених частинок (H^+ , O^+ , e^-) з різними профілями магнітного поля під час диполяризації. Частота опитування магнітометрів FGM Cluster становить 22.4 Гц [Balogh, 2001]. Чотири ідентичні КА місії Cluster перебували у хвостовій частині магнітосфери Землі на геоцентричній віддалі у $9.5 \dots 10.4 R_E$ у після опівнічному секторі ($Y < 0$). Дистанції між космічними апаратами C1, C2, C3 не перевищують ~ 10000 км. Два КА C3, C4 були зближеними на коротку віддаль, не більше ~ 100 км. Всі, окрім C4, КА знаходилися у струмовому шарі під час фази розширення магнітосферної суббури (Рисунок 4.5 з нанесеними силовими лініями геомагнітного поля згідно моделі T89 з Kp-індексом 3 [Tsyganenko, 1989]), про що свідчить зміна знаку компоненти магнітного поля B_x від $B_x < 0$ у південній до $B_x > 0$ у північній частині геомагнітного хвоста. Апарат C4 перетинає струмовий шар вже у кінці фази розширення, тому настання суббури він реєструє більш згладженим чином, а амплітудні значення стрибків магнітного поля при фронтах є меншими у порівнянні з іншими КА, що узгоджується із передбаченнями моделювання [Merkin, 2019].

Для знаходження поведінки еволюції та розповсюдження магнітних структур, а саме диполяризаційних фронтів, було використано аналіз мінімальної варіації (AMB) та аналіз часової затримки (таймінг аналіз). Для розглянутої події 2013/07/20 магнітосферної суббури було обрано чотири проміжки, які містять транзйєнти з різким градієнтом B_z , тобто диполяризаційні fronti (Рисунок 4.5). ДФ, як зазначалося у Розділі 1, є переднім краєм областей транзйєнтів ВШПП. Сконструювано систему варіацій \vec{V} для кожного обраного транзйєнта, який проходив повз всі КА. Отримані значення нормалей та власних чисел обраховані за формулами 2.16 та 2.17 і містяться у Таблиці 4.1. Інтервали, позначені зірочкою, гарно характеризуються напрямком максимальної варіації, а не мінімальної. Всі fronti мають малі значення вертикальної компоненти нормалей, що означає, що вони перпендикулярні до струмового шару. ДФ2, ДФ3, ДФ4 мають нормалі, орієнтовані до Землі. Розрізненість значень нормалей для

кожного КА свідчить про неплосинність фронту. Похибки для нормалей становлять декілька градусів. На Рисунку 4.6 зображено годограми для ДФ1 КА С1, С3. Перший фронт ДФ1 не є виразним при проходженні через КА С2, оскільки він є віддаленим від струмового шару, тому оцінки швидкості руху були здійснені для структур ДФ2, ДФ3, ДФ4. Щоб точно розрізнити відносність моментів проходження фронтів, застосовано крос-кореляцією часових рядів V_z компоненти магнітного поля між парами КА (Таблиця 4.2). Швидкість та її напрям отримані розв'язанням СЛАР за формулою 2.18. Помітно, що швидкості руху фронтів зменшуються під час протяжної диполяризації і становлять сотні кілометрів за секунду.

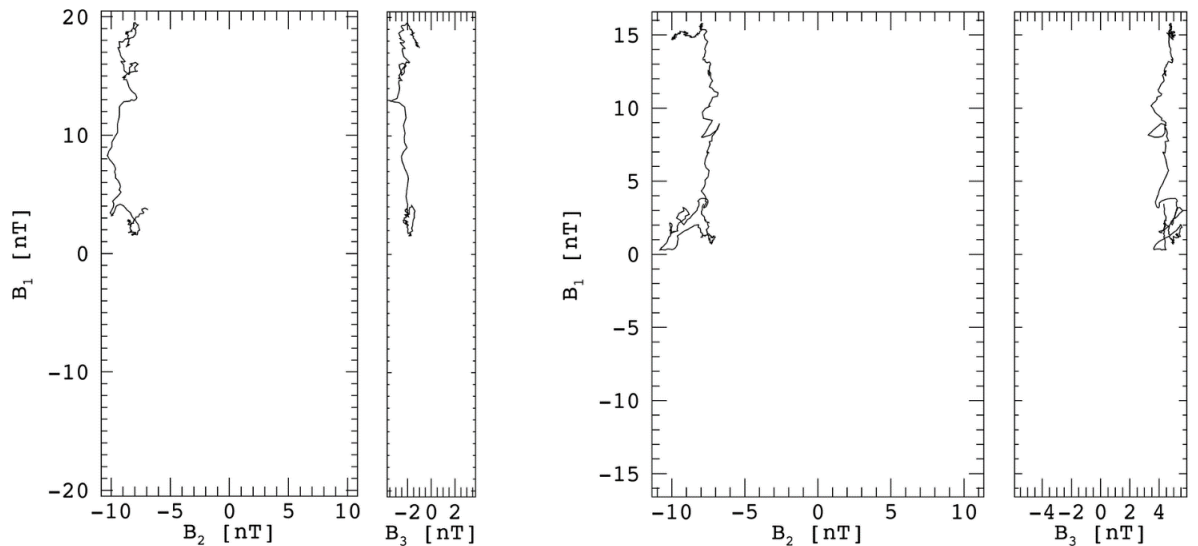


Рисунок 4.6. Годограми для першого фронту ДФ1 за даними КА С1(зліва), С3(справа) [Petrenko & Kozak, 2020]. Варіація магнітного поля вздовж нормалі V_3 відносно мала, що відображено малістю розкиду V_3 у порівнянні з розкидом V_1 .

Отже, застосування багатосупутникового вимірювань під час типової ізольованої магнітосферної суббури (диполяризації) 2013/07/20 у геомагнітному хвості дозволило визначити, що: диполяризаційні фронти з різкими градієнтами $V_z > 0$ характеризуються відмінністю нормалей в різних точках (складна границя фронту); спостерігається азимутальна локалізація фронту; швидкість поширення

фронтів знижується під час розвитку фази розширення суббури з 470 до 260 км/с, що свідчить про зменшення енергетичного запасу струмового шару для їх генерації.

Таблиця 4.1. Характеристики орієнтації та поширення плазмових розривів (диполяризаційних фронтів) під час події суббури (диполяризації) 2013/07/20. Зірочкою позначено фронти, для яких метод спрацював вдало для максимальної варіації (напрям у площині структури), а не для мінімальної варіації.

КА	T_0 , UT	λ АМВ, нТ ²	\vec{n} АМВ	\vec{v} , км/с	\vec{v}/v
ДФ1					
С1*	01:37:16	48.25,0.44,0.22	0.65,-0.51,-0.56		
С3	01:37:31	35.70,1.09,0.19	0.06,-0.84,-0.54		
С4	01:37:31	35.61,1.24, 0.20	0.05, -0.84,-0.54		
ДФ2					
С1	01:39:38	27.12,3.26,0.59	0.53,0.78,-0.34	470	0.43,0.85,-0.31
С2*	01:39:36	4.11,0.30,0.17	0.44,0.90,-0.04		
С3	01:39:38	38.29,6.49,0.69	0.97,-0.20,0.13		
С4	01:39:38	39.00,7.17,0.72	0.95,-0.28,0.15		
ДФ3					
С1	01:42:21	67.71,4.67,0.26	0.88,-0.46,0.01	420	0.64,-0.60,0.48
С2	01:42:16	17.42,1.24,0.12	0.93,-0.30,-0.21		
С3	01:42:25	35.74,4.48,0.62	0.95,0.03,-0.30		
С4	01:42:25	39.25,4.89,0.50	0.95,0.01, -0.32		
ДФ4					
С1	01:45:01	44.04,1.73,0.07	0.96,0.03,-0.29	260	0.32,0.92,-0.21
С2*	01:45:16	2.43,0.15,0.12	0.87,-0.47,0.15		
С3	01:45:06	38.80,1.07,0.04	0.82,-0.52,-0.22		
С4	01:45:06	38.60,1.02,0.04	0.84,-0.49,-0.23		

Таблиця 4.2. Часові затримки проходження фронтів між незалежними парами КА за результатами крос-кореляційного аналізу.

Часові затримки Фронти	t_{12} , секунд	t_{13} , секунд	t_{34} , секунд
ДФ1	---	14.93	-0.09
ДФ2	-2.53	0.71	0.13
ДФ3	-4.62	6.57	-0.13
ДФ4	14.84	5.2	0.22

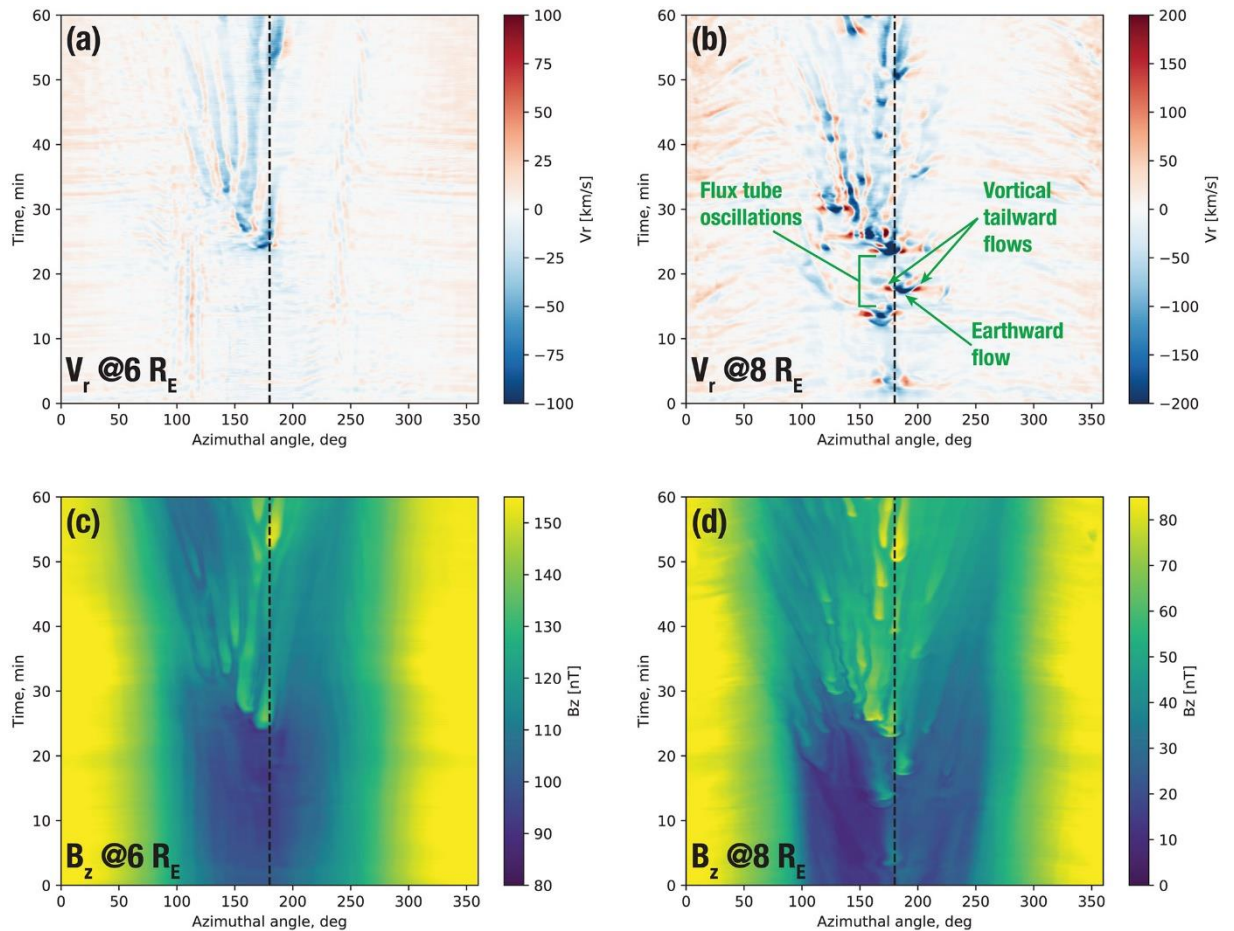


Рисунок 4.7. Діаграми змодельованої радіальної швидкості v_r (a, b) і компоненти магнітного поля B_z (c, d) як функції часу та азимутального кута ϕ на фіксованій радіальній відстані від Землі (кути $\phi = 0^\circ, 360^\circ$ відповідають полудню; $\phi = 180^\circ$ — опівночі; кути $\phi < 180^\circ$ і $\phi > 180^\circ$ відносяться до сутінкового та світанкового секторів відповідно). Панелі (a, c) і (b, d) відповідають фіксованим радіальним відстаням у 6 та 8 R_E відповідно. Вертикальна вісь вказує час у хвиликах, що минув з 09:00 UT 2016/08/09. Пунктирна вертикальна лінія позначає лінію опівночі на всіх графіках. Рисунок взято з роботи [Merkin et al., 2019].

У роботі Merkin et al., 2019 було проведено моделювання на основі схеми LFM [Lyon, Fedder & Mobarry, 2004] та порівняння з вимірюваннями на основі умов СВ та ММП, що склалися для ініціації події ізольованої суббури 9 серпня 2016 року. Моделювання особливостей таких структур під час ізольованої

суббурі підтверджує їх спостережні властивості. З аналізу результатів моделювання було встановлено, що перенесення магнітного потоку у внутрішню магнітосферу передусім відбувається через азимутально локалізовані імпульсні потоки; початок суббурі характеризується різким зростанням кількості таких потоків, які проникають до геосинхронної орбіти (Рисунок 4.7), а властивості змодельованих імпульсних потоків/диполяризаційних фронтів схожі до спостережуваних [Merkin et al., 2019].

4.2.2 Хвильова активність перед розривом струмового шару

Хвильова активність перед розривом СШ (диполяризацією) 2013/07/20 відбувалася протягом 01:35:00-01:37:00 UT і реєструвалася лише двома КА С3 і С4. Оскільки в даних є деякі прогалини, проаналізовано менший інтервал часу з 01:35:00 до 01:36:30 UT. О 01:35:00 UT КА С3 і С4 знаходилися в хвості магнітосфери Землі в точках $[-9.10, -3.06, 1.66]$ і $[-9.10, -3.05, 1.66]$ R_E (Рисунок 4.8). До аналізу залучено дані магнітного поля від інструментів FGM на борту КА С3 і С4. Середній вектор індукції магнітного поля $[2.99, 0.03, 5.94]$ нТл. Коливання мали періоди 10...12 секунд з амплітудою не більше 1 нТл (Рисунок 4.8). Для КА С1 і С2 ці коливання не спостерігаються. Хвильова активність виражається переважно в компонентах V_Z і V_X : $\delta V_X \lesssim 0.75$ нТл, $\delta V_Z \lesssim 0.55$ нТл. Видно, що хвильові збурення випереджають для КА С3. Це означає, що вони поширюються з світанкового флангу хвоста до його центру.

Зі звичайного спектрального (або автокореляційного) середній період коливань становить 11.8 ± 1.0 секунду, тобто $f = 0.085$ Гц або $\omega = 0.53$ рад/с. З аналізу крос-кореляції для даних V_Z з КА С3, С4 протягом інтервалу коливань 01:35:00-01:36:30 UT виявлено максимум коефіцієнта крос-кореляції досягається при $t_{34} = 0.98 \pm 0.03$ секунд. Знаючи модуль сполучного вектора між КА $|\vec{r}_{34}| = 51.1 \pm 0.6$ км, можливо розрахувати фазову швидкість уздовж сполучного вектора: $v_{ph\ proj} = |\vec{r}_{34}|/t_{34} = 51.77$ км/с. Тепер можемо оцінити значення

модуль спроектованого хвильового вектора: $k_{proj} = \omega/v_{ph\ proj} \approx 0.01$ рад/км. Ця оцінка збігається з положенням максимуму у спектрі фазової різниці.

Щоб реконструювати повний хвильовий вектор, аналіз мінімальної варіації було застосовано для чотирьох підінтервалів перетинів хвиль через КА С4 (див. Таблицю 4.3):

$$\vec{k} = k_{proj} \cos(\theta) \vec{n}, \quad (4.3)$$

де θ тут — кут між нормаллю та сполучним вектором $\cos(\theta) = \vec{n} \cdot \vec{r}_{34} / |\vec{r}_{34}|$. Щоб усунути високочастотний внесок у результати АМВ, дані магнітного поля були згладжені з рухомим вікном шириною в 1 секунду. Значення відношень власних значень $\lambda_2/\lambda_3 \gg 1$ означають, що нормаль визначена досить точно. Похибки по напрямку не перевищують 3 градусів. Нормалі \vec{n} , отримані з АМВ, орієнтовані так (з точністю 180°), щоб n_y компонент вектора був позитивним (через відомий напрямок поширення, суто для зручності інтерпретації результату).

Таблиця 4.3. Результати АМВ для профілів напівхвиль переддиполяризаційної активності події 2013/07/20.

№	Інтервал	λ_1/λ_2	λ_2/λ_3	\vec{n}
1	01:35:42-01:35:48	48.5	3.2	0.50, 0.81, -0.30
2	01:35:54-01:35:57	696.3	5.1	0.23, 0.94, -0.27
3	01:36:05-01:36:09	319.0	10.8	0.15, 0.94, -0.31
4	01:36:17-01:36:20	519.5	40.4	0.29, 0.80, -0.52

Мотивацією використання АМВ для 10...12 секундних коливань, є те, що звичний односпутниковий хвильовий аналіз за методом SVD (Рисунок 4.9) демонструє малу еліптичність $\epsilon \approx 0.1$ (майже лінійна поляризація). Через цю обставину одиничний вектор для \vec{k} не є відтворюваним із задовільною точністю, оскільки умова $\vec{k} \perp \delta\vec{B}$ дозволяє існування набору можливих \vec{k} , якщо $\delta\vec{B}$ змінює напрям колінеарним чином (лінійно поляризована хвиля). Розраховані довжини

хвиль складають 677...826 км, а фазові швидкості поширення — 57...70 км/с. Ці фазові швидкості малі в порівнянні з альвенівської швидкістю, тому не можуть бути ідентифіковані зі стандартного набору типів хвиль у замагніченній плазмі.

Таблиця 4.4. Результати реконструкції хвильового вектора за поєднанням методів крос-кореляції та АМВ (* похибки для $|\vec{k}|$ складають приблизно 1/10 від значення, визначальний внесок в похибці має широкий максимум піку для домінуючої частоти коливань).

$\cos(\theta)$	$ \vec{k} $,	Довжина	Фазова	\vec{k} , рад/км
0.8229	0.0085	741.3±74.2	62.9±6.3	0.0042,0.0069,-0.0025
0.9001	0.0093	677.7±67.8	57.5±5.8	0.0021,0.0087,-0.0025
0.8821	0.0091	691.5±69.2	58.7±5.9	0.0014,0.0085,-0.0028
0.7379	0.0076	826.7±82.7	70.2±7.1	0.0022,0.0061,-0.0040

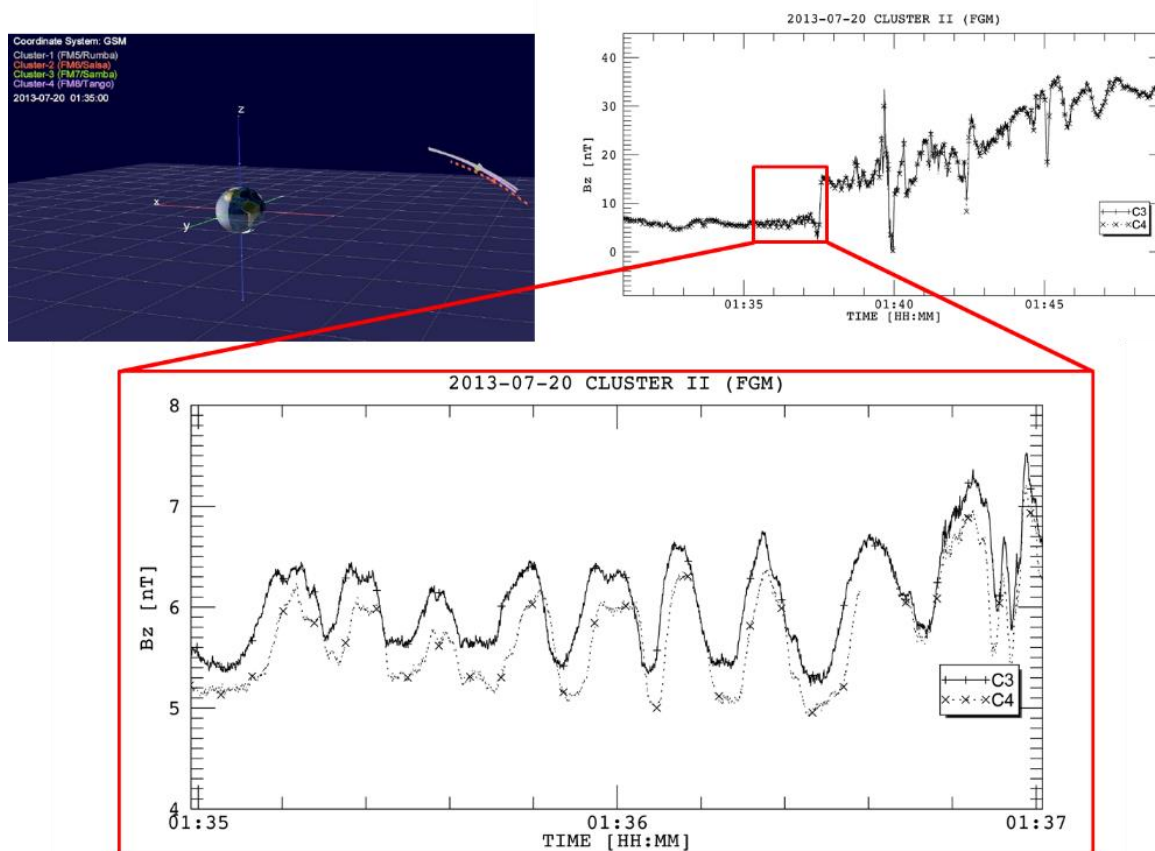


Рисунок 4.8. Хвильова активність перед початком диполаризації (суббури) 2013/07/20.

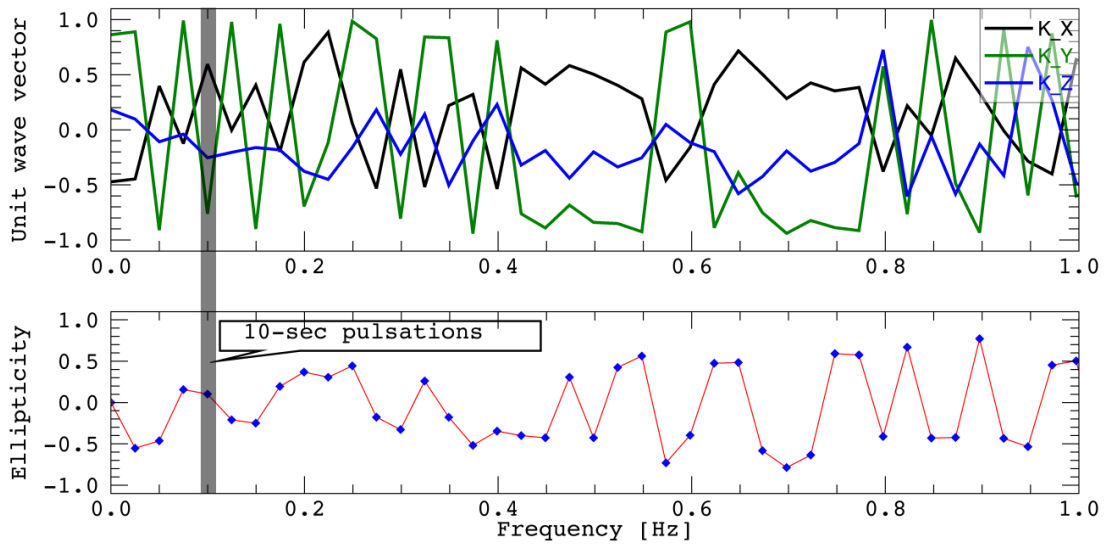


Рисунок 4.9. Одиничний хвильовий вектор для діапазону частот 0...1 Гц, визначений методом SVD та еліптичність для інтервалу хвильової активності перед початком диполаризації (суббурі) 2013/07/20.

4.3 Мультимасштабність дисипативних процесів в хвості магнітосфери Землі

В турбулентному середовищі геомагнітного хвоста, дисипація є тим процесом, який зупиняє каскадну передачу енергії в інерційному турбулентному діапазоні і трансформує енергію турбулентних рухів (вихорів) у нагрів. Окрім того, у випадку кінетичної турбулентності з $\beta \gg 1$ (з домінуванням теплового тиску плазми над тиском магнітного поля) дисипація можлива і в інерційному турбулентному діапазоні [Arzamasskiy, 2023]. Як реалізацію дисипації розглядають наступні механізми: взаємодія хвиля-частинка (резонанс Ландау, циклотронний резонанс), нерезонансне розсіювання, стохастичний нагрів та магнітне перезамикання [He et al., 2020].

Для оцінок трансформації електромагнітної енергії в кінетичну енергію заряджених частинок користуються скалярним добутком електричного поля і густини струму $\vec{E} \cdot \vec{J}$, що по суті являє собою «джоулівські» втрати. Додатне значення $\vec{E} \cdot \vec{J}$ означає нагрів заряджених частинок, і навпаки, при $\vec{E} \cdot \vec{J} < 0$

відбувається передача енергії заряджених частинок полю. В хвості магнітосфери Землі наявні області як з $\vec{E} \cdot \vec{J} > 0$ (області навантаження), так із $\vec{E} \cdot \vec{J} < 0$ (генераторні області), але з домінуванням перших, насамперед це стосується областей диполяризаційних фронтів та високошвидкісних потоків плазми в хвості магнітосфери Землі [Hamrin, 2014]. Оцінки темпів трансформації енергій в цій області проводилися в дослідженнях раніше — як виявилось середні значення $\vec{E} \cdot \vec{J} \sim \pm 10^{-12} \text{Вт/м}^3$ [Hamrin, 2006]. В цій роботі вперше побудовано спектри конверсії енергії електромагнітного поля в хвості магнітосфери Землі, тобто фактично залежність $\vec{E} \cdot \vec{J}$ від просторово-часових масштабів. Для цього були використані дані місії MMS [Burch, 2016] при перетині струмового шару космічними апаратами 2021/09/08.

В роботі проаналізована подія перетину струмового шару апаратами MMS за 2021/09/08 [Petrenko, 2023b]. Космічні апарати знаходилися в хвості магнітосфери Землі у сутінковому секторі за координатами $[-10.49, 11.19, -1.31]$ GSM R_E . Для кількісної та якісної оцінки дисипативних процесів було використано вимірювання ферозондових магнітометрів FGM [Russell, 2016] та електричних зондів EDP [Ergun, 2016; Lindqvist, 2016]. Частота опитування магнітометрів та електричних зондів відрізняється, тому дані були приведені до однакової частоти дискретизації. Інтервал часу проходження струмового шару займав близько 10 хвилин, з 08:51:48 по 09:01:55 UT, як видно з Рисунку 4.10. Після проходження струмового шару (інтервал 1), спостерігається активність високошвидкісних потоків плазми, особливо це чітко спостерігається в інтервалі часу 09:09-09:14 UT (інтервал 2). Той факт, що V_x компонента магнітного поля після проходження струмового шару залишається від'ємною говорить про динамічність струмового шару — те, що він наблизився до області місцезнаходження космічних апаратів, а потім віддалився. Проходження струмового шару супроводжувалося декількома його перетинами (коливання V_x навколо нуля). Величини напруженості електричного поля для інтервалу 1 становлять декілька одиниць десятих мВ/м, вже для інтервалу 2 величини

досягають одиниць мВ/м. Вимірювання інструменту EDP для апарату MMS2 не бралися до уваги, оскільки містять аномально високі синусоїдальні коливання E_z , що може бути помилкою на етапі обробки даних на стороні MMS команди. Цікаво, що у графіках на сайті MMS ці артефакти відсутні (у завантаженому файлі присутні).

Густини струму, отримані багатосупутниковим методом курлометра, не перевищують 60 нА/м^2 для обох інтервалів 1 та 2. Концентрації іонів та електронів варіюються в межах $4 \dots 6 \text{ см}^{-3}$. Потоки електронів максимальні в енергетичному діапазоні $0.1 \dots 2 \text{ кеВ}$, потоки іонів — в $1 \dots 10 \text{ кеВ}$. Цікаво, що першу половину часу перетину струмового шару, теплові електрони мають пітч-кутовий розподіл типу «сигара», тобто більшість з них мають домінуючу паралельну компоненту швидкості по відношенню до напрямку магнітного поля, вже під кінець перетину розподіл стає більш ізотропним [Petrenko, 2023b].

Розрахований часово-масштабний розподіл конверсії енергії електромагнітного поля за формулою 2.33 демонструє наявність чергування областей навантаження (дисипація поля, $\vec{E} \cdot \vec{J} > 0$) та областей генерації ($\vec{E} \cdot \vec{J} < 0$, де заряджені частинки втрачають свою кінетичну енергію). Причому, в один момент часу можливе одночасне існування областей генерації та навантаження, як от перед початком проходження струмового шару приблизно в 08:49 UT. Найбільші темпи конверсії, як видно з рисунку, більш притаманні інтервалу високошвидкісних потоків, це пояснюється більшими значеннями електричного поля та струму. Для першого інтервалу з 08:51:48 по 09:01:55 UT дисипація домінує на великих масштабах (малих частотах $< 0.01 \text{ Гц}$) та наприкінці інтервалу, де пітч-кутовий розподіл є більш ізотропним. Для другого інтервалу на великих масштабах домінує посилення енергії електромагнітного поля ($\vec{E} \cdot \vec{J} < 0$). Типові значення $\sim \pm 10^{-12} \left(\text{Вт/м}^3 \right) / \text{Гц}$ узгоджуються з результатами попередніх робіт [Hamrin et al., 2006; Hamrin et al., 2014].

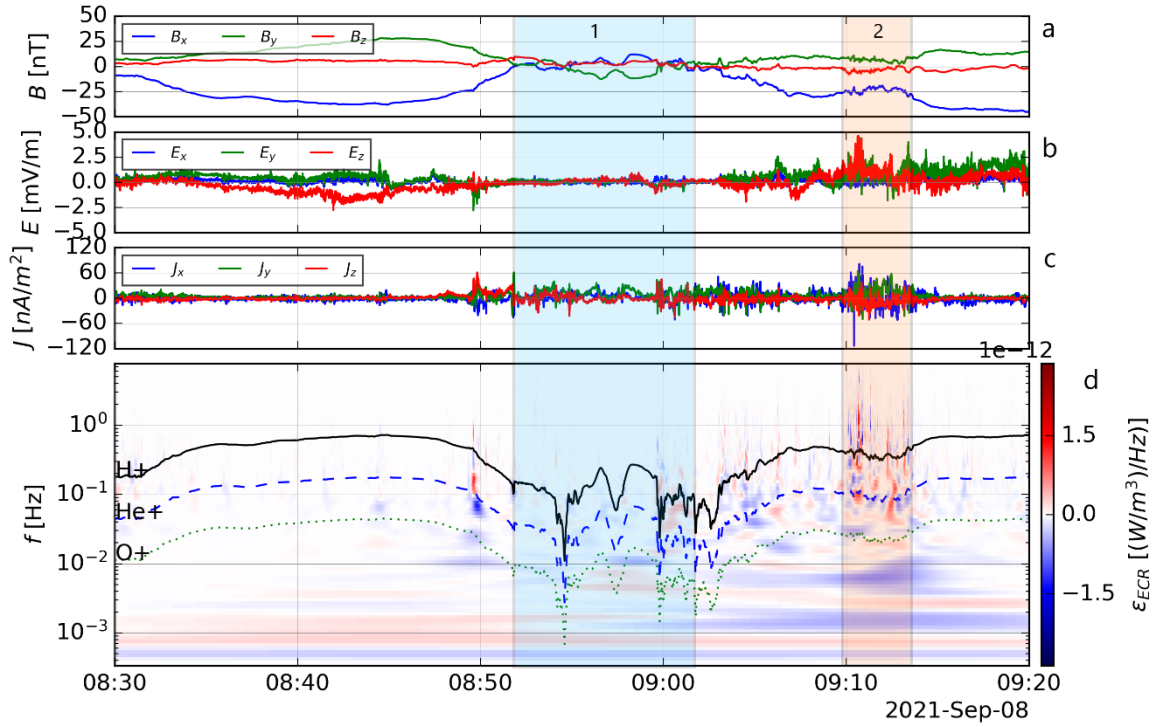


Рисунок 4.10. Часові ряди векторів індукції магнітного поля (a); напруженості електричного поля (b); густини струму (c) під час події 2021/09/08. Панель (d) відображає часово-масштабний розподіл темпу конверсії енергії з нанесеними гірочастотами іонів: червоні області вказують на дисипацію електромагнітного поля і нагрів плазми, сині — на охолодження заряджених частинок [Petrenko, 2023b].

В дисертаційній роботі не приведено розмежування, які заряджені частинки отримують енергію найбільш ефективно, які менш ефективно. Втім, в роботі Li et al., 2022 приведено оцінки для нагріву іонів та електронів в області ПШ з наявною плазмовою турбулентністю, спричиненої магнітним перезамиканням на прикладі події 25 травня 2017 року протягом 03:30–06:00 UT. Автори дійшли висновку, що нагрів передусім (~90%) відбувається завдяки перпендикулярною складовою $\vec{E}_\perp \cdot \vec{J}_\perp$ через інтенсивні амплітуди \vec{E}_\perp на частотах близьких до іонних гірочастот ω_{gi} [Ergun et al., 2018]. Цікаво, що в областях квазі-паралельного магнітошару ($\theta_{Bn} < 45^\circ$), ситуація є протилежною: нагрів

плазми забезпечується передусім паралельною складовою $\vec{E}_{\parallel} \cdot \vec{J}_{\parallel}$. Перетворення ЕМ енергії в кінетичну і теплову в плазмовій турбулентності відбувається не тільки через взаємодію хвиля-частинка, але й через наявність перемежованих струмових структур. І сам процес конверсії ЕМ енергії як показали моделювання є неоднорідним [Wan et al., 2012]. Як виявлено з аналізу події магнітного перезамикання 25 травня 2017 року [Li et al., 2022] перерозподіл енергії між іонами та електронами від ЕМ поля в турбулентному ПШ залежить від магнітуди густини струму $|\vec{J}|$. Було показано, що при $|\vec{J}| \leq 30 \text{ нА/м}^2 \approx |\vec{J}|_{rms}$ (де середньоквадратичне відхилення модуля густини струму $|\vec{J}|_{rms} = \sqrt{\langle (|\vec{J}|(t) - \langle |\vec{J} \rangle)^2 \rangle}$) іони отримують енергію найбільш ефективно за рахунок масштабу області нагріву; електрони, натомість, нагріваються в локалізованих областях, де значення магнітуди густини струму перебувають в діапазоні $30 \dots 70 \text{ нА/м}^2$ ($1.0|\vec{J}|_{rms} \dots 2.3|\vec{J}|_{rms}$). Для значень, $|\vec{J}| \leq 30 \text{ нА/м}^2$, джоулівський доданок для електронів $\vec{E}_e \cdot \vec{J}_e$ є негативним, передусім за рахунок того, що $\vec{E}_{e\perp} \cdot \vec{J}_{e\perp} < 0$.

4.4 Дисперсійний аналіз флешпінг коливань

Протягом 26 серпня 2020 року КА зареєстрували флешпінг коливання СШ. Апарати MMS для цих часових проміжків знаходилися в точках $[-26.0980, 9.2165, 1.7070] R_E$, $[-26.3590, 9.0141, 1.5665] R_E$ GSM, тобто у сутінковому секторі середнього магнітохвоста (Рисунок 4.11). В період з 21:30 до 23:30 зареєстровано два флешпінг коливання СШ (Рисунок 4.12). Перша подія зафіксована у проміжку 21:45:13-21:59:13 UTC, друга — у 22:51:33-23:03:03 UTC. Спостерігалися високошвидкісні потоки плазми, що рухалися у геомагнітний хвіст та до Землі зі середніми значеннями $\langle \vec{u} \rangle \approx [-211.1, 31.8, 2.6] \text{ км/с}$ та $\langle \vec{u} \rangle \approx [155.7, 19.5, -11.6] \text{ км/с}$ відповідно.

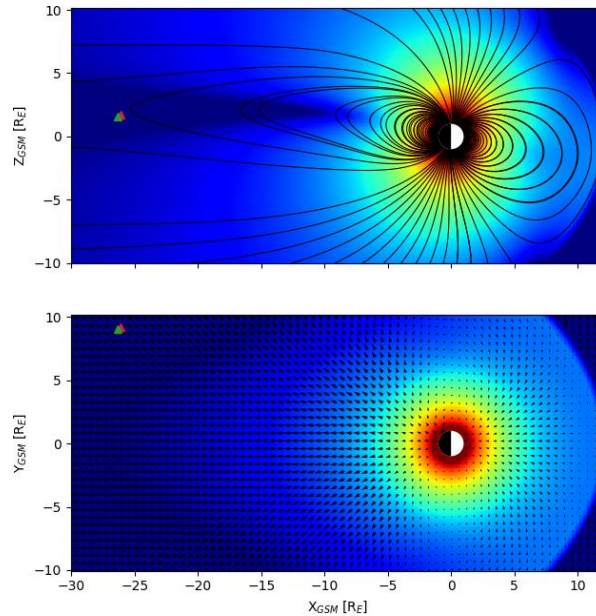


Рисунок 4.11. Положення MMS під час двох флєппінг подій 2020/08/26 (червоний трикутник позначає локацію першої події, зелений – другої події) в XZ та ZY площині GSM [Petrenko et al., 2023a]. Кольорова градація позначає магнітуду індукції магнітного поля.

Для двох події флєппінгу було проведено АМВ для обраних інтервалів, де спостерігається зміна знаку B_x компоненти: $\Delta B_x > 0$ та $\Delta B_x < 0$. Для визначення типу флєппінг коливань скористалися підходом, запропонованим Rong Z. J. et al., 2015, порівнявши κ параметр між сусідніми інтервалами перетину СШ (тут \vec{n} – вектор мінімальної варіації, тобто нормаль до структури):

$$\kappa = \text{sign}(n_y \times n_z) \times \text{sign}(\Delta B_x) \quad (4.4)$$

Перша подія демонструє чергування κ параметру (+1,-1,+1...), що означає стаціонарний тип флєппінгу, тобто коливання вгору-вниз. Для другої події κ параметр зберігає свою знакосталість, що означає кінк тип флєппінгу.

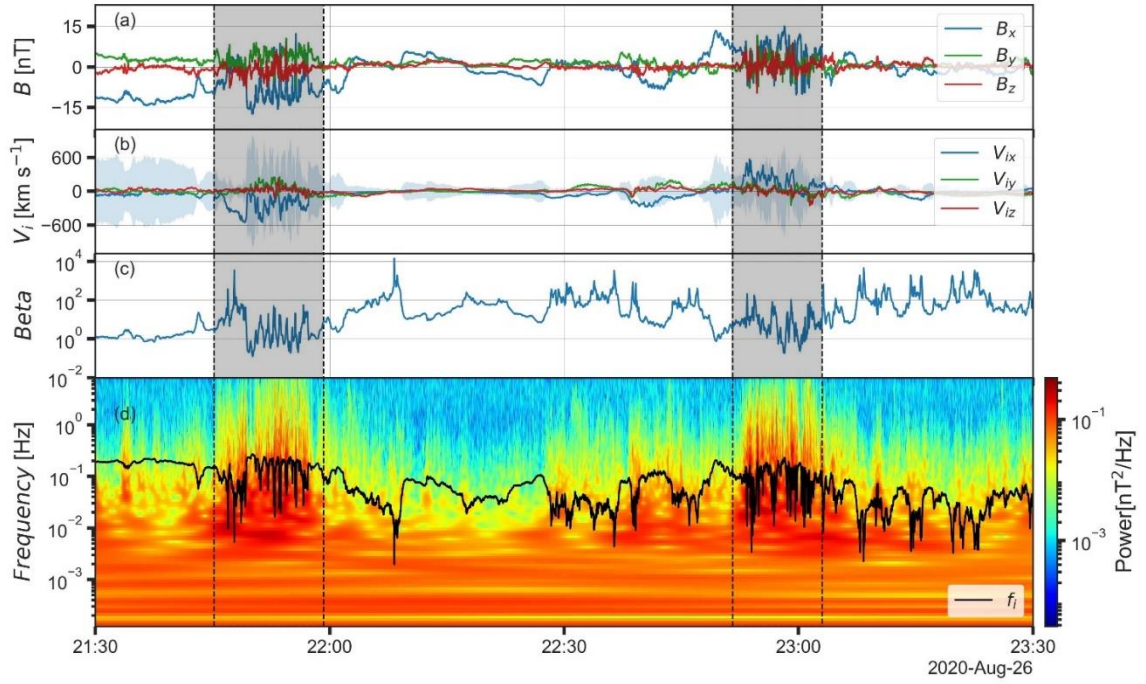


Рисунок 4.12. Події флєппінгу 2020/08/26 (виділено сірим кольором) за спостереженнями MMS [Petrenko et al., 2023a]. (a) Магнітне поле. (b) Поточкова швидкість плазми. (c) β -параметр. (d) Вейвлетний спектр потужності вектора магнітного поля.

Спектри фазової різниці обраховано для кожної компоненти вектора \vec{B} . Потім просумували отримані спектри, щоб проаналізувати розподіл потужності для векторної величини (Рисунок 4.13) (тут $j = x, y, z$):

$$P(k_j, f) = P_{xx}(k_j, f) + P_{yy}(k_j, f) + P_{zz}(k_j, f) \quad (4.5)$$

Це дає змогу коректним чином порівняти результати цього методу з двома іншими: хвильовою зйомкою та MSR методом. Енергетичний розподіл був переведений в систему нерухомої плазми, використовуючи доплєрівську корекцію (\tilde{f} або f_{sc} — частота у рухомій системі):

$$P(k_j, \tilde{f}) = P(k_j, f - k_j \langle \vec{u} \rangle_j / 2\pi) \quad (4.6)$$

Бінування частот виконано лінійним чином, оскільки це найпростішим чином дозволяє робити доплерівський зсув для конкретного значення k_j . Оскільки потоки здебільшого рухаються вздовж X координати, то при розгляді хвильових процесів у системі відліку рухомого середовища з Рисунку 4.13 бачимо, що найбільший доплерівський зсув зазнають саме $P(k_x, f)$ спектри. Для першої події $P(k_z, \tilde{f})$ демонструє наявність гілок, що розходяться від $k_z = 0$ з майже незмінною частотою. Ці коливні моди дисперсні, з фазовою швидкістю $v_{phz} \rightarrow 0$ при зростанні довжини хвилі λ_z . $P(k_y, \tilde{f})$ спектр чітко демонструє наявність принаймні трьох бездисперсних гілок з фазовими швидкостями вздовж $-Y$: $v_{phy} \approx 0 \frac{\text{км}}{\text{с}}$, $v_{phy} \approx -55 \frac{\text{км}}{\text{с}}$, $v_{phy} \approx -340 \frac{\text{км}}{\text{с}}$. Тобто розповсюдження відбувається від флангів до центру, що визначає локалізацію триггеру недалеко від розташування MMS далі у вечірню сторону. $P(k_x, \tilde{f})$ спектр демонструє максимуми біля $\tilde{f} = -k_x \langle \vec{u} \rangle_x / 2\pi$, але окрім того присутня слабка гілка з $v_{phx} \approx 580 \frac{\text{км}}{\text{с}}$, що близько до максимального значення u_x по модулю ($u_x \approx -580 \frac{\text{км}}{\text{с}}$). Фактично, це може бути стаціонарна структура вздовж X , що в системі відліку плазми рухається в напрямку $+X$ у системі нерухомої плазми, що рухається у хвіст. Аналогічний ефект для другої події спостерігається у $P(k_x, \tilde{f})$ розподілі, але в іншому напрямку. $P(k_z, \tilde{f})$ спектр має слабшу виразність в порівнянні з першою подією, що може слугувати ознакою відмінності кінк від стаціонарного флешпінгу. $P(k_y, \tilde{f})$ спектр чітко демонструє наявність бездисперсної хвильової моди з $v_{phy} \approx -95 \frac{\text{км}}{\text{с}}$.

Проаналізуємо дисперсійні паттерни побудовані за методом хвильової зйомки (Рисунок 4.14). Для першої події спостерігається групування точок, ідентичне для спектрів, отриманих методом фазової різниці. Для другої події ми бачимо деяке розходження між результатами двох методів. Це пов'язано з тим, що метод хвильової зйомки будується на основі Фур'є перетворення, який дозволяє розглядати плоскі хвилі. Натомість спектри фазової різниці, побудовані

на основі вейвлет-спектрів, можуть ефективно ідентифікувати хвильові пакети, притаманні турбулентній плазмі. Це знаходить підтвердження у простій візуальній ідентифікації часових рядів магнітного поля — друга подія містить більшу кількість транзйентних структур і перемежованості. Однак дисперсійний паттерн $k_z(\tilde{f})$ і спектр $P(k_z, \tilde{f})$ мають спільно ідентифіковану гілку з фазовою швидкістю $v_{phz} \approx 45 \frac{\text{км}}{\text{с}}$. До того ж бачимо, що $P(k_z, \tilde{f})$ розподіл є асиметричним відносно $k_z \approx 0$ в області низьких частот, що може свідчити про проходження магнітних структур з несиметричними профілями, видовженими по $+Y$ і крутими по $-Y$ відносно їх центрів. В цьому випадку $\Delta B_z > 0$ відбувається за коротші періоди часу ніж $\Delta B_z < 0$. Цей ефект підтверджується орієнтаціями нормалей за результатами АМВ для суміжних проміжків перетину СШ.

Спектри, отримані за допомогою MSR методу — комбінації підходів власних чисел і проективності, побудовані для окремого набору з трьох частот. Останні відповідають максимумам вейвлет потужності для відповідних інтервалів. Для першого флешпінгу обрано набір з частотами у 0.02, 0.05, 0.5 Гц, для другого — 0.02, 0.046, 0.5 Гц. Для спрощеної візуалізації отриманих 3D спектрів $P(\vec{k}, f_0)$ ми зробили розрізи у $kx - ky$, $kx - kz$, $ky - kz$ площинах (Рисунок 4.15). При збільшенні частоти, максимуми розподілів розширюються. Найбільш складні енергетичні розподіли спостерігаються для $ky - kz$. Розподіл $P(k_y k_z, 0.05 \text{ Гц})$ для першої події демонструє хрестоподібний вигляд, майже вздовж осей k_y , k_z , що узгоджується з дисперсійними розподілами хвильової зйомки. Аналізуючи 3D розподіл спектрів $P(k_y k_z, 0.5 \text{ Гц})$ для двох подій, бачимо, що максимум для другої події займає значно більший об'єм. Це результат узгоджується з більш тісним групуванням точок на дисперсійних паттернах $k_y(f)$, $k_z(f)$ навколо $k_y = 0$, $k_z = 0$. Загалом, кількість гілок розгалужень, що мають початок в максимумі становить від 3 і більше.

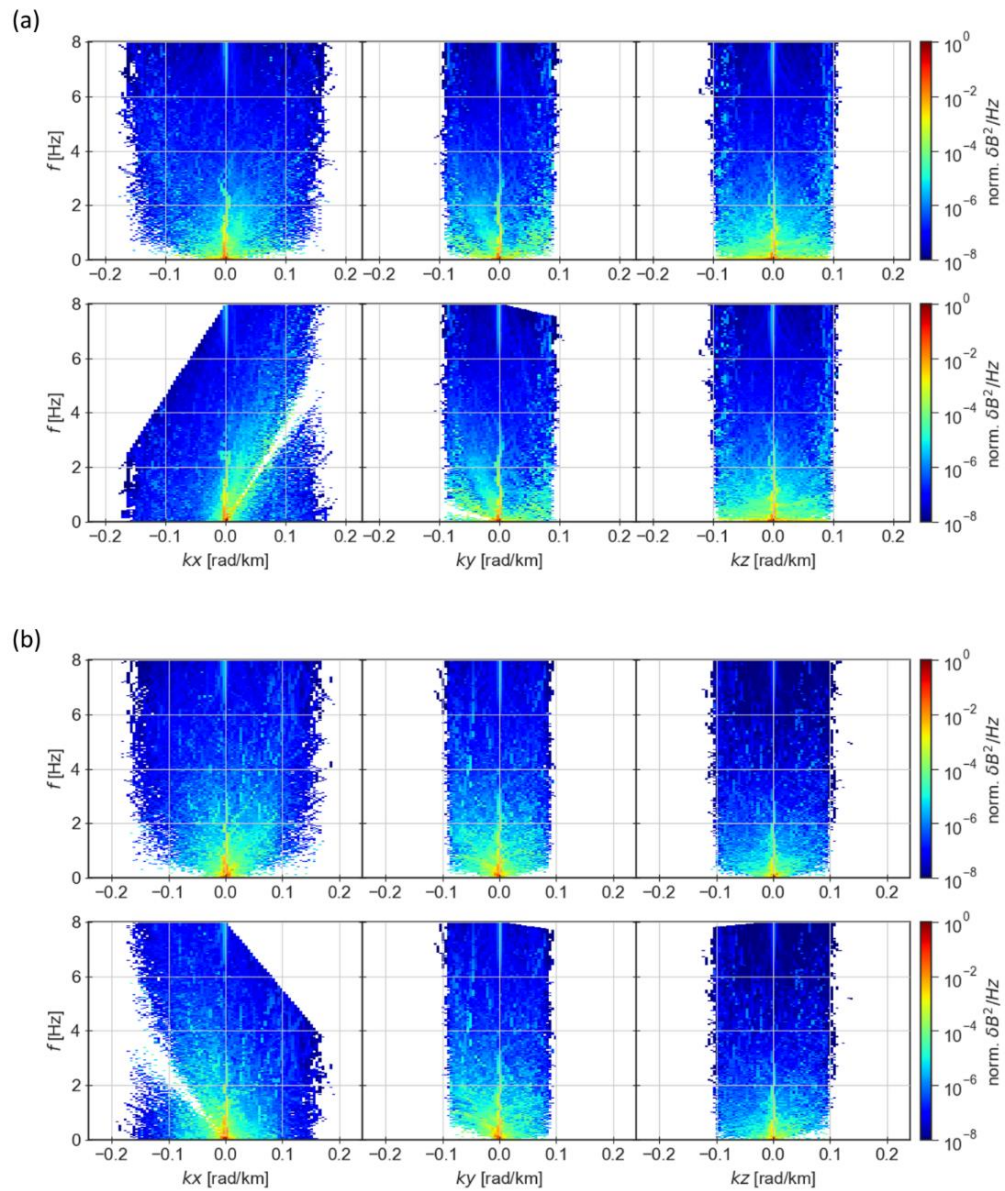


Рисунок 4.13. f - k спектр потужності вектора магнітного поля для (а) першої події та (б) другої події флешінгу 2020/08/26 [Petrenko et al., 2023a]. Спектри на нижніх стрічках для кожної панелі побудовані із врахуванням доплерівського зміщення.

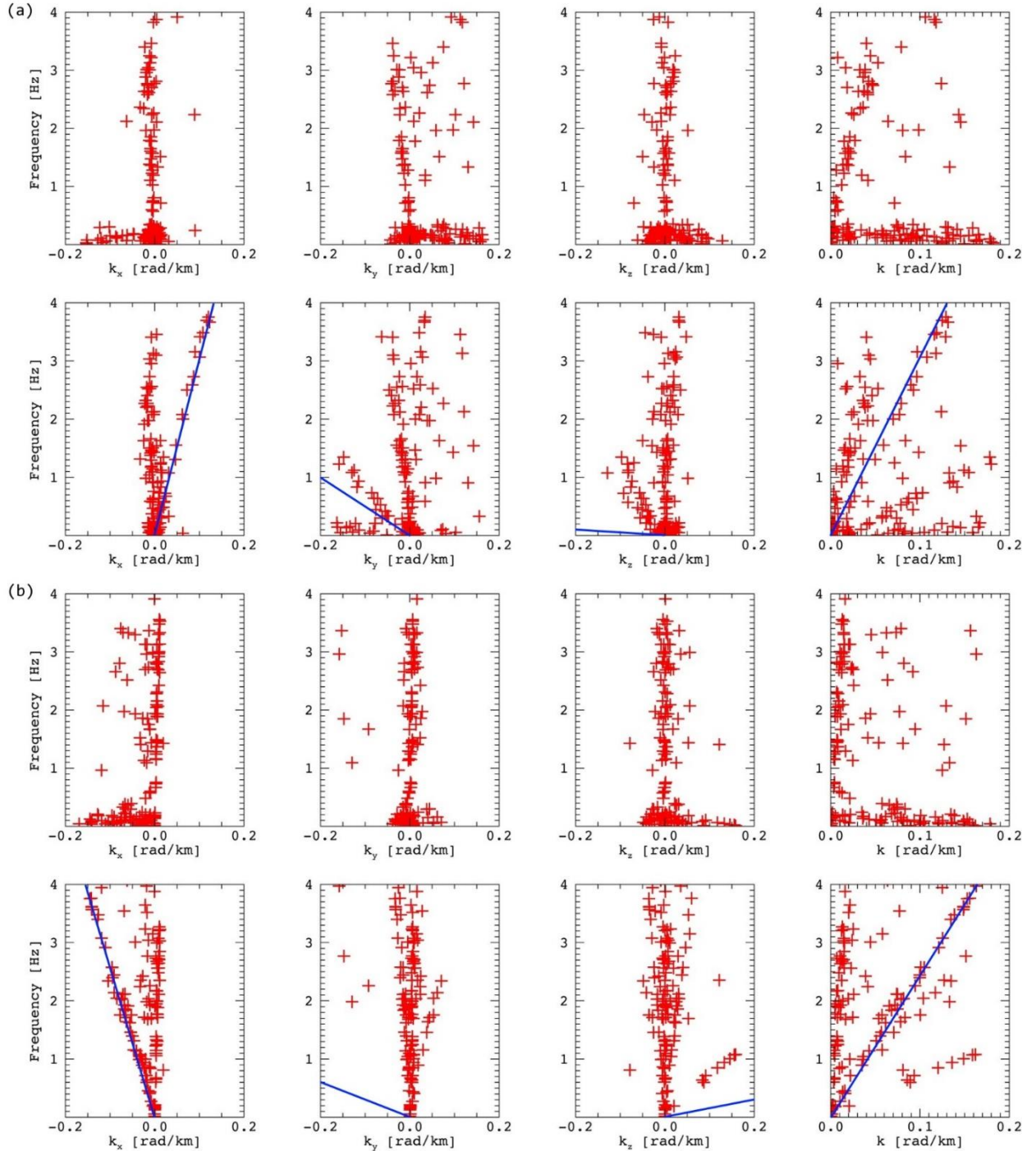


Рисунок 4.14. $f - k$ дисперсійні паттерни $\vec{\delta V}$ отримані методом хвильової зйомки для (a) першої події та (b) другої події флєппінгу 2020/08/26 [Petrenko et al., 2023a]. Розподіли на нижніх стрічках для кожної панелі побудовані із врахуванням доплерівського зміщення. Сині прямі позначають нульову частоту в системі відліку КА.

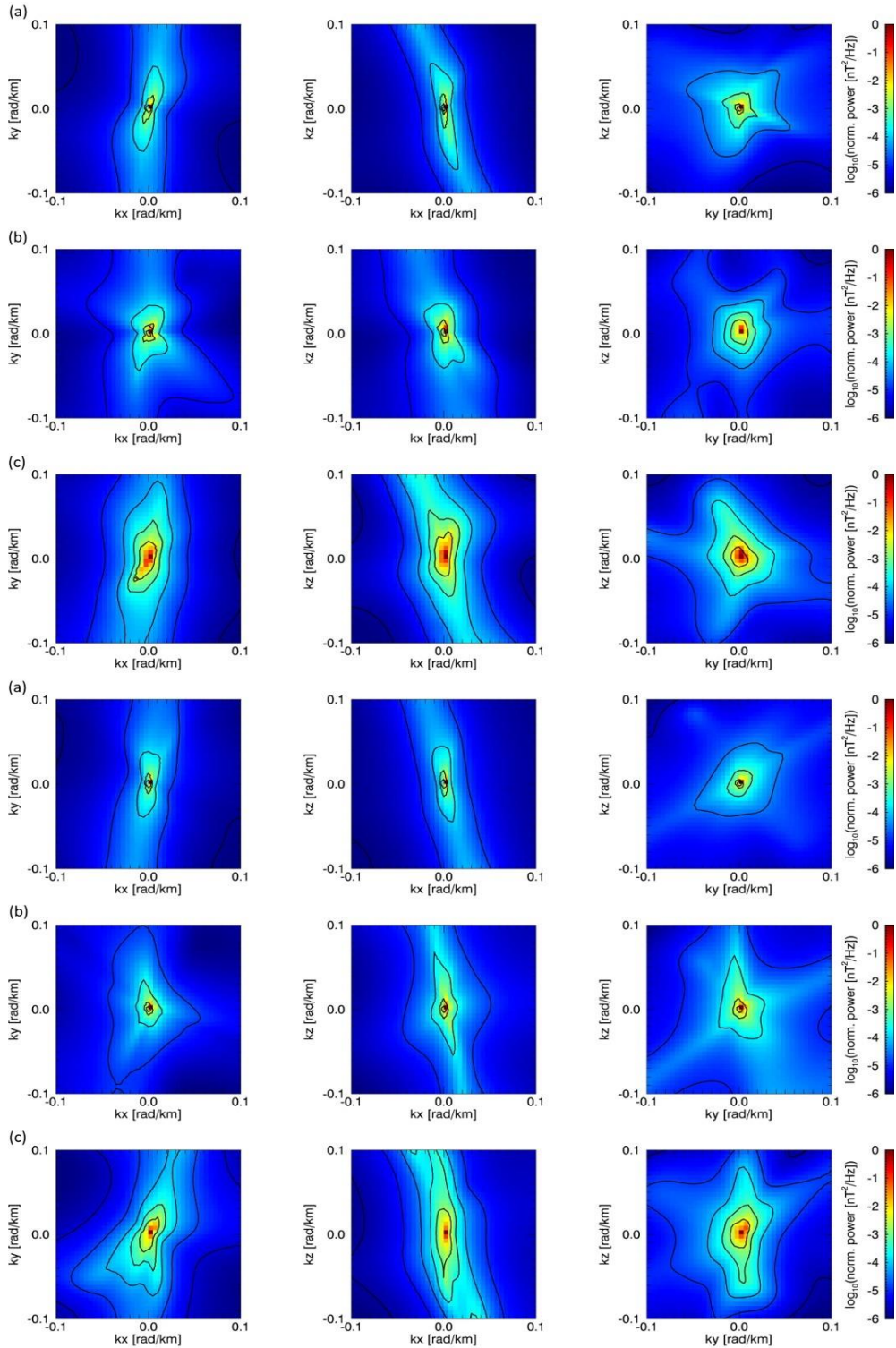


Рисунок 4.15 MSR 3D спектри потужності $\overline{\delta B}$ в $kx - ky$, $kx - kz$, $ky - kz$ розрізах для домінуючих частот першої події флєппінгу (частоти: а - 0.02 Гц, б - 0.05 Гц, с - 0.5 Гц зверху донизу) та другої події флєппінгу (частоти: а - 0.02 Гц, б - 0.046 Гц, с - 0.5 Гц зверху донизу) 2020/08/26 [Petrenko et al., 2023a].

4.5 Висновки до РОЗДІЛУ 4

Виконано успішну апробацію та тестування авторського програмного забезпечення ADATIS/IDL (Application for DATa analysIS/Interactive Data Language) багатосупутникових дисперсійних проєкційних методів: beam-former, k-фільтрація, MSR. Виявлено, що чутливість методів по виявленню максимумів потужності зростає від першого до третього: ширини максимумів зменшуються; відношення між максимальним і мінімальним значенням $\max(P(f_0, \vec{k}))/\min(P(f_0, \vec{k}))$ збільшуються: ~ 1.5 порядки для beam-former, ~ 5 порядків для k-фільтрації, ~ 8 порядків для MSR. Також успішно апробовано метод фазової різниці на штучно симульованих багатосупутникових даних для пари КА. Імплементований метод хвильової зйомки було протестовано з позитивним результатом для 2...4 КА.

Вперше розраховано мультимасштабний спектр конверсії енергії електромагнітного поля в геомагнітному хвості. На основі аналізу події 2021/09/08 перетину струмового шару та події високошвидкісних потоків плазми виявлено наявність чергування областей навантаження (дисипація поля, $\vec{E} \cdot \vec{J} > 0$) та областей генерації ($\vec{E} \cdot \vec{J} < 0$, де заряджені частинки втрачають свою кінетичну енергію). В один момент часу можливе одночасне існування областей генерації та навантаження. Найбільші темпи конверсії притаманні інтервалу високошвидкісних потоків, що пояснюється більшими значеннями електричного поля та струму. Отримані значення конверсії енергії $\sim \pm 10^{-12} \text{ (Вт/м}^3\text{) / Гц}$ узгоджуються з результатами попередніх робіт.

Вперше представлено низькочастотний багатосупутниковий хвильовий аналіз для подій флешінг коливань струмового шару з наявними високошвидкісними потоками плазми в геомагнітному хвості. Проаналізовані події відрізняються за типом флешінг коливань: першій події властиві рухи вгору-вниз, друга подія демонструє коливання типу кінк. Виявлено, що

енергетичний розподіл коливань вектора магнітного поля містить раніше не виявлені складні багатогілкові дисперсійні залежності від k_y , k_z , що суттєвим чином доповнює минулі дисперсійні дослідження флєппінг коливань. Для першої події встановлено наявність однієї дзеркальної та двох коливних мод, які розповсюджуються азимутально від сутінкового сектора до центру геомагнітного хвоста з фазовими швидкостями $v_{phy} \approx 0 \frac{\text{км}}{\text{с}}$, $v_{phy} \approx -55 \frac{\text{км}}{\text{с}}$, $v_{phy} \approx -340 \frac{\text{км}}{\text{с}}$ відповідно. Для другої події з кінк-коливаннями встановлено наявність хвильових пакетів, які також розповсюджуються вздовж **-Y** з оціночною швидкістю $v_{phy} \approx -95 \frac{\text{км}}{\text{с}}$. Використані методи багатосупутниковий дисперсійного аналізу доповнюють один одного, а їх розходження дали змогу оцінити наявність нелінійних хвильових пакетів при розгляді кінк флєппінгу, асиметрію профілю СШ в азимутальному напрямку.

Застосування багатосупутникового підходів до аналізу типової ізольованої магнітосферної суббурі (диполяризації) 2013/07/20 у геомагнітному хвості дозволило визначити, що: диполяризаційні фронти з різкими градієнтами $B_z > 0$ характеризуються відмінністю нормалей в різних точках (складна границя фронту); спостерігається азимутальна локалізація фронту; швидкість поширення фронтів знижується під час розвитку фази розширення суббурі з 470 до 260 км/с, що свідчить про зменшення енергетичного запасу струмового шару для їх генерації. Висновки підтверджуються результатами моделювання іншими авторами. Для події 2013/07/20 перед ініціацією розриву струмового шару (диполяризації) спостерігається хвильова активність магнітного поля з лінійно поляризованими хвилями довжинами 677...826 км, що поширюються від сутінкового сектора до центру геомагнітного хвоста з фазовими швидкостями 57...70 км/с.

ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі досліджено динамічні процеси, що відбуваються у струмовому шарі хвоста магнітосфери Землі. Це дослідження важливе як з точки зору розуміння глобальної магнітосферної динаміки, фізики навколоземного середовища та плазми, так і в контексті формування космічної погоди. На основі супутникових даних проведено дослідження флєппінг коливань, областей високошвидкісних потоків в плазмовому шарі, та поширення диполяризаційних фронтів під час розриву струмового шару.

В дисертаційному дослідженні виконана робота над методами та підходами аналізу плазмового середовища за даними супутникових місій. Проаналізовано деталі використання багато-/одно- супутникових методів хвильової фільтрації (beam-former, k-фільтрація, MSR), хвильової зйомки та фазової різниці. Запропоновано підхід пошуку повної дисперсійної картини, якщо доступними є тільки два від необхідних чотирьох космічних апаратів. Коротко продемонстровано можливості космічних місії по дослідженню навколоземного космічного середовища на прикладі інструментарію місії NASA MMS.

Основні результати дисертації:

1. Вперше розраховано мультимасштабний спектр перетворення енергії електромагнітного поля в струмовому шарі геомагнітного хвоста. Виявлена наявність чергування областей дисипації поля, та областей посилення поля.

2. Виявлено, що найбільші темпи конверсії енергії притаманні інтервалу високошвидкісних потоків, що пояснюється більшими значеннями електричного поля та струму.

3. Вперше представлено багатосупутниковий хвильовий аналіз для флєппінг коливань струмового шару з наявними високошвидкісними потоками плазми. Виявлено складні багатогілкові дисперсійні залежності від k_y , k_z .

Оцінена наявність нелінійних хвильових пакетів при розгляді кінк флешпінг коливань струмового шару та азимутальну асиметрію його профілю.

4. Показано, що диполяризаційні фронти мають складну границю, азимутальну локалізацією, а швидкість поширення фронтів знижується під час розвитку фази розширення суббурі, що свідчить про зменшення енергетичного запасу струмового шару для їх генерації. Ці результати підтверджуються результатами моделюванням в інших дослідженнях. Виявлено, що перед розривом струмового шару можлива хвильова активність магнітного поля з лінійно поляризованими коливаннями.

5. Створено та протестовано програмне забезпечення ADATIS/IDL (Application for DATA analysIS/Interactive Data Language) для роботи з одно-/багато- супутниковими рядами даних. Виконано порівняння чутливості методів хвильової фільтрації з використанням програмного забезпечення ADATIS.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- Akasofu, S. I. (1964). The development of the auroral substorm. *Planetary and Space Science*, 12(4), 273-282.
- Alfvén, H. (1968). Some properties of magnetospheric neutral surfaces. *Journal of Geophysical Research*, 73, 4379.
- Alfvén, H. and Fälthammar C.-G. (1971). A new approach to the theory of the magnetosphere. *Cosmic Electrodynamics*, 2, 78.
- Alqeeq, S. W., Le Contel, O., Canu, P., Retinò, A., Chust, T., Mirioni, L., ... & Lavraud, B. (2022). Investigation of the homogeneity of energy conversion processes at dipolarization fronts from MMS measurements. *Physics of Plasmas*, 29(1).
- Angelopoulos, V., Baumjohann, W., Kennel, C. F., Coroniti, F. V., Kivelson, M. G., Pellat, R., ... & Paschmann, G. (1992). Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 97(A4), 4027-4039.
- Angelopoulos, V., Chapman, J. A., Mozer, F. S., Scudder, J. D., Russell, C. T., Tsuruda, K., ... & Yumoto, K. (2002). Plasma sheet electromagnetic power generation and its dissipation along auroral field lines. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 107(A8), SMP-14.
- Angelopoulos, V., Cruce, P., Drozdov, A., Grimes, E. W., Hatzigeorgiu, N., King, D. A., ... & Schroeder, P. (2019). The space physics environment data analysis system (SPEDAS). *Space science reviews*, 215, 1-46.
- Artemyev, A., Lu, S., El-Alaoui, M., Lin, Y., Angelopoulos, V., Zhang, X. J., ... & Russell, C. (2021). Configuration of the Earth's magnetotail current sheet. *Geophysical Research Letters*, 48(6), e2020GL092153.
- Arzamasskiy, L., Kunz, M. W., Squire, J., Quataert, E., & Schekochihin, A. A. (2023). Kinetic turbulence in collisionless high- β plasmas. *Physical Review X*, 13(2), 021014.

- Baker, D. N., Pulkkinen, T. I., Angelopoulos, V., Baumjohann, W., & McPherron, R. L. (1996). Neutral line model of substorms: Past results and present view. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *101*(A6), 12975-13010.
- Balikhin, M. A., de Wit, T. D., Alleyne, H. S. C., Woolliscroft, L. J. C., Walker, S. N., Krasnosel'skikh, V., ... & Baumjohann, W. (1997). Experimental determination of the dispersion of waves observed upstream of a quasi-perpendicular shock. *Geophysical research letters*, *24*(7), 787-790.
- Balogh, A., Carr, C. M., Acuna, M. H., Dunlop, M. W., Beek, T. J., Brown, P., ... & Schwingenschuh, K. (2001, September). The Cluster Magnetic Field Investigation: overview of in-flight performance and initial results. In *Annales Geophysicae* (Vol. 19, No. 10/12, pp. 1207-1217). Copernicus GmbH.
- Baumjohann, W., & Treumann, R. A. (2012). *Basic space plasma physics*.
- Beall, J. M., Kim, Y. C., & Powers, E. J. (1982). Estimation of wavenumber and frequency spectra using fixed probe pairs. *Journal of Applied Physics*, *53*(6), 3933-3940.
- Bittencourt, J. A. (2004). *Fundamentals of plasma physics*. Springer Science & Business Media.
- Borovsky, J. E., Elphic, R. C., Funsten, H. O., & Thomsen, M. F. (1997). The Earth's plasma sheet as a laboratory for flow turbulence in high- β MHD. *Journal of Plasma Physics*, *57*(1), 1-34.
- Boström, R. (1964). A model of the auroral electrojets. *Journal of Geophysical Research*, *69*(23), 4983-4999.
- Burch, J. L., Moore, T. E., Torbert, R. B., & Giles, B. H. (2016). Magnetospheric multiscale overview and science objectives. *Space Science Reviews*, *199*, 5-21.
- Capon, J. (1969). High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis. *Proceedings of the IEEE*, *57*(8), 1408-1418.
- Consolini, G., Kretschmar, M., Lui, A. T., Zimbardo, G., & Macek, W. M. (2005). On the magnetic field fluctuations during magnetospheric tail current

- disruption: A statistical approach. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 110(A7).
- Daughton, W. (1999). The unstable eigenmodes of a neutral sheet. *Physics of Plasmas*, 6(4), 1329-1343.
- DiBraccio, G. A., Dann, J., Espley, J. R., Gruesbeck, J. R., Soobiah, Y., Connerney, J. E., ... & Jakosky, B. M. (2017). MAVEN observations of tail current sheet flapping at Mars. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 122(4), 4308-4324.
- Duan, D., He, J., Pei, Z., Huang, S., Wu, H., Verscharen, D., & Wang, L. (2018). Angular independence of break position for magnetic power spectral density in solar wind turbulence. *The Astrophysical Journal*, 865(2), 89.
- Dudok de Wit, T., Alexandrova, O., Furno, I., Sorriso-Valvo, L., & Zimbardo, G. (2013). Methods for characterising microphysical processes in plasmas. *Space Science Reviews*, 178, 665-693.
- Dungey, J. W. (1953). Conditions for the occurrence of electrical discharges in astrophysical systems. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 44(354), 725-738.
- Dunlop, M. W., Dong, X. C., Wang, T. Y., Eastwood, J. P., Robert, P., Haaland, S., ... & De Keyser, J. (2021). Curlometer technique and applications. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 126(11).
- Dunlop, M. W., Haaland, S., Dong, X. C., Middleton, H. R., Escoubet, C. P., Yang, Y. Y., ... & Russell, C. T. (2018). Multipoint analysis of electric currents in geospace using the curlometer technique. *Electric currents in geospace and beyond*, 67-80.
- Dunlop, M. W., Southwood, D. J., Glassmeier, K. H., & Neubauer, F. M. (1988). Analysis of multipoint magnetometer data. *Advances in Space Research*, 8(9-10), 273-277.
- Dwivedi, N. K., Kumar, S., Kovacs, P., Yordanova, E., Echim, M., Sharma, R. P., ... & Sasunov, Y. (2019). Implication of kinetic Alfvén waves to magnetic field

- turbulence spectra: Earth's magnetosheath. *Astrophysics and Space Science*, 364, 1-11.
- Ergun, R. E., Goodrich, K. A., Wilder, F. D., Ahmadi, N., Holmes, J. C., Eriksson, S., ... & Vaivads, A. (2018). Magnetic reconnection, turbulence, and particle acceleration: Observations in the Earth's magnetotail. *Geophysical Research Letters*, 45(8), 3338-3347.
- Ergun, R. E., Tucker, S., Westfall, J., Goodrich, K. A., Malaspina, D. M., Summers, D., ... & Cully, C. M. (2016). The axial double probe and fields signal processing for the MMS mission. *Space Science Reviews*, 199, 167-188.
- Erkaev, N. V., Semenov, V. S., & Biernat, H. K. (2008). Magnetic double gradient mechanism for flapping oscillations of a current sheet. *Geophysical Research Letters*, 35(2).
- Escoubet, C. P., Fehringer, M., and Goldstein, M. (2001). *Introduction* The Cluster mission. *Annales Geophysicae*, 19(10/12), 1197–1200.
- Farge, M. (1992). Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annual review of fluid mechanics*, 24(1), 395-458.
- Frick, P. G., Sokoloff, D. D., & Stepanov, R. A. (2022). Wavelets for the space-time structure analysis of physical fields. *Physics-Uspekhi*, 65(1), 62.
- Frick, P. G., Sokoloff, D. D., & Stepanov, R. A. (2022). Wavelets for the space-time structure analysis of physical fields. *Physics-Uspekhi*, 65(1), 62.
- Frick, P., Grossmann, A., & Tchamitchian, P. (1998). Wavelet analysis of signals with gaps. *Journal of Mathematical Physics*, 39(8), 4091-4107.
- Fruit, G., Louarn, P., Budnik, E., Sauvaud, J. A., Jacquy, C., Le Quéau, D., ... & Cornilleau-Wehrin, N. (2004). On the propagation of low-frequency fluctuations in the plasma sheet: 2. Characterization of the MHD eigenmodes and physical implications. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 109(A3).
- Fruit, G., Louarn, P., Tur, A., & Le Quéau, D. (2002). On the propagation of magnetohydrodynamic perturbations in a Harris-type current sheet 1.

- Propagation on discrete modes and signal reconstruction. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 107(A11), SMP-39.
- Fu, H., Grigorenko, E. E., Gabrielse, C., Liu, C., Lu, S., Hwang, K. J., ... & Chen, F. (2020). Magnetotail dipolarization fronts and particle acceleration: A review. *Science China Earth Sciences*, 63, 235-256.
- Ganushkina, N. Y., Liemohn, M. W., & Dubyagin, S. (2018). Current systems in the Earth's magnetosphere. *Reviews of Geophysics*, 56.
- Gao, J. W., Rong, Z. J., Cai, Y. H., Lui, A. T. Y., Petrukovich, A. A., Shen, C., ... & Wan, W. X. (2018). The distribution of two flapping types of magnetotail current sheet: Implication for the flapping mechanism. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123(9), 7413-7423.
- Gary, S. P., Moldwin, M. B., Thomsen, M. F., Winske, D., & McComas, D. J. (1994). Hot proton anisotropies and cool proton temperatures in the outer magnetosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 99(A12), 23603-23615.
- Gershman, D. J., F-Viñas, A., Dorelli, J. C., Goldstein, M. L., Shuster, J., Avanov, L. A., ... & Burch, J. L. (2018). Energy partitioning constraints at kinetic scales in low- β turbulence. *Physics of Plasmas*, 25(2).
- Grigorenko, E. E., Dubyagin, S., Malykhin, A. Y., Khotyaintsev, Y. V., Kronberg, E. A., Lavraud, B., & Ganushkina, N. Y. (2018). Intense current structures observed at electron kinetic scales in the near-Earth magnetotail during dipolarization and substorm current wedge formation. *Geophysical Research Letters*, 45(2), 602-611.
- Hamrin, M., Marghitu, O., Rönmark, K., Klecker, B., André, M., Buchert, S., ... & Vaivads, A. (2006). Observations of concentrated generator regions in the nightside magnetosphere by Cluster/FAST conjunctions. *Annales geophysicae*, 24(2), 637-649.
- Hamrin, M., Pitkänen, T., Norqvist, P., Karlsson, T., Nilsson, H., André, M., ... & Dandouras, I. (2014). Evidence for the braking of flow bursts as they propagate

- toward the Earth. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 119(11), 9004-9018.
- Hartering, M. D., Takahashi, K., Drozdov, A. Y., Shi, X., Usanova, M. E., & Kress, B. (2022). ULF wave modeling, effects, and applications: Accomplishments, recent advances, and future. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 9, 867394.
- Harvey, C. C. (1998). Spatial gradients and the volumetric tensor. *ISSI scientific reports series, 1*, 307-322.
- He, J., Duan, D., Wang, T., Zhu, X., Li, W., Verscharen, D., ... & Burch, J. (2019). Direct measurement of the dissipation rate spectrum around ion kinetic scales in space plasma turbulence. *The Astrophysical Journal*, 880(2), 121.
- He, J., Zhu, X., Verscharen, D., Duan, D., Zhao, J., & Wang, T. (2020). Spectra of diffusion, dispersion, and dissipation for kinetic Alfvénic and compressive turbulence: Comparison between kinetic theory and measurements from MMS. *The Astrophysical Journal*, 898(1), 43.
- Hones Jr, E. W. (1979). Transient phenomena in the magnetotail and their relation to substorms. *Space Science Reviews*, 23(3), 393-410.
- Jacobs, J. A., Kato, Y., Matsushita, S., and Troitskaya, V. A. (1964). Classification of Geomagnetic Micropulsations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 69, 180–181.
- Jiang, W., Verscharen, D., Li, H., Wang, C., & Klein, K. G. (2022). Whistler Waves as a Signature of Converging Magnetic Holes in Space Plasmas. *The Astrophysical Journal*, 935(2), 169.
- Karimabadi, H., Daughton, W., Pritchett, P. L., & Krauss-Varban, D. (2003). Ion-ion kink instability in the magnetotail: 1. Linear theory. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 108(A11).
- Kennel, C. F., & Petschek, H. E. (1966). Limit on stably trapped particle fluxes. *Journal of Geophysical Research*, 71(1), 1-28.

- Kivelson, M. G., & Russell, C. T. (Eds.). (1995). *Introduction to space physics*. Cambridge university press.
- Klein, K. G., Howes, G. G., & TenBarge, J. M. (2014). The violation of the Taylor hypothesis in measurements of solar wind turbulence. *The Astrophysical Journal Letters*, 790(2), L20.
- Kozak, L. V., & Petrenko, B. A. (2016). Statistical analysis of plasma turbulence using Cluster II data. *Astronomical School's Report*, 12(2), 179-184.
- Kozak, L. V., Petrenko, B. A., Grigorenko, E. E., & Kronberg, E. A. (2022). Comparison of Ground-Based and Satellite Geomagnetic Pulsations during Substorms. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 38(1), 1-10.
- Kozak, L. V., Petrenko, B. A., Kronberg, E. A., Grigorenko, E. E., Kozak, P. M., & Reka, K. D. (2020). Variations in the Plasma Parameters of the Earth's Magnetotail during Substorm Initiation. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 36, 94-102.
- Kozak, L. V., Petrenko, B. A., Lui, A. T. Y., Kronberg, E. A., & Daly, P. W. (2021). Processes in the current disruption region: From turbulence to dispersion relation. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 126(1), e2020JA028404.
- Kozak, L., Petrenko B., Lui A., Kronberg E., Grigorenko E. and Prokhorenkov A. (2018a). Turbulent Processes in the Earth's Magnetotail: Spectral and Statistical Research. *Annales Geophysicae*, 36(5), 1303-1318.
- Kozak, L., Petrenko, B., Kronberg, E., Grigorenko, E., Lui, E., & Cheremnykh, S. (2018b). Spectra of Turbulence during the Dipolarization of the Magnetic Field. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 34, 258-269.
- Kozak, L., Petrenko, B., Kronberg, E., Prokhorenkov, A., Grigorenko, E., Cheremnyh, O., Cheremnyh, S., Lui, A., Kozak, P., Kundelko, I. (2018c). Turbulent processes in the Earth's magnetotail: statistical and spectral analysis. *Space Science and Technology*, 24(3), 55-68.

- Kronberg, E. A., Grigorenko, E. E., Malykhin, A. Y., Kozak, L., Petrenko, B., Vogt, M. F., et al. (2019). Acceleration of ions in Jovian plasmoids: Does turbulence play a role?. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *124*(7), 5056-5069.
- Kozak, L., Petrenko, B., Kronberg, E., Grigorenko, E., & Lui, A. (2018d). Characteristics of the turbulence processes in the magnetohydrodynamic environment. *Athens Journal of Sciences*, *5*(2).
- Laundal K.M., Richmond A.D. Magnetic Coordinate Systems. *Space Sci. Rev.* 2017. 206. P. 27–59.
- Li, X., Wang, R., Huang, C., Lu, Q., Lu, S., Burch, J. L., & Wang, S. (2022). Energy Conversion and Partition in Plasma Turbulence Driven by Magnetotail Reconnection. *The Astrophysical Journal*, *936*(1), 34.
- Lin, R., He, J., Zhu, X., Zhang, L., Duan, D., Sahraoui, F., & Verscharen, D. (2022). Power Anisotropy, Dispersion Signature and Turbulence Diffusion Region in the 3D Wavenumber Domain of Space Plasma Turbulence. *The Astrophysical Journal*, *939*(2), 121.
- Lindqvist, P. A., Olsson, G., Torbert, R. B., King, B., Granoff, M., Rau, D., ... & Tucker, S. (2016). The spin-plane double probe electric field instrument for MMS. *Space Science Reviews*, *199*, 137-165.
- Lui, A. T. Y. (1991). A synthesis of magnetospheric substorm models. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *96*(A2), 1849-1856.
- Lui, A. T. Y. (1996). Current disruption in the Earth's magnetosphere: Observations and models. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *101*(A6), 13067-13088.
- Lui, A. T. Y. (2002). Multiscale phenomena in the near-Earth magnetosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *64*(2), 125-143.
- Lui, A. T. Y. (2004). Potential plasma instabilities for substorm expansion onsets. *Space Science Reviews*, *113*(1-2), 127-206.
- Lui, A. T. Y. (2014). Evidence for two types of dipolarization in the earth's magnetotail. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *115*, 17-24.

- Lui, A. T. Y. (2018). Review on the characteristics of the current sheet in the Earth's magnetotail. *Electric currents in geospace and beyond*, 155-175.
- Lyon, J. G., Fedder, J. A., & Mobarry, C. M. (2004). The Lyon–Fedder–Mobarry (LFM) global MHD magnetospheric simulation code. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66(15-16), 1333-1350.
- Lyons, L. R., & Williams, D. J. (2013). *Quantitative aspects of magnetospheric physics* (Vol. 23). Springer Science & Business Media.
- Matthaeus, W. H., & Goldstein, M. L. (1982). Measurement of the rugged invariants of magnetohydrodynamic turbulence in the solar wind. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 87(A8), 6011-6028.
- Merkin, V. G., Panov, E. V., Sorathia, K., & Ukhorskiy, A. Y. (2019). Contribution of bursty bulk flows to the global dipolarization of the magnetotail during an isolated substorm. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 124, 8647–8668.
- Morlet, J. (1983). Sampling theory and wave propagation. In *Issues in acoustic Signal—image processing and recognition* (pp. 233-261). Springer Berlin Heidelberg.
- Nakamura, R., Baumjohann, W., Klecker, B., Bogdanova, Y., Balogh, A., Rème, H., ... & Runov, A. (2002). Motion of the dipolarization front during a flow burst event observed by Cluster. *Geophysical research letters*, 29(20), 3-1.
- Nakamura, R., Sergeev, V. A., Baumjohann, W., Plaschke, F., Magnes, W., Fischer, D., ... & Saito, Y. (2016). Transient, small-scale field-aligned currents in the plasma sheet boundary layer during storm time substorms. *Geophysical Research Letters*, 43(10), 4841-4849.
- Narita, Y. (2012). *Plasma turbulence in the solar system*. Springer Science & Business Media.
- Narita, Y., & Glassmeier, K. H. (2005). Dispersion analysis of low-frequency waves through the terrestrial bow shock. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 110(A12).

- Narita, Y., Glassmeier, K. H., & Motschmann, U. (2011). High-resolution wave number spectrum using multi-point measurements in space—the Multi-point Signal Resonator (MSR) technique. In *Annales Geophysicae* 29(2), 351-360.
- Narita, Y., Glassmeier, K. H., & Motschmann, U. (2011, February). High-resolution wave number spectrum using multi-point measurements in space—the Multi-point Signal Resonator (MSR) technique. In *Annales Geophysicae* (Vol. 29, No. 2, pp. 351-360). Göttingen, Germany: Copernicus Publications.
- Narita, Y., Plaschke, F., Nakamura, R., Baumjohann, W., Magnes, W., Fischer, D., ... & Glassmeier, K. H. (2016). Wave telescope technique for MMS magnetometer. *Geophysical Research Letters*, 43(10), 4774-4780.
- Ness, N. F. (1965). The Earth's magnetic tail. *Journal of Geophysical Research*, 70(13), 2989-3005.
- Ohtani, S. I., & Tamao, T. (1993). Does the ballooning instability trigger substorms in the near-Earth magnetotail?. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 98(A11), 19369-19379.
- Oliveira, D. M., Hartinger, M. D., Xu, Z., Zesta, E., Pilipenko, V. A., Giles, B. L., & Silveira, M. V. (2020). Interplanetary shock impact angles control magnetospheric ULF wave activity: Wave amplitude, frequency, and power spectra. *Geophysical Research Letters*, 47(24).
- Palmroth, M., Pulkkinen, T.I., Ganse, U. *et al.* (2023). Magnetotail plasma eruptions driven by magnetic reconnection and kinetic instabilities. *Nature Geoscience*.
- Parkhomenko, E. I., Malova, H. V., Popov, V. Y., Grigorenko, E. E., Petrukovich, A. A., Zelenyi, L. M., & Kronberg, E. A. (2018). Modeling of magnetic dipolarizations and turbulence in Earth's magnetotail as factors of plasma acceleration and transfer. *Cosmic Research*, 56, 453-461.
- Paschmann, G., & Schwartz, S. J. (2000, February). ISSI book on analysis methods for multi-spacecraft data. In *Cluster-II workshop multiscale/multipoint plasma measurements* (Vol. 449, p. 99).

- Petrenko, B. (2023b). Multiscale dissipative processes in the Earth's magnetotail. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 39(5), 83-87.
- Petrenko, B. A., & Kozak, L. V. (2020). Dynamics of Magnetic Structures during a Magnetospheric Substorm. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 36, 238-242.
- Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E., & Akhmetshyn, R. (2023a). Multispacecraft wave analysis of current sheet flapping motions in Earth's magnetotail. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 9, 1071824.
- Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E., Ballai I. (2022). Approbation of wave dispersion analysis using multispacecraft methods (in Ukrainian). *Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyiv. Astronomy*, 66, 20-25.
- Pinçon, J. L., & Motschmann, U. (1998). Multi-spacecraft filtering: General framework. *Analysis methods for multi-spacecraft data, ISSI Sci. Rep. SR-001. Bern: ISSI*, 65-78.
- Pollock, C., Moore, T., Jacques, A., Burch, J., Gliese, U., Saito, Y., ... & Zeuch, M. (2016). Fast plasma investigation for magnetospheric multiscale. *Space Science Reviews*, 199, 331-406.
- Richard, L., Khotyaintsev, Y. V., Graham, D. B., Sitnov, M. I., Le Contel, O., & Lindqvist, P. A. (2021). Observations of short-period ion-scale current sheet flapping. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 126(8), e2021JA029152.
- Roberts, O. W., Narita, Y., Li, X., Escoubet, C. P., & Laakso, H. (2017). Multipoint analysis of compressive fluctuations in the fast and slow solar wind. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 122(7), 6940-6963.
- Rong, Z. J., Barabash, S., Stenberg, G., Futaana, Y., Zhang, T. L., Wan, W. X., ... & Wang, X. D. (2015a). Technique for diagnosing the flapping motion of magnetotail current sheets based on single-point magnetic field analysis. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(5), 3462-3474.

- Rong, Z. J., Barabash, S., Stenberg, G., Futaana, Y., Zhang, T. L., Wan, W. X., ... & Zhong, J. (2015b). The flapping motion of the Venusian magnetotail: Venus Express observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *120*(7), 5593-5602.
- Rong, Z. J., Cai, Y. H., Gao, J. W., Lui, A. T. Y., Shen, C., Petrukovich, A. A., ... & Wan, W. X. (2018). Cluster observations of a dispersive flapping event of magnetotail current sheet. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *123*(7), 5571-5579.
- Runov, A., Angelopoulos, V., Sitnov, M., Sergeev, V. A., Nakamura, R., Nishimura, Y., ... & Singer, H. J. (2011a). Dipolarization fronts in the magnetotail plasma sheet. *Planetary and Space Science*, *59*(7), 517-525.
- Runov, A., Angelopoulos, V., Zhou, X. Z., Zhang, X. J., Li, S., Plaschke, F., & Bonnell, J. (2011b). A THEMIS multicase study of dipolarization fronts in the magnetotail plasma sheet. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *116*(A5).
- Russell, C. T., Anderson, B. J., Baumjohann, W., Bromund, K. R., Dearborn, D., Fischer, D., et al. (2016). The magnetospheric multiscale magnetometers. *Space Science Reviews*, *199*(1–4), 189–256.
- Russell, C. T., Anderson, B. J., Baumjohann, W., Bromund, K. R., Dearborn, D., Fischer, D., ... & Richter, I. (2016). The magnetospheric multiscale magnetometers. *Space Science Reviews*, *199*, 189-256.
- Sahraoui, F., Belmont, G., Goldstein, M. L., & Rezeau, L. (2010). Limitations of multispacecraft data techniques in measuring wave number spectra of space plasma turbulence. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *115*(A4).
- Sahraoui, F., Pinçon, J. L., Belmont, G., Rezeau, L., Cornilleau-Wehrlin, N., Robert, P., ... & Chanteur, G. (2003). ULF wave identification in the magnetosheath: The k-filtering technique applied to Cluster II data. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *108*(A9).

- Santolík, O., Parrot, M., & Lefeuvre, F. (2003). Singular value decomposition methods for wave propagation analysis. *Radio Science*, 38(1), 10-1.
- Schmidt, R. (1986). Multiple emitter location and signal parameter estimation. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 34(3), 276-280.
- Sergeev, V. A., Mitchell, D. G., Russell, C. T., & Williams, D. J. (1993). Structure of the tail plasma/current sheet at ~ 11 RE and its changes in the course of a substorm. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 98(A10), 17345-17365.
- Shi, Q. Q., Tian, A. M., Bai, S. C., Hasegawa, H., Degeling, A. W., Pu, Z. Y., ... & Liu, Z. Q. (2019). Dimensionality, coordinate system and reference frame for analysis of in-situ space plasma and field data. *Space Science Reviews*, 215, 1-54.
- Sitnov, M., Birn, J., Ferdousi, B., Gordeev, E., Khotyaintsev, Y., Merkin, V., ... & Zhou, X. (2019). Explosive magnetotail activity. *Space science reviews*, 215, 1-95.
- Smith, A. W., Rae, I. J., Forsyth, C., Watt, C. E. J., & Murphy, K. R. (2023). Statistical Characterization of the Dynamic Near-Earth Plasma Sheet Relative to Ultra-Low Frequency (ULF) Wave Growth at Substorm Onset. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 128(1), e2022JA030491.
- Song, P., & Russell, C. T. (1999). Time series data analyses in space physics. *Space Science Reviews*, 87(3-4), 387-463.
- Sonnerup, B. Ö., & Cahill Jr, L. J. (1967). Magnetopause structure and attitude from Explorer 12 observations. *Journal of Geophysical Research*, 72(1), 171-183.
- Sonnerup, B. U., & Scheible, M. (1998). Minimum and maximum variance analysis. *Analysis methods for multi-spacecraft data*, 1, 185-220.
- Sorathia, K. A., Merkin, V. G., Panov, E. V., Zhang, B., Lyon, J. G., Garretson, J., ... & Wiltberger, M. (2020). Ballooning-interchange instability in the near-Earth plasma sheet and auroral beads: Global magnetospheric modeling at the limit

- of the MHD approximation. *Geophysical Research Letters*, 47(14), e2020GL088227.
- Speiser, T. W. (1965). Particle trajectories in model current sheets: 1. Analytical solutions. *Journal of Geophysical Research*, 70(17), 4219-4226.
- Speiser, T. W., & Ness, N. F. (1967). The neutral sheet in the geomagnetic tail: Its motion, equivalent currents, and field line connection through it. *Journal of Geophysical Research*, 72(1), 131-141.
- Sun, H., Zhao, J., Xie, H., & Wu, D. (2019). On kinetic instabilities driven by ion temperature anisotropy and differential flow in the solar wind. *The Astrophysical Journal*, 884(1), 44.
- Takahashi, K., & Denton, R. E. (2021). Magnetospheric mass density as determined by ULF wave analysis. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 8, 708940.
- Taylor, G. I. (1938). The spectrum of turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, 164(919), 476-490.
- Torrence, C., & Compo, G. P. (1998). A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological society*, 79(1), 61-78.
- Treumann, R. A., Baumjohann, W., & Narita, Y. (2019). On the applicability of Taylor's hypothesis in streaming magnetohydrodynamic turbulence. *Earth, Planets and Space*, 71, 1-18.
- Troshichev, O. A., Kokubun, S., Kamide, Y., Mukai, T., & Yamamoto, T. (1999). Fast earthward plasma flows observed in the mid/distant tail under quiet conditions: Relation to substorms. *Geophysical research letters*, 26(6), 643-646.
- Tsyganenko, N. A. (1989). A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet. *Planetary and Space Science*, 37(1), 5-20.
- Verscharen, D., Klein, K. G., & Maruca, B. A. (2019). The multi-scale nature of the solar wind. *Living Reviews in Solar Physics*, 16(1), 5.
- Vogt, J., Narita, Y., & Constantinescu, O. D. (2008, June). The wave surveyor technique for fast plasma wave detection in multi-spacecraft data. In *Annales*

- Geophysicae* (Vol. 26, No. 7, pp. 1699-1710). Göttingen, Germany: Copernicus Publications.
- Wan, M., Matthaeus, W. H., Karimabadi, H., Roytershteyn, V., Shay, M., Wu, P., ... & Chapman, S. C. (2012). Intermittent dissipation at kinetic scales in collisionless plasma turbulence. *Physical review letters*, *109*(19), 195001.
- Zhang, B., Sorathia, K. A., Lyon, J. G., Merkin, V. G., Garretson, J. S., & Wiltberger, M. (2019). GAMERA: A three-dimensional finite-volume MHD solver for non-orthogonal curvilinear geometries. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, *244*(1), 20.
- Zhang, C., Rong, Z. J., Gao, J. W., Zhong, J., Chai, L. H., Wei, Y., ... & Wan, W. X. (2020). The flapping motion of Mercury's magnetotail current sheet: MESSENGER observations. *Geophysical Research Letters*, *47*(4), e2019GL086011.
- Zhang, L. Q., Wang, C., Dai, L., Baumjohann, W., Burch, J. L., Khotyaintsev, Y. V., & Wang, J. Y. (2022). Turbulent current sheet frozen in bursty bulk flow: observation and model. *Scientific Reports*, *12*(1), 15547.
- Zhang, L. Q., Wang, C., Dai, L., Baumjohann, W., Lui, A. T. Y., Burch, J. L., ... & Ren, Y. (2022). Vorticity within bursty bulk flows: Convective versus kinetic. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *127*(3), e2020JA028934.
- Zhang, Y. C., Dai, L., Rong, Z. J., Wang, C., Rème, H., Dandouras, I., ... & Escoubet, C. P. (2020). Observation of the large-amplitude and fast-damped plasma sheet flapping triggered by reconnection-induced ballooning instability. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *125*(9), e2020JA028218.
- Zhao, L. L., Zank, G. P., Nakanotani, M., & Adhikari, L. (2023). Observations of Waves and Structures by Frequency–Wavenumber Spectrum in Solar Wind Turbulence. *The Astrophysical Journal*, *944*(1), 98.

Zimbardo, G., Greco, A., Sorriso-Valvo, L., Perri, S., Vörös, Z., Aburjania, G., ... & Alexandrova, O. (2010). Magnetic turbulence in the geospace environment. *Space science reviews*, 156, 89-134.

ДОДАТОК А. ПЛАЗМОВІ НЕСТІЙКОСТІ, МЕХАНІЗМИ ПРИСКОРЕННЯ:
ОСОБЛИВОСТІ ТА ПЕРЕДУМОВИ ЇХ ВИНИКНЕННЯ

Тип нестійкості	Передумови виникнення	Характерні особливості
Нестійкість Кельвіна-Гельмгольца	Відносний рух двох середовищ зумовлює виникнення на межі поділу поверхневих хвиль, що наростають.	<p>Нестійкий розв'язок:</p> $\omega_{kh} = \frac{n_{01} \underline{k} \cdot \underline{v}_0}{n_{01} + n_{02}}$ <p>Магнітне поле відіграє стабілізуючу роль на контакті середовищ:</p> $ u_1 - u_2 < (\rho_1 + \rho_2)v_A/(\rho_1\rho_2)^{1/2}$ <p>Умова виникнення нестійкості найлегше задовольняється для збурень, що поширюються перпендикулярно до незбуреного магнітного поля.</p>
Дзеркальна	Дзеркальна мода розповсюджується перпендикулярно до магнітного поля. Для розвитку нестійкості, необхідно, що перпендикулярний тиск домінував над паралельним сумарно для всіх типів частинок. В навколоземному середовищі, цей критерій певною мірою виконується в магнітошарі.	Хоча ця нестійкість належить до макронестійкостей, що впливають на великі об'єми плазми і впливають на низькочастотну шкалу в макроскопічних параметрах плазми, її не можна описати в МГД підході. Причина цієї труднощі полягає в тому, що при описі цієї нестійкості необхідно враховувати рух окремої частинки вздовж і перпендикулярно магнітного поля, що немає в рідинному описі плазми. Тому для неї використовуються кінетичні методи в дуже низькочастотній межі. Супутники

		<p>реєструють цю нестійкість як коливання магнітного поля та концентрації в протифазі.</p> <p>Дисперсійне співвідношення:</p> $\omega^2 = k_{II}^2 v_A^2 \left[1 - \frac{1}{2} \sum_s (\beta_{sII} - \beta_{s\perp}) \right]$ <p>Інкремент зростання передусім визначається іонною температурною анізотропією:</p> $\gamma_{mi} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\beta_{i\parallel}}{\beta_{i\perp}^2} \left[\sum_s \beta_{s\perp} \left(\frac{\beta_{s\perp}}{\beta_{sII}} - 1 \right) \right] k_{II} v_{thi\parallel}$
Кінк	<p>Кінк мода нестабільна за умови:</p> $\ln(L/a) > B_{0z}^2 / B_{0\theta}^2$, де L, a - довжина і радіус магнітної трубки відповідно.	<p>Деформація плазми збільшує тиск магнітного поля в областях, де кривизна магнітного поля опукла до внутрішньої частини плазми, одночасно зменшуючи внесок магнітного тиску, де деформація є увігнутою. Це змушує плазму продовжувати рухатися до увігнутої частини деформації, збільшуючи таким чином зміщення. В магнітосфері Землі має місце поблизу нейтральної точки магнітного перемикавання, де спостерігаються сильні деформації вузьких магнітних трубок.</p>
Гвинтова	<p>Гвинтова мода нестабільна за умови:</p> $L/a > 2\pi B_{0z} / B_{0\theta}$, де L, a - довжина і радіус	<p>Дія нестійкості полягає в перетворенні тонкої магнітної трубки у гвинтову структуру під дією самомагнітного ефекту паралельного струму. Такі гвинтові трубки</p>

	магнітної трубки відповідно.	спостерігається у сонячній короні в рентгенівському діапазоні, де типові значення сили струму 10^{11} А, $L \approx 10^5 \dots 10^7$ км, $a \approx 10^4$ км, $B_{0z} \approx 0.1$ Т.
Іонно-звукова	Іонно-звукова мода зазвичай сильно згасає. Якщо $T_i \ll T_e$, то в цьому випадку згасання слабке. Проте протікання одного компонента плазми повз інший може викликати нестійкість, і слабкий дрейф гарячих електронів повз нерухомі холодні іони може бути таким, що будь-яке залишкове загасання повністю компенсується нестабільністю потоку.	Іонно-звукові хвилі, як власна мода ненамагніченої плазми, можуть бути збуджені в першу чергу електронними струмами або іонними пучками, що протікають через плазму. Ця кінетична нестійкість не обмежується низькими фоновими температурами електронів. Максимальний інкремент зростання $\gamma_{ia,max} \approx 0.32 \omega_{pi} \left(\frac{\pi m_e}{8 m_i} \right)^{1/2} \left(\frac{v_d}{c_{ia}} - 1 \right),$ v_d - дрейфова, c_{ia} - іонно-звукова швидкості.
Електронно-звукова	Для збудження електронно-звукових хвиль необхідна дрейфуюча гаряча електронна складова на додаток до холодних фонових електронів. Припускається, що іони нейтралізують заряд.	Коли дві електронні компоненти демонструють відносний дрейф, але струм не протікає відповідно до умов нульового струму, іонно-звукова і електронно-звукова хвилі можуть стати нестійкими. Перша поширюється в напрямку дрейфу холодних електронів, тоді як електронно-звукова хвиля поширюється паралельно швидкості дрейфу гарячих електронів.

		<p>Електронно-звукова нестійкість може виникати в області форшоку земної магнітосфери, де дифузні гарячі електрони накладаються на плазму сонячного вітру і мають відносно великий дрейф відносно іонів і електронів сонячного вітру. Ці хвилі виникатимуть поблизу плазмової частоти холодних електронів.</p>
<p>Іонно-циклотронна</p>	<p>Збурення нестійкості поширюється майже паралельно великомасштабному магнітному полю і обумовлені надлишком поперечної кінетичної енергії іонів, $T_{\perp} > T_{\parallel}$. Ці відхилення від теплової рівноваги зазвичай посилюються надтеповими популяціями іонів, тобто високоенергетичними хвостами функції розподілу.</p>	<p>Електромагнітна іонно-циклотронна нестійкість розвивається як лівостороння циркулярно поляризована мода з максимальною швидкістю зростання в напрямку поширення, паралельному середньому магнітному полю. З частотою хвилі нижче гірчастоти протонів, ці флуктуації часто спостерігаються у сонячному вітрі, магнітосферах планет, магнітошарі, плазмораузі та ударній хвилі поблизу Землі.</p>

ДОДАТОК Б. ПРОГРАМНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ADATIS/IDL (APPLICATION FOR DATA ANALYSIS/INTERACTIVE DATA LANGUAGE)

Б1. КОРИСТУВАЦЬКИЙ ІНТЕРФЕЙС

```

IDL Console Command History Problems
IDL Version 8.4, Microsoft Windows (Win32 x86 m32). (c) 2014, Exelis Visual Information Solutions, Inc.
Installation number: .
Licensed for use by:

IDL> adatis_help
% Compiled module: ADATIS_HELP.
IDL> adatis_load
DATA STRUCTURE ID# 0: TIME F
DATA STRUCTURE ID# 1: TIME F X Y Z
DATA STRUCTURE ID# 2: TIME F1 F2 F3
DATA STRUCTURE ID# 3: TIME F1 F2 F3 F
DATA STRUCTURE ID# 4: TIME F1 F2 F3 F X Y Z
NUMBER OF COLUMNS IN FILE COULD BE GREATER, BUT NOT LESS THAN IN DATA STRUCTURE.
ENTER DATA STRUCTURE ID#>4
ENTER NUMBER OF FILES TO LOAD>1
% Compiled module: LOAD_FILE_DATA.
START OF DATA LOADING
TRY TO LOAD: C:\adatis\data\c1113.dat NUMBER OF LINES: 242155
IDL> adatis_data
LOADED: C:\adatis\data\c1113.dat AS SAT ID - 1
DATA LOADED
% Compiled module: USER_INTERFACE.
ENTER COLUMN ID>1

```

ADATIS		
		Набір команд Контакти
Візуалізація даних	Завантаження даних	Дослідження k-спектру
adatis_data <input type="button" value="Детальніше"/>	adatis_load <input type="button" value="Детальніше"/>	adatis_msr_inspect <input type="button" value="Детальніше"/>
Побудова k-спектру векторної величини	Побудова k-спектру скалярної величини	Аналіз мінімальної варіації
adatis_msr_vec <input type="button" value="Детальніше"/>	adatis_msr <input type="button" value="Детальніше"/>	adatis_variance_minimum_magnetic <input type="button" value="Детальніше"/>
Інтегрування вейвлету за половою частот	Профіль вейвлету для гірочастоти	Профіль вейвлету для частоти або моменту часу
adatis_wavelet_int_band_frequency <input type="button" value="Детальніше"/>	adatis_wavelet_gyrofrequency <input type="button" value="Детальніше"/>	adatis_wavelet_profile <input type="button" value="Детальніше"/>
Візуалізація вейвлету з файлу	Побудова неперервного вейвлет перетворення	Фазова різниця

adatis_msr_vec

Призначення

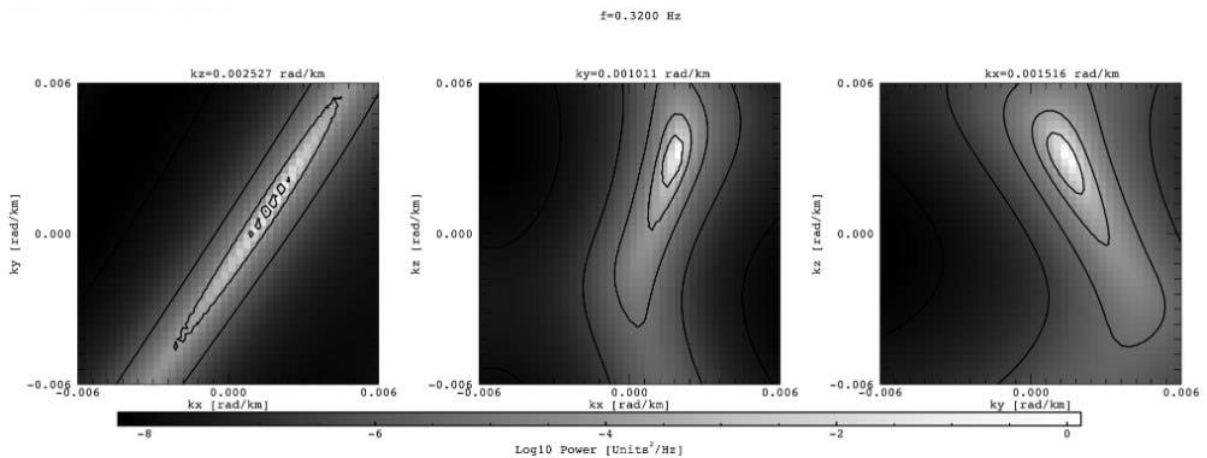
Процедура призначена для знаходження спектру у просторі хвильових векторів для векторних даних для обраної користувачем частоти. Закодовано три методи побудови. Буде один графік — розподіл потужності спектра у проєкціях за компонентами хвильового вектора. Виводить хвильовий вектор з максимальною потужністю. Графік і трьохвимірний розподіл зберігаються у файли.

Вхідні параметри

Кількість KA
ID KA (якщо кількість KA < кількість файлів)
Номер стовпчика x-компоненти поля для алгоритму
Часові межі
Частота

Приклад використання

```
IDL> adatis_msr_vec
ENTER NUMBER OF SATELLITES>3
ENTER SAT ID# 1>1
ENTER SAT ID# 2>3
ENTER SAT ID# 3>4
ENTER COLUMN ID>2
ENTER PLEASE MODE OF BOUNDARY REPRESENTATION (0 IN RELATIVE UNITS, 1 IN UNITS OF TIME)>1
ENTER LOW DATA BOUNDARY (HH FROM 0 TO 23)>0
ENTER LOW DATA BOUNDARY (MM FROM 0 TO 59)>0
ENTER LOW DATA BOUNDARY (SS FROM 0 TO 59)>0
ENTER UPPER DATA BOUNDARY (HH FROM 0 TO 23)>0
ENTER UPPER DATA BOUNDARY (MM FROM 0 TO 59)>35
ENTER UPPER DATA BOUNDARY (SS FROM 0 TO 59)>20
% Compiled module: TIME_POSITION.
START OF CALCULATION
#####
FULL FREQUENCY RANGE OF TRANSFORM [Hz]: [ 0.00000 4.98000]
ENTER FREQUENCY [Hz]>0.31
WAVE VECTOR WITH MAXIMUM POWER [rad/km]: [ 0.00379 0.00505 0.00126 ]
SUCCESSFULLY CALCULATED
START OF PLOTTING
START OF SAVING
SUCCESSFULLY SAVED
```



ДОДАТОК В. СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ТА АПРОБАЦІЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

В1. ЗА ЧАС АСПІРАНТУРИ (2019-2023)

У реферованих наукових журналах:

1. Kozak, L. V., Petrenko, B. A., Kronberg, E. A., Grigorenko, E. E., Kozak, P. M., & Reka, K. D. (2020). Variations in the Plasma Parameters of the Earth's Magnetotail during Substorm Initiation. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 36, 94-102. <https://doi.org/10.3103/S0884591320020051>
2. Petrenko, B. A., & Kozak, L. V. (2020). Dynamics of Magnetic Structures during a Magnetospheric Substorm. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 36, 238-242. <https://doi.org/10.3103/S0884591320050062>
3. Kozak, L. V., Petrenko, B. A., Lui, A. T. Y., Kronberg, E. A., & Daly, P. W. (2021). Processes in the current disruption region: From turbulence to dispersion relation. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 126(1), e2020JA028404. <https://doi.org/10.1029/2020JA028404>
4. Kozak, L. V., Petrenko, B. A., Grigorenko, E. E., & Kronberg, E. A. (2022). Comparison of Ground-Based and Satellite Geomagnetic Pulsations during Substorms. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 38(1), 1-10. <https://doi.org/10.3103/S0884591322010044>
5. Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E., & Akhmetshyn, R. (2023). Multispacecraft wave analysis of current sheet flapping motions in Earth's magnetotail. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 9, 1071824. <https://doi.org/10.3389/fspas.2022.1071824>
6. Петренко Б., Козак Л., Кронберг Е., Баллаї І. (2022). Апробація хвильового дисперсійного аналізу за допомогою багатосупутникових методів. *Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Астрономія*, 66, 20-25. <https://doi.org/10.17721/BTSNUA.2022.66.20-25>

7. Petrenko, B. (2023). Multiscale dissipative processes in the Earth's magnetotail. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 39(5), 83-87

У матеріалах та тезах конференцій:

1. Козак Л., Петренко Б., Кронберг Е., Луї Е. (11-12 грудня 2019). Процеси в області розриву струмового шару в хвості магнітосфери землі: статистичний та спектральний аналіз. *Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу 2019*, Київ, Україна - О.Th.3, с. 18. <http://www.kinr.kiev.ua/UCPPCF/2019/ucppcf-2019.pdf>
2. Петренко Б. А., Козак Л. В., Луї А. Т. (11–12 грудня 2019). Визначення дисперсійних співвідношень хвиль у космічній плазмі. *Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу 2019*, Київ, Україна - О.Th.5, с. 20. <http://www.kinr.kiev.ua/UCPPCF/2019/ucppcf-2019.pdf>
3. Kozak, L., Petrenko, B., Kronberg, E., & Lui, A. (2020). Application of statistical and spectral analysis for investigation of the turbulent processes in the magnetohydrodynamics. *International Conference of Numerical Analysis and Applied Mathematics ICNAAM 2019*. <https://doi.org/10.1063/5.0026677>
4. Kozak, L., Petrenko, B., Kronberg, E., & Grigorenko, E. (July 19-22 2021). Variations of Plasma Parameters during Substorms. *9th Annual International Conference on Chemistry*, Athens, Greece. – P. 18. <https://www.atiner.gr/abstracts/2021ABST-CHE.pdf>
5. Petrenko, B., Kozak, L., Lui, A., Kronberg, E., Grigorenko, E. (April 26–30, 2021). Plasma Wave Recognition by Multipoint Filtering Techniques. *27th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine. <https://indico.cern.ch/event/1030211/contributions/4326213/>
6. Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E., Grigorenko, E. (December 12-16, 2021). Comparison of ground-based and satellite geomagnetic pulsations during substorms. *AGU Fall Meeting 2021*, Chicago, IL, USA. <https://agu.confex.com/agu/fm21/meetingapp.cgi/Paper/927518>

7. Kozak, L., Petrenko, B., Kronberg, E., & Lui, A. (July 16-24, 2022). Role of the turbulence in Earth's magnetotail. *COSPAR Assembly 2022*, Athens, Greece. <https://app.cospar-assembly.org/2022/browser/presentation/31311>
8. Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E., & Grigorenko, E. (May 23–27 2022). Multispacecraft wave diagnostics of the flapping motion of the magnetotail current sheet. *EGU General Assembly 2022*, Vienna, Austria, EGU22-11431. <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu22-11431>
9. Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E.A., Akhmetshyn R. (October 24 – 28, 2022). Dispersion wave analysis of kink-like and stationary-like current sheet flapping motions in the Earth's magnetotail. *28th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine. <https://indico.cern.ch/event/1203460/contributions/5100281/>
10. Kozak, L., Petrenko, B., Kronberg, E., Akhmetshyn, R., and Ballai, I. (April 23–28, 2023). Wave-particle interactions in the Earth magnetotail during dipolarization. *EGU General Assembly 2023*, Vienna, Austria. <https://meetingorganizer.copernicus.org/EGU23/EGU23-8439.html>
11. Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E., Ballai I., Fedun V. (April 24-28, 2023). Estimation of energy conversion rate during current sheet crossings. *29th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine. <https://indico.cern.ch/event/1279127/contributions/5373883/>
12. Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E., Ballai, I., Fedun, V. (May 23–26, 2023). Energy conversion rate spectra in the Earth's magnetotail. *Astronomy and Space Physics in the Kyiv University*, Kyiv, Ukraine. — P. 112.

B2. ЗА ЧАС ПІДГОТОВЧОГО ЕТАПУ (2016-2019)

У реферованих наукових журналах:

1. Kozak, L. V., & Petrenko, B. A. (2016). Statistical analysis of plasma turbulence using Cluster II data. *Astronomical School's Report*, 12(2), 179-184. <https://doi.org/10.18372/2411-6602.12.2179>

2. Kozak, L., Petrenko, B., Kronberg, E., Grigorenko, E., & Lui, A. (2018). Characteristics of the turbulence processes in the magnetohydrodynamic environment. *Athens Journal of Sciences*, 5(2). <https://doi.org/10.30958/ajs.5-2-1>
3. Kozak, L., Petrenko, B., Kronberg, E., Grigorenko, E., Lui, E., & Cheremnykh, S. (2018). Spectra of Turbulence during the Dipolarization of the Magnetic Field. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 34, 258-269. <https://doi.org/10.3103/S0884591318050021>
4. Kozak, L., Petrenko, B., Kronberg, E., Prokhorenkov, A., Grigorenko, E., Cheremnyh, O., Cheremnyh, S., Lui, A., Kozak, P., Kundelko, I. (2018). Turbulent processes in the Earth's magnetotail: statistical and spectral analysis. *Space Science and Technology*, 24(3), 55-68. <https://doi.org/10.15407/knit2018.03.055>
5. Kozak, L., Petrenko B., Lui A., Kronberg E., Grigorenko E. and Prokhorenkov A. (2018). Turbulent Processes in the Earth's Magnetotail: Spectral and Statistical Research. *Annales Geophysicae*, 36(5), 1303-1318. <https://doi.org/10.5194/angeo-36-1303-2018>
6. Kronberg, E. A., Grigorenko, E. E., Malykhin, A. Y., Kozak, L., Petrenko, B., Vogt, M. F., et al. (2019). Acceleration of ions in Jovian plasmoids: Does turbulence play a role?. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 124(7), 5056-5069. <https://doi.org/10.1029/2019JA026553>

У матеріалах та тезах конференцій:

1. Prokhorenkov, A., Kozak, L., Kronberg, E., Petrenko, B., Grigorenko, E., Lui, A., Kundelko, I. (April 24-29, 2017). Analysis of the characteristic frequencies and cascade processes in the Earth magnetosheath. *24th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine – P. 37.
2. Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E., Grigorenko E., Prokhorenkov, A. (April 24-29, 2017). The turbulent and dynamic processes in the Earth's magnetotail. *24th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine – P. 38.

3. Kundelko, I., Kozak, L., Kronberg, E., Prokhorenkov, A., Petrenko, B. Geomagnetic pulsations as an indicator of substorm (poster). (April 24-29, 2017). *24th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine – P. 43.
4. Козак, Л., Петренко, Б. (23–26 травня 2017 р). Спектральний аналіз процесів в хвості магнітосфери Землі. *Міжнародна конференція "Астрономія та фізика космосу"*, Київ, Україна.
5. Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E., Grigorenko, E., Lui A. (April 23-28, 2018). Turbulence spectra in region of magnetic dipolarization. *25th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine – P. 41.
6. Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E., Grigorenko, E., Lui A. (June 5-7, 2018). Turbulence spectra in the regions of magnetic dipolarization events. *27th Annual Conference of Doctoral Students WDS 2018*, Prague, Czech Republic.
7. Kozak, L., Petrenko, B., Lui, A. Kronberg, E. (August 26-30, 2019). Turbulent processes during dipolarization in the Earth's magnetotail. *UK-Ukraine-Spain Meeting on Solar Physics and Space Science*, Kyiv, Ukraine.
8. Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E., Grigorenko, E., Lui, A. (August 26-30, 2019). Dispersion relations of turbulent wave fields in the geomagnetic tail. *UK-Ukraine-Spain Meeting on Solar Physics and Space Science*, Kyiv, Ukraine.
9. Kozak, L., Petrenko, B., Reka K., Lui, A., Kronberg, E. (August 26-30, 2019). Changes of the pressures in the Earth's magnetotail during the substorm initiation. *UK-Ukraine-Spain Meeting on Solar Physics and Space Science*, Kyiv, Ukraine.
10. Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E. (April 7-12, 2019). Characterization of turbulent plasma fluctuations inside dipolarizing flux bundles in the Earth's magnetotail. *EGU General Assembly 2019*, Vienna, Austria.
11. Petrenko, B., Kozak, L., Kronberg, E., Grigorenko, E., Lui A. (April 22-27, 2019). Dispersion relation concept to turbulent medium of the geomagnetic tail. *26th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics*, Kyiv, Ukraine.