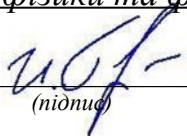


Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
Навчально-науковий інститут «Фізико-технічний факультет»
Кафедра прикладної фізики та фізики плазми

До захисту допущено

Кафедрою прикладної фізики та фізики плазми протокол № 09 від 13.05.2026 р.

завідувач кафедри


(підпис)

Ігор ГАРКУША

(ім'я, прізвище)

« » 2026 р.

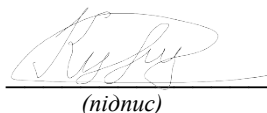
Кваліфікаційна робота
здобувача другого (магістерського) рівня вищої освіти

Проектування та розробка веб-орієнтованої системи оптимізації наборів
діагностик швидких іонів на основі формалізму вагових функцій у
координатах інтегралів руху

Спеціальність (спеціалізація) 105 Прикладна фізика та наноматеріали

Освітня програма Експериментальна ядерна фізика та фізика плазми

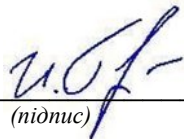
Виконавець


(підпис)

Іван КУЗЬМИЧ

(ім'я, прізвище)

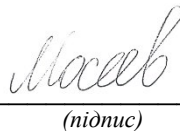
Науковий керівник


(підпис)

Ігор ГАРКУША

(ім'я, прізвище)

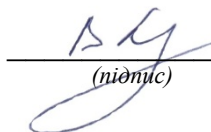
Науковий консультант


(підпис)

Дмитро МОСЄЄВ

(ім'я, прізвище)

Рецензент


(підпис)

Валерій ЛІСОВСЬКИЙ

(ім'я, прізвище)

АНОТАЦІЯ

Робота присвячена розвитку методу оптимізації розташування діагностик швидких іонів на основі вагових функцій в установках керованого термоядерного синтезу. Актуальність дослідження зумовлена тим, що швидкі іони відіграють критично важливу роль у палаючій плазмі, тоді як їхня функція розподілу у фазовому просторі є п'ятимірною, що унеможлиблює її повну реконструкцію за допомогою окремої діагностики. У зв'язку з цим для максимально повного відновлення функції розподілу методами томографії необхідним є оптимальне розташування набору діагностик.

У роботі представлені методичні та програмні рішення, що дозволяють подолати обмеження попередніх підходів аналізу та створюють основу для більш коректного аналізу розташування набору діагностик. Ключовим із них є використання другого адіабатичного інваріанту, що дає змогу перейти від локального опису частинок до більш фізично обґрунтованого підходу, який враховує особливості їхніх траєкторій.

Однією з основних цілей роботи є також реалізація методу у вигляді вебзастосунку та його інтеграція до робочого середовища вебінфраструктури Інституту фізики плазми Макса Планка для стеларатора Wendelstein 7-X що забезпечує доступність методу для практичного використання.

Отримані результати створюють основу для більш обґрунтованого вибору конфігурацій діагностик швидких іонів та підвищення ефективності їх застосування в задачах томографічної реконструкції.

Ключові слова: термоядерний синтез, стеларатор, діагностики плазми, швидкі іони, вагові функції, вебсервіси.

ABSTRACT

The thesis is devoted to the development of a method for optimizing the placement of fast-ion diagnostics based on weight functions in controlled thermonuclear fusion devices. The relevance of the study is determined by the fact that fast ions play a critically important role in burning plasma, while their distribution function in phase space is five-dimensional, which makes its complete reconstruction using a single diagnostic impossible. In this regard, the optimal placement of a set of diagnostics is necessary for the most complete reconstruction of the distribution function using tomography methods.

The thesis presents methodological and software solutions that make it possible to overcome the limitations of previous analysis approaches and create a basis for a more accurate analysis of the placement of a diagnostic set. The key solution is the use of the second adiabatic invariant, which makes it possible to move from a local description of particles to a more physically justified approach that takes into account the features of their trajectories.

One of the main objectives of the thesis is also to implement the method as a web application and to integrate it into the working environment of the web infrastructure of the Max Planck Institute for Plasma Physics for the Wendelstein 7-X stellarator, which ensures the accessibility of the method for practical use.

The obtained results provide a basis for a more justified selection of fast-ion diagnostic configurations and for improving the efficiency of their application in tomographic reconstruction tasks.

Keywords: thermonuclear fusion, stellarator, plasma diagnostics, fast ions, weight functions, web services.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	5
ВСТУП.....	6
РОЗДІЛ 1. МАГНІТНЕ УТРИМАННЯ ПЛАЗМИ У СТЕЛАРАТОРІ Wendelstein 7-X ТА РОЛЬ ШВИДКИХ ІОНІВ	8
1.1. Стеларатор як перспективний напрямок досягнення керованого термоядерного синтезу.....	8
1.2. Стеларатор Wendelstein 7-X.....	9
1.3. Швидкі іони.....	12
1.4. Проблематика діагностик швидких іонів на Wendelstein 7-X.....	14
1.5. Оцінка діагностик швидких іонів.....	16
РОЗДІЛ 2. МЕТОД ОЦІНКИ РОЗТАШУВАННЯ ДІАГНОСТИК ШВИДКИХ ІОНІВ НА ОСНОВІ ФОРМАЛІЗМУ ВАГОВИХ ФУНКЦІЙ.....	19
2.1. Формалізм вагових функцій.....	20
2.2. Геометрія установки.....	24
2.3. Метод оцінки розташування діагностик.....	26
2.4. Врахування різних типів орбіт швидких іонів.....	30
2.5. Висновки до розділу 2.....	32
РОЗДІЛ 3. ВПРОВАДЖЕННЯ МЕТОДУ ОЦІНКИ РОЗТАШУВАННЯ ДІАГНОСТИК ШВИДКИХ ІОНІВ У ВЕБСЕРВІС.....	34
3.1. Вступ до вебсервісного підходу.....	34
3.2. Структура вебсервісу Fast Ion Diagnostics Optimizer (FIDO).....	36
3.2.1. Організація обчислювального процесу у FIDO.....	38
3.2.2. Внутрішня будова FIDO.....	40
3.2.3. Додаткова локальна реалізація методу та використані програмні рішення.....	41
3.3. Висновки до розділу 3.....	43
ВИСНОВКИ.....	44
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	46
ДОДАТКИ.....	52

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

W7-X – стеларатор Wendelstein 7-X.

LCFS (Last Closed Flux Surface) – остання замкнена магнітна поверхня.

NBI (Neutral Beam Injection) – інжекція нейтральних атомів.

CTS (Collective Thomson Scattering) – колективне томсонівське розсіяння.

FIDA (Fast-Ion D-alpha spectroscopy) – спектроскопія випромінювання дейтерію від швидких іонів.

IPP (Max Planck Institute for Plasma Physics) – Інститут фізики плазми Макса Планка.

EIM – стандартна магнітна конфігурація W7-X.

KJM – конфігурація W7-X з високим дзеркальним відношенням.

FTM – конфігурація W7-X з високою йотою.

DBM – конфігурація W7-X з низькою йотою.

21AEN – стандартне позначення діагностичного порту W7-X, де перша цифра відповідає модулю, друга – підмодулю, а літери задають унікальний індекс порту.

21AEN.S8 – порт 21AEN у модулі 2, сабмодулі 1 для якого розглядається лінія зору або геометрична прив'язка до NBI №8.

S – позначення пучка NBI.

C – позначення гіротрона.

FIDO (Fast Ion Diagnostics Optimizer) – назва вебзастосунку який створено в межах даної роботи для реалізації методу оптимізації розташування діагностик швидких іонів.

ВСТУП

У майбутніх термоядерних реакторах швидкі альфа-частинки відіграватимуть ключову роль у підтриманні реакції без необхідності постійного зовнішнього нагрівання. Розуміння їхньої функції розподілу є важливим як для фізики палаючої плазми, так і для забезпечення безпеки установки.

Повний опис функції розподілу швидких іонів є складною задачею, оскільки вона є багатовимірною і не може бути повністю реконструйована за допомогою однієї окремої діагностики. Крім того, діагностичні системи не вимірюють саму функцію розподілу безпосередньо, а реєструють лише її зважені проєкції, які визначаються геометрією спостереження, фізичним принципом діагностики та параметрами частинок. Додатковим обмеженням є неможливість спостереження плазми з довільних напрямків через обмежену кількість доступних діагностичних портів. У зв'язку з цим виникає необхідність стратегічного розташування діагностик з метою мінімізації надлишковості вимірювань.

Ця робота є продовженням досліджень, розпочатих у бакалаврській кваліфікаційній роботі автора [1, 2], у якій було запропоновано метод оптимізації розташування діагностичних приладів на основі формалізму вагових функцій, а також розроблено відповідний додаток написаний мовою програмування Python. Водночас у попередньому підході залишалися невирішеними окремі принципові обмеження, зокрема проблема розрізнення орбіт частинок, які можуть мати подібні локальні параметри, але відрізнятися характером руху в магнітній конфігурації та практичне застосування методу яке було обмежене локальною Python-реалізацією, що ускладнювало його використання широким колом користувачів.

Метою роботи було вдосконалення методу оптимізації розташування діагностик швидких іонів на основі вагових функцій шляхом подолання обмежень попередніх підходів за рахунок урахування другого адіабатичного

інваріанту, а також створення веборієнтованої програмної системи для забезпечення зручного практичного використання цього методу.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити такі задачі:

- 1) проаналізувати попередній підхід до оптимізації розташування діагностик швидких іонів і визначити його основні обмеження;
- 2) удосконалити метод опису та порівняння діагностичних вагових функцій з урахуванням руху швидких іонів і другого адіабатичного інваріанту;
- 3) реалізувати чисельні алгоритми для розрахунку нелокального другого адіабатичного інваріанту та порівняння діагностичних конфігурацій;
- 4) створити веборієнтовану програмну систему для запуску розрахунків, збереження, візуалізації та подальшого аналізу результатів;
- 5) інтегрувати розроблений вебзастосунок до робочого середовища вебінфраструктури Інституту фізики плазми Макса Планка (IPP) для стеларатора Wendelstein 7-X;
- 6) провести тестування розробленого підходу на прикладах діагностик швидких іонів.

Робота складається з трьох розділів. У першому розділі розглянуто стеларатор як перспективний напрямок розвитку керованого термоядерного синтезу, наведено загальні відомості про установку Wendelstein 7-X, а також описано роль швидких іонів у плазмі. Додатково проаналізовано проблематику діагностики швидких іонів на цій установці та підходи до оцінки ефективності діагностичних систем.

Другий розділ присвячено опису методу оптимізації розташування діагностик на основі вагових функцій, зокрема розгляду підходу, запропонованого в попередній роботі, та напрямів його вдосконалення.

У третьому розділі представлено розроблену веборієнтовану програмну систему, її архітектуру, інтеграцію з вебсервісами IPP, а також реалізацію запуску розрахунків, збереження, візуалізації та аналізу результатів.

Наприкінці роботи наведені основні висновки щодо вдосконалення методу та його практичної реалізації у вигляді вебзастосунку.

РОЗДІЛ 1. МАГНІТНЕ УТРИМАННЯ ПЛАЗМИ У СТЕЛАРАТОРІ WENDELSTEIN 7-X ТА РОЛЬ ШВИДКИХ ІОНІВ

1.1. Стеларатор як перспективний напрямок досягнення керованого термоядерного синтезу.

Магнітне утримання плазми на сьогодні розглядається як один із найбільш перспективних шляхів досягнення стабільного термоядерного синтезу. Європейський консенсус щодо реалізації комерційної термоядерної енергії передбачає будівництво демонстраційної термоядерної електростанції, відомої як «DEMO» [3]. Хоча DEMO буде прототипом майбутніх енергетичних установок, вона має довести існування комплексного та працездатного рішення для всіх ключових фізичних і технологічних аспектів термоядерних реакторів [4]. Розвиваючи підхід, започаткований проєктом ITER, сучасний концептуальний дизайн DEMO зосереджений на більш модернізованій концепції токамаку [5].

Водночас інтерес до концепції стелараторів суттєво зріс після запуску експерименту на установці Wendelstein 7-X (W7-X), який продемонстрував можливість досягнення високопродуктивних плазмових режимів у складній тривимірній магнітній конфігурації [5]. Зокрема, під час експериментальної кампанії OP 2.3 на W7-X було встановлено світовий рекорд за значенням потрійного добутку для тривалих плазмових імпульсів (понад 30 с), причому високий рівень цього параметра утримувався протягом 43 с [6]. Крім того було досягнуто енергообігу на рівні 1.8 ГДж за 360 с, а також відношення плазмового тиску до магнітного, відомого як параметр бета β , на рівні 3% у всьому об'ємі плазми, що робить стеларатор W7-X порівняним з рекордсменом серед токамаків – установкою JET [6].

Додатковим фактором, що підсилює актуальність концепції стелараторів, є поява нових європейських стартапів, зокрема компанія Gauss Fusion, яка була заснована у 2022 році, яка представила перший проєкт комерційної

термоядерної електростанції GIGA, орієнтованої на використання стелараторної конфігурації [7]. Проект розробляється с у співпраці з партнерами з кількох країн і позиціонується як «Eurofighter of fusion». Очікується, що ця установка стане першою повноцінною термоядерною електростанцією в Європі, здатною постачати електроенергію до мережі [8]. Подібну тенденцію також демонструє й компанія Proxima Fusion [9], заснована у 2023 році, яка, спираючись на досвід W7-X, розробляє наступний крок у вигляді демонстраційного стеларатора Alpha [10]. Це свідчить про поступовий перехід стелараторної концепції від фундаментальних експериментальних досліджень до проєктування установок енергетичного рівня.

Результати експериментів на W7-X та Large Helical Device (LHD) показують, що сучасні оптимізовані стеларатори здатні ефективно утримувати плазму, знижуючи рівень неокласичного транспорту [7]. Дослідження економічних та інженерних аспектів також свідчать про те, що стеларатори можуть вирішити низку проблем, притаманних токамакам, зокрема пов'язаних із перехідними процесами, рециркуляцією енергії та забезпеченням тривалого режиму роботи [7].

Отже, стеларатори поступово переходять із категорії альтернативних підходів до одного з ключових кандидатів для реалізації термоядерної енергетики. У цьому контексті особливе значення має вже згадана установка W7-X, основною науковою метою якої є формування фізичних засад для масштабування оптимізованих стелараторних конфігурацій до рівня реактора типу HELIAS [5].

У цій роботі основну увагу приділено саме параметрам W7-X та особливостям стелараторної концепції.

1.2. Стеларатор Wendelstein 7-X

Перш ніж перейти до основної мети цієї роботи, розглянемо ключові особливості та проблематику стелараторів, зокрема установки W7-X.

Магнітна конфігурація W7-X була оптимізована для подолання основних обмежень класичних стелараторів, передусім підвищеного неокласичного транспорту в режимі малих зіткнень [11, 12]. До ключових цілей цієї оптимізації належать зменшення неокласичних втрат, мінімізація bootstrap-струму, забезпечення MHD-рівноваги та стійкості, а також покращення утримання швидких іонів [11, 13]. Фізично ці властивості реалізуються завдяки складній тривимірній геометрії магнітного поля, яке у W7-X формується системою надпровідних модульних і планарних котушок [12, 14]. Зміна співвідношення струмів у цих котушках дозволяє отримувати різні вакуумні магнітні конфігурації, що відрізняються профілями обертального перетворення магнітних силових ліній (*rotational transform*), магнітної ями (*magnetic well*) та гелікальної гофрованості магнітного поля (*helical ripple*) [14, 15]. Надпровідний режим роботи котушок досягається за криогенних температур близько 3,4 К що забезпечує можливість тривалого підтримання високих значень магнітного поля, що є принципово важливим для дослідження стаціонарних режимів утримання плазми у W7-X [16].

На рис. 1.1. наведено схематичне зображення W7-X. Світло-блакитним кольором позначено останню замкнену магнітну поверхню (LCFS). 50 непланарних (червоних) і 20 планарних (помаранчевих) надпровідних котушок працюють у відкачаному об'ємі кріостата, розташованому між плазмовою камерою та зовнішньою оболонкою. W7-X характеризується високим значенням йоти та низьким магнітним зсувом, де йота є мірою закрутки магнітних силових ліній навколо тора, тобто вказує скільки полоїдальних обертів робить магнітна силова лінія за один тороїдальний оберт, та слугує важливою характеристикою магнітної конфігурації плазми. Праворуч на рис. 1.1 представлені профілі йоти ($\beta = 0$) для деяких опорних магнітних конфігурацій: стандартної (EIM), з високим дзеркальним відношенням (KJM), з високою йотою (FTM) та з низькою йотою (DBM) [16].

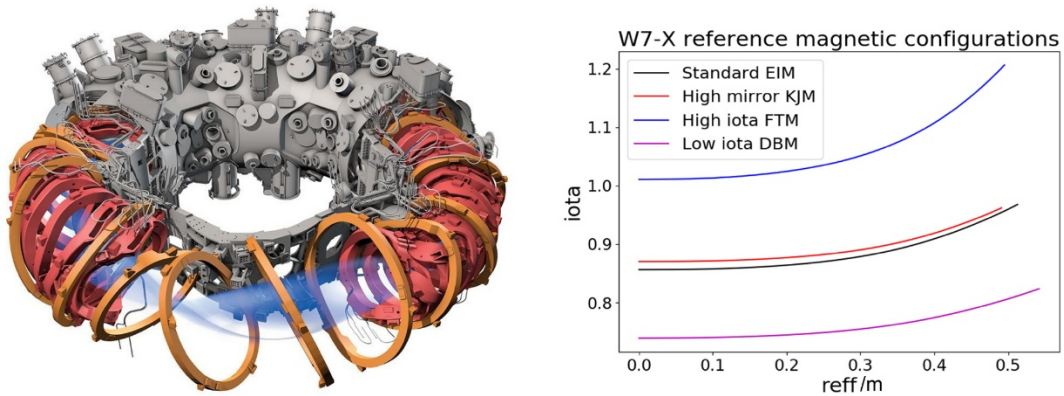


Рисунок 1.1. Схематичне зображення Wendelstein 7-X та профілі йоти ($\beta = 0$) для деяких опорних магнітних конфігурацій [16]

Конструкція вакуумної камери також є надзвичайно складною: вона включає плазмову та зовнішню оболонки, а також понад 200 діагностичних портів, які забезпечують доступ до плазми для встановлення вимірювальних систем [16]. Система теплоізоляції та кріостат підтримують необхідні температурні режими та забезпечують стабільну роботу установки в умовах довготривалих розрядах. Значний об'єм займають також допоміжні системи, зокрема системи нагріву, що ускладнює доступ до окремих елементів установки [16].

Складна тривимірна конфігурація магнітного поля визначає специфіку руху заряджених частинок у плазмі. На відміну від аксіально-симетричних систем, у W7-X дрейфові орбіти частинок мають складнішу просторову структуру через відсутність неперервної тороїдальної симетрії та їх форма залежить від локальної структури магнітного поля. Це особливо важливо для швидких іонів, орбіти яких можуть суттєво відхилятися від магнітних поверхонь і бути чутливими до геометрії поля.

З огляду на використання потужних систем нагріву, зокрема інжекції нейтральних пучків (NBI), у плазмі формується значна популяція високоенергетичних частинок. Як вже зазначалось, їх поведінка визначається не лише локальними параметрами плазми, а й глобальною геометрією магнітного поля, що робить їх дослідження особливо складною та водночас критично важливою для розуміння процесів утримання енергії в установці.

1.3. Швидкі іони

Швидкі іони відіграють ключову роль у фізиці плазми термоядерних установок, оскільки саме вони є одним із основних механізмів нагріву плазми. Відповідно, розуміння їхньої фізики є важливим для досягнення режиму палаючої термоядерної плазми. Проблематика дослідження швидких іонів розглянута у роботах [17, 18].

Незважаючи на відносно малий внесок у загальну густину, швидкі іони можуть забезпечувати значну частку тиску плазми, яка в окремих режимах досягає десятків відсотків [17]. Крім того, вони суттєво впливають на макроскопічну стабільність плазми.

Швидкі іони утворюються внаслідок інжекції нейтральних пучків (NBI), радіочастотного нагріву (ICRH) або безпосередньо в термоядерних реакціях. Їхня наявність призводить до формування суттєво немаксвеллівської функції розподілу, що значно ускладнює опис плазми та потребує застосування кінетичних підходів.

Водночас швидкі іони можуть виступати джерелом вільної енергії для різних типів нестабільностей, зокрема альфвенівських мод або так званих «fishbone» коливань [19–21]. Їхня взаємодія з магнітогідродинамічними (MHD) флуктуаціями може призводити до значного перерозподілу або втрат частинок [17, 22, 23]. У низці експериментів показано, що густина швидких іонів може зменшуватись до 50% від очікуваного класичного значення, що безпосередньо впливає на ефективність нагріву та загальну продуктивність плазми [17, 22–24].

Крім того, локалізовані втрати швидких іонів можуть створювати значні теплові навантаження на елементи стінки установки [17], що становить серйозну проблему з точки зору довговічності матеріалів і безпеки експлуатації. Таким чином, контроль і діагностика швидких іонів є критично важливими для реалізації термоядерного реактора. Зокрема, ключовим завданням є розуміння функції розподілу швидких іонів у фазовому просторі.

Опис поведінки швидких іонів у фазовому просторі суттєво залежить від симетрії магнітного поля. Наприклад у випадку ідеалізованого тороїдально-симетричного токамака існують інтеграли руху та адіабатичні інваріанти, зокрема енергія, магнітний момент та канонічний тороїдальний імпульс, що дозволяє ефективно звести задачу до тривимірного опису функції розподілу.

Однак у реальних установках симетрія порушується [25], а у випадку стелараторів тороїдальна симетрія взагалі відсутня. Це означає, що канонічний тороїдальний імпульс перестає бути інтегралом руху, а опис функції розподілу вимагає врахування повної просторової залежності. В результаті, функція розподілу швидких іонів у стелараторах є п'ятивимірною, що суттєво ускладнює її аналіз. До прикладу, щоб мати хоча б 10 точок в кожному вимірі, потрібно 10^5 вимірювань, що є практично нереалізованим. Відтак функція розподілу у фазовому просторі залишається недостатньо діагностованою.

Також, одним з головних цілей оптимізації W7-X було продемонструвати добре утримання захоплених швидких іонів при достатньо великих значеннях параметра β , який характеризує відношення тиску плазми до магнітного тиску. У цьому випадку особливий інтерес становить адіабатичний інваріант J_0 (див. розділ 2.4) [33], оскільки він пов'язаний з усередненим дрейфовим рухом захоплених частинок. У найнижчому наближенні такі частинки дрейфують уздовж контурів сталого J_0 , тому структура цих контурів є важливою для аналізу їхнього утримання.

На рис. 1.2 показано полоїдальний переріз контурів J_0 для двох значень середнього параметра $\langle\beta\rangle$: 1% та 4%. Видно, що при більшому значенні $\langle\beta\rangle$ контури J_0 краще замикаються полоїдально. Це пов'язано з впливом діаманітних ефектів при скінченному тиску плазми та відповідає зменшенню усередненого радіального дрейфу захоплених частинок. Отже, покращене замикання контурів J_0 при високих значеннях β є одним із проявів дрейфової оптимізації W7-X і сприяє кращому утриманню швидких іонів.

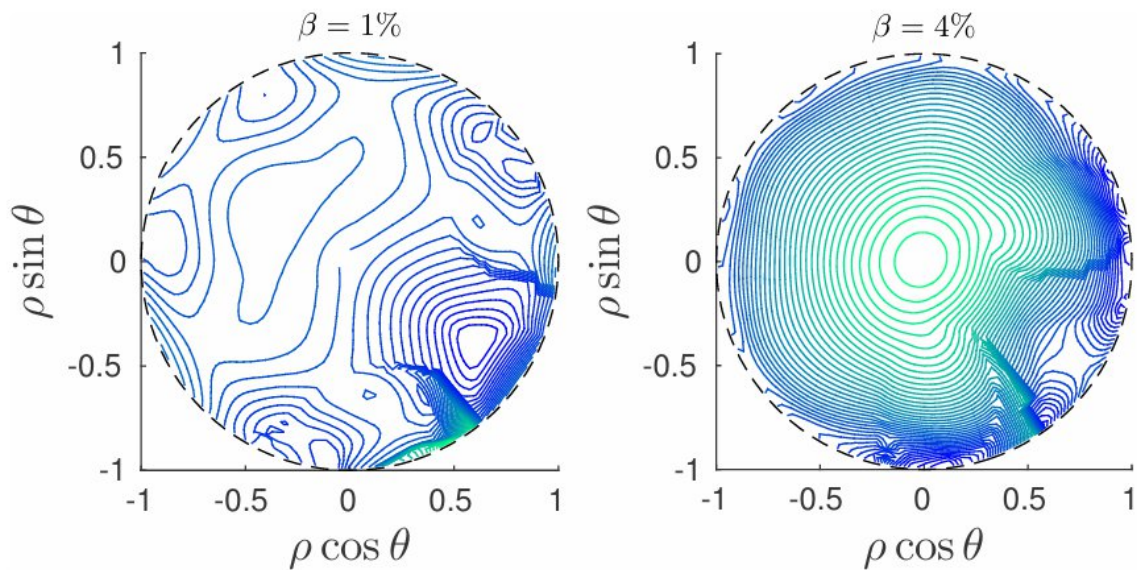


Рисунок 1.2. Полоїдальний переріз контурів сталого J_0 у W7-X для $\langle\beta\rangle = 1\%$ та $\langle\beta\rangle = 4\%$ [33]

1.4. Проблематика діагностик швидких іонів на Wendelstein 7-X

Незважаючи на ключову роль швидких іонів у нагріванні плазми та підтриманні режиму палаючої плазми, їх експериментальне дослідження, як вже зазначалось, є нетривіальною задачею. Основна складність полягає в тому, що жодна діагностика не забезпечує прямого вимірювання повної функції розподілу швидких іонів у фазовому просторі, а реєструє лише її зважену проекцію [17, 27–29]. Саме це зумовлює існування широкого спектра діагностичних методів швидких іонів [17, 18, 25–30].

У загальному випадку діагностики швидких іонів поділяють на активні та пасивні [17]. Пасивні методи базуються на реєстрації випромінювання або частинок які виникають у плазмі без використання зовнішнього зондуєчого сигналу, зокрема нейтронна та γ -спектроскопія, аналізатори нейтральних частинок, а також реєстрація іонно-циклотронного випромінювання. Тоді як активні методи використовують зовнішній зонд, наприклад нейтральний пучок або електромагнітне випромінювання, що забезпечує кращу локалізацію та керованість вимірювань. Для W7-X пасивні методи, пов'язані з нейтронним або γ -випромінюванням, наразі мають обмежене застосування

через відсутність інтенсивного джерела термоядерних нейтронів у водневих сценаріях, однак їхня роль може зрости у майбутніх дейтерієвих експериментах. У контексті цієї роботи основну увагу приділено активним діагностикам FIDA (Fast-Ion D-alpha spectroscopy) та CTS (Collective Thomson Scattering), оскільки вони є чутливими до популяцій швидких іонів, народжених NBI, і дозволяють отримувати інформацію про розподіл частинок у просторі швидкостей [17, 27–29].

Діагностика FIDA базується на процесі перезарядки швидких іонів на нейтральних атомах пучка [28]. Після вприскування нейтральних частинок від систем NBI та обміну зарядами, утворюються збуджені швидкі нейтральні атоми, випромінювання яких у лінії Balmer-alpha зазнає значного доплерівського зсуву та уширення. Аналіз такого спектрально розширеного сигналу дає змогу застосовувати томографічні методи для реконструкції розподілу швидких іонів у просторі швидкостей. Ключовою перевагою FIDA є просторове локалізування сигналу, оскільки вимірний об'єм визначається виключно геометрією перетину нейтрального пучка та лінією зору діагностики [28].

Діагностика CTS ґрунтується на іншому принципі [29]. У цьому випадку в плазму вводиться монохроматичне міліметрове випромінювання, яке розсіюється на колективних флуктуаціях плазми. Спектр розсіяного сигналу містить інформацію про проекцію швидкісного розподілу частинок на напрямок вектору розсіювання хвилі. Таким чином, CTS не вимірює швидкі іони безпосередньо, а формує спектральне відображення тієї частини швидкісного простору, яка доступна обраній геометрії розсіювання. Відповідно, зміна геометрії випромінювача і приймача прямо змінює ту область фазового простору, доступну для вимірювання, що є важливою перевагою методу і дозволяє використовувати один порт для більш детальної реконструкції функції розподілу. Проте, можливості оперативної зміни геометрії CTS на W7-X є обмеженими, тому така перевага дає додаткові можливості, але не вирішує всі проблеми.

Окремо слід підкреслити, що для W7-X проблематика діагностики швидких іонів не зводиться лише до побудови однієї системи [18]. Через складну тривимірну геометрію установки, обмежений оптичний доступ (зокрема через наявні порти), а також конструктивні обмеження, пов'язані з кріостатом, вакуумною камерою, системами нагріву та вже встановленими діагностиками, вирішальним стає питання: яку саме частину фазового простору охоплює конкретна діагностика і наскільки отримана інформація є новою відносно вже наявних вимірювань. У зв'язку з цим задача діагностики у стелараторах природно трансформується в задачу оптимального вибору та розміщення діагностичних систем з метою максимального відновлення функції розподілу швидких іонів. Актуальність цієї проблеми підтверджується розвитком діагностик швидких іонів на W7-X, зокрема вдосконаленням системи CTS та аналізом іон-циклотронного випромінювання [31, 32]. Практична значимість цих напрямів також підтверджується досвідом автора, набутим під час стажування в інституті Макса Планка безпосередньо на стелараторі W7-X у 2025–2026 роках.

1.5. Оцінка діагностик швидких іонів

Спираючись на викладене вище, маємо ситуацію, в якій функція розподілу швидких іонів є п'ятивимірною, тоді як кількість портів і вимірювань не дозволяє здійснити її повну реконструкцію. Більше того, кожна діагностика є чутливою лише до певної частини фазового простору. Відтак, для максимізації отриманої інформації необхідно стратегічно розміщувати діагностичні системи таким чином, щоб вони охоплювали якомога більшу частину ще недослідженого фазового простору.

Інтуїтивно цю ідею можна пояснити на простому прикладі з камерами спостереження: ми хочемо встановити декілька камер, щоб охопити якомога більший простір, однак, ми можемо розмістити камери лише в певних місцях, наприклад посеред кімнати. Якщо камери спостерігають за однією й тією ж

областю, то додавання додаткової камери не дасть багато нової інформації. Але якщо додаткова камера спостерігає за іншою областю, це розширює наші знання про кімнату в цілому. В нашому випадку кімната подібна до фазового простору, камери – це наші діагностики, а обмежені позиції для встановлення – це доступні порти в експерименті. Нашою метою є стратегічно розмістити кожну діагностику таким чином, щоб ми могли зібрати якомога більше нової інформації, порівняно з тим, що ми вже знаємо.

Історично оцінка ефективності діагностики швидких іонів часто здійснювалась з використанням методів Monte Carlo [25]. (див. рис. 1.3.) та орбітального моделювання. Хоча ці методи є фізично змістовними та точними, проте вони є занадто дорогими, особливо у задачах, де необхідно швидко порівнювати велику кількість можливих напрямків спостереження, портів або конфігурацій діагностичного комплексу. Крім того, нову діагностику доцільно оцінювати не окремо, а з урахуванням уже наявного набору вимірювань, оскільки її цінність визначається передусім тим, наскільки вона доповнює доступну інформацію. Саме ця логіка і приводить до необхідності переходу від якісного опису окремих діагностик до кількісної оцінки їхньої доданої інформативності відносно вже існуючих вимірювань.

У цій роботі така задача розв'язується на основі формалізму вагових функцій. Ідея полягає в тому, щоб порівнювати діагностики між собою за їхньою чутливістю до різних ділянок фазового простору функції розподілу швидких іонів. Це дозволяє аналізувати різні конфігурації, виявляти надлишкові вимірювання та оцінювати, чи справді нова діагностика розширює обсяг доступної інформації про швидкі іони.

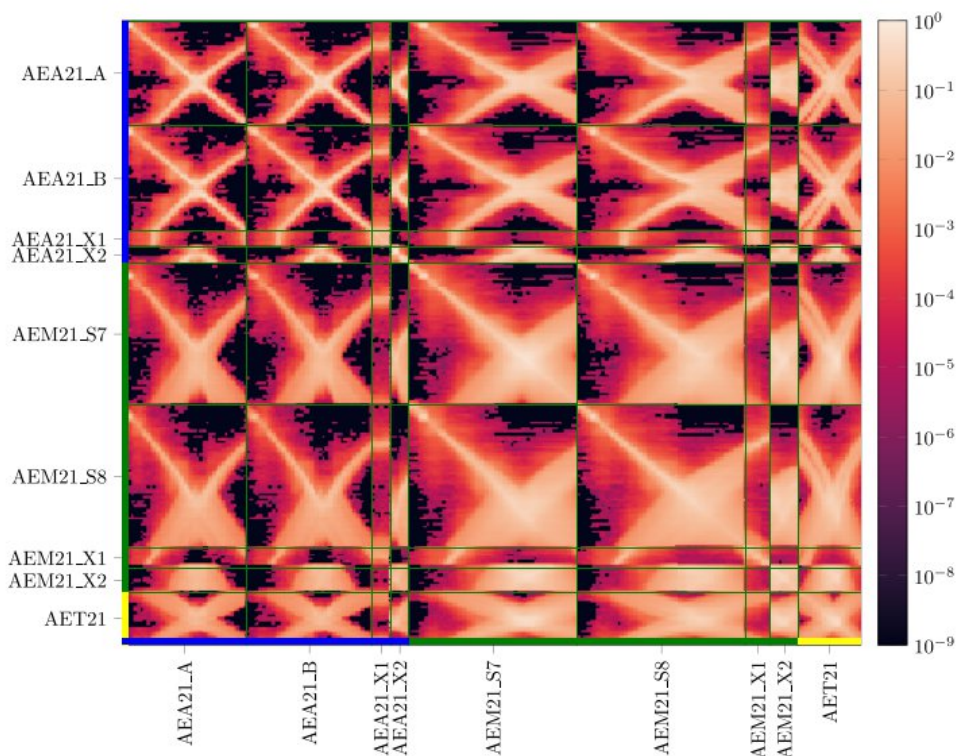


Рисунок 1.3. Імовірність реєстрації фотонів каналами FIDA для різних напрямків зору на W7-X. Значення подані в логарифмічному масштабі. Світліші ділянки відповідають більшому перекриттю зареєстрованих фотонів, тоді як темніші вказують на меншу надмірність сигналу і, відповідно, на можливість отримання більшої додаткової інформації [25]

РОЗДІЛ 2. МЕТОД ОЦІНКИ РОЗТАШУВАННЯ ДІАГНОСТИК ШВИДКИХ ІОНІВ НА ОСНОВІ ФОРМАЛІЗМУ ВАГОВИХ ФУНКЦІЙ

У цьому розділі описано метод, запропонований у роботі [1], який було покладено в основу кваліфікаційної роботи бакалавра автора [2], а також розглянуто зміни, яких він зазнав у процесі усунення його основних обмежень.

Як уже зазначалося, основна ідея роботи полягає у створенні зручного інструменту для оцінки того, чи охоплюють різні діагностики одну й ту саму область фазового простору, чи навпаки, доповнюють одна одну. Для реалізації цього підходу було розроблено програмне забезпечення з використанням формалізму двовимірних вагових функцій із переформулюванням у просторі інтегралів руху.

Вагова функція є містком, який поєднує вимірювані величини з функцією розподілу у фазовому просторі, і саме вона визначає, яку його область охоплює певна діагностика. Отже, запропонований метод ґрунтується на порівнянні вагових функцій з метою оцінки перекриття областей вимірювання різних діагностик.

Ключова відмінність підходу, запропонованого в цій роботі, полягає в усуненні головного обмеження методу, викладеного в роботах [1, 2], а саме неоднозначності, пов'язаної з розрізненням орбіт частинок. У попередній версії підходу частинки могли мати однакові значення інтегралів руху та адіабатичних інваріантів, але водночас рухатися різними орбітами і така неоднозначність не враховувалася, що обмежувало можливість коректного порівняння діагностик. Її врахування дає змогу усунути зазначене обмеження та зробити метод фізично повнішим і придатним для практичного застосування.

2.1. Формалізм вагових функцій

У загальному випадку, ми можемо пов'язати вимірювальні величини з функцією розподілу через вагові функції наступним чином:

$$I = \int \omega(\mathbf{v}, \mathbf{x}) \cdot f(\mathbf{v}, \mathbf{x}) d\mathbf{v} d\mathbf{x}, \quad (2.1)$$

де $\omega(\mathbf{v}, \mathbf{x})$ – вагова функція, $f(\mathbf{v}, \mathbf{x})$ – функція розподілу, $\mathbf{v}, \mathbf{x}$ – швидкісний та конфігураційний простори відповідно, а I – вимірювальна величина. Проте в межах даної роботи розглядається вже локальна редукована вагова функція для фіксованої геометрії спостереження та малого об'єму вимірювання. За таких припущень вона залежить лише від швидкісних координат $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ тоді як геометричні характеристики вимірювання виступають її параметрами.

На основі такого формалізму для набору вимірювань може бути поставлена обернена задача реконструкції функції розподілу швидких іонів методами томографії. Вираз для вагової функції при цьому може бути обчислений теоретично [28, 29].

Тут ми продовжуємо працювати лише з двома діагностиками швидких іонів на стелараторі W7-X, а саме спектроскопією швидких іонів D_{α} (FIDA) та діагностикою колективного томсонівського розсіювання (CTS).

Для FIDA ми вимірюємо випромінювання від збуджених нейтральних атомів, що утворюються внаслідок реакцій перезарядки швидких іонів на нейтральних частинках інжекційного пучка NBI записуючи наступний вираз для інтенсивності випромінювання в діапазоні довжин хвиль $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ з кутом ϕ між лінією прямої видимості діагностики та магнітним полем:

$$I(\lambda_1, \lambda_2, \phi) = \int_{vol} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \omega_{vol}(\lambda_1, \lambda_2, \phi, v_{\parallel}, v_{\perp}) \times f(v_{\parallel}, v_{\perp}, \mathbf{x}) dv_{\parallel} dv_{\perp} d\mathbf{x}, \quad (2.2)$$

де $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ – проекції швидкості, паралельні та перпендикулярні магнітному полю відповідно; $\omega_{vol}(\lambda_1, \lambda_2, \phi, v_{\parallel}, v_{\perp})$ – вагова функція; $f(v_{\parallel}, v_{\perp}, \mathbf{x})$ – функція розподілу швидких іонів у фазовому просторі.

Формально, ця вагова функція включає також в себе загальну кількість фотонів, що випромінюється з об'єму дослідження, а також вплив процесів обміну зарядами. Однак у цьому контексті нас передусім цікавить не абсолютна величина сигналу, а лише інформація про те, до якої частини фазового простору функції розподілу є чутливою дана діагностика. Тому, припускаючи, що вагова функція і функція розподілу є просторово однорідними в межах малого об'єму вимірювання, вагову функцію можна розкласти на дві складові:

$$\omega(\lambda_1, \lambda_2, \phi, v_{\parallel}, v_{\perp}) = V \cdot R(v_{\parallel}, v_{\perp}) \text{prob}(\lambda_1 < \lambda < \lambda_2 | \phi, v_{\parallel}, v_{\perp}), \quad (2.3)$$

де $R(v_{\parallel}, v_{\perp})$ – відповідає за загальну кількість фотонів, що випромінюються в об'ємі дослідження; $\text{prob}(\lambda_1 < \lambda < \lambda_2 | \phi, v_{\parallel}, v_{\perp})$ – відповідає за вірогідність того, що ці фотони будуть виявлені діагностикою в заданому діапазоні довжин. Нас цікавить саме друга складова, оскільки ця частина визначає чутливість діагностики до фазового простору, і саме ця частина надалі буде називатись ваговою функцією FIDA.

У межах попередньої роботи було запропоновано відійти від вагових функцій, традиційно визначених у просторі швидкостей відносно локального магнітного поля, оскільки їх безпосереднє порівняння в різних просторових об'ємах ускладнене через суттєві зміни напрямку поля. Це привело до ідеї працювати з ваговими функціями у просторі інтегралів руху та адіабатичних інваріантів, яке надалі буде називатись простір інтегралів руху для спрощення, де вони стають придатними до глобального порівняння. Оскільки ці величини слабо змінюються вздовж траєкторій частинок в стелараторі, вони забезпечують глобальне та геометрично узгоджене представлення. Таким чином, навіть якщо два діагностичні пристрої розташовані в різних частинах плазми, але реєструють частинки з однаковими значеннями інтегралів руху, їх можна вважати чутливими до одних і тих самих частинок.

Для двовимірного простору інтегралів руху як аргументи обрали енергію та магнітний момент, оскільки ці величини можна визначити локально, і вони мають аналітичний зв'язок із простором швидкостей, а саме:

$$E = \frac{m(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)}{2}, \quad \mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}, \quad (2.3)$$

де B – модуль вектора індукції магнітного поля, а m – маса частинки. Тут під енергією ми розуміємо лише кінетичну її складову, вважаючи внесок радіального електричного поля в її зміну малим.

Вигляд двовимірної вагової функції для випадку діагностики FIDA в просторі інтегралів руху має наступний вигляд:

$$W_{FIDA} \equiv \text{prob}(\lambda_1 < \lambda < \lambda_2 | \phi, E, \mu) = \sum_{l=1}^{15} \widehat{C}_l \left(\frac{\gamma_{1,l} - \gamma_{2,l}}{\pi} \pm \frac{\sin^2 \phi}{2} \times \left(\frac{\gamma_{1,l} - \gamma_{2,l}}{\pi} - \frac{\sin(2\gamma_{1,l}) - \sin(2\gamma_{2,l})}{2\pi} \right) \right), \quad (2.4)$$

де $\widehat{C}_l$ набір нормованих констант $\widehat{C}_l = \frac{C_l}{\sum_{n=1}^{15} C_n}$ які виникають внаслідок

урахування залежності відносної інтенсивності від γ [28]; $\pm$ залежить від значень l ; λ_0 – довжина незміщеної доплером лінії; $\gamma_{1,l}$ та $\gamma_{2,l}$ – гірокути та визначаються наступним виразом:

$$\gamma_{i,l} = \arccos \left(\frac{\left(\frac{\lambda_i \cdot mc}{\lambda_0 \sqrt{m} + s_l B \sqrt{2B|\mu|}} - \sqrt{mc} \right) - (\delta(\mu) \sqrt{2(E - B|\mu|)} \cos \phi)}{\sqrt{2B|\mu|} \sin \phi} \right), \quad (2.5)$$

де s_l – константи які отримані при врахуванні розщеплення Штарка [28], c – швидкість світла в вакуумі, $\delta(\mu)$ – знак магнітного моменту.

CTS ж є діагностикою, що вимірює спектр електромагнітного випромінювання, розсіяного на колективних флуктуаціях плазми. Оскільки такі флуктуації, зокрема, визначаються функцією розподілу швидкостей швидких іонів, зазвичай розглядають не безпосередньо спектр розсіювання, а його постоброблене представлення у вигляді проекції функції розподілу $g(u)$ на напрямок, заданий геометрією розсіювання:

$$g(u, \phi) = \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \omega_v(u, \phi, v_\parallel, v_\perp) \times f_v^{2D}(v_\parallel, v_\perp) dv_\parallel dv_\perp, \quad (2.6)$$

де $\omega_v(u, \phi, v_\parallel, v_\perp)$ – вагова функція CTS для заданої u - 1D компоненти швидкості у напрямку розсіювання $k^\delta = k^s - k^i$, де s та i відповідають розсіяній та падаючій хвилям відповідно; ϕ – кут між вектором магнітної індукції та k^δ .

Отже, вагова функція CTS в діапазоні $u_1 < u < u_2$ у просторі інтегралів руху має вигляд:

$$\begin{aligned} W_{CTS} &\equiv \omega_v(u_1 < u < u_2, \phi, E, \mu) = \\ &= \frac{1}{\pi} \left[\arccos \left(\frac{\sqrt{m} u_1 - \delta(\mu) \cdot \sqrt{2(E - B|\mu|)} \cos \phi}{\sqrt{2B|\mu|} \sin \phi} \right) - \right. \\ &\left. - \arccos \left(\frac{\sqrt{m} u_2 - \delta(\mu) \cdot \sqrt{2(E - B|\mu|)} \cos \phi}{\sqrt{2B|\mu|} \sin \phi} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.7)$$

На рис. 2.1. наведені приклади вагових функцій для обох діагностик у просторі швидкостей та інтегралів руху. Верхній ряд відповідає ваговим функціям FIDA для дейтерію в діапазоні довжин хвиль [658.1; 663.1] нм, а нижній – ваговим функціям CTS для водню для u в діапазоні [1.5; 4.5] 10^6 м/с. В обох випадках розрахунки виконані для $\phi = 45^\circ$ та $B = 2.52$ Т. Кутову залежність вагових функцій наведено в додатку 1.

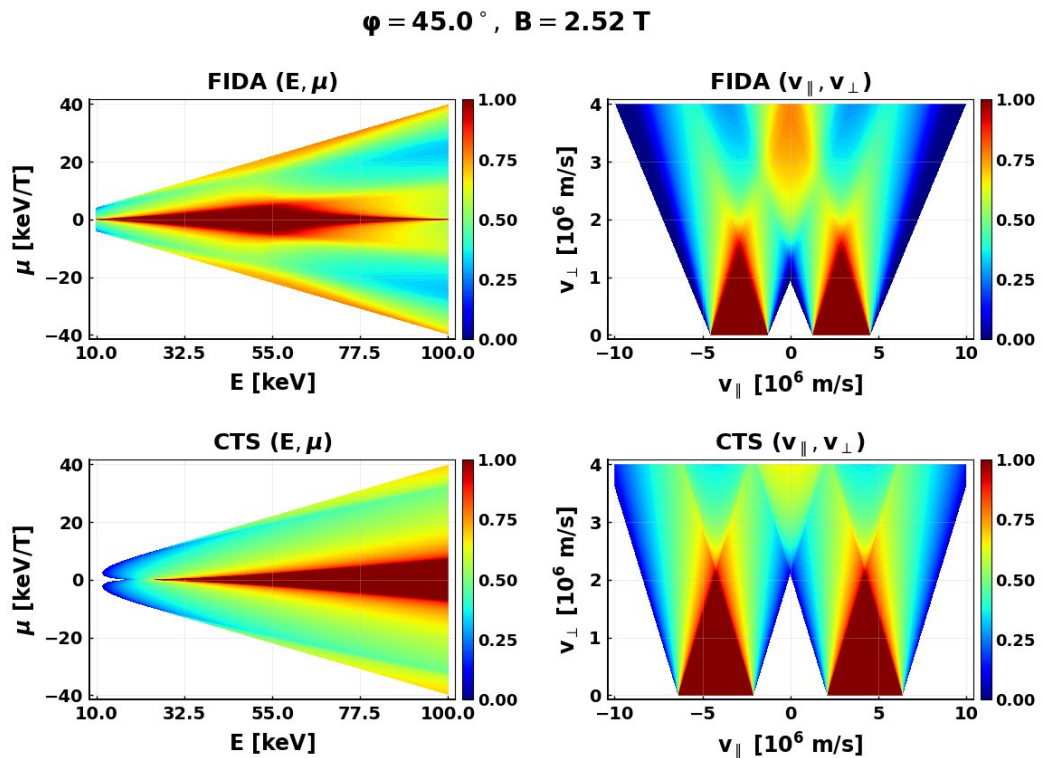


Рисунок 2.1. Приклади вагових функцій CTS та FIDA для $\phi = 45^\circ$ та $B = 2.52 \text{ T}$ в просторі швидкостей та інтегралів руху

Доречно також зауважити, що надалі всі розрахунки виконуватимуться для випадку W7-X, а отже і значення всіх параметрів обиратимуться відповідно до характеристик цієї установки. Зокрема, для діагностики FIDA розглядаються діапазони довжин хвиль $658.1 < \lambda < 663.1 \text{ nm}$ та $649.1 < \lambda < 654.1 \text{ nm}$ [25]; енергія швидких іонів обмежується інтервалом 10 - 100 кеВ, а магнітний момент – інтервалом $[-40; 40] \text{ кеВ/Т}$, де мінус визначає лише знак проекції швидкості на напрямок магнітного поля. У випадку CTS одновимірною компонента швидкості задається як $u = \pm [1.5; 4.5] \cdot 10^6 \text{ м/с}$, де знак обирається залежно від напрямку руху фотонів відносно напрямку розсіювання. Як швидкі іони розглядаються іони дейтерію, тому в усіх подальших розрахунках значення маси обираються відповідно до маси дейтерію.

2.2. Геометрія установки

У попередній версії методу використовувалась спрощена геометрична модель W7-X, проте в межах цієї роботи підхід було суттєво вдосконалено.

Для визначення геометричних параметрів вагової функції визначальними є геометрія стінки вакуумної камери, положення пучків NBI та гіротронів, а також розташування діагностичних портів. За таких умов, пучки та напрямки ліній зору можуть бути апроксимовані одновимірними прямими, тоді як стінки камери – двовимірними контурами тороїдально розташованими в просторі. Водночас, реалізація такого підходу виявилася надто витратною з обчислювальної точки зору. Тому в новій версії методу як один із кроків оптимізації було застосовано побудову тривимірної моделі установки у вигляді триангульованої поверхні з подальшим пошуком перетину променя з нею. Такий підхід є реалізацією методу трасування променів (*ray tracing*).

На рис. 2.2., а також в додатку 2, наведено зображення повноцінного триангульованого контуру установки: сірим кольором позначено стінки термоядерної установки, синіми лініями – промені діагностичних портів, червоними – промені NBI (позначені S), а жовтими – промені гіротронів (позначені C). Масштаб зображення відповідає реальним геометричним розмірам.

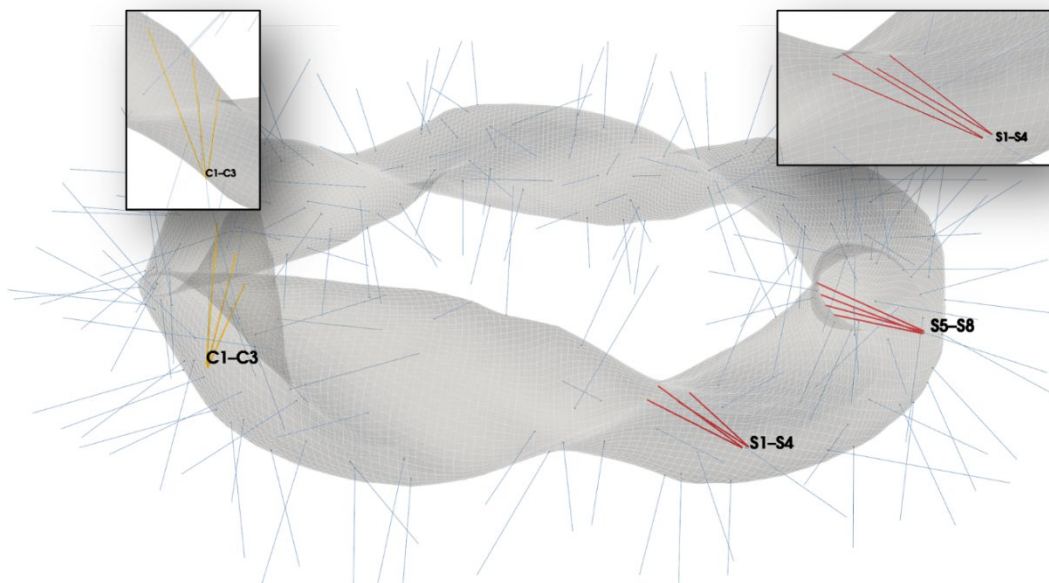
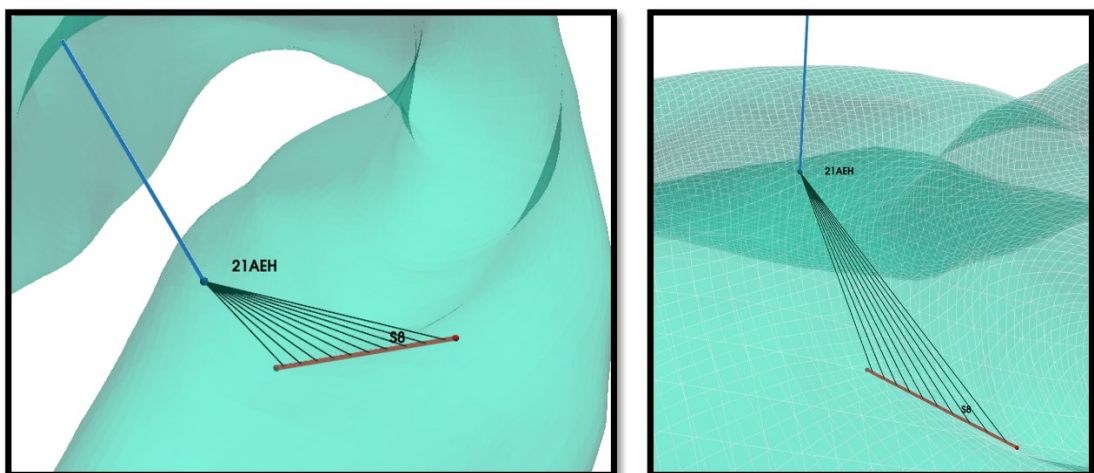


Рисунок 2.2. Спрощена 3D модель стеларатора W7-X

У цій роботі вимірювальні об'єкти розглядатимуться як точки, а отже, напрями зору (LOS) кожного порта будуватимуться у вигляді прямих ліній, що з'єднують точку входу порта в установку з точкою на промені NBI або гіротрона. На рис. 2.3 наведено приклад напрямів зору порта 21AЕН до променя NBI S8. Для кожного такого відрізка кут між напрямком порта та напрямком на пучок NBI обмежується значенням 30° .

Основна ідея побудови такої моделі полягає не лише у визначенні геометричних параметрів вагової функції, а й у виявленні портів, які можуть фізично «бачити» швидкі іони, локалізовані поблизу місця їх народження.

Слід зазначити, що в роботі використовується скорочена система позначення діагностичних портів типу 21AЕН.S8. Перші дві цифри в такому записі вказують на розташування порту в установці: перша цифра відповідає номеру модуля (від 1 до 5), а друга – номеру підмодуля (0 або 1). Це зумовлено тим, що W7-X є квазіізодинамічним п'ятимодульним стеларатором, структура якого, природньо, поділяється на п'ять модулів, кожен з яких, своєю чергою, умовно поділяється на два підмодулі. Суфікс після крапки визначає тип діагностичної прив'язки: *S* використовується для променів NBI, *C* – для променів гіротронів. Число після літери задає номер відповідного пучка NBI або гіротрона.



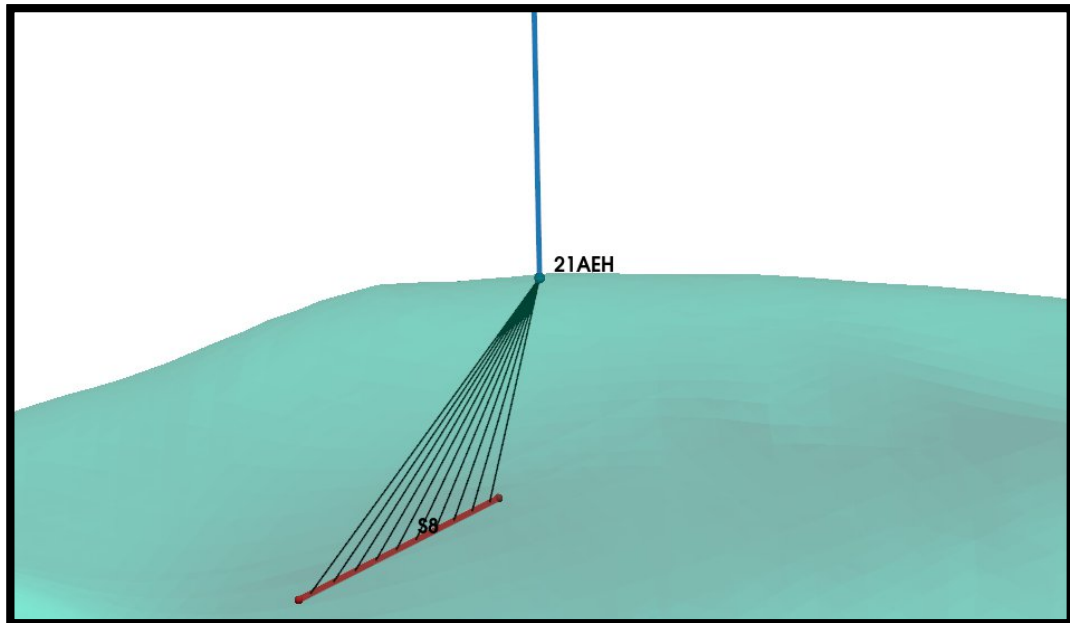


Рисунок 2.3. Приклад напрямків прямої видимості порта 21AEN до променя NBI S8 в спрощеній 3D моделі стеларатора W7-X

2.3. Метод оцінки розташування діагностик

На цьому етапі вже визначені вагові функції, а також розроблений метод задання геометричних параметрів. Магнітне поле в кожній точці простору також може бути обчислене за допомогою внутрішньої бібліотеки IPP *mconf*, реалізованої мовою Python та C++. Проте постає питання: яким чином визначити, чи доповнюють обрані порти один одного, чи навпаки, містять надлишкову інформацію?

Раніше було запропоновано підхід, заснований на побудові так званої матриці надмірності, елементи якої визначаються як:

$$C_{i,j} = \iint W_i W_j dE d\mu, \quad (2.8)$$

де W_i, W_j – вагові функції для i та j об'ємів відповідно. Таким чином, при порівнянні двох портів кожен рядок і кожен стовпчик такої матриці відповідає ваговим функціям для різних об'ємів вимірювання, що асоційовані з цими портами. У межах даної роботи, кожному об'єму вимірювання відповідає одна лінія зору порта (LOS).

Проблема такого підходу полягає в тому, що значення C_{ij} залежить не лише від того, наскільки подібні функції W_i та W_j , а й від їх амплітуди, ширини області ненульових значень і загального масштабу. Унаслідок цього більші за величиною вагові функції автоматично дають більші значення інтеграла, навіть якщо з фізичної точки зору ступінь їх перекриття не є вищим. Отже, у цій роботі пропонується модифікувати відповідну матрицю та виконати її нормування. Нормування матриці надмірності вводиться з метою усунення впливу абсолютних значень вагових функцій на величину інтеграла перекриття. Завдяки цьому елементи матриці характеризують саме ступінь подібності областей фазового простору, до яких чутливі відповідні діагностики, і можуть бути коректно зіставлені між собою:

$$C_{ij} = \frac{\iint W_i W_j dE d\mu}{\iint W_i^2 dE d\mu \iint W_j^2 dE d\mu}, \quad (2.9)$$

На рис. 2.4 наведено приклад такої матриці, візуалізованої в логарифмічному масштабі. Окремо варто відзначити її подібність до матриць, отриманих методом Монте-Карло (див. рис. 1.2). Порівнюючи декілька діагностик одразу, формується сітка матриць надмірності, приклад якої наведено на рис. 2.5. та в додатку 3.

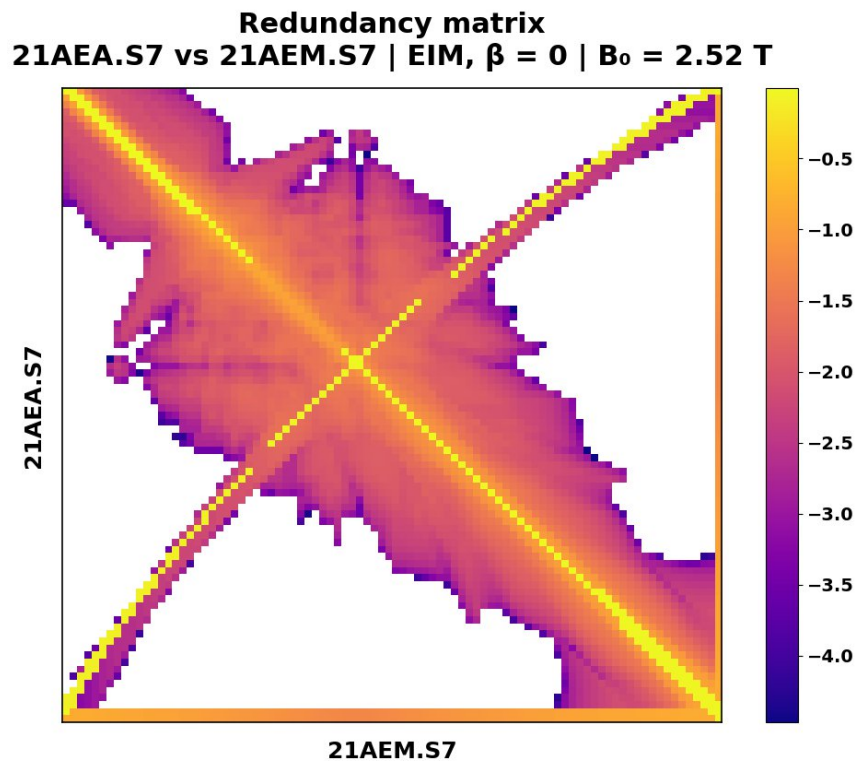


Рисунок 2.4. Приклад матриці надмірності, побудованої для портів 21AEA та 21AEM при їх порівнянні відносно пучка NBI №7 у конфігурації EIM для випадку $\beta = 0$ і магнітного поля на осі плазмового шнура $B = 2.52$ T у логарифмічному масштабі. Білий колір означає 0.

На рис. 2.5 наведено порівняння сіток матриць надмірності, побудованих без нормування та з нормуванням. У цьому випадку вже враховано другий адіабатичний інваріант, детальний опис якого наведено далі. З рисунка видно, що в логарифмічному масштабі відмінності між двома підходами є незначними. Нормування змінює окремі числові значення елементів матриці, однак не призводить до істотної зміни її загальної структури та не змінює якісних висновків щодо надмірності діагностик. Однак вибір нормування може впливати на кількісну оцінку інформаційного внеску окремих портів, навіть якщо якісна структура матриці надмірності в логарифмічному масштабі змінюється незначно.

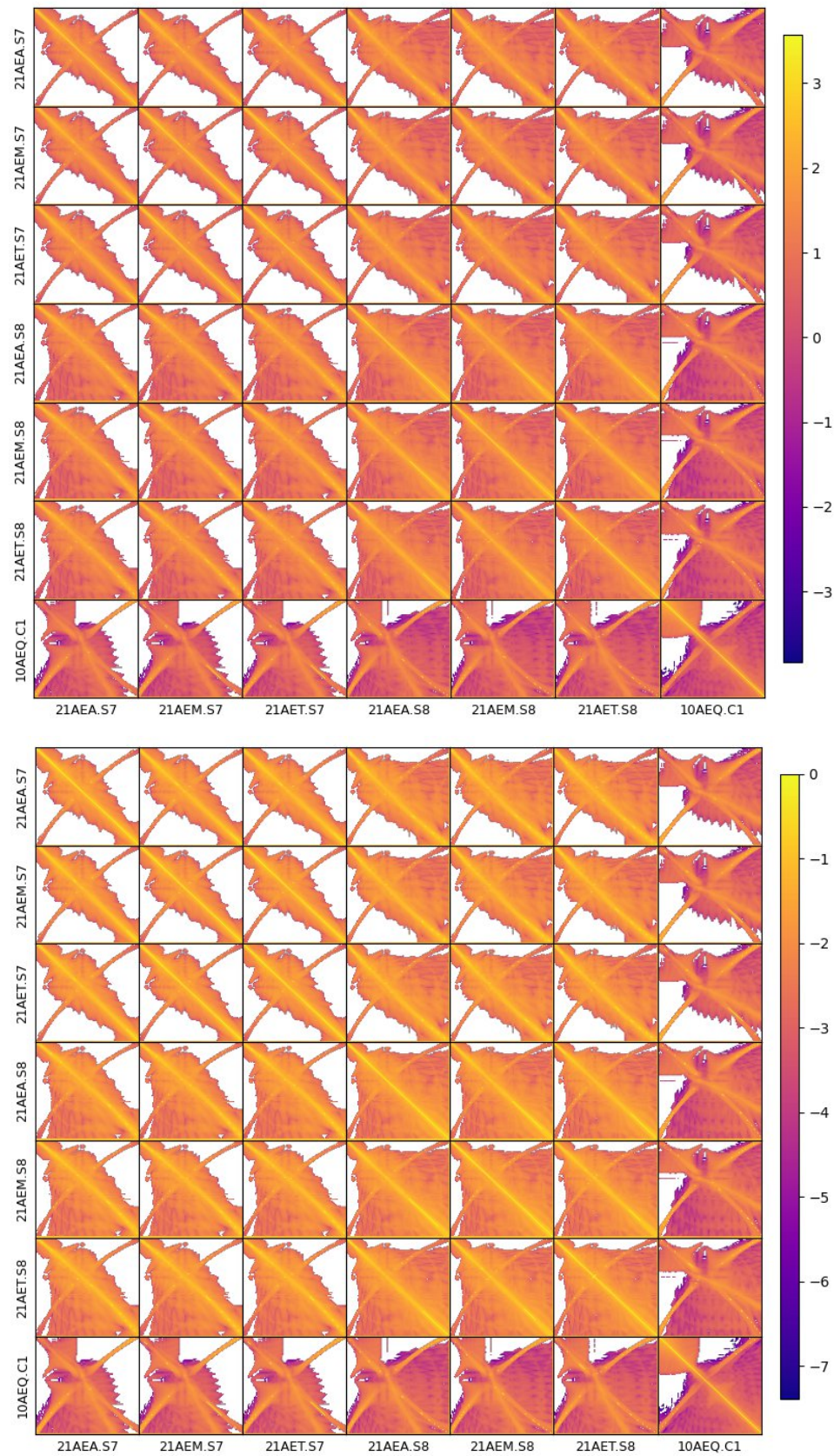


Рисунок 2.5. Матриці надмірності діагностик швидких іонів з урахуванням другого адіабатичного інваріанта в логарифмічному масштабі: верхня панель – без нормування, нижня панель – з нормуванням.

2.4. Врахування різних типів орбіт швидких іонів

На цьому етапі розгляд обмежено двовимірними ваговими функціями. Хоча вони вже дають змогу виконувати порівняння між різними напрямками спостереження, проте цього недостатньо для формулювання остаточних висновків щодо надлишковості вимірювань. Це пов'язано з тим, що частинки можуть мати однакові значення енергії та магнітного моменту, але водночас належати до різних орбіт. Саме ця обставина була основним обмеженням у попередньому підході. Тому в цій роботі пропонується підхід, що полягає у врахуванні ще одного інтегралу руху. У токамаках, як другий інтеграл руху часто розглядають канонічний тороїдальний момент, однак у стелараторах ця величина не є інтегралом руху. Саме тому для коректного опису орбіт у стелараторі необхідно вводити інший додатковий параметр, а саме інваріант відскоку J_0 :

$$J_0 = \oint v_{\parallel} dl, \quad (2.10)$$

де інтегрування виконується вздовж траєкторії руху частинки між двома ізоповерхнями, що її запирають. В нашому випадку, коли ми працюємо в системі інтегралів руху, вираз (2.10) можна переписати наступним чином:

$$J_0 = \oint \sqrt{\frac{2\mu (B_{ref} - B)}{m}} dl. \quad (2.11)$$

Головна складність полягає в тому, що цей інваріант є нелокальним і визначається всією траєкторією частинки. Більше того, для його обчислення необхідно, щоб траєкторія була замкненою, що накладає додаткові обмеження на область його застосування, оскільки ця умова виконується не для всіх частинок.

Для визначення цієї області, спочатку введемо класифікацію частинок в стелараторі. Загалом траєкторії частинок можуть мати суттєво різний характер. Частинки поділяються на пролітні, які циркулюють навколо тора вздовж магнітних силових ліній, та заперті, які здійснюють коливальний рух між ділянками, де магнітне поле B дорівнює $B_{eff} = \frac{E}{\mu}$ частинки (див.

додаток 4). Тобто замкнені орбіти мають лише заперті частинки, тому і інваріант J_0 визначений лише для них.

Запропонований в роботі підхід полягає в тому, щоб для запертих частинок порівнювати значення J_0 , і тим самим усунути обмеження щодо орбіт.

У випадку пролітних частинок, для яких J_0 не визначений, тому в нульовому наближенні будемо вважати, що вони рухаються вздовж силових ліній магнітного поля без урахування дрейфу. Тобто частинки, які належать до однієї магнітної поверхні та мають однакові значення енергії і магнітного моменту, можна розглядати як еквівалентні. Таке рішення є обґрунтованим, оскільки у випадку стеларатора W7-X за один повний оберт навколо тора дрейф частинок становить лише декілька сантиметрів, що є несуттєвим у межах даного аналізу.

Для чисельного порівняння використовується одна з функцій потоку – величина, що зберігається на магнітній поверхні, а саме нормалізований тороїдальний потік. Це зумовлено тим, що дана величина є складовою так званих магнітних координат і фактично визначає магнітну поверхню, набуваючи значень у діапазоні від 0 до 1, де 1 відповідає LCFS.

Водночас слід зазначити, що під час завершення цієї роботи було опубліковано нове теоретичне дослідження, у якому і для пролітних іонів у стелараторах запропоновано окремий адіабатичний інваріант, а саме *transit adiabatic invariant* [34]. Цей інваріант дозволяє більш точно описувати орбіти пролітних частинок поблизу магнітних поверхонь і враховувати можливе формування дрейфових островів. У межах даної роботи це узагальнення не було включене до чисельної моделі, однак його використання є важливим напрямом подальшого розвитку методу, оскільки воно може забезпечити більш послідовний опис як запертих, так і пролітних швидких іонів у єдиному просторі адіабатичних інваріантів.

2.5. Висновки до розділу 2

У цьому розділі розглянуті основні елементи методу, що покладено в основу цієї кваліфікаційної роботи, а також наведені ключові відмінності від попередніх досліджень автора, у межах яких були закладені базові принципи підходу. Водночас у цій роботі метод суттєво розширено та вдосконалено.

По-перше, розглянуто формалізм вагових функцій. У межах цієї роботи підхід до їх побудови не зазнав принципових змін порівняно з ідеями, запропонованими в роботі [1, 2]. Таким чином, вагові функції залишаються основним інструментом для аналізу чутливості діагностик до різних областей фазового простору.

По-друге, суттєво вдосконалено геометричну складову методу на прикладі установки W7-X. Із використанням сучасних інструментів роботи з тривимірними об'єктами, методів трасування променів (ray tracing) та паралельних обчислень (multiprocessing) побудовано тривимірну модель стінки установки, а також геометричні моделі портів, пучків NBI та гіротронів. Порівняно з попереднім етапом роботи, такий підхід дав змогу підвищити точність, гнучкість і обчислювальну ефективність розрахунків, а також спростити адаптацію методу до інших термоядерних установок, про що йтиметься в розділі 3.

По-третє, вдосконалено процес оцінювання надмірності та доповнюваності діагностик. У попередньому підході оцінка була змістовною переважно лише у випадку повної відмінності вагових функцій, тобто коли відповідний елемент матриці дорівнював нулю; в інших випадках отримані значення не мали достатньо чіткої фізичної інтерпретації. У цій роботі це обмеження усунуто шляхом нормування, що дало змогу коректно порівнювати діагностики незалежно від абсолютних значень вагових функцій.

Крім того, враховані відмінності орбіт частинок, що дозволило усунути одне з ключових обмежень попереднього підходу. Саме ця модифікація зробила метод значно більш фізично обґрунтованим, оскільки тепер під час

аналізу враховується не лише збіг енергії та магнітного моменту, а й належність частинок до відповідних типів орбіт.

Таким чином, кваліфікаційна робота є не лише логічним продовженням попередніх досліджень, а й їх суттєвим розвитком. Запропоновані вдосконалення дозволили зробити метод більш точним, фізично релевантним і придатним для практичного застосування при аналізі та оптимізації діагностичних систем установки W7-X.

РОЗДІЛ 3. ВПРОВАДЖЕННЯ МЕТОДУ ОЦІНКИ РОЗТАШУВАННЯ ДІАГНОСТИК ШВИДКИХ ІОНІВ У ВЕБСЕРВІС

У цьому розділі подано опис подальшого розвитку методу оптимізації розташування діагностик швидких іонів на основі формалізму вагових функцій, спрямованого на його перетворення з окремого обчислювального підходу на повноцінний робочий інструмент, інтегрований у вебсервісну інфраструктуру Інституте фізики плазми Макса Планка (IPP).

3.1. Вступ до вебсервісного підходу

W7-X є експериментальною установкою для дослідження стаціонарних режимів роботи стеларатора, тому значна увага приділяється накопиченню великих обсягів експериментальних і розрахункових даних, а також їх подальшій обробці та аналізу [35]. Це пов'язано не лише з необхідністю документувати експериментальні дані, але й потребами керування установкою, аналізу діагностичних вимірювань і проведення моделювання.

Сучасні технології забезпечують широкі можливості для зберігання великих масивів даних, однак їх ефективна обробка ускладнюється тим, що людина не здатна опрацювати їх у первинному вигляді. У зв'язку з цим, виникла потреба у створенні уніфікованих механізмів доступу, які дозволяють аналізувати значні обсяги даних і сприяють ефективному науковому прогресу. Важливою вимогою є також можливість повторного використання коду, тобто застосування однакових базових компонентів у різних задачах. Такий підхід зменшує розрив між теоретичними моделями та аналізом експериментальних даних, оскільки дозволяє поєднувати окремі коди у межах єдиного стандартизованого середовища. Саме за таких умов сформувався так званий вебсервісний підхід у вигляді вебсервісів.

У випадку W7-X (див. рис. 3.1) вебсервіси [35–39] використовуються як засоби інтеграції експертних кодів, моделей і баз даних у межах єдиного

програмного середовища. На сьогодні такі вебсервіси включають архів експериментальних даних (Logbook) [36, 37], сервіси обчислення магнітних полів і трасування силових ліній [39], засоби роботи з базами геометрії котушок (CoilsDB) та компонентів установки, а також доступ до результатів MHD-рівноваги (VMEC) [38].

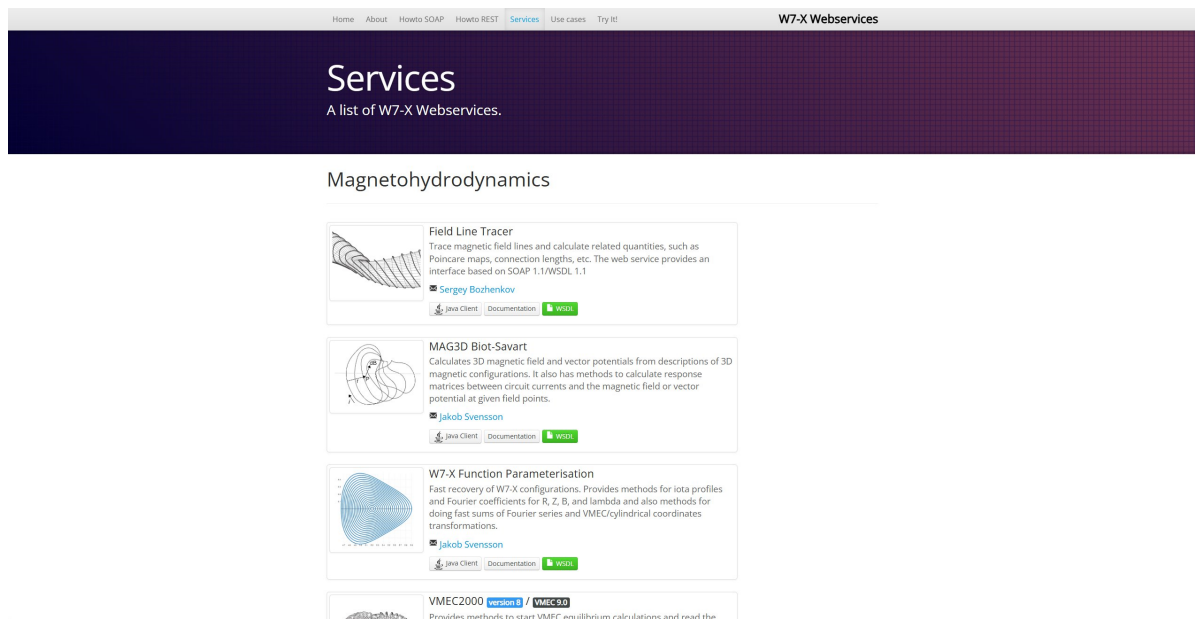


Рисунок 3.1. Інтерфейс вебсервісів W7-X

Найперспективнішою концепцією інтеграції для W7-X наразі є сервісно-орієнтована архітектура (SOA) [41], зокрема на основі стандарту WebService, рекомендованого W3C (World Wide Web Consortium) [40]. У межах цього підходу окремі програмні компоненти реалізуються у вигляді незалежних сервісів зі стандартизованими інтерфейсами доступу. Це дає змогу використовувати одні й ті самі обчислювальні модулі в різних прикладних задачах незалежно від внутрішньої реалізації, мови програмування чи середовища виконання. Для W7-X такий підхід є особливо важливим, оскільки дозволяє поєднувати інструменти обробки експериментальних даних, фізичні моделі та допоміжні обчислювальні модулі, зокрема розрахунки магнітних конфігурацій чи профілів плазми, що є проміжним, але важливим етапом наукового аналізу, у межах єдиного програмного середовища.

Отже, вебсервісний підхід забезпечує працівникам інституту доступ до широко використовуваних інструментів аналізу даних і створює умови для повторного використання обчислювальних компонентів у різних прикладних задачах. У межах цієї роботи однією з задач є інтеграція розробленого методу у вебсервісну інфраструктуру з метою його перетворення з окремого коду, орієнтованого на обмежене коло користувачів, на широкодоступний інструмент. Основна ідея полягає у реалізації цього підходу у вигляді вебсервісу, спеціально адаптованого до геометрії W7-X, з урахуванням магнітних конфігурацій VMES та доступних діагностичних портів.

3.2. Структура вебсервісу Fast Ion Diagnostics Optimizer (FIDO)

В межах даної роботи було створено вебзастосунок Fast Ion Diagnostics Optimizer (FIDO), призначений для побудови сіток матриць надмірності для стеларатора W7-X. Застосунок реалізований мовою програмування Python на базі фреймворку Dash. Через вебінтерфейс (див. Рис. 3.2) користувач має змогу виконувати такі дії:

- обирати або завантажувати власну конфігурацію VMES;
- задавати кут огляду порту, тобто допустиме геометричне відхилення порту відносно його стандартного положення (за замовчуванням це значення становить 70° , що означає, що кут між LOS і променем самого порту не повинен перевищувати зазначене значення);
- встановлювати параметри розрізнення J_0 та s , які визначають чутливість матриці надмірності до розрізнення орбіт другим адіабатичним інваріантом (типове значення – 0,5 %, тобто значення другого інваріанту вважаються однаковими, якщо їх різниця не перевищує цей поріг);
- визначати розмір матриць надмірності, іншими словами, визначати кількість LOS порту (зі зростанням цього параметра збільшується навантаження на сервер, тому встановлено обмеження 80×80);

- будувати матриці надмірності для наявного набору діагностик і додавати нові для перевірки їх здатності доповнити вже наявний набір;
- зберігати зображення сіток матриць, а також файли з результатами розрахунків вагових функцій і параметрів розрізнення орбіт;
- завантажувати попередні результати;
- переглядати побудовані матриці;
- задавати межі шкали кольорів матриці у сітці;
- переглядати службову інформацію про стан виконання задач;
- користуватися допоміжними функціями інтерфейсу, зокрема перемиканням теми оформлення або очищенням результатів.

Таким чином, FIDO є єдиним середовищем, у якому поєднано підготовку вхідних даних, запуск обчислювальних процедур та аналіз отриманих результатів.

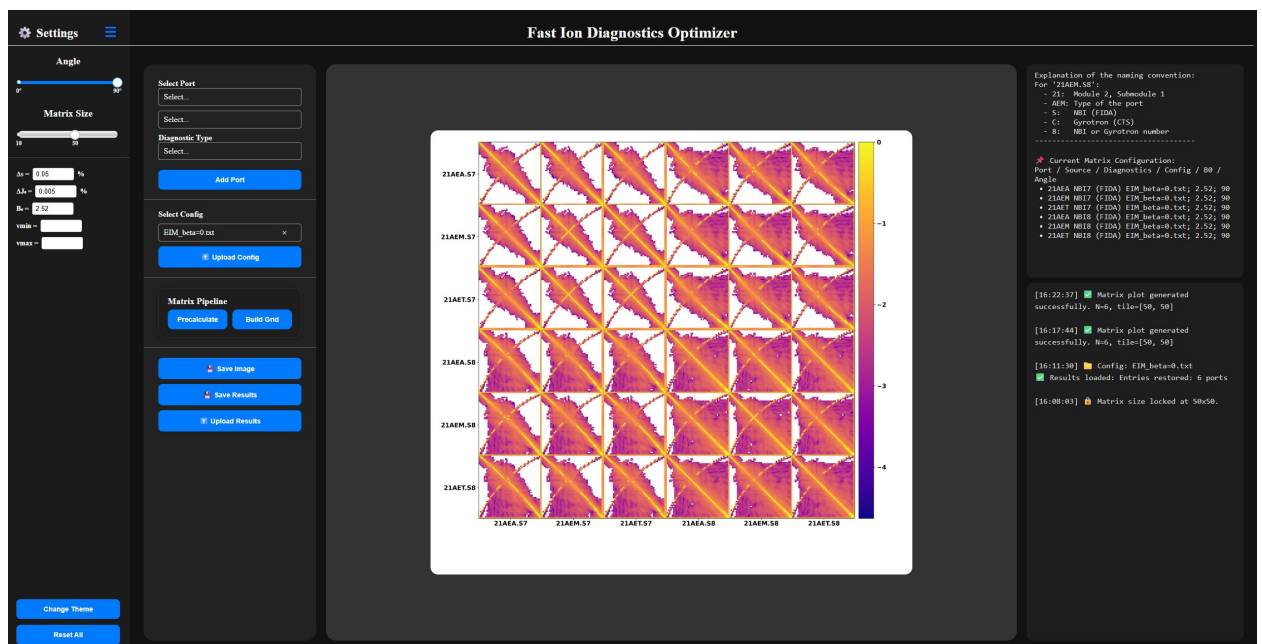


Рисунок 3.2. Вигляд вебінтерфейсу FIDO

Оскільки основною задачею є обчислення матриць надмірності, що потребує значних обчислювальних ресурсів і часу, під час розробки методу особливу увагу приділено не лише створенню інтерфейсу, а й оптимізації обчислювальних процесів. У результаті інтерфейс виконує функцію ініціалізації

обчислень: користувач задає параметри, після чого розрахунки виконуються у фоновому режимі без блокування роботи інтерфейсу, а інформація про їх перебіг відображається у вікні логів. Після завершення обчислень результати повертаються до інтерфейсу та додатково зберігаються у вигляді кешу для кожного користувача на сервері, що забезпечує можливість їх повторного використання та зменшує навантаження на систему. Запропонована логічна схема забезпечує практичну придатність системи для задач аналізу діагностик швидких іонів.

3.2.1. Організація обчислювального процесу у FIDO

Як зазначалося вище, FIDO організовано як послідовність взаємопов'язаних етапів, що починаються із задання користувачем вхідних параметрів і завершуються побудовою матриць надмірності та збереженням результатів. Через ресурсоемність розрахунків систему поділено на кілька логічних етапів виконання.

Перший етап передбачає задання користувачем конфігурації обчислень, зокрема вибір магнітної конфігурації для побудови, розміру матриці, параметрів розрізнення за J_0 та s , а також кута огляду.

Наступним етапом є попередні обчислення, під час яких формується базовий набір даних для подальшої побудови матриць. Саме на цьому етапі створюються структури, що багаторазово використовуються в подальшому аналізі, зокрема результати розрахунків вагових функцій і параметрів розрізнення для вже встановлених діагностик. Наразі враховуються діагностики типу FIDA, розташовані в портах 21AEA.S7, 21AET.S7, 21AEM.S7, 21AEA.S8, 21AEAM.S8, 21AET.S8. У результаті формується масив даних, що містить: назви інжекторів або гіротронів, позначення портів, точки вздовж ліній спостереження, значення магнітного поля в цих точках, кути між лінією спостереження та напрямком інжекції, кути між лінією спостереження та магнітним полем, значення s , максимальні значення магнітного поля,

значення J_0 , вагові функції, типи діагностик, а також службові позначення конфігурації та значення B_0 . Сформований масив зберігається у вигляді кешу з використанням унікального токена для кожного користувача. Іншими словами, на цьому етапі створюється повний фізичний і геометричний опис набору діагностик, необхідний для наступної стадії аналізу.

Після завершення попередніх обчислень користувач може обрати один із двох варіантів подальших дій: побудову матриць надмірності або додавання нового порту до наявного набору. Під час побудови матриць надмірності, використовуючи сформований масив даних і задані параметри чутливості за другим інваріантом, формується відповідна сітка. На цьому етапі здійснюється накладання фізичних обмежень на область інтегрування вагових функцій: для кожної пари ліній спостереження визначаються допустимі області фазового простору залежно від характеру руху частинок (прохідні або замкнені) з урахуванням параметрів розрізнення. Області, що не задовольняють цим умовам або відповідають фізично несумісним режимам, виключаються з подальшого інтегрування. Після виконання інтегрування та нормування отримуються значення сітки матриць, які візуалізуються у вигляді зображення та передаються до інтерфейсу.

У разі додавання нового порту формується аналогічний масив даних, як і на етапі попередніх обчислень, після чого він додається до вже наявного набору. Такий підхід забезпечує можливість послідовного виконання обчислень, знижує навантаження на систему та дає змогу покроково керувати процесом обчислення.

Користувач має можливість зберігати загальний масив даних у форматі .hdf5, а також експортувати зображення сітки матриць у форматі .png.

3.2.2. Внутрішня будова FIDO

Для забезпечення роботи FIDO одночасно використовуються три основні компоненти: вебзастосунок, сервер Redis та worker-процеси. Redis є окремим

серверним застосунком типу «ключ–значення», призначеним для швидкого збереження даних у пам'яті. У цій системі він використовується для передавання задач від вебінтерфейсу до worker-процесів, а також для збереження службового стану обчислень. Worker-процеси є окремими виконавчими процесами, що підключаються до Redis, отримують задачі з черги та виконують їх у фоновому режимі. На рис. 3.3 наведено принципову схему роботи FIDO.

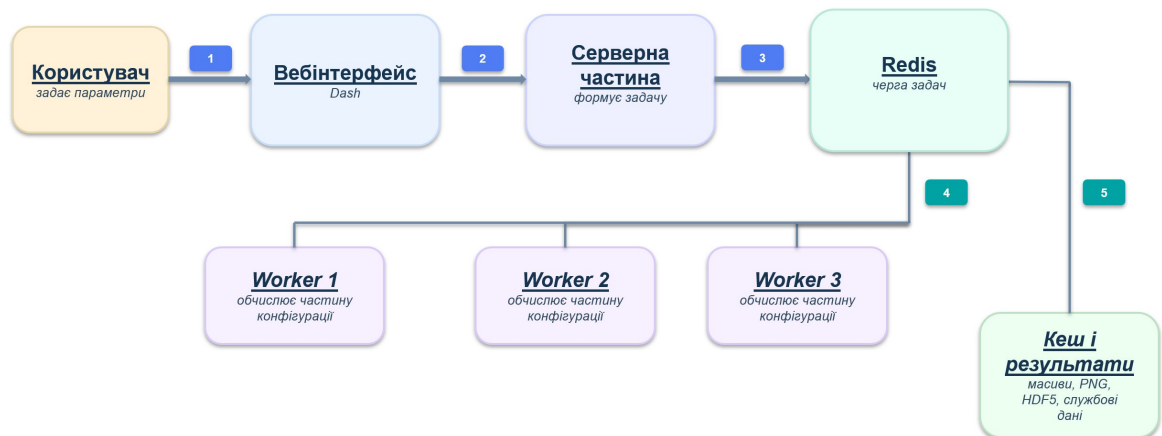


Рисунок 3.3. Загальна схема роботи вебзастосунку FIDO

Перед початком роботи FIDO сервер Redis має бути запущений. Після цього запускається серверна частина вебзастосунку та набір worker-процесів, які підключаються до того самого Redis-сервера. Під час ініціалізації серверна частина встановлює з'єднання з Redis і створює чергу задач, через яку надалі передаються всі ресурсоємні обчислювальні запити.

Наприклад, коли користувач запускає обчислення, відповідний запит передається до Redis і потрапляє в чергу задач. З цієї черги worker-процеси послідовно отримують задачі та виконують їх. Зокрема, розрахунок сітки 9×9 матриць передбачає обчислення для дев'яти портів; у такому разі серверна частина формує чергу з дев'яти окремих задач, у межах яких для кожного порту виконуються розрахунки вагових функцій і параметрів розрізнення. Таким чином, під час запуску попередніх обчислень, побудови матриць, додавання нового порту або завантаження результатів серверна частина не

виконує ці операції безпосередньо, а передає відповідні задачі до черги в Redis, після чого один із worker-процесів отримує їх і розпочинає виконання. У цей час вебінтерфейс функціонує незалежно від обчислювальної частини.

Після завершення обчислень worker-процес зберігає результат у кеші та надсилає відповідний сигнал системі. Серверна частина зчитує результат і передає його до інтерфейсу. Якщо результат уже було обчислено раніше, система може використати кешовані дані без повторного виконання відповідного етапу.

Для кожного користувача результати та службові дані зберігаються окремо завдяки Redis, що дозволяє уникнути змішування сесій. Крім того, це забезпечує можливість одночасного запуску обчислень різними користувачами, оскільки черга задач є спільною, а її пропускна здатність визначається обчислювальними ресурсами системи, на якій виконуються розрахунки. Такий підхід реалізовано з метою оптимізації роботи вебсервісу для багатокористувацького використання.

3.2.3. Додаткова локальна реалізація методу та використані програмні рішення

У процесі розробки серверної частини вебзастосунку було використано відкритий репозиторій dash-rq-demo автора Tom Begley [42], призначений для виконання довготривалих задач у середовищі Plotly Dash із використанням Redis та RQ. Репозиторій розповсюджується за ліцензією MIT, що дозволяє використання, модифікацію та адаптацію програмного коду за умови збереження відповідного повідомлення про авторські права та тексту ліцензії.

Окремо слід зазначити, що, окрім вебсервісу, у межах цієї роботи всі рішення, запропоновані в розділі 2, були також адаптовані до локального програмного коду, розробленого автором у межах бакалаврської кваліфікаційної роботи [2]. На відміну від вебсервісу, цей варіант є локальним desktop застосунком і потребує встановленого середовища Python та запуску

відповідних скриптів. Водночас його основною перевагою є простота програмної структури: код організовано у вигляді окремих функціональних модулів, що значно полегшує його модифікацію, адаптацію до різних обчислювальних систем і швидке отримання результатів без необхідності розгортання повноцінної серверної інфраструктури.

Однак зручність використання локального застосунку є нижчою порівняно з розробленим вебсервісом, оскільки останній спеціально адаптований до задач, пов'язаних із W7-X, і не потребує від користувача встановлення додаткових програмних компонентів або безпосередньої роботи з Python-кодом. Це робить вебсервіс більш придатним для використання іншими дослідниками, які можуть взаємодіяти з програмним комплексом через графічний вебінтерфейс. Вигляд головного вікна локального десктопного застосунку наведено на рис. 3.4.

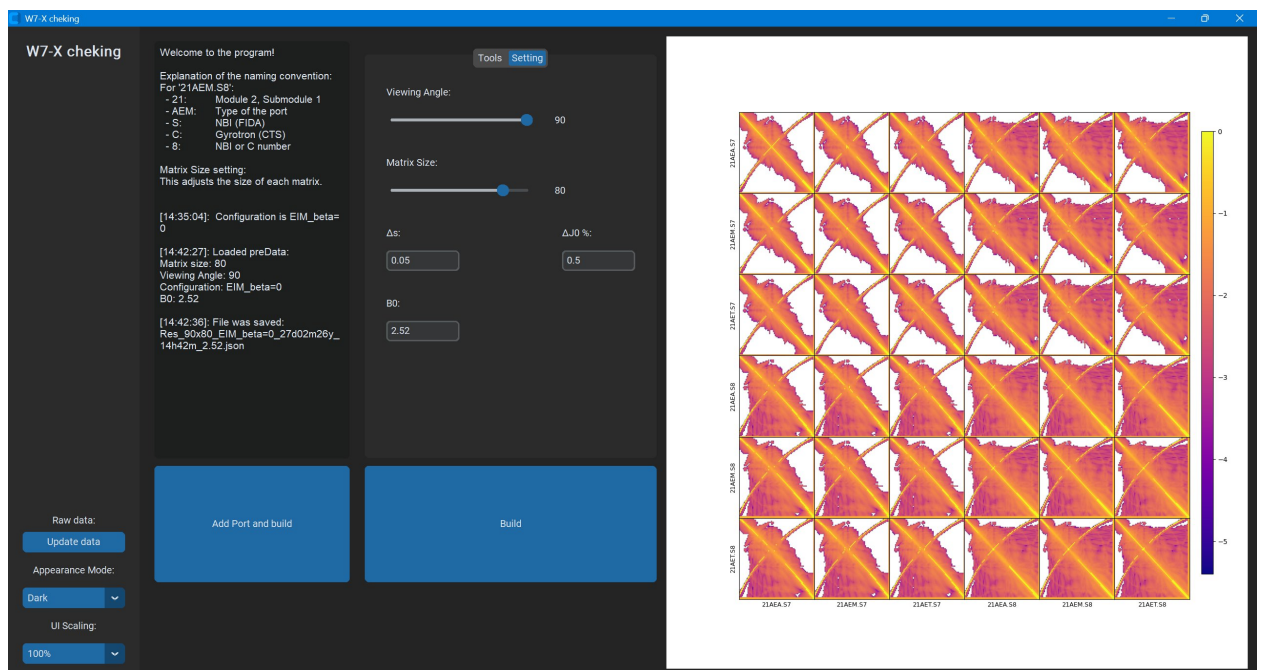


Рисунок 3.4. Вигляд головного вікна desktop версії FIDO

Важливо зазначити, що основні функціональні можливості, описані в розділі 3, зокрема завантаження вхідних даних, виконання обчислень, збереження результатів і подальший експорт файлів, реалізовано також у локальній версії. Завдяки цьому результати, отримані за допомогою

локального коду, можуть бути безпосередньо використані у вебсервісі, і навпаки. Такий підхід забезпечує сумісність між двома варіантами програмного комплексу та дозволяє використовувати локальну версію для швидкого тестування й модифікації алгоритмів, а вебсервіс – для більш зручної та стандартизованої взаємодії з кінцевим користувачем.

3.3. Висновки до розділу 3

Таким чином, у третьому розділі розглянуто концепцію вебсервісів і веборієнтовану програмну систему для практичного застосування методу оптимізації розташування діагностик швидких іонів, розроблену в межах цього дослідження. Система забезпечує можливість запуску чисельних розрахунків, збереження результатів, їх візуалізації та порівняння різних діагностичних конфігурацій безпосередньо через вебінтерфейс.

Описано архітектуру вебзастосунку, зокрема взаємодію між користувацьким інтерфейсом, серверною частиною, фоновими обчислювальними процесами та системою збереження даних. Запропонована структура дозволяє виконувати ресурсоємні розрахунки без блокування роботи вебінтерфейсу та забезпечує незалежну роботу різних користувачів.

Інтеграція з вебсервісами IPP дає змогу використовувати розроблену систему в межах наявної інфраструктури для роботи з даними W7-X. Додаткова локальна реалізація методу, запропоновану в попередніх дослідженнях, була адаптована відповідно до змін, описаних у розділі 2, і використана для тестування алгоритмів та перевірки коректності отриманих результатів.

ВИСНОВКИ

У даній роботі вдосконалено метод оптимізації розташування діагностик швидких іонів для токамаків і стелараторів на основі формалізму вагових

функцій у просторі інтегралів руху. Основною відмінністю від попередніх підходів є використання другого адіабатичного інваріанту як базису для порівняння діагностичних функцій, що дозволяє більш коректно враховувати особливості руху частинок у складних магнітних конфігураціях.

Запропонований метод дає змогу кількісно оцінювати перекриття між різними діагностиками та визначати, яку додаткову інформацію може надати кожна з них. При цьому він не потребує проведення повномасштабних ресурсоемних Монте-Карло моделювань для кожної конфігурації, що суттєво зменшує обчислювальні витрати.

У межах роботи реалізовано програмний комплекс, який включає вдосконалену локальну версію коду та вебсервіс для роботи з діагностичними конфігураціями W7-X. Локальна версія забезпечує гнучкість і простоту модифікації алгоритмів, тоді як вебсервіс робить розроблений інструмент більш доступним для користувачів і не потребує безпосередньої роботи з Python-кодом.

Розроблений підхід є масштабованим і може бути розширений на інші типи діагностик, зокрема нейтронні, а також застосований до різних магнітних конфігурацій і задач планування діагностичних систем для майбутніх термоядерних установок.

Водночас на даному етапі залишається відкритою проблема формування остаточного критерію вибору оптимального діагностичного порту. Запропонований підхід дозволяє виконувати попарне порівняння різних портів і оцінювати ступінь їх перекриття у просторі інваріантів руху, проте прийняття остаточного рішення щодо доцільності включення певного порту до діагностичної системи потребує більш узагальненої кількісної оцінки.

Одним із напрямів подальших досліджень є застосування підходів теорії інформації для оцінки внеску кожного нового діагностичного порту в уже сформований набір. Такий підхід дозволить не лише здійснювати попарне порівняння, але й кількісно визначати обсяг нової інформації, яку додає окрема лінія спостереження або діагностична конфігурація. У перспективі це

може стати основою для формалізованої процедури оптимізації діагностичного набору.

Важливо також зазначити, що хоча в роботі враховано другий адіабатичний інваріант, для пролітних частинок використано наближене припущення про можливість опису відповідного інваріанта як поверхневої функції. Таке припущення є прийнятним у першому наближенні, однак більш точний опис руху пролітних частинок може потребувати введення додаткового інваріанта. У цьому контексті перспективними є результати, наведені в роботі [34], які можуть бути використані для обчислення такого інтеграла в подальших дослідженнях. Це, у свою чергу, може підвищити точність побудови діагностичних функцій у просторі інваріантів і покращити якість оцінювання взаємного доповнення діагностик.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Moseev D. et al. Optimization of fast-ion diagnostic sets in tokamaks and stellarators using diagnostic weight functions. *Review of Scientific Instruments*. 2024. Vol. 95, no. 10. Article 103506. DOI: 10.1063/5.0218553.
2. Kuzmych I. V. Optimization of fast-ion diagnostic sets in tokamaks and stellarators using diagnostic weight functions: Bachelor's thesis. Kharkiv, 2024.
3. Romanelli F. et al. A roadmap to the realization of fusion energy. *Proceedings of the IEEE 25th Symposium on Fusion Engineering*. 2013. P. 1–4.
4. Zohm H. Assessment of DEMO challenges in technology and physics. *Fusion Engineering and Design*. 2013. Vol. 88, no. 6–8. P. 428–433. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2013.01.001.
5. Warmer F. et al. From W7-X to a HELIAS fusion power plant: On engineering considerations for next-step stellarator devices. *Fusion Engineering and Design*. 2017. Vol. 123. P. 47–53. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2017.05.034.
6. Max Planck Institute for Plasma Physics. New performance records Wendelstein 7-X. 2025. URL: <https://www.ipp.mpg.de/5532945/w7x>. Accessed: 30 April 2026.
7. Lazerson S. A. et al. A physics basis for the Gauss Fusion 1 GWe stellarator fusion power plant. *Proceedings of the 51st EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*. 2025. Contribution P4.221. URL: https://lac913.epfl.ch/epsppd3/2025/html/PDF/P4_221.pdf. Accessed: 30 April 2026.
8. GAUSS Fusion GmbH. GAUSS Fusion presents comprehensive power plant design: press release. 2025. URL: <https://cdn.prod.website->

- files.com/689356c86f6a6227a967a41f/68e76ebc8d5b333f21574940_c2425126fa5a80d6717cff28df3255db_Press%20Release_GAUSS%20Fusion%20presents%20comprehensive%20power%20plan%20design_V9.pdf. Accessed: 30 April 2026.
9. Proxima Fusion. Building stellarators to power the future. URL: <https://www.proximafusion.com/>. Accessed: 8 May 2026.
 10. Max Planck Institute for Plasma Physics. IPP, Bavarian State Government, Proxima Fusion and RWE sign memorandum of understanding. 26 February 2026. URL: <https://www.ipp.mpg.de/mou26en>. Accessed: 8 May 2026.
 11. Geiger J. et al. Physics in the magnetic configuration space of W7-X. Plasma Physics and Controlled Fusion. 2015. Vol. 57. Article 014004. DOI: 10.1088/0741-3335/57/1/014004. URL: https://pure.mpg.de/rest/items/item_2077194_8/component/file_2079016/content. Accessed: 8 May 2026.
 12. Andreeva T. Vacuum Magnetic Configurations of Wendelstein 7-X. IPP Report III/270. Garching: Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 2002. 147 p. URL: https://pure.mpg.de/view/item_2138236. Accessed: 8 May 2026.
 13. Andreeva T. et al. Equilibrium evaluation for Wendelstein 7-X experiment programs in the first divertor phase. Fusion Engineering and Design. 2019. Vol. 146, Part A. P. 299–302. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2018.12.050. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0920379618308159>. Accessed: 8 May 2026.
 14. Andreeva T. et al. Characteristics of main configurations of Wendelstein 7-X. Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. 2002. No. 4. P. 45–47. URL: https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2002_4/article_2002_4_45.pdf. Accessed: 8 May 2026.

15. Andreeva T. et al. Magnetic configuration scans during divertor operation of Wendelstein 7-X. *Nuclear Fusion*. 2022. Vol. 62, no. 2. Article 026032. DOI: 10.1088/1741-4326/ac3f1b. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1741-4326/ac3f1b>. Accessed: 8 May 2026.
16. Klinger T. et al. Overview of first Wendelstein 7-X high-performance operation. *Nuclear Fusion*. 2019. Vol. 59, no. 11. Article 112004. DOI: 10.1088/1741-4326/ab03a7.
17. Moseev D. et al. Recent progress in fast-ion diagnostics for magnetically confined plasmas. *Reviews of Modern Plasma Physics*. 2018. Vol. 2. Article 7. DOI: 10.1007/s41614-018-0019-4.
18. Salewski M. et al. Energetic particle physics: Chapter 7 of the special issue: on the path to tokamak burning plasma operation. *Nuclear Fusion*. 2025. Vol. 65, no. 4. Article 043002. DOI: 10.1088/1741-4326/adb763.
19. Heidbrink W. W. et al. The behaviour of fast ions in tokamak experiments. *Nuclear Fusion*. 1994. Vol. 34, no. 4. P. 535–615. DOI: 10.1088/0029-5515/34/4/I07.
20. Fasoli A. et al. Chapter 5: Physics of energetic ions. *Nuclear Fusion*. 2007. Vol. 47, no. 6. P. S264–S284. DOI: 10.1088/0029-5515/47/6/S05.
21. Heidbrink W. W. Basic physics of Alfvén instabilities driven by energetic particles in toroidally confined plasmas. *Physics of Plasmas*. 2008. Vol. 15, no. 5. Article 055501. DOI: 10.1063/1.2838239.
22. García-Muñoz M. et al. NTM induced fast ion losses in ASDEX Upgrade. *Nuclear Fusion*. 2007. Vol. 47, no. 7. P. L10–L15. DOI: 10.1088/0029-5515/47/7/L03.
23. García-Muñoz M. et al. Convective and diffusive energetic particle losses induced by shear Alfvén waves in the ASDEX Upgrade tokamak. *Physical*

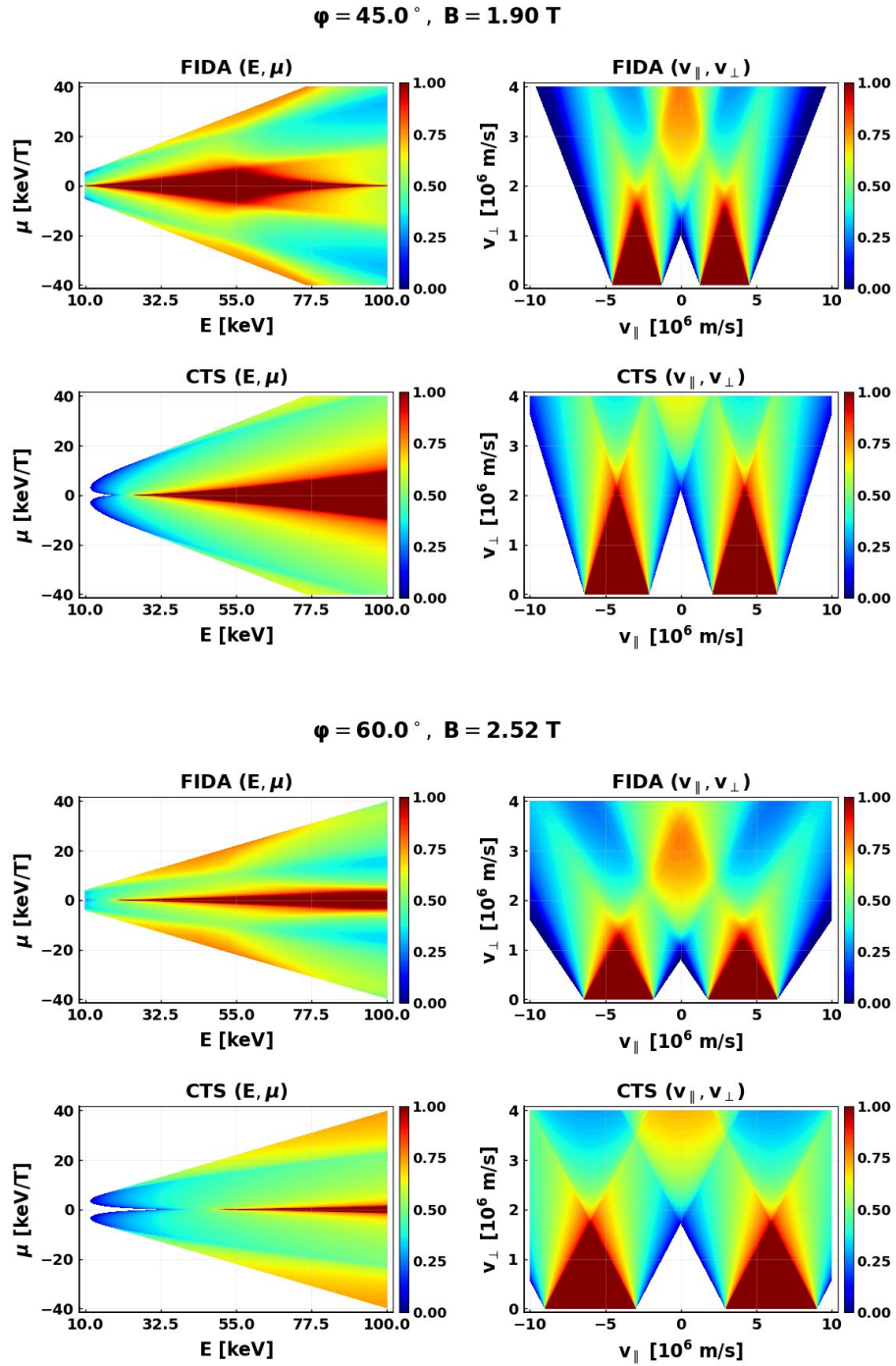
- Review Letters. 2010. Vol. 104, no. 18. Article 185002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.185002.
24. García-Muñoz M. et al. Fast-ion transport induced by Alfvén eigenmodes in the ASDEX Upgrade tokamak. Nuclear Fusion. 2011. Vol. 51, no. 10. Article 103013. DOI: 10.1088/0029-5515/51/10/103013.
 25. Mencke J. E. et al. Characterization of correlations of fast-ion H-alpha measurement volumes in Wendelstein 7-X by particle tracking. Review of Scientific Instruments. 2022. Vol. 93, no. 12. Article 123503. DOI: 10.1063/5.0128594.
 26. Ford O. P. et al. Charge exchange recombination spectroscopy at Wendelstein 7-X. Review of Scientific Instruments. 2020. Vol. 91, no. 2. Article 023507. DOI: 10.1063/1.5132936.
 27. Salewski M. et al. Combination of fast-ion diagnostics in velocity-space tomographies. Nuclear Fusion. 2013. Vol. 53, no. 6. Article 063019. DOI: 10.1088/0029-5515/53/6/063019.
 28. Salewski M. et al. On velocity-space sensitivity of fast-ion D-alpha spectroscopy. Plasma Physics and Controlled Fusion. 2014. Vol. 56, no. 10. Article 105005. DOI: 10.1088/0741-3335/56/10/105005.
 29. Salewski M. et al. On velocity space interrogation regions of fast-ion collective Thomson scattering at ITER. Nuclear Fusion. 2011. Vol. 51, no. 8. Article 083014. DOI: 10.1088/0029-5515/51/8/083014.
 30. Lazerson S. A. et al. First measurements with the Faraday cup fast ion loss detector on Wendelstein 7-X. Review of Scientific Instruments. 2025. Vol. 96, no. 3. Article 033503. DOI: 10.1063/5.0223953.
 31. Ponomarenko S. et al. Development of the 174 GHz collective Thomson scattering diagnostics at Wendelstein 7-X. Review of Scientific Instruments. 2024. Vol. 95, no. 1. Article 013501. DOI: 10.1063/5.0174444.

32. Moseev D. et al. Development of the ion cyclotron emission diagnostic for the W7-X stellarator. *Review of Scientific Instruments*. 2021. Vol. 92, no. 3. Article 033546. DOI: 10.1063/5.0040944.
33. Faustin J. M. et al. Fast particle loss channels in Wendelstein 7-X. *Nuclear Fusion*. 2016. Vol. 56, no. 9. Article 092006. DOI: 10.1088/0029-5515/56/9/092006.
34. Foster T. E. et al. Energetic-particle orbits near rational flux surfaces in stellarators: I. Passing particles. *arXiv preprint*. 2025. arXiv:2512.03165. DOI: 10.48550/arXiv.2512.03165.
35. Grahl M. et al. Archive WEB API: A web service for the experiment data archive of Wendelstein 7-X. *Fusion Engineering and Design*. 2017. Vol. 123. P. 1015–1019. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2017.02.047.
36. Grahl M. et al. W7-X logbook REST API for processing experimental metadata and data enrichment at the Wendelstein 7-X stellarator. *Fusion Engineering and Design*. 2020. Vol. 160. Article 111819. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2020.111819.
37. Grahl M. et al. The new W7-X logbook: A software for effective experiment documentation and collaborative research at Wendelstein 7-X. *Fusion Engineering and Design*. 2019. Vol. 146, Part A. P. 1254–1257. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2019.02.052.
38. Grahl M. et al. Web Services for 3D MHD Equilibrium Data at Wendelstein 7-X. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2018. Vol. 46, no. 5. P. 1114–1119. DOI: 10.1109/TPS.2017.2784903.
39. Bozhenkov S. A. et al. Service oriented architecture for scientific analysis at W7-X. An example of a field line tracer. *Fusion Engineering and Design*. 2013. Vol. 88, no. 11. P. 2997–3006. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2013.07.003.

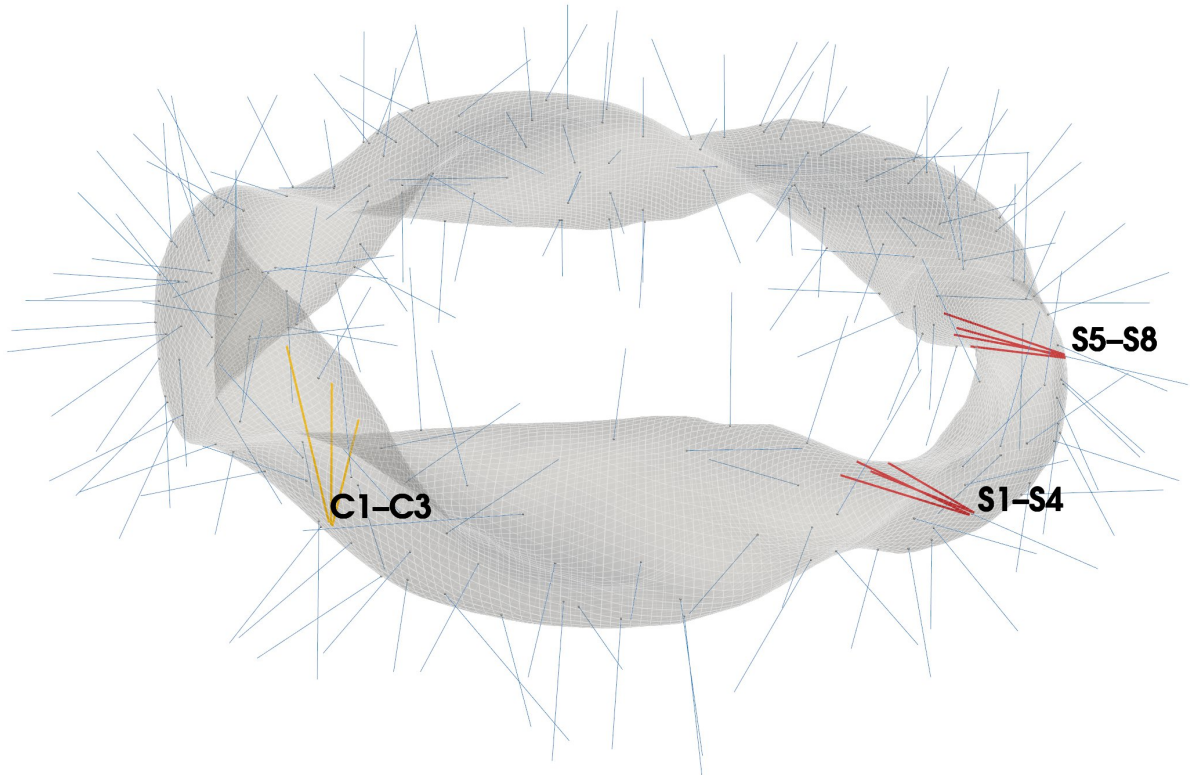
40. Booth D. et al. Web Services Architecture. W3C Working Group Note. 11 February 2004. URL: <https://www.w3.org/TR/ws-arch/>. Accessed: 30 April 2026.
41. The Open Group. SOA Source Book: Introduction. URL: <https://www.opengroup.org/what-we-do-technology-standards/soa/source-book/intro>. Accessed: 30 April 2026.
42. Begley T. tcbegley/dash-rq-demo: Long running tasks in Dash using RQ. GitHub repository. 2019. URL: <https://github.com/tcbegley/dash-rq-demo>. Accessed: 30 April 2026.

ДОДАТКИ

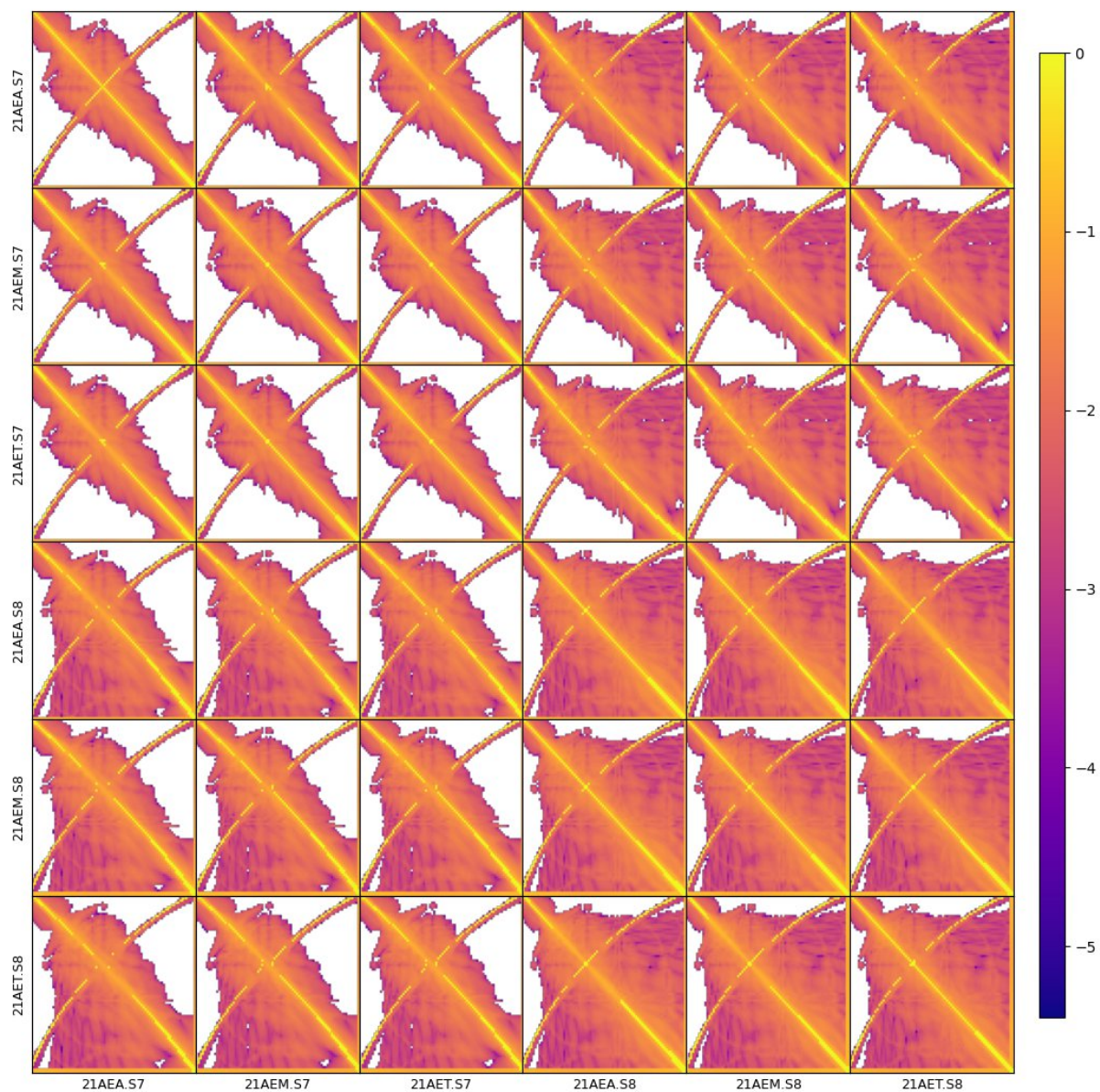
Додаток 1. Вигляд вагових функцій діагностик FIDA та CTS у просторі швидкостей і інтегралів руху для різних значень магнітного поля та геометричних кутів. Наведено результати для $B = 2.52\text{T}$ $\varphi = 65^\circ$ та $B = 1.92\text{T}$ при $\varphi = 45^\circ$.



Додаток 2. Спрощена 3D модель стеларатора W7-X: де сірий контур відповідає стінкам термоядерної установки; сині лінії – діагностичні порти; червоні – промені NBI (позначені S); жовті – промені гіротронів (позначені C). Масштаб збережено відповідно до реальних геометричних розмірів.



Додаток 3. Зображення ґратки кореляційних матриць для вже встановлених діагностик у логарифмічному масштабі. Кожна матриця розміром – 100×100 , магнітне поле в центрі плазми $B_0 = 2.52$ Т, Δs та ΔJ_0 обрані 0.5% та 0.5% відповідно. Кут огляду діагностики становить – 90° .



Додаток 4. Магнітна пастка: орбіти пролітних (червоний) і захоплених (зелений) частинок

