

УДК 52

№ Держ. реєстрації 0120U105011

Інв. №

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

Головна астрономічна обсерваторія (ГАО)

03143, м. Київ, вул. Академіка Заболотного, 27

тел. (044)526-4759

ЗАТВЕРДЖУЮ

Директор ГАО НАН України

академік НАН України

_____ Я.С. ЯЦКІВ

«__» _____ 2023 р

З В І Т

про науково-дослідну роботу

за договором 1 травня 2023 року №108/0346

«АСТРОФІЗИЧНІ РЕЛЯТИВІСТСЬКІ ГАЛАКТИЧНІ ОБ'ЄКТИ (АРГО):

ЖИТТЄВИЙ ШЛЯХ АКТИВНИХ ЯДЕР»

грантова підтримка Національного фонду досліджень України

у межах конкурсу «Підтримка досліджень провідних та молодих учених»

(заключний)

Науковий керівник НДР:

зав. відділу,

доктор. фіз.-мат. наук _____

БЕРЦИК

П.П.

2023

Результати цієї роботи розглянуто Вченою Радою ГАО НАН України

Протокол від 23 листопада 2023 р., № __.

СПИСОК АВТОРІВ

Науковий керівник НДР, зав. відділу, доктор. фіз.-мат. наук	<hr/> (21.11.2023)	Петер БЕРЦИК (вступ, розділ 1, 2, висновок)
Відповідальний виконавець, к.ф.-м.н., с.н.с.	<hr/> (21.11.2023)	Марина ІЩЕНКО (реферат, розділ 1, 2, висновок)
Виконавці: д.ф.-м.н., с.н.с.	<hr/> (21.11.2023)	Олена БАННІКОВА (розділ 2)
к.ф.-м.н., п.н.с.	<hr/> (21.11.2023)	Володимир АХМЕТОВ (розділи 2, 3)
к.ф.-м.н., с.н.с.	<hr/> (21.11.2023)	Анатолій ВАСИЛЕНКО (розділи 4, 4)
к.ф.-м.н., н.с.	<hr/> (21.11.2023)	Катерина ВОВК (розділи 3, 4)
м.н.с.	<hr/> (21.11.2023)	Маргарита СОБОЛЕНКО (розділ 1)
т.в.о. вченого секретаря	<hr/> (21.11.2023)	Олександр СОБОДАР (розділ 5)
м.н.с.	<hr/> (21.11.2023)	Сергій СКОЛОТА (розділ 13)
студент, 1 курс магістр	<hr/> (26.10.2023)	Кирило СОРОКА (розділ 13)

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 199 с., містить 5 розділів, 18 табл., 105 рис., 119 джерел, 1 додаток.

Об'єкт дослідження – активні ядра галактик (АЯГ); надмасивні чорні діри; газопиловий тор в активних ядрах галактик; галактики M32 та M31.

Предмет дослідження – рентгенівські спостереження активних ядер галактик; гравітаційні хвилі; динаміка та стабільність гравітуючого тора.

Мета дослідження – оцінка часу злиття чорних дір; дослідження впливу ефектів дисипації, вітру та зовнішньої акреції на динаміку і стабільність газопилового тора в активних ядрах; мультихвильові дослідження галактик з подвійними піками; дослідження форм гравітаційних хвиль; оцінки фотометричних червоних зміщень; спектральний аналіз спостережень активних ядер галактик в рентгенівському діапазоні, порівняльний аналіз спектральних характеристик для встановлення систематичних відмінностей між двома різними вибірками об'єктів; пошук фізичної інтерпретації віднайдених мультихвильових особливостей галактик із подвійними піками; дослідження витоків іонізованого газу з АЯГ, пошук кореляції між витоками і темпами зореутворення в галактиці

Методика дослідження – чисельне моделювання за допомогою ϕ -GPU коду з використанням релятивістського пост-ньютонівського наближення; алгоритми трасування променів; методи математичної фізики; проведення спектрального аналізу спостережень активних ядер галактик в рентгенівському діапазоні, крос-кореляція з каталогами інших діапазонів енергій, застосування статистичних методів.

Результати та їх новизна – в рамках 2020-2023 р. проєкту «Астрофізичні Релятивістські Галактичні Об'єкти (АРГО): життєвий шлях активних ядер» отримано наступні результати.

1. Створено базу даних сучасних спектроскопічних, фотометричних та астрометричних каталогів, що містить дані для декількох мільярдів об'єктів. Створено програмне забезпечення для швидкого об'єднання даних різних каталогів, що містять сотні мільйонів та мільярди об'єктів.

2. В рамках задачі багатьох тіл промоделивали тор для набору числа хмар в ньому 8, 16, 32, 64 та 128 тисяч хмар. Побудували стабільну динамічну модель для галактики NGC1068. Детально досліджено початковий період виходу на рівноважний розв'язок чисельного тору.
3. Створено найбільш надійну навчальну вибірку активних ядер галактик по даним сучасних спектроскопічних оглядів неба, що включають данні з радіо, оптичного та рентгенівського діапазону довжин хвиль. Надійність вибірки даного каталогу дозволить використовувати його при використанні методів машинного навчання.
4. З метою пошуку активних ядер галактик з подвійними піками в рентгенівському діапазоні електромагнітного випромінювання на базі великих оглядів SDSS в оптиці та Swift-BAT в рентгені було створено вибірку «GABRIELLE», до якої увійшло 49 АЯГ першого і другого типів.
5. Виконано розрахунок послідовного злиття трьох надмасивних чорних дір в галактиці NGC 6240 з використанням різної кількості динамічних частинок ($N=67\ 000$, $135\ 000$, та $270\ 000$ та $540\ 000$). Проведено моделювання еволюції подвійної системи чорних дір проміжної маси в галактиці NGC 205.
6. Визначено основні параметри злиття НМЧД у галактиках Андромеда (M31) і карликового супутника Андромеди (M32). Розраховано основні часи злиття як функція початкових розподілів маси в центральних областях галактик використовуючи різне фізичне нормування для чисельних розрахунків.
7. У межах моделювання задачі N-тіл та з урахуванням ефектів дисипації показано, що вітер, який моделюється тиском випромінювання, є ефективним регулятором акреції речовини із тора на центральний диск. Для розглянутих параметрів системи при врахуванні дисипації геометрично товста структура тора зберігається, що відповідає вимогам уніфікованої схеми АЯГ.
8. Встановлено залежності потоку в рентгенівському діапазоні від потоку в

бальмерівській лінії випромінювання H β для галактик із подвійними піками в емісійних лініях кисню та додано до каталогу GABRIELLE вибірку активних ядер галактики (спектри подвійних емісійних ліній [OIII] λ 4959Å та λ 5007Å.

9. Визначено граничний максимальний час злиття подвійної надмасивної чорної діри в центрі галактики NGC 6240 становить 70 млн років при різних значеннях початкового ексцентриситету.
10. Визначено, що наявність подвійної чорної діри в центрі АЯГ та зовнішня акреція в межах бездисипативної системи не призводить до формування контробротання в торі, що говорить про суттєву роль асиметричного вітру для пояснення спостережуваного ефекту контробротання в NGC 1068.
11. Використовуючи RADMC-3D проведені чисельні розрахунки розподілів енергії в спектрах систем з центральною АЯГ та оточуючим диском на прикладі гарячої АЯГ. Проведені аналізи отриманих даних для систем з дисками що мають розміри декількох парсеків.
12. Отримано значення спектрального степеневого індексу та «внутрішньої» світності для каталогу GABRIELLE. Аналіз отриманих відмінностей між світностями у рентгенівському і оптичному діапазонах галактик, вказує на позитивний зворотній зв'язок в галактиках із подвійними піками.

Впровадження результатів НДР – результати НДР є дослідженням у фундаментальній науці, її результати не носять комерційного характеру, відтак стандартним способом є обговорення на спеціалізованих семінарах, оприлюднення на наукових конференціях та у фахових журналах.

Дані доробки призначені для – астрофізика, радіоастрономія, математичне моделювання та обчислювальні методи.

Ключові слова: АКТИВНІ ГАЛАКТИЧНІ ЯДРА, НАДМАСИВНІ ЧОРНІ ДІРИ, ЗЛИТТЯ ЧОРНИХ ДІР, ПОШУК АКТИВНИХ ГАЛАКТИЧНИХ ЯДЕР, АКРЕЦІЯ, ДИСИПАЦІЯ

ABSTRACT

Report SRW: 199 p., there are 5 chapters, 105 draw, 18 tables, 1 app, 119 sour.

Research object – is an active nucleus of galaxies (AGN), dusty torus in active galactic nuclei; M32 and M31 galaxies.

The purpose of the study – estimation of the time of black hole mergers; numerical methods, dynamics and stability of a gravitating torus; outflows in AGN host galaxies and their impact on star formation processes within; spectral analysis of observations of active nuclei of galaxies in the X-ray range using specialized software, cross-correlation with catalogues of other energy ranges; multiwavelength studies of galaxies with double peaks; search for a physical interpretation of the discovered multiwavelength features of galaxies with double peaks; study of the ionized gas outflows from AGN, the search for a correlation between the outflows and the rate of star formation in the galaxy; study of the gravitational waveforms; obtain photometric redshift estimates.

Research methods – numerical modeling with the ϕ -GPU code using the relativistic post-Newtonian approximation; ray-tracing algorithm; methods of mathematical physics; numerical methods, software for catalog analysis.

Results and novelty – within the first stage of 2023 of the project "Astrophysical Relativistic Galactic Objects (ARGO): the life path of active nuclei" the following results were obtained.

1. A database of modern spectroscopic, photometric and astrometric catalogs containing data for several billion objects has been created. Software has been created to quickly merge data from different catalogs containing hundreds of millions and billions of objects.
2. As part of the many-body problem, a torus was modeled to set the number of clouds in it: 8, 16, 32, 64, and 128 thousand clouds. We built a stable dynamical model for the galaxy NGC1068. The initial period of reaching the equilibrium solution of the numerical torus is studied in detail.
3. The most reliable training sample of active galactic nuclei was created based on the data of modern spectroscopic surveys of the sky, including data from the radio,

optical and X-ray wavelength ranges. The reliability of the sample of this catalog will allow its use when using machine learning methods.

4. In order to search for active nuclei of galaxies with double peaks in the X-ray range of electromagnetic radiation, on the basis of the large surveys of SDSS in optics and Swift-BAT in X-ray, the sample "GABRIELLE" was created, which included 49 AAGs of the first and second.
5. The calculation of successive fusion of three supermassive black holes in the galaxy NGC 6240 using different numbers of dynamic particles ($N = 67,000, 135,000, \text{ and } 270,000 \text{ and } 540,000$) was performed. The evolution of the binary system of black holes of intermediate mass in the galaxy NGC 205 was also modeled.
6. The main parameters of the merger of the SMBHs in the galaxies Andromeda (M31) and Andromeda's dwarf satellite (M32) are determined. The main merger times are calculated as a function of the initial mass distributions in the central regions of the galaxies using different physical normalization for numerical calculations.
7. In the framework of the N-body simulations and taking into account dissipation, it is shown that the wind modelled by radiation pressure is an effective regulator of matter accretion from the torus to the central disk, forming a thinner disc structure with mass accumulation near the accretion radius and subsequent discharge onto the accretion disc. For the considered system parameters, taking into account dissipation effects, the geometrically thick torus structure is preserved, which is in accordance with the requirements of the AGN unified scheme.
8. Study of how flux in the X-ray range is related to the flux in the Balmer $H\beta$ emission line was carried out for galaxies with double peaks in the oxygen emission lines. A sample of active galaxy nuclei, which also have double emission narrow lines $[OIII] \lambda 4959\text{\AA}$ and $\lambda 5007\text{\AA}$ in their spectra, was created to supplement the main GABRIELLE catalogue.
9. The limited maximum time for the merging of the binary supermassive black hole in the center of the galaxy NGC 6240 is 70 million years with different values of

the initial eccentricity.

10. The presence of a binary supermassive black hole at the center of the AGN and external accretion in the non-dissipative system does not provide a counter-rotation in the torus, leading to the conclusion that the asymmetric wind plays an essential role in explaining the observed counter-rotation effect in NGC1068.
11. Numerical calculations of energy distributions in the spectra of systems with a central AGN and a surrounding disk are performed using RADMC-3D in a hot AGN. The data obtained for systems with disks of several parsecs in size are analyzed.
12. The spectral power-law index and intrinsic luminosity were obtained. Analysis of the obtained differences between the luminosities in the X-ray and optical bands of galaxies that differ in the presence or absence of double peaks in the emission lines of twice ionized oxygen indicates positive feedback in galaxies with double peaks. On the example of two galaxies with spatially resolved data, outflows of ionized gas from the central regions of galaxies were found.

Implementation of the results of SRW – R&D results are research in basic science, its results are not commercial in nature, so the standard way is to discuss in specialized seminars, publication at scientific conferences and professional journals.

Description of the final product – astrophysics, radio astronomy, mathematical modeling and computational methods.

Keywords: ACTIVE GALACTIC NUCLEI, SUPERMASSIVE BLACK HOLES, BLACK HOLE FUSION, SEARCH FOR ACTIVE, GALACTIC NUCLEI.

ЗМІСТ

Вступ	12
РОЗДІЛ 1. Еволюція послідовного злиття чорних дір за допомогою задачі N-тіл	17
1.1. Загальні відомості про надмасивні чорні діри та опис ϕ -GPU N-тільного коду	17
1.2. Розрахунок послідовного злиття трьох надмасивних чорних дір в галактиці NGC 6240	29
1.3. Розрахунок еволюції подвійної системи чорних дір в галактиці NGC 205	51
1.4. Розрахунок послідовного злиття подвійних надмасивних чорних дір в галактиці M32	59
1.5. Дослідження впливу спінів надмасивних чорних дір на час злиття і на амплітудно-частотні характеристики гравітаційних хвиль, що виникають під час злиття	68
РОЗДІЛ 2. Динамічний розрахунок газопилового тору за допомогою задачі N-тіл	71
2.1. Аналіз похибок та стійкості інтегрування газопилового тору	71
2.2. Дослідження впливу ефектів дисипації на стабільність газопилового тору та темпу акреції	73
2.3. Дослідження впливу ефектів зовнішньої акреції на еволюцію тору в NGC 1068	76
2.4. Динамічна модель тору в кодi «RADMC3D» для побудови спектрів АЯГ в ІЧ діапазоні хвиль	82
РОЗДІЛ 3. Вибірка АЯГ із огляду «MaNGA»	90
3.1. Вивчення кінематики обраних АЯГ за профілями спектральних ліній в різних частинах галактичного диску	90
3.2. Визначення розподілів хімічних елементів в обраних АЯГ з огляду «MaNGA»	95
3.3. Порівняння отриманих результатів спектрального аналізу кандидатів	

АЯГ з подвійними надмасивних чорними дірами	99
3.4. Пошуки відповідної фізичної інтерпретації виявлених відмінностей....	104
3.5. Створення «навчальної» вибірки позагалактичних об'єктів по даним сучасним спектроскопічним, фотометричним та астрометричним оглядів неба	108
РОЗДІЛ 4. Дослідження вибірки АЯГ з каталогу «GABRIELLE»	113
4.1. Доукомплектування оригінальної вибірки АЯГ з вузькими емісійними лініями в оптичному діапазоні хвиль	113
4.2. Проведення перехресної перевірки на перекриття вибірки та 105-month BAT hard Xray Survey з метою пошуку відповідних галактики у жорсткому рентгенівському діапазоні	117
4.3. Пошук спостережень в радіодіапазоні галактик каталогу «GABRIELLE» згідно бази даних масиву радіотелескопів «VLA»	120
4.4. Пошук подвійних активних ядер за радіоспостереженнями	126
4.5. Застосування феноменологічних моделей до рентгенівських спектрів для загальних характеристик спостережних спектрів	130
4.6. Спектральний аналіз в рентгенівському діапазоні АЯГ контрольної вибірки галактик, які не показують ознак присутності в АЯГ подвійної системи надмасивних чорних дір	136
4.7. Спектральний аналіз відібраних кандидатів в оптичному діапазоні.....	141
4.8.Застосування простих, складних аналітичних або табличних фізичних моделей для аналізу рентгенівських спектрів відібраних кандидатів у подвійні надмасивних чорних дір в ядрах АЯГ	146
РОЗДІЛ 5. Дизайн, розробка та створення веб-порталу «АРГО» на базі веб-сайту ГАО НАНУ	166
Висновки за I етап 2023 рр.	170
Висновки за 2020 - 2023 рр.	173
Перелік наукових праць, виданих за темою дослідження у I етапі 2023 р.	179
Перелік наукових праць, виданих за темою дослідження у 2020-2021	

pp.	181
Список літератури	185
Додаток	198

ВСТУП

Сучасні галактики з їх різноманіттям світності, розмірів, властивостей зоряного населення, структури, кінематики та вмісту газу, є кінцевою точкою процесу тривалістю 13,8 мільярдів років. Сучасні властивості галактик є результатом серії процесів, і, згідно з ними, галактики можна грубо поділити на пасивні і на галактики із зореутворенням. Пасивні галактики не утворюють активно зірки і містять переважно популяції червоних і старих зір. В галактиках із зореутворенням розміщені великі частки молодих блакитних зіркових популяцій. Така бімодальна поведінка спостерігається навіть при високих червоних зміщеннях ($z > 2.5$) де спостерігаються популяції пасивних галактик. Допоки неясно, які саме механізми керують пригніченням процесів зореутворення та трансформацією блакитних спіральних галактик із зореутворенням в червоні-і-мертві галактики. Одним із механізмів, який був використаний у ряді досліджень, є зворотний зв'язок активних галактичних ядер (АЯГ). Зворотній зв'язок АЯГ може пригнічувати або зупиняти процеси зореутворення зірок шляхом нагрівання та/або (повторного) вимітання газу. Витоки із АЯГ часто розглядаються як процеси з негативним зворотним зв'язком, які пригнічують утворення зірок. З іншого боку, деякі моделі та симуляції показують, що ці витоки та джети можуть у деяких випадках стискати галактичний газ і, отже, діяти як каталізатор і прискорювати утворення зірок.

Спостережні кореляції між галактиками та їхніми центральними надмасивними чорними дірами вказують на те, що надмасивні чорні діри та галактики взаємозалежні у своїй еволюції. Активні галактичні ядра відіграють важливу роль у цій коеволюції. Активність ядра вказує, що надмасивна чорна діра в центрі нарощує масу за рахунок акреції газу з галактики-господаря, і світна фаза АЯГ співпадає з часом коли надмасивні чорні діри нарощують більшу частину своєї маси. Злиття галактик є важливим пусковим механізмом для зростання надмасивних чорних дір, тому що вони спричиняють притоки газу до ядра під дією гравітаційних моментів. Злиття галактик також зближують пари надмасивних чорних дір. Такі чорні діри утворюють подвійні ЧД, якщо обидві

чорні діри активні, і зміщені ЧД, якщо активна тільки одна чорна діра з пари.

Крім того, АЯГ є найпотужнішими об'єктами у Всесвіті за рахунок енерговиділення при акреції речовини на надмасивну чорну діру. Підживлення акреційного диску відбувається з газопилового тора, що його оточує. Тор складається із хмар, будучи при цьому оптично товстим і у залежності від орієнтації тора відносно спостерігача ми бачимо різні типи АЯГ. У даний час затінюючі тори спостерігаються в різних діапазонах спектру завдяки використанню найпотужніших інтерферометрів (VLA, VLBI, VLTI, ALMA). Результати спостережень демонструють нетривіальну динаміку в таких об'єктах, що вимагає побудови теоретичної моделі з використанням сучасних засобів обчислення. Така модель допоможе пролити світло на цілий ряд спостережуваних особливостей АЯГ. Наприклад, пояснення ефекту обертання в сейфертівській галактиці NGC 1068, вплив дисипації та тиску випромінювання на акрецію та підживлення НМЧД. Це, у свою чергу, дозволить у межах уніфікованої моделі АЯГ пояснити особливості оптичного та радіовипромінювання, що реєструється.

Модель ієрархічної еволюції галактик передбачає злиття. Оскільки більшість спостережуваних галактичних ядер містять надмасивні чорні діри (НМЧД) у своїх центрах, злиття галактик майже завжди призводить до утворення подвійної системи відповідних центральних НМЧД. Їхню еволюцію у взаємодіючих галактиках можна описати трьома основними етапами.

У безгазовому середовищі (так зване – сухе злиття) НМЧД стають гравітаційно зв'язаними і створюють подвійну НМЧД (ПНМЧД), коли велика піввісь кеплерівської еліптичної орбіти приблизно дорівнює радіусу впливу ПНМЧД. Це радіус сфери, яка містить масу таку зір, що дорівнює подвійній масі чорної діри (ЧД). Тривалість цього етапу залежить від ефективності динамічного тертя, але система однозначно утворює ПНМЧД з відстанню між компонентами на рівні парсеків.

Еволюція ПНМЧД може зупинитись між фазами жорсткішання та випромінювання ГХ через виснаження конуса втрат, відповідно час злиття стає

більшим за час Габбла. Так звана проблема «останнього парсека» виникає для ідеалізованих систем і може бути розв'язана в чисельному моделюванні за допомогою самоузгодженої рівноважної вісесиметричної моделі галактики, використовуючи частинки, які мають багаторазові зустрічі з центральною ЧД або з використанням масивних збурювачів у конусі втрат. Крім того, наявність газу у взаємодіючих системах (так зване – мокре злиття) відіграє важливу, але непередбачувану роль, яка може зменшити або збільшити час злиття ПНМЧД залежно від параметрів системи.

Природним способом пошуку таких ПНМЧД є огляд подвійних ЧД або подвійних активних ядер галактики (АЯГ). Крім ПНМЧД, АЯГ також містить основні компоненти, такі як акреційний диск навколо ЧД і молекулярний тор. Акреція на НМЧД супроводжується перетворенням гравітаційної потенційної енергії в спостережуване випромінювання, що охоплює весь електромагнітний спектр. Більша частина цієї енергії розсіюється в кількох внутрішніх гравітаційних радіусах, що призводить до яскравого рентгенівського випромінювання.

Не зважаючи на всю математичну складність опису фізики чорних дір, їх можна описати всього трьома параметрами: маса, власний кутовий момент (спін) та заряд. Це так звана гіпотеза про відсутність волосся у ЧД, тобто інша інформація не потрібна для опису цих об'єктів. Вперше ця гіпотеза була доведена для метрики Шварцшильда (стаціонарне рішення ЧД без обертання та заряду), згодом було доведено цю гіпотезу для більш загальних рішень, а саме для метрик Рейснера-Нордстрема (ЧД з зарядом) та Керра (ЧД що обертається). Рішення для загального опису ЧД з метрикою Керра-Н'юмена (ЧД має заряд та спін) досі не знайдено.

Астрофізичні ЧД загалом характеризуються двома параметрами: масою та спіном. Вважається, що астрофізичні ЧД мають або нульовий або дуже малий заряд. Наразі не відомо жодного спостережного доказу про існування заряду в астрофізичних ЧД. Далі коли ми будемо говорити про ЧД, то будемо мати на увазі саме астрофізичні ЧД. Данні спостережень свідчать про те, що значення

спіну для НМЧД має бути близьким до максимального, але еволюція самого параметру спіну НМЧД впродовж історії злиття недостатньо вивчена. У нещодавньому космологічному моделюванні було використано аналітичні рішення для опису еволюції спіну НМЧД, які вказують на нижчі значення спіну.

Злиття НМЧД з масами нижчими за $10^7 M_{\odot}$, які мають час злиття значно нижчий за час Габбла, можна буде виявити завдяки майбутнім обсерваторіям ГХ. Очікується, що події випромінювання ГХ через злиття НМЧД можна буде спостерігати в нову еру астрономії ГХ, завдяки майбутній місії LISA, майбутнім 3G обсерваторіям, таким як телескоп Ейнштейна та Cosmic Explorer, а також нині діючим масивам таймінгу пульсарів (PTA). Ймовірність існування фону випромінювання ГХ від злиття подвійних НМЧД наразі дуже велика. Потужність сигналу ГХ залежить головним чином від маси НМЧД і відстані до джерела, тоді як форма сигналу залежить від нахилу та ексцентриситету орбіти подвійної системи, а також спінів ЧД. Вирішальні питання стосуються частоти подій, розподілу червоного зсуву подій злиття та їхніх властивостей.

Виявлення фону випромінювання ГХ від злиття подвійних НМЧД стало другим спостережним доказом самої можливості злиття ЧД. Першим спостереженням випромінювання ГХ стала подія GW150914 задетектована обсерваторією LIG. Сигнал підіймається вгору з частоти від 35 до 250 Гц з піковою напруженістю ГХ порядку $1,0 \times 10^{-21}$. Сигнал збігається з формою хвилі, передбаченою загальною теорією відносності для кружляння та злиття пари ЧД та згасання від утвореної однієї ЧД. Джерело знаходиться на відстані $L_D=410$ Мпк, що відповідає червоному зміщенню $z=0,09$. Початкові маси ЧД становлять $36 M_{\odot}$ та $29 M_{\odot}$, а кінцева маса створеної ЧД становить $62 M_{\odot}$, де $3,0 M_{\odot} c^2$ випромінилось у вигляді ГХ. Це було перше пряме виявлення ГХ та перше спостереження злиття подвійних ЧД. Наразі консорціум LIGO-Virgo-Kagra повідомив вже про близько 100 гравітаційних подій від компактних подвійних систем. Поточні спостереження ГХ містять ключові орбітальні параметри системи подвійних ЧД, такі як маса, велика піввісь, ексцентриситет і навіть можливі спіни ГХ.

Активні ядра галактик характеризуються потужним випромінюванням енергії в дуже широкому діапазоні частот, від інфрачервоного до жорсткого рентгенівського випромінювання. Незважаючи на те, що їх спектральний розподіл енергії (SED) вивчався протягом кількох десятиліть, ми доволі мало знаємо про діапазон між 0,01 і 0,2 кеВ, на який сильно впливає галактичне та внутрішнє фотоелектричне поглинання. Як наслідок, більшість досліджень зосереджувалися в основному на ультрафіолетовому (УФ)/оптичному/інфрачервоному випромінюванні або на м'якому/жорсткому рентгенівському випромінюванні невидимої області.

Для оцінки відстаней далеких об'єктів таких як галактики, квазари, АЯГ використовують червоне зміщення – зниження частот випромінювання, що пояснюється як динамічне віддалення цих джерел один від одного і, зокрема, від нашої Галактики, яке пов'язане з космологічним розширенням Всесвіту. Зазвичай червоне зміщення визначають за спектроскопічними даними (spectro-z) - за зміщенням спектральних ліній. Головна проблема спектроскопічного методу - це трудомісткість спостережень об'єктів та можливість застосування цього методу до обмеженої кількості яскравих небесних об'єктів. Тому для масової оцінки червоних зміщень зазвичай використовують фотометричний метод оцінок червоних зміщень. Фотометричні червоні зміщення (photo-z) – це оцінка відстаней до галактик на основі спостережуваних кольорів. Цей метод надзвичайно ефективний для отримання оцінок червоного зсуву photo-z для великих оглядів слабких об'єктів: галактик, квазарів, АЯГ тощо. Незважаючи на нижчу точність, ніж спектроскопічне червоне зміщення (spectro-z), photo-z має перевагу значно покращеної повноти аж до межі потоку, яка є меншою, ніж спектроскопічна межа. Визначення червоного зміщення за допомогою фотометричних даних є одним із важливих інструментів для вивчення властивостей далеких об'єктів.

РОЗДІЛ 1. Еволюція послідовного злиття чорних дір за допомогою задачі N-тіл

1.1. Загальні відомості про надмасивні чорні діри та опис ϕ -GPU N-тільного коду.

Більшість галактик з балджами та еліптичні галактики містять центральні надмасивні чорні діри (НМЧД), навіть деяка частина карликових галактик (<20%) можливо населена ними. Одним з найвагоміших доказів цього твердження є те, що в центрі нашої Галактики Молочний Шлях міститься НМЧД з масою $M=4.28 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Теоретично НМЧД можуть зростати до спостережуваних мас (10^6 - $10^{10} M_{\odot}$) різними шляхами. Одним із можливих механізмів утворення НМЧД є ієрархічне злиття галактик-господарів, згідно зі стандартною Λ -CDM космологією. Спільна еволюція НМЧД та галактик проявляється через сильну кореляція маси НМЧД та параметрів балджу галактики (дисперсія швидкостей, яскравість/маса балджу тощо) або також через сильну кореляцію між масою НМЧД та глобальними властивостями зореутворення у галактиках-господарях.

Зі спостережень ми очікуємо знайти НМЧД на різних стадіях злиття з детектуванням гравітаційних хвиль на останній фазі злиття. Спостереження на наногерцових частотах (~ 1 - 100 нГц) доступні для Pulsar Timing Array (PTA) передбачають виявлення неколивальних компонентів сигналів гравітаційних хвиль (ГХ) для злиття подвійної НМЧД (ПНЧД) з масами більше $10^7 M_{\odot}$ у найближчі 5-10 років. Злиття менш масивних ПНЧД та чорних дір проміжних мас можуть бути безпосередньо виявлені космічною місією Laser Interferometer Space Antenna (LISA). Динамічна еволюція ПНМЧД в густому зоряному середовищі (безгазове, так зване «сухе», злиття) складається з трьох основних фаз. На першому етапі центральні ЧД оточені зірками зближуються через ефективне динамічне тертя. На цьому етапі ЧД ефективно втрачають енергію та утворюють зв'язану подвійну систему з великою піввіссю орбіти, яка майже дорівнює радіус впливу ЧД. НМЧД продовжують наближатись по спіральним

траекторіям один до одного через зменшення динамічного тертя. Крім того, взаємодія трьох тіл (розсіювання) завдяки пролітаючим зіркам стає домінуючим процесом і починається друга фаза. На заключній стадії випромінювання ГХ може ефективно переносити кінетичну енергію та кутовий момент. На завершальному етапі злиття подвійної системи тривалість життя системи швидко зменшується та орбіти, як правило, стають коловими. Одинокі НМЧД утворені на фінальній стадії злиття можуть бути викинуті з залишку злиття зі швидкостями до 5000 км/с.

Описаний вище сценарій показує основний еволюційний шлях. Часові рамки для переходу від однієї фази до іншої не є добре фіксованою величиною. Також добре відома «проблема останнього парсеку» може навіть зупинити еволюцію орбіти ПНЧД і значно збільшити час злиття, який стає більше ніж час Хаббла. У безгазовій ідеально сферичній зоряній системі конус втрат може повністю виснажитись, це означає що бракує зірок для перенесення енергії та кутового моменту. Вирішити цю проблему можна кількома способами. Спираючись на спостережувану невісесиметричну тривісну геометрію системи чисельне моделювання показує еволюцію центральної ПНЧД без затримок. Також включення у фізичні моделі газу (газове, так зване «вологе», злиття) дає ще одне вирішення даної проблеми.

Описаний вище сценарій злиття також можна розширити до злиття системи трьох НМЧД в центрі галактик. Для ефективного злиття конфігурація системи має бути такою, що дві ЧД мають утворити тісну центральну внутрішню систему, а третя компонента буде розташована на більшій відстані та разом з тісною центральною подвійною утворить зовнішню систему. У такій ієрархічній потрібній системі може спостерігатися механізм фон Цейпеля-Лідова-Козая, здатний також ефективно вирішити «проблему останнього парсеку». Цей механізм полягає в осциляції ексцентриситету та кута нахилу між внутрішньою та зовнішньою орбітами. При цьому орбіти підкручують одна одну та обмінюються кутовими моментами, але не енергією. Таким чином орбіти можуть змінювати форму та орієнтацією (у часовому масштабі набагато більшим

ніж орбітальні періоди) але не велику піввісь орбіт.

В алгоритмі φ -GPU використовується схема інтегратора Херміта [1] з ієрархічними, співмірними блоками часу. Нижче наведено схему роботи коду. Слід зауважити, що положення \mathbf{x}_i , швидкості \mathbf{v}_i , прискорення \mathbf{a}_i та похідної від часу прискорення $\dot{\mathbf{a}}_i$, кожна частка i має свій час t_i та крок часу Δt_i .

Інтеграція складається з наступних етапів [2-4]:

(1) Початкові кроки часу обчислюються за формулою:

$$\Delta t_i = \eta_s \frac{|\mathbf{a}_i|}{|\dot{\mathbf{a}}_i|}, \quad (1.1)$$

де $\eta_s = 0.01$ параметр необхідної точності.

(2) Системний час t , встановлений на мінімум для усіх $t_i + \Delta t_i$ та для усіх частин I , що мають $t_i + \Delta t_i = t$ і вибрані, як активні частинки.

(3) Координати та швидкість для нового значення t передбачаються для всіх частинок за формулами:

$$\mathbf{x}_{j,p} = \mathbf{x}_{j,0} + (t - t_j)\mathbf{v}_{j,0} + \frac{(t - t_j)^2}{2}\mathbf{a}_{j,0} + \frac{(t - t_j)^3}{6}\dot{\mathbf{a}}_{j,0} \quad (1.2)$$

$$\mathbf{v}_{j,p} = \mathbf{v}_{j,0} + (t - t_j)\mathbf{a}_{j,0} + \frac{(t - t_j)^2}{2}\dot{\mathbf{a}}_{j,0}. \quad (1.3)$$

Тут другий індекс позначає задане значення або на початок (0), або в кінець (1) даного часового проміжку. Усі величини, що використовуються в обрахунках, можуть обчислюватися безпосередньо, тобто без необхідності попереднього кроку у часі.

(4) Прискорення та його похідна від часу оновлюється для активних частинок згідно:

$$\mathbf{a}_{i,1} = \sum_{j \neq i} Gm_j \frac{\mathbf{r}_{ij}}{(r_{ij}^2 + \epsilon^2)^{(3/2)}} \quad (1.4)$$

та

$$\dot{\mathbf{a}}_{i,1} = \sum_{j \neq i} Gm_j \left[\frac{\mathbf{v}_{ij}}{(r_{ij}^2 + \epsilon^2)^{(3/2)}} + \frac{3(\mathbf{v}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij})\mathbf{r}_{ij}}{(r_{ij}^2 + \epsilon^2)^{(5/2)}} \right], \quad (1.5)$$

де

$$\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{x}_{j,p} - \mathbf{x}_{i,p}, \quad (1.6)$$

$$\mathbf{v}_{ij} = \mathbf{v}_{j,p} - \mathbf{v}_{i,p}, \quad (1.7)$$

де ϵ так званий параметр «пом'якшення» («софтенінг»).

(5) Місцеположення та швидкість активних частинок корегується за допомогою формул:

$$\mathbf{x}_{i,1} = \mathbf{x}_{i,p} + \frac{\Delta t_i^4}{24} \mathbf{a}_{i,0}^{(2)} + \frac{\Delta t_i^5}{120} \mathbf{a}_{i,0}^{(3)} \quad (1.8)$$

та

$$\mathbf{v}_{i,1} = \mathbf{v}_{i,p} + \frac{\Delta t_i^3}{6} \mathbf{a}_{i,0}^{(2)} + \frac{\Delta t_i^4}{24} \mathbf{a}_{i,0}^{(3)}, \quad (1.9)$$

де \mathbf{a} це є друга та третя похідна за часом, що визначається як:

$$\mathbf{a}_{i,0}^{(2)} = \frac{-6(\mathbf{a}_{i,0} - \mathbf{a}_{i,1}) - \Delta t_i(4\dot{\mathbf{a}}_{i,0} + 2\dot{\mathbf{a}}_{i,1})}{\Delta t_i^2}, \quad (1.10)$$

$$\mathbf{a}_{i,0}^{(3)} = \frac{12(\mathbf{a}_{i,0} - \mathbf{a}_{i,1}) + 6\Delta t_i(\dot{\mathbf{a}}_{i,0} + \dot{\mathbf{a}}_{i,1})}{\Delta t_i^3}. \quad (1.11)$$

(6) Час t_i оновлюється і визначаються нові часові кроки Δt_i . Часові кроки обчислюються, використовуючи стандартну формулу:

$$\Delta t_{i,1} = \sqrt{\eta \frac{|\mathbf{a}_{i,1}| |\mathbf{a}_{i,1}^{(2)}| + |\dot{\mathbf{a}}_{i,1}|^2}{|\dot{\mathbf{a}}_{i,1}| |\mathbf{a}_{i,1}^{(3)}| + |\mathbf{a}_{i,1}^{(2)}|^2}}. \quad (1.12)$$

Параметр η контролює точність інтеграції і як правило встановлений на 0,02. Значення $\mathbf{a}_{i,1}$ вираховується за допомогою:

$$\mathbf{a}_{i,1}^{(2)} = \mathbf{a}_{i,0}^{(2)} + \Delta t_{i,0} \mathbf{a}_{i,0}^{(3)} \quad (1.13)$$

та $\mathbf{a}_{i,1}^{(3)}$ задається як $\mathbf{a}_{i,0}^{(3)}$

(7) Далі повторюються кроки починаючи з (2).

Частинки групуються, замінюючи свої часові кроки Δt_i на часові блоки $\Delta t_{i,b} = (1/2)^n$, де n вибирається відповідно до:

$$\left(\frac{1}{2}\right)^n \leq \Delta t_i < \left(\frac{1}{2}\right)^{n-1}. \quad (1.14)$$

Для посилення співрозмірності необхідно, щоб $t/\Delta t_i$ було цілим числом. З числових причин ми також встановлюємо Δt_{min} , де як правило $\Delta t_{min}=2^{-23}$

Часові кроки частинок з $\Delta t_i < \Delta t_{min}$ встановлюються згідно цього показника. Мінімальний часовий крок повинен бути у відповідності до максимального прискорення, визначеного параметром пом'якшення; моніторинг загальної енергії, як правило, може вказувати чи порушується ця умова.

Окремо варто зауважити, що для поставленої задачі у разі близьких проходжень частинок та чорної діри (ЧД) нам слід ретельно інтегрувати орбіту тому ми записали прискорення i -ої частинки з боку j -ої частинки з масою m_j , розміщеної на відстані r_{ij} у формі:

$$\mathbf{a}_i = - \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{G m_j}{(r_{ij}^2 + \varepsilon_{ij}^2)^{3/2}} \mathbf{r}_{ij} \quad (1.15)$$

де G – гравітаційна постійна, N – загальна кількість частинок, ε_{ij} – це індивідуальний параметр «пом'якшення» системи для кожного типу частинок. Для частинок, які представляють ЧД $\varepsilon_{BH}=0$, для всіх інших частинок, які представляють зорі $\varepsilon_{star}=10^{-4}$.

Інтегратор з AR-CHAIN призначений для виконання надзвичайно точного орбітального інтегрування гравітаційних систем декількох тіл [5, 6]. Рівняння руху системи перетворюються в часі шляхом розширення фазового простору, щоб включити вихідний параметр часу як координату разом з відповідним спряженим імпульсом, рівним енергії зв'язку системи. Нова незалежна змінна вводиться за допомогою перетворення часу Пуанкаре. Завдяки спеціальному вибору функції перетворення часу [7, 8], новий Гамільтоніан і рівняння руху можуть бути розділені, так що систему можна інтегрувати за допомогою «leap-frog» методу. Це дає точну орбіту для Кеплерівської проблеми двох тіл навіть для орбіт зіткнення. Єдина помилка полягає в координаті часу або фазі Кеплерівської подвійної системи. Однак ця помилка може бути усунена шляхом подальшої модифікації Гамільтоніана [9], що дає точний розв'язок, аж до

машинної точності.

У AR-CHAIN ланцюжкова система координат між частинками не відіграє ролі в самій процедурі регуляризації, на відміну від попередньої регуляризації KS-CHAIN. Однак чисельні експерименти [7, 10] показали, що ланцюжкова система координат дуже корисна для підвищення чисельної точності методу за рахунок значного зменшення чисельної помилки з плаваючою комою. При побудові ланцюжкових координат спочатку можна знайти найкоротший вектор координат між частинками системи N -тіл. Ці дві частинки стають початком хвоста та головою ланцюга. Далі серед частинок не в ланцюзі знаходиться частинка, найближча або до хвоста або до голови ланцюга. Ця частинка додається як новий хвіст або голова ланцюга, залежно від того, який кінець ланцюга ближче. Процес повторюється до тих пір, поки всі частинки не будуть в ланцюгу.

Загалом метод можна описати наступним чином. Нехай кінетична енергія дорівнює $T = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N m_k v_k^2$ та потенціальна $U = \sum_{i<j \leq N} m_i m_j / r_{ij}$ (де маса k -го тіла m_k , положення \mathbf{r}_k та швидкість $\mathbf{v}_k = \dot{\mathbf{r}}_k$), таким чином загальна енергія $E = T - U$ та енергія зв'язку $B = U - T$. Можна утворити ланцюг частинок так, що найкоротші відносні вектори знаходяться в ланцюжку [3]. Головна мета використання ланцюгової структури в цьому методі полягає в тому, щоб зменшити (часто значущі) наслідки помилки округлення.

Якщо зібрати координати ланцюга $\mathbf{X}_k = \mathbf{r}_{ik} - \mathbf{r}_{jk}$ у вектор $\mathbf{X} = (\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2, \dots, \mathbf{X}_{N-1})$ та відповідні швидкості $\mathbf{V}_k = \mathbf{v}_{ik} - \mathbf{v}_{jk}$ будуть у векторі $\mathbf{V} = (\mathbf{V}_1, \mathbf{V}_2, \dots, \mathbf{V}_{N-1})$, то ньютонівські рівняння руху можна формально записати у вигляді:

$$\dot{\mathbf{X}} = \mathbf{V}, \quad (1.16)$$

$$\dot{\mathbf{V}} = \mathbf{A}(\mathbf{X}) + \mathbf{f}, \quad (1.17)$$

де \mathbf{A} – це N -тільне прискорення та \mathbf{f} – це деяке зовнішнє прискорення (наприклад, з боку інших тіл).

Можна використовувати два еквівалентних перетворення часу [5]:

$$ds = [\alpha(T + B) + \beta w + \gamma] dt = [\alpha U + \beta \Omega + \gamma] dt, \quad (1.18)$$

де s нова незалежна змінна, α , β та γ регульовані константи, Ω є необов'язковою

функцією координат $\Omega = \Omega(X)$, тоді як початкове значення $\omega(0) = \Omega(0)$ та диференціальне рівняння:

$$\dot{\omega} = \frac{\partial \Omega}{\partial X} \cdot V, \quad (1.19)$$

визначає значення ω (фактично, $\omega(t) = \Omega(t)$ вздовж точного рішення).

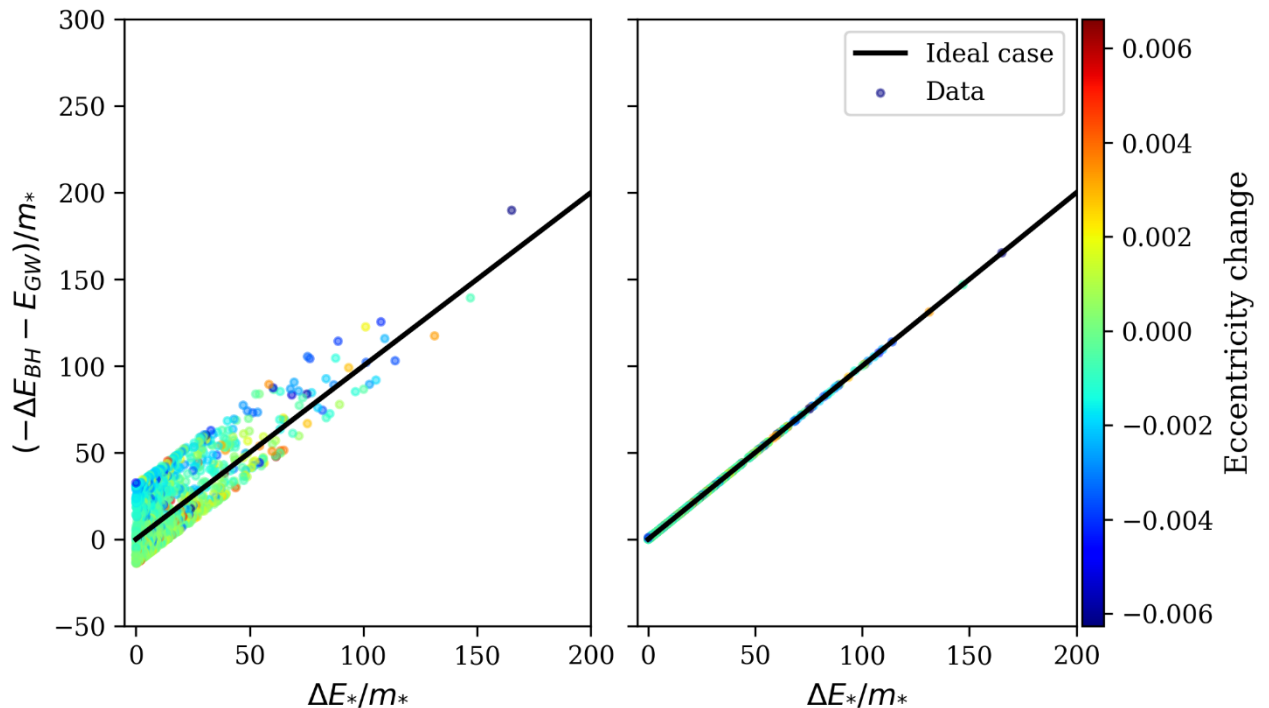


Рисунок 1.1 – Зміна орбітальної енергії ПНЧД, нормована на масу зір, з поправкою на випромінювання ГХ, як функція зміни питомої енергії зорі, для початкового часу t_1 без (ліва панель) та з (права панель) корегуючи членом E_{1PN} . Кожна точка відповідає одному експерименту розсіювання. Чорна лінія показує ідеальний випадок, коли величина на осі y ідентична кількості на осі x, що відповідає випадку без додаткових енергетичних поправок.

Запроваджене таким чином перетворення часу регулює зіткнення двох тіл, якщо використовувати простий алгоритм “leap-frog” як базисний інтегратор, результати якого можуть, і мають бути покращені за допомогою методу екстраполяції (наприклад, [12, 13]).

Загалом рівняння руху діляться на дві категорії: рівняння координат та рівняння швидкостей. Рівняння координат можна записати наступним чином:

$$t' = 1/(\alpha(T + B) + \beta\omega + \gamma), \quad (1.20)$$

$$X' = t'V. \quad (1.21)$$

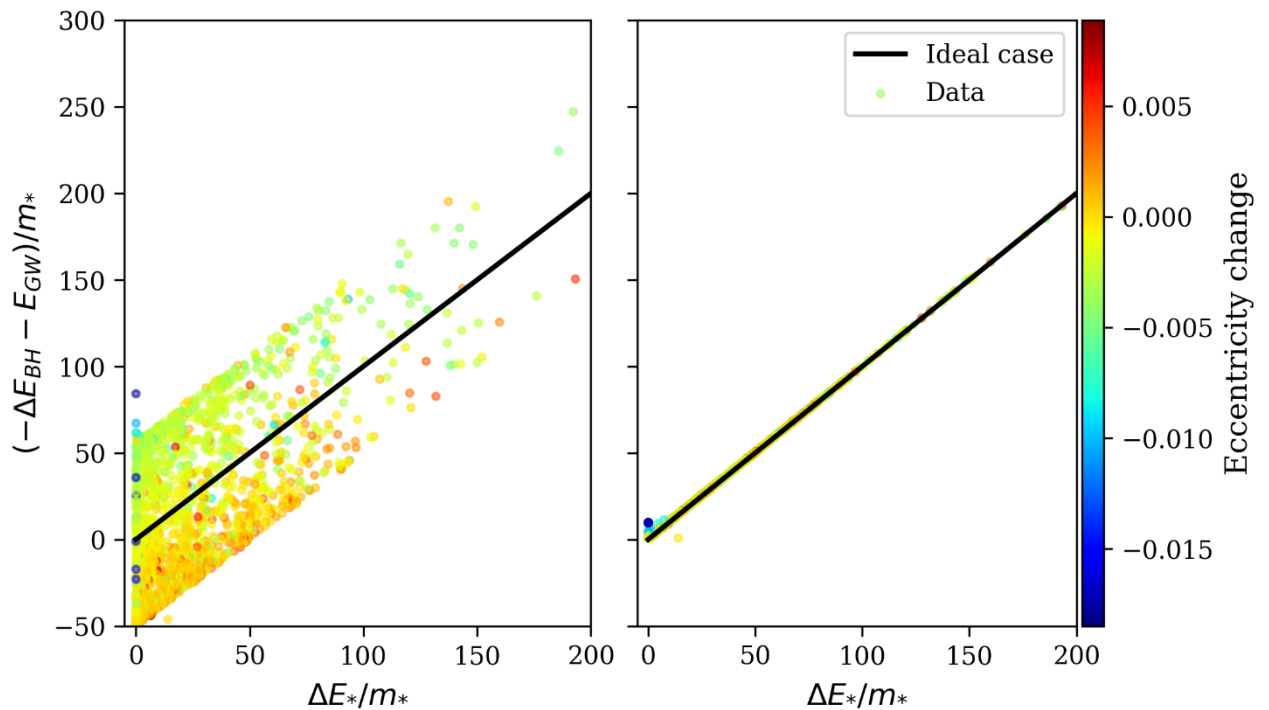


Рисунок 1.2 – Те ж саме що на рисунку 1.1 для початкового часу t_2 .

Рівняння швидкостей можна записати наступним чином:

$$\tilde{t}' = 1/(\alpha U + \beta \Omega + \gamma), \quad (1.22)$$

$$\mathbf{V}' = \tilde{t}'(\mathbf{A} + \mathbf{f}), \quad (1.23)$$

$$\omega' = \tilde{t}' \frac{\partial \Omega}{\partial \mathbf{x}} \cdot \mathbf{V}, \quad (1.24)$$

$$\mathbf{B}' = -\tilde{t}' \frac{\partial T}{\partial \mathbf{v}} \cdot \mathbf{f}. \quad (1.25)$$

У нашій роботі ми використовували високоточний інтегратор N -тіл AR-CHAIN [6], який включає недисипативні 1PN, 2PN та дисипативний 2.5PN поправки до всіх сил у подвійній системі. У коді використовується структура алгоритмічно регуляризованого ланцюга та схема «leap-frog» перетворена в часі для точного опису руху тісних подвійних систем з будь-яким великим відношенням мас. Це дозволяє по суті точно (на PN рівні) розглядати взаємодію між ньютонівськими та релятивістськими збуреннями

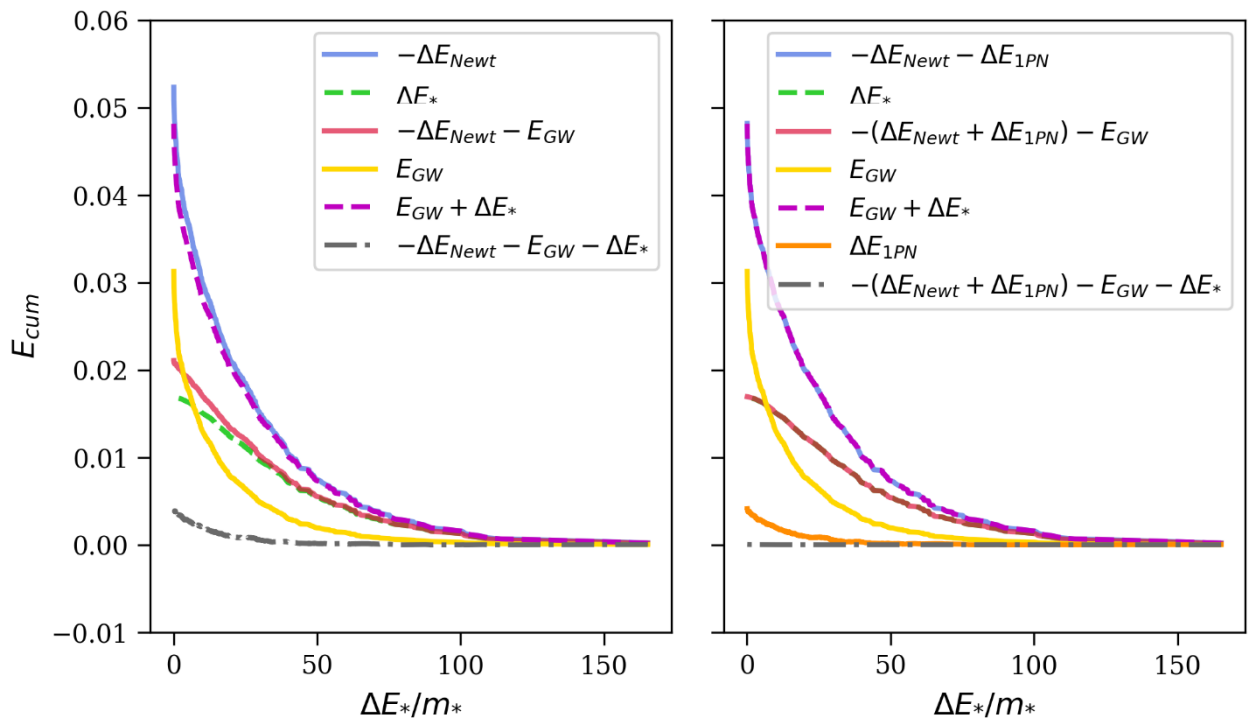


Рисунок 1.3 – Кумулятивні члени енергії як функція зміни питомої енергії для набору моделювань в початковий момент часу t_1 без (ліва панель) та з (права панель) корегуючи членом E_{1PN} . Відхилення сірої лінії від нуля на нижньому правому графіку відповідає поправці енергії 2PN, яка все ще набагато менша, ніж корекція 1PN.

Приклад моделювання системи трьох тіл з використанням AR-CHAIN

Ми провели два різні набори експериментів з розсіюванням, що відповідають різному початковому часу t_0 та t_1 оригінального N -тільного розрахунку [15, 16]. У момент, який ми називаємо початковим часом t_{ini} , була проведена процедура статичного розщеплення частинок, щоб збільшити кількість частинок, і дві частинки НМЧД були введені у локальних мінімумах гравітаційного потенціалу галактичних ядер. У перший момент часу t_0 ми очікуємо, що випромінювання гравітаційних хвиль буде присутнім, але не домінуючим по відношенню до зоряного зміцнення орбіти («stellar hardening»). І інший момент часу t_1 ми очікуємо, що випромінювання гравітаційних хвиль буде домінуючим щодо зоряного зміцнення орбіти («stellar hardening»). Запуск моделювання закінчується, якщо зоряна частинка стає незв'язаною. Початкові умови для зоряних частинок розраховуються таким чином, що зоряні частинки розподіляються сферично симетрично навколо подвійної НМЧД. Основні

параметри для НМЧД та зоряних частинок наведені в таблиці 1.1.

Без урахування недисипативних PN членів, зміна енергії (кінцеві – початкові значення) чорних дір задається наступним чином:

$$-\Delta E_{\text{Newt}} = \Delta E_* + E_{\text{GW}}, \quad (1.26)$$

де $E_{\text{BH}} = E_{\text{Newt}}$ – повна ньютонівська енергія подвійної системи, визначена як сума потенціальної та кінетичної енергії, E_* – повна енергія зорі, а $E_{\text{GW}} = E_{2.5\text{PN}}$ – енергія гравітаційного випромінювання під час моделювання.

Таблиця 1.1 – Початкові умови та параметри моделей.

N	Δt	t_0	t_{max}	m_1	m_2	m_*	D_0	a_0	e_0	P_0	PN terms
1000	10^{-3}	5	10	3.3×10^{-3}	8.7×10^{-4}	10^{-6}	0.1	4.6×10^{-5}	0.13	3.21×10^{-5}	1+2+2.5
							4				
2000	10^{-2}	6	10	3.3×10^{-3}	8.7×10^{-4}	10^{-6}	0.1	3.15×10^{-5}	0.13	1.73×10^{-5}	1+2+2.5
							4				

Ліві панелі на рисунках 1.1 та 1.2 показують енергетичний баланс усіх зіткнень згідно рівняння 1.26 для двох наборів моделювання. Чорна лінія відповідає ідеальній ситуації, коли втрат енергії немає, тобто коли зміна енергії подвійної системи точно дорівнює змінам енергії зорі.

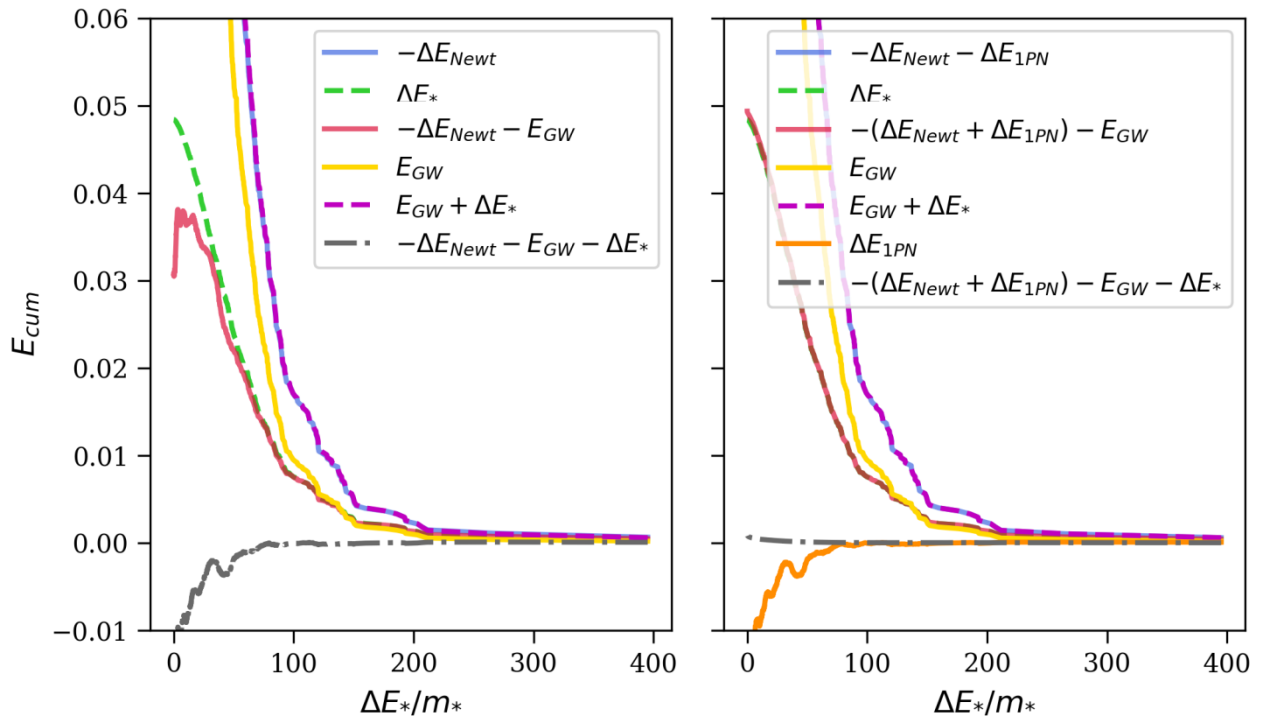


Рисунок 1.4 – Те ж саме що на рисунку 1.3 для початкового часу t_2 .

Якщо рівняння 1.26 можна використовувати, всі точки повинні потрапляти на чорну лінію один до одного. Однак графіки показують, що існує енергетична розбіжність для кожного окремого запуску, як показує вертикальна відстань точок від чорної лінії. Кольорове позначення показує, що значення енергетичної невідповідності корелює зі зміною ексцентриситету подвійної системи. Позитивні зміни ексцентриситету призводять здебільшого до негативної невідповідності енергетичного балансу, і навпаки. Така ж енергетична розбіжність помітна, якщо подивитися на кумулятивні підсумовані кореляції всіх взаємодій. Огляд кумулятивна підсумованих різних енергетичних кореляцій для обох наборів модельних запусків можна побачити на рисунках 1.3 та 1.4 (ліві панелі) як функцію питомої зміни енергії зірок. Якщо рівняння 1.26 задоволено, синя та пунктирна пурпурна лінії, а також червона та зелена, пунктирні лінії мають збігатися з дуже високим ступенем точності. Тоді ми очікуємо, що різниця енергій між усіма доданками (сіра пунктирна лінія) залишається нульовою при всіх енергіях.

Якщо рівняння руху виправити до члена 2PN, енергія подвійної системи $E_{\text{вн}}$ повністю зберігається. Однак, оскільки рівняння руху також включають дисипативний член 2.5PN, ця енергія зберігається лише в тому сенсі, що її похідна за часом, обчислена за допомогою повністю PN-коригованих рівнянь руху, точно дорівнює ефекту члена 2.5PN [17]. Це призводить до остаточного виразу для зміни енергії зірки:

$$\Delta E_* = -\Delta E_{\text{Newt}} - \Delta E_{1\text{PN}} - E_{\text{GW}} \quad (1.27)$$

У правій частині рисунків 1.1 та 1.2 ми знову наводимо зміни енергії після запуску, але з використанням оновленого рівняння 1.27 енергетичного балансу. Ми відразу помічаємо, що енергетичні розбіжності, які спостерігаються в лівій частині рисунків, виникають через відсутність коригуючого члена $E_{1\text{PN}}$, і після корекції ми отримуємо набагато краще збереження енергії, при цьому всі точки потрапляють майже точно на чорну лінію.

У правій частині рисунків 1.3 та 1.4 ми можемо побачити оновлені графіки кумулятивного енергетичного члена, які включають поправку на енергетичний

член провідного порядку 1PN до енергетичного балансу. Поправки першого порядку явно достатньо для успішного вирішення енергетичної невідповідності для t_1 , коли відстань між чорними дірами становить $\approx 1300 R_{\text{sch}}$. Це показано сірою пунктирною лінією, яка тепер постійно дорівнює нулю для всіх проходжень, що доводить, що рівняння 1.12 достатньо, щоб належним чином врахувати всі зміни енергії під час запусків. У більш пізній момент часу t_2 з відстанями у подвійній системі $\approx 900 R_{\text{sch}}$ починає бути помітним внесок 2PN-терма в енергію подвійної системи [18-19].

1.2. Розрахунок послідовного злиття трьох надмасивних чорних дір в галактиці NGC 6240.

Як вже згадувалося раніше, ми повинні спостерігати злиття НМЧД на різних стадіях злиття: як подвійні активні галактичні ядра (при відстанях від десятків кпк до кпк), ПНЧД (при відстанях від пк до субпк) та викинуті ЧД. Першою ПНЧД просторово (в оптичному діапазоні) та спектроскопічно (рентгенівський спектр) розділеною була система у взаємодіючій галактиці NGC 6240, яка оптично класифікується як галактичне ядро з емісійними лініями низької іонізації (low-ionization nuclear emission-line region - LINER), рисунок 1.5.



Рисунок 1.5. – Оптичне зображення галактики NGC 6240.

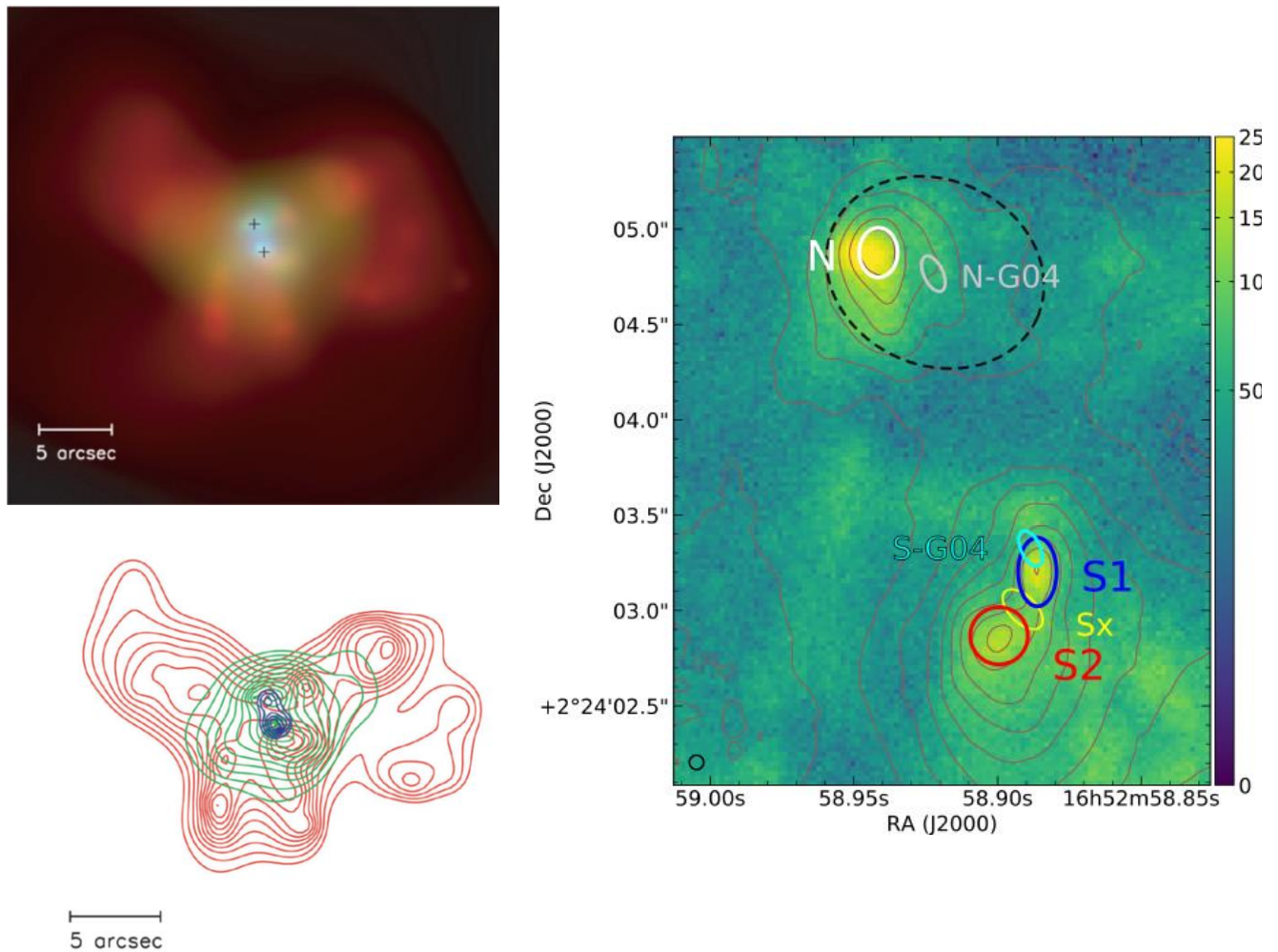


Рисунок 1.6 – Рентгенівське (ліва панель, компоненти N та S) та оптичне (права панель, компоненти N, S1 та S2) зображення галактики NGC 6240.

Спостереження на космічному телескопі Чандра підтвердили наявність двох яскравих джерел жорсткого рентгенівського випромінювання в південному (S) і північному (N) ядрах з сильним нейтральними лініями Fe K α , які пов'язують з ЧД [20, 21].

За допомогою адаптивної оптики на телескопі Кеск II було виміряно відстань між компонентами $\sim 1',5$ (750 пк), що відповідає попередньому радіо та рентгенівському спостереженням. Останні спостереження повідомляють про третій компонент S2, який розміщений на відстані $0'',42$ (198 пк) від ядра S1 (попереднє позначення S), рисунок 1.6.

Для побудови початкової фізичної моделі було зібрано оціночні параметри зоряної та газової компонент та центральних чорних дір на основі існуючих спостережних даних, таблиця 1.2 та 1.3 [21-26].

Таблиця 1.2 – Динамічна, зоряна та газова маси компонентів галактики NGC 6240.

Nucleus	$M_*^{(a)}$	$M_{Vrot}^{(a)}$	$M_\sigma^{(a)}$	$M_{mol, gas}^{(b)}$	$M_{gas}^{(c)}$	$M_*^{(c)}$	$M_{bulge}^{(c)}$	$M_*^{(e)}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
South(S1+S2)	$0.8 - 2.3 \times 10^9$	$4.3_{-2.4}^{+3.3} \times 10^9$	$1.8 \pm 0.4 \times 10^9$		$\sim 1.1 \times 10^9$	$\sim 1.1 \times 10^{10}$	1.2×10^{11}	3×10^8
North	$0.4 - 1.2 \times 10^8$	$7.6_{-5.9}^{+10} \times 10^9$	$0.8 \pm 0.5 \times 10^9$		$\sim 0.2 \times 10^9$	$\sim 2.1 \times 10^9$	8.7×10^{10}	
Between			$2.1 \pm 0.8 \times 10^9$	$\approx 2 \times 10^9 M_\odot$	$\sim 3.1 \times 10^9$	$\sim 10^8$		

Таблиця 1.3 – Маси центральних ЧД в галактиці NGC 6240.

Nucleus	$M_\bullet^{(c)}$	$M_\bullet^{(c)}$	$M_\bullet^{(d)}$	$M_{orb}^{(d)}$	$M_\bullet^{(e)}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
South(S1+S2)		$\sim 2.0 \pm 0.4 \times 10^8$		1.2×10^{10}	up: $2.0 \pm 0.2 \times 10^9$ low: $8.7 \pm 0.3 \times 10^8$
S-G04/S1			$\sim 7.1 \pm 0.8 \times 10^8$		
S2			$\sim 9 \pm 0.7 \times 10^7$		
North	$(N + S) : 4 \times 10^8$	$\sim 1.4 \pm 0.4 \times 10^8$	$3.6 \pm 0.8 \times 10^8$		

Для нашого N-тільного моделювання нам потрібно перетворити фізичні одиниці в N-body (NB) одиниці. Для масштабування одиниць ми використовуємо отримані зі спостережень фізичні параметри системи, а саме відстань між південними компонентами S1 та S2, повну масу системи S1. Таким чином отримані NB одиниці для маси, відстані, швидкості, часу та швидкості світла:

$$M = M_{star} = 1.3 \cdot 10^{11} M_\odot; R = \Delta R = 198 \text{ пк};$$

$$V = 531.4 \text{ км с}^{-1}; T = 0.364 \text{ млн. р.}; c = 564 \text{ NB.}$$

Наша фізична модель галактики складається з трьох зоряних балджів з масами M_{star} та з центральними НМЧД позначеними S1, S2 та N за відповідними масами чорних дір M_{BH} . Для відтворення великої кількості газу між компонентами S1 та N розміщено четвертий зоряний балдж В (between), див. Таблицю 1.4. Розподіл густини для кожного з балджів описується Пламерівською сферою:

$$\rho(r) = \frac{3}{4\pi} \frac{M}{R^3} \left(1 + \left(\frac{r}{R}\right)^2\right)^{-\frac{5}{2}},$$

де M – загальна зоряна маса та R – радіус Пламера.

Таблиця 1.4 – Параметри фізичної моделі.

Object	$M_{\bullet}, 10^8 M_{\odot}$	$M_{*}, 10^{10} M_{\odot}$	$M_{\text{tot}}, 10^{10} M_{\odot}$	$q = M_{\bullet}/M_{*}$	R, pc
S1	7.1	1.23	1.301	0.058	250
S2	0.9	0.07	0.079	0.129	100
N	3.6	0.25	0.286	0.144	250
B		0.21	0.210		856

Компоненти S1 та S2 (внутрішня ПНЧД) мають початкові швидкості та розміщені таким чином, щоб початкова орбіта лежала у площині XY. Компонента N має початкову швидкість та розміщена так, що її орбіта розташована у площині YZ перпендикулярно до орбіти внутрішньої ПНЧД, тобто утворює зовнішню ПНЧД. Наша утворена модель є ієрархічною потрійною системою. Графічне представлення початкових умов моделювання наведено на рисунку 1.7.

Додатково для мінімізації ефекту початкових чисельних параметрів ми сконструювали чотири чисельні моделі з кількістю частинок $N=67000, 135\,000, 270\,000,$ та $540\,000$ для кожної з них реалізували 5 рандомізацій для генерування початкових положень та швидкостей частинок. Загалом ми отримали 20 чисельних моделей на базі 1 фізичної моделі.

Результати формування/чи не формування ієрархічних потрійних систем надмасивних чорних дір представлено для чотирьох чисельних моделей з кількістю $67\,000, 135\,000, 270\,000$ та $540\,000$ частинок з п'ятьма різними рандомізаціями. Оскільки при моделюванні не використовувались пост ньютонівські сили, то в такому випадку ми можемо говорити не про фізичне злиття чорних дір, а про утворення чи не утворення стійкої зв'язаної системи. Для більшості з чисельних моделей та рандомізацій було отримано прояв ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая.

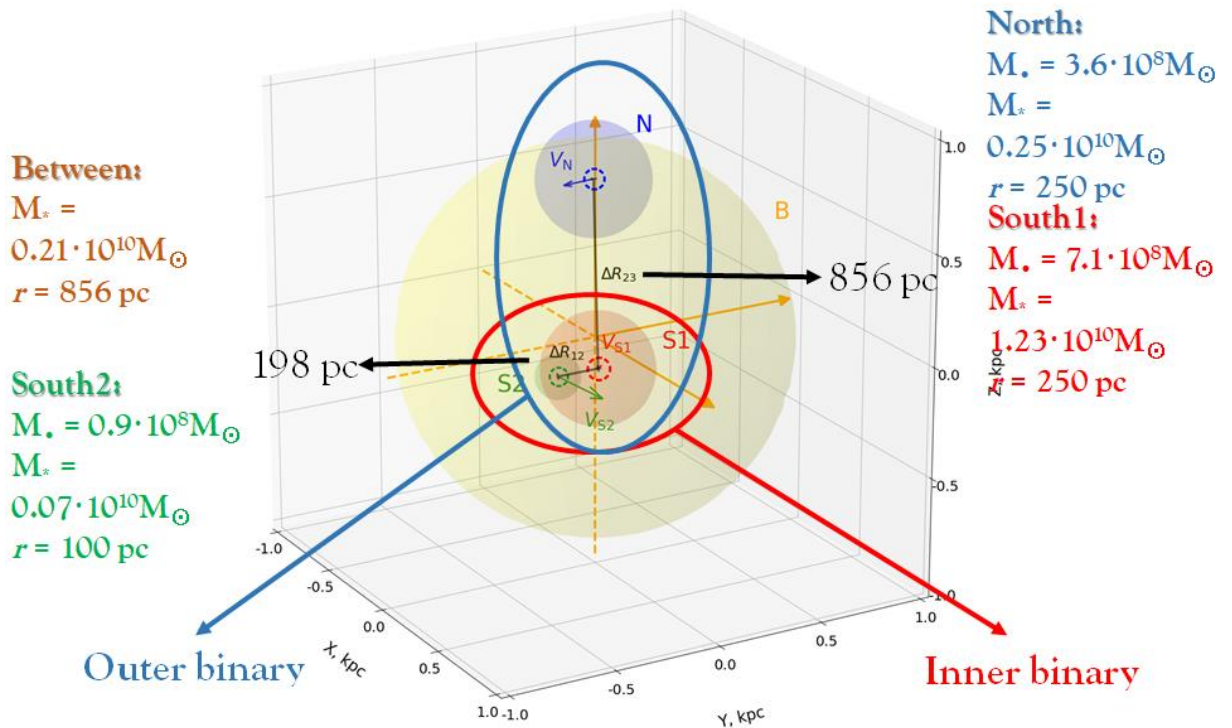


Рисунок 1.7 – Графічне представлення початкових умов моделювання.

Результати моделювання ієрархічної потрійної системи для 67 500 частинок.

На рисунку 1.8 представлено еволюцію відстаней між системою S1+S2 та центром мас цієї системи і північною компонентною N1 для п'ятих рандомізацій для 67 500 частинок.

Як видно з рисунку 1.8, для всіх п'яти варіантів стійка зв'язана система S1+S2 утворюється на 8 NB або на 2.91 млн. років. Утворення системи відбувається для всього набору рандомізацій. Утворення ієрархічної потрійної системи відбувається лише для трьох рандомізацій (бірюзовий, зелений та рожевий кольори) на 50 NB (18.2 млн.р.). Для однієї з рандомізацій (зелений колір) спостерігається розпад системи на 86 NB (31.3 млн. р.), а після 90 NB (32.76 млн. р.) відбувається повторення процесу формування потрійної системи але зі зміною компонент. Для двох рандомізацій (синій та червоний кольори) утворення потрійної системи не відбувається.

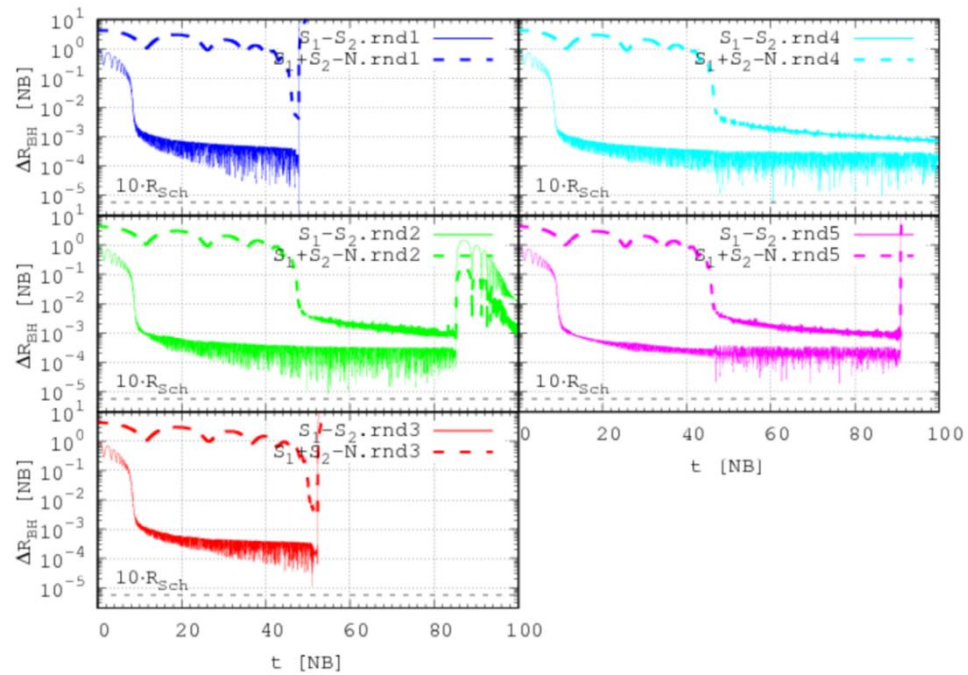


Рисунок 1.8 – Еволюція відстаней між системами (S1+S2) та N для 67 500 частинок.

На рисунку 1.9 представлено еволюцію ексцентриситету орбіт для п'яти рандомізацій. Як можна бачити, еволюція має постійний невеличкий зріст. Для двох рандомізацій (бірюзовий та рожевий) спостерігається коливання величин ексцентриситету від 0.4 до 1 (бірюзовий) та від майже 0.1 до 1 (рожевий).

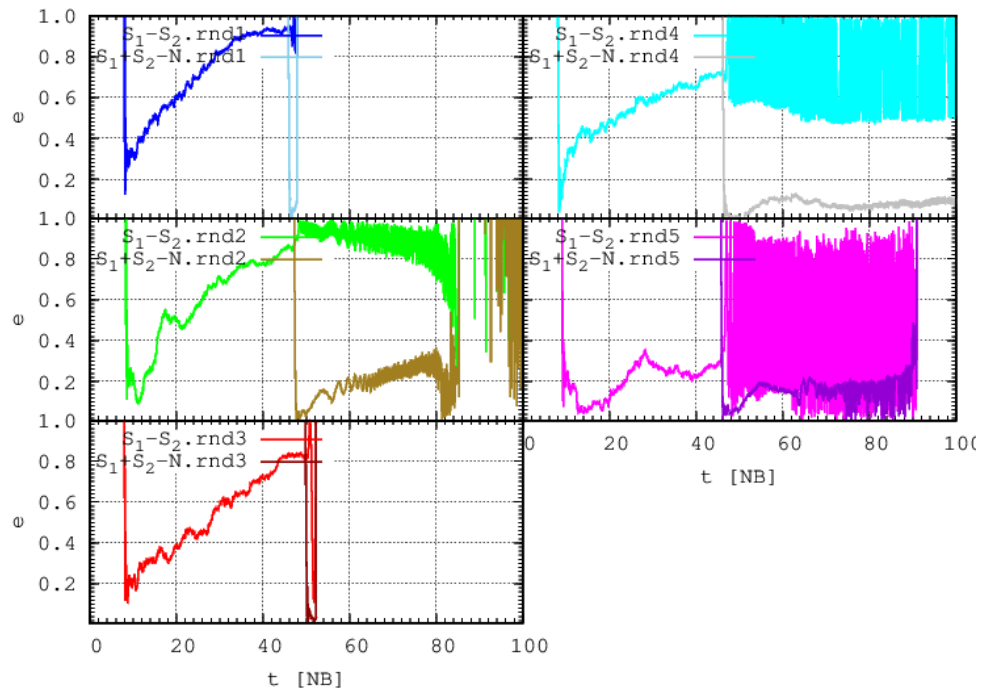


Рисунок 1.9 – Ексцентриситет орбіт систем (S1+S2) та N для 67 500 частинок.

На рисунку 1.10 представлено прояв ефекту фон-Цейпеля-Лідова-Козая для

потрійної системи NGC 6240 для двох рандомізацій (рожевий та бірюзовий кольори).

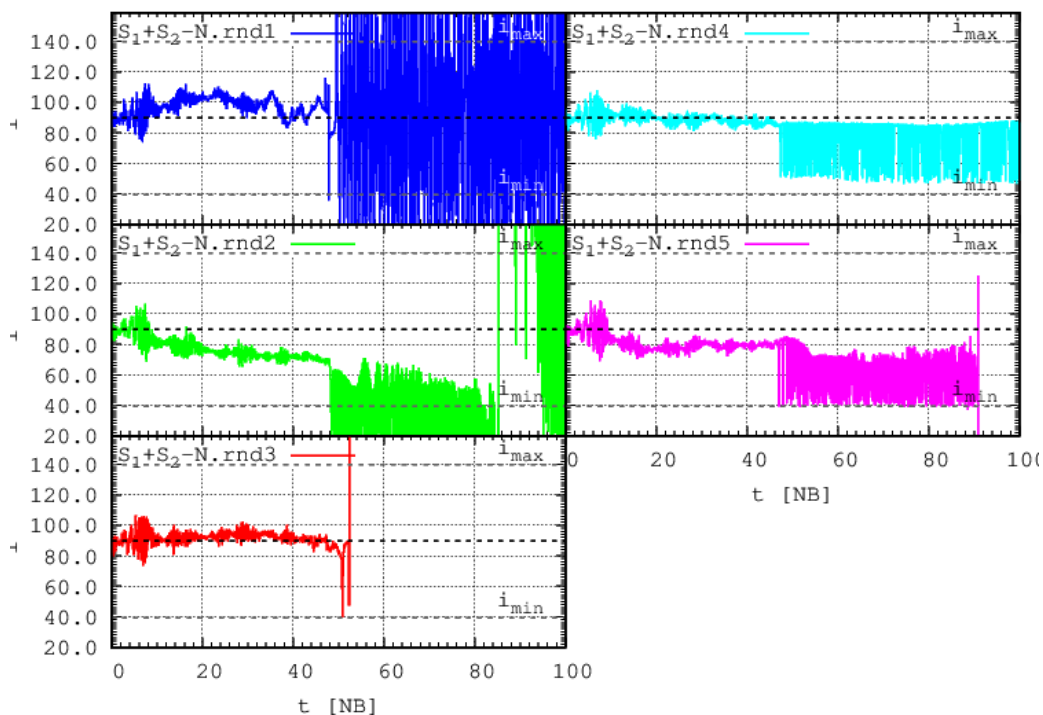


Рисунок 1.10 – Прояв ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая для систем (S_1+S_2) та N для 67 500 частинок.

Пунктирною лінією відмічено межі для кута i між орбітами ЧД компоненти N та системою компонент S , що розраховані теоретично для ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая [27-29]. Теоретичні розрахунки становлять від 39.2° до 140.7° . Для компоненти S використовується центр мас систем S_1+S_2 . Як можна бачити з рисунку 3.6 ефект фон Цейпеля-Лідова-Козая отримані результати знаходяться у вказаних межах.

Результати моделювання ієрархічної потрійної системи для 135 000 частинок.

На рисунку 1.11 представлено еволюцію відстаней між системою S_1+S_2 та центром мас цієї системи і північною компонентною N_1 для п'ятих рандомізацій для 135 000 частинок.

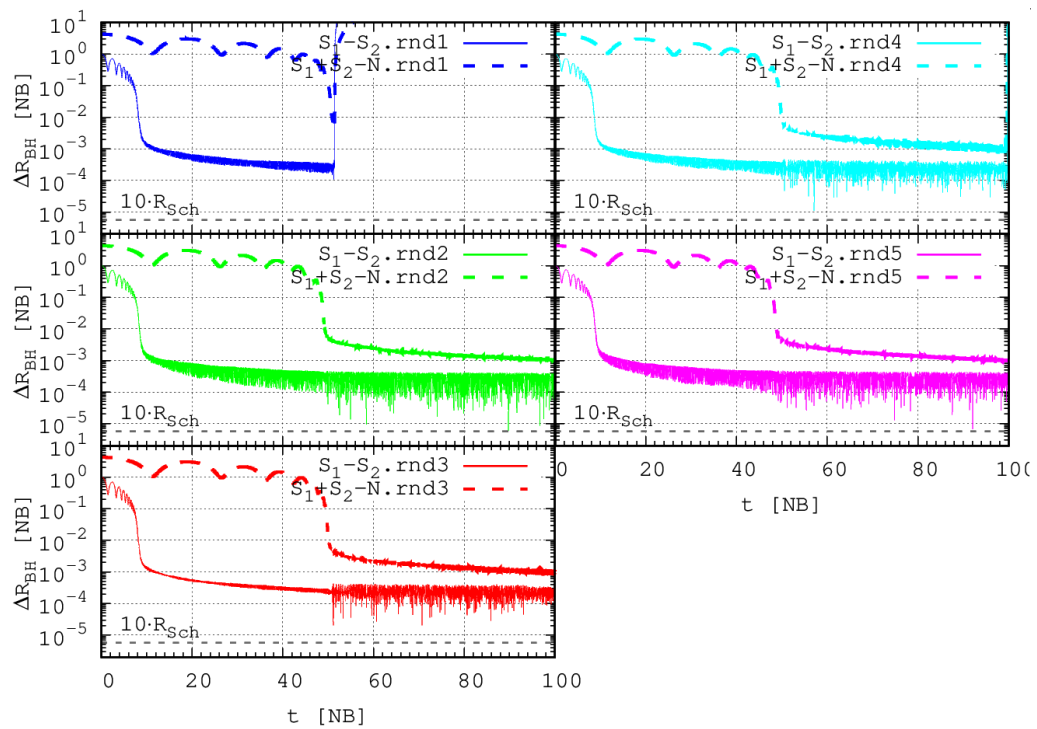


Рисунок 1.11 – Еволюція відстаней між системами (S1+S2) та N для 135 000 частинок.

Як видно з рисунку 1.11, для всіх п'яти варіантів стійка зв'язана система S1+S2 утворюється на 8 NB або на 2.91 млн. років. Утворення системи відбувається для всього набору рандомізацій. Утворення ієрархічної потрійної системи відбувається для чотирьох рандомізацій (бірюзовий, зелений, рожевий та червоний кольори) на 50 NB (18.2 млн. р.). Для однієї рандомізації (синій колір) утворення потрійної системи не відбувається.

На рисунку 1.12 представлено еволюцію ексцентриситету орбіт для п'яти рандомізацій. Як можна бачити, еволюція має постійний зріст. Для однієї рандомізації (рожевий колір) спостерігається коливання величин ексцентриситету від 0.4 до 1 (бірюзовий), для рандомізації (зелений колір) від 0.7 до 1 та від майже 0.1 до 1 (бірюзовий та червоний кольори).

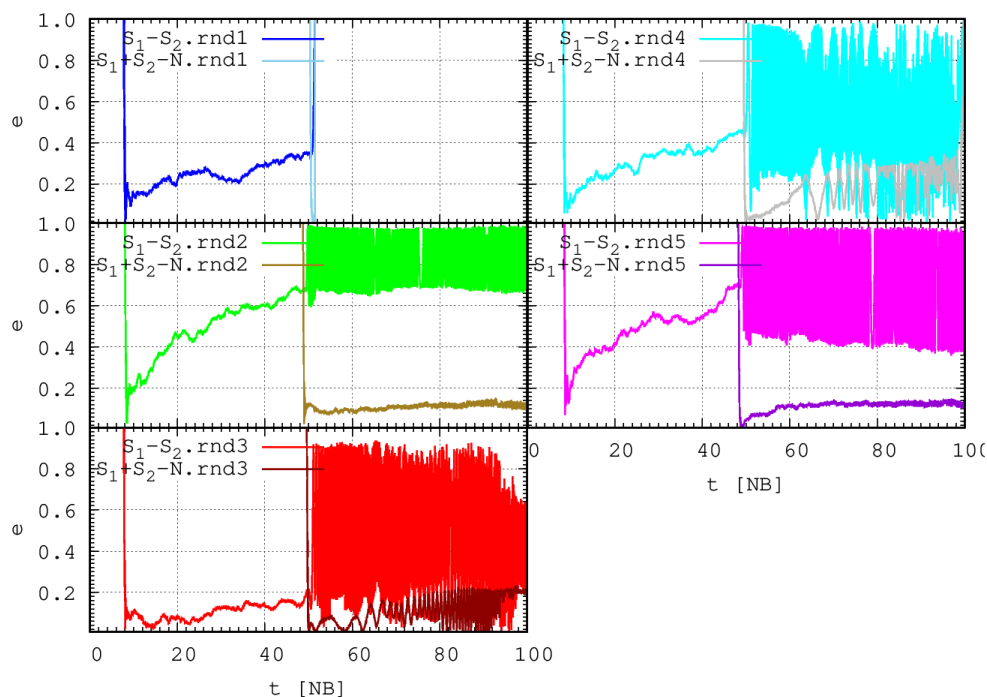


Рисунок 1.12 – Екцентриситет орбіт систем (S1+S2) та N для 135 000 частинок. На рисунку 1.13 представлено прояв ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая для потрійної системи NGC 6240 для чотирьох рандомізацій (рожевий, зелений, червоний та бірюзовий кольори).

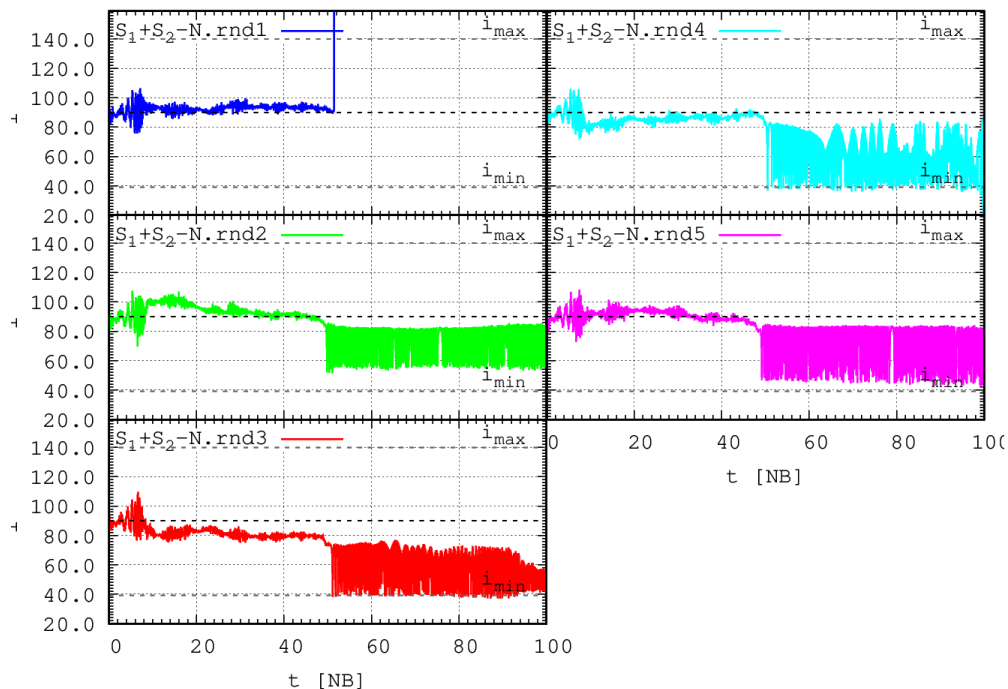


Рисунок 1.13 – Прояв ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая для систем (S1+S2) та N для 135 000 частинок.

Як видно з рисунку 1.13, величини знаходяться в межах теоретичних розрахунків для ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая.

Результати моделювання ієрархічної потрійної системи для 270 000 частинок. На рисунку 1.14 представлено еволюцію відстаней між системою S_1+S_2 та центром мас цієї системи і північною компонентною N_1 для п'ятих рандомізацій для 270 000 частинок.

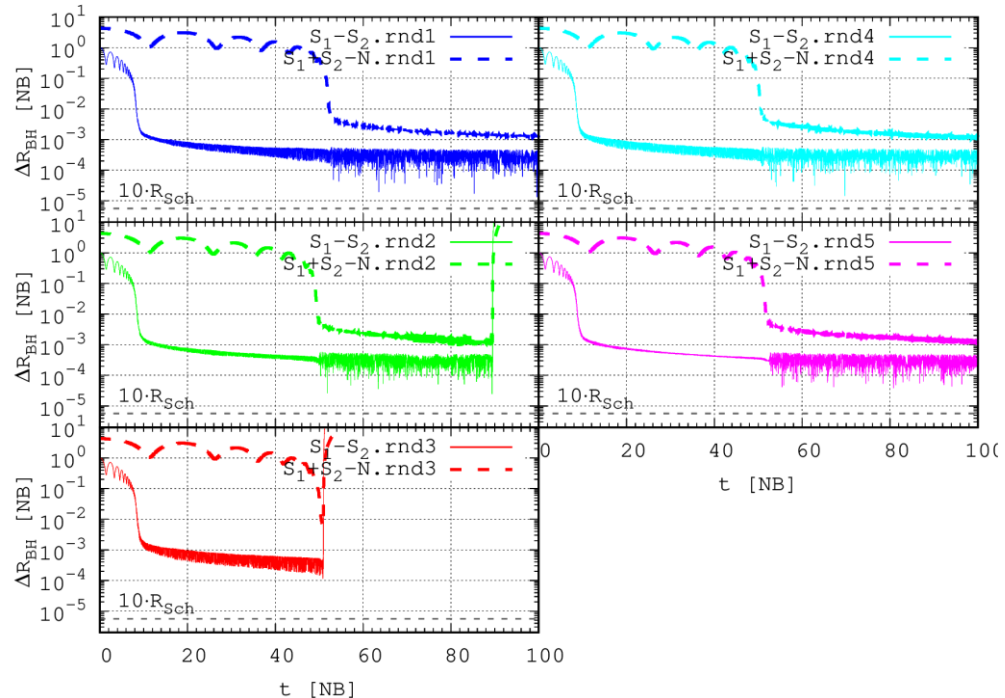


Рисунок 1.14 – Еволюція відстаней між системами (S_1+S_2) та N для 270 000 частинок.

Як можна бачити з рисунка 1.14, утворення зв'язаної подвійної, а потім ієрархічної потрійної системи відбувається в той самий час, що і для попередніх чисельних моделей. Для реалізації (червоний колір) потрійна система не утворюється.

На рисунку 1.15 представлено еволюцію ексцентриситету орбіт для п'яти рандомізацій. Як можна бачити, еволюція має постійний зріст. Для чотирьох рандомізацій (синій, бірюзовий, рожевий та зелений кольори) спостерігається коливання величин ексцентриситету від 0.05 до 1.

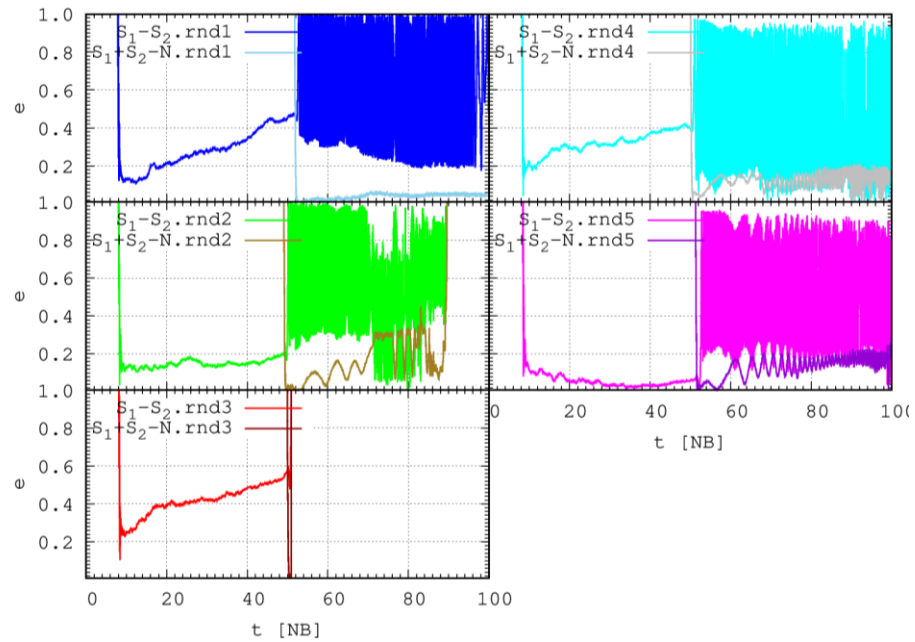


Рисунок 1.15 – Ексцентриситет орбіт систем (S_1+S_2) та N для 270 000 частинок. На рисунку 1.16 представлено прояв ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая для потрійної системи NGC 6240 для чотирьох рандомізацій (рожевий, зелений, червоний та бірюзовий кольори).

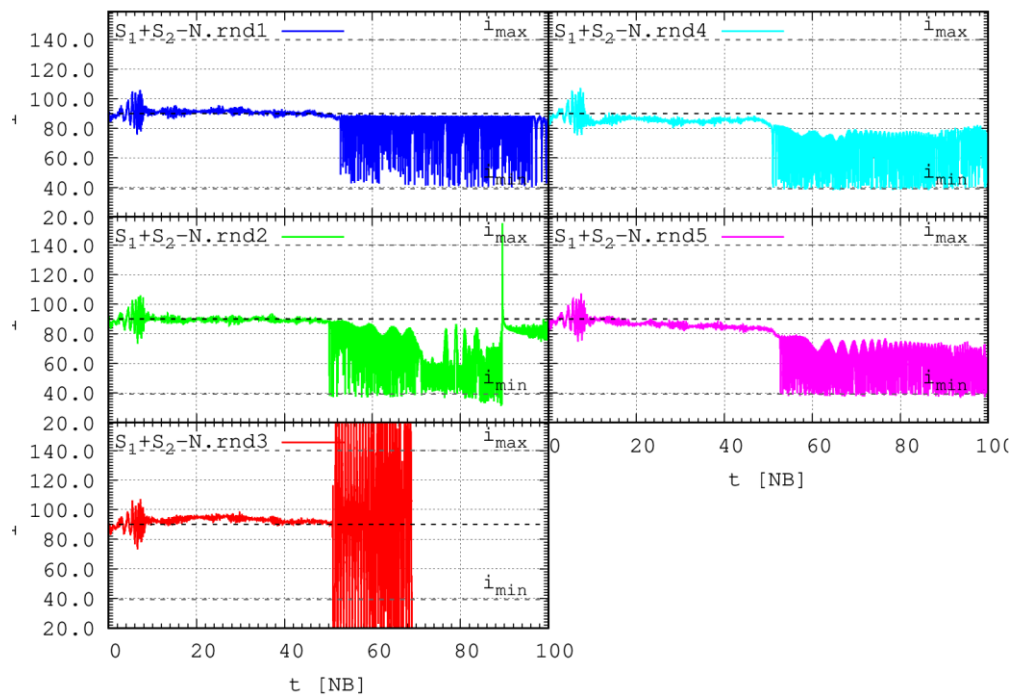


Рисунок 1.16 – Прояв ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая для систем (S_1+S_2) та N для 270 000 частинок.

Як видно з рисунку 1.16, величини знаходяться в межах теоретичних розрахунків для ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая.

Результати моделювання ієрархічної потрійної системи для 540 000 частинок.

На рисунку 1.17 представлено еволюцію відстаней між системою S1+S2 та центром мас цієї системи і північною компонентною N1 для п'ятих рандомізації для 540 000 частинок.

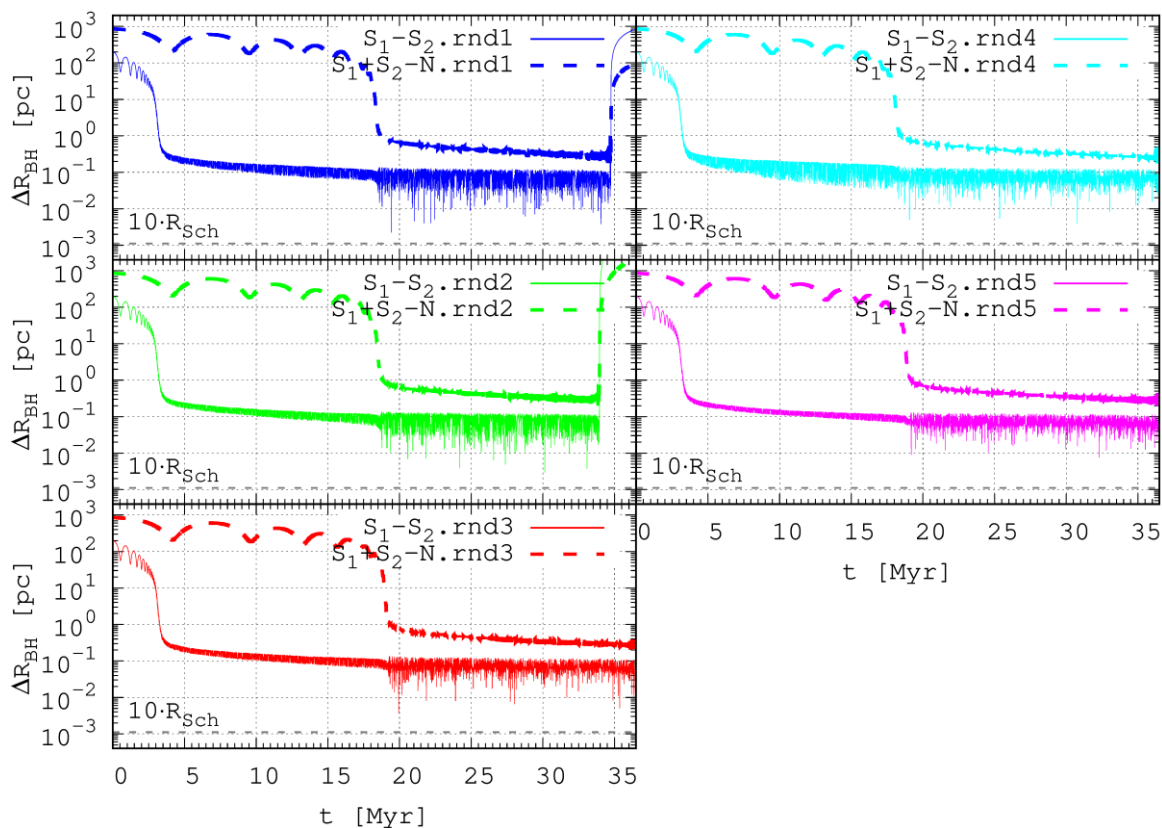


Рисунок 1.18 – Еволюція відстаней між системами (S1+S2) та N для 540 000 частинок.

Як можна бачити с рисунка 1.18, утворення зв'язаної подвійної, а потім ієрархічної потрійної системи відбувається в той самий час, що і для попередніх чисельних моделей.

На рисунку 1.19 представлено еволюцію ексцентриситету орбіт для п'яти рандомізацій. Як можна бачити, еволюція має постійний зріст. Для всіх п'яти рандомізацій спостерігається коливання величин ексцентриситету від 0.05 до 1.

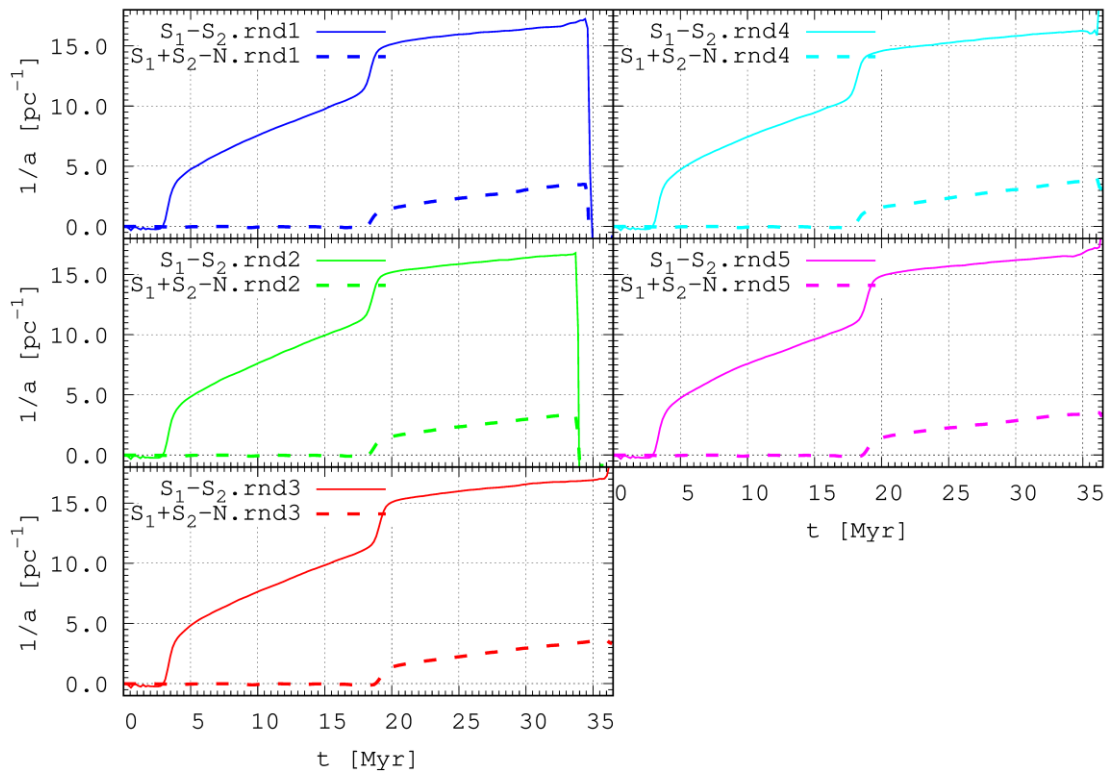


Рисунок 1.19 – Ексцентриситет орбіт систем (S1+S2) та N для 540 000 частинок. На рисунку 1.20 представлено прояв ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая для потрійної системи NGC 6240 для п'яти рандомізацій.

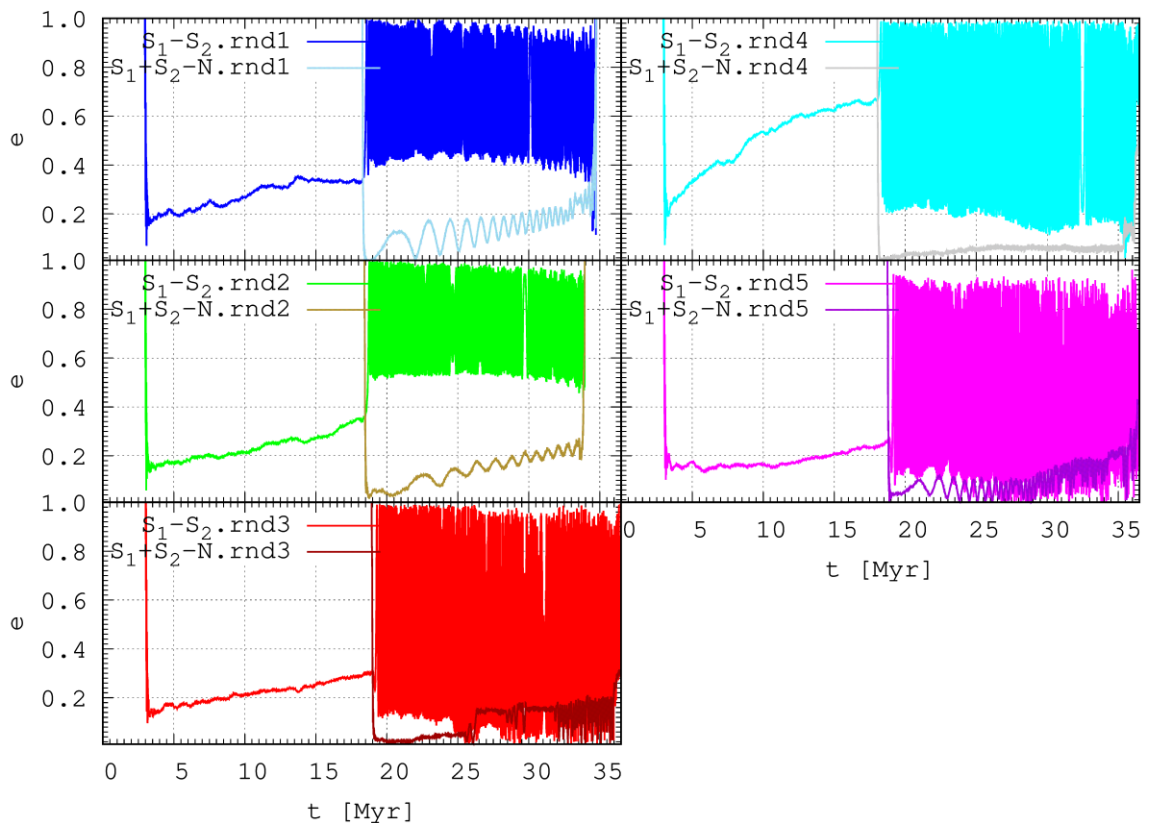


Рисунок 1.20 – Прояв ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая для систем (S1+S2) та N для 540 000 частинок.

Як видно з рисунку 1.20, величини знаходяться в межах теоретичних розрахунків для ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая.

Підсумовані результати моделювання та формування/чи не формування ієрархічної потрійної системи надмасивних чорних дір в галактиці NGC 6240 представлено в таблиці 1.5.

Таблиця 1.5 – Результати моделювання з формування/чи не формування ієрархічних потрійних систем надмасивних чорних дір.

Чисельна модель, кількість частинок.	Час утворення зв'язаної системи S1+S2	Час утворення зв'язаної системи (S1+S2)+N.	Кількість систем, які не утворюють ієрархічної потрійної системи.	Кількість систем, які утворюють неієрархічні потрійні системи.	Кількість систем з проявом ефекту фон Цейпеля-Лідова-Козая.
67 500	3,6 млн.р.	18 млн.р.	2	1	2 з 5
135 000			1	0	4 з 5
270 000			1	0	4 з 5
540 000			0	0	5 з 5

Для перевірки чисельної збіжності наших результатів ньютонівського динамічного «жорсткішання» на часовій шкалі, ми використали три різні сумарні числа частинок для системи $N=100k$, $200k$ і $500k$. Для кожного з цих чисел частинок ми обчислювали окремий набір моделювань із трьома різними випадковими числами частинок $RAND=1, 2, 3$ (таблиця 1.6, три верхніх рядка). Нижче ми будемо використовувати аббревіатуру 100-1 для моделей з кількістю частинок $N=100k$ і номер ядра рандомізації $RAND=1$. У всіх цих дев'яти базових моделях ми згенерували два різних типи частинок для кожної галактики (повністю змішані всередині системи), так звані частинки «високої маси» (ЧВМ) і частинки «низької маси» (ЧНМ). Ми зафіксували співвідношення мас окремих частинок для цих частинок як 10:1. Для всіх дев'яти моделювань ми також використовували фіксоване співвідношення кількості для ЧВМ і ЧНМ числа частинок: $N_{ЧВМ}:N_{ЧНМ}=1:10$. Ця невелика частина ЧВМ дозволила нам імітувати динамічний вплив гігантських молекулярних хмар та/або компактних зоряних

систем (кулястих скупчень) на загальну зоряну систему центрів злиття (зіткнення балджів). Навіть ці невеликі фракції «супер» частинок із більшим гравітаційним пом'якшенням можуть мати великий вплив на змішування у фазовому просторі «нормальних» зіркових частинок.

Таблиця 1.6 – Список параметрів для базової та змішаної чисельних моделей.

N (1)	RAND (2)	$m_{\text{HMP}}:m_{\text{LMP}}$ (3)	$m_{\text{HMP}}, 10^6 M_{\odot}$ (4)	$m_{\text{LMP}}, 10^6 M_{\odot}$ (5)	PN (6)
100k	1, 2, 3	10:1	10,20	1,130	1
200k	1, 2, 3	10:1	5,10	0,567	2
500k	1, 2, 3	10:1	2,04	0,227	3
100k	1	1:1	—	2,400	—
100k	1	1:1	5,10	1,280	—
100k	1	1:1	20,40	1,070	—

Примітка: (1) загальна кількість частинок, (2) номер ядра для рандомізації, (3) відношення маси ЧВМ та ЧНМ, (4) та (5) маса частинок ЧВМ та ЧНМ відповідно, (6) номер ядра рандомізації для якого були включені PN корекції.

Ми також провели три додаткові моделювання з $N=100\text{k}$ з використанням індивідуального співвідношення мас ЧВМ до ЧНМ. У порівнянні з базовими моделями, де ми встановлюємо співвідношення 10:1, ми запускаємо моделювання з масовими співвідношеннями 5:1, 20:1 і лише з ЧНМ без ЧВМ 1:1 (таблиця 1.5, три нижніх рядка). Ми спеціально провели ці три моделювання, щоб проілюструвати динамічний ефект можливого вищого співвідношення мас частинок.

Спираючись на 9 основних ньютонівських моделювань, ми обчислювали три повні PN моделювання, щоб довести ПНМЧД до злиття, де ми увімкнули додаткові PN умови для гравітаційної взаємодії ЧД-ЧД. Спеціально обрані три різні ньютонівські моделювання мали різні числа частинок і позначаються суфіксом PN (таблиця 1.6, три верхніх рядка). Корекції PN увімкнулися через час $t_{\text{PN,beg}} \approx 10$ млн років після зв'язування подвійної системи в момент часу t_b (таблиця 5.3). Ми зупинили ці моделювання, коли розділення частинок ПНМЧД впало нижче $\approx 4R_{\text{SW}12}$ і цей час припускався як час злиття t_{merge} (таблиця 1.7). Ми

також порівняли наші результати з попередніми моделюваннями, які складаються з 4 фізичних і 16 чисельних моделювань [80].

Таблиця 1.7 – Часові шкали для моделей з включеними PN корекціями.

N (1)	RAND (2)	t_b , млн р. (3)	t_{PNbeg} , млн р. (4)	t_{merge} , млн р. (5)
100k	1	3,77	10,4	43,6
200k	2	3,90	10,4	34,7
500k	3	3,77	10,4	30,5
500k	A.18 ^a	5,15	23,5	40,3
500k	A.25 ^a	5,15	32,7	46,7

Примітка: (1) загальна кількість частинок, (2) номер ядра рандомізації для якого були включені PN корекції, (3) часи, коли подвійна система стає гравітаційно зв'язаною, (4) час, коли включались PN корекції, (5) час злиття. ^aМодель А з [31].

Ми описуємо еволюцію ПНМЧД за допомогою еволюції параметрів подвійної орбіти, таких як відстань ΔR , обернена велика піввісь $1/a$ і ексцентриситет ecc (рисунок 1.21). Як згадувалося вище, у момент часу $t=0,0$ млн років частинки НМЧД на початковій відстані ΔR не зв'язані. У ньютонівському моделюванні N-тіл подвійні системи утворюються після кількох проходів за час зв'язування t_b менш ніж за 4 млн років (таблиці 1.6 та 1.7). Еволюція відстані (рисунок 1.21, зверху) та оберненої великої піввісі (рисунок 1.21, посередині) демонструють досить хорошу згоду для різної кількості частинок і початкової рандомізації положень і швидкостей частинок. Це вже зробило результати нашого моделювання цілком незалежними від цих суто чисельних параметрів. У порівнянні з моделлю А поточні базові числові моделі показали більш ранній ($\approx 20\%$) час зв'язування t_b (таблиця 1.6). У нашому наборі моделювань зв'язана подвійна система зазвичай формується з великою піввіссю, яка майже дорівнює радіусу впливу НМЧД.

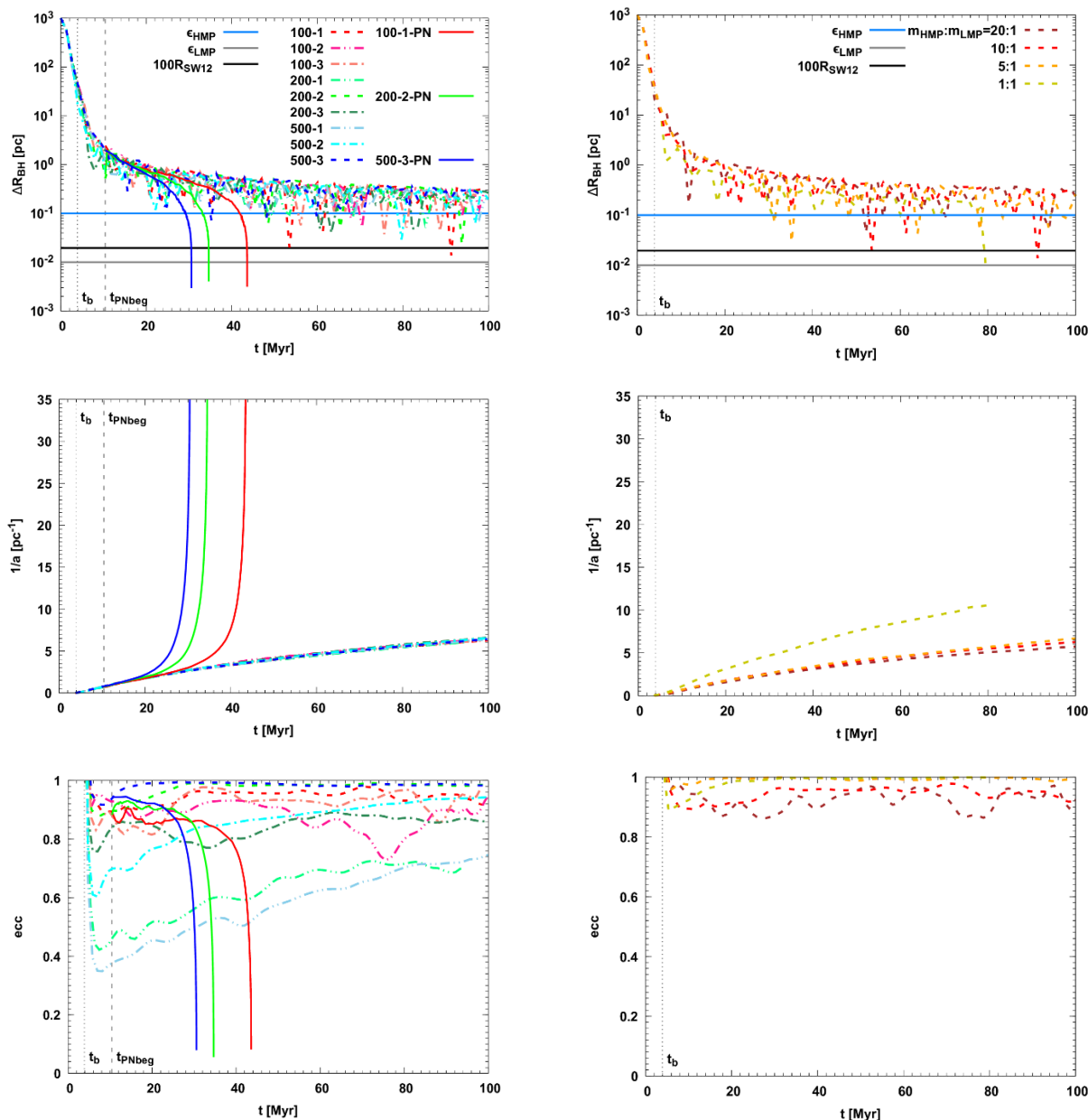


Рисунок 1.21 – Еволюція відстані ПНМЧД (зверху), оберненої великої піввісі (посередині) та ексцентриситету (знизу). Ліворуч: Основне ньютонівське (кольорові пунктирні лінії) та PN моделювання (кольорові суцільні лінії) із співвідношенням мас ЧВМ до ЧНМ 10:1 від з таблиці 1.4. Червона, зелена та синя суцільні лінії – PN моделювання для кількості частинок 100к, 200к та 500к, відповідно. На верхній панелі горизонтальні суцільні синя та сіра лінії – параметри пом'якшення для ЧВМ до ЧНМ відповідно, суцільна чорна лінія — 100 радіусів Шварцшильда. Вертикальні чорні пунктирні лінії час, коли ПНМЧД стає зв'язаною для моделей 100-1, 200-2, 500-3 (таблиця 1.6) з подальшим включенням PN корекцій у момент часу t_{PNbeg} (таблиця 1.7).

Праворуч: Модель з $N=100k$, $RAND=1$ та відношенням мас ЧВМ до ЧНМ $m_{ЧВМ}:m_{ЧНМ}=20:1, 10:1, 5:1, 1:1$ з таблиці 1.5.

Таблиця 1.8 – Часові шкали для додаткових моделей з $N=500k$ та різними номерами ядер рандомізацій

RAND (1)	t_b , млн р. (2)	t_h , млн р. (3)	t_{merge} , млн р. (4)
4	4,10	14,04	38,4
5	4,13	14,95	40,0
6	4,10	14,60	15,2
7	4,04	12,87	19,1
8	4,03	13,40	24,7
9	4,10	15,34	27,2
10	4,16	14,69	46,0
11	3,87	13,91	20,9
12	4,16	14,04	56,8
13	4,06	14,30	38,1

Примітка: (1) номер ядра рандомізації для якого були включені PN корекції, (2) часи, коли подвійна система стає гравітаційно зв'язаною, (4) час, коли стає жорсткою, (5) час злиття.

Для базових чисельних моделей ексцентриситет не виявив жодної систематичної залежності від кількості частинок або рандомізаційних ядер через їх дуже «стохастичний» характер. У базових моделях із 100k частинок подвійні системи формувалися з ексцентриситетом від 0,84 до 0,94. Для базових 200k моделювань ми отримали ексцентриситети в діапазоні 0,42-0,88. Для базових моделювань з 500k ми отримали ще ширший діапазон 0,34-0,92 (подібно до [80]). Щоб зробити наш висновок більш статистично значущим, ми виконали додаткове ньютонівського N -тільне моделювання для $N=100k, 200k, 500k$ з різними початковими ядрами рандомізації, і в результаті ми отримали 14 моделювань для кожного N . Орбіти НМЧД показали плавний тренд з орбітальним ексцентриситетом вище 0,5 (рисунок 1.22). Орбітальний ексцентриситет трохи зростає під час еволюції подвійної. На рисунку 1.22 ми представляємо кумулятивний розподіл ексцентриситету для трьох характерних часів (час зв'язування; час, коли вмикаються корекції PN; час, коли формується

жорстка система). Ми не мали суттєвої залежності від чисел частинок N . Наш незалежний від N широкий діапазон ексцентриситету (0,40-0,99) для подвійних систем насправді не підтримує передбачення більш вузького розподілу ексцентриситету зі збільшенням кількості частинок.

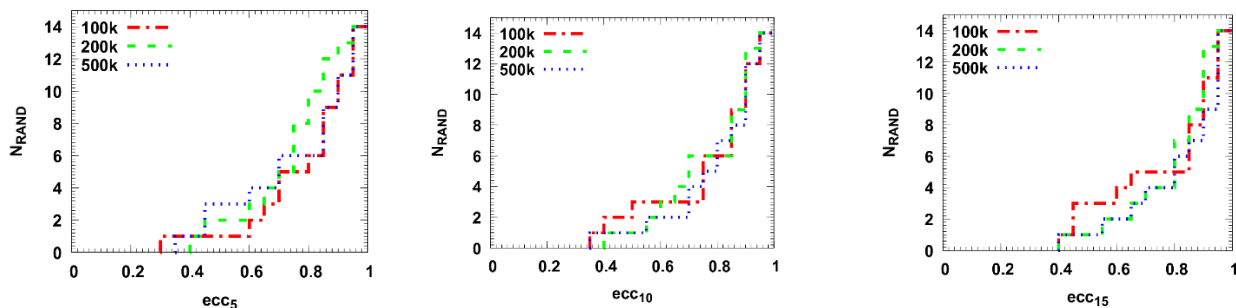


Рисунок 1.22 – Кумулятивні розподіли ексцентриситету для чисельних моделей з різними початковими номерами рандомізації (RAND) у різний час *зліва направо*: $t = 5,2$ млн років (час коли ПНЧД стають гравітаційно зв'язаними), 10,4 млн років (включення PN корекцій) та 15,6 млн років (формування жорсткої подвійної системи). Кольором позначено моделі з різною кількістю частинок N : червоний – 100k, зелений – 200k, синій – 500k.

Після ввімкнення PN корекцій у момент часу $t_{PN,beg}=10,04$ млн років усі наші PN моделювання показують досить короткий час динамічного злиття t_{merge} , який можна порівняти з отриманим у [81] (таблиця 1.9). В основному всі три різні PN моделі (100-1, 200-2, 500-3) зливаються за 44 млн років (таблиця 5.4). Відмінності в часі злиття можна пояснити сильним впливом ексцентриситетів у момент, коли ми ввімкнули PN корекцію. Попереднє детальне дослідження 20 фізичних і чисельних моделей показало, що час злиття для центрального ПНМЧД становить менше 50 Myr (повний опис див. [80]). Але наші поточні подвійні моделі можуть злитись ще раніше, близько 31 млн років (модель 500-3), що можна пояснити вищим ексцентриситетом ($\approx 0,9$) під час формування подвійної системи, ніж у [80].

Щоб перевірити залежність часу злиття наших PN моделювань від різних рандомізаційних початкових значень (RAND) для розподілу частинок, ми виконали додаткові 10 моделювань 500-3-PN (таблиця 1.9). Перед початком додаткових PN моделювань ми оцінили час зв'язування $t_b \approx 4$ млн років і час

жорсткішання $t_h \approx 15$ млн років для кожного моделювання. Час злиття ПНМЧД варіюється в діапазоні від 15,2 млн років до 56,8 млн років і, як ми очікуємо, в основному залежить від початкового ексцентриситету після моменту формування подвійної системи (рисунок 1.23). З нашої обмеженої вибірки (загалом 11 PN моделювань) ми вже можемо зробити висновок, що час злиття може бути апроксимовано як досить полого функція ексцентриситету:

$$t_{\text{merge}} = A \times [1 - (ecc_{10})^2]^B, \quad (1.27)$$

де коефіцієнти $A=71,98 \pm 7,89$ і $B=0,46 \pm 0,07$. Як основний висновок із цих додаткових 10 моделювань ми можемо стверджувати, що навіть для дуже малого п початкового ексцентриситету час злиття має верхню межу ≈ 70 млн років.

Таблиця 1.9 – Часові шкали для додаткових моделей з $N=500k$ та різними номерами ядер рандомізацій.

RAND (1)	t_b , МЛН р. (2)	t_h , МЛН р. (3)	t_{merge} , МЛН р. (4)
4	4,10	14,04	38,4
5	4,13	14,95	40,0
6	4,10	14,60	15,2
7	4,04	12,87	19,1
8	4,03	13,40	24,7
9	4,10	15,34	27,2
10	4,16	14,69	46,0
11	3,87	13,91	20,9
12	4,16	14,04	56,8
13	4,06	14,30	38,1

Примітка: (1) номер ядра рандомізації для якого були включені PN корекції, (2) часи, коли подвійна система стає гравітаційно зв'язаною, (4) час, коли стає жорсткою, (5) час злиття.

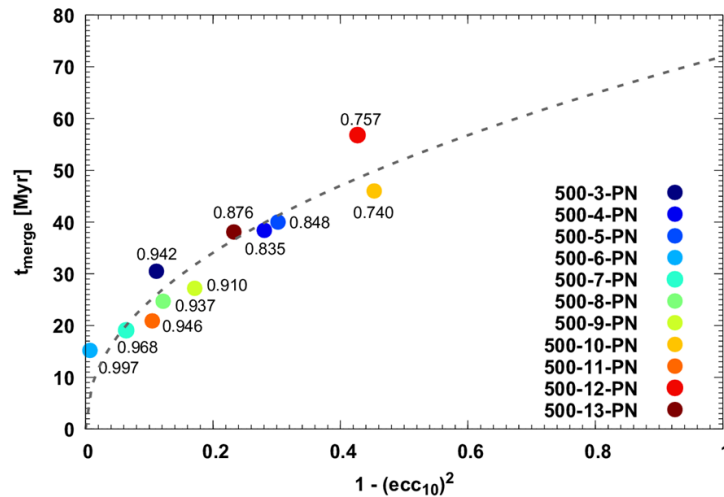


Рисунок 1.23 – Час злиття ПНМЧД як функція ексцентриситету на час $t=10,4$ млн років, коли включаються PN корекції. Кольором позначено моделі з різними номерами ядер рандомізацій RAND та числа біля точок показують величину ексцентриситету. Сіра пунктирна лінія показують апроксимацію згідно рівняння (1.27).

На рисунку 1.21 (праворуч) ми показуємо результати наших додаткових моделювань зі 100k частинок (таблиця 1.6, три нижні моделі), у яких ми перевірили вплив різних співвідношення мас ЧВМ до ЧНМ (20:1, 10:1, 5:1, 1:1). Наші моделювання з частинками різних мас демонструють якісно подібну еволюцію відстані, оберненої великої піввісь і навіть ексцентриситету. Для оберненої великої піввісі $1/a$ (рисунок 1.21, праворуч посередині) ми бачимо тренд, який є більш значущим у момент часу ≈ 100 млн років. Ця тенденція сильно залежить від межі, близької до співвідношення мас частинок 1:1, і визначається масою ЧНМ (див. таблицю 1.6). Оскільки ми завжди маємо більшу кількість ЧНМ (тобто більше взаємодії з частинками ЧНМ), жорсткішання подвійної системи завжди сильніше залежить від мас ЧНМ. Невеликої кількості ЧВМ ($\approx 9\%$), в кожній масовій моделі, очевидно, недостатньо для вилучення достатньої кількості енергії під час зустрічі трьох тіл з подвійною НМЧД. Для кількісного опису цього процесу потрібне детальне дослідження енергетичного балансу.

Для моделей з різними масами частинок ексцентриситет (рисунок 1.21,

праворуч внизу) коливається у вужчому діапазоні 0,85-0,99, ніж для базових чисельних моделей (рисунок 1.21, ліворуч внизу). Ми не бачимо сильної залежності початкового ексцентриситету системи від індивідуальних мас частинок ЧНМ. Лінії для різних моделей дуже часто накладаються (перетинаються). Можна лише відзначити, що у моделей з більш високим співвідношенням мас (20:1, 10:1) є певні «горбки». Це може вказувати на взаємодію з конкретним ЧВМ. Навіть якщо їх кількість значно менша порівняно з ЧНМ, така невелика кількість частинок поля великої маси може відігравати значну роль у поведінці ексцентриситету системи.

Гравітаційні хвилі від злиття надмасивних чорних дір

Для нашої моделі з максимальним N і ввімкненими PN членами ($N=500k$, $RAND=3$, $m_{ЧВМ}:m_{ЧНМ}=10:1$) ми також розрахували очікувану амплітудно-частотну картину для злиття ПНМЧД в NGC 6240. Для простого обчислення форми сигналу ми використали вирази для квадрупольного терму ГХ з [83] (також див. [80]):

$$h^{ij} = \frac{2G\mu}{D_L c^4} [Q^{ij} + P^{0.5}Q^{ij} + PQ^{ij} + P^{1.5}Q^{ij} + \dots], \quad (1.28)$$

де P — поправка для відповідного порядку PN, μ — зведена маса, D_L — відстань по світності між початком системи відліку та джерелом, а Q^{ij} — квадрупольний член. Останній можна записати у вигляді:

$$Q^{ij} = 2 \left[v^i v^j - \frac{GM_{BH12}}{r} n^i n^j \right], \quad (1.29)$$

де v^i та n^i — вектори відносної швидкості та нормованого положення в цій системі відліку відповідно.

Для ілюстрації ми не використовували дуже точні форми ГХ для моделей та знехтували членами вищого порядку. У цьому припущенні ми обчислили тензор у системі відліку джерела:

$$h^{ij} = \frac{4G\mu}{D_L c^4} \left[v^i v^j - \frac{GM_{BH12}}{r} n^i n^j \right], \quad (1.30)$$

Для простоти ми вибрали орієнтацію віртуального детектора так, щоб вісі координат збігалися з системою відліку джерела. Це дозволило нам не робити жодних перетворень координат. Ми обчислили h_+ та h_\times з h^{ij} , що дало відповідні

виміряні напруження в поляризаціях '+' і 'x' [80].

Стандартна роздільна здатність у часі для наших PN моделювань становила $1,3 \times 10^5$ років. Ми взяли дані про частинки НМЧД (положення та швидкості) з останнього доступного снапшоту (моментальний знімок стану системи) моделі, щоб обчислити кінцеву стадію злиття НМЧД (до $4R_{SW12}$) з високою роздільною здатністю у часі. Використовуючи ці дані про частинки, ми відслідковували динамічну PN еволюцію лише двох НМЧД. Для цього ми використали наш високоточний ермітівський інтегратор лише для двох частинок. Ми провели ці окремі моделювання з максимально можливою точністю, зберігаючи принаймні 100 точок на орбітальну інтеграцію частинок НМЧД, що дає нам часову роздільну здатність до ≈ 3 днів.

Розраховані форми хвилі для h_+ поляризації та амплітудно-частотної картини з останнього етапу моделювань нашої системи (останні 50 років і масштабована еволюція за останні 10 років перед злиттям) ми представляємо на рисунку 1.24. Варто зазначити, що PN апроксимація добре працює для опису ранніх етапів злиття НМЧД, а чисельна теорія відносності та теорія збурень повинні використовуватися для повної картини форми ГХ під час фінального злиття та затухання. Отримані частоти події злиття від таких великих масивних НМЧД ($\approx 10^{8-9} M_{\odot}$) на таких відстанях ($D_L = 111,2$ мпк) лежать на кривій чутливості поточного та майбутнього консорціуму масивів таймінгу пульсарів (PTA): European PTA (EPTA), Parkes PTA (PPTA), Північноамериканська наногерцева обсерваторія гравітаційних хвиль (NANOGrav), які разом утворюють Міжнародний PTA (IPTA; [84]). Таке виявлення злиття окремих ПНМЧД буде переконливим доказом можливості зв'язування НМЧД, їх досягнення суб-пк масштабу, злиття та випромінювання ГХ.

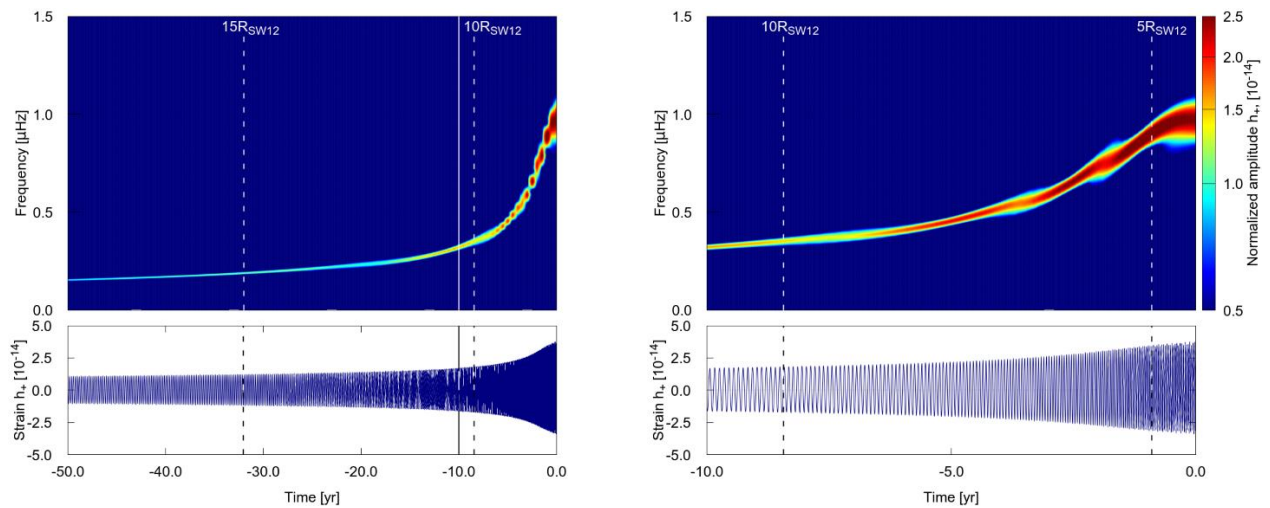


Рисунок 1.24 – Частотно-часові представлення (зверху) даних напруження (внизу) для прогнозованих форм гравітаційних хвиль поляризації h_+ від ПНМЧД, що зливаються в NGC 6240 ($D_L = 111,2$ Мпк) за останні 50 років (ліворуч) і останні 10 років (праворуч) перед злиттям. Велике злиття представлено подвійною компонентою з масами $1,36 \times 10^9 M_\odot$ та $6,8 \times 10^8 M_\odot$ і відповідне співвідношення мас 2:1. Остаточне розділення (завдяки використанню PN наближення) становить $0,75 \mu\text{пк}$. Суцільна вертикальна лінія на лівій панелі вказує на останні 10 років злиття. Пунктирні вертикальні лінії зліва направо вказують на відстань між компонентами 15, 10 і 5 радіусів Шварцшильда відповідно.

1.3. Розрахунок еволюції подвійної системи чорних дір в галактиці NGC 205.

У наших попередніх дослідженнях було показано, що при певних початкових умовах середньомасивні ЧД (СМЧД) в центрі карликової галактики NGC 205 мають зливатись за час в 79 млн років (таблиця 1.10). Оцінка часу злиття подвійних систем ЧД залежить не тільки від параметрів самих ЧД (їх маса, відношення їх мас, початкова відстань), але і від параметрів оточуючого середовища, тобто параметрів зоряного оточення (його густина та сам розподіл густини, маса частинок, однорідність чи ні середовища). Тому для більш детального дослідження часових масштабів злиття СМЧД в галактиці NGC 205 ми побудували різні моделі оточуючого зоряного середовища.

Таблиця 1.10 – Початкові параметри СМЧД, материнської галактики NGC 205 та кінцевий час злиття подвійної системи.

Мод.	$M_{\text{ВВН}}$, $10^6 M_{\odot}$	ρ_0 , $M_{\odot} \text{пк}^{-3}$	r_h , пк	ρ_{rh}	v/σ	$M_{\text{NSC}}/$ $M_{\text{ВВН}}$	s , $\text{пк}^{-1} \text{млн р.}^{-1}$	e_f	T_{coal} , млн р.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
NGC205	0,08	10^6	0,25	7×10^5	0,2	33,75	299	0,39	79

Примітка: (1) назва моделі, (2) маса подвійної системи, (3) центральна зоряна густина, (4) радіус впливу подвійної СМЧД, (5) зоряна густина на радіусі впливу, (6) відношення обертальної швидкості до дисперсії швидкостей, (7) відношення маси ЯЗС до маси подвійної СМЧД, (8) темп жорсткішання подвійної СМЧД, (9) ексцентриситет подвійної СМЧД в кінці моделювання, (10) час злиття.

Були створені моделі ЯЗС з параметрами, вибраними зі спостережень галактики NGC 205 [30]. Наші моделі також включають темний компонент у вигляді чорних дір зоряної маси, які утворюють касп Бакалл-Вольфа (далі BW-касп) [31] у сфері впливу центральної більш масивної СМЧД. У таблиці 1.11 наведено параметри початкової системи моделей ЯЗС.

Таблиця 1.11 – Параметри ЯЗС системи та СМЧД у галактиці NGC 205.

ЯЗС компонент	N	M , $10^6 M_{\odot}$	r_{eff} , r_{infl} , пк	n або γ	b/a , c/a
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
Зорі	$1,84 \times 10^6$	1,840	1,30	1,6	0,95; 0,85
BW касп	$1,8 \times 10^3$	0,018	0,14	1,75	0,95; 0,85
СМЧД	1	0,022	0,14	—	—

Примітки: (1) назва компоненти ЯЗС, (2) кількість частинок, (3) маса відповідної компоненти, (4) ефективний радіус для середовища або радіус впливу для ЧД, (5) індекс Серсіка для зоряної компоненти або індекс степеневого каспу Денена для внутрішнього каспу, (6) відношення вісей середньої до великої та вісей малої до великої.

Ми використовували загальнодоступне програмне забезпечення AGAMA для створення наших компонентів ЯЗС, використовуючи метод Шварцшильда для створення тривісних моделей. Наші початкові моделі знаходяться в динамічній рівновазі з центральним СМЧД. На рисунку 1.25 показано профілі

густини та кумулятивної маси кожного з компонентів (зірок та ЧД зоряних мас) для моделей ЯЗС у галактиці NGC 205. Компонент ЧД зоряних мас у формі BW-каспу домінує як у густині, так і в кумулятивній масі в центральній області. При наближенні до радіуса впливу СМЧД (позначеного вертикальною червоною лінією), починає домінувати зоряний компонент.

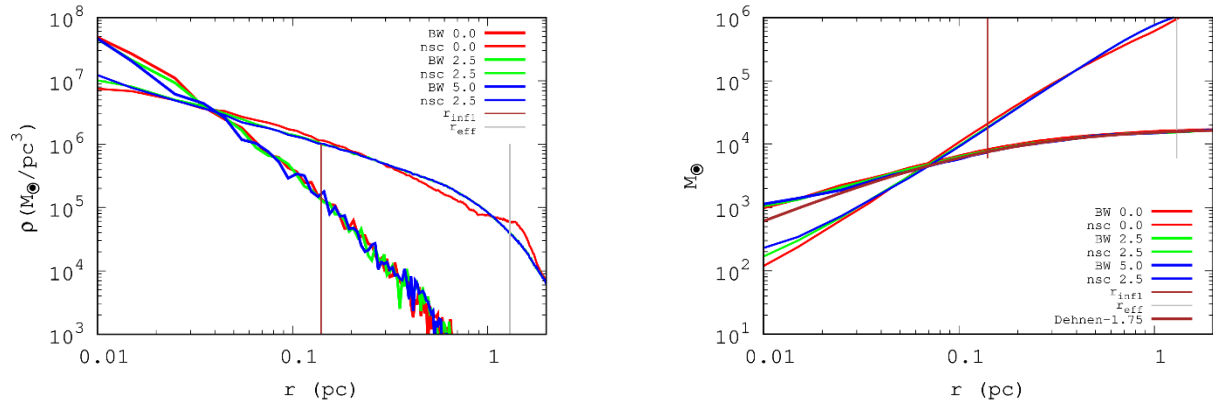


Рисунок 1.25 – Еволюція профілю густини (зліва) та кумулятивної маси (праворуч) для моделювання NGC 205. Еволюція зоряної компоненти показана більш тонкою лінією, більш товста лінія – еволюція компоненти ЧД зоряних мас.

Моделювання системи середньомасивних чорних дір

Для моделювання послідовної еволюції подвійної СМЧД у двокомпонентному оточенні використовувались два різні коди: ϕ -GPU [2, 4] та ϕ -GPU-hybrid [32]. Використання того чи іншого коду зумовлено кількістю частинок з якими ЧД потенційно можуть взаємодіяти. На великих відстанях між ЧД потрібно враховувати внесок від більшої кількості частинок, тому на цьому етапі використовувався код ϕ -GPU, котрий точно обчислює всі взаємодії. Такі обчислення є дуже затратними за ресурсами та часом. При малих відстанях між ЧД використання цього коду значно сповільнює обчислення орбіт, тому на цьому етапі використовувався ϕ -GPU-hybrid. Він дозволяє значно пришвидшити обчислення за допомогою урахування взаємодій тільки з потенційно близькими частинками. Це дало змогу дослідити еволюцію подвійної СМЧД та її оточення на великому часовому масштабі.

Також перед додаванням другої СМЧД у моделі ЯЗС, ми змоделювали їх для забезпечення стабільності системи. На рисунку 1.25 показано початкові та

змінені в часі профілі компонентів ЯЗС протягом 2,5 млн років. Профілі як густини так і маси окремих компонентів (зоряних і ЧД зоряних мас) виявляються достатньо стабільними.

Еволюція подвійної системи СМЧД для моделей NGC 205, як з компонентом ЧД зоряних мас, так і без нього, показана на рисунку 1.26. Відстань між СМЧД (верхня ліва панель) швидко зменшується значно нижче 0,01 пк за перший млн років нашого моделювання для обох випадків. Пізніше спостерігається більш стійка фаза еволюції, яка керується трьохтілним розсіюванням зір і частинок ЧД, після того, як жорстка подвійна система утворюється зі значення $1/a \approx 500 \text{ пк}^{-1}$ (права верхня панель). Ми оцінили швидкість жорсткішання подвійної системи СМЧД $s = d/dt(1/a)$ шляхом апроксимації прямою лінією еволюції оберненої піввісі у режимі жорсткої подвійної. Швидкість жорсткішання подвійної системи СМЧД $s = 2,4$ є значно вищою в моделі з ВВ-каспом ЧД зоряних мас порівняно з $s = 1,4$ у моделі ЯЗС без компоненти ЧД. Цю більш високу швидкість жорсткішання подвійної системи СМЧД можна пояснити наявністю масивних частинок ЧД зоряних мас. Касп цих частинок домінує в околі центральної подвійної СМЧД, тобто вони потечійно можуть часто та ефективно взаємодіяти з подвійною та виносити енергію з системи, таким чином зменшуючи відстань між компонентами. Подвійна СМЧД формується з малим ексцентриситетом $e \approx 0,2$ в обох випадках. Однак модель ЯЗС з присутністю ВВ-каспу, яка інтегрувалась протягом більш тривалого періоду часу, досягає помірного значення близько $e \approx 0,45$.

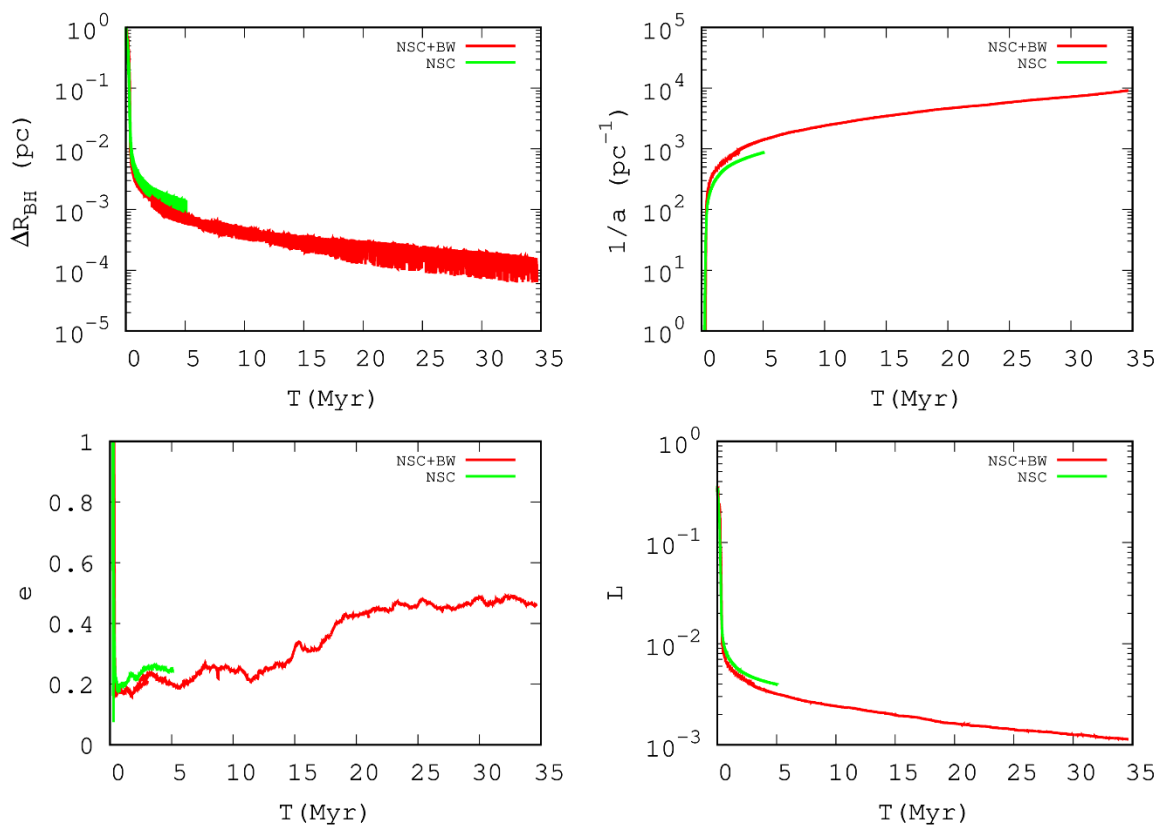


Рисунок 1.26 – Еволюція системи подвійної СМЧД у галактиці NGC 205. Червона лінія відповідає моделі, коли присутній центральний BW-касп з ЧД зоряних мас. Зелена лінія – касп відсутній. Зліва направо згори вниз: відстань між компонентами, обернена піввісь орбіти, ексцентриситет, z -ова компонента кутового моменту подвійній.

Для оцінки часу злиття в нашій новій моделі ми еволюціонували велику піввісь і ексцентриситет подвійної системи СМЧД з моменту зупинки попередніх ньютонівських моделювань, використовуючи методику детально описану в [33]. Було обрано постійне значення жорсткішання s та ексцентриситету e наприкінці моделювання, тоді як втрати енергії, спричинені випромінюванням ГХ. Результуюча еволюція $1/a$ та e представлена на рисунку 1.26. Для моделі ЯЗС з BW-каспом та значенням ексцентриситету $e=0,46$, виміряне наприкінці нашого моделювання, подвійна система СМЧД досягає злиття за час близько 115 млн років. Однак, якщо e продовжить зростати при подальшій еволюції (як ми спостерігали вище) та досягне значення $e \approx 0,75$, тоді час злиття подвійної може досягти значення 80 млн років. Останнє значення співпадає з оцінками з наших попередніх робіт. Можемо зробити висновок, що

ексцентриситет при формуванні подвійної системи відіграє значну роль при оцінці часу її злиття.

Також окрім параметрів самої подвійної системи відіграє значущу роль параметри оточуючого середовища, як це було видно з рисунку 1.27. Для розуміння ролі частинок ВВ-каспу в жорсткішанні системи подвійної СМЧД було проведено детальний аналіз трьохтільної взаємодії цих частинок з подвійною СМЧД. Головна ідеєю полягає в виявленні специфічного напрямку в який викидаються частинки після взаємодії з подвійною СМЧД. Для цього на часовому проміжку 2,2-8,16 млн років було досліджено всі частинки викинуті з центральної частини галактики (тобто їх зв'язана енергія ставала позитивною) (рисунок 1.27). Для визначення напрямку викиду було обраховано кут між кутовим моментом подвійної СМЧД та кутовим моментом частинки. Виявилось, що існує близька десяти частинок, які мають часті взаємодії з подвійною та багато подій трьохтільної взаємодії. Одна частинка мала постійну орбіту навколо подвійної протягом кількох млн років. Такі частинки брались до розрахунку специфічного напрямку тільки після останньої події взаємодії. Загалом розподіл характеризується однорідністю. Спостерігається легка асиметрія розподілу, ймовірність фінального вильоту частинку в напрямку який співпадає з напрямком кутового моменту подвійної СМЧД більше ніж в протилежному напрямку.

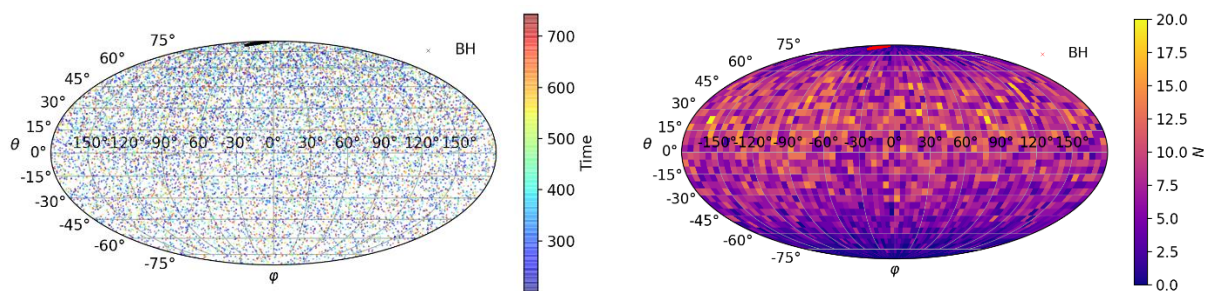


Рисунок 1.27 – Розподіл фінального напрямку викиду частинок після взаємодії з подвійною СМЧД в центрі галактики NGC 205. Ліворуч: просторовий розподіл індивідуальних викидів, де кольором позначено час викиду. Чорні хрестики показують еволюцію напрямку кутового моменту подвійної СМЧД. Праворуч: концентрація фінальних викидів, де кольором показано кількість викидів у

секторі розміром $5^\circ \times 5^\circ$. Червоні хрестики показують еволюцію напрямку кутового моменту подвійної СМЧД.

Для більш детального дослідження еволюції середовища також було побудовано усереднені графіки профілю кумулятивної маси (густини) для кожної з компонент: зоряна та ЧД зоряної маси (рисунок 1.28). Так як система має складну структуру порівняння індивідуальних снапшотів не буде відображати поведінку системи вцілому. Дані про положення та швидкості частинок було усереднено по 9 снапшотам на 46 моментів часу. Моменти часу обирались з меншим кроком на ранніх етапах еволюції та з більшим кроком на пізніх етапах, коли система ставала більш рівноважною.

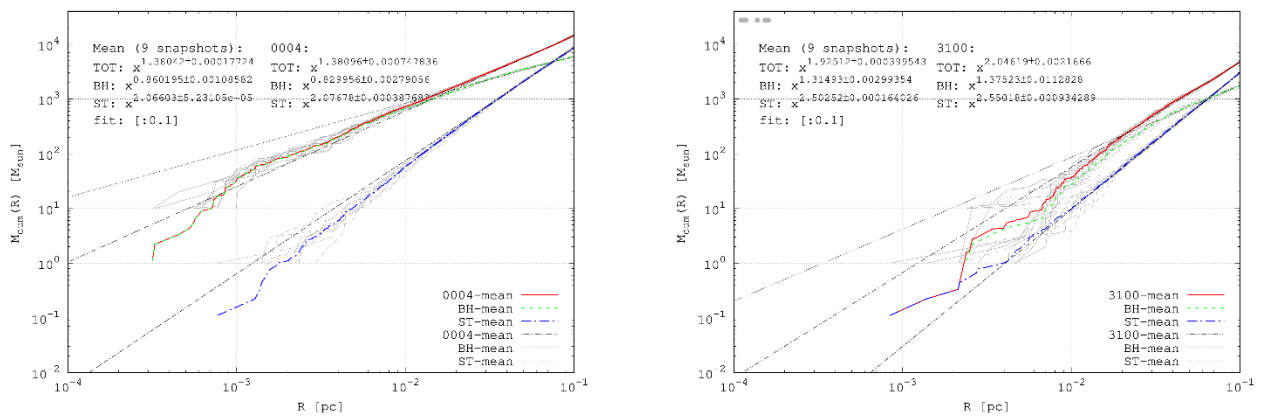


Рисунок 1.28 – Розподіл кумулятивної маси на момент часу $t=0$ млн років (ліворуч) та $t=34,5$ млн років (праворуч). Кольорові лінії відповідають усередненим величин, коли сірі лінії показують на величини з індивідуальних снапшотів. Кольори відповідають трьом різним компонентам: ЧД зоряних мас – зелений, зорі – синій, та сумарна – червоний. Чорні штрихові лінії це степенева апроксимація для усередненої кумулятивної маси кожної з компонент. Сірі великі точки вказують на положення другої ЧД, в той час як перша більш масивна ЧД завжди знаходиться в центрі розподілу.

Згідно теорії, якщо в системі є розподіл маси (негомогенна система), кожен компонент середовища буде мати свій профіль густини. Існують два граничні випадки. Якщо більш масивні частинки мають більший вклад в профіль густини, то вони будуть мати розподіл густини $\rho \propto r^{-7/4}$ (касп BW), а менш масивні частинки будуть мати розподіл $\rho \propto r^{-3/2}$. Якщо ж основний внесок у густину

роблять маломасивні частинки, то їх густина $\rho \propto r^{-7/4}$ (касп BW), а для масивної компоненти густина $\rho \propto r^{-2}$.

Для підтвердження застосування даної теорії до нашої системи ми провели аналіз розподілу кумулятивної маси M_{cum} на довгій еволюційній шкалі до 34 млн років. Було побудовано 46 усереднених за часом розподілів M_{cum} для кожного з яких було апроксимовано розподіл двох компонент (ЧД зоряної маси та зір) та повний розподіл $M_{\text{TOT,BH,ST}} = k_{\text{TOT,BH,ST}} \times r^{b_{\text{TOT,BH,ST}}}$, де r – відстань від центру розподілу, k – коефіцієнт маси, b – показник степені (рисунок 1.28). Еволюція показника степені b (рисунок 1.29), показує що компоненти системи (ЧД зоряних мас та самі зорі) не слідкують теоретично передбачуваним залежностям. Отримані результати, говорять про незастосовність розподілу BW для таких складних систем як описана вище модель.

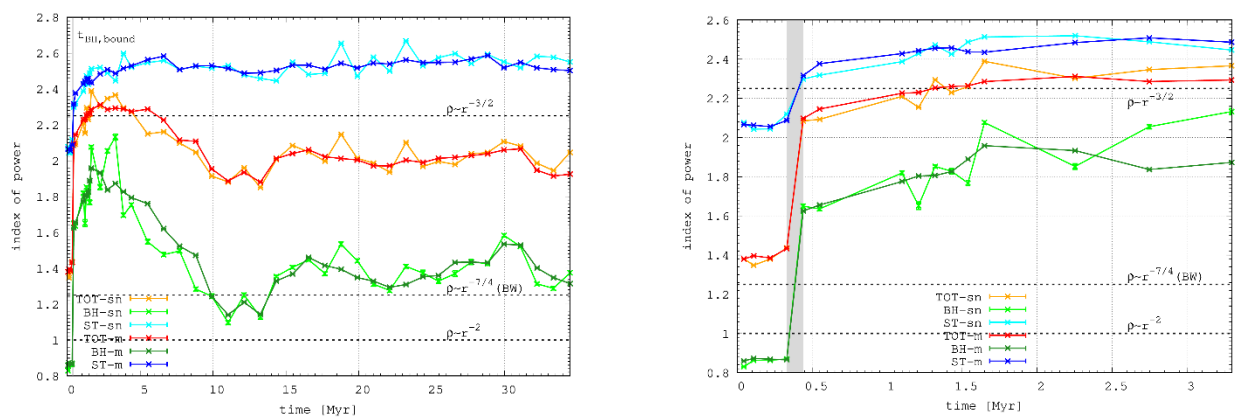


Рисунок 1.29 – Еволюція індексу степеневі функції апроксимації кумулятивної маси для NGC 205. Кольори відповідають трьом різним компонентам: ЧД зоряних мас – зелений та салаточий, зорі – синій та блакитний, та сумарна – червоний та помаранчевий. Більш яскраві кольори відповідають значенням для індивідуальних снапшотів, більш темні кольори – усереднені значення. На лівій панелі зображена повна еволюція, а на правій панелі приблизно перші 3 млн років еволюції. Сірий вертикальний прямокутник позначають час коли подвійна СМЧД стає зв'язаною. Пунктирні горизонтальні лінії показують співвідношення $\rho(r)$, яких слід дотримуватися відповідно до теорії [31].

Складна еволюція системи, яка складається з декілька компонент також може бути охарактеризована так званим часом релаксації. Для розрахунку часу релаксації було використано наступну формулу [34]:

$$t_{\text{relax}} = 0.34 \frac{\sigma^3}{G^2 m \rho \ln \Lambda} = \frac{0.34}{5} \frac{\sigma^3}{G^2 m_{\text{aver}} \rho}, \quad (1.31)$$

де G – гравітаційна постійна, σ – дисперсія швидкостей частинок, m_{aver} – усереднена маса частинки, ρ – густина середовища. Обрахований час релаксації для нашої системи на відстані яка дорівнює радіусу впливу подвійної СМЧД з часом стає все більше (рисунок 1.30). Це означає що система навіть на великій часовій шкалі не знаходиться в стані рівноваги.

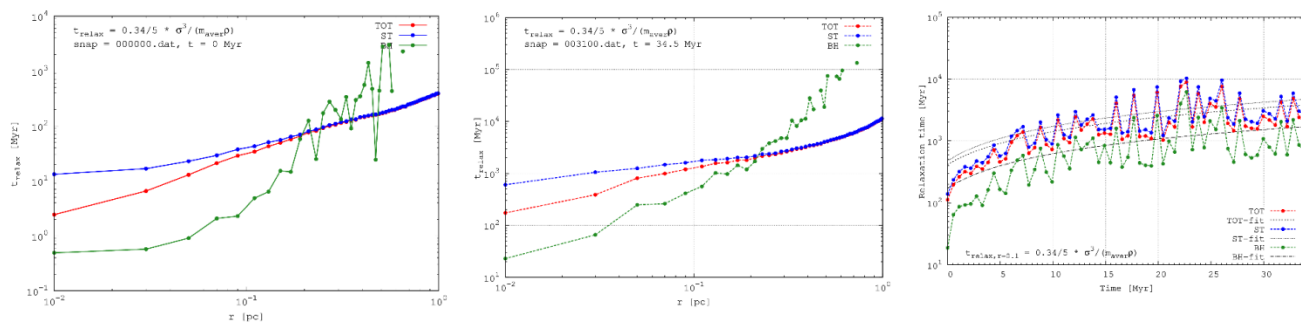


Рисунок 1.30 – Час релаксації системи для моделі NGC 205. На верхній панелі радіальні розподіли часу релаксації в початковий момент часу (ліворуч) та на $t=34,5$ млн років (праворуч). На нижній панелі показано еволюцію часу релаксації на відстані 0,1 пк від першої ЧД (це приблизно радіус впливу ЧД). Кольори відповідають трьом різним компонентам: ЧД зоряних мас – зелений, зорі – синій, та сумарна – червоний.

1.4. Розрахунок послідовного злиття подвійних надмасивних чорних дір в галактиці M32.

У роботах [1, 2] авторами було детально проаналізовано основні параметри можливого злиття НМЧД у галактиках M87, M31 і нашої Галактики. Тут здебільшого торкнемося досліджень, пов'язаних із динамікою центральних областей галактики Андромеда – M31 (з її галактики-супутника M32). Для кожного прогону ми задаємо дві галактики (первинну та вторинну) з апоцентром на ексцентричних орбітах з $e = 0.75$. Початкова відстань між центрами галактик, що зливаються, у нашому симуляції становить 15 наших модельних одиниць. Ми вибрали три різні галактики, M87, M31 та Молочний шлях (МЧ) для фізичного масштабування наших моделей. Ми використали спостережувану масу НМЧД та дисперсію швидкостей у цих галактиках, щоб

обчислити сферу впливу r_h НМЧД. Потім ми порівняли нашу модель НМЧД та її сферу впливу зі спостережуваними, щоб отримати фізичне масштабування наших моделей (див. Таблицю 1.12). Для масштабування наші моделі серії В, які мають нахил внутрішньої густини $\gamma = 1.0$, ми обрали М31.

Таблиця 1.12 Фізичне масштабування для наших моделей галактик.

Series	Galaxy	M_\bullet [M_\odot]	σ_\star [km s^{-1}]	r_h [pc]	TU [Myr]	LU [kpc]	MU [M_\odot]	c [$LU TU^{-1}$]
A	M87	6.05×10^9	325	255	3.07	2.95	6.05×10^{11}	320
B	M31	1.63×10^8	169	21.75	1.01	0.42	1.63×10^{10}	733
C	MW	4.6×10^6	103	1.4	0.62	.092	4.6×10^8	2044

Примітка. Стовпчики зліва направо: (1) початкова серія моделей галактик; (2) еталонна галактика, вибрана для фізичного масштабування моделей у стовпчику (1); (3) спостережена маса НМЧД в еталонній галактиці; (4) спостережена дисперсія швидкості; (5) спостережений радіус впливу; (6, 7, 8) модельні одиниці часу, довжини, та маси, відповідно; (9) значення c (швидкість світла), що використовується в наших симуляціях у модельних одиницях.

Проведено чисельне моделювання злиття галактик за допомогою оновленої версії прямого коду N-тіл phi-GRAPE, який спочатку було розроблено для роботи на картах GRAPE. Наш оновлений код здатен працювати на масивних паралельних кластерах, що підтримуються графічними процесорами (GPU). Для обчислення парних сил ми використовуємо параметр пом'якшення, що дорівнює 10^5 в модельних одиницях для зір і без пом'якшення для НМЧД. Для парних сил ми застосовуємо середньоквадратичне значення пом'якшення, що призводить до пом'якшення $7 \cdot 10^{-6}$ для взаємодії зоря-НМЧД і не пом'якшуються для взаємодії НМЧД-НМЧД. Релятивістські ефекти враховуються шляхом включення PN-члени до порядку PN3.5 у рівняння руху НМЧД-двійки. Більш детальну інформацію про чисельний код можна знайти в [1, 2].

Основні результати чисельного моделювання характерних часів злиття наведені у Таблиці 1.13. У загальному часі коалесценції домінує тривалість фази зіткнення трьох тіл, коли тверді бінарні SMBH втрачають енергію при зіткненнях із зоряними частинками. Однак, кінець цієї фази сильно залежить від

ексцентриситету НМЧД до початку випромінювання ГХ. Швидкість затвердіння «s», середній ексцентриситет «e» і, як наслідок, час коалесценції T_{coal} мають значний розкид через випадкову реалізацію як розподілу фазового простору, так і по функції мас. Розкид і флуктуації ексцентриситету суттєво не зменшуються для досліджуваного випадку неглибокого вістря при збільшенні кількості частинок у п'ять разів для випадку функції мас. На противагу цьому, у одно-масовому випадку демонструє дивовижно подібний ексцентриситет для всіх чисел частинок N .

Таблиця 1.13 – Результати чисельного моделювання характерних часів злиття.

Run	s	e	T_{coal} (Gyr)	Run	s	e	T_{coal} (Gyr)	Run	s	e	T_{coal} (Gyr)
A0	4.36	0.87	1.16	B0	9.07	0.85	0.43	C0	14.8	0.15	0.38
A1	6.35	0.82	1.10	B1	12.41	0.72	0.38	C1	19.88	0.41	0.30
A2	5.22	0.84	1.26	B2	12.03	0.56	0.48	C2	20.04	0.58	0.26
A3	5.99	0.56	1.78	B3	12.98	0.60	0.47	C3	19.71	0.36	0.30
A4	5.97	0.84	1.40	B4	12.72	0.46	0.47	C4	21.45	0.34	0.26
A5	6.38	0.53	1.70	B5	13.20	0.87	0.21	C5	20.18	0.28	0.27
A6	7.22	0.85	1.25	B6	13.24	0.77	0.31	C6	21.12	0.37	0.34
A7	7.42	0.93	0.56	B7	11.94	0.82	0.39	C7	17.64	0.19	0.38
A8	5.68	0.76	1.42	B8	12.21	0.65	0.47	C8	20.28	0.24	0.26
A9	5.34	0.86	0.88	B9	12.43	0.85	0.25	C9	20.81	0.29	0.33
Mean	6.17	0.78	1.26		12.57	0.70	0.38		20.12	0.34	0.30
Scatter	0.72	0.13	0.36		0.46	0.13	0.10		1.03	0.1	0.04

Примітки. Столпчики 1, 5, 9: пробіги злиття для галактик з $\gamma = 0.5$; 1.0; і 1.5, відповідно. Столпчики 2, 6, 10: швидкості затвердіння НМЧД у зоряному динамічному режимі. Столпчики 3, 7, 11: середній бінарний ексцентриситет НМЧД у зоряному динамічному режимі. Столпчики 4, 8, 12: коалесценція НМЧД разів. Два рядки внизу таблиці показують середні значення і середньоквадратичне розсіювання для симуляцій з різними функціями мас для кожної серії.

Ми визнаємо, що вплив SMF та сегрегації маси може бути переоцінений, оскільки час релаксації в моделюванні занадто малий моделюванні занадто малий через малу кількість частинок порівняно з реальними системами реалістичними системами. Тим не менше, тенденція до прискорення еволюції бінарної еволюції НМЧД цікава тим, що існують інші способи формування масивного відокремленого галактичного ядра, наприклад, за допомогою неоднорідної суміші зоряних популяцій з різним віком.

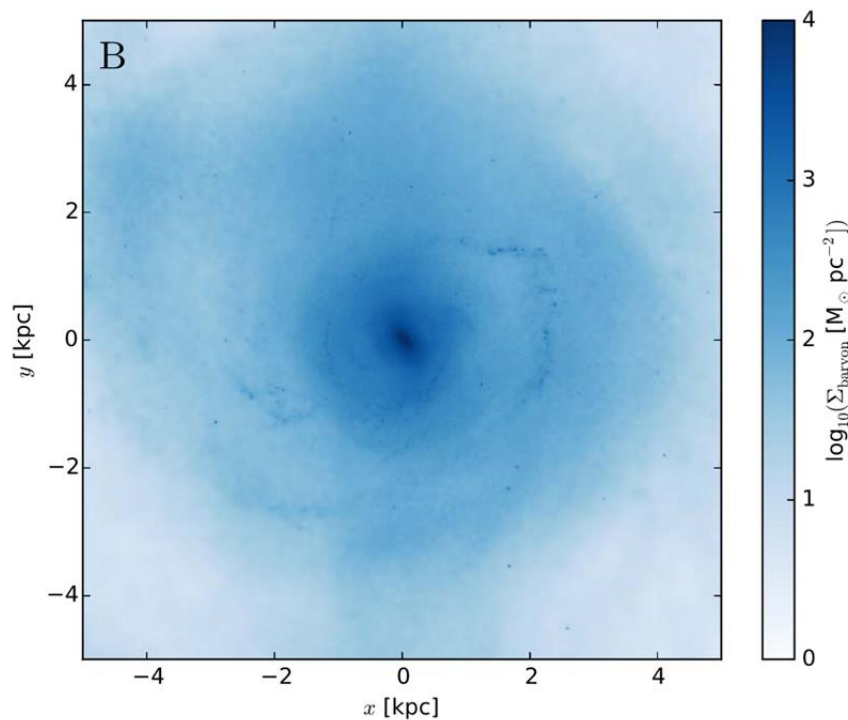


Рисунок 1.31 – Знімки баріонної густини (вигляд спереду) центральної області в момент вибору початкових даних Таблиці 1.12 для наших симуляцій.

Моделювання системи середньомасивних чорних дір (M31+M32)

При генерації моделей в рівновазі з СМЧД, наша первинна чорна діра спочатку перебувала в стані спокою в початковій точці в межах зоряного каспу. Друга СМЧД розташовувалась на відстані приблизно 50 пк з 50% колової швидкості для моделі, що призводить до середнього проміжного початкового ексцентриситету 0,5-0,6. Для галактики M32, яка демонструє значне обертання, ми обрали дві орбітальні конфігурації вторинної орбіти СМЧД; проградна та ретроградна орбіти відносно кутового моменту галактики. У незв'язаній фазі (фаза I на рисунках) параметри орбіти вторинної СМЧД розраховувались з апоцентрів зближення, а у зв'язаному стані (фаза II на рисунках) вони розраховувались за допомогою рівнянь Кеплера.

Подвійна система СМЧД не моделювалась до остаточного злиття через надзвичайно високі обчислювальні вимоги постньютонівського моделювання з великою кількістю частинок, понад 2 мільйони в нашому випадку, і подальшу потребу в чисельній відносності, коли СМЧД вступають у режим сильної гравітації. Натомість, ми моделювали подвійну систему СМЧД через фазу 3-х

тільного розсіювання до фази слабких ГХ слідуючи [3]. При переході до гравітаційно-хвильового режиму велика напіввісь подвійної СМЧД еволюціонує внаслідок комбінованого ефекту жорсткішання з боку зір та ГХ. Ми приймаємо швидкість жорсткішання з боку зір і ексцентриситет з пізньої фази нашого прямого N -тільного моделювання та додаємо зміцнення з боку ГХ [35] до злиття.

Щоб вивчити еволюцію пари СМЧД в ядрі М 32, ми додали другу ЧД з масою рівною $1/5$ маси першої ЧД ($=5 \times 10^5 M_{\odot}$) на відстані $r_{\text{init}}=54$ пк, що є половиною ефективного радіуса балджа. Друга СМЧД мала швидкість рівну 50% колової швидкості на відстані r_{init} . Ми помістили другу ЧД на проградну та ретроградну орбіти з урахуванням значення обертання галактики.

На рисунку 1.32 показана еволюція великої піввісі та ексцентриситету орбіти пари СМЧД. У фазі динамічного тертя проградна орбіта ефективно зменшується, тоді як ретроградна орбіта відчуває затримку (ліва панель), що видно з більш тривалого часу формування подвійної системи для ретроградного випадку: формування подвійної системи відбувається при $T_b=13$ млн років для проградної орбіти та $T_b=18$ млн років для ретроградної орбіти. Проградна подвійна система має дуже малий ексцентриситет і залишається на майже колій орбіті протягом усієї своєї еволюції, тоді як ретроградна подвійна система має $e \approx 0,99$ і зменшується до $e \approx 0,9$ у фазі жорсткої подвійної системи, знову повільно зростаючи з часом. Ми також спостерігаємо, що орбітальна площа подвійної системи перевертається у ретроградному випадку так, що вона вирівнюється з кутовим моментом системи, що було виявлено раніше [35]. Ці результати загалом узгоджуються з попередніми дослідженнями [36], де ми виявили швидкий орбітальний розпад і колову форму орбіти для подвійних систем, що обертаються разом, і затримку орбітального розпаду, що супроводжується зростанням ексцентриситету для протилежних орбіт у широкому діапазоні масових співвідношень.

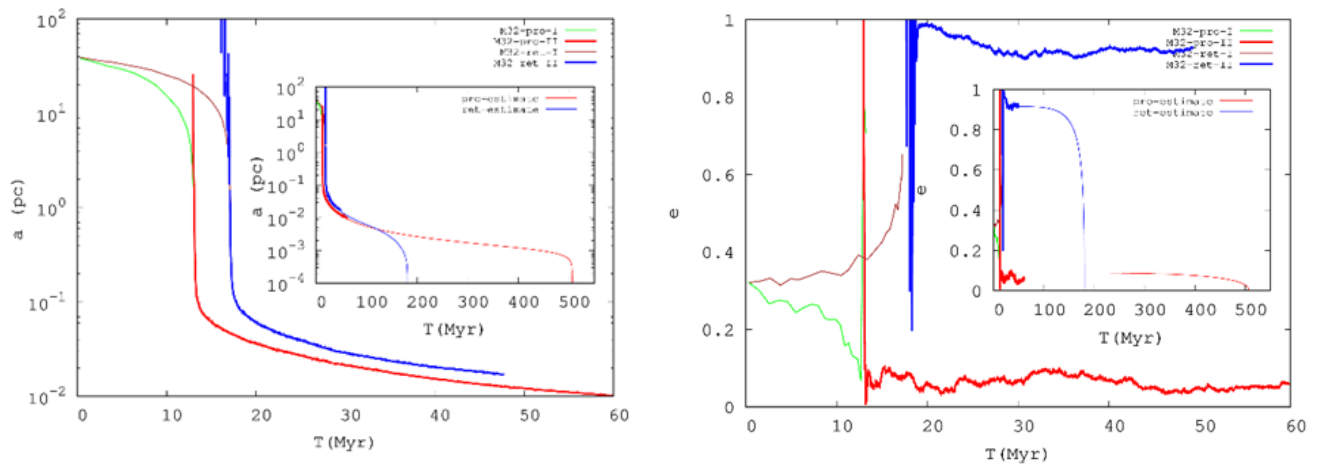


Рисунок 1.32 – Еволюція великої піввісі (зліва) та ексцентриситету (праворуч) подвійної СМЧД для ретроградної та проградної моделей орбіт для М 32. Внутрішні графіки показують повну еволюцію великої піввісі та ексцентриситету для подвійної СМЧД від початку моделювання до злиття. Під час фази I СМЧД система не зв'язана гравітаційно, відповідно велика піввісь та ексцентриситет визначені за допомогою параметрів апоцентру та періцентру. Після того як система стає зв'язаною (фаза II, представлена більш товстою лінією) використовувалось стандартне кеплерівське визначення. Після закінчення моделювання були оцінені подальша еволюція, яка представлена тонкою лінією на внутрішніх графіках.

В обох випадках наприкінці фази динамічного тертя утворюються кеплерівські подвійні системи, а великі піввісі швидко зменшуються. Швидка фаза зменшення великої піввісі перетворюється на більш стійку в режимі жорсткої подвійної. Для проградної орбіти перехід до жорсткої подвійної відбувається на $T_{hb}=15$ млн років, а для ретроградного випадку — на $T_{hb}=20$ млн років. Зменшення швидкості скорочення великої піввісі на цій фазі безпосередньо пов'язане зі зменшенням центральної густини, оскільки подвійна система очищає ядро через трьохтільне розсіювання (див. ліву панель рисунку 1.33).

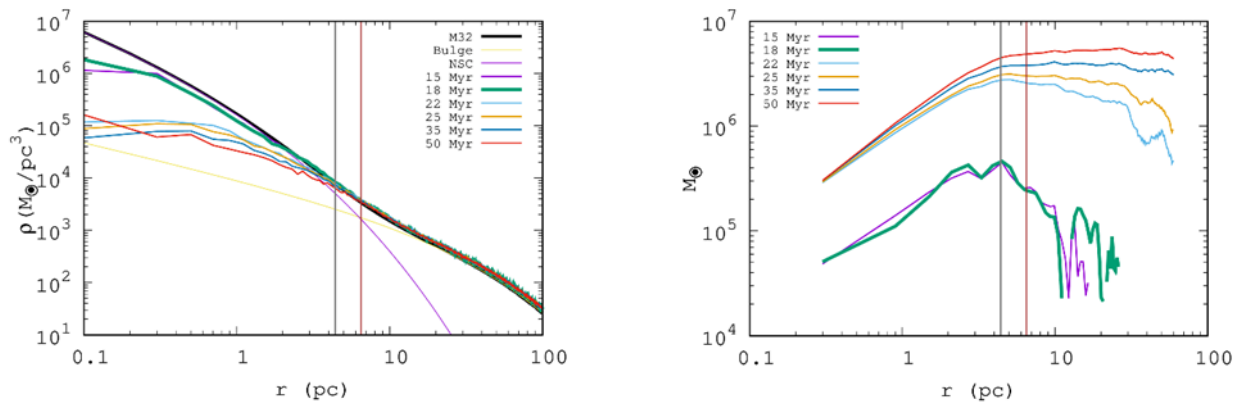


Рисунок 1.33 – Еволюція профілю густини (зліва) та кумулятивної маси (праворуч) для ретроградного моделювання М 32. Товста зелена лінію відповідає часу формування подвійної системи. Вертикальна коричнева лінія вказує на радіус впливу подвійної системи після формування СМЧД подвійної. Вертикальна сіра лінія вказує на ефективних радіус ЯЗС.

Швидкість зміцнення «s», отримана шляхом знаходження нахилу прямої лінії, що відповідає еволюції $1/a$ для проградних та ретроградних подвійних систем, дуже схожа, $1,94 \text{ пк}^{-1} \text{ млн років}$ та $1,77 \text{ пк}^{-1} \text{ млн років}$ відповідно. Подальша еволюція подвійної системи СМЧД була доведена до фази ГХ та злиття, як це показано на рисунку 1.3 (внутрішні панелі). Вони показують еволюцію великої піввісі та ексцентриситету подвійної СМЧД для проградного та ретроградного моделювань.

Час злиття ЧД у проградній конфігурації становить 510 млн років (таблиця 1.13). У ретроградній конфігурації ми оцінюємо час злиття для значення ексцентриситету $e \approx 0,9$. У ретроградній подвійній системі спостерігається набагато швидший час злиття ЧД 180 млн років через її високий ексцентриситет (таблиця 1.13). Навіть коли подвійна система складається з компонент різної маси ми знаходимо час злиття порядку кількох сотень мільйонів років завдяки вищій центральній густині зірок у ядерного зоряного скупчення (ЯЗС) М 32.

Таблиця 1.14 – Початкові параметри СМЧД, материнської галактики М 32 та кінцевий час злиття подвійної системи.

Мод.	$M_{\text{ВВН}}$, $10^6 M_{\odot}$	ρ_0 , $M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$	r_h , <u>пк</u>	ρ_{th}	v/σ	$M_{\text{NSC}}/M_{\text{В}}$ ВН	s , $\text{пк}^{-1} \text{ млн р.}^{-1}$	e_f	T_{coal} , млн р.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
М32- ретр.	3.0	10^7	6.5	10^4	0.7	4.83	1.94	0.91	182
М32- про.	—	—	—	—	—	—	1.77	0.09	506

Примітка: (1) назва моделі, (2) маса подвійної системи, (3) центральна зоряна густина, (4) радіус впливу подвійної СМЧД, (5) зоряна густина на радіусі впливу, (6) відношення обертальної швидкості до дисперсії швидкостей, (7) відношення маси ЯЗС до маси подвійної СМЧД, (8) темп жорсткішання подвійної СМЧД, (9) ексцентриситет подвійної СМЧД в кінці моделювання, (10) час злиття.

Еволюція подвійної СМЧД частково руйнує ЯЗС, зокрема, коли система переходить від м'якої до жорсткої фази подвійної. Ми відзначаємо явне зменшення зоряної маси, яке виходить за межі ефективного радіуса ЯЗС, що свідчить про те, що зіткнення з зорями, що відбуваються у балджі, також мають вирішальне значення для зміцнення подвійної СМЧД. Радіус впливу подвійної СМЧД збільшено з 1,6 пк до 2,9 пк, головним чином через розмивання активної зони, а також через те, що потрібно брати до уваги другу СМЧД.

Права панель рисунку 1.33 показує кумулятивний дефіцит маси, розрахований шляхом порівняння профілів маси в початковий і пізніший певний час. Існує явний різкий стрибок дефіциту маси між часом утворення подвійної системи та фазою жорсткої подвійної. Пізніше дефіцит маси постійно збільшується до кінця нашого циклу. Дефіцит маси досягає максимуму при 26,7 пк, що знаходиться далеко за межами ефективного радіуса ЯЗС (4,4 пк), що ще більше підтверджує наш висновок про те, що у фазі жорсткої подвійної зустрічі зір з подвійною системою відбуваються з центрофільних орбіт у балджі при більших радіусах. Ми оцінюємо загальний дефіцит маси, спричинений подвійною системою у $1,85M_{\text{СМЧД}}$.

1.5. Дослідження впливу спінів надмасивних чорних дір на час злиття і на амплітудно-частотні характеристики гравітаційних хвиль, що виникають під час злиття.

Початкова орбіта подвійних систем була в площині XU (рисунок 1.34) і кожна ЧД мала своє власне значення спіну:

$$|\mathbf{S}_{1,2}| = \chi_{1,2} \frac{G m_{1,2}^2}{c}, \quad (1.32)$$

де G — гравітаційна постійна, $m_{1,2}$ — маса кожної з ЧД, а $\chi_{1,2} \in [0,1]$ — безрозмірна величина спіну (далі ми будемо використовувати термін спін саме в цьому значенні). Безрозмірна величина спіну була обмежена значеннями 0, 1 або -1 незалежно для двох ЧД у трьох напрямках x , y , z . Загальна кількість комбінацій відносних спінів для двох ЧД становить 49. Ефективний параметр спіну зближення вимірює усереднене обертання вздовж осі орбітального моменту, яке можливо отримати зі спостережних форм гравітаційних хвиль:

$$\chi_{\text{eff}} = \frac{m_1 \chi_1 \cos \theta_1 + m_2 \chi_2 \cos \theta_2}{m_1 + m_2}, \quad (1.33)$$

де $M = m_1 + m_2$ — загальна маса подвійної системи ЧД, $\theta_{1,2}$ — кут між індивідуальними вектором спіну $\mathbf{S}_{1,2}$ та вектором орбітального кутового моменту \mathbf{L} . У той же час загальний кутовий момент подвійної системи:

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2. \quad (1.34)$$

Іншим значенням, отриманим із спостережень, є чірп маса:

$$M \equiv (m_1 m_2)^{3/5} (m_1 + m_2)^{-1/5}, \quad (1.35)$$

де для індивідуальних мас ЧД виконуються умови $m_2 \leq m_1$, тобто співвідношення мас дорівнює $q = m_2/m_1$.

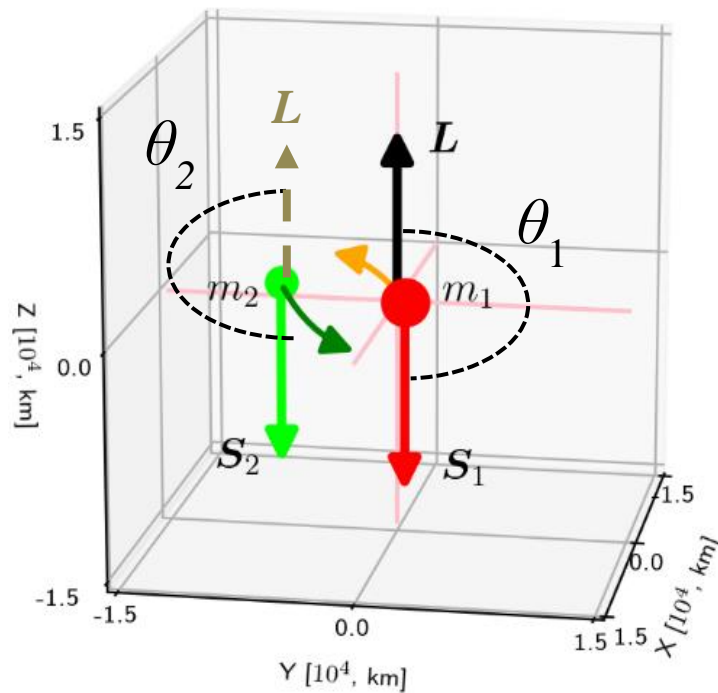


Рисунок 1.34 – Початкова конфігурація системи подвійних ЧД з масами $m_{1,2}$ кожна з яких має свій індивідуальний спін $S_{1,2}$. Показано кут $\theta_{1,2}$ між індивідуальними спінами та орбітальним кутовим моментом L .

Для чисельної динамічної еволюції ми використовували N -тільний ϕ -GPU код, зменшуючи кількість частинок до двох ЧД [2, 3]. Прискорення для частинки ЧД з постньютонівськими членами до 2,5 PN, включеними спін-орбітального (позначено SO) і спін-спін (позначено SS) членами [37-40] можна записати у формі:

$$\frac{dv}{dt} = \mathbf{a}_N + \frac{\mathbf{a}_{1PN}}{c^2} + \frac{\mathbf{a}_{1.5PN,SO}}{c^2} + \frac{\mathbf{a}_{2PN}}{c^4} + \frac{\mathbf{a}_{2PN,SS}}{c^4} + \frac{\mathbf{a}_{2.5PN}}{c^5} + \frac{\mathbf{a}_{2.5PN,SO}}{c^5} + O\left(\frac{1}{c^6}\right), \quad (1.36)$$

де \mathbf{a}_N — ньютонівське прискорення, $\mathbf{a}_{1PN,2PN,3PN}$ — консервативні члени, $\mathbf{a}_{2.5PN,3.5PN}$ — дисипативні члени, які відповідають випромінюванню ГХ. Для простого обчислення форми сигналу ми використали вираз квадрупольного члена ГХ і отримали поляризовані напруження ГХ h_+ та h_\times з тензора h^{ij} [41].

Вплив спінів чорних дір на час злиття та форму гравітаційних хвиль. Ми отримали час злиття T_{merge} для 16 подвійних ЧД з моделювання з низькою роздільною здатністю у часі. Подвійні ЧД мали наступні характеристики: загальна маса 106 – 595 M_\odot , відношення мас 0.05 – 0.82, велика піввісь орбіти 0.5 – 697 R_\odot , ексцентриситет 0.09 – 0.99. Отримані результати по часу злиття (та

подальші форми ГХ) масштабуються та лишаються чинними для надмасивних ЧД. Спінові постньютонівські корекції нехтувалися. Злиття подвійні ЧД вважалося завершеним коли відстань між компонентами сягала 5 Шварцшильдівських радіусів. Моделювання повторювались кілька разів із вищою роздільною здатністю в часі кожного разу, щоб досягти моменту, коли відстань падала нижче $\approx 1000R_{\text{Sch}}$, це дало нам $16 \times 3 = 48$ моделювань. З цього моменту ми вмикали спін-спін та спін-орбітальні терми та моделювали 16 подвійних систем із 49 відносними комбінаціями спінів із достатньою часовою роздільною здатністю, щоб мати 100 точок на кожній орбіті, що остаточно дає нам $16 \times 49 = 784$ моделювань. Підсумовуючи, кількість моделювань з низькою та високою роздільною здатністю по часу становить 832.

Метою дослідження було зрозуміти, як ми можемо спостерігати системи з ненульовими індивідуальними спінами. Для кожної подвійної системи з різними комбінаціями спінів ми отримали форми хвилі та частотно-часові зображення для поляризацій h_+ та h_\times (рисунок 1.35). Початковий орбітальний кутовий момент L завжди мав напрямок по вісі z .

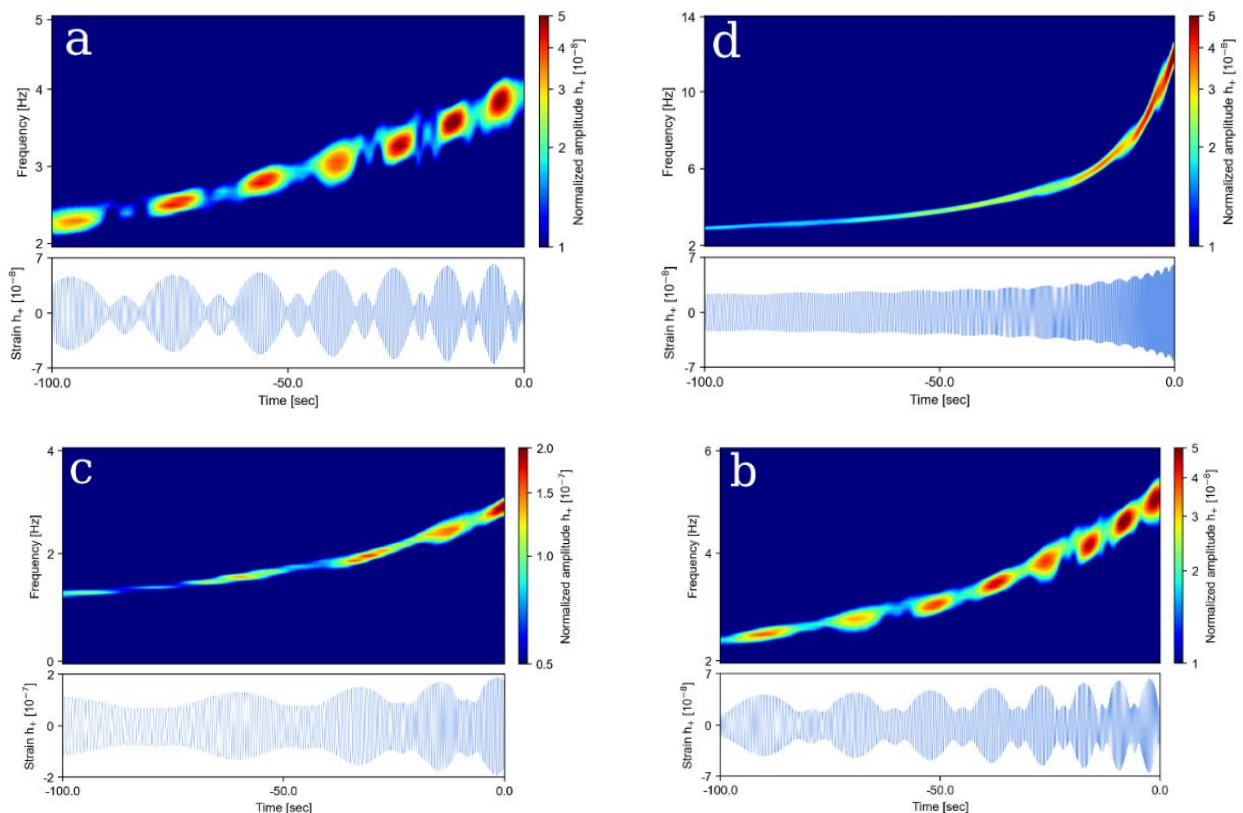


Рисунок 1.35 – Частотно-часове представлення (зверху) даних напруження

(знизу) для гравітаційних хвиль поляризації h_+ від подвійних ЧД з різним відношенням мас: (a) – $q=0,049$, (b) – $q=0,064$, (c) – $q=0,167$, (d) – $q=0,174$. Дані відображаються за останні 100 секунд злиття. Індивідуальні безрозмірні параметри спінів $\chi_0 = \chi_1 = [-1, 0, 0]$.

Ми порівняли форми хвиль і частотно-часові зображення для всіх наших 16 подвійних систем із відношенням мас від 0,049 до 0,817 і виявили, що при відношенні мас 0,2 важко спостерігати ефект биття у сигналі ГХ. Сигнал починає бути більш безперервним на частотно-часовій карті зі збільшенням співвідношення мас, рисунок 1.36.

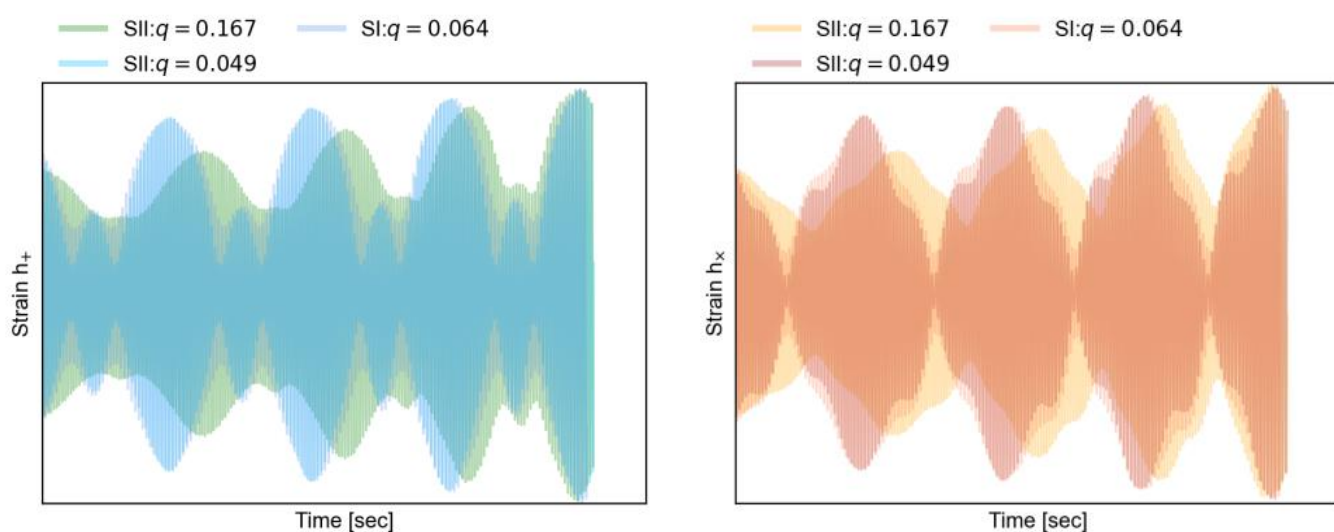


Рисунок 1.36 – Форма ГХ для двох поляризацій h_+ (ліворуч) та h_x (праворуч) на малому часовому масштабі. Кольори відповідають різним відношенням мас для ЧД.

РОЗДІЛ 2. Динамічний розрахунок газопилового тору за допомогою задачі N-тіл

2.1. Аналіз похибок та стійкості інтегрування газопилового тору.

Для оцінки загальної похибки інтегрування чисельного коду при розрахунках динаміки галактичного тору ми провели детальний аналіз похибок інтегрування за енергією для початкової кількості частинок $N=8000$ з різними параметрами інтегрування, рисунок 2.1.

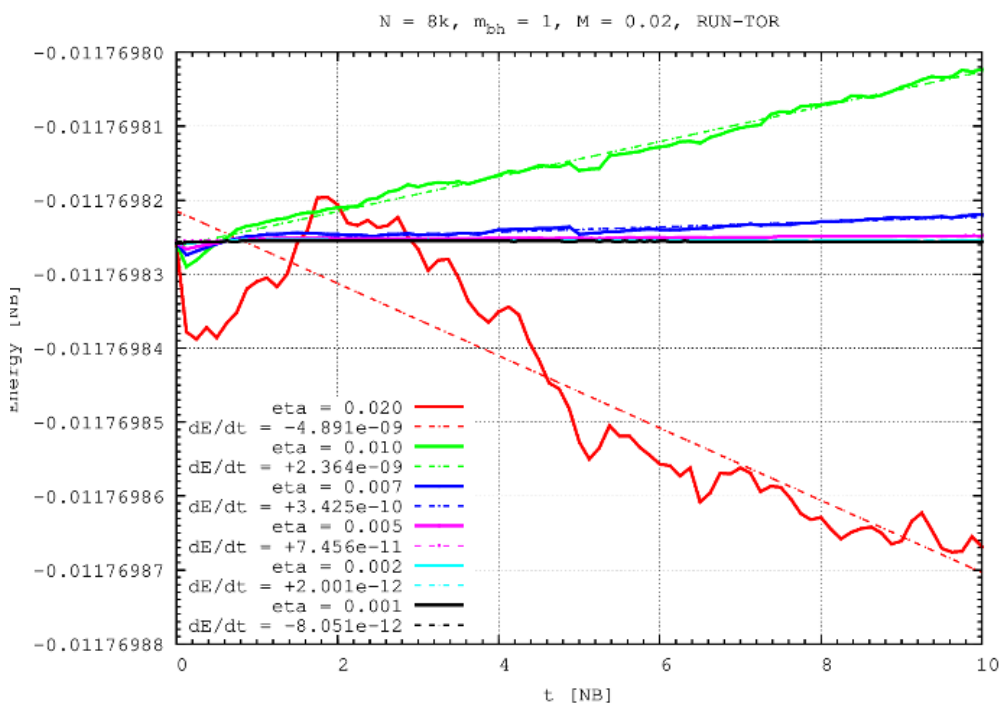


Рисунок 2.1 – Похибки інтегрування за енергією.

Ми обрали наступні значення параметрів інтегрування (0.02, 0.01, 0.007, 0.005, 0.002 та 0.001). Як видно с рисунку 2.1, похибки інтегрування за енергією після значення $\eta=0.007$ стають менше ніж $3 \cdot 10^{-10}$, що дозволяє навіть при довготривалому інтегруванні (приблизно більше ніж 1000 обертів тору) зберігати початкові значення енергії на постійному рівні.

Детальний аналіз відносних похибок інтегрування на кожному часовому кроці представлені на рисунку 2.2. На рисунку 2.2-а детально представлено початковий етап інтегрування (під час встановлення віріальної рівноваги) для різних параметрів інтегрування. На рисунку 2.2-б представлено результати відносних похибок інтегрування для різної кількості хмар. Як видно з рисунку 2.2-б, навіть для $N=128000$ частинок, довготривалі кумулятивні

відносні похибки нижче ніж $5 \cdot 10^{-8}$.

На рисунку 2.3 представлено трьох-вимірне зображення початкового та фінального станів газопилового тору в галактиці NGC 1068. Калібрування кольору відповідає значенням щільності в торі в діапазоні значень від $7.9 \cdot 10^{-8}$ до $1.5 \cdot 10^{-2}$ в нормувальному значенні щільності (N-body units). Візуалізація тору виконана в програмному забезпеченні «Glnemo2» [42].

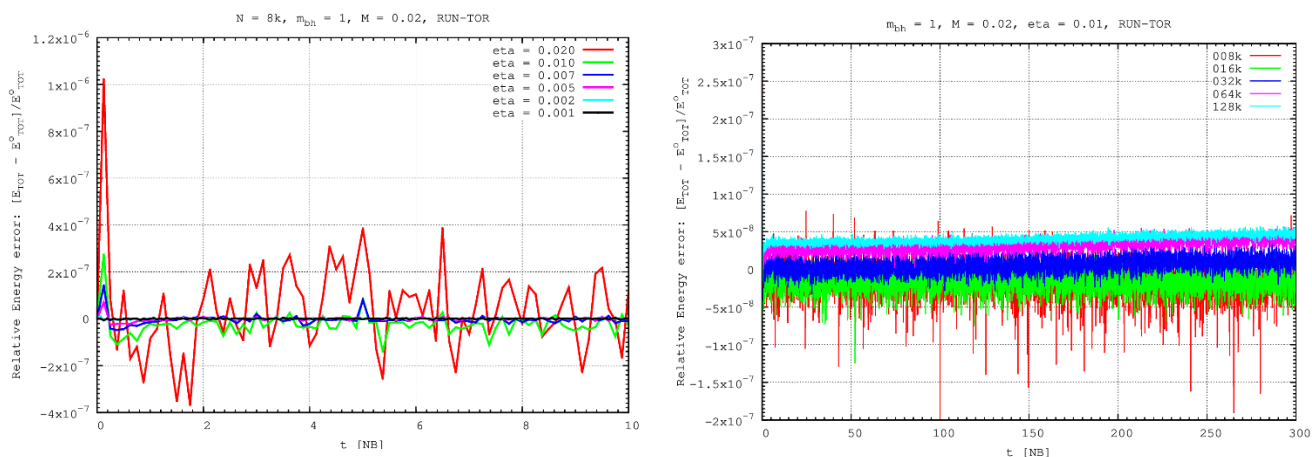
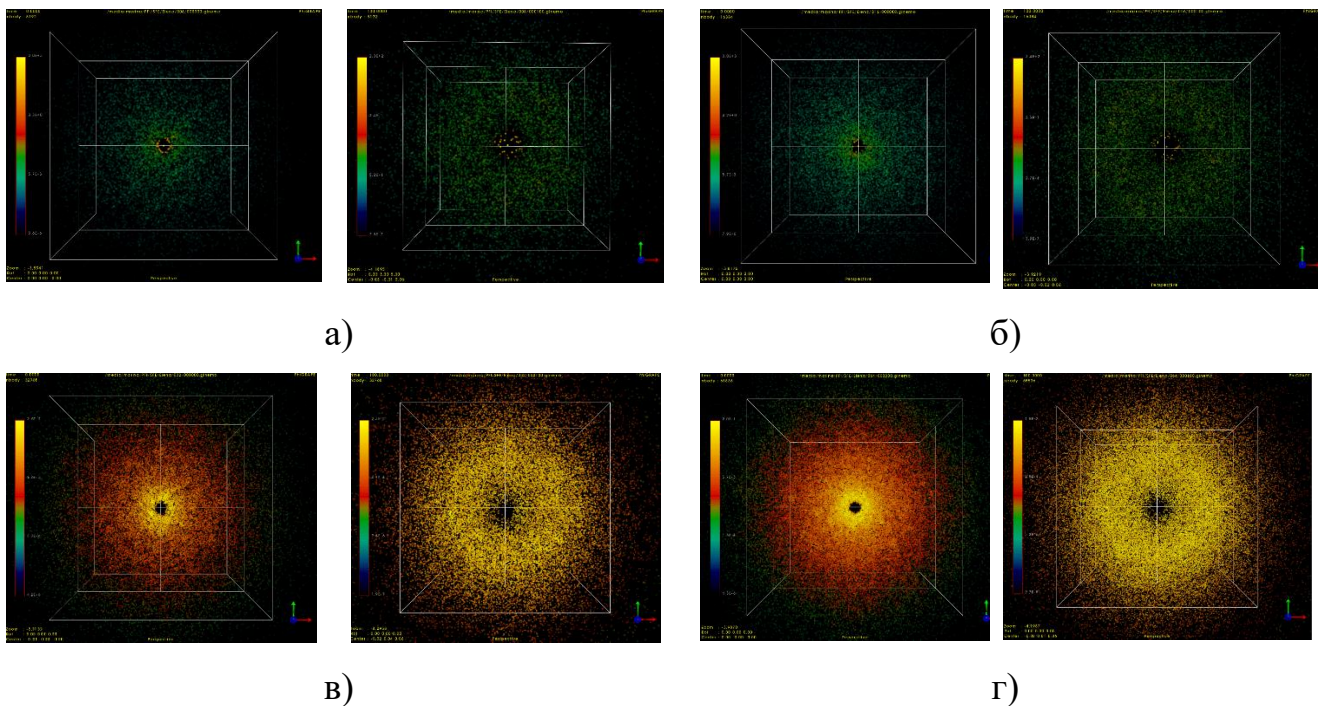
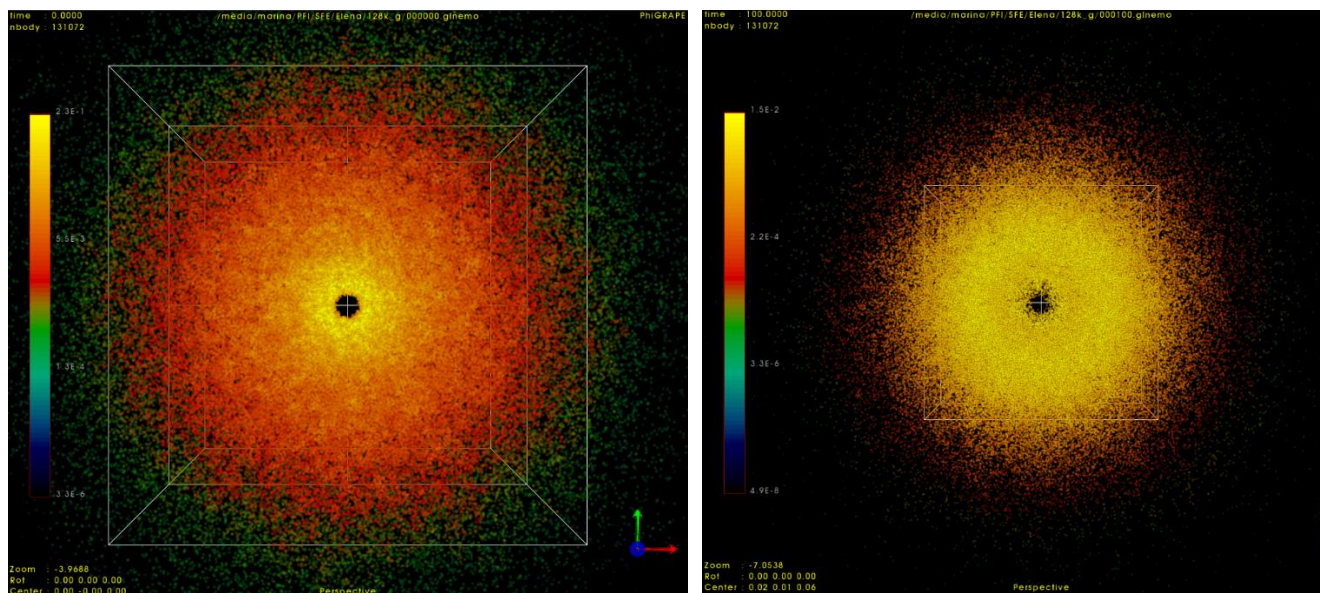


Рисунок 2.2 – Розподіл відносних похибок інтегрування на кожному часовому кроці. Ліва панель – відносні похибки на початковому етапі інтегрування. Права – відносні похибки інтегрування для різної кількості хмар.





д)

Рисунок 2.3 – Початковий та кінцевий стани газопилового тору в галактиці NGC 1068. Панель а: зліва – початковий стан, справа – фінальний стан для $N=8000$; Панель б: зліва – початковий стан, справа – фінальний стан для $N=16000$; Панель в: зліва – початковий стан, справа – фінальний стан для $N=32000$; Панель г: зліва – початковий стан, справа – фінальний стан для $N=64000$; Панель д: зліва – початковий стан, справа – фінальний стан для $N=128000$.

2.2. Дослідження впливу ефектів дисипації на стабільність газопилового тору та темпу акреції.

Основний механізм полягає в тому, що при тісних зближеннях хмари зіштовхуються, що призводить до їх нагрівання. При цьому частина кінетичної енергії перетворюється на теплову, тобто присутні процеси дисипації. З одного боку, дисипація може призводити до того, що перетин тора ставатиме більш плоским внаслідок того, що хмари, втрачаючи енергію, можуть переходити на більш близькі до центральної маси орбіти та мати менші значення нахилів. При цьому важливим питанням є можливість збереження тором геометрично товстої форми, чого вимагає уніфікована схема АЯГ [43, 44]. З іншого боку, роль дисипації дуже важлива для забезпечення режиму акреції речовини на НМЧД, що, у свою чергу, має забезпечувати високу світність АЯГ. Також важливим динамічним компонентом є вітер, який впливає на темп акреції та за достатньої потужності може її зупинити. Таким чином, вітер повинен відігравати роль

регулятора акреції, тому, враховуючи ефекти дисипації, ми також повинні враховувати вплив вітру. У даних моделюваннях, окрім врахування гравітаційної взаємодії між усіма компонентами системи, ми також враховуємо усі ці фактори.

а) *Дисипація при взаємодії між хмарами*

Ефекти дисипації ми враховуємо наступним чином. На кожному кроці ми рахуємо кількість тісних зближень і для хмар, що знаходяться на відстанях, порівняних із софтинг-параметром, ми зменшуємо кінетичну енергію враховуючи також компоненти імпульсу. Параметром є коефіцієнти дисипації q , що визначає частку зменшення кінетичної енергії при дисипації у порівнянні із початковим значенням.

б) *Акреція хмар на центральну машину*

При акреції хмари підживлюють акреційний диск із подальшим падінням на чорну діру. Масштаб акреційного диска приблизно відповідає 1000 гравітаційних радіусів, що в нормованих одиницях відповідає значенню близько 10^{-2} від радіуса тора. Також за порядком величини це відповідає радіусу сублімації пилу. Подальше падіння речовини призводить до зростання маси чорної діри. Таким чином ми вводимо в алгоритм умову, що, як тільки хмара перетинає сферу відповідного радіуса, ми виключаємо цю хмару із задачі багатьох тіл, але при цьому центральна маса збільшує своє значення на величину маси цієї хмари.

в) *Вітер*

Основним механізмом формування вітру ми розглядаємо тиск випромінювання від акреційного диска з радіальною залежністю $F_{wind}(r)$. Ми також враховуємо кутову залежність вітру, тобто той факт, що максимальний вплив вітер має уздовж осі z та мінімальний в екваторіальній площині. Таким чином, сила вітру має вигляд:

$$F_{wind} \sim k \frac{1}{3r^2} \cos\theta(1 + 2\cos\theta), \quad (2.1)$$

де k — частка сили вітру від гравітаційної сили з боку центральної маси, кут θ відраховується від осі симетрії тора. При цьому сила з боку вітру має узгоджуватися із коефіцієнтом дисипації таким чином, щоб забезпечувати акрецію.

Ми здійснили декілька запусків, що відповідають різним значенням коефіцієнта дисипації: $q = 10^{-3}, 2 \cdot 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-3}$. Перші два експерименти відповідають 100 періодам моделювань (16 періодів обертання), а третій – 28 періодам моделювання (4.5 періоди обертання). Для усіх запусків ми обирали коефіцієнт $k=1$ у формулі (2.1).

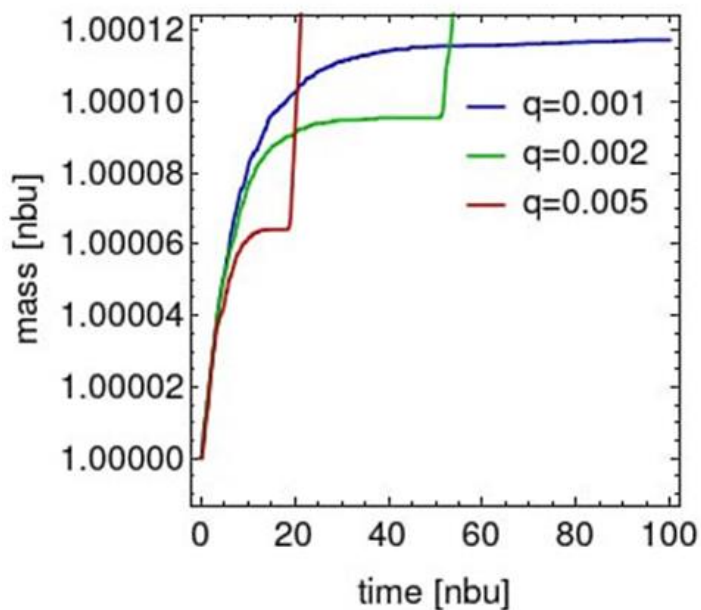


Рисунок 2.4 – Функція зростання маси НМЧД за рахунок акреції з урахуванням дисипації та вітру для трьох експериментів.

На рисунку 2.4 зображено криві зміни маси НМЧД за рахунок акреції. Видно, що при малому значенні коефіцієнта дисипації $q = 10^{-3}$ на початковому етапі функція маси зростає, а потім виходить на «плато». При збільшенні коефіцієнта дисипації у два рази ($q = 2 \cdot 10^{-3}$) це плато має певну довжину, а потім знову продовжується ріст маси. На рисунку 2.2 показано поле швидкості хмар у проекції на екваторіальну площину. Видно, що за малої дисипації акреція практично відсутня. Навпаки, для більш високого темпу акреції центральна область заповнена частинками (середній та правий рисунки). У даному випадку модель АЯГ стає більш самоузгодженою, оскільки процес акреції на НМЧД тут пов'язаний із процесом акреції на диск із тора.

На рисунку 2.3 показано проекцію хмар на меридіональну площину. Видно, що тор залишається геометрично товстим, що якраз вимагає уніфікована

схема АЯГ та умови затінення. Ми порівняли глобальний розподіл хмар з результатами моделювань без дисипації: суттєвих відмінностей для даних експериментів між формою перетину тора поки не виявлено.

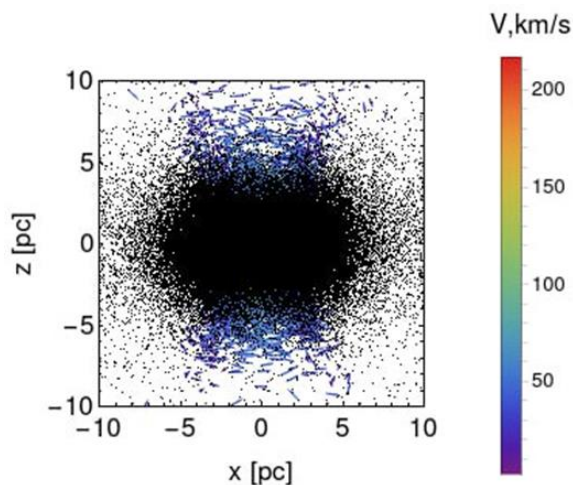


Рисунок 2.5 – Проекція на меридіональну площину поля швидкостей хмар для $q=10^{-3}$.

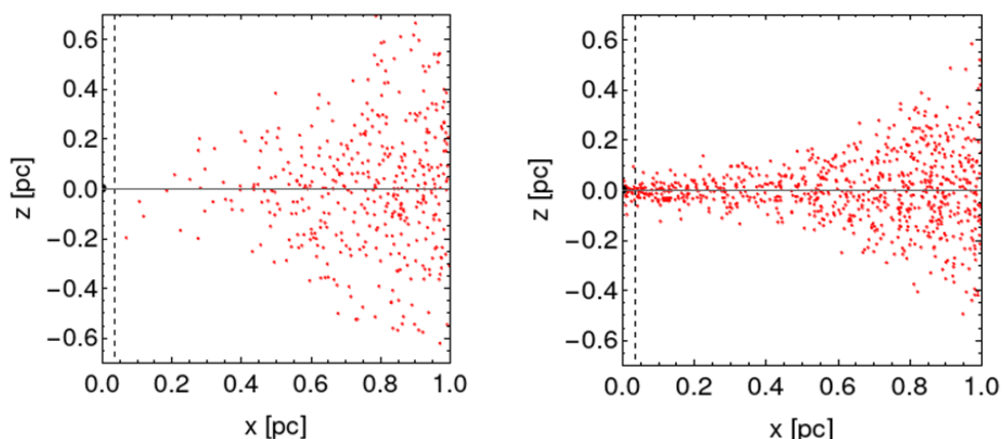


Рисунок 2.6 – Проекція на меридіональну площину розподілу хмар в околиці акреційного радіусу (пунктирна лінія) для $q=10^{-3}$ (зліва) та $q=5 \cdot 10^{-3}$ (праворуч).

На рисунку 2.6 відображено розподіли хмар в околиці центральної машини. Добре видно, що для низького значення коефіцієнта дисипації акреція дуже слабка. Навпаки, при збільшенні дисипації акреція значно зростає. При цьому хмари акреціюють у вузькому каналі поблизу екваторіальної площини. Одним із важливих питань є динаміка хмар у вітрових конусах: чи можуть хмари під дією вітру покинути систему, виходячи на гіперболічні орбіти? Таку інформацію дають розподіли за елементами орбіт. Наближено для цього ми

можемо розглядати задачу двох тіл (центральна маса та хмара) для даних моментів часу.

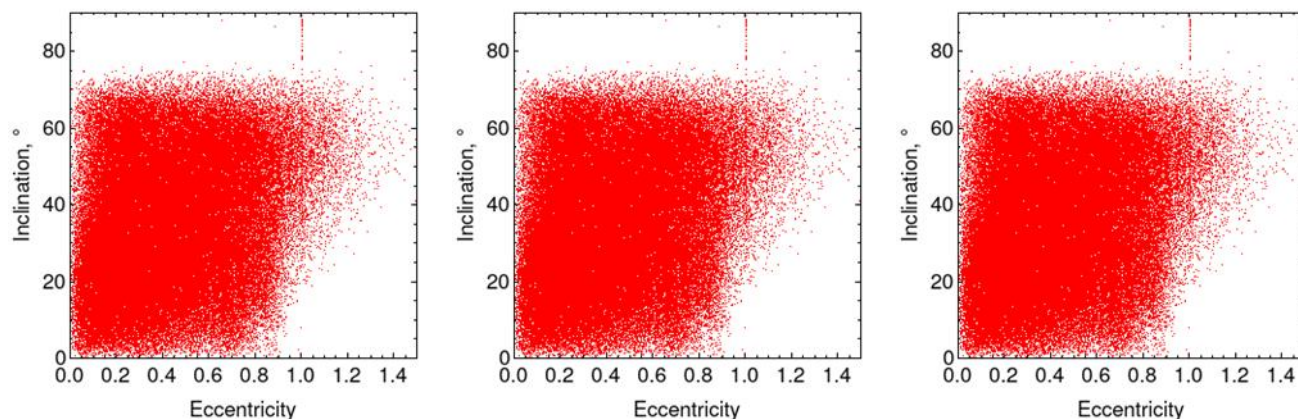


Рисунок 2.7 Розподіл хмар за нахилом та ексцентриситетом. Зліва направо – збільшення коефіцієнта дисипації.

Із рисунка 2.7 видно, що при більшому значенні коефіцієнта дисипації хмари з дуже витягнутими орбітами поблизу екваторіальної площини практично відсутні. Можливим поясненням пов'язане з тим, що ці хмари часто зіштовхуються, втрачають кінетичну енергію та мігрують у центральну область уже по орбітах, що близьку до кругових. Також видно наявність хмар, які рухаються по гіперболічних орбітах. Таких хмар нараховується близько 5000 для усіх експериментів з різними значеннями коефіцієнта дисипації. Подібних орбіт більше на великих нахилах, що пов'язано із впливом вітру. Також присутня мала частка хмар у вигляді острова на середній та правій діаграмах гіперболічні орбіти поблизу екваторіальної площини. Можливе пояснення – це те, що ці хмари спочатку рухалися по дуже витягнутих орбітах в екваторіальній площині і в результаті випадкових зближень були викинуті. При цьому площина їх орбіти не змінилася.

2.3. Дослідження впливу ефектів зовнішньої акреції на еволюцію тору в NGC 1068.

Нещодавні спостереження міліметрового інтерферометра ALMA спільно із більш ранніми результатами інтерферометрів VLBI та VLA для мазерного випромінювання продемонстрували нетривіальну динаміку в газопиловому торі

ядра сейфертівської галактики NGC 1068: обертання внутрішньої області тора у протилежному напрямку відносно до зовнішньої [45-48]. Така динаміка в межах суцільного середовища нестійка та має призводити до колапсу системи. Було зроблено декілька припущень стосовно природи можливого механізму:

1. Видимий ефект пов'язаний із впливом вітру на хмари у горлі тора з урахуванням орієнтації останнього відносно спостерігача та ефектів затінення. У попередній частині нашого проекту та в [46] було показано, що видиме контробротання може виникати в такій системі, якщо вітер є асиметричним, тобто вісь вітру не співпадає з віссю симетрії тора.

2. Зовнішня акреція із тора на центральний диск. А саме, вплив системи із подвійної чорної діри, обертання компонентів якої навколо спільного центру мас є протилежним до обертання тора, що може призводити до падіння речовини на акреційний диск. Таке припущення було зроблено в роботі [48] з аналітичними оцінками в межах наближення суцільного середовища.

3. Зовнішня акреція із оточуючого середовища на тор, коли акреціуюча маса має протилежний напрямок обертання до основного напрямку обертання у торі. Для перевірки можливості виникнення контробротання в системі подвійної чорної діри ми виконали ряд чисельних експериментів для НМЧД однакових мас та різного відношення маси тора до їх сумарної маси. Моделювання виконувалися для $N=128k$ частинок. Відстань між ЧД є параметром, але для оцінки ефектів ми обрали фіксоване значення, яке дорівнює 0.137 у нормованій системі.

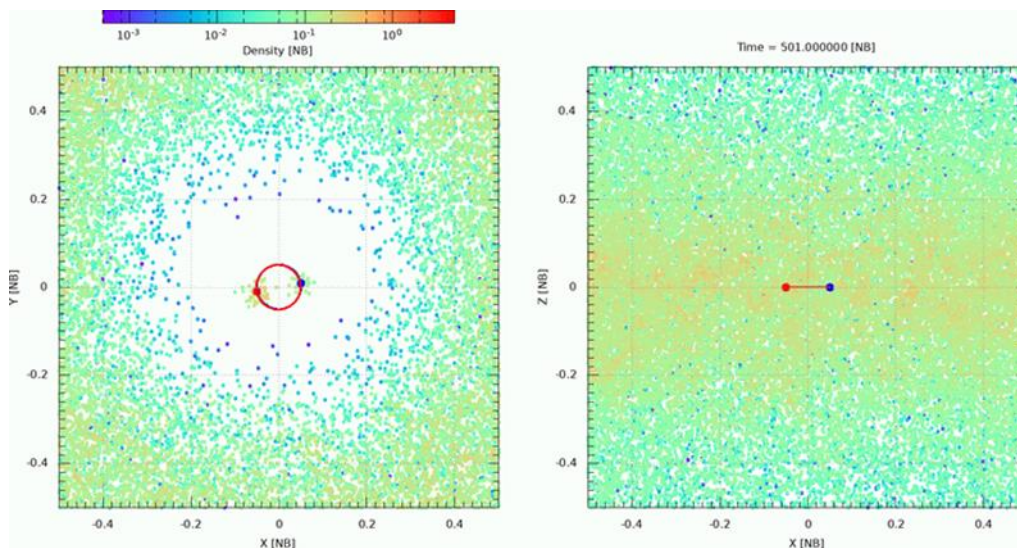


Рисунок 2.8 – Проекція розподілу хмар у центральній області в екваторіальній (зліва) та меридіональній (праворуч) площині для випадку контробротання. Двома точками показано положення подвійної ЧД.

Із рисунка 2.8. видно, що при співпадінні напрямків обертання НМЧД та тора відбувається захоплення хмар з подальшим формуванням двох дисків, кожен із яких оточує свою ЧД, рисунок 2.8, ліворуч. Навпаки, якщо подвійна ЧД обертається в напрямку, що є протилежним до напрямку обертання тора, то центральна область є майже порожньою, рисунок 2.9., ліворуч.

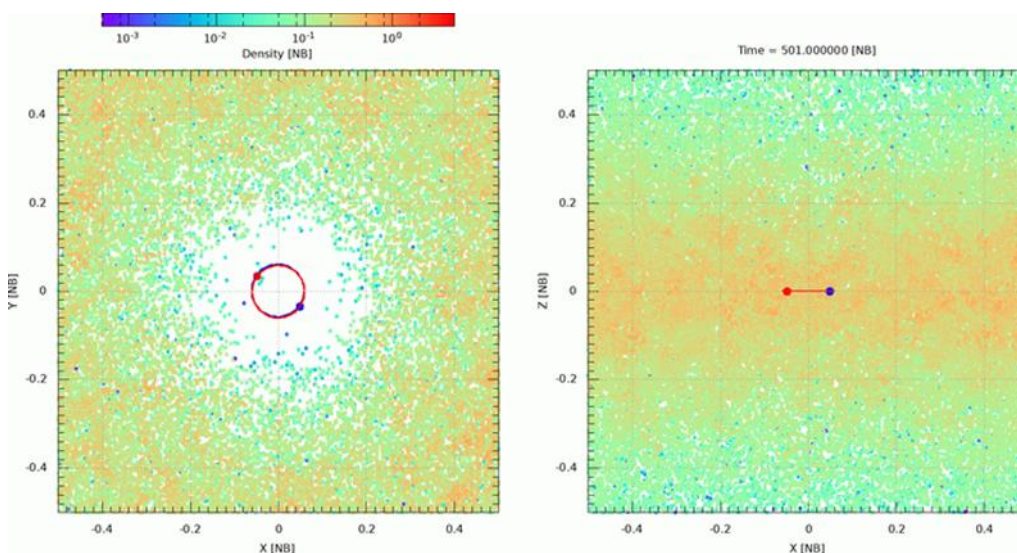


Рисунок 2.9 – Те ж, що на рисунку 2.8, але для випадку контробротання ЧД та тора.

Нами також було здійснено цілий ряд експериментів для різного співвідношення маси подвійної ЧД та тора, щоб оцінити кількість хмар, які потрапляють у центральну область. Межі центральної області визначаються

початковим розподілом хмар у торі. Він відповідає випадковому розподілу хмар за елементами орбіт з пустотілими конусами у двох протилежних напрямках. Результати показано на рисунку 2.10.

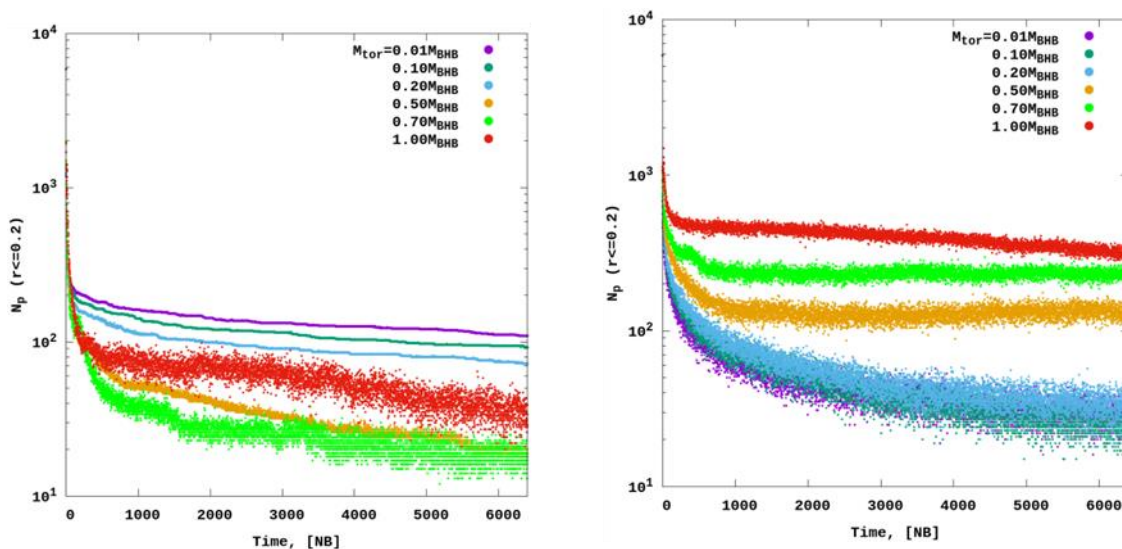


Рисунок 2.10 – Розподіл частинок для нормованого моменту часу при різних співвідношеннях маси тора до маси подвійної ЧД для випадків: обертання в одному напрямку (ліворуч) та контробротання (праворуч).

Видно, що за наявності контробротання і для більш легкого тора з масою порядку відсотка від сумарної маси ЧД, що характерно для NGC 1068, частинок у центральній області значно менше, ніж для випадку обертання тора й ЧД в одному напрямку. Це узгоджується із розподілом частинок на рисунку 2.8 та 2.9. Для того, щоб досліджувати динаміку хмар у горлі тора, ми застосували алгоритм трасування променів, як і в попередньому розділі, виділивши при цьому внутрішні хмари із «горла» тора.

Рисунок 2.11 демонструє, що хмари поблизу екваторіальної площини мають вектори швидкості від центру. Це може бути наслідком дії відцентрових сил з боку подвійної чорної діри. Ефект схожий на ефект від впливу вітру, тобто хмари викидаються в напрямках від центру. Для бездисипативного середовища через значний проміжок часу моделювання, коли тор набуває рівноважного стану, розподіл швидкостей зрештою задовольняє рівноважному максвелівському розподілу без наявності яких-небудь ознак контробротання внутрішньої області тора відносно зовнішньої. Наявність подібного розподілу за

швидкостями на початковому етапі з урахуванням дисипації може призвести до більш складної динаміки.

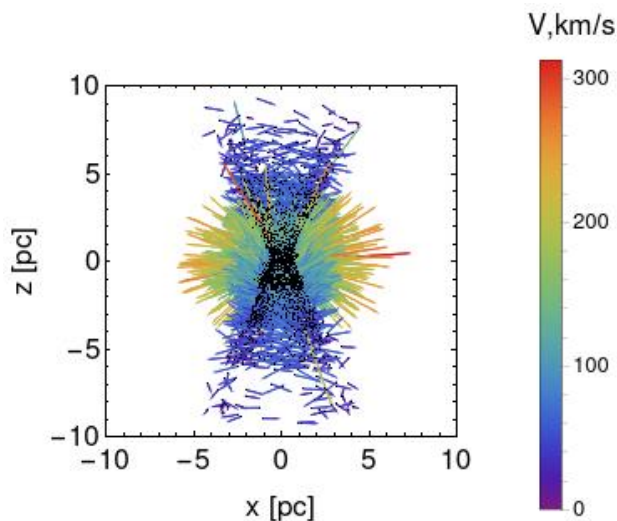


Рисунок 2.11 – Поле швидкостей для хмар із горла тора, виділених завдяки процедури трасування променів із центральної машини для випадку контробротання подвійної чорної діри відносно обертання в торі. Масштаби та швидкості вказано у фізичних величинах, що відповідають параметрам NGC 1068.

При цьому стримувати необмежену акрецію за рахунок дисипативних процесів можуть відцентрові сили з боку подвійної чорної діри для випадку їх контробротання. Усе це вимагає додаткових моделювань, що, у свою чергу, вимагає більшого часу обчислень.

Ми також виконали ряд чисельних експериментів в межах задачі N-тіл для тора з різною геометричною товщиною (відношення малого радіусу до великого $r_0=0.3, 0.5$) та масою два відсотки від маси НМЧД. Невелике число хмар ($N=32k$) було обрано для того, щоб прискорити час моделювання та виконати більшу кількість експериментів. При цьому в якості зовнішнього об'єкта ми розглянули унікальну хмару, варіюючи її масу та орієнтацію орбіти (різні значення півосі, ексцентриситету та нахилу). Система є бездисипативною.

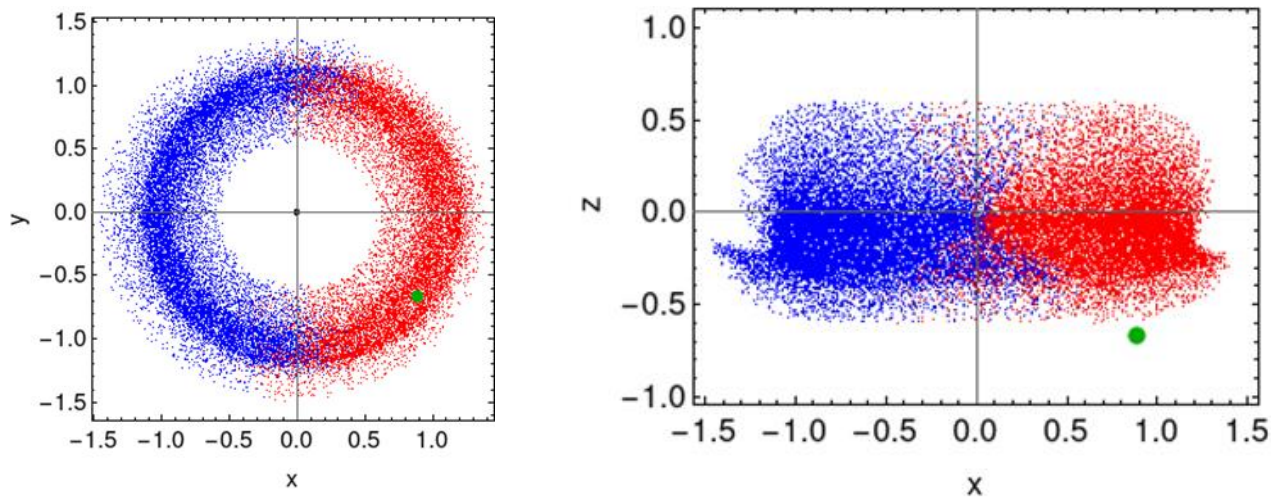


Рисунок 2.12 – Проекція розподілу хмар. Кольором виділено хмари з різним знаком компоненти швидкості V_y . Зовнішня маса виділена зеленим кольором.

На рисунку 2.12. представлено приклад розподілу хмар у проекції для зовнішньої маси, яка рухається протилежно до напрямку руху в торі. Орбіта цієї маси має ексцентриситет $e=0.1$ та невеликий нахил. Результати моделювання показують, що навіть для масивної частинки, яка рухається в об'ємі тора, ефекту контробротання не виникає. Можливо, необхідно враховувати ефекти дисипації та представляти зовнішню масу у вигляді деякого об'ємного розподілу частинок. У цьому випадку може виникнути хвіст частинок від зовнішньої маси, перепоясуючи тор та створюючи ефект контробротання. Це вимагає більш тривалих експериментів. Що планується реалізувати в майбутньому.

2.4. Динамічна модель тору в коді «RADMC3D» для побудови спектрів АЯГ в ІЧ діапазоні хвиль.

RADMC-3D – це пакет програм для діагностичних розрахунків радіаційного переносу в астрономії та астрофізиці. Він обчислює для заданого геометричного розподілу газу та/або пилу, як виглядають його зображення та/або спектри, якщо дивитися на них під певним кутом, дозволяючи моделювальникам порівнювати свої моделі зі спостережуваними даними. Пряме посилання на чисельний код¹. RADMC-3D – це дуже гнучкий код для «після-обробки» моделей з метою обчислення прогнозів для спостережуваних

¹ <https://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/software/radmc-3d/>

зображень і спектрів. Це не «модель», а код, за допомогою якого можна обчислювати моделі. Нижче наведено опис основних принципів роботи коду.

Типові застосування – протопланетні диски, навколзоряні оболонки, пилові молекулярні хмари, пилові тори навколо Наднової Галактики і моделі галактик. Але код гнучкий і може бути застосований і до інших типів об'єктів.

RADMC-3D – це код радіаційного переносу для пилу та ліній. Перенос випромінювання пилового континууму виконується за допомогою методу Монте-Карло. При цьому температура пилу в моделі обчислюється самоузгоджено, після чого можуть бути побудовані спектри і зображення. Перенесення ліній виконується в LTE або локальних не-LTE наближеннях (таких як наближення LVG).

Основна ідея цієї роботи - ознайомитись із фізичною і технічною реалізацією одного з найпопулярніших пакетів для симуляції, дослідити його можливості, потужність і точність, і застосувати його як інструмент для визначення геометричних параметрів реальних протопланетних дисків за спостережуваним розподілом спектральної світності.

Принцип уніфікації АЯГ говорить, що різниця між АЯГ типу 1 і АЯГ типу 2 полягає лише в куті огляду. Деякі кути огляду дозволяють безпосередньо бачити центральний двигун, в той час як під іншими цей центральний двигун затуляється пилом і газом навколо-ядерного середовища. На рисунку 10.1 показано тривимірну гідродинамічну модель такого тора АЯГ [49].

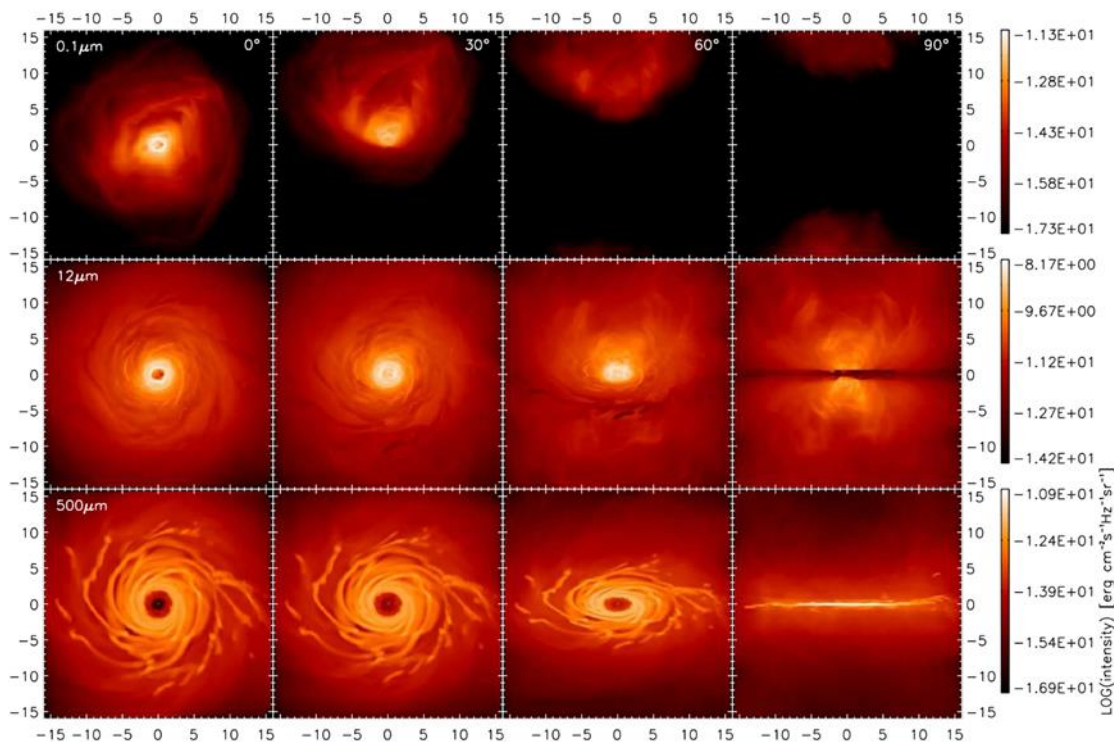


Рисунок 2.13 – Залежність довжини хвилі моделі ER20 через 2.0 млн. років після увімкнення центрального випромінювання. Різні стовпчики відповідають кутам нахилу 0° , 30° , 60° і 90° (зліва направо). Рядки відповідають довжинам хвиль 0,1 (верхній ряд), 12 (середній ряд) і 500 мкм (нижній ряд). Динамічний діапазон вибрано для масштабування від максимальної інтенсивності викиду пилу (за винятком центрального джерела) до 10^{-6} її частки. Мітки наведено в парсеках [49].

Після роботи з літературою задля вибору оптимальних параметрів диску та центральної АЯГ, провели роботу що у подальшому були використані для моделювання розподілів спектрів з дисками. На основі проведених чисельних розрахунків отримані результати. Аналіз отриманих результатів приводимо на рисунках 2.14 та 2.15. Нами також автоматизовано налагодження розрахунків модельних розподілів енергії в спектрах АЯГ і навколо-НМЧД дисків з використанням чисельного коду RADMC-3D

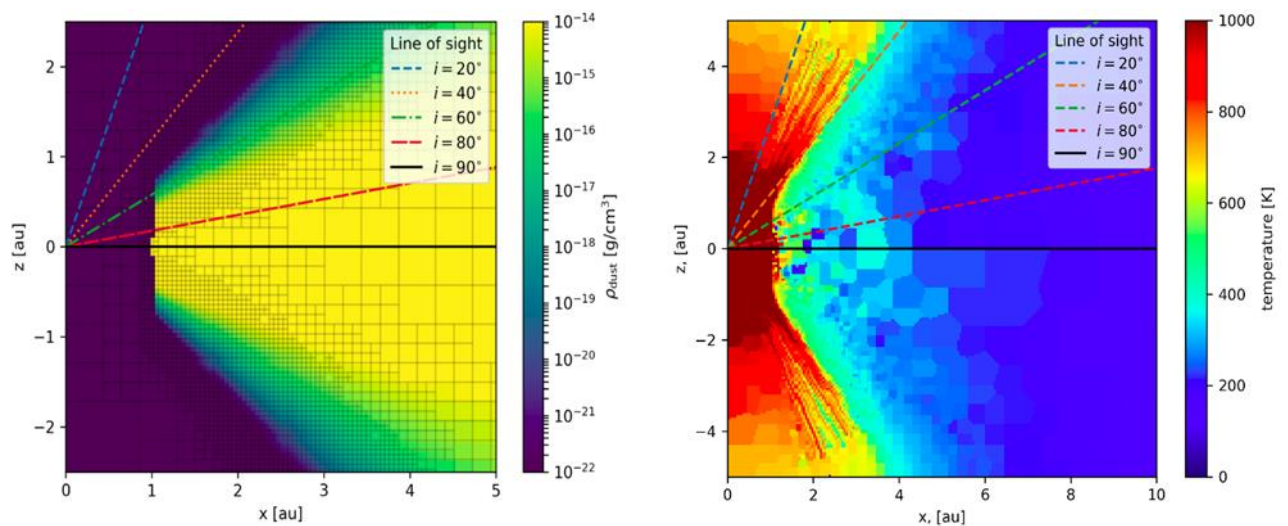
Проведені чисельні розрахунки розподілів енергії в спектрах систем з центральною АЯГ та оточуючим диском на прикладі гарячої АЯГ. Проведені аналізі отриманих даних для систем з дисками що мають розміри декількох парсеків. Досліджені ймовірності існування та причин утворення щілин в дисках

де потенційно немає речовини.

Проведено аналіз отриманих даних для системи з дисками що мають пласку структуру та як наслідок дуже стрімке падіння температури з віддаленням від АЯГ. Також проаналізовано залежність від густини диску залежності потоку випромінювання від закону її зменшення з віддаленістю від АЯГ.

Була опрацьована велика кількість моделей АЯГ дисків та побудовані модельні спектри. За допомогою пакету RADMC-3D було змодельоване спектрі. При цьому умова високої кореляції між спостереженням та моделлю $\chi^2 < 1$ була дотримана, $\chi^2 = 0.71$. Був отриманий масивний диск, що знаходиться на віддаленні від АЯГ у декілька парсеків.

Були зроблені чисельні запуски моделей спектрів АЯГ диску за допомогою пакету RADMC-3D з метою пошуку найкращого наближення спостережуваних даних. Таке наближення було знайдене, але параметри, що відповідають модельованому диску були незадовільні. Тому було вирішено поміняти схему симуляцій та в подальшому використати інший чисельний підхід.



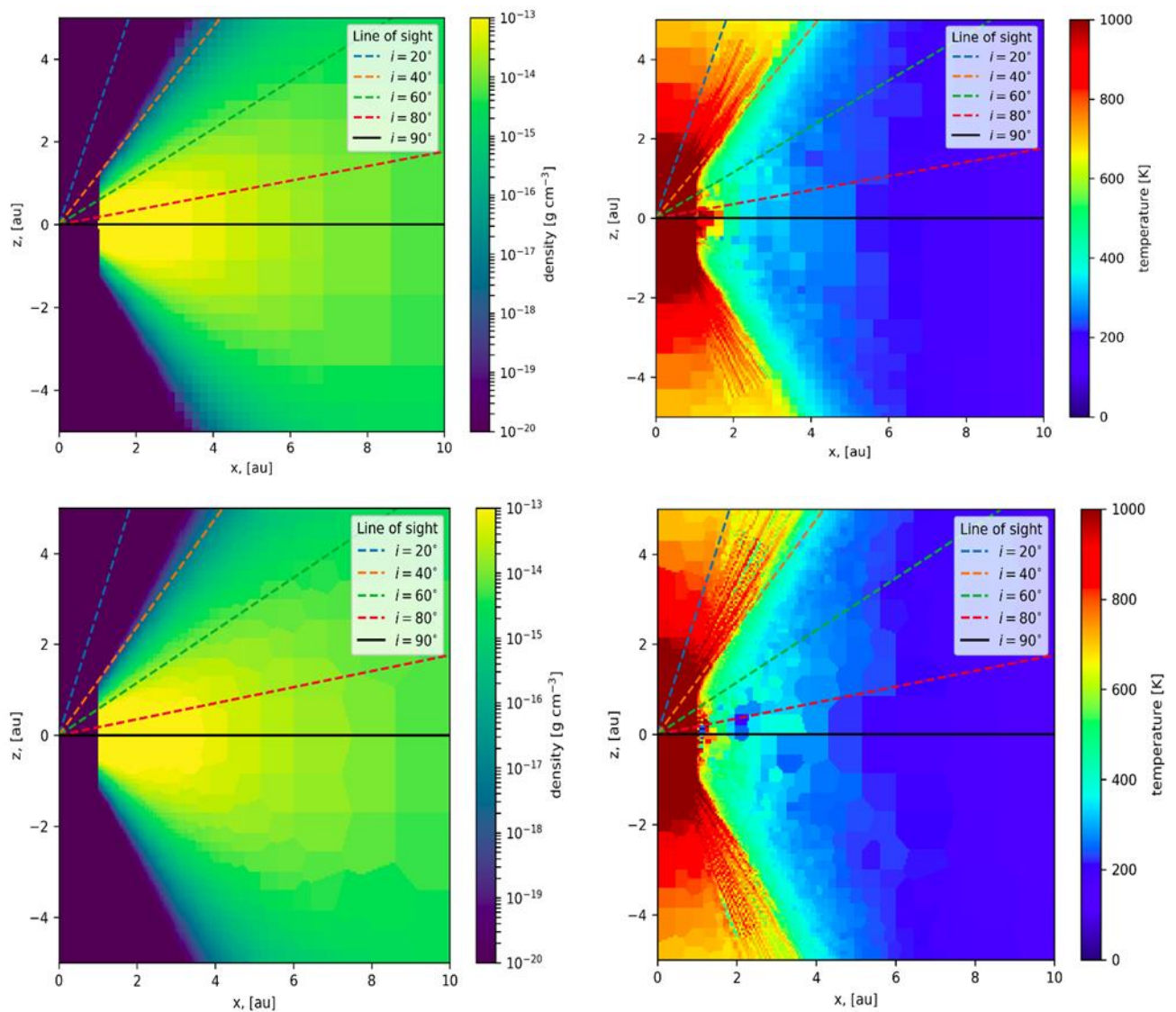


Рисунок 2.14 – Розподіл щільності (ліворуч) і температури (праворуч) диска навколо активного галактичного ядра. Спектри розраховані при кутах огляду 20, 40, 60, 80 і 90 градусів. Параметри ієрархічної сітки були $\text{Grid} = (10, 8, 6, 4)$. Для візуалізації використовували $\text{nphot}=300\text{k}$ кількість тестових фотонів. Розміри задані в модельних одиницях.

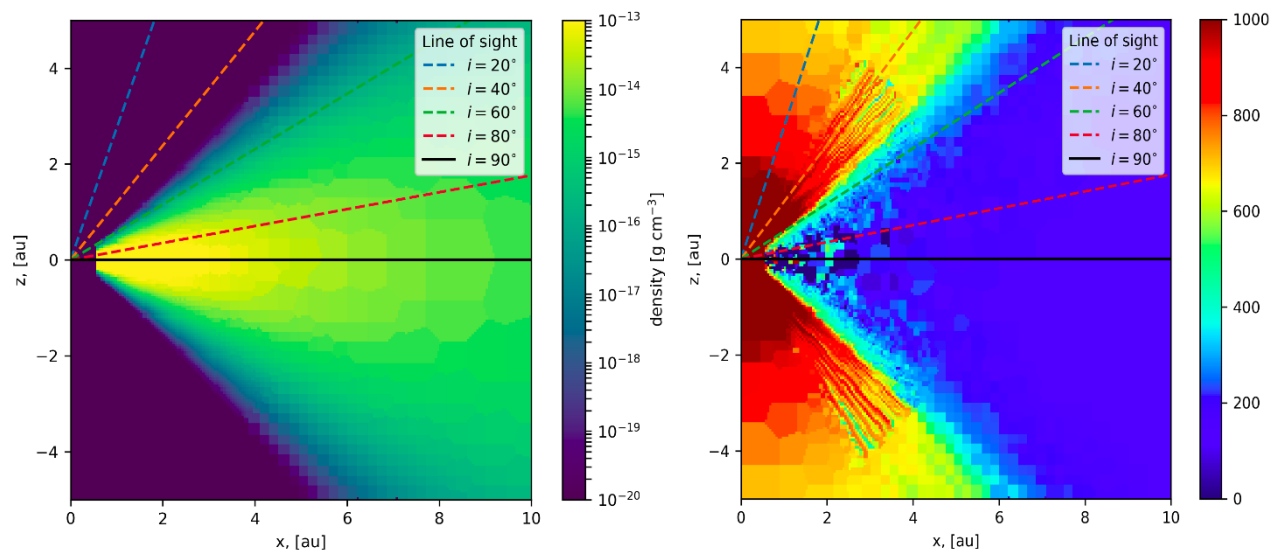
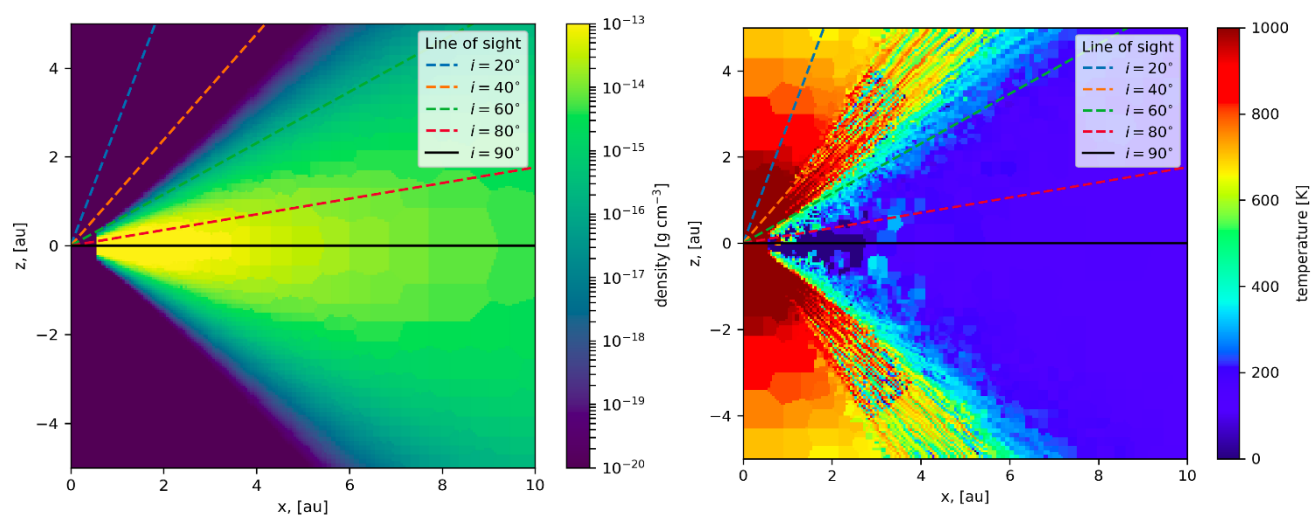
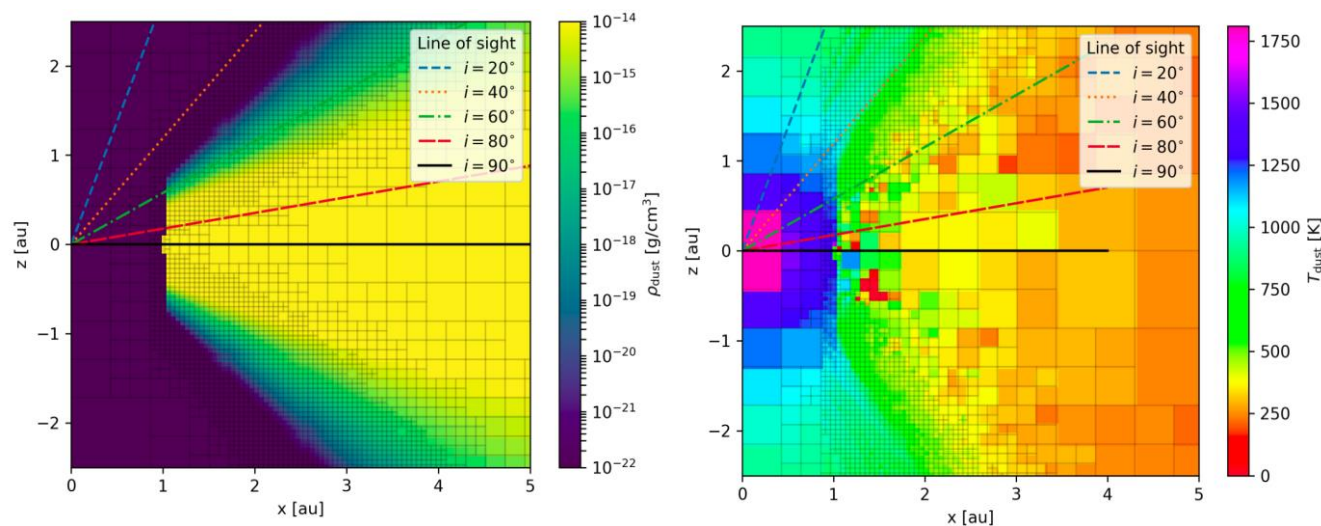


Рисунок 2.15 – Розподіл щільності (ліворуч) і температури (праворуч) диска навколо активного галактичного ядра. Спектри розраховані при кутах огляду 20, 40, 60, 80 і 90 градусів. Параметри ієрархічної сітки були $\text{Grid} = (10, 8, 6, 4)$. Для візуалізації використовували $n_{\text{phot}}=1000k$ кількість тестових фотонів. Розміри задані в модельних едіціях.

10.2 Дослідження середовища систем VHS1256 та G196-3 за допомогою радіотелескопів VLA та ALMA

У 2022 році було продовжено дослідження систем VHS1256 та G196-3, спостереження яких проводилось на системах радіотелескопів VLA у 2018 році (керівник спостережної програми Клімент Х.Б.), NOEMA у 2019 році (керівник спостережної програми Захожай О. [50, 51]) та ALMA у 2019 році (керівник спостережної програми Запатеро-Осоріо М.Р.). Основною метою спостережень було дослідити середовище цих об'єктів та з'ясувати наявність дисків навколо супутників що існують в обох системах. На жаль, наші спостереження не дозволили нам знайти диски в цих системах. Спираючись на наші спостереження, було розраховано та досліджено верхню межу маси пилу, яка досі можливо існує навколо цих супутників систем VHS1256b та G196-3B. Розподіли енергії в спектрі від таких ще можливо існуючих холодних дисків показані на рисунку 10.4.

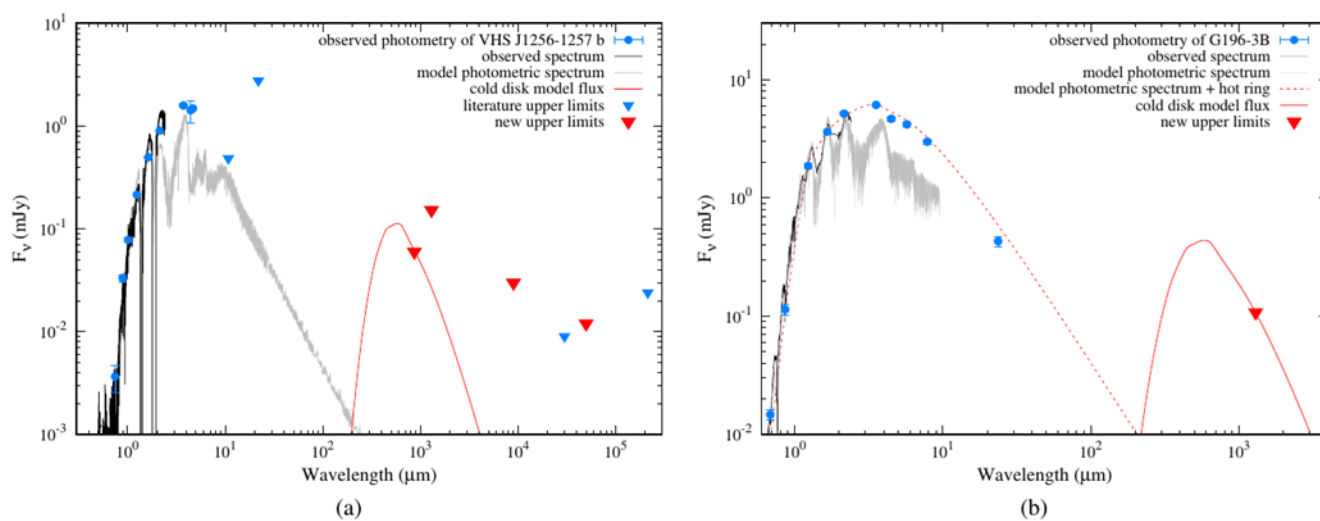


Рисунок 2.16 – Спостережені розподіли енергії в спектрі супутників VHSJ1256-1257b (a) та G196-3B (b) показані синіми кружечками (виміряні фотометрично), трикутниками (верхні межі потоку) та чорними лініями (спостережені в

оптичному та ближньому інфрачервоному спектрах). Нові верхні межі 3- σ потоку за даними NOEMA, ALMA та VLA, що наводяться тут, показані червоним кольором. На правій панелі також показано пунктирною лінією найкращу модель (фотосфера та гаряче кільце) отриману для G196-3B в роботі [78, 79]. Червоною безперервною лінією показано розподіли енергії в спектрі від холодних пилових дисків, які ще можуть існувати навколо але за межами чутливості вимірювання.

РОЗДІЛ 3. Вибірка АЯГ із огляду «MaNGA»

3.1. Вивчення кінематики обраних АЯГ за профілями спектральних ліній в різних частинах галактичного диску.

Для вивчення деталей витоків речовини із АЯГ необхідні просторово розділені спостереження. Огляд Mapping Nearby Galaxies at Apache Point Observatory (MaNGA) [52] MaNGA є частиною четвертого покоління Sloan Digital Sky Survey (SDSS IV). Огляд надає оптичну спектроскопію (на довжинах хвиль 3600 Å- 10400 Å) для 10 000 найближчих галактик (з червоним зміщенням z порядку 0.03). Спостереження проводили з наборами пучків волокон різного розміру (19-127 волокон), що охоплює поле діаметром від 12 до 32 секунд. Спостережні цілі MaNGA поділяються на «первинні» і «вторинні». Перші спостерігаються до 1.5 ефективного радіуса (R_e), тоді як останні спостерігається до 2.5 R_e . Нашою метою було, у вибраних галактиках з АЯГ, визначити вміст кисню як індикатора важких елементів в галактиці та вивчити його розподіл по диску галактики, визначити темпи зореутворення та перевірити залежність їх інтенсивності від наявності витоку речовини.

Огляд виконує просторово розділені спостереження за допомогою спеціальних пучків волокон в поєднанні із спектрографом «BOSS» на 2.5-метровому телескопі Sloan. Поле зору «MaNGA» складають набори від 19 до 127 фایберів (різна кількість для об'єктів різного лінійного розміру) організовані в шестикутники, які відповідають діаметрам від 27 до 36 секунд, рисунок 3.1.

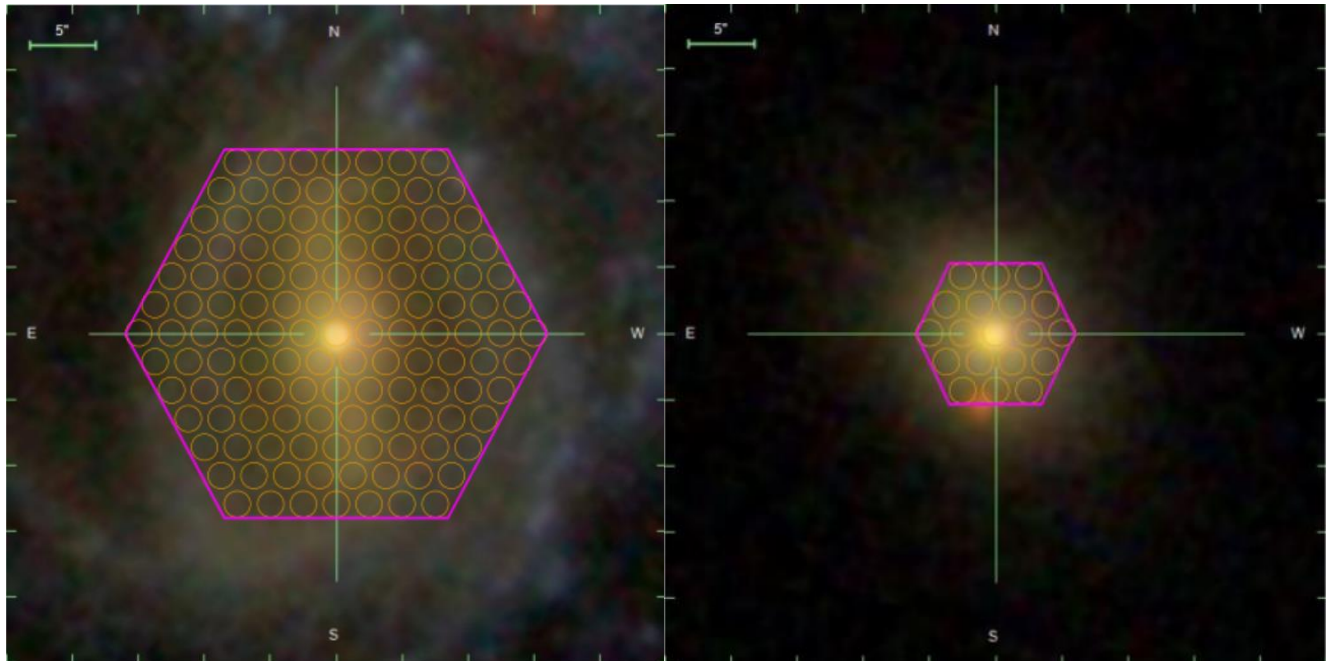


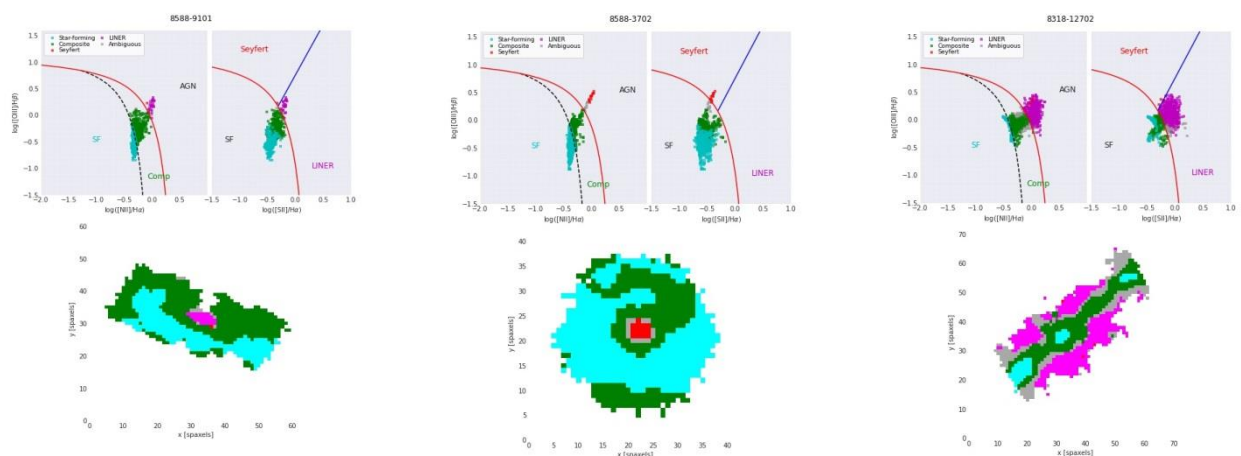
Рисунок 3.1 – Приклад розташування 127 (зліва) та 19 (справа) фібрів «MaNGA» на полі зору об'єкта.

Спектральна роздільна здатність R порядку 2000 в діапазоні довжин хвиль від 3600 до 10300 Ангстремів. «MaNGA» надає для користувачів калібровані куби створені за допомогою процедури обробки даних, Data Reduction Pipeline (DRP), а також двовимірні мапи зоряної і газової кінематики, а також властивостей емісійних ліній визначених із каліброваних кубів даних в процедурі аналізу даних, Data analysis pipeline (DAP) [53]. В арсеналі користувача «MaNGA» є також фреймворк «MARVIN», створений на мові програмування Python, який надає інструменти для роботи як у веб-інтерфейсі, так і програмними запитами [54].

Для створення вибірки галактик з активними ядрами був використаний 16-й випуск даних, який включає в себе 4,621 унікальну галактику. Одним із продуктів процедури аналізу даних DAP є класифікаційна діаграма (т.з. БПТ діаграма), яка розділяє галактики за домінуючим джерелом іонізації – зореутворення або активне ядро, а у випадку «MaNGA» – частини (спакселі) однієї галактики Роздільними лініями є критерії [54] та [55]. Критерій [54] вважається більш строгим для класифікації галактик із переважною іонізацією активним ядром. Об'єкти, що потрапили в область між цими двома лініями розглядається як такі, що мають комбіноване джерело іонізації.

Користуючись описаною діаграмою, у «MaNGA» було запитано галактики, що мають більш ніж 1% спакселів класифікованих як такі, що були іонізовані активним ядром згідно БПТ діаграми. Було отримано порядку 660 галактик, що відповідали цьому критерію. Автори статті [56] дають також ще одну класифікаційну лінію, яка відокремлює так звані LINERs (області ядерної емісії з низькою іонізацією, low ionization nuclear emission-line regions). Щодо джерела іонізації цих об'єктів досі ведеться дискусія [57], оскільки подібні спектри, окрім АЯГ, можуть випромінюватись областями з активним зореутворенням (наприклад, від молодих гарячих зір або ударних хвиль, що виникають при вибухах в кінці їх життєвого циклу). Тому для підвищення імовірності наявності активного ядра, до вибірки увійшли тільки ті галактики, що мають джерело жорсткого іонізуючого випромінювання в центрі. У більшості галактик центральні спакселі класифіковані саме як LINERs. Також в процесі перевірки класифікаційних діаграм з вибірки було виключено галактики, які не мали достатнього відношення сигналу до шуму в більшості спакселів, рисунок 3.2.

Такі критерії продиктовані метою роботи, а саме пошук і дослідження витоків речовини і галактиках і їх вплив на процеси зореутворення в галактиці (друга частина цього дослідження описана в розділі 3.2).



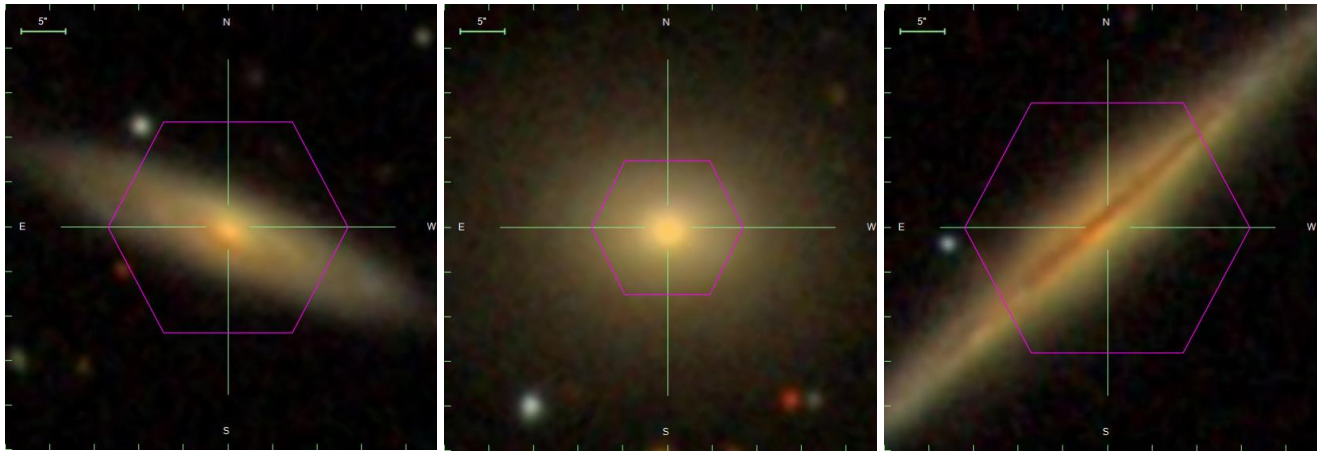


Рисунок 3.2 – Приклади галактик утвореної вибірки. Верхня панель – класифікаційні діаграми (червона лінія відповідає критерію (9), чорна – (10), синя лінія відділяє Сейфerti та «LINER», галактики з низькою іонізацією), панель знизу зображення, де фіолетовим шестикутником показана спостережувана область.

Результуюча вибірка містить 590 унікальних галактик, більшість з яких розташовано площиною до спостерігача, а приблизно 20% – з ребра або знаходяться в процесі злиття. Морфологічно абсолютна більшість галактик належить до спіральних. Червоні зміщення знаходяться в межах $0.012 < z < 0.143$. Розподіл галактик по червоним зміщенням показаний на рисунку 5.3 (позначено синім кольором). Помаранчевим кольором відмічені галактики, в яких було знайдено викиди речовини. Детальніше про дану підвибірку написано далі.

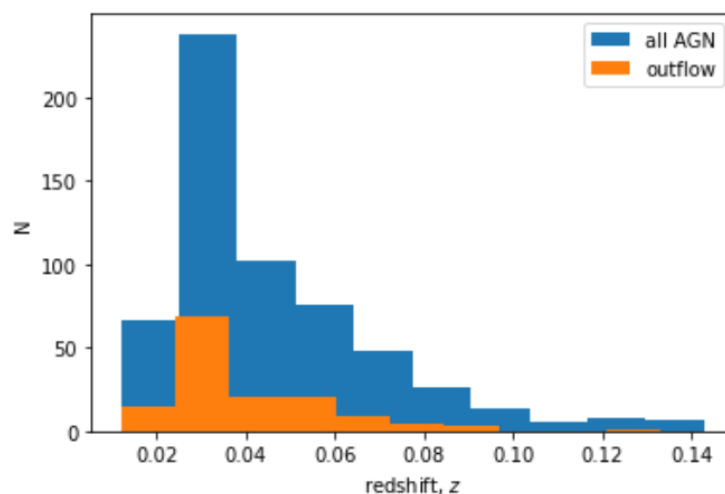


Рисунок 3.3 – Розподіл по червоних зміщеннях галактик з АЯГ (синій колір) та її підвибірки: галактик в яких було знайдено викиди речовини (помаранчевий

колір).

Підвибірка галактик із спостереженими викидами речовини.

Викиди речовини в галактиці можуть мати різне походження. Найбільш розповсюдженими є вітер з областей зореутворення та у випадку активного ядра масивні викиди з центру галактики. Для пошуку викидів речовини в галактиках відібраних із «MaNGA» було використано найбільш розповсюджений їх індикатор, а саме складний профіль забороненої емісійної лінії кисню на довжині хвилі [OIII] 5007 Å. Серед 590 галактик з активними ядрами викиди вдалось виділити в трохи більше ніж 140. Процедура фітування та методика виділення емісії від викиду речовини описана в розділі 3.2.

За розміщенням викидів в площині/товщі галактики можна певною мірою судити про їх походження. В абсолютній більшості галактик, близько трьох четвиртин, викиди розташовані розсіяно по диску галактики і зазвичай спостережені в одному-двох спакселях. Приклади таких викидів показано на рисунку 3.4, де на фоні мапи потоку в лінії *Ha* червоними контурами показані межі викидів. Червоною лінією показано простий фіт прямою лінією для визначення кута орієнтації викиду.

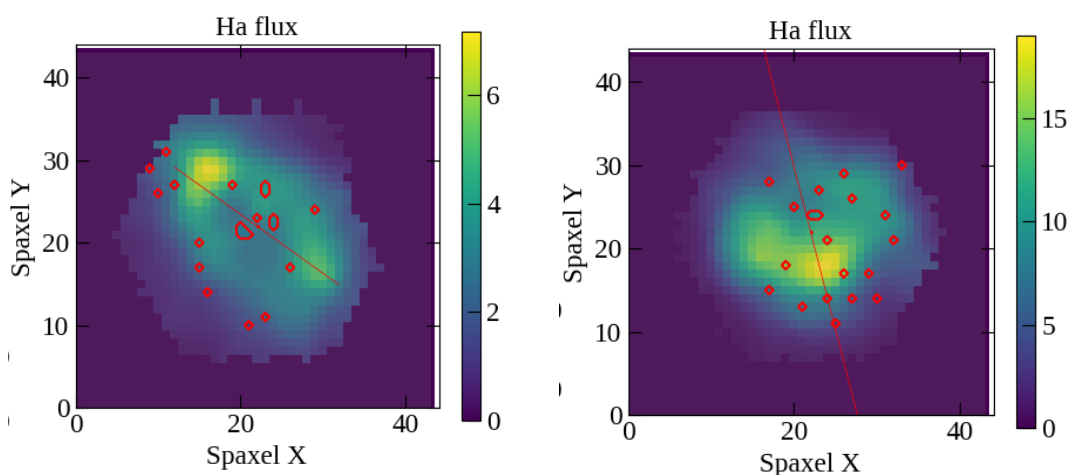


Рисунок 3.4 – Мапа потоку в лінії *Ha*. Червоними контурами показані межі викидів речовини. Лінією показана орієнтація гіпотетичного конусу викиду.

Такі викиди можуть бути асоційовані із областями зореутворення та відображати життєвий цикл масивних зір. Приблизно чверть галактик має морфологічно дуже відмінні викиди, які розташовані в центрі або в околицях

центру галактики і спостережені в більш ніж 5 спакселях. Приклади таких викидів показані на рисунку 3.5.

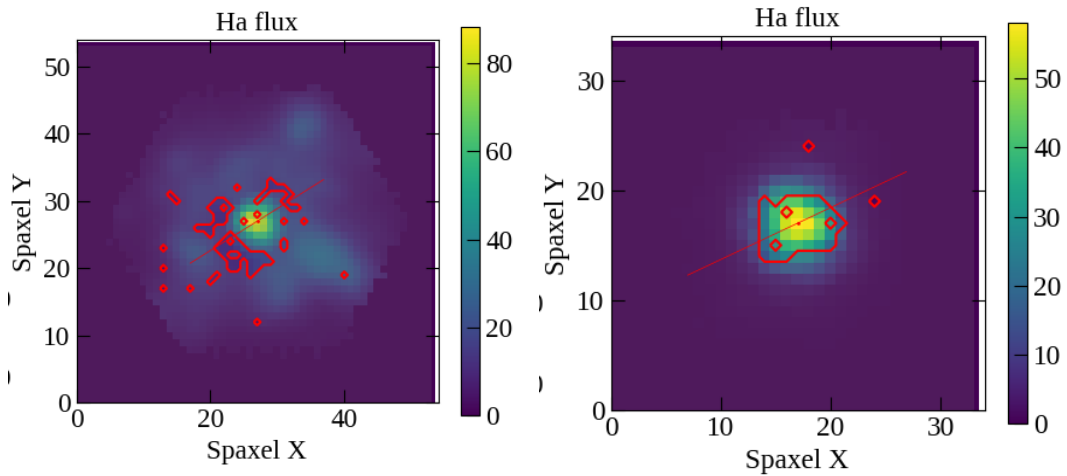


Рисунок 3.5 – Те ж саме, як на рисунку 3.4.

Ці викиди можуть бути результатом функціонування масивної чорної діри в центрі галактики.

3.2. Визначення розподілів хімічних елементів в обраних АЯГ з огляду «MaNGA».

Вплив зворотного зв'язку активних галактичних ядер на галактику-господаря та його роль у пригніченні або посиленні зореутворення є все ще не визначеним однозначно. Звичайні загальноприйняті показники темпів зореутворення (SFR) – це світності емісійних ліній на основі припущення фотоіонізації газу молодими зірками і їх не можна використовувати для активних галактик, оскільки в них джерелом іонізації є активне ядро.

Для аналізу вмісту кисню та темпів зореутворення ми обрали дві галактики із каталогу вказаного вище. Їх вміст кисню було оцінено по двох додаткових калібровках з робіт [6]: $12 + \log(O/H) = 8.73 - 0.32 \times O3N2$ [53].

$12 + \log(O/H) = 8.73 - 0.32 \times O3N2$, де $O3N2 = \log[I([OIII]5007 \text{ \AA})/I(H\beta) \times I(H\alpha)/I([NII]6584 \text{ \AA})]$. Витоки речовини, як і будь-які кінематичні особливості іонізованого газу, відображається в спектрі галактики внаслідок доплерівського зсуву емісійних ліній, випромінених цим газом. Величина зсуву відповідає радіальній швидкості випромінюючої речовини відносно стану спокою. Швидкості витоків речовини були визначені із профілів ліній $[OIII]4959,5007\text{\AA}$. При фітуванні кожного спакселю (одиниці просторові координати) якщо для

фітування профілю лінії краще підходило 2 гаусіани замість 1 і якщо вірогідність такої моделі порівняно із 1-гаусіанною становила щонайменше 5 сігма, тоді спаксель визначався як такий що містить виток речовини.

WISEA J211449.46-072254.3 (PlateIFU: 8993-12705)

Галактика із активним ядром і областями зореутворення. Усереднений вік приблизно 2×10^9 років, вміст кисню $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ варіюється по диску галактики від 8.4 до 9.0, рисунок 3.6.

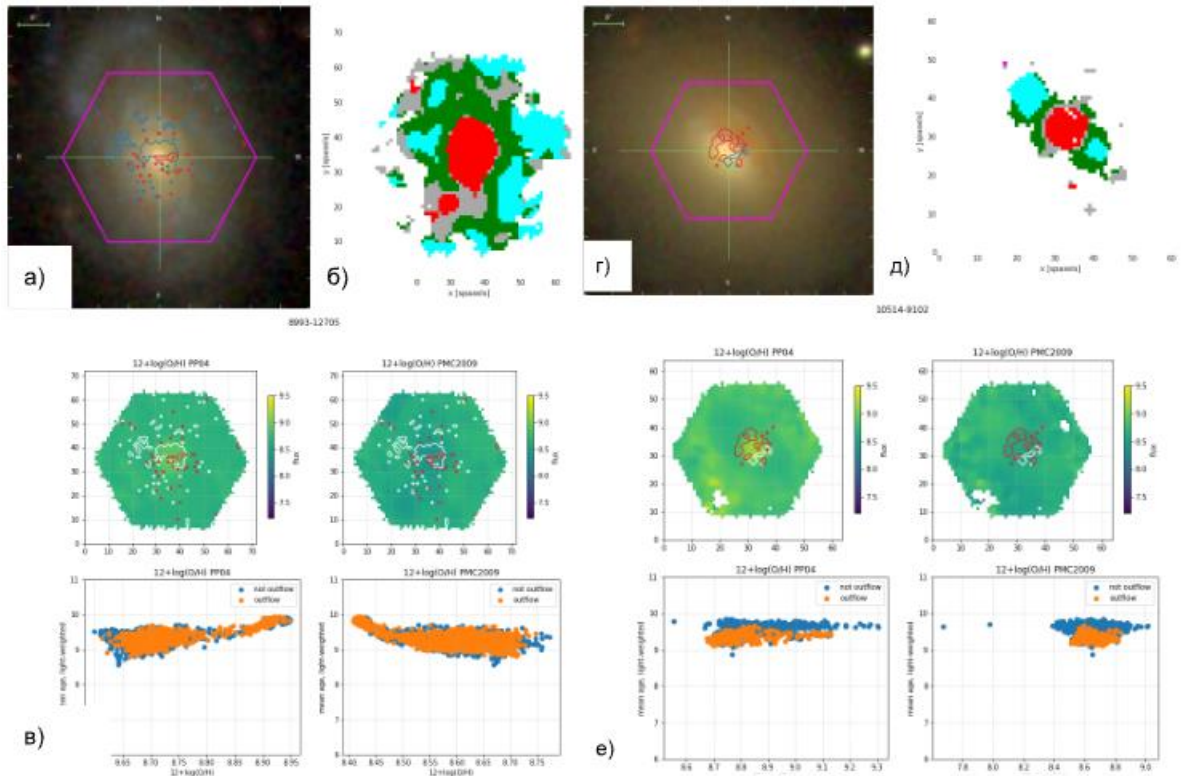


Рисунок 3.6 – Зображення витоків і мапи розподілів металевостей в галактиках WISEA J211449.46-072254.3 (зліва) та WISEA J162534.26+385600.4 (справа). Позначення в тексті.

На рисунку 3.6 (ліворуч) показано зображення галактики із межами апертури MaNGA (фіолетовий шестикутник) та контури витоків речовини (блакитним кольором позначений газ що рухається до нас із швидкістю відносно галактики більше ніж 150 км/с , червоним – іонізований газ що рухається від нас зі швидкістю більше ніж -150 км/с ; (а); (б) – мапа розподілу областей класифікованих як АЯГ (червоний), композитні (зелений), зореутворення (блакитний); на (в) залежність між вмістом кисню та віком в кожному спакселі

без витоку речовини(синій) та з витоком (помаранчевий).

На рисунку 3.7 показана історія зореутворення із контурами витоку речовини. Можна помітити що приблизно за останні 30 млн років всередині контурів витоку речовини було посилене зореутворення, яке зупиняється на масштабі останнього млн років. І з'являється по контуру більшої області, яка відповідає контурам витоку.

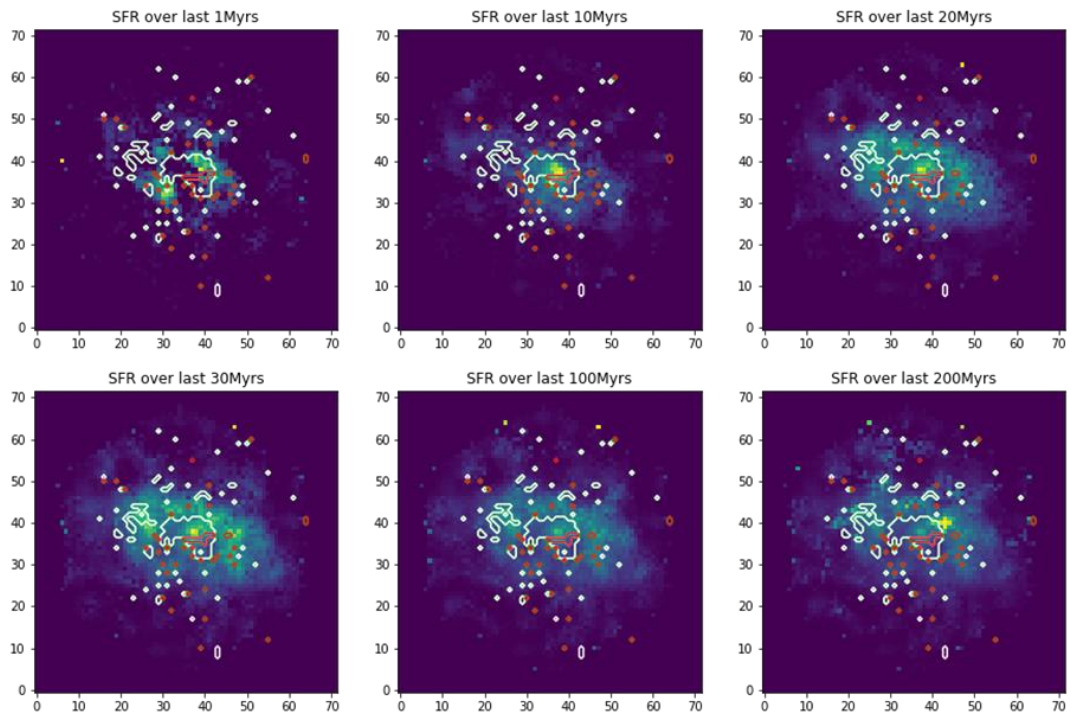


Рисунок 3.7 – Історія темпів зореутворення в галактиці WISEA J211449.46-072254.3. Білим і червоним кольором позначені контури витоків речовини до нас і від нас відповідно.

WISEA J162534.26+385600.4 (PlateIFU: 10514-9102)

Галактика із активним ядром і областями зореутворення. Усереднений вік приблизно 2×10^9 років, вміст кисню $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ варіюється по диску галактики від 8.7 до 9.0 [58] або від 8.4 до 9.0 [53]. Зображення галактики із контурами витоків речовини, розподіл металевості в диску галактики там залежність металевості від віку для всіх спакселів показані на рисунку 3.7 (справа). Позначення такі самі як у галактики вище. З розподілів Маса-Металевість видно що в цій галактиці в спакселях із витоком маса трохи менша порівняно із спакселями без витоку, а металевість має менший розкид.

На рисунку 3.8 показана історія зореутворення цієї галактики. Як і в попередній, сильна область зореутворення всередині витoku зникла, а на масштабі останнього млн років зореутворення продовжується на більшій відстані від ядра галактики і корелює із витоком речовини.

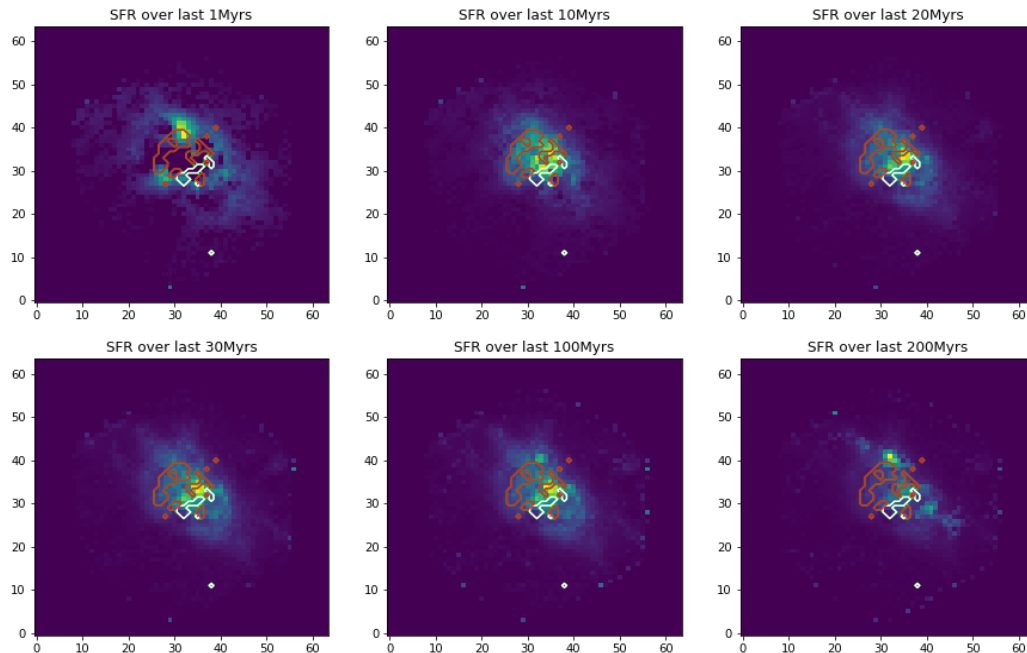


Рисунок 3.8 – Історія темпів зореутворення в галактиці WISEA J211449.46-072254.3. Білим і червоним кольором позначені контури витоків речовини до нас і від нас відповідно.

Підсумовуючи, дослідження кореляції між витокami речовини з активних галактичних ядер і областями зореутворення в галактиках MaNGA виявило багатогранний зв'язок, який суттєво впливає на наше розуміння галактичної еволюції та регуляції зореутворення. Результати цього дослідження показують, на прикладі двох галактик, що витoki речовини із активного ядра можуть ініціювати утворення зірок шляхом стиснення та ударного нагрівання навколишнього газу, що призводить до утворення щільних молекулярних хмар і подальших спалахів зірок.

3.3. Порівняння отриманих результатів спектрального аналізу кандидатів АЯГ з подвійними надмасивних чорними дірами.

SDSS створив найбільшу колекцію позагалактичних спектральних даних і часто використовується для виявлення пекулярних галактик, що випромінюють

вузькі і/або широкі спектральні лінії. Зокрема, лінії випромінювання [OIII] $\lambda\lambda 4960, 5007$ представляють особливий інтерес, адже вони характерні для областей з високою іонізацією, як от активні галактичні ядра, АЯГ [60].

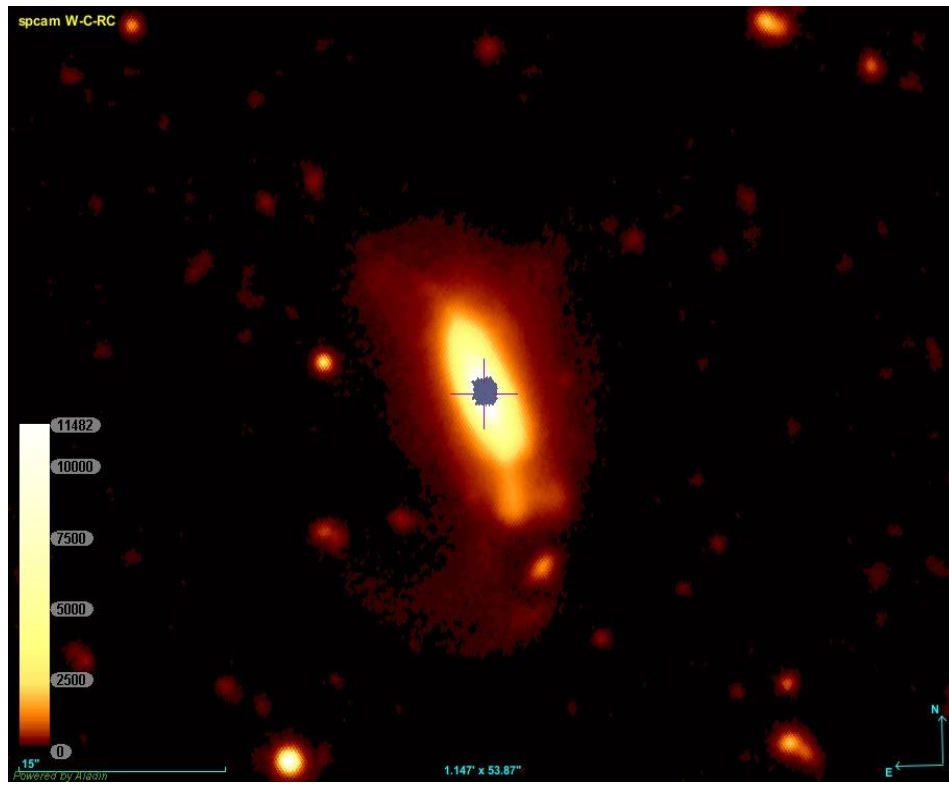


Рисунок 3.9 – Зображення «LEDA 2261134» в діапазоні [582 нм: 721нм], отримане камерою «Suprime-Cam» телескопа «Subaru».

Для пошуку подвійних активних галактичних ядер було обрано 12-й випуск даних SDSS. Серед спектрів, що ввійшли в цей випуск, було обрано спектри галактик з активними ядрами різних типів.

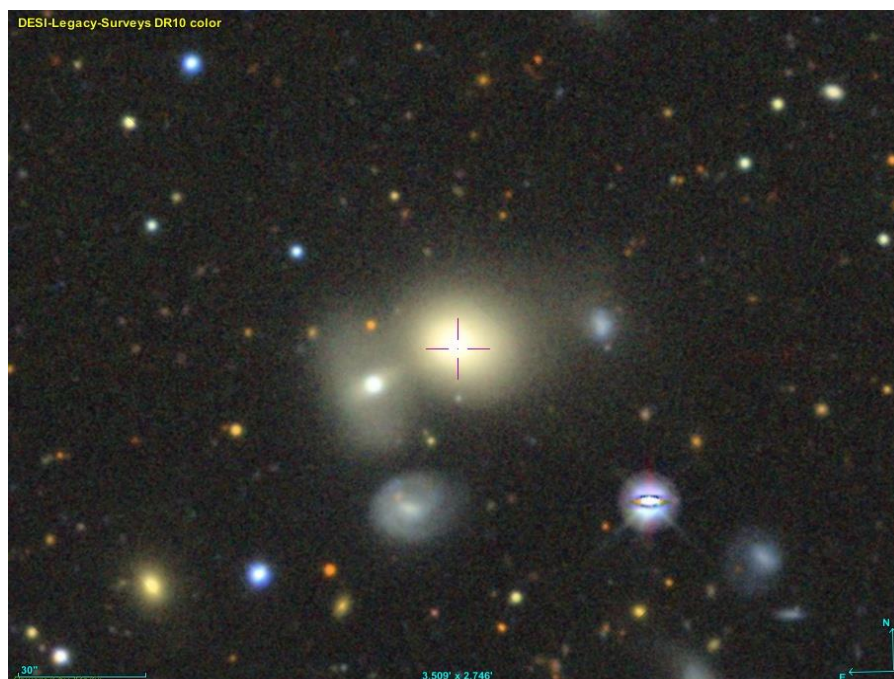


Рисунок 3.10. – Зображення LEDA 1687398 в діапазоні [582 нм: 721нм], отримане камерою «Dark Energy Camera» телескопа «Kitt Peak».

Після відбору спектрів було проведене фітування їх спектральних ліній H β λ 4861Å, H α λ 6564Å з використанням різних наборів профілів Гауса щоб відтворити їх складність, рисунок 3.9:

- одна або дві гаусіани для фітування вузької компоненти або компонент,
- одна або дві гаусіани для відтворення профілю широкої компоненти.

Також було зафітовано заборонені лінії випромінювання двічі іонізованого кисню [OIII] λ 4959,5007Å. Для відтворення їх профілів в більшості випадків достатньо однієї гаусіани. В деяких галактиках ці спектральні лінії мають складніший профіль, рисунок 3.11:

- вони можуть бути описані набором з двох вузьких гаусіан з різними червоними зміщеннями та подібними інтенсивностями,
- або набором з вузької та широкої гаусіани з різними червоними зміщеннями, в якому амплітуда широкої гаусіани як правило менша за амплітуду вузької,
- або комбінацією двох вищевказаних наборів.

Разом із гаусіанами було зафітовано континуум. Модель континуума складається із суми степеневі закону та зоряного випромінювання в галактиці-господарі.

Модель зоряного континуума було створено на основі сітки моделей одиночних зоряних популяцій із роботи [61].

Якість фітування оцінювалась на основі χ^2 . Лінія повинна повинна мати щонайменше 5- σ щоб бути присутньою в моделі профілю емісійних ліній.

У вибірку галактик з активними ядрами DAGN увійшло 385 галактик з активними ядрами різних типів, об'єднаних між собою наявністю в спектрі заборонених емісійних ліній двічі іонізованого кисню.

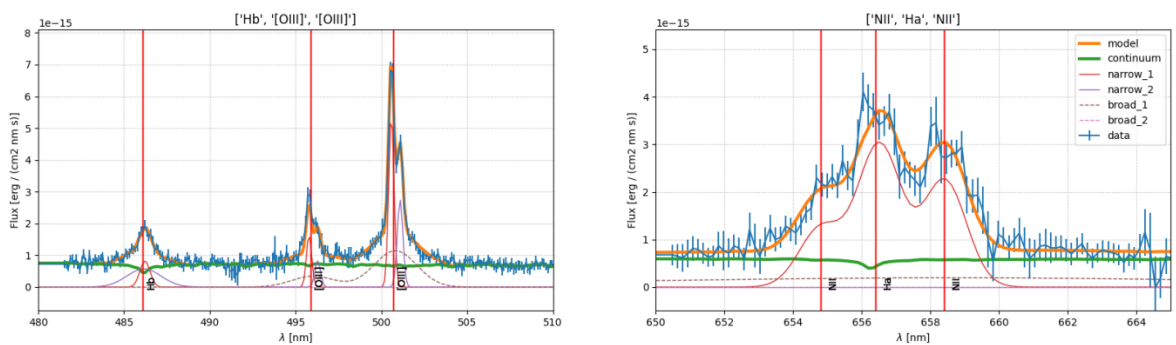


Рисунок 3.11. – Приклад спектру галактики із вибірки DAGN. Синя лінія – спостережений спектр, помаранчева – загальна модель (сума всіх гаусіан і зоряного континуума). Суцільними та пунктирними лініями показані різні гаусіани, з яких складаються профілі спектральних ліній, намальовані на рівні “0”.

Разом із вибіркою «GABRIELLE» (49 галактик з активними ядрами різних типів створених за тим самим принципом що і DAGN), створеною на основі 105 місячного огляду неба в рентгенівському діапазоні SWIFT BAT, вибірка DAGN була нашим об'єктом дослідження, рисунок 3.12.

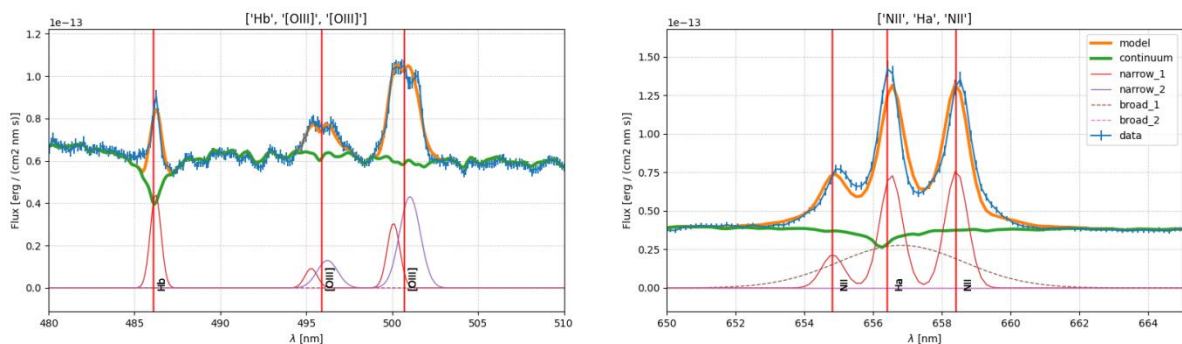


Рис.

Рисунок 3.12 – Приклад спектру галактики із вибірки «GABRIELLE». Умовні позначення такі ж як на рисунку 3.11.

Для визначення особливостей в рентгенівському діапазоні які можуть бути спричинені наявністю подвійних піків у емісійних лініях двічі іонізованого кисню в оптичному діапазоні, було створено підвбірку галактик із DAGN, для яких в літературі були знайдені спостереження у жорсткому рентгенівському діапазоні спектра. Кількість таких галактик склала 9 об'єктів. До цих галактик ми підібрали на основі галактик із 105 місячного огляду неба в рентгенівському діапазоні SWIFT BAT контрольну вибірку галактик з активними ядрами різних типів, але профілі спектральних ліній [OIII] $\lambda\lambda 4960, 5007$ в них описуються однією гаусіаною, що означає відсутність подвійних піків. На рисунку 3.13 показано приклад фітування емісійних ліній спектру цієї вибірки. Величина контрольної вибірки – 17 галактик, для кожної з яких було знайдено спостереження у жорсткому рентгенівському діапазоні спектра.

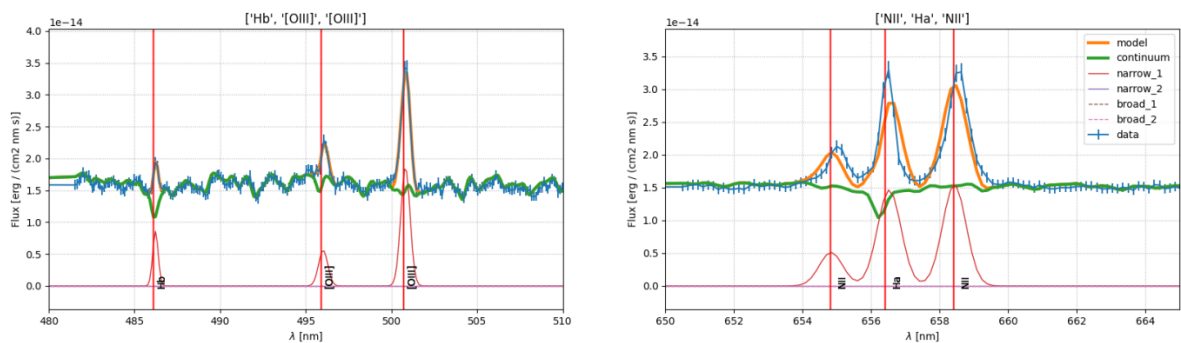


Рисунок 3.13 – Приклад спектру галактики із контрольної вибірки АЯГ. Умовні позначення такі ж як на рисунку 3.12. *Пошук кореляції між оптичним і рентгенівським спектральними діапазонами.*

Жорстке рентгенівське випромінювання від АЯГ виникає внаслідок комптонівського розсіювання фотонів диска високотемпературною (сотні кеВ) популяцією електронів, яка утворює область корони, розташовану над акреційним диском. Хоча це жорстке рентгенівське випромінювання може становити лише невелику частку загального центрального іонізуючого потоку (залежно від радіуса корони), воно здатне проникати глибоко в найщільніші газові області поблизу ядра АЯГ, що призводить до випромінювання деяких специфічних видів ліній. За умови, що власне жорстке рентгенівське випромінювання не сильно поглинається і оптичний спектр не сильно

почервонів, ми можемо ідентифікувати зазначені характеристики оптичного випромінювання, тісно пов'язані з високоенергетичним основним випромінюванням, перевіривши їх кореляцію з жорстким рентгенівським випромінюванням. В роботі [59] кореляції були отримані на основі незатемненої природи як оптичного, так і рентгенівського спектрів, тому яскравість жорсткого рентгенівського випромінювання можна використовувати як надійну діагностику для дослідження її зв'язку з оптичними спектральними властивостями.

Автори роботи [59] показали кореляцію між різними компонентами (вузька, проміжна і широка) сильних емісійних ліній спектрів незатемнених АГЯ і світністю в жорсткому рентгенівському діапазоні. В галактиках наших головної і контрольної вибірки така детальна декомпозиція ліній неможлива, оскільки спектри нашої вибірки мають дещо іншу природу. Тому в нашій роботі кореляції перевіряються між рентгенівською світністю і повним потоком в лінії $H\beta$ $\lambda 4861\text{\AA}$. Автори вищезазначеної статті провадять кореляції між цими величинами також. На рисунку 3.14 показані кореляції між повними світностями емісійних ліній $H\beta$ $\lambda 4861\text{\AA}$ та $[OIII]$ $\lambda 5007\text{\AA}$ з світністю в жорсткому рентгенівському діапазоні 2-10 кеВ.

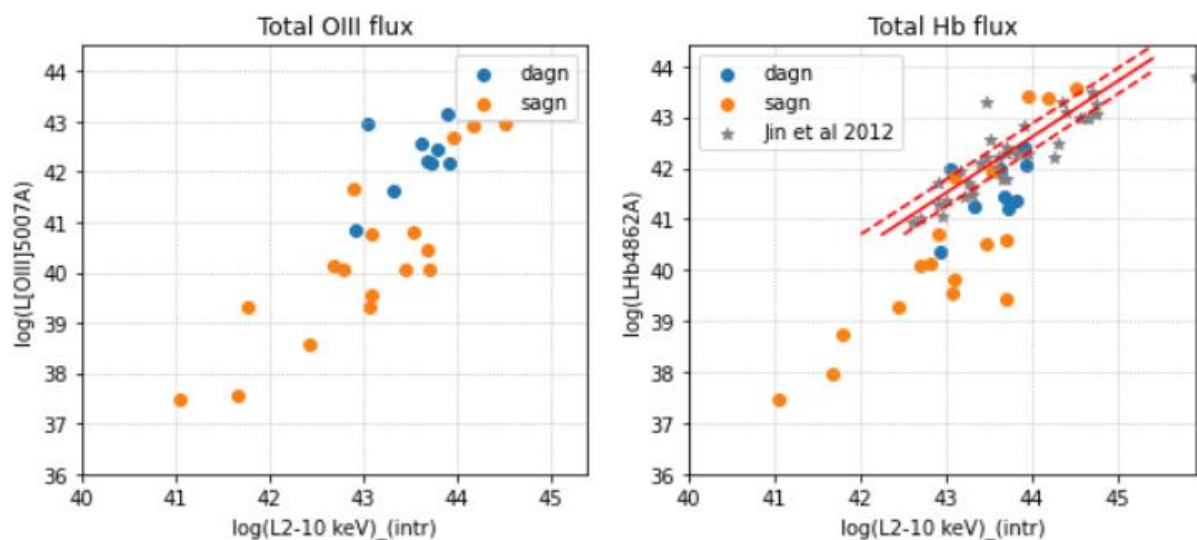


Рисунок 3.14 – Залежності між світністю в жорсткому рентгенівському діапазоні 2-10 кеВ та повній світності в лінії $[OIII]$ $\lambda 5007\text{\AA}$ (зліва) та $H\beta$ $\lambda 4861\text{\AA}$. Синіми кружками показана основна вибірка із подвійними лініями в лініях кисню.

Помаранчевими кружками показана контрольна вибірка. Червоними лініями показані кореляції авторів [59] та дані із цієї статті (сірі зірочки).

З рисунку 3.14. видно, що наші дані систематично зсунуті в бік менших світностей порівняно із даними авторів оригінальної статті. Також помітно просторове розділення між контрольною і головною вибірками, в якому галактики із подвійними піками в емісійних лініях двічі іонізованого кисню мають типово більше загальну світність.

3.4. Пошуки відповідної фізичної інтерпретації виявлених відмінностей.

Зростання маси надмасивних чорних дір при злитті галактик і витікання речовини із АЯГ можна простежити за спектрами галактик з лініями емісії АЯГ, які мають подвійні піки. Останніми роками двопікові вузькі емісійні лінії в галактиках-господарях АЯГ вивчають як популяцію. Кілька сотень двопікових вузьких емісійних ліній було виявлено в спектроскопічних дослідженнях (наприклад, [61]), з найбільшими вибірками, знайденими в SDSS. Випромінювання цих двопікових ліній можуть супроводжувати різні фізичні процеси, включно з подвійними АЯГ, витоками речовини із ядра та обертанням диска.

Отже, для визначення природи двопікових вузьких емісійних ліній потрібні подальші спостереження. Ці подальші спостереження включають зображення високої роздільної здатності для визначення наявності множинних зоряних балджів (наприклад, [62-64]), як очікується у сценарії злиття галактик з фіналом у вигляді утворення подвійних АЯГ.

Просторово-розділена спектроскопія (наприклад, [65]) є помічною в тому сенсі, що вона може бути використана для обмеження кінематики області випромінювання вузьких ліній газу, пов'язаних із подвійними піками.

Насправді, багато досліджень поєднували візуалізацію і спектроскопію з просторовою роздільною здатністю, щоб побудувати більш чітку картину джерел подвійних піків вузьких емісійних ліній (наприклад, [66]).

Для просторової роздільної здатності та підтвердження подвійних АЯГ у будь-якій з систем подвійних емісійних ліній, необхідні спостереження

спостереження в радіодіапазоні (наприклад, [67]) або рентгенівського випромінювання (наприклад, [66]). В результаті всіх цих кампаній з дослідження на різних довжинах хвиль вимальовується картина, в якій більшість двопікових емісійних ліній зумовлені кінематикою витікання речовини із ядра.

Заборонена лінія випромінювання двічі іонізованого кисню [O III] $\lambda 5007$ - сильна емісійна лінія, яка є чудовим об'єктом для визначення протяжності та кінематики іонізованого газу в області випромінювання вузьких ліній, вона була використана в багатьох дослідженнях фотоіонізації та витоків АЯГ. Згідно класифікаційної схеми [65] три основні класифікації профілів емісійної лінії кисню такі.

З домінуванням обертання. Система класифікується як така, в якій форма профілю домінована обертанням, якщо вона має кеплерівське обертання у площині галактики, яке демонструють $V_r < 400 \text{ км с}^{-1}$, $\sigma_1 < 500 \text{ км с}^{-1}$, $\sigma_2 < 500 \text{ км с}^{-1}$, та випромінювання [O III] $\lambda 5007$, яке вирівняне з площиною галактики.

Якщо профіль емісійних ліній симетричний ($|A| < 0.19$), то така система класифікується як «домінування обертання + поглинання» оскільки пил, що перекриває обертовий диск на лінії зору, може пояснити симетричний двопіковий профіль емісійної лінії (наприклад, [68]).

Якщо ж профіль емісійної лінії несиметричний ($|A| > 0.19$), то система класифікується як «домінування обертання + збурення» оскільки бари, спіральні рукави, подвійні АЯГ або інші динамічні збурення збурення можуть спричинити асиметричний двопіковий профіль емісійної лінії.

Для того, щоб класифікувати систему як таку, що має виток речовини, застосовуються консервативні критерії $V_r > 400 \text{ км с}^{-1}$, $\sigma_1 > 500 \text{ км с}^{-1}$ або $\sigma_2 > 500 \text{ км с}^{-1}$. Тоді, якщо більше половини просторових рядів довгохвильових спектрів в межах FWHMcont мають випромінювання [O III] $\lambda 5007$, яке найкраще узгоджується з більш ніж двома гаусіанами, ми класифікуємо систему як «композитний витік». В іншому випадку, система є типу «витік». Клас «композитний витік» можна пояснити витоком речовини, який являє собою багато різних газових хмар з різними швидкостями.

Якщо галактика не підходить під жодну класифікацію з вищенаведених, то вона є неоднозначною. Це системи з $V_r < 400 \text{ км с}^{-1}$, $\sigma_1 < 500 \text{ км с}^{-1}$, $\sigma_2 < 500 \text{ км с}^{-1}$ і випромінюванням [O III] $\lambda 5007$, яке не співпадає з площиною галактики. Можливі пояснення профілів емісійних ліній цих галактик включають контр-обертний диск, приплив газу, слабкі витоки та подвійні АЯГ.

У багатьох попередніх дослідженнях вивчалися відносні частки АЯГ у галактиках, що зливаються, та ізольованих галактиках, як спосіб обмежити внесок різних механізмів запуску АЯГ (наприклад, [68]). І дійсно, деякі з галактик нашої вибірки із подвійними піками мають або тісного компаньйона або знаходяться на якійсь із стадій злиття.

Порівняння світностей в жорсткому рентгенівському та оптичному діапазоні показані в Розділі 3.3. Наша вибірка доповнює і продовжує кореляцію між рентгеном і оптикою. Вища загальна світність в H β $\lambda 4861 \text{ \AA}$ у галактик із подвійними лініями спостерігається одночасно із вищою світністю в рентгені. Ми порівнювали дві вибірки, де основною була вибірка галактик що мають подвійні піки в забороненій лінії випромінювання кисню. Для мультитихвильового дослідження було обрано галактики що були спостережені в рентгенівському діапазоні. Контрольною вибіркою стала підвибірка галактик з одиночними профілями лінії кисню, яка також мала спостереження в рентгенівському діапазоні.



Рисунок 3.15 – Приклади зображень галактик із вибірки із подвійними лініями кисню.

На рисунку 3.15 видно, що галактики із подвійними лініями мають загалом дещо вищу світність в Бальмерівській лінії випромінювання водню. Найбільш імовірно причиною виникнення подвійних піків в цих емісійних лініях є витоки речовини або вітер із АЯГ. Відомо, що вітер може мати як позитивний так і негативний вплив на зореутворення в галактиці в залежності від локалізованості спостережень. А саме, позитивний зворотній зв'язок, тобто підвищення темпів зореутворення в галактиках-господарях із вітром, ми можемо спостерігати безпосередньо на фронті поширення речовини із ядра внаслідок підвищення щільності газу. В той час як негативний зворотній зв'язок спостерігається усереднено по всій галактиці внаслідок нагрівання газу і вимітання його із галактики.

Оскільки лінії випромінювання водню корелюють із темпами зореутворення в галактиці, то можемо судити про позитивний зворотній зв'язок в галактиках із подвійними лініями. Злиття в деяких із галактик вибірки (рисунок 3.15) також може запускати і посилювати темпи зореутворення.

3.5. Створення «навчальної» вибірки позагалактичних об'єктів по даним сучасним спектроскопічним, фотометричним та астрометричним оглядів неба

Незважаючи на унікальність сучасних фотометричних оглядів неба, фотометрична інформація апіорі є обмеженою в спектральному діапазоні довжин хвиль і, зазвичай, спектроскопічні дані надають більше можливостей для аналізу галактичних та позагалактичних джерел. З іншого боку, через технічні обмеження, наразі не вдається побудувати багатомільйонні каталоги спектрів, тому необхідність використання фотометричної інформації очевидна. Саме тому, встановлення взаємозв'язку фотометричних даних про певний об'єкт з його спектроскопічними властивостями є обов'язковою умовою для забезпечення комплексного аналізу інформації з сучасних цифрових оглядів неба. Для створення класифікаційної моделі будуть використані різноманітні алгоритми машинного навчання з «вчителем». В якості навчальної вибірки будуть використані дані сучасних спектроскопічних каталогів, доповнені даними фотометричних та астрометричних оглядів неба отриманих на космічних та наземних телескопах. Отримання закономірностей між спектроскопічними та фотометричними даними дозволить виконати класифікацію позагалактичних об'єктів на галактики, квазари АЯГ різних типів та отримати оцінку червоних зміщень по даним найбільших фотометричних та астрометричних оглядах для неба, що містять мільярди об'єктів.

З цією метою було створено «навчальну» вибірку по даним сучасних спектроскопічно підтверджених каталогів АЯГ. За результатами досліджень, що представлені в другому розділі було обрано декілька найбільш надійних каталогів АЯГ в радіо SDSSrd, оптичному AGN-SM, AGN-OC та рентгенівському 3LAC, BAT, AGN_XBS, INTEGRAL діапазоні довжин хвиль. До даних цих каталогів, відповідно до рекомендацій їх авторів, були застосовані жорсткі критерії відбору АЯГ. В таблиці 3.1 представлено кількість АЯГ в досліджуваних каталогах після жорстких критеріїв відбору. Для об'єднання даних цих каталогів використовувалось програмне забезпечення, що спеціально розроблено в НДІ астрономії.

Таблиця 3.1 – Базові каталоги для створення навчальної вибірки АЯГ

Каталог	3LAC	BAT	AGN_XBS	INTEGRAL	AGN-SM	AGN-OC	SDSSrd
Діапазон	X-ray	X-ray	X-ray	X-ray	Optical	Optical	Radio
Кількість	1444	1632	269	86	16902	39505	10344

Після об'єднання даних цих каталогів, та виключення 2667 об'єктів, що одночасно належать декільком каталогам, ми отримали фінальну вибірку 70182 АЯГ. Серед яких 2667 АЯГ належать одночасно декільком каталогам. На рисунку 3.16 представлено розподіл АЯГ нашої навчальної вибірки. Як добре видно з рисунку, більшість АЯГ знаходяться в області неба, що добре досліджена спектроскопічним оглядом неба SDSS.

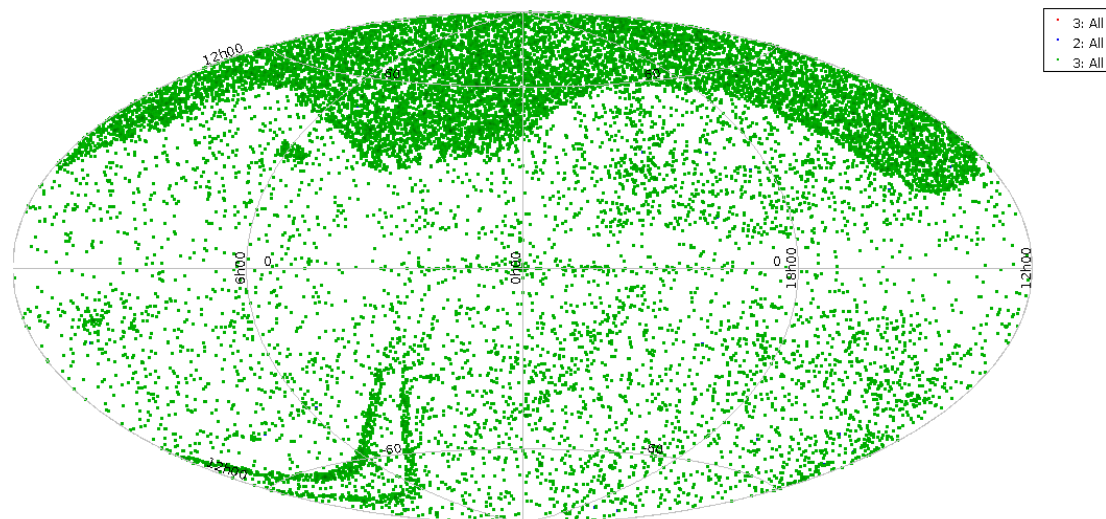


Рисунок 3.16 – Розподіл АЯГ навчальної вибірки галактичних координатах. Напрямо на центр галактики знаходиться в центрі рисунку.

Наступний крок наших досліджень – доповнення «навчальної» вибірки АЯГ фотометричною та астрометричною інформацією з сучасних найбільш повних та найбільш точних оглядів неба як в оптичному так і в ближньому та середньому інфрачервоному діапазоні довжин хвиль. Для цього були використані данні з каталогів GaiaDR2, ALLWISE, 2MASS, PanSTARRS DR1 та DES DR1, які були попередньо об'єднані в один масив даних. Дані каталогу DES DR1 були залучені для заповнення фотометричної інформації для об'єктів що мають схилення менше ніж -35 градусів. Результуюча вибірка АЯГ містить

астрометричну інформацію (положення, паралакси та формальні власні рухи з каталогу Gaia DR2) а також фотометричну інформацію – зоряні величини та їх похибки визначення для 12 діапазонів довжин хвиль:

- оптика - gmag, e_gmag, rmag, e_rmag, imag, e_imag, zmag, e_zmag, ymag, e_ymag (дані PanSTARRS DR1+ DES DR1);
- ближній ІЧ - Jmag, Hmag, Kmag, e_Jmag, e_Hmag, e_Kmag (дані 2MASS);
- Середній ІЧ W1mag, W2mag, W3mag, W4mag, e_W1mag, e_W2mag, e_W3mag, e_W4mag (дані ALLWISE).

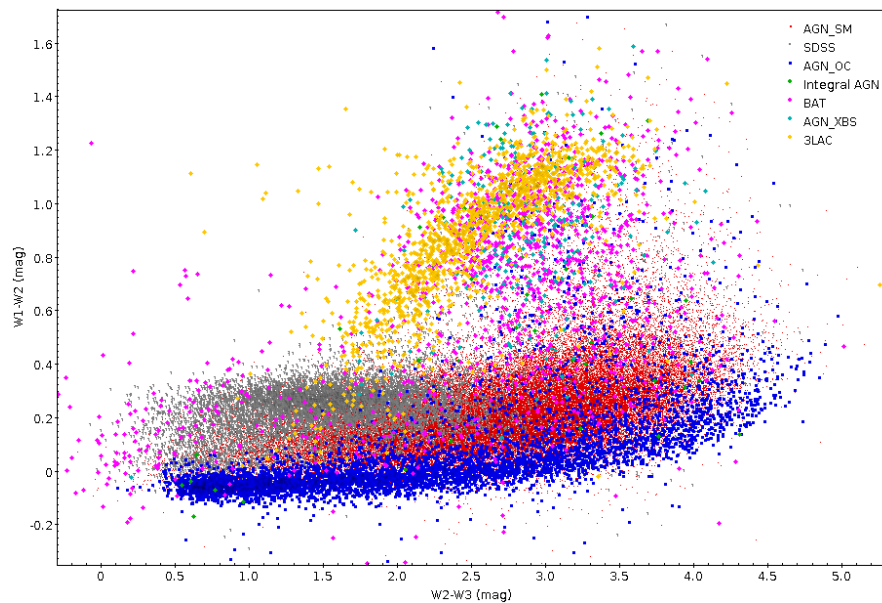


Рисунок 3.17 – Залежність показників кольору в середньому інфрачервоному діапазоні довжин хвиль.

На рисунку 3.17 представлено залежність показника кольору W1-W2 від W2-W3 по даним каталогу ALLWISE окремо для кожного базового каталогу нашої навчальної вибірки АЯГ. Як добре видно на рисунку 3.17, АЯГ в оптичному та радіодіапазоні довжин хвиль мають різну поведінку показників кольору. Так на рисунку 3.18 виділено окремо АЯГ з оптичного (зелений колір), радіо (рожевий колір) та рентгенівського (синій колір) діапазону.

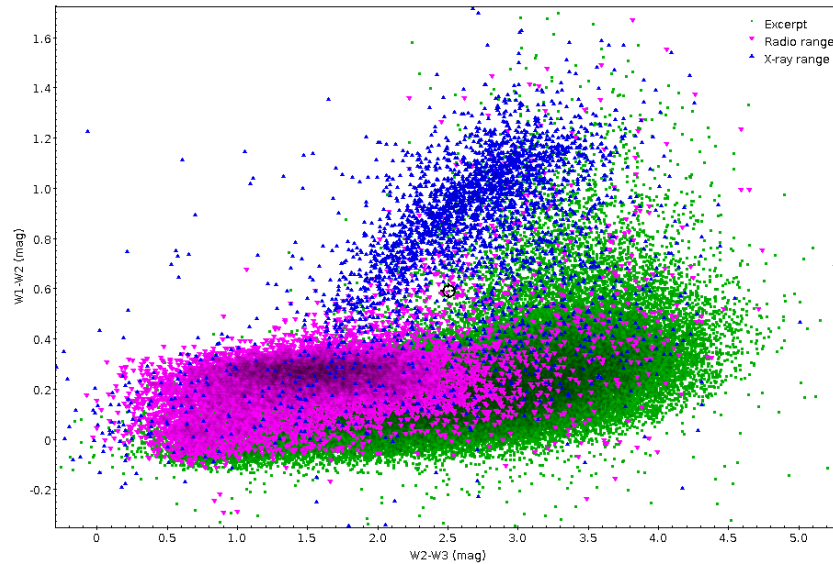


Рисунок 3.18 – залежність показників кольору по даним ALLWISE каталогу для АЯГ з оптичного (зелений колір), радіо (рожевий колір) та рентгенівського (синій колір) діапазону.

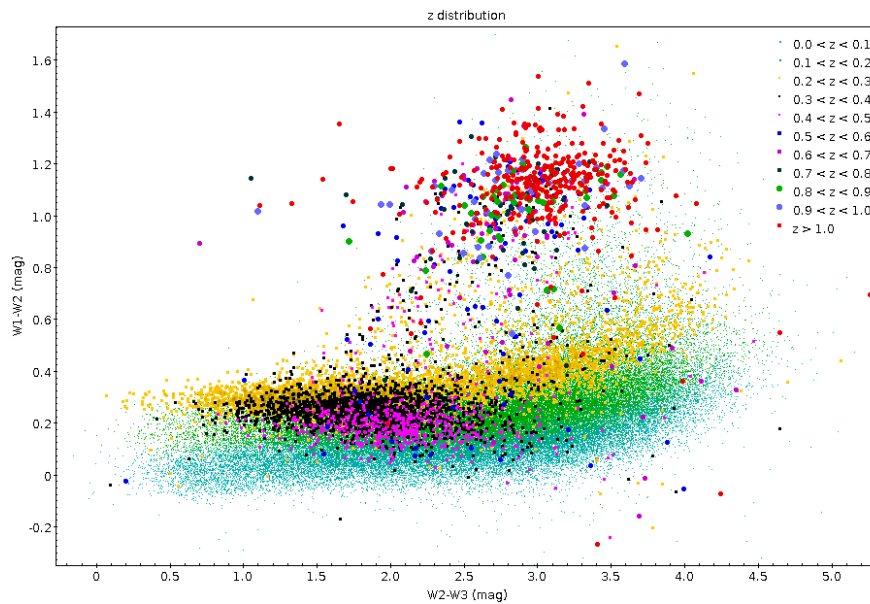


Рисунок 3.19 – Залежність показників кольору для нашої навчальної вибірки АЯГ для різних червоних зміщень.

Рисунок 3.19 відображає розподіл АЯГ нашої навчальної вибірки за червоним зміщенням. Звідки ми знаємо, що під той самий критерій більшою мірою підпадають АЯГ з показником $z > 0.5$. З цього всього ми робимо висновок, що критерії введені у представлених вище публікаціях не мають достатньої повноти, але є можливість виправити це за допомогою даних з оптичного діапазону. На

що направлені наші подальші дослідження.

РОЗДІЛ 4. Дослідження вибірки АЯГ з каталогу «GABRIELLE»

4.1. Доукомплектування оригінальної вибірки АЯГ з вузькими емісійними лініями в оптичному діапазоні хвиль.

Взаємодії між галактиками відіграють велику роль в їх еволюції, в числі інших ефектів запускають, як вважається, зореутворення, живлять центральні чорні діри, перетворюючи їх на активні ядра галактик. Злиття галактик пояснює більшість явищ, спостережених при статистичних дослідженнях АЯГ [69] і є вірогідним сценарієм утворення подвійної чорної діри.

Незважаючи на розповсюдженість галактик що взаємодіють, досі існує надзвичайно мало прямих спостережень подвійних чорних дір. Існує кілька можливих пояснень того чому подвійні чорні діри зустрічаються набагато рідше, ніж очікується із симуляцій: чорні діри більшість часу знаходяться на відстанях значно менше кілопарсеку одна від одної і тому їх складно спостерігати окремо; одна з двох або обидві чорні діри сильно затемнені; обидві чорні діри дуже рідко активні одночасно і різниця між одинарною і подвійною чорними дірами складно помітити з великої космологічної відстані.

До цього часу відомо лише близько 30 підтверджених подвійних АЯГ (див. [70] та посилання в статті.) Систематичний пошук АЯГ на різних стадіях злиття є дуже важливим як для вивчення особливостей подвійних чорних дір так і галактик, що їх містять.

Одна із переваг використання спектроскопії для пошуку подвійних чорних дір полягає в тому, що вона не обмежена просторовою роздільною здатністю до того моменту, поки відстань між чорними дірами більша за розмір області випромінення вузьких ліній. Але відповідні спектральні особливості можуть бути спричинені також біконічними викидами речовини або випроміненням диску, що обертається навколо одинарної чорної діри.

Для пошуку подвійних АЯГ із Цифрового огляду неба Слоана (SDSS) 12го випуску даних [72] було відібрано близько 8500 тисяч активних галактик з вузькими емісійними лініями. Візуально з них було відібрано 385 галактик, в яких яскраві емісійні лінії (H β та лінії від забороненої емісії кисню [OIII] на

довжинах хвиль 4959 та 5007 ангстрем) мали подвійні піки. Надалі будемо їх називати DPAGN.

Галактики вибірки DPAGN мають червоні зміщення z від 0.1 до 0.6. Розподіл червоних зміщень показано на рисунку 6.2 Розділу 4.2. Найбільше галактик має червоні зміщення $z \sim 0.4-0.5$.

Процедура фітування моделі спектру

Першим кроком при аналізі спектрів було фітування і віднімання випромінення галактики, в якій міститься активне ядро. З цією метою було використано код Starlight, який знаходиться у вільному доступі [69]. В процесі роботи Starlight із бази спектрів моделей зоряної еволюції вибирає і складає кілька спектрів, щоб якомога точніше відтворити сумарне випромінювання багатьох областей зореутворення фонові галактики.

Для вимірювання емісійних ліній в галактиках вибірки було використано модель емісійних ліній, яка характеризується наступним чином:

- модель описує емісійні лінії $H\alpha$, $H\beta$, $[OIII] \lambda 4959, 5007$, $NI \lambda 6548, 6584$, їх подвійні вузькі і широкі компоненти,
- профілі ліній описані функцією Гауса,
- модель передбачає однакове фізичне походження різних підгруп емісійних ліній: ширини та зміщення відповідних компонент емісійних ліній $[OIII] \lambda 4959$ та $[OIII] \lambda 5007$ скорельовані, ширини та зміщення вузької компоненти $H\alpha$ та $NI \lambda \lambda 6548, 6584$ також однакові в кожній із підгруп, що відповідають одній із двох областей випромінювання вузьких ліній; параметри лінії $H\beta$ (вузьких і широких компонент) відповідно корельовані із лінією $H\alpha$ (див. пояснення будови АЯГ з точки зору уніфікованої моделі в Розділі 4.2).

Автоматична процедура фітування моделі відбувається шляхом зменшення χ^2 і передбачає поступове ускладнення моделі. Початкова модель складається із одиночних вузьких компонент для кожної з ліній. Далі до моделі додаються широкі компоненти ліній $H\alpha$, $H\beta$, $[OIII] \lambda 4959, \lambda 5007$, а також ще один набір вузьких і широких компонент для всіх ліній. Така модель покликана відобразити області випромінення вузьких і широких ліній навколо кожної із потенційних

чорних дір. Після додавання кожного набору ліній перевіряється значимість зменшення χ^2 і процедура продовжується з цим набором тільки якщо його значимість вища за 5σ .

На рисунку 4.1 показано приклад фітування спектру вибірки DPAGN, де синім кольором показаний спектр, червоним – модель емісійних ліній, сірим – профілі кожної компоненти моделі. В цьому спектрі в модель увійшли по дві широкі і вузькі компоненти для ліній $H\alpha$ та $[OIII]$ $\lambda\lambda 4959, 5007$, по дві вузькі компоненти для ліній NII $\lambda\lambda 6548, 6584$. Для лінії $H\beta$ – увійшли одна вузька компонента та дві широкі, а імовірність існування другої вузької компоненти не перевищила 5σ .

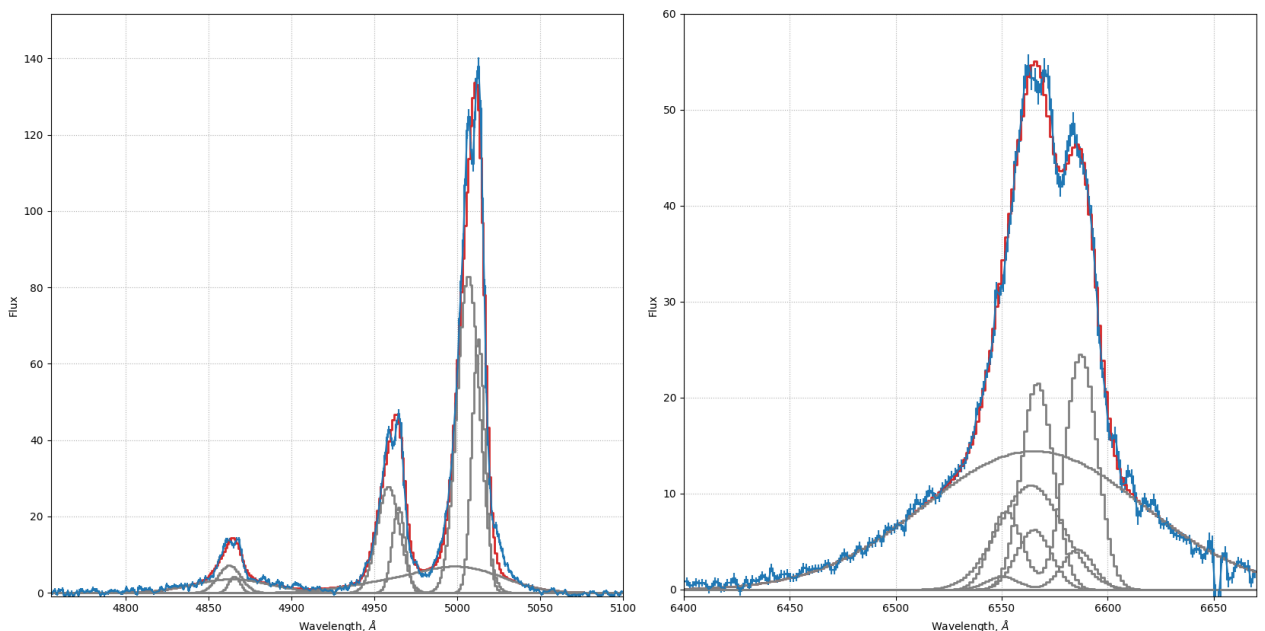


Рисунок 4.1 – Приклад спектру із вибірки DPAGN. Синім кольором показаний спектр, червоним – модель емісійних ліній, сірим – профілі кожної компоненти моделі. Ліва панель – лінії $H\beta$ та $[OIII]$ $\lambda\lambda 4959, 5007$, права панель – $H\alpha$ та NII $\lambda\lambda 6548, 6584$.

Під час фітування спектрів деяких галактик із яскравими лініями не вдалось отримати достатньо низький χ^2 , оскільки профілі таких ліній не можуть бути описані функцією Гауса. Не зважаючи на те, що при візуальному контролі спектральні лінії мали очевидно дві вузькі компоненти, спектри з такими лініями були виключені із вибірки, оскільки потоки в лініях були недооцінені. Робота

над покращенням процедури фітування передбачає розширення списку функцій для опису профілів ліній.

- ширини емісійних ліній [OIII] λ 4959 та [OIII] λ 5007 покомпонентно однакові,

- ширини вузької компоненти Na та NII λ 6548, λ 6584 також однакові в кожній із підгруп, що відповідають одній із двох областей випромінювання вузьких ліній.

Для класифікації галактик утвореної вибірки було використано класичний спосіб діаграми Болдвіна, Філіпса і Терлевича [73] (BPT), на якій відношення потоків [OIII] λ 5007 до H β та NII λ 6548, λ 6584 до Na (діаграма для вибірки DRAGN показана на рисунку 4.1) розділяється двома кривими:

- крива із роботи [74] (суцільна лінія) відображає результати емпіричного дослідження великої кількості галактик, і галактики, які на діаграмі знаходяться під цією лінією мають за основне джерело іонізуючого випромінювання зоряне випромінювання;

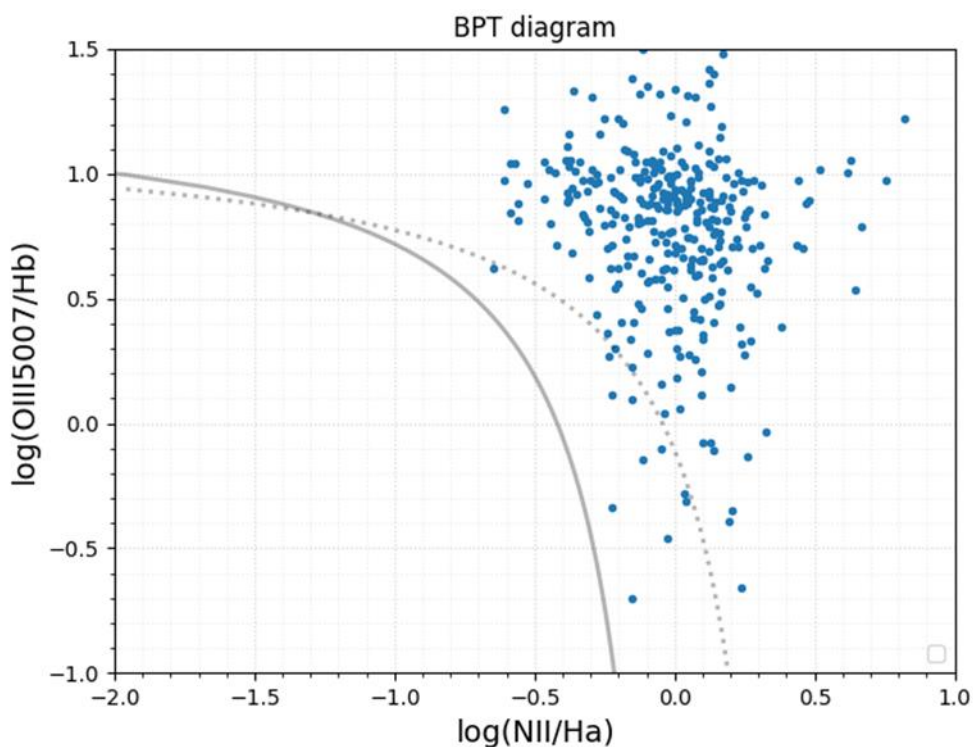


Рисунок 4.2 – Класифікаційна діаграма BPT. Точки – галактики вибірки «DRAGN», суцільна лінія – крива із роботи [74], точкова лінія – крива із роботи [75].

- крива із роботи [75] (точкова лінія) відображає максимальні значення відношення потоків в зазначених лініях для моделей зореутворення в галактиках, отже в галактиках, які на діаграмі потрапляють в область над цією кривою, домінує жорстке іонізуюче випромінювання від АЯГ.

Проміжок між двома кривими вважається «комполитним», тобто речовина в галактиках, які потрапили в проміжок, іонізована і в процесі зореутворення і випромінюванням активного ядра. З рисунку 4.2 видно, що майже всі галактики вибірки DRAGN потрапляють в область над лінією з роботи [74], лише невелика частина галактик потрапила між лініями. Таким чином всі галактики можна класифікувати як АЯГ.

4.2. Проведення перехресної перевірки на перекриття вибірки та 105-month BAT hard Xray Survey з метою пошуку відповідних галактики у жорсткому рентгенівському діапазоні.

Подвійні надмасивні чорні діри це пари надмасивних чорних дір з розділенням менше 10 кілопарсек утворені в результаті злиття галактик, яке саме по собі може направляти газ на одну або обидві чорні діри, і дозволяє спостерігати зміщене активне ядро або подвійну АЯГ відповідно [81]. Такі об'єкти надають широкі можливості для вивчення процесів активності в ядрі під час злиття. Приміром, АЯГ може бути активоване, окрім злиття галактик, також звичайними процесами всередині галактики (акреція з галактичного гало, космологічна акреція вздовж волокон речовини), а відносна роль кожного із процесів може залежати від властивостей АЯГ.

Пошук подвійних АЯГ виключно в оптичному діапазоні методами спектроскопії не є самодостатнім, оскільки емісійні лінії із подвійними піками, знайдені в спектрах галактик при такому пошуку, не вказують однозначно на галактики в процесі злиття [78]. Такі самі сигнатури можуть випромінюватись під час біконічних викидів речовини або при обертанні акреційного диска навколо одинарної чорної діри. Тому логічно продовжити пошук в інших діапазонах хвиль, які можуть вказати на природу подвійності піків в емісійних лініях.

Вибірка

За відправну точку мультихвильового дослідження кандидатів у подвійні АЯГ було вирішено взяти каталог джерел рентгенівського випромінювання спостережені в перші 105 місяців спостережень Burst Alert Telescope (BAT) встановленому на борту орбітальної обсерваторії Swift. Огляд Swift-BAT це однорідний огляд всього неба в жорсткому рентгенівському діапазоні спектра електро-магнітного випромінювання з енергіями 14 – 195 кілоелектрон-вольт. В каталог входить 1632 джерела з рівнем імовірності вищим за 4.8σ [79].

Співставлення огляду із вибіркою АЯГ із подвійними піками, що описано в Розділі 2, дало лише одну асоціацію. Тоді було вирішено звернутись до найновішого 16-го випуску даних цифрового огляду неба Слоана (SDSS) [80]. Серед галактик спостережених в рамках SDSS 226 було асоційовано із Swift-BAT.

Згідно уніфікованої моделі АЯГ в залежності від орієнтації в просторі системи чорної діри, її акреційного диску, газопилового тору та інших компонент активного ядра, в оптичному спектрі емісійні лінії матимуть комплексні профілі:

- у випадку спостереження АЯГ «з ребра», тобто коли чорна діра і області що її оточують закриті газопиловим тором, в спектрі АЯГ присутні лише вузькі лінії випромінені міжзоряним газом на великих відстанях. Це так звана область випромінення вузьких ліній (NLR). Типові ширини ліній NLR від 200 до 500 км/с [76].

- у випадку зменшення кута між напрямом спостереження і віссю обертання чорної діри відкриваються області, що знаходяться близько для акреційного диску. Речовина в цих областях має типові швидкості порядку 3000 км/с [77] і називаються відповідно областями випромінення широких ліній (BLR).

АЯГ, в спектрі якої не спостерігається емісії від BLR, називають галактиками Сейферта 2-го типу. Якщо в спектрі АЯГ спостерігаються широкі і вузькі компоненти емісійних ліній, така галактика відноситься до 1-го типу. Серед спектрів асоційованих між SDSS та Swift-BAT присутні обидва типи

АЯГ.

Проаналізувавши 226 спектрів з допомогою процедури фітування спектральних ліній описаної в Розділі 4.1, було знайдено 49 АЯГ з подвійними лініями. Ці галактики було об'єднано в каталог «GABRIELLE» (catalogue of the narrow-line nearBy xRay actIve gaLactic nucLEus) для подальшого вивчення.

На рисунку 4.1 показаний розподіл червоних зміщень для галактик GABRIELLE (червоний колір), а також для його батьківської вибірки асоціацій між оглядами SDSS та Swift-BAT (помаранчевий колір). Додатково синім кольором показано розподіл червоних зміщень для всіх об'єктів огляду Swift-BAT. Зеленим кольором відмічені галактики вибірки кандидатів у подвійні АЯГ описані в Розділі 4.1.

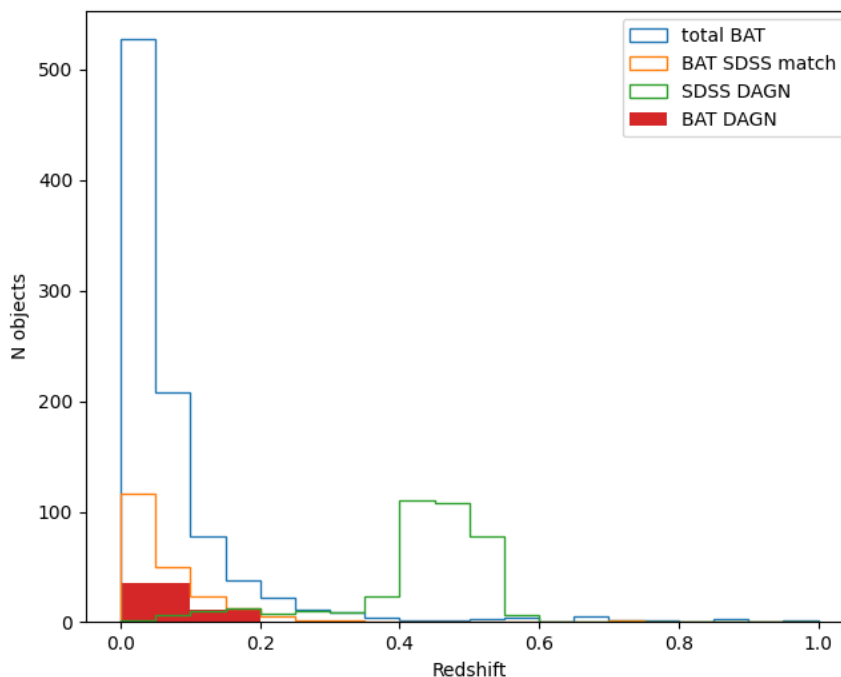


Рисунок 4.3 – Розподіл червоних зміщень, червоний колір – галактики каталогу GABRIELLE, помаранчевий колір – асоціації між оглядами SDSS та Swift-BAT, синій колір - всі об'єкти огляду Swift-BAT, зелений колір – галактики вибірки кандидатів у подвійні АЯГ описані в Розділі 4.1.

Для власної класифікації АЯГ GABRIELLE було нанесено на діаграму Болдвіна, Філіпса і Терлевича [74] (BPT). На рисунку 4.4 всі галактики потрапили над суцільною класифікаційною лінією [74], а також абсолютна

більшість знаходиться над точковою лінією [75] (для пояснень див. розділ Розділ 4.1). Це означає, що в галактиках GABRIELLE домінує іонізуюче випромінювання від активного ядра. Слід відмітити, що класифікація проводилась по потоках в лініях вимірних власною процедурою фітування спектральних ліній, і несуперечливість класифікації свідчить про її вірогідність.

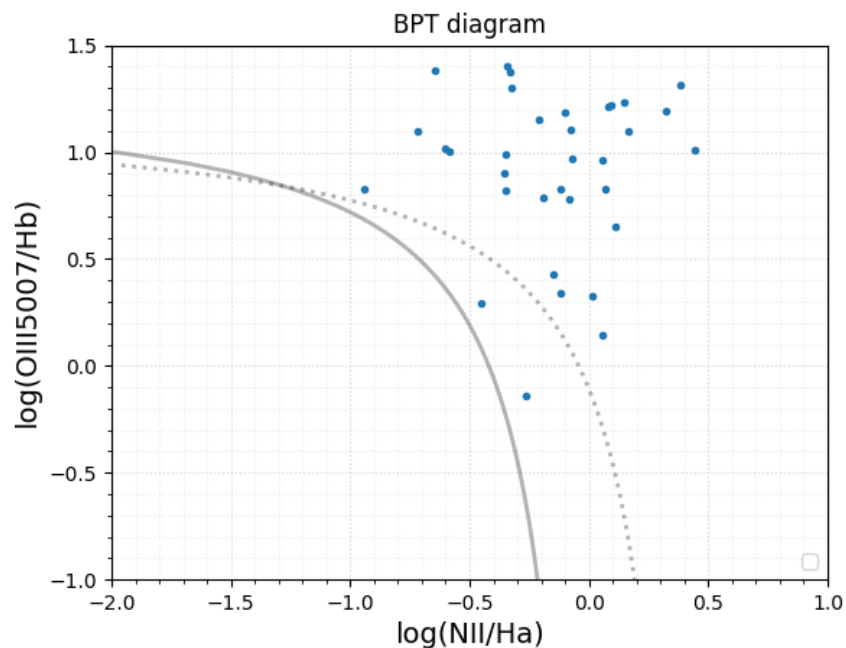


Рисунок 4.4 – Класифікаційна діаграма BPT. Точки – галактики вибірки DPAGN, суцільна лінія – крива із роботи [74], точкова лінія – крива із роботи [75].

4.3. Пошук спостережень в радіодіапазоні галактик каталогу «GABRIELLE» згідно бази даних масиву радіотелескопів «VLA».

Основи класифікації активних галактичних ядер за радіогучністю

Класифікація активного ядра галактики як радіогучного базується на спостереженнях потоків або світностей на двох частотах – 1.4 ГГц та 5 ГГц. Історично основною є друга частота, але найчастіше використовують першу частоту, адже на ній було проведено два найчисельніших огляди неба – NVSS (NRAO VLA Sky Survey) та FIRST (Faint Images of the Radio Sky at Twenty-cm – «репродукція» Паломарського огляду неба в радіодіапазоні). Перший характеризується середньою чутливістю (2.5 мЯн), низькою роздільною здатністю ($\text{FWHM} = 45''$), але великим покриттям площі неба у порівняння з другим оглядом (повне перекриття північної півкулі та південної до схилення –

40°). Другий характеризується набагато кращою роздільною здатністю (FWHM = 5"), вищою пороговою чутливістю (~1 мЯн), але меншим покриттям неба ~80% північної півкулі та лише ~20% південної півкулі. Для визначення активності АЯГ в радіодіапазоні є важливою роздільна здатність, в основному внаслідок того, що основним джерелом протяжних радіоструктур є джети, а їх утворення в активному галактичному ядрі має як змінний характер, так і обмежену тривалість активності в принципі. В першому випадку головну роль відіграє внутрішня еволюція ядра та акреція в ньому, що наприклад, проявляється в утворенні окремих «вузлів» у струменях джету. В другому випадку розглядається еволюція на довгих проміжках часу – мільйонів років. На таких часових проміжках може виникати ситуація плавного, але тривалого зменшення/збільшення активності ядра щодо утворення джетів та передачі в них енергії, а також таких випадків, коли «радіовуха» все ще випромінюють радіохвилі, але по суті, вже представляють собою залишки (remnants) такої активності, – коли в самому АЯГ утворення джетів або сильно зменшилось або взагалі зникло. Останнє виникає, наприклад, при зміні стану акреції, при якому ефективним вже є сильний вітер, а не джет або при різкій зміні темпу акреції. З огляду на вище описані аспекти було вирішено використовувати огляд FIRST як основний при встановленні радіогучності джерел каталогу GABRIELLE.

Критерії радіогучності поділяються на дві групи – критерії, які використовують світність джерела на певній частоті або ж частотному діапазоні та критерії, які використовують лише потоки від джерела, без використання K -поправки та переведення у світності. Було вирішено використовувати лише критерії, які відносяться до другої групи з двох основних причин. По-перше, це забезпечить однакову систематичну похибку, або, іншими словами зміщення кількості класифікованих джерел для усього діапазону червоних зміщень джерел вибірки. Водночас, перехресна перевірка по критеріям з першої групи буде призводити до різного зміщення визначеної класифікації радіогучності, оскільки K -поправка змінюється нелінійно із зростанням z для різних діапазонів енергії (особливо для джерел із $z > 1$). По-друге, визначення K -поправки для певних

діапазонів енергії є нетривіальною задачею, особливо для ближнього та середнього інфрачервоного-діапазонів, оскільки її значення визначається з форми спектру в даному діапазоні. Оскільки розподіл енергії в цьому діапазоні може сильно змінюватись в різних АЯГ, це вимагає індивідуального підходу до кожного джерела, що є можливим лише при наявності відповідних спостережень з високою чутливістю та роздільною здатністю на великих телескопах. На даний момент такі спостереження проводяться лише для близьких АЯГ, які забезпечать високе просторове розділення.

Для дослідження ІЧ-властивостей АЯГ зазвичай використовуються огляди неба. Перший і найголовніший огляд – це ALLWISE каталог усього неба, створений на основі спостережень космічної обсерваторії WISE і містить фотометричні дані у чотирьох фільтрах – W1 (3.4 мкм), W2 (4.6 мкм), W3 (12 мкм) та W4 (22 мкм) з максимальною роздільною здатністю $\sim 5.5''$. Для даних в ближньому ІЧ-діапазоні (К-смуга – діапазон хвиль 2.029–2.380 мкм) використовуються спостереження телескопу UKIRT (The United Kingdom Infrared Telescope), які забезпечили появу іншого каталогу – UKIDDS (UKIRT Infrared Deep Sky Survey). Цей огляд є невеликим за площею – всього 0.8 квадратних градусів неба. Але дуже «глибоким» - максимальна зоряна величина для К-смуги становить 25,3^m. Обидва описані каталоги – ALLWISE та UKIDDS використовувались надалі під час класифікації АЯГ вибірки за радіогучністю.

Мультихвильові критерії класифікації за радіогучністю

Як було сказано вище, усі критерії базуються на двох радіочастотах 1.4 ГГц та 5 ГГц. Оскільки для усіх галактик каталогу GABRIELLE присутні дані в каталозі FIRST, базовими критерієм було обрано потік на частоті 1.4 ГГц. Критерії, які використовують частоту 5 ГГц були застосовані тільки у випадку наявності таких спостережень з роздільною здатністю, яка не нижче, за таку для огляду FIRST, тобто $5''$. У пару до даних радіоспостережень, було вирішено використати відразу кілька діапазонів хвиль задля уникнення впливу, наприклад зон зореутворення в ядрах галактик або випромінювання теплого пилового середовища. Джерелом спостережних даних виступала база даних NED (The

NASA/IPAC Extragalactic Database), SIMBAD, HyperLeda та безпосередньо сайт огляду FIRST.

1. $R = F_{(1.4 \text{ ГГц})}/F_{W3_WISE}$ – відношення спостережних потоків на частоті 1.4 ГГц та у фільтрі W3 (12 мкм) обсерваторії WISE [82]. Суть полягає в тому, що ІЧ випромінювання є наслідком нагріву газопилового середовища від центру АЯГ, яке випромінює у високоенергетичному діапазоні хвиль. Потіки у фільтрах W1 (3.4 мкм) та W2 (4.6 мкм) не використовуються внаслідок того, що для цих довжин хвиль газопиловий тор АЯГ є оптично товстим, тому перевипромінювання буде анізотропним. Потік у фільтрі W4 (22 мкм) має великі похибки вимірів. Радіогучні джерела (далі – RL) будуть ті, котрі мають $R > 10$, проміжні (далі – RI) $R = 1 \div 10$, та радіо-тихі (далі – RQ) при $R < 1$. Завдяки наявності даних у фільтрі майже для усіх галактик, даний критерій був використаний як другий основний.
2. $R_{KL} = F_{(5 \text{ ГГц})}/F_{v_B}$ – відношення спостережних потоків на частоті 5 ГГц та у оптичному фільтрі B (445 нм). Це відношення називається критерієм Келлермана [2]. Пов'язане з попереднім критерієм як $R \approx R_{KL} \cdot 0.1$. Відсутність прямої рівності пояснюється тим, що степеневі індекси для радіодіапазону та ІЧ-оптичного спектру не співпадають, але й не відрізняють дуже суттєво – $\alpha_{1.4-5} \sim 0.7 \div 0.8$, $\alpha_{v_B-v_w3} \sim 1$. Поділ на радіогучність тотожний попередньому критерію.
3. $R_{L,obs} = \log (F_{(1.4 \text{ ГГц})}/F_{v_B})$ – відношення спостережних потоків на частоті 1.4 ГГц та у оптичному фільтрі B (445 нм). Це відношення є альтернативним до критерію Келлермана і може бути застосоване при відсутності спостережень на частоті 5 ГГц. Оскільки лише невелика частина галактик вибірки GABRIELLE мають спостереження на частоті 5 ГГц, відповідно, критерій для 1.4 ГГц був використаний як основний.
4. $R_{i,obs} = \log (F_{(1.4 \text{ ГГц})}/F_i)$ – відношення спостережних потоків на частоті 1.4 ГГц та у оптичному фільтрі i (445 нм) огляду SDSS (довжина хвилі $\lambda_{\text{eff}} = 7523 \text{ \AA}$) [84]. Радіогучні джерела мають $R > 1$. Відзначимо, що для кращого врахування особливості розподілу поверхневої яскравості галактик з АЯГ,

а саме, прийняття активного ядра як точкового джерела, використовувалась величина потоку, отримана при моделюванні джерела функцією розсіювання точки – PSF (Point Spread Function). Завдяки наявності даних у фільтрі i (445 нм) для усіх галактик, даний критерій був використаний як третій основний.

5. $R_{K,obs} = \log (F_{(1.4 \text{ ГГц})}/F_K)$ – відношення спостережних потоків на частоті 1.4 ГГц та у фільтрі ближнього ІЧ-діапазону К 2.029÷2.380 мкм каталогу UKIDSS. При наявності, також використовувались спостереження з високою роздільною здатністю обсерваторії VLT у цьому ж фільтрі. При наявності спостереження космічним телескопом ім. Габла, використовувалась фотометрія у фільтрі F222M (2.15-2.29 мкм). Радіогучні джерела мають $R > 1$.
6. $q_{24,obs} = \log (F_{(24 \text{ мкм})}/F_{(1.4 \text{ ГГц})})$ – відношення спостережних потоків на частоті 1.4 ГГц та у фільтрі далекого ІЧ-діапазону 24 мкм інструменту MIPS (Multiband Imaging Photometer for Spitzer) космічної обсерваторії Spitzer [85, 84]. Радіогучні джерела будуть ті, котрі мають $R < -0.5$, проміжні $R = -0.5 \div 0.5$, та радіо тихі при $R > 0.5$. Даний критерій є більше доповнюючим, аніж одним з основних. Причина полягає в тому, що випромінювання в околиці довжині хвилі 24 мкм, окрім генерація шляхом синхротронного механізму в зовнішніх частинах джетів та внутрішніх частинах «радіовух» АЯГ, чутливе до зоряного населення та міжзоряного середовища материнської галактики АЯГ. А саме, на цій довжині хвилі зони випромінюють зони зореутворення, а для галактик із $z \geq 1$ континуум буде попадати у спектральний діапазон поглинання силікатами та випромінювання РАН (Polycyclic aromatic hydrocarbons) у власній системі відліку. Зони зореутворення породжують наднові, які є джерелами радіовипромінювання. Узагальнюючи, даний критерій при низькій просторовій роздільній здатності показує так званий «радіо-надлишок» інтенсивності випромінювання. Таким чином, тут є важливим користуватись даними спостережень на 24 мкм з високою роздільною

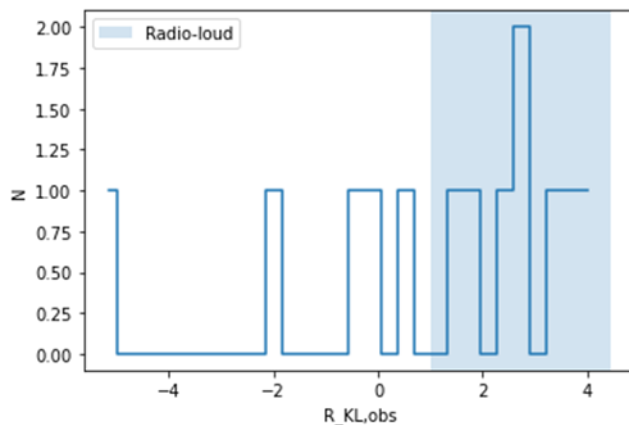
здатністю, адже в останньому випадку внесок зон зореутворення буде невеликим на відміну від випромінювання газопилового середовища, яке опромінюється центральним джерелом АЯГ. Дані Spitzer/MIPS забезпечують фотометрію у наближенні PSF зі значенням 6" і точністю позиціонування 1".

Процедура класифікації проводилась наступним чином. Використовуючи потоки з Таблиці 4.1 була визначена радіогучність галактик каталогу GABRIELLE за критеріями 1-6. На рисунку 4.5 зображено розподіл галактик вибірки GABRIELLE за кожним із шести критеріїв радіо-гучності. Радіо-гучні галактики знаходяться на синьому тлі. Кількість галактик, яка брала участь у класифікації по кожному критерію представлена в таблиці 4.1.

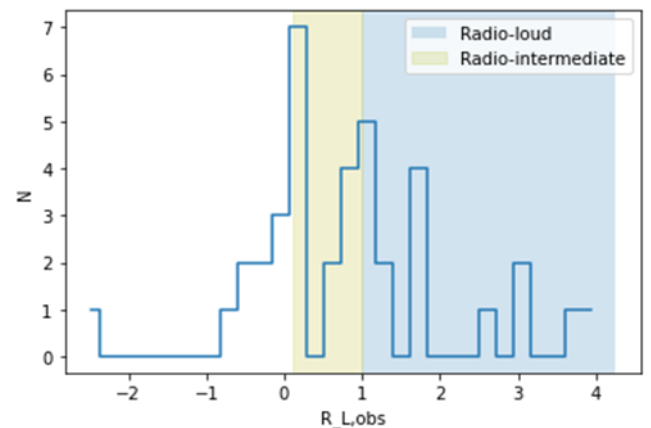
Таблиця 4.1 – Кількість галактик, які брали участь в класифікації по кожному критерію.

	R_{KL}	$R_{L,obs}$	R	$R_{i,obs}$	$R_{K,obs}$	$q_{24,obs}$
Всього	10	31	36	37	4	5
RL	8	15	8	18	2	0
RI	-	11	24	-	-	-

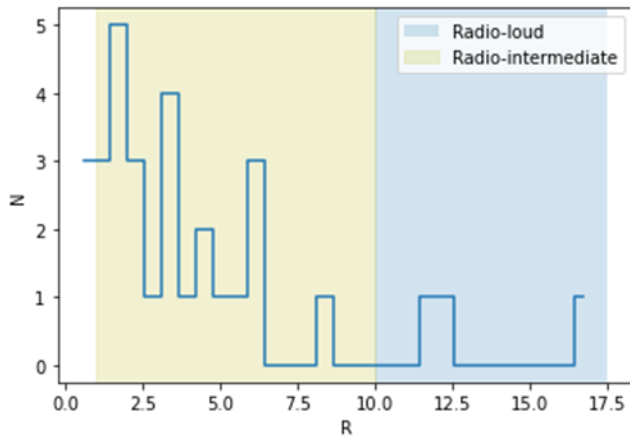
Як результат, з 49 галактик каталогу GABRIELLE, у 38 є потоки на частоті 1.4 ГГц з огляду неба FIRST. Зведені дані потоків різних діапазонів для АЯГ каталогу представлені у Додатку 4.1.



Розподіл галактик за критерієм
 $R_{KL} = F_{(5 \text{ ГГц})}/F_{\nu_B}$

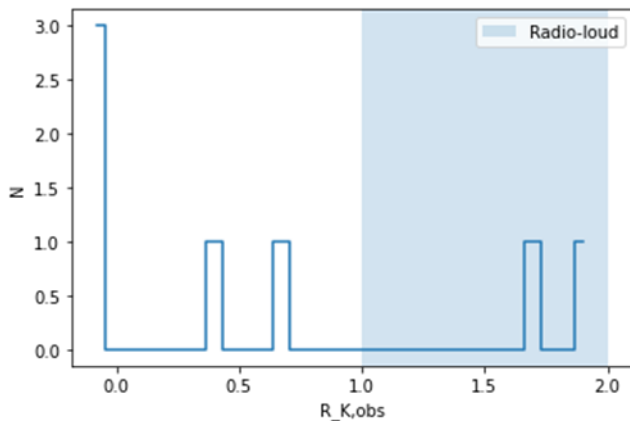


Розподіл галактик за критерієм
 $R_{L,obs} = \log(F_{(1.4 \text{ ГГц})}/F_{\nu_B})$



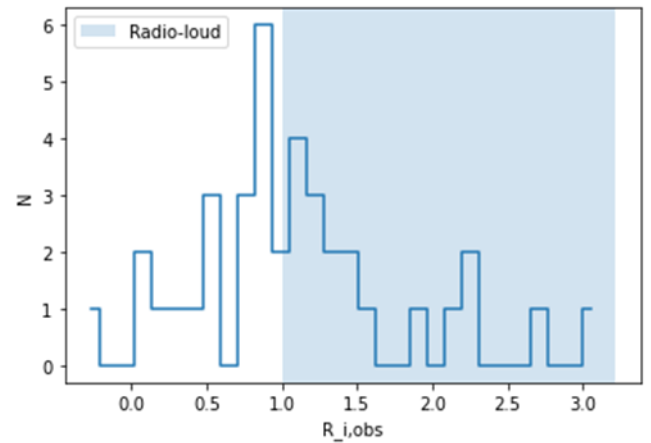
Розподіл галактик за критерієм

$$R = F_{(1.4 \text{ GHz})} / F_{W3-WISE}$$



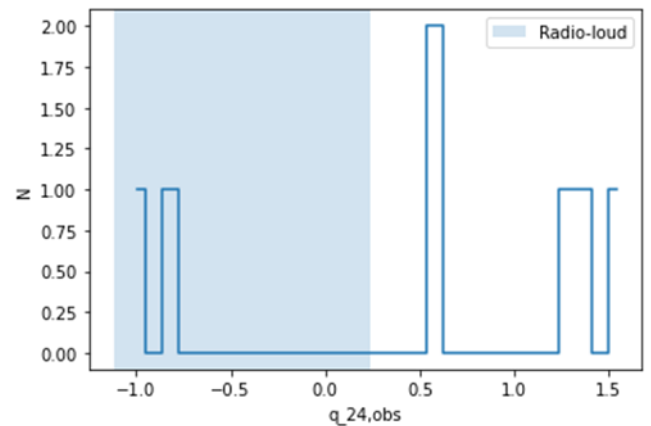
Розподіл галактик за критерієм

$$R_{K,obs} = \log (F_{(1.4 \text{ GHz})} / F_K)$$



Розподіл галактик за критерієм

$$R_{i,obs} = \log (F_{(1.4 \text{ GHz})} / F_i)$$



Розподіл галактик за критерієм

$$q_{24,obs} = \log (F_{(24 \mu\text{m})} / F_{(1.4 \text{ GHz})})$$

Рисунок 4.5 – Розподіл галактик за кожним із 6 критеріїв радіогучності. На синьому тлі радіо-гучні галактики, на зеленому – галактики проміжного типу, на білому тлі – радіо-тихі галактики.

Для подальшого аналізу було вирішено відібрати галактики, які були радіо-гучними за принаймні трьома критеріями із шести. Таких галактик отримано 19.

4.4. Пошук подвійних активних ядер за радіоспостереженнями.

Наступним етапом було виконання пошуку та відділення радіогучних (RL)/радіопроміжних (RI) галактик каталогу GABRIELLE від радіотихих, причому перші повинні демонструвати протяжні або точкові радіоструктури, які свідчили б про наявність активної системи подвійних надмасивних чорних дір та створення відповідної вибірки - кандидатів АЯГ у такі системи.

Для виконання роботи необхідна наявність радіоспостережень високої

роздільної здатності мілісекундного порядку величини, що забезпечило б розділення структур від кількох десятків парсек до кількох парсек, в залежності від відстані до об'єкту. Оскільки є ризик не виявити жодного джерела, для його зменшення було вирішено виконати повний та детальний літературний пошук для усіх 19 кандидатів у подвійні АЯГ радіоспостережень високої роздільної здатності широкого радіочастотного діапазону – від сотень мегагерц до десятків ГГц. Нижче приводяться результати по кожному окремому джерелу.

1. Swift 1044.8+3812/ UGC 5856/ MCG +06-24-008. Точкове джерело на зображенні 1.4 ГГц огляду FIRST. Спостереження на інших радіочастотах відсутні. Результат негативний.
2. Swift 1052.8+1043/ 2MASS J10523297+1036205/ LEDA 213749. Точкове джерело на зображенні 1.4 ГГц огляду FIRST. Спостереження на інших радіочастотах відсутні. Результат негативний.
3. Swift 1158.9+4234/ IC 0751/ UGC 6971. Точкове джерело на зображенні 1.4 ГГц огляду FIRST. Присутні спостереження з низькою роздільною здатністю на радіочастотах 408 МГц (FWHM $\sim 3'$) та 151 МГц (FWHM $\sim 4'$). Результат негативний.
4. NGC 5506/ Mrk 1376. Точкове джерело на зображенні 1.4 ГГц огляду FIRST. Присутні радіоспостереження з високою роздільною здатністю: а) VLA на частотах 4.8 ГГц, 8.4 ГГц та 14.8 ГГц [6]; б) VLBI та MERLIN на частоті 8.4 ГГц та 5 ГГц [93]. Як результат було виявлено центральне ядро (нерозділене, розміром < 5 пк) з супроводжуючою дифузною, вітроподібною структурою та двома протяжними утвореннями. Аналіз нахилу спектру кожної із компонент свідчить про присутність лише одного компактного центрального ядра. Результат негативний.
5. SWIFT J1417.7+6143/ 2MASX J14174289+614152. Точкове джерело на зображенні 1.4 ГГц огляду FIRST. Спостереження на інших радіочастотах відсутні. Результат негативний.
6. SWIFT J1653.2+2352/ IRAS 16511+2354. Точкове джерело на зображенні 1.4 ГГц огляду FIRST. Спостереження на інших радіочастотах відсутні.

Результат негативний.

7. SWIFT J2327.4+1525/ICRF J232721.9+152437. На зображенні 1.4. ГГц огляду FIRST джерело має протяжну структуру у вигляді джетів. Присутні спостереження з низькою роздільною здатністю на радіочастотах 365 МГц (FWHM $\sim 10''$), 22 МГц та 43 МГц (FWHM = $126''$, FWHM = $63''$), 15 ГГц (FWHM = $157''$) та з середньою роздільною здатністю 8,4 ГГц (FWHM = $1''$).
Результат негативний.
8. 1RXS J080132.3+473618/2MASX J08013199+4736155. Точкове джерело на зображенні 1.4. ГГц огляду FIRST, але зображення іншого огляду на тій же частоті – NVSS, показує дві протилежні протяжні структури. Вигляд структур також не демонструє S- або Z- форму. Цей квазару класифікується як гігантський радіо квазару – GRQ (Giant Radio Quasar). Присутнє радіоспостереження з високою роздільною здатністю на частоті 8.4 ГГц, яке показує тільки одне точкове джерело [94]. Результат негативний.
9. SWIFT J2351.9-0109/ 4C -01.61/ PKS J2351-0109. Точкове джерело на зображенні 1.4. ГГц огляду FIRST. Об'єкт представляє собою блазар. Окрім огляду FIRST, він входить до ще 13 радіокаталогів згідно бази SIMBAD, але усі вони мають від посередньої до дуже низької просторової роздільної здатності – від $4''$ до $756''$. Спостереження на частоті 5 ГГц масивом VLA показав окрім ядра також однобічну протяжну структуру [95]. Результат негативний.
10. SWIFT J1442.9+5206/ 3C 303. Протяжне джерело на зображенні 1.4. ГГц огляду FIRST, існує багато спостережень на різних радіочастотах. В статті [96] представлені радіоспостереження високої роздільної здатності на телескопах VLT та MERLIN, згідно яким ця галактика має ознаки прецесії джету. В статті [97] дана галактика входить до вибірки об'єктів X-форми, яка може свідчити про процеси злиття в галактиці, але свідчень подвійності ядра немає. Результат негативний.
11. 2MASSi J0842037+401831. Точкове джерело на зображенні 1.4. ГГц

- огляду FIRST. Об'єкт представляє собою блазар. Радіоспостережень високої роздільної здатності не має. Результат негативний.
12. 2MASX J09003684+2053402. Точкове джерело на зображенні 1.4. ГГц огляду FIRST. Радіо-спостережень високої роздільної здатності не має. Результат негативний.
13. 2MASX J11475362+0945524 Точкове джерело на зображенні 1.4. ГГц огляду FIRST. Радіоспостережень високої роздільної здатності не має. Згідно статті [98] галактика входить до тісної пари, щоправда галактика компаньйон не має ознак активності. Результат негативний.
14. 2MASX J12150077+0500512 Точкове джерело на зображенні 1.4. ГГц огляду FIRST. Радіоспостережень високої роздільної здатності не має. Входить до каталогу галактичних груп, але не має тісного компаньйона не має [99]. Результат негативний.
15. [HB89] 1354+195. Протяжне джерело у вигляді послідовності вузлів на зображенні 1.4. ГГц огляду FIRST. Має спостереження високої роздільної здатності в радіодіапазоні, виконані на телескопах VLA [14] та MERLIN. На зображенні структури галактики не мають S- або Z-форми. Спостереження високої просторової роздільної здатності в рентгенівському та оптичному діапазоні космічними телескопами Чандра і Габбл, відповідно, були проведені з метою дослідити структуру джета. Свідчень подвійності джерела не було виявлено. Результат негативний.
16. 2MASX J14302986+1339117/Teacup. Точкове джерело на зображенні 1.4. ГГц огляду FIRST. Є радіоспостереження високої роздільної здатності на телескопах VLA та e-MERLIN [93]. Просторово розділені спектральні спостереження в оптичному діапазоні [92] не виявили подвійності ядра. Галактика визначена як радіотиха. Результат негативний.
17. 2MASX J07595347+2323241. Точкове джерело на зображенні 1.4. ГГц огляду FIRST. Галактика визначена як радіотиха. Радіоспостережень високої роздільної здатності немає. Результат негативний.
18. 2MASX J08420557+0759253. Точкове джерело на зображенні 1.4. ГГц

огляду FIRST. Радіоспостережень високої роздільної здатності немає. Результат негативний.

19. Mrk 590. Точкове джерело на зображенні 1.4. ГГц огляду FIRST. Радіоспостереження високої роздільної здатності виконані на MERLIN [90] та VLA [91] показали компактне джерело без ознак джетів. Результат негативний.

Результати по всіх 19 об'єктах показали, що ніде надійно не встановлено наявності двох компактних об'єктів (НМЧД). Це може означати, що якщо і є в цих об'єктах подвійні НМЧД, то одна з них знаходиться не в активній фазі (тобто в стані з мінімальною газовою акрецією на сьогоднішній момент) або другу компоненту НМЧД в цих об'єктах немає. Надалі, зі всіма 19 об'єктами плануємо провести чисельне моделювання процесу акреції на НМЧД і встановлення максимально можливих темпів акреції на центральних АЯГ.

4.5. Застосування феноменологічних моделей до рентгенівських спектрів для загальних характеристик спостережних спектрів.

Під час проведення роботи над Розділом 4.3, було виявлено, що частина об'єктів каталогу GABRIELLE має вже опубліковані результати спектрального аналізу у рентгенівському діапазоні на основі спостережень обсерваторій XMM-Newton, NuSTAR або Swift. Згідно цих результатів, повністю проаналізованими об'єктами вважаються ті, для котрих спектральних аналіз спектрів було проведено не лише з використанням феноменологічних моделей, але й з фізичними аналітичними моделями або з «табличними» моделями, які отримані на основі комп'ютерних Монте-Карло моделювань з чисельними розрахунками точних рівнянь необхідних фізичних процесів. Такі спостереження повторно не аналізувались. Також було зроблено виключення для об'єкту – квазару 3C 303, який демонструє яскравий у рентгенівському діапазоні джет, що призводить до викривлення значень спектральних параметрів випромінювання ядра 3C 303. Таким чином, жоден з трьох вищезгаданих обсерваторій не може надати «чистий спектр» 3C 303 через їхню малу простору роздільну здатність. В той же час, космічна обсерваторія Chandra має високу роздільну здатність близько 0.1", що

дозволило відокремити випромінювання від джетів та ядра. Результати аналізу спостереження обсерваторією Chandra квазару 3C 303 приведені в роботах [107, 108]. Ще одне виключення було зроблене для об'єкту – пари галактик LEDA 1369737 також з причини невеликої роздільно здатності наявного спостереження обсерваторією Swift. Ця система демонструє процес зіткнення кількох об'єктів і лише спостереження обсерваторії Chandra дозволило розділити випромінювання від 3-ох (!) локальних максимумів. Результати даного спостереження висвітлені в роботі [109]. Результати спектрального аналізу для інших об'єктів представлені в наступних роботах [100-106].

Було виявлено, що для частини АЯГ існують спостереження відразу кількох обсерваторій. В даному звіті будуть продемонстровані результати трьох об'єктів вибірки GABRIEL», спостереження яких були здійснені лише за допомогою однієї обсерваторії – Swift, а саме її інструментом XRT (аналіз також використовуватиме спектральні результати, отримані під час огляду неба Swift BAT 105-Month Hard X-ray Survey) і які будуть представлені вперше. Останнє означає, що ці об'єкти є перспективними в розумінні написання публікації згідно майбутнього їх детального спектрального аналізу.

Первинна обробка даних виконувалась з використання програмного пакету Heasoft 6.28 для даних спостережень обсерваторії Swift. При цьому було використано останні версії каліброваних файлів відповідного супутника для врахування інструментальних факторів. Спектральний аналіз проводився за допомогою програмного пакету Xspec 12.11 в оболонці ОС Xubuntu 20.

1. *2MASX J12150077+0500512*. Даний об'єкт є активним ядром галактики типу Сейферт 1 на відстані 372 Мпк, що відповідає червоному зміщенню $z = 0.078$. Для нього наявні 9 спостережних сесії камерою XRT супутника Swift протягом квітня, травня та червня 2011 року. Було опрацьовано усі 9 спостережень, й унаслідок слабкості джерела, їх було об'єднано в один із сумарною експозицією 8500 с. Ми апроксимували рентгенівський спектр в діапазоні 0,5-80 кеВ (Swift/XRT+BAT) АЯГ 2MASX J12150077 за допомогою моделі $TBabs * zTBabs * zcutoffpl * constant$, де *tbabs* відповідає

галактичному поглинанню, *ztbabs* – модель поглинання в активному ядрі, *const* — крос-калібрацій константа між даними детекторів XRT та BAT. Континуум було описано за допомогою моделі степеневому закону з експоненційним обрізанням на високих енергіях. Модель простого степеневому закону була відхилена, адже статистика її підгонки демонструвала $\text{Red. C-stat} > 2$ (внаслідок слабкості усіх трьох приведених тут джерел для діапазону даних Swift/XRT 0.5-10 кеВ, під час підгонки спектру ми використовували C-статистику). Отримане значення фотонного індексу становить $\Gamma = 1.72 \pm 0.05$, що вказує на коректність вибраної моделі континууму, адже такий спектральний індекс входить до діапазону типових для АЯГ. Поглинання в ядрі становить $N_H \approx 1.2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Значення енергії обрізання становить $E_{\text{cut}} = 36 \pm 3 \text{ кеВ}$, що є незвично малою величиною. З іншої сторони, наявність комптонівського «горбу», або спектру відбиття, малоімовірне, адже в спектрі відсутня сигнатура емісійної лінії заліза Fe K_α на енергії 6.4 кеВ. Результуюча статистика підгонки є дуже доброю для даних Swift/XRT та поганою для даних Swift/BAT (пояснюється сильним розкидом точок спектру, див. рисунок 4.6) — $c\text{-stat}/\text{bins} = 91/96$, $c\text{-stat}/\text{bins} = 55/5$, відповідно, і результуюча статистика $c\text{-stat}/\text{d.o.f} = 146/96$.

Світність, виправлена за поглинанням (тобто, поглинанням у 2MASX J12150077 та нашій Галактиці), згідно аналізу спектру, становить: $2.3 \cdot 10^{43} \text{ ерг/с}$ у діапазоні 0.5-2.0 кеВ, $3.9 \cdot 10^{43} \text{ ерг/с}$ у діапазоні 2-10 кеВ; $8.1 \cdot 10^{43} \text{ ерг/с}$ у діапазоні 20-100 кеВ.

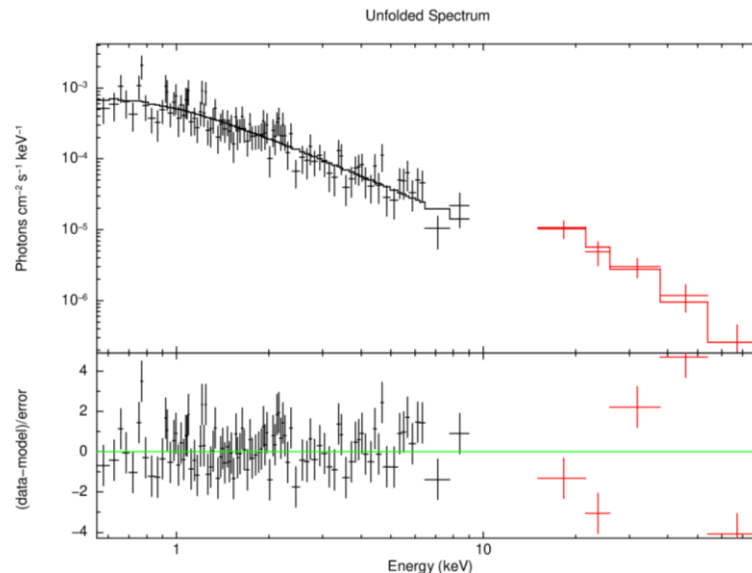


Рисунок 4.6 – Рентгенівський спектр галактики з активним ядром 2MASX J12150077 в діапазоні 0.5-80 кеВ згідно даних Swift/XRT (чорний колір) та детектору Swift/BAT (червоний колір). Зверху приведена підгонка моделі спектральних даних, знизу – відповідність даних моделі за принципом (дані-модель)/похибки.

2. 2MASX J08420557+0759253. Даний об'єкт є активним ядром галактики типу Сейферт 1 на відстані 654 Мпк, що відповідає червоному зміщенню $z = 0.1337$. Наявні 4 спостережних сесії камерою XRT супутника Swift: три спостереження в січні 2011 року і одне – в грудні 2010 року. Було опрацьовано усі 4 спостереження й, унаслідок слабкості джерела, їх було об'єднано в один із сумарною експозицією 9700 с.

Ми апроксимували рентгенівський спектр в діапазоні 0,7-100 кеВ (Swift/XRT+BAT) АЯГ 2MASX J12150077 за допомогою моделі $TBabs * zTBabs * zpowerlw * constant$, де *tbabs* відповідає галактичному поглинанню, *ztbabs* – модель поглинання в активному ядрі. Континуум було описано за допомогою моделі степеневого закону. Отримане значення фотонного індексу становить $\Gamma = 1.77 \pm 0.04$, що вказує на коректність вибраної моделі континууму, адже такий спектральний індекс входить до діапазону типових для АЯГ. Поглинання в ядрі становить – $N_H \approx 6.3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Хоча результуюча статистика підгонки мають добрі показники, а саме, — для даних Swift/XRT та для даних Swift/BAT — $c\text{-stat}/\text{bins} = 155/139$, $c\text{-stat}/\text{bins} = 214/6$,

відповідно, і результуюча статистика $c\text{-stat}/d.o.f = 369/141$, на спектрі було чітко видно загальне викривлення форми лінії моделі на енергіях вище ~ 20 кеВ. Внаслідок цього було вирішено перевірити наявність високоенергетичного обрізання, для чого просту степеневу модель було замінено на `zcutoffpl` — модель з експоненційним обрізанням. Визначена величина енергії обрізання становить межу $E_{\text{cut}} \geq 221$ кеВ, яка насправді є притаманною для АЯГ 1-го типу, а от значення фотонного індексу змінилось на $\Gamma = 1.59 \pm 0.05$. Останнє не є типовим для комптонівського континууму від АЯГ, що свідчить про можливо, некоректну модифікацію моделі або ж навпаки, коректну модель, яка показує викривлені результати внаслідок низької якості даних від Swift/BAT. Результуюча статистика підгонки для нової моделі є порівняною з попереднім наближенням (див. рисунок 4.7), а саме, статистика для даних Swift/XRT та для даних Swift/BAT — $c\text{-stat}/\text{bins} = 130/139$, $c\text{-stat}/\text{bins} = 239/6$, відповідно, і результуюча статистика $c\text{-stat}/d.o.f = 369/141$.

Світність, виправлена за поглинанням (тобто, поглинанням у 2MASX J08420557 та нашої Галактиці), згідно аналізу спектру, становить: $9.2 \cdot 10^{43}$ ерг/с у діапазоні 0.5-2.0 кеВ, $2.5 \cdot 10^{44}$ ерг/с у діапазоні 2-10 кеВ; $4.6 \cdot 10^{44}$ ерг/с у діапазоні 20-100 кеВ.

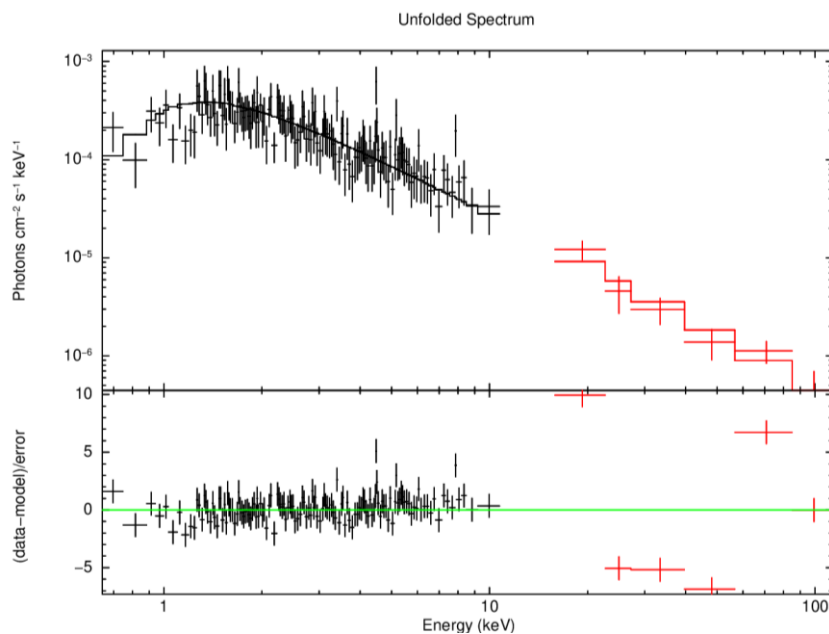


Рисунок 4.7 – Рентгенівський спектр галактики з активним ядром 2MASX J08420557 в діапазоні 0.7-100 кеВ згідно даних Swift/XRT (чорний колір) та

детектору Swift/BAT (червоний колір). Зверху приведена підгонка моделі спектральних даних, знизу – відповідність даних моделі за принципом (дані-модель)/похибки.

3. *SWIFT J2351.9-0109*. Даний об'єкт є активним ядром галактики типу BL Lac (лацертид) на відстані 858 Мпк, що відповідає червоному зміщенню $z=1738$. Наявні 15 спостережних сесії камерою XRT супутника Swift в період між 2013 та 2019 років (усі вони є короткими – лише 3 з них мають експозицію, більшу за 1 тис. с.). Було опрацьовано усі 15 спостережень й, унаслідок слабкості джерела, їх було об'єднано в один із сумарною експозицією 9800 с.

Ми апроксимували рентгенівський спектр в діапазоні 0,5-120 кеВ (Swift/XRT+BAT) АЯГ *2351.9-0109* за допомогою моделі $Tbabs * zpowerlw * constant$, де $tbabs$ відповідає галактичному поглинанню, $ztbabs$ – модель поглинання в активному ядрі. Континуум було описано за допомогою моделі степеневого закону. Отримане значення фотонного індексу становить $\Gamma = 1.65 \pm 0.04$, що вказує на коректність вибраної моделі континууму, адже такий спектральний індекс входить до діапазону типових для АЯГ, хоча й на нижній межі. Результуюча статистика підгонки мають добрі показники, а саме, — для даних Swift/XRT та для даних Swift/BAT — $c\text{-stat}/bins = 216/203$, $c\text{-stat}/bins = 74/7$, відповідно, і результуюча статистика $c\text{-stat}/d.o.f = 290/207$. Однак, в області нижче 1 кеВ було помітно дефіцит потоку в моделі. Тому було вирішено модифікувати модель, включивши в неї додаткову степеневу компоненту. При цьому значення її степеневого індексу та нормування варіювались незалежно від вже включеної степеневі компоненти. Значення фотонного індексу додаткової компоненти становить $\Gamma = 2.8 \pm 1.35$, що є типовим для т.зв. «м'яких надлишків». Величина фотонного індексу основної компоненти змінилась на $\Gamma = 1.59 \pm 0.07$. Останнє не є типовим для комптонівського континууму від АЯГ, що свідчить про можливо, некоректну модифікацію моделі. Результуюча статистика підгонки для нової моделі є трішки кращою у порівнянні з попереднім наближенням (див. рисунок 4.8), а саме, статистика для даних Swift/XRT та для даних Swift/BAT — $c\text{-stat}/bins = 204/203$, $c\text{-stat}/bins = 71/7$,

відповідно, і результуюча статистика $c\text{-stat}/d.o.f = 276/205$.

Світність, виправлена за поглинанням (тобто, поглинанням у SWIFT J2351.9-0109 та нашої Галактиці), згідно аналізу спектру, становить: $2.5 \cdot 10^{44}$ ерг/с у діапазоні 0.5-2.0 кеВ, $4.07 \cdot 10^{44}$ ерг/с у діапазоні 2-10 кеВ; $7.9 \cdot 10^{44}$ ерг/с у діапазоні 20-100 кеВ.

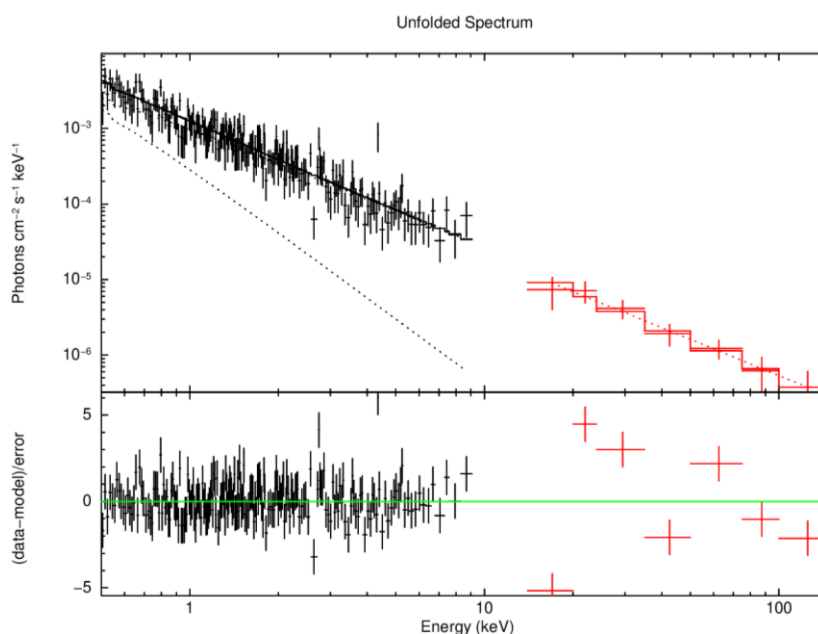


Рисунок 4.8 – Рентгенівський спектр галактики з активним ядром SWIFT J2351.9-0109 в діапазоні 0.5-120 кеВ згідно даних Swift/XRT (чорний колір) та детектору Swift/BAT (червоний колір). Зверху приведена підгонка моделі спектральних даних, знизу – відповідність даних моделі за принципом (дані-модель)/похибки.

4.6. Спектральний аналіз в рентгенівському діапазоні АЯГ контрольної вибірки галактик, які не показують ознак присутності в АЯГ подвійної системи надмасивних чорних дір.

Галактики без подвійних оптичних ліній

Пошук подвійний активних ядер галактик або ж подвійних систем НМЧД, коли лише одна з НМЧД є «активною», є дуже складною задачею, коли мова йде про непрямі методи. Зазвичай, випромінювання від ядра, та його околиць (подвійні системи, залишки Наднових) можуть вносити внесок у рентгенівський спектр подвійної системи НМЧД, що вимагає високої просторової роздільної здатності та низького рівня фону, щоб належним чином відокремити внески цих

компонент один від одного. Більше того, хоча рентгенівські спостереження представляють собою ефективний спосіб виявлення процесів, викликаних акрецією, у джерелах із сильним рівнем «внутрішнього» поглинання (для т.зв. Комptonівські-товстих джерел та джерел зі значеннями $N_H \geq 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$) внаслідок проблем відтворення геометрії та кінематики затемнюю чого середовища, виникатимуть складнощі при спектральному аналізі. Хоча сильне затемнення не дозволяє нам забезпечити повний перепис популяції АЯГ, аналіз жорсткого випромінювання ($\geq 15 \text{ кеВ}$) в поєднанні з «середнім» рентгенівським діапазоном 2-10 кеВ може пом'якшити цю проблему. Наприклад, в роботі [110] був проведений ретельний часовий аналіз кривих блиску (як на коротких часових проміжках, так і на довгих) в діапазоні 14-195 кеВ усіх АЯГ з каталогу The 105 Month Swift-BAT Catalog. Їх фінальна робоча вибірка включала 220 АЯГ після очищення кривих блиску на наявність систематичних ефектів. Автори дійшли висновку, що неможливо встановити жодного надійного кандидата в систему з подвійними НМЧД, опираючись лише на ці дані. Водночас, в роботі [111], де було проведено аналіз рентгенівського випромінювання в широкому діапазоні енергій 2-70 кеВ кандидата з системою ПНМЧД SDSS J1430+2303 відзначається, що суттєвих незвичайних спектральних виявлено не було, окрім того, що автори виявили, що спектральна компонента поглинання від теплового середовища має нижчий параметр іонізації при вищій швидкості витікання. Така поведінка не характерна для типових спектрів АЯГ і може свідчити про те, що високошвидкісний газ може бути пов'язаний або з орбітальним рухом вторинної НМЧД, або з газом, який викидається під час перетину акреційного диска неактивною НМЧД.

Серед теоретичних прогнозів, одним найчіткіших є той, коли акреційні диски присутні навколо обох НМЧД, що може призвести до спостереження емісійних ліній заліза, котрі мають релятивістських профіль, але зміщенні одна відносно одної внаслідок доплерівського ефекту [112]. Таким чином, ефекти прояву подвійної системи НМЧД в АЯГ вимагають високої якості спектральних даних, а також довго спостереження для можливості дослідження часової

змінності тієї чи іншої спектральної компоненти. На жаль, оскільки галактики нашої вибірки не мають рентгенівських спектрів високої якості, були зосереджено увагу на дослідженні лише однієї непрямой ознаки, які можна отримати, аналізуючи лише континуальні характеристики, а саме використовуючи внутрішню світність в діапазоні 2-10 кеВ та значення спектрального індексу.

Для того, щоби провести порівняльний аналіз рентгенівських характеристик об'єктів вибірок GABRIELLE та доповнювальної, було випадковим чином вибрано галактики, які в оптичному спектрі не мають подвійності у вузьких лініях забороненого кисню [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ та $\lambda 5007\text{\AA}$, але такі, котрі входять до каталогу рентгенівського огляду неба в діапазоні 14-195 кеВ The 105 Month Swift-BAT Catalog. Ця контрольна вибірка містить в собі 16 галактик, для яких присутні опубліковані в статтях аналізи рентгенівських спектрів з визначеними основними параметрами, таблиця 4.2.

Рентгенівський спектральний індекс.

Певні теоретичні моделі передбачають, що системи НМЧД, що зливаються, повинні мати більш «жорсткі» рентгенівські спектри, ніж одиночні НМЧД (див. п. 1.2 в [113]). Було статистично проаналізовано значення усіх доступних в наших вибірках спектральних індексів, щоб визначити, чи присутні незвичайні степеневі індекси у вибраних нами кандидатах АЯГ з подвійними НМЧД. У таблиці 4.2 та таблиці 4.3 представлено результати нашого підбору – таблиця АЯГ доповнюючої вибірки разом кількома випадковими галактиками каталогу GABRIELLE та таблиця контрольної вибірки.

Таблиця 4.2 – Галактики – кандидати АЯГ з подвійними НМЧД. Малиновим кольором виділені галактики з каталогу GABRIELLE.

	Name	log L_2-10 keV (intr) [erg/s]	err log L_2-10 keV (intr) [erg/s]	Gamma	err Gamma
1	LEDA 2261134	43.72	0.07	1.59	0.42
2	LEDA 1687398	42.93	1.46	1.87	0.40
3	WISEA J101326.05-000136.3	43.91	0.06	1.90	0.24
4	PKS 1607+26	43.63	0.64	1.40	0.10
5	WISEA J165101.20+345355.7	43.32	0.08	1.71	0.79
6	WISEA J020942.77-042830.1	43.92	0.10	1.93	0.22
7	WISEA J132406.86+135428.2	43.68	0.09	2.29	1.14
8	WISEA J103940.36+395732.8	43.80	0.10	2.21	1.42
9	2MASX J12150077+0500512	43.59		1.72	0.05
10	2MASX J08420557+0759253	44.40		1.77	0.04
11	SWIFT J2351.9-0109	44.61		1.65	0.04
12	SWIFT J1044.8+3812	42.89		1.52	0.5
13	SWIFT J1052.8+1043	43.73		1.22	0.29
14	SWIFT J1158.9+4234	43.22		1.98	0.08
15	NGC 5506	42.8		1.82	0.05
16	SWIFT J1417.7+6143	44.02		2.11	0.04

Для вибірки кандидатів спектральні індекси коливаються від 1.22 до 2,29 із середнім значенням 1.79 ± 0.29 . Для контрольної вибірки спектральні індекси коливаються від 1.31 до 2.2 із середнім значенням 1.77 ± 0.25 . Обидва середніх значення є повністю типовими для АЯГ в цілому, які зазвичай мають $\Gamma \sim 1.9$ й лежать в повному діапазоні степеневого індексу $\sim 1.5-2.0$. Для визначення кореляції між двома вибірками було застосовано критерії Майна-Уїтні (Т-критерій Вілкоксона для незалежних вибірок) та Колмогорова-Смірнова. Як результат, ймовірність того, що ці вибірки відрізняються, становить $p_{M-W} < 0.1547$ та $p_{K-S} < 1.1 \cdot 10^{-4}$, відповідно. Таким чином, на обидві вибірки не є значимо різними (на рівні 0.05). Цікаво відмітити, що перший тест, який найкраще працює саме для невеликих (до 25 одиниць) вибірок, показує дещо вищу, хоч й не значиму, ймовірність подібності вибірок.

Проведений тест на невеликій вибірці не показує відмінності для досліджуваних галактик, тобто він свідчить, що вибрані галактики кандидати не мають ознак подвійності при застосуванні критерію щодо величини спектрального степеневого індексу.

«Внутрішня світність».

Для порівняння розподілу пар « Γ -log L(2-10 keV)» було побудовано відповідний графік, рисунок 4.9. Як можна побачити, для вибірки кандидатів немає жодного джерела, логарифм світності якого менший ~ 43.75 , водночас інтервали значень

степеневого індексу перекриваються, хоча кілька джерел з вибірки кандидатів мають тенденцію до «жорсткішого» спектрального індексу, що може свідчити про недоврахування спектральної компоненти сильного нейтрального поглинання через низьку якість наявних спектрів. Також на рисунку 4.10 приведена гістограма $\log L(2-10 \text{ keV})$ на якій чітко видно певну тенденцію до того, що АЯГ – кандидати з системою ПНМЧД тяжіють до вищих світностей у порівнянні з контрольною вибіркою.

Таблиця 4.3 – Контрольна вибірка галактик.

	Name	$\log L_{2-10 \text{ keV}} (\text{intr}) [\text{erg/s}]$	Gamma	err Gamma
1	NGC 3080	42.80	1.89	0.19
2	Mrk 50	43.10	1.77	0.05
3	Mrk 684	43.10	02.07	0.07
4	PG 1114+445	43.96	1.51	
5	SDSS J123807.76+532555.9	44.18	1.79	0.09
6	1ES 0152+022	43.45	1.85	0.11
7	[HB89] 0054+144 (2E 233)	44.51	2.2	0.4
8	NGC 1142	43.70	1.69	0.15
9	NGC 1194	43.69	1.88	0.04
10	UGC 03995A	42.44	2.00	0.32
11	IC 2461	41.78	1.37	0.17
12	NGC 4102	41.66	1.31	0.04
13	ARK 347	42.90	1.66	0.14
14	Mrk 653	43.54	2.00	0.70
15	NGC 5610	42.69	1.58	0.22
16	NGC 5674	43.06	1.79	0.30

Підсумовуючи, приходимо до висновку, що для якісного пошуку АЯГ, які можуть містити в своїх ядрах систему подвійних НМЧД методом рентгенівської спектроскопії, критично необхідними є наявність якісного спектру з довгою експозицією, який виконаний на телескопі з великою просторовою роздільною здатністю для відокремлення впливу можливих навколоядерних джерел. Аналіз лише основних спектральних параметрів, тим більше, з використанням невеликої кількості об'єктів є не ефективним. Можливим варіантом розв'язання проблеми є проведення мультиспектрального або спектrophотометричного аналізу з використання оптичних, ультрафіолетових та ГЧ спостережень в поєднанні з видимими проявами активності в радіо-діапазоні (див, наприклад, [114-116]).

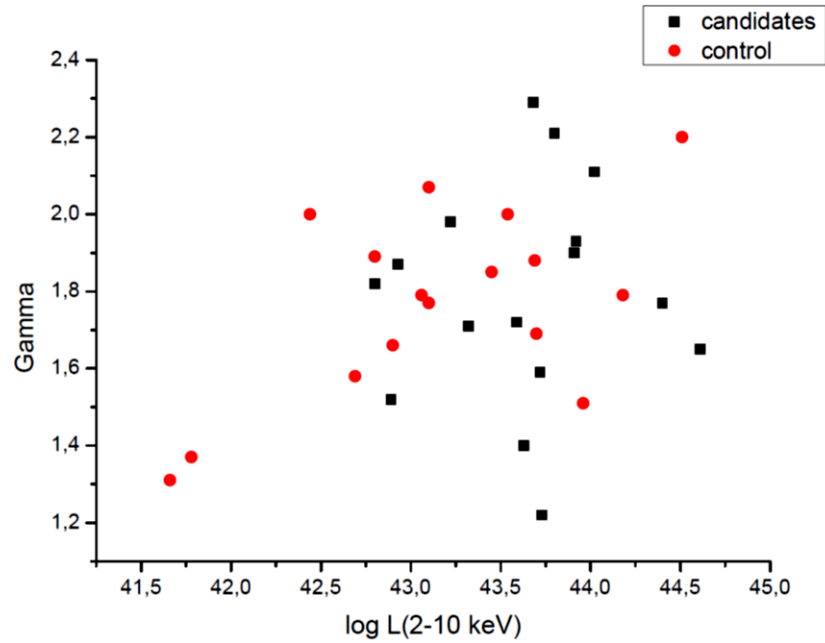


Рисунок 4.9 – Порівняння розподілів пар « Γ - $\log L(2-10 \text{ keV})$ » для обох вибірок галактик.

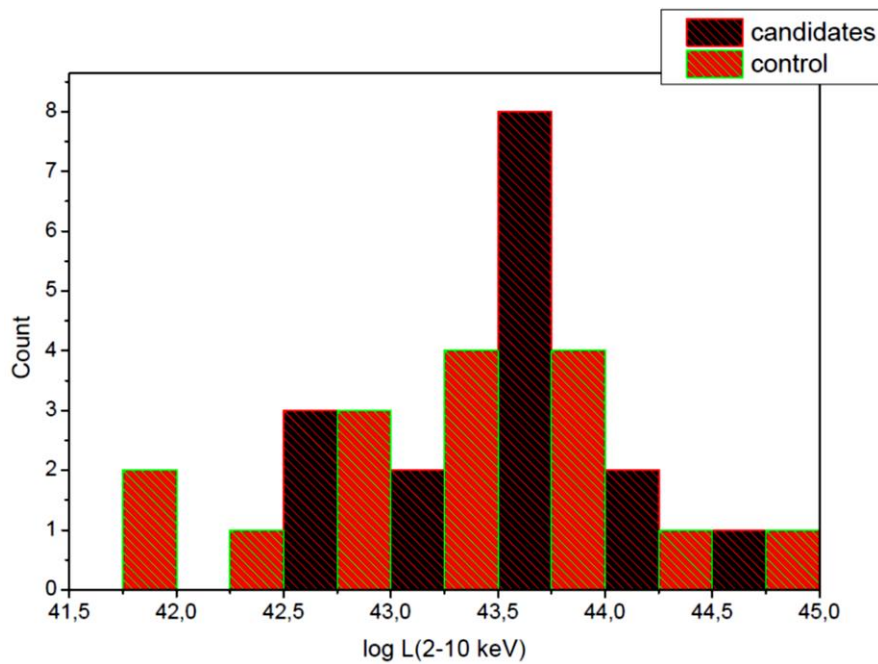


Рисунок 4.10 – Гістограма $\log L(2-10 \text{ keV})$ для обох вибірок галактик.

4.7. Спектральний аналіз відібраних кандидатів в оптичному діапазоні.

В процесі роботи було створено вибірку галактик із АЯГ, в спектрах яких спостерігались лінії випромінювання з подвійними піками, GABRIELLE з метою пошуку подвійних активних ядер і як наслідок систем подвійних надмасивних чорних дір. Однак, спостереження цих галактик в радіо-діапазоні не показали ознак подвійності ядра.

Серед інших можливих причин існування ліній із подвійними піками в спектрі галактики є витоки іонізованого газу, тобто рух газу із швидкістю відмінною від обертання галактики. Це явище також називають галактичний вітер. Джерелом енергії вітру можуть бути, наприклад, вибухи наднових в областях зореутворення або активність надмасивної чорної діри в центрі галактики. Для детального вивчення структури і геометрії викиду необхідні просторово розділені спостереження, проте потужні викиди речовини можуть спостерігатись і в інтегральному спектрі галактики, тоді можна оцінити узагальнені для всієї галактики або її частини (те, що потрапило в фایбер спектрографа) параметри руху іонізованого газу. У випадку галактик GABRIELLE, як показано на рисунку 4.11 (груба візуальна оцінка), майже повністю в файбер спектрографа потрапив невеликий відсоток галактик. В більшості галактики спостереження були проведені для ядра і навколо ядерних областей.

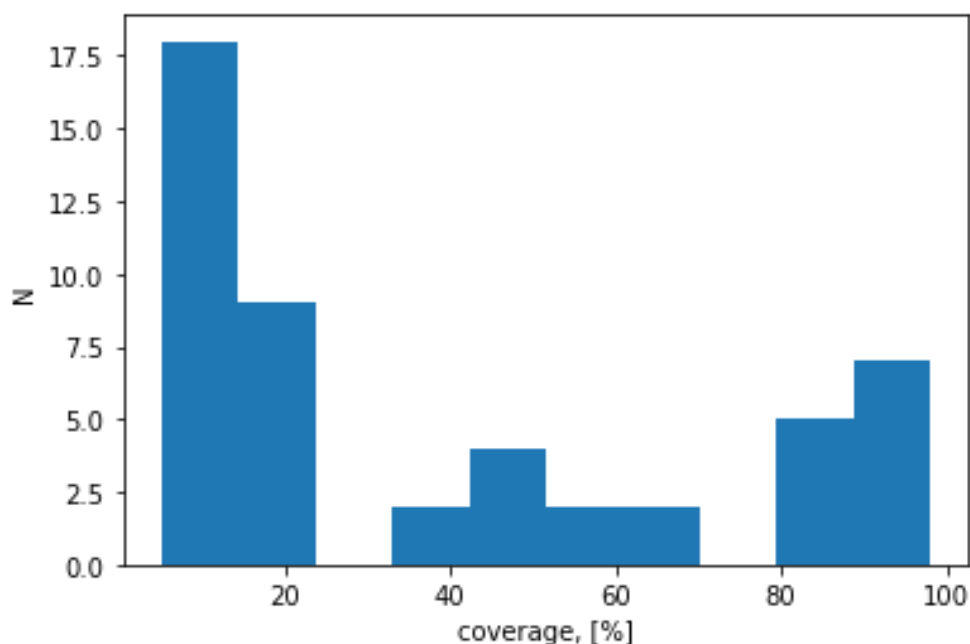


Рисунок 4.11 – Розподіл оцінки в процентах частини галактики, що потрапила в файбер спектрографа.

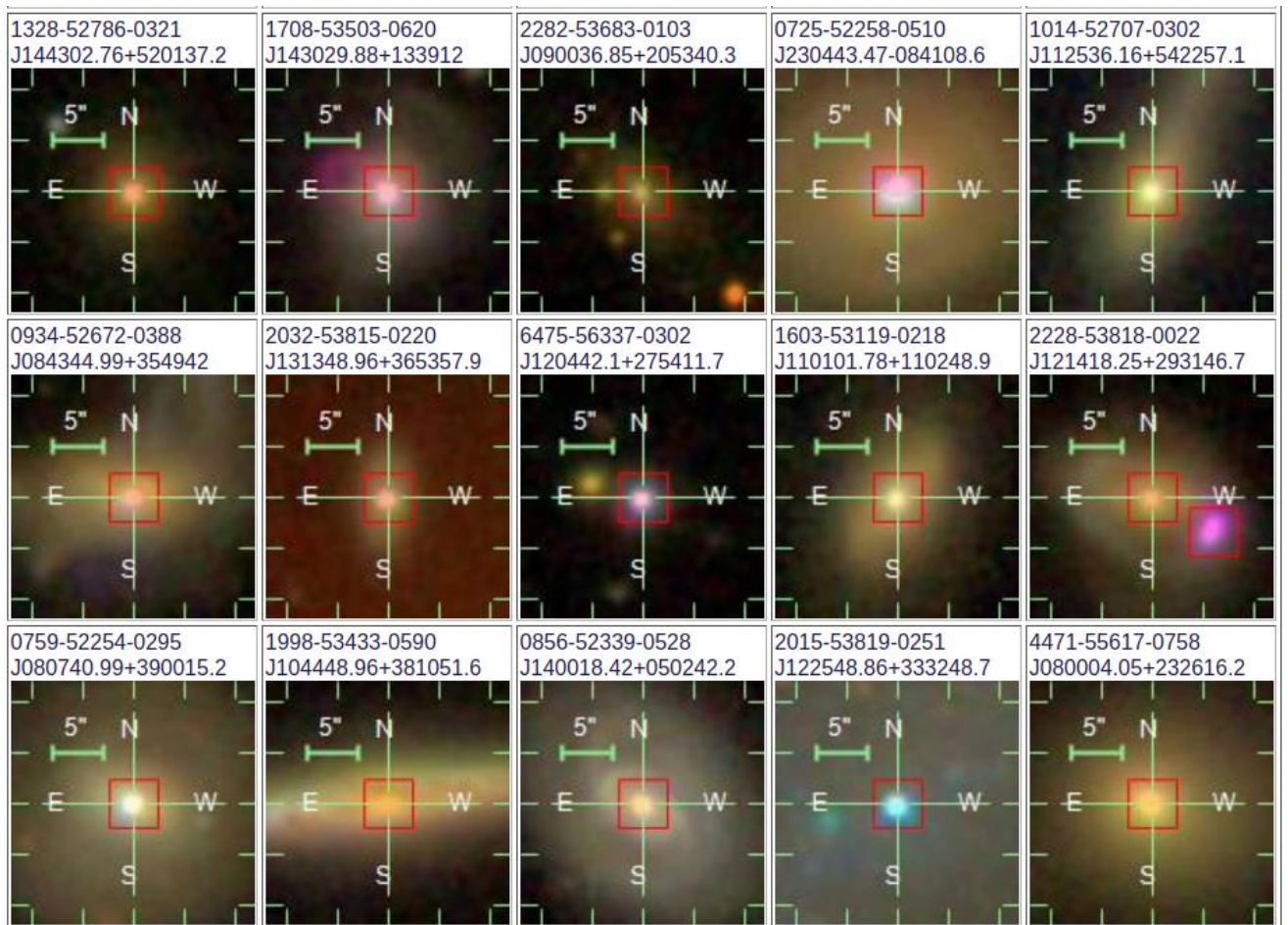


Рисунок 4.12 – Зображення деяких галактик вибірки GABRIELLE. Червоним квадратом в центрі кожного зображення позначено положення файбера під час спостережень.

На рисунку 4.12 наведено зображення деяких галактик вибірки для ілюстрації покриття площини галактики файбером під час спостережень. Діаметр файбера складає 3'', він приблизно вкладається в червоний квадрат, який позначає його положення під час спостережень.

Викиди речовини можуть проявлятися у вигляді асиметричного профілю деяких емісійних ліній. В АЯГ часто використовують заборонену лінію випромінювання двічі іонізованого кисню [OIII] 495.9 та 500.7 нм. Для дослідження кінематики руху іонізованого в галактиках вибірки GABRIELLE до вказаних ліній в їх спектрах було застосовано модель, яка складалась із двох Гаусіан для ліній випромінювання кисню і водню, а також в модель входить сума зоряного та степеневого континуума.

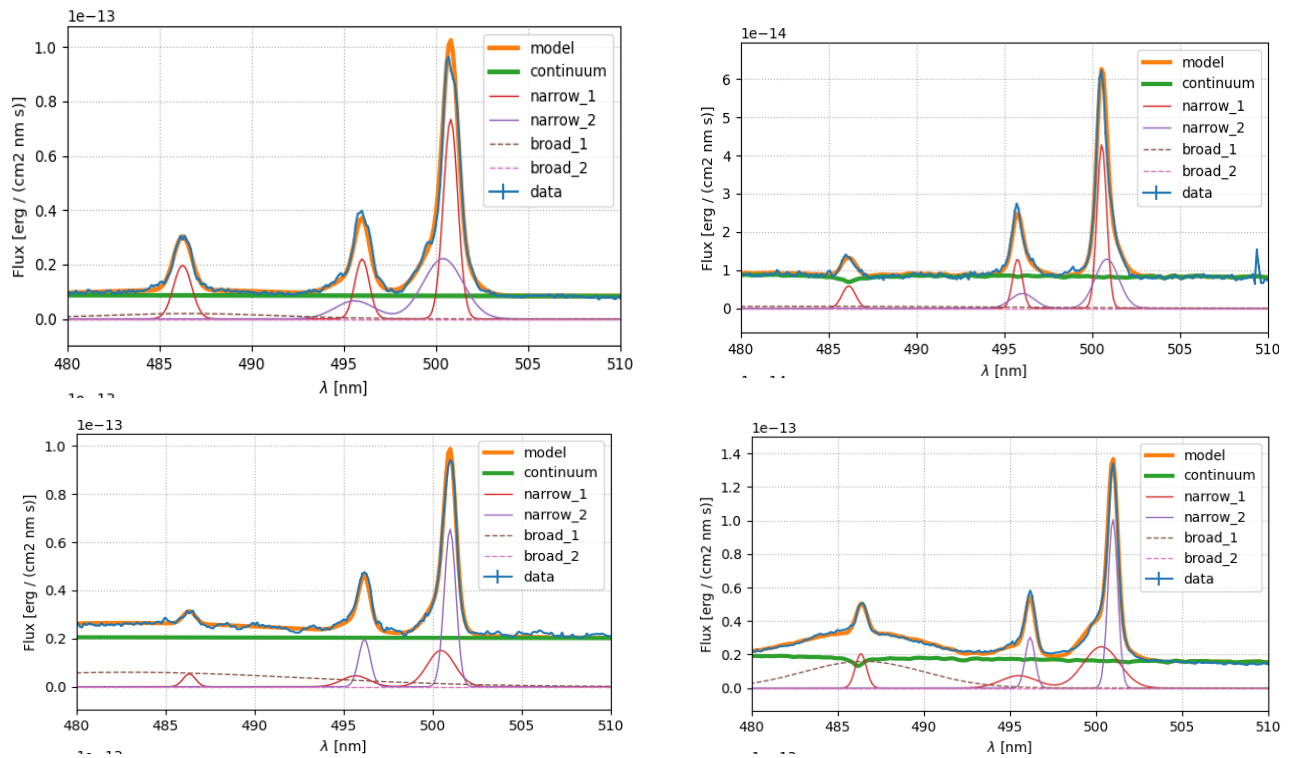


Рисунок 4.13 – Приклади декомпозиції ліній випромінювання двічі іонізованого кисню [OIII] 495.9, 500.7 нм. Синім кольором показано дані, помаранчевим — сума всіх компонентів моделі, зеленим кольором показаний континуум, тонкими суцільними і штриховими лініями показані компоненти, які відносяться до однієї кінематичної групи.

Приклади спектрів із декомпозицією ліній показані на рисунку 4.13. На рівні “0” на кожній із панелей рисунку 4.13 показана декомпозиція профілів емісійних ліній. Добре помітно наявність другої широкої компоненти зміщеної як в червоні так і в сині довжини хвиль. Центральною компонентою в цій роботі вважалась лінія, яка мала має меншу ширину та знаходиться ближче до лабораторної довжини хвилі цієї лінії.

Кінематику областей випромінювання вузьких ліній в галактиках з активними ядрами визначають по профілях спектральних ліній характерних для цієї частини галактики, а саме заборонені лінії випромінювання двічі іонізованого кисню [OIII] 459.9 та 500.8 нм. Різниця між радіальними швидкостями центрів ліній прямо показують швидкість витікання або падіння речовини при орієнтації площини галактики до спостерігача. В той час як ширина кожної окремої компоненти лінії показує швидкість розширення

іонізованого газу, рисунок 4.14.

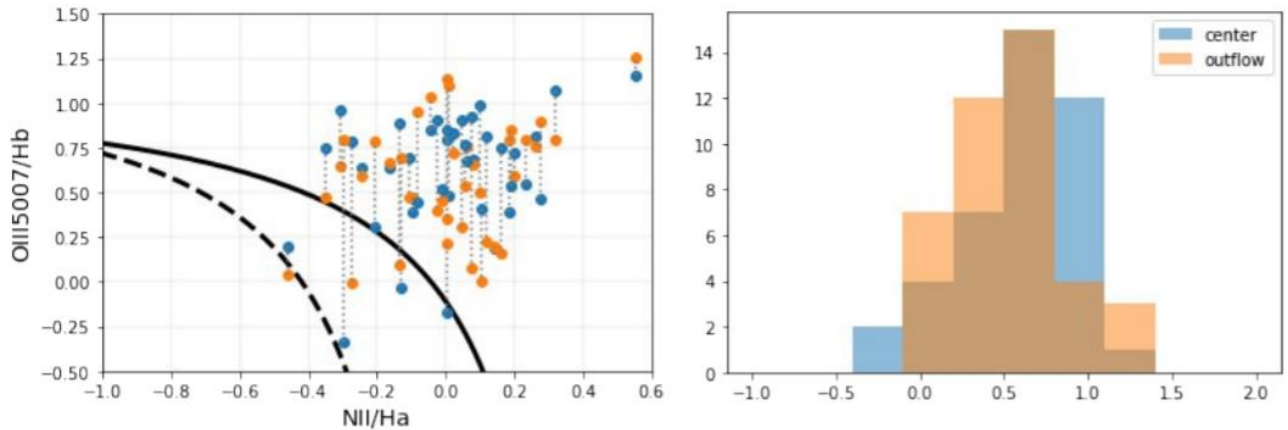


Рисунок 4.14 – Діаграма БПТ для пар потоків в центральній частині [OIII] та витоку (зліва), розподіл точок діаграми. Синім кольором показано потік в центральній частині лінії, помаранчевим – у витоку.

На рисунку 6.5 показані описані вище характеристики руху іонізованого газу. З рисунка видно, що середня швидкість витоку речовини (амплітуда обертання, v_{diff}) складає 100 км/с, хоча існує значна кількість галактик (порядку 20%) із швидкостями витоку речовини більше 150 км/с. Швидкості розширення газу, що витікає із галактики, в середньому складає 200-300 км/с, а найбільша швидкість розширення серед галактик вибірки 900 км/с.

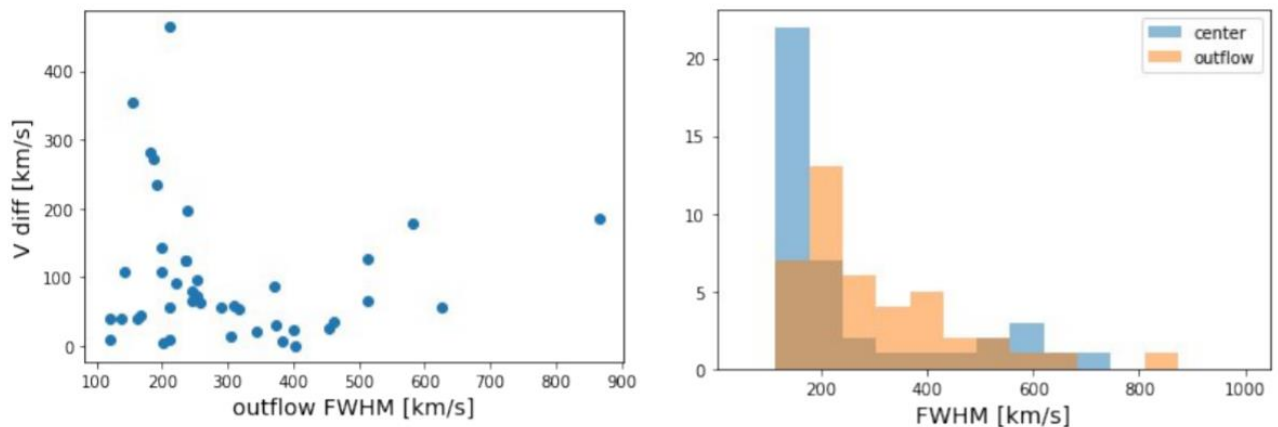


Рисунок 4.15 – Залежність швидкості розширення газу від швидкості витоку речовини (амплітуда обертання, v_{diff}) (зліва); Розподіл швидкостей розширення газу в центральній компоненті лінії (синій колір) та компоненті асоційованій із витоком речовини (помаранчевий колір) (справа).

4.8. Застосування простих, складних аналітичних або табличних фізичних моделей для аналізу рентгенівських спектрів відібраних кандидатів у подвійні надмасивних чорних дір в ядрах АЯГ.

Створення доповнюючої вибірки

Для доповнення каталогу GABRIELLE було створено додаткову підвибірку з дещо відмінними критеріями. А саме, спільними критеріями були наступні:

- Як вхідні дані – випуск огляду неба SDSS версії 12, серед якого було обрано спектри, які класифікувалися як спектри від активних ядер галактик.
- Після відбору спектрів було проведена їх апроксимація з ціллю визначити характеристики заборонених ліній випромінювання двічі іонізованого кисню [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$, $\lambda 5007\text{\AA}$. До загальної вибірки галактик з активними ядрами «DAGN» увійшло 385 галактик з активними ядрами різних типів, об'єднаних між собою наявністю в спектрі подвійних вузьких емісійних ліній [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ та $\lambda 5007\text{\AA}$.

Однак, якщо вибірка GABRIELLE була створена шляхом її перехресної перевірки з каталогом 105 місячного огляду неба в рентгенівському діапазоні SWIFT BAT, то поточна підвибірка була створена на основі її перехресного співставлення з каталогом FIRST (Faint Images of the Radio Sky at Twenty-cm). Каталог FIRST характеризується відносно високою роздільною здатністю (FWHM = 5"), гарною пороговою чутливістю (~1 мЯн), але обмеженим покриттям неба: ~80% площі північної півкулі та лише ~20% площі південної півкулі. Як результат, було отримано, що 89 джерел (а також 3С 341 з іншого каталогу) з 385 мають відповідник в радіо діапазоні (див приклад на рисунок 4.17). Після цього було виконано пошук усіх наявних рентгенівських спостережень для цих 90 джерел. У випадку присутності публікації з рентгенівським спектральним аналізом. Повторний аналіз не проводився. У протилежному випадку, було виконано оригінальний аналіз рентгенівських даних, включно з повторною обробкою первинних даних (мається на увазі, що

дані обсерваторії Chandra існують як в «сирому» вигляді, так і автоматизовано опрацьованому). В результаті було знайдено 9 додаткових АЯГ – 7 опрацьовано самостійно, аналіз ще двох джерел було знайдено в літературі.

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T
1	#	Searching for first_ca	t sources wit	hin 5.0	0000 arc	sec of 3	84 input	position	s											
2	#																			
3	#	89 source s found	FIRST Catalog Database (2014dec17)																	
4	#																			
5	#																			
6	#																			
7	#	Search	RA (2000)	Dec (2000)	Side	Peak	Int.	RMS	Deconv.	Deconv.	Deconv.	Meas.	Meas.	Meas.	Field Name	SDSS	Closes	tSDSS	SD	
8	#	Distance			lobe	Flux	Flux		MinAx	MinAx	MinAx	PosAng	MinAx	MinAx		<S	SDSS	i	CI	
9	#	(arcsec)			Prob	(mJy/bm)	(mJy)	(beam)	(arcsec)	(arcsec)	(arcsec)	(deg)	(arcsec)	(arcsec)	(degrees)		Sept(°)	(mag)		
10	#																			
11		0.9	08 28 32.681	+51 48 33.43	0.193	1.05	2.07	0.144	7.17	3.46	56.7	8.97	6.41	56.7	08270+51386F	1	0.89	18.71	g	
12		0.7	14 18 09.378	+51 11 34.13	0.014	1.17	1.16	0.143	3.42	0.00	8.5	6.39	4.53	8.5	14180+51003F	1	0.72	20.02	g	
13		0.2	15 38 33.342	+45 47 22.43	0.014	2.07	1.47	0.144	0.00	159.7	5.21	3.95	159.7	15390+46093F	1	0.18	19.40	g		
14		0.1	08 50 50.391	+45 13 08.07	0.014	2.15	2.13	0.138	1.25	0.00	179.7	5.54	5.20	179.7	08510+45351F	1	0.11	16.37	g	
15		0.3	09 27 43.903	+45 10 46.04	0.014	3.63	4.09	0.136	2.28	1.53	66.7	5.86	5.61	66.7	09270+45013F	1	0.30	18.84	g	
16		0.1	10 13 37.616	+44 08 08.29	0.014	6.11	6.35	0.130	1.70	0.00	129.8	5.66	5.35	129.8	10150+43547F	2	0.11	18.51	g	
17		0.4	10 40 51.730	+43 28 50.65	0.014	1.26	0.82	0.139	0.00	0.00	29.5	4.95	3.85	29.5	10420+43219F	1	0.42	19.27	g	
18		2.6	09 57 45.709	+43 26 50.35	0.014	225.45	292.89	0.137	3.16	2.74	129.8	6.26	6.05	129.8	09570+43219F	2	0.58	20.47	g	
19		0.2	11 27 46.975	+42 42 48.81	0.014	7.00	6.54	0.140	0.00	0.00	0.0	5.30	5.14	180.0	11270+42493F	1	0.25	19.12	g	
20		0.6	11 31 20.695	+39 51 45.79	0.014	7.93	7.73	0.132	0.54	0.00	158.9	5.43	5.24	158.9	11300+39393F	1	0.60	18.75	g	
21		0.6	15 37 52.469	+39 21 45.70	0.014	1.42	1.99	0.130	4.38	2.34	98.6	6.95	5.88	98.6	15390+39084E	1	0.58	18.85	g	
22		0.5	15 32 52.110	+39 21 06.44	0.014	3.11	4.80	0.148	4.28	3.31	22.4	6.89	6.34	22.4	15330+39084E	2	0.46	19.77	g	
23		4.8	10 52 18.472	+39 01 33.59	0.490	1.05	0.89	0.142	2.56	0.00	15.0	5.98	4.15	15.0	10540+39084E	2	0.81	19.71	g	
24		0.2	14 15 03.264	+38 59 16.60	0.014	224.42	235.76	0.143	1.35	1.06	136.1	5.57	5.50	136.1	14150+39084E	2	0.24	18.92	g	
25		0.3	13 20 00.273	+37 49 19.59	0.014	5.23	5.11	0.141	1.86	0.00	58.9	5.71	4.99	58.9	13210+37367E	3	0.32	19.45	g	
26		0.4	16 38 48.870	+37 37 38.04	0.014	12.37	13.50	0.135	1.92	1.30	81.3	5.73	5.55	81.3	16390+37367E	2	0.40	19.17	g	
27		0.1	14 42 52.645	+37 07 53.84	0.014	7.97	7.82	0.149	0.00	0.00	179.9	5.35	5.34	179.9	14420+37065N	3	0.13	19.18	g	
28		1.2	12 45 08.222	+36 30 21.78	0.124	1.04	1.58	0.136	4.77	2.98	77.1	7.20	6.17	77.1	12450+36364E	2	1.24	18.73	g	
29		0.4	17 13 49.852	+36 09 12.14	0.014	4.48	6.12	0.151	3.89	2.57	48.0	6.66	5.98	48.0	17150+36065E	3	0.43	15.42	g	
30		0.2	11 11 04.831	+35 13 50.94	0.014	6.53	6.77	0.147	1.13	0.92	0.0	5.52	5.48	180.0	11120+35071E	1	0.23	15.06	g	
31		0.4	16 18 09.720	+35 02 08.66	0.014	14.96	17.61	0.265	2.75	1.71	62.2	6.06	5.66	62.2	16180+35071E	2	0.39	18.46	g	
32		0.7	08 28 28.304	+32 33 53.48	0.014	1.40	1.33	0.140	2.60	0.00	12.7	5.99	4.63	12.7	08270+32407E	2	0.74	19.03	g	
33		0.2	16 54 12.495	+32 11 42.36	0.014	4.16	4.73	0.130	2.20	1.82	9.4	5.83	5.70	9.4	16540+32118E	3	0.24	19.08	g	
34		0.1	15 28 09.272	+30 16 50.39	0.014	12.94	12.99	0.153	0.45	0.18	89.8	5.42	5.40	89.8	15270+30170E	1	0.13	18.09	g	

Рисунок 4.17 – Фрагмент підвибірки галактик, утвореної після співставлення загальної вибірки галактик «DAGN» та каталогу радіо джерел FIRST.

Радіо-характеристики.

Для встановлення типу радіо-гучності галактик, було використано методи, описані під час виконання робіт над оригінальною вибіркою GABRIELLE. А саме, як первинний метод, використовувалось відношення $R_{L,obs} = \log(F_{(1.4 \text{ ГГц})}/F_{v_B})$ – відношення спостережних потоків на частоті 1.4 ГГц та у оптичному фільтрі В (445 нм). У випадку, якщо спостережені дані для радіо-діапазону 1.4 ГГц мають невелику роздільну здатність ($\geq 30 \text{ arcsec}$), тоді для уникнення впливу випромінювання від радіо-джетів та радіо-вух, котрі можуть проявляти набагато більший потік у порівнянні з ядром, було використано потік на частоті 5 ГГц. Якщо дані для певних парних довжин хвиль були недоступні або отримані з низькою роздільною здатністю (насамперед, для максимального уникнення внеску випромінювання від областей активного зореутворення), тоді застосовувались наступні методи у порядку їх: $R_{KL} = F_{(5 \text{ ГГц})}/F_{v_B}$ – відношення спостережних потоків на частоті 5 ГГц та у оптичному фільтрі В (445 нм) [16]; $R = F_{(1.4 \text{ ГГц})}/F_{W3_WISE}$ – відношення спостережних потоків на частоті 1.4 ГГц та у фільтрі W3 (12 мкм) обсерваторії WISE [82]; $R_{i,obs} = \log(F_{(1.4 \text{ ГГц})}/F_i)$ – відношення спостережних потоків на частоті 1.4 ГГц та у оптичному фільтрі i (445 нм)

огляду SDSS (довжина хвилі $\lambda_{\text{eff}} = 7523 \text{ \AA}$) [84]; $R_{K,obs} = \log (F_{(1.4 \text{ ГГц})}/F_K)$ – відношення спостережних потоків на частоті 1.4 ГГц та у фільтрі ближнього ІЧ-діапазону K 2.029÷2.380 мкм каталогу UKIDSS. Таким чином, для галактики LEDA 2261134 було використано основний критерій (дані фотометрії в В смузї взяті з бази даних HYPERLEDA); для LEDA 1687398 та 3C 341 було використано критерій з використанням фотометрії у фільтрі W3 (12 мкм) обсерваторії WISE; для WISEA J101326.05-000136.3 та PKS 1607+26 – метод з використанням фотометрії у фільтрі *i* SDSS. Необхідно відмітити, що радіо-галактика 3C 341 має складну морфологію з протяжними структурами – джетами та радіо-вухами, котрі характеризуються великою радіо-світністю [117] й класифікується як радіо джерело типу HEG Fanaroff-Riley II. Водночас радіо-ядро важко відділяється від Пд-Сх протяжної структури й при спостереженням з низькою роздільною здатністю може бути помилково класифіковане як радіо-гучне (рисунок 4.18). Також варто відмітити джерело WISEA J101326.05-000136.3. Цей об’єкт має зовсім невеликий радіо потік 1,63 мЯн та виглядає точковим джерелом (рисунок 4.19). Водночас, якщо визначати його радіо-гучність за типовими критеріями, як от в порівнянні з потоком в *B*-смюзі або *i*-фільтрі огляду SDSS, то дане джерело розташоване на межі радіо-гучних та радіо-проміжних ($R_{i,obs} = \log (F_{(1.4 \text{ ГГц})}/F_{i,PSF}) = \log(1.69/0.168) \approx 1.003$). Інші чотири галактики є радіо тихими, дивись Таблицю 4.3 зі зведеними даними.

Таблиця 4.3 – Галактики додаткової вибірки, котрі мають оптичні подвійні вузькі лінії за даним каталогу SDSS 12 та рентгенівські спектри.

Name	RA(opt)	Dec(opt)	distance_Mpc	d_err	_2-10 keV (intr) [err log L_2-10 k F_1.4 GHz [mJy]
LEDA 2261134	8 50 50.3917315115	13 08.18462222	611.62	42.81	43.82 0.05 2.13 RQ
LEDA 1687398	8 00 04.051070843	26 16.27313111	132.21	9.26	42.93 1.46 6.23 RQ
WISEA J101326.05-000136.3	10 13 26.053506	-0 01 36.4521018	1133.77	79.37	43.91 0.06 1.69 RL
PKS 1607+26	16 09 13.320165	26 41 29.006146	2096.57	146.76	43.63 0.64 4845.05 RL
3C 341	16 28 03.976697	27 41 39.325377	1981.54	138.71	43.05 0.56 20 RI
WISEA J165101.16-5101.200414	16 51 01.200414	34 53 55.214857	1556.24	108.94	43.32 0.08
WISEA J020942.2-0942.7859494	2 09 42.7859494	-4 28 30.292537	2361.35	165.29	43.92 0.10
WISEA J132406.13-2406.867837	13 24 06.867837	13 54 28.017303	1965.23	137.57	43.68 0.09
WISEA J103940.10-3940.370690	10 39 40.370690	39 57 32.833284	1750.10	122.51	43.80 0.10

Примітка. 3C 341 виділений жовтим кольором з тієї причини, що дане джерело розташовується поза полем зору огляду FIRST, але насправді класифікується як радіо-джерело з протяжними структурами, котре було виявлене під час інших радіо-оглядів

неба.

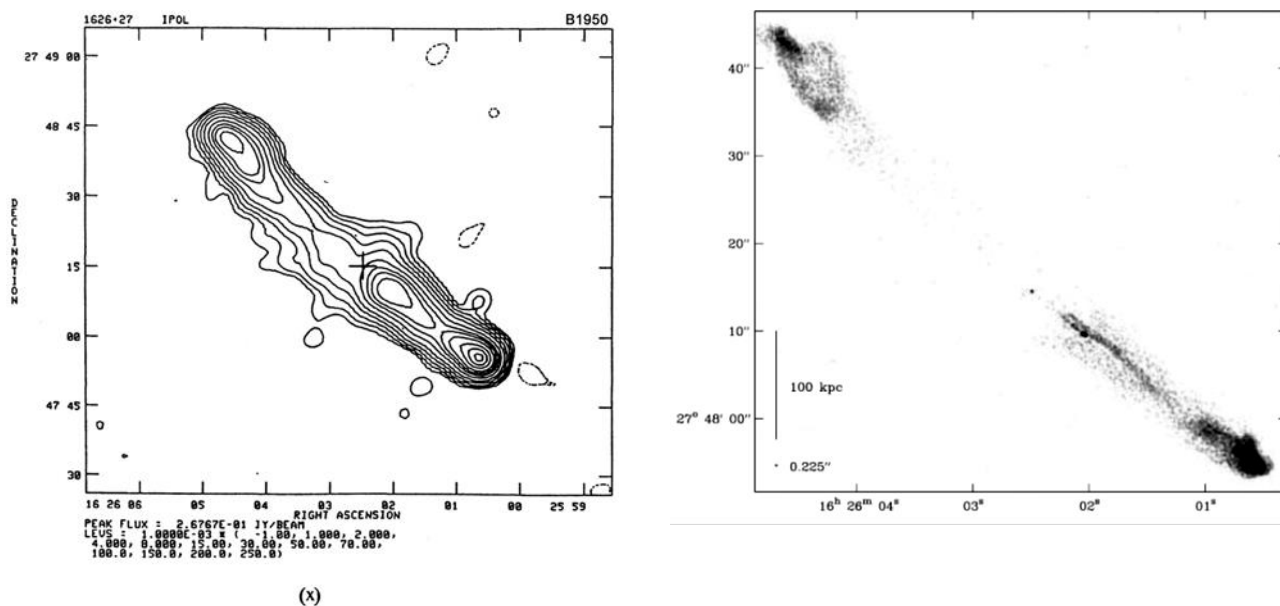


Рисунок 4.18 – Радіо зображення 3C 341, отримане масивом VLA на частоті 1.4 ГГц з розміром пелюстка 4.2x4.5 кут. секунд. Хрест вказує положення радіо ядра (ліворуч). Радіо зображення PKS 1607+26 – найяскравішого в радіодіапазоні джерела вибірки, отримане масивом VLBA (проект MOJAVE) на частоті 15.4 ГГц з розміром пелюстка 1.17x0.66 кут. секунд. Радіо ядро розташоване у верхній лівій частині зображення (праворуч).

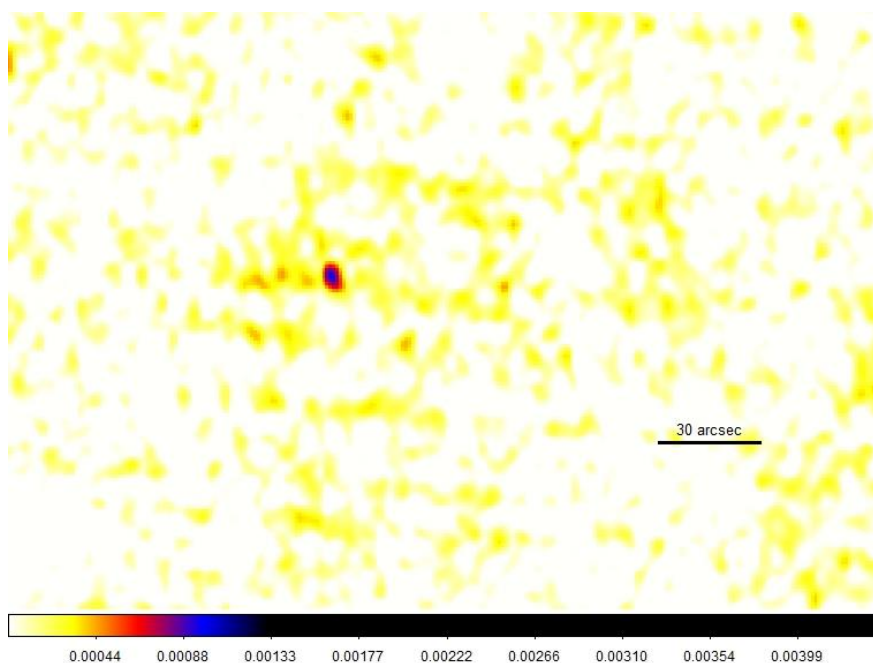


Рисунок 4.19 – Радіо зображення WISEA J101326.05-000136.3 – незвичного об'єкта, яке має невеликий потік в радіо але відносно оптичного випромінювання, є радіо-гучним джерелом. Зображення взяте з каталогу FIRST.

Радіо ядро розташовано у лівій частині зображення.

Рентгенівський аналіз.

Обробка первинних рентгенівських даних відбувалась за допомогою спеціалізованого програмного забезпечення відповідних рентгенівських обсерваторій (для Chandra – CIAO 4.15, XMM-Newton – SAS 19.0.0). Обробка відфільтрованих списків подій, з яких отримувались безпосередньо спектри об'єктів, а також файли фонових подій відбувалась в програмному пакеті HEASOFT v.6.29с. Апроксимація спектрів моделями різної складності відбувалась в програмному пакеті XSpec v.12.12.0. У випадку аналізу спостережних даних від обсерваторії Chandra було застосовано статистику Cash (C-Statistic) внаслідок невеликої сумарної кількості зареєстрованих фотонів від джерел, не зважаючи на те, що бінування (відліків на 1 енергетичний бін) інколи дорівнювало 15, що дозволяє вже застосовувати статистику χ^2 . Але при цьому результати спектрального аналізу є валідними з причини дуже низького фонового рівня для даної обсерваторії внаслідок конструктивних особливостей (велика фокусна відстань та найкраща просторова роздільна здатність на даний момент для такого типу обсерваторій).

LEDA 2261134.

Галактика з активним ядром типу Сейферт 2, яка розташована на відстані 673 Мпк або на червоному зміщенні $z = 0.13772$. Являє собою спіральну або лінзовидну галактику з ознаками взаємодії, рисунок 4.20.

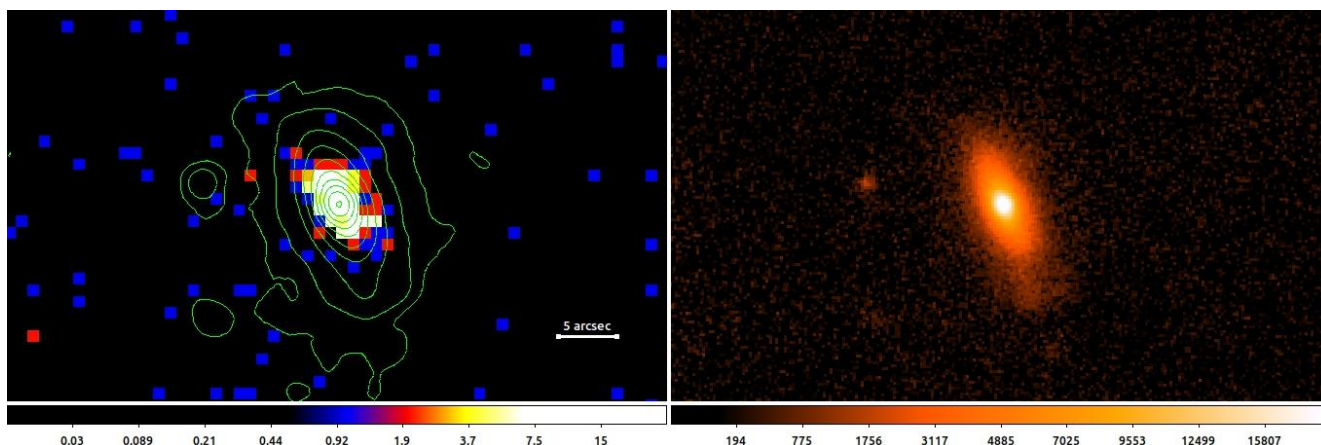


Рисунок 4.20 – Зображення LEDA 2261134 в рентгенівському діапазоні 0.5-8 кеВ (зліва), отримане камерою ACIS-I обсерваторії Chandra та оптичне зображення в

i-фільтрі з огляду неба Pan-STARRS. На рентгенівське зображення нанесені оптичні контури (шкала контурів – square root).

Активне ядро LEDA 2261134 спостерігалось обсерваторією Chandra 2011.01.22 тривалістю 31410 с як фонове джерело (Obs ID 12305). Після первинної обробки даних, «чиста» експозиція камерою ACIS-I склала 28420 с. Кількість зареєстрованих фотонів від джерела – 200. Аналіз кривої блиску не виявив значимих варіацій впродовж спостереження.

Рентгенівський спектр в діапазоні 2-7 кеВ було апроксимовано за допомогою моделі $Tbabs * zTbabs * zpowerlw*$, де *tbabs* відповідає галактичному поглинанню, *ztbabs* – модель нейтрального поглинання в активному ядрі, рисунок 4.21. Континуум було описано за допомогою моделі степеневого закону. Отримане значення фотонного індексу становить $\Gamma = 1.59 \pm 0.42$, що вказує на коректність вибраної моделі континууму, адже такий спектральний індекс входить до діапазону типових для АЯГ. Поглинання в ядрі становить – $N_H \approx 1.6 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, що відносить дане джерело до т.зв. Compton-thin галактик. Також, разом із поточним значенням степеневого індексу вказує на можливу необхідність застосування дещо складнішої моделі поглинання, хоча наразі це неможливо внаслідок низької якості спектру. Результиуюча статистика підгонки показує добре значення – $c\text{-stat}/\text{bins} = 15.15/18$.

Світність, виправлена за поглинанням (тобто, поглинанням у власне ядрі LEDA 2261134 та нашої Галактиці), згідно аналізу спектру, становить: $\log(L_{\text{soft}} \text{ erg/c}) = 43.38 \pm 0.46$ у діапазоні 0.5-2.0 кеВ, $\log(L_{\text{med}} \text{ erg/c}) = 43.72 \pm 0.69$ у діапазоні 2-10 кеВ. Таким чином, галактика є середньою за величиною світності, її спектр відповідає класифікації Сейферт 2-го типу, а його основні характеристики не вказують на незвичну особливість даного джерела з точки зору поточного рентгенівського спектру.

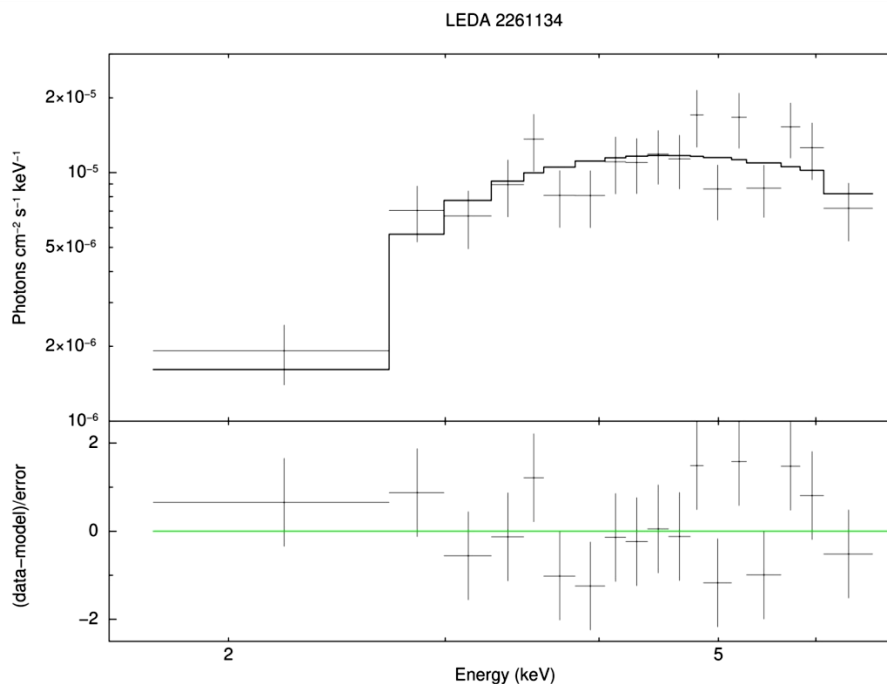


Рисунок 4.21 – Рентгенівський спектр LEDA 2261134 в діапазоні 2-7 кеВ. Верхня панель – апроксимація спектру, нижня панель – відхилення даних від модельної кривої (відношення (дані-модель)/похибки).

LEDA 1687398.

Галактика з активним ядром типу Сейферт 2, яка розташована на відстані 135 Мпк або на червоному зміщенні $z = 0.02921$. Являє собою еліптичну галактику в парі зі спіральною, рисунок 4.22

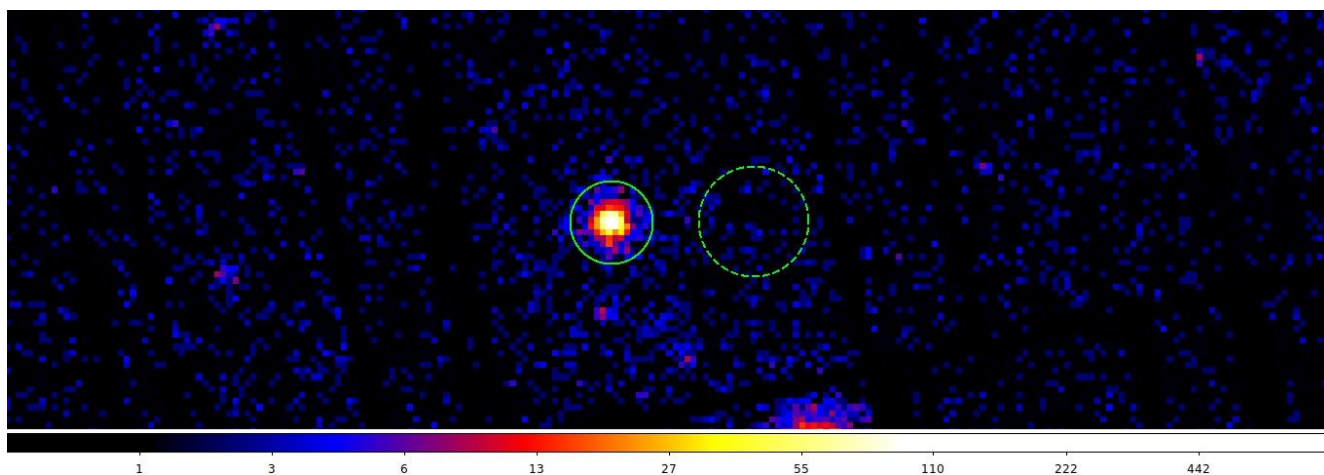


Рисунок 4.22 – Зображення LEDA 1687398 в рентгенівському діапазоні 0.5-10 кеВ, отримане камерою EPIC PN обсерваторії XMM-Newton. Кільцеві регіони зеленого кольору вказують області вибору фотонів джерела (зліва) та фону (справа).

Активне ядро LEDA 1687398 спостерігалось обсерваторією XMM-Newton 2008.10.16 тривалістю 35 кс як фонове джерело (Obs ID 0554500401). Після первинної обробки даних, «чиста» експозиція камерою EPIC PN склала 12450 с. Кількість зареєстрованих фотонів від джерела – 2548. Аналіз кривої блиску не виявив значимих варіацій впродовж спостереження.

Рентгенівський спектр в діапазоні 0,5-10 кеВ було апроксимоване за допомогою моделі $Tbabs^*(apec + Tbpcf*zTbabs*zpowerlw)$, де $tbabs$ відповідає галактичному поглинанню, $ztbabs$ – модель нейтрального поглинання в активному ядрі, $tbpcf$ – модель нейтрального поглинання в активному ядрі з фактором часткового перекриття, рисунок 4.23. Континуум було описано за допомогою моделі степеневого закону. Додаткова компонента, яка описує випромінювання в м'якому діапазоні – $apec$, є емісійним спектром від зіткнувально-йонізованого дифузного газу, отриманого на основі обчислень з «атомної» бази даних AtomDB. Отримане значення фотонного індексу становить $\Gamma = 1.87 \pm 0.40$, що вказує на коректність вибраної моделі континууму. Поглинання в ядрі становить – $N_H \approx 1.2 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, що відносить дане джерело до т.зв. Compton-thin галактик. Фактор перекриття поглинаючого середовища дорівнює $0.59(-0.26/+0.37)$. Результируюча статистика підгонки показує добре значення – $\chi^2/d.o.f = 83.21/97$.

Світність, виправлена за поглинанням у власне ядрі LEDA 1687398, згідно аналізу спектру, становить: $\log(L_{soft} \text{ erg}/c) = 37.78(-0.62/+0.86)$ у діапазоні 0.5-2.0 кеВ, $\log(L_{med} \text{ erg}/c) = 43.93 \pm 0.02$ у діапазоні 2-10 кеВ. Таким чином, галактика є яскравою за величиною світності, її спектр відповідає класифікації Сейферт 2-го типу, а його основні характеристики не вказують на незвичну особливість даного джерела з точки зору поточного рентгенівського спектру.

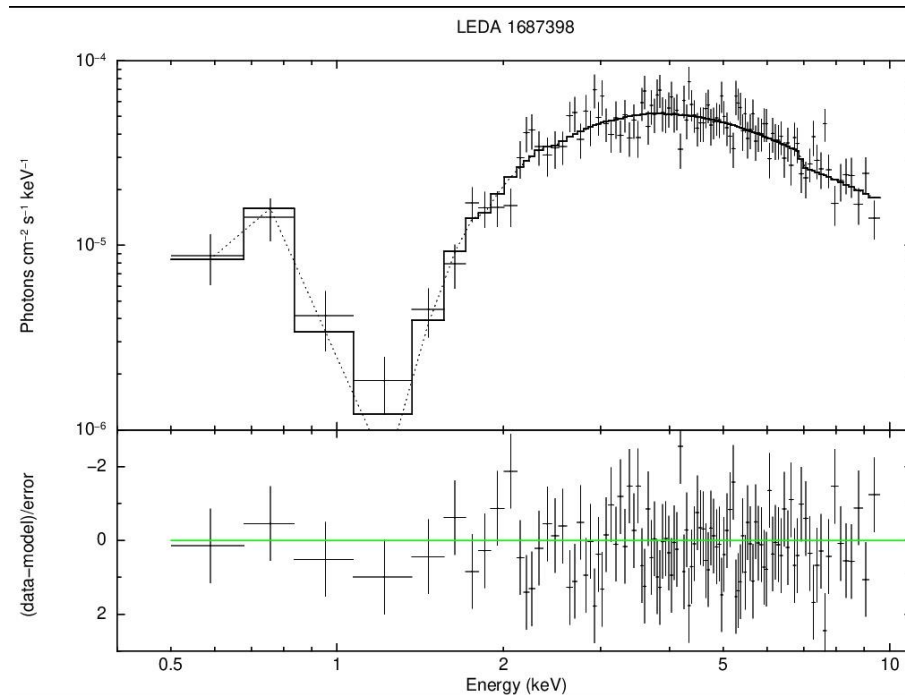


Рисунок 4.23 – Рентгенівський спектр LEDA 1687398 в діапазоні 0.5-10 кеВ. Верхня панель – апроксимація спектру, нижня панель – відхилення даних від модельної кривої (відношення (дані-модель)/похибки).

WISEA J101326.05-000136.3.

Галактика з активним ядром – квазар, яка розташована на відстані 1340 Мпк або на червоному зміщенні $z = 0.25522$, рисунок 4.24.

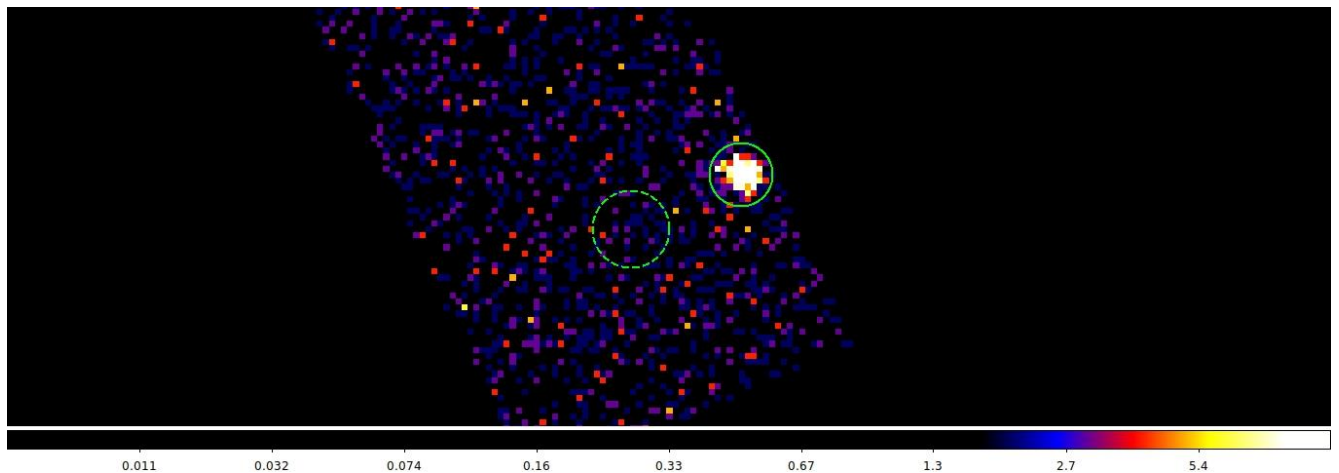


Рисунок 4.24 – Зображення WISEA J101326.05-000136.3 в рентгенівському діапазоні 0.5-10 кеВ, отримане камерою EPIC PN обсерваторії XMM-Newton. Кільцеві регіони зеленого кольору вказують області вибору фотонів джерела (справа) та фону (зліва).

Активне ядро WISEA J101326.05-000136.3 (MGC 0003855) спостерігалось

обсерваторією XMM-Newton 2004.06.13 тривалістю 12 кс як фонове джерело (Obs ID 0201750401). Після первинної обробки даних, «чиста» експозиція камерою EPIC PN склала 6775 с. Кількість зареєстрованих фотонів від джерела – 595. Аналіз кривої блиску не виявив значимих варіацій впродовж спостереження.

Рентгенівський спектр в діапазоні 0,5-8 кеВ було апроксимовано за допомогою моделі $T\text{Babs}^*z\text{TBabs}^*z\text{powerlw}$, де $tbabs$ відповідає галактичному поглинанню, $ztbabs$ – модель нейтрального поглинання в активному ядрі, рисунок 4.25. Континуум було описано за допомогою моделі степеневого закону. Отримане значення фотонного індексу становить $\Gamma = 1.90 \pm 0.24$, що вказує на коректність вибраної моделі континууму. Поглинання в ядрі становить – $N_H \approx 4.5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$, тобто поглинання співмірне з Галактичним. Результуюча статистика підгонки показує добре значення – $\chi^2/\text{d.o.f} = 19.41/32$.

Світність, виправлена за поглинанням у власне ядрі WISEA J101326.05-000136.3, згідно аналізу спектру, становить: $\log(L_{\text{soft}} \text{ erg}/c) = 43.75 \pm 0.06$ у діапазоні 0.5-2.0 кеВ, $\log(L_{\text{med}} \text{ erg}/c) = 43.91 \pm 0.06$ у діапазоні 2-10 кеВ. Таким чином, галактика є яскравою за величиною світності, її спектр відповідає класифікації квазару (світність майже однакова як в середньому, так й в м'якому діапазонах), а його основні характеристики не вказують на незвичну особливість даного джерела з точки зору поточного рентгенівського спектру.

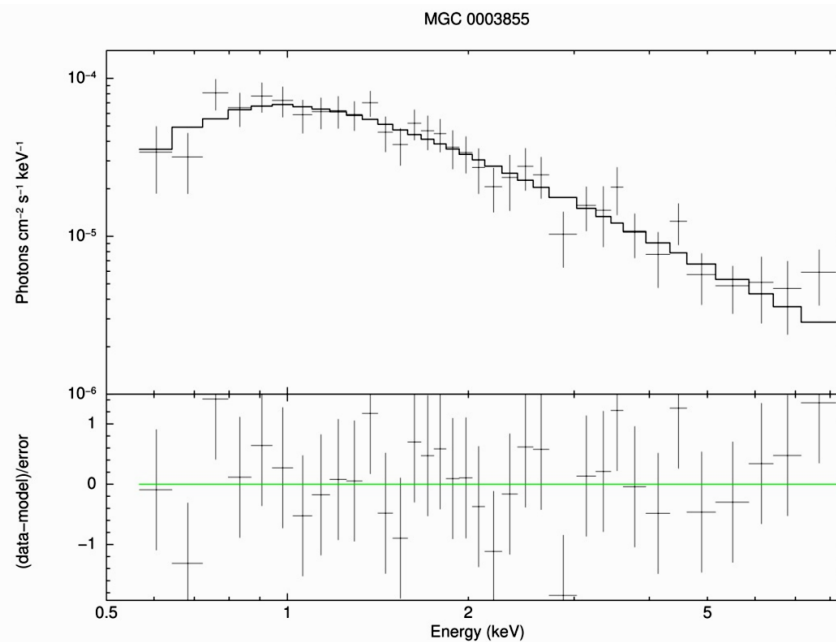


Рисунок 4.25 – Рентгенівський спектр MGC 0003855 в діапазоні 0.5-8 кеВ. Верхня панель – апроксимація спектру, нижня панель – відхилення даних від модельної кривої (відношення (дані-модель)/похибки).

WISEA J165101.20+345355.7.

Галактика з активним ядром – квазар, яка розташована на відстані 1930 Мпк або на червоному зміщенні $z = 0.35195$, рисунок 4.26.

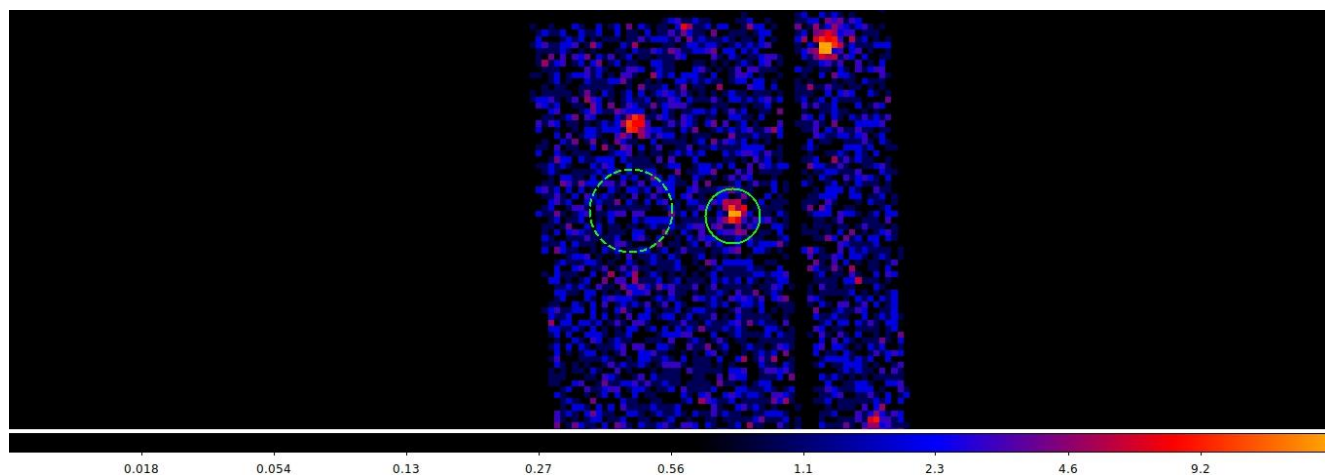


Рисунок 4.26 – Зображення WISEA J165101.20+345355.7 в рентгенівському діапазоні 0.5-10 кеВ, отримане камерою EPIC PN обсерваторії XMM-Newton. Кільцеві регіони зеленого кольору вказують області вибору фотонів джерела (справа) та фону (зліва).

Активне ядро WISEA J165101.20+345355.7 спостерігалось обсерваторією XMM-Newton 2010.09.07 тривалістю 35 кс в рамках програми «глибокого поля» DEEP (Obs ID 0652400201). Після первинної обробки даних, «чиста» експозиція камерою EPIC PN склала 30120 с. Кількість зареєстрованих фотонів від джерела – 156. Аналіз кривої блиску не виявив значимих варіацій впродовж спостереження.

Рентгенівський спектр в діапазоні 0,7-8 кеВ було апроксимовано за допомогою моделі $Tbabs * Tbrscf * zpowerl w$, де $tbabs$ відповідає галактичному поглинанню, $tbrscf$ – модель нейтрального поглинання в активному ядрі з фактором часткового перекриття, рисунок 4.27. Континуум було описано за допомогою моделі степеневого закону. Отримане значення фотонного індексу становить $\Gamma = 1.61(-0.76/+0.82)$, що вказує на коректність вибраної моделі

континууму. Поглинання в ядрі становить – $N_H \approx 3.8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Результуюча статистика підгонки показує добре значення – $c\text{-stat}/\text{bins} = 13.11/15$.

Світність, виправлена за поглинанням у власне ядрі WISEA J165101.20+345355.7, згідно аналізу спектру, становить: $\log(L_{\text{soft}} \text{ erg}/c) = 43.00 \pm 0.17$ у діапазоні 0.5-2.0 кеВ, $\log(L_{\text{med}} \text{ erg}/c) = 43.32 \pm 0.08$ у діапазоні 2-10 кеВ. Таким чином, галактика є яскравою за величиною світності, її спектр відповідає класифікації квазару (світність майже однакова як в середньому, так й в м'якому діапазонах), а його основні характеристики не вказують на незвичну особливість даного джерела з точки зору поточного рентгенівського спектру.

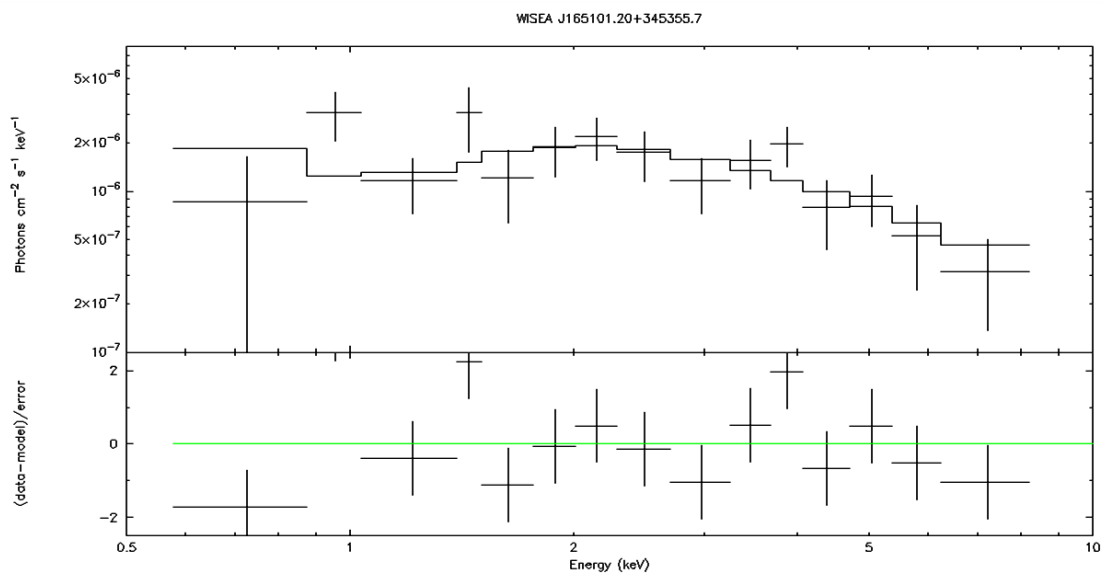


Рисунок 4.27 – Рентгенівський спектр WISEA J165101.20+345355.7 в діапазоні 0.7-8 кеВ. Верхня панель – апроксимація спектру, нижня панель – відхилення даних від модельної кривої (відношення (дані-модель)/похибки).

WISEA J020942.77-042830.1.

Галактика з активним ядром – квазар, яка розташована на відстані 3160 Мпк або на червоному зміщенні $z = 0.5349$, рисунок 4.28. Активне ядро WISEA J020942.77-042830.1 спостерігалось обсерваторією XMM-Newton 2012.01.09 тривалістю 12550 с як фонове джерело (Obs ID 0677620134). Після первинної обробки даних, «чиста» експозиція камерою EPIC PN склала 9194 с.

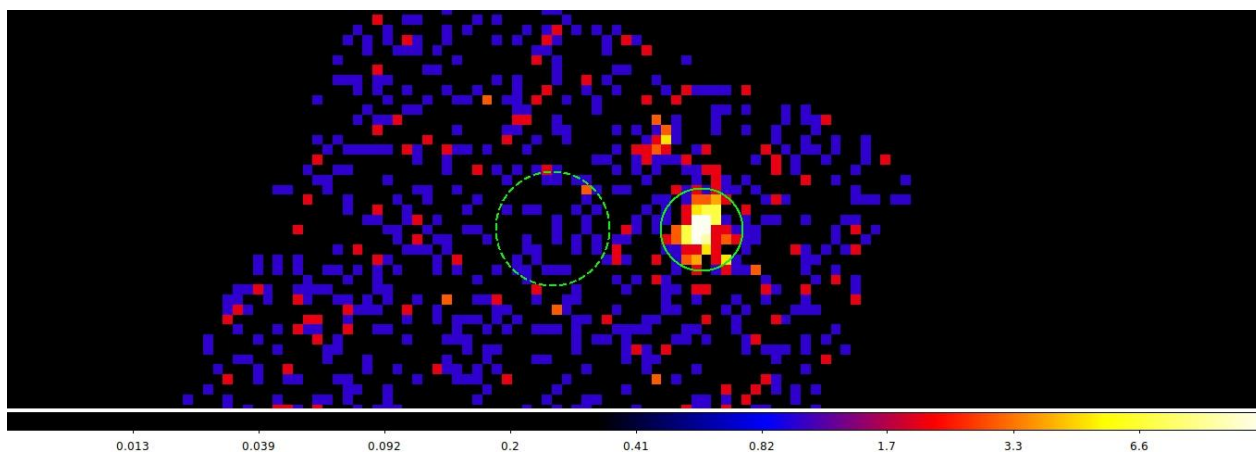


Рисунок 4.28 – Зображення WISEA J020942.77-042830.1 в рентгенівському діапазоні 0.5-10 кеВ, отримане камерою EPIC PN обсерваторії XMM-Newton. Кільцеві регіони зеленого кольору вказують області вибору фотонів джерела (справа) та фону (зліва). Кількість зареєстрованих фотонів від джерела – 185. Аналіз кривої блиску не виявив значимих варіацій впродовж спостереження.

Рентгенівський спектр в діапазоні 0,5-6 кеВ було апроксимовано за допомогою простої моделі $T\text{Babs} * z\text{power}lw$, де $t\text{babs}$ відповідає галактичному поглинанню, рисунок 4.29. Континуум було описано за допомогою моделі степеневого закону. Отримане значення фотонного індексу становить $\Gamma = 1.93 \pm 0.22$, що вказує на коректність вибраної моделі континууму. Додаткове поглинання в ядрі не є необхідним, що вказує на тип т.зв. «голого» ядра («bare nucleus»), що при достатній тривалості експозиції дозволить вивчати фізику безпосередньо центральних частин ядра без впливу навколишнього поглинання. Результуюча статистика підгонки показує добре значення – $c\text{-stat}/\text{bins} = 12.71/19$.

Світність, виправлена за Галактичним поглинанням у власне ядрі WISEA J020942.77-042830.1, згідно аналізу спектру, становить: $\log(L_{\text{soft}} \text{ erg}/c) = 43.81 \pm 0.08$ у діапазоні 0.5-2.0 кеВ, $\log(L_{\text{med}} \text{ erg}/c) = 43.92 \pm 0.10$ у діапазоні 2-10 кеВ. Таким чином, галактика є яскравою за величиною світності, її спектр відповідає класифікації квазару (світність майже однакова як в середньому, так й в м'якому діапазонах), а його основні характеристики не вказують на незвичну особливість даного джерела з точки зору поточного рентгенівського спектру.

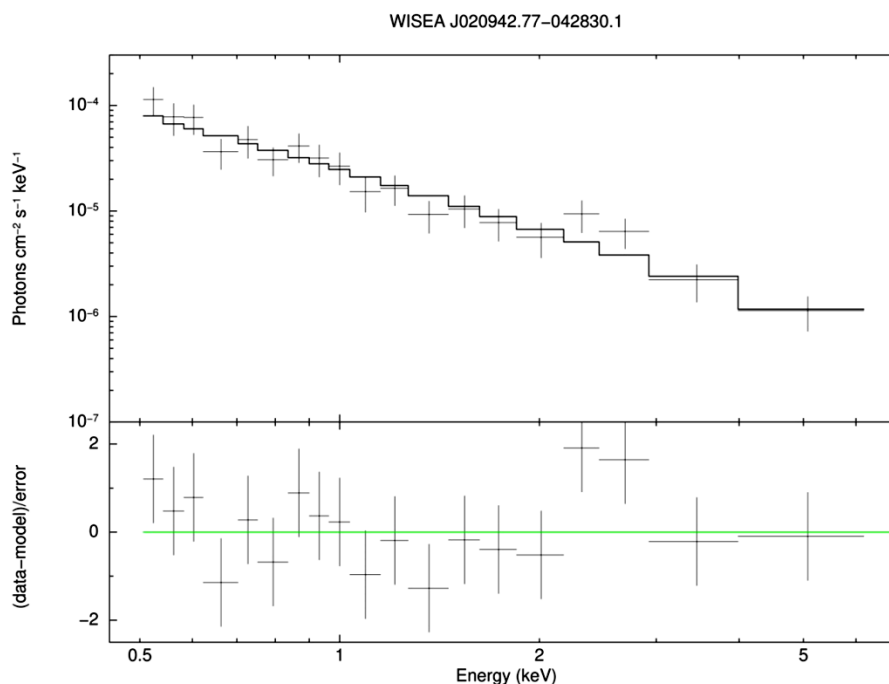


Рисунок 4.29 – Рентгенівський спектр WISEA J020942.77-042830.1 в діапазоні 0.5-6 кеВ. Верхня панель – апроксимація спектру, нижня панель – відхилення даних від модельної кривої (відношення (дані-модель)/похибки).

WISEA J132406.86+135428.2.

Галактика з невстановленим однозначно типом активності, розташована на відстані 2530 Мпк або на червоному зміщенні $z = 0.44349$, рисунок 4.30.

Активне ядро WISEA J132406.86+135428.2 спостерігалось обсерваторією Chandra 2006.05.14 тривалістю 26182 с як фонове джерело (Obs ID 7325). Після первинної обробки даних, «чиста» експозиція камерою ACIS-I склала 25840 с.

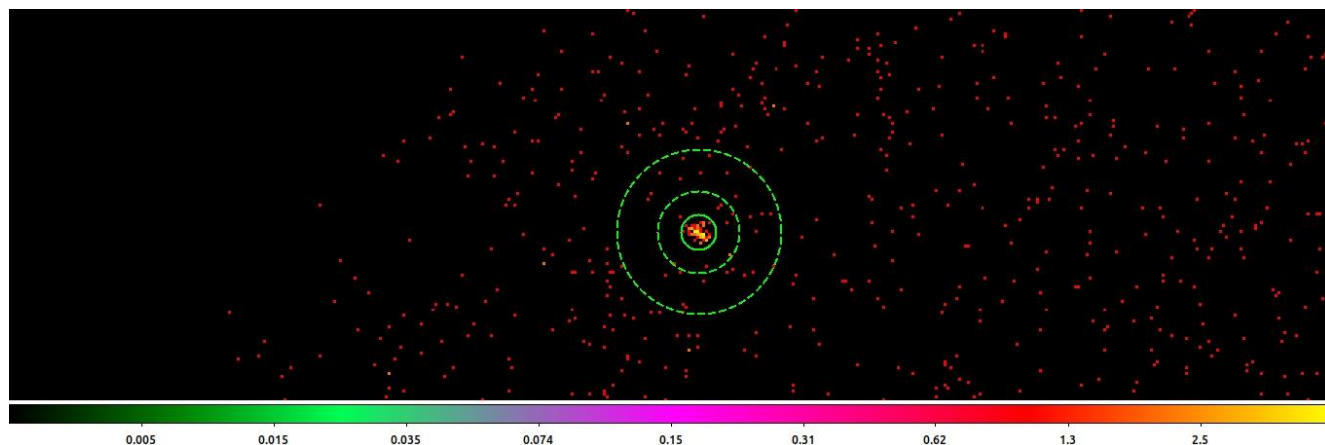


Рисунок 4.30 – Зображення WISEA J132406.86+135428.2 в рентгенівському діапазоні 0.5-8 кеВ, отримане камерою ACIS-I обсерваторії Chandra. Кільцеві регіони зеленого кольору вказують області вибору фотонів джерела (суцільне) та

фону (область між двома пунктирними колами).

Кількість зареєстрованих фотонів від джерела – 63. Аналіз кривої блиску не виявив значимих варіацій впродовж спостереження.

Рентгенівський спектр в діапазоні 1-6 кеВ було апроксимовано за допомогою простої моделі $TBabs * zTBabs * zpowerlw$, де $tbabs$ відповідає галактичному поглинанню, $ztbabs$ – модель нейтрального поглинання в активному ядрі, рисунок 4.31. Континуум було описано за допомогою моделі степеневого закону. Отримане значення фотонного індексу становить $\Gamma = 2.29(+1.19/-1.09)$, що вказує на неповноту вибраної моделі континууму, у розумінні можливого не виділеного впливу «хвоста» від м'якої компоненти спектру. Поглинання в ядрі становить – $N_H \approx 5.6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Результуюча статистика підгонки показує добре значення – $c\text{-stat}/\text{bins} = 6.99/15$, але одночасно вказує на дефіцит фотонів навіть для такої нескладної моделі.

Світність, виправлена за поглинанням у власне ядрі WISEA J132406.86+135428.2, згідно аналізу спектру, становить: $\log(L_{\text{soft}} \text{ erg}/c) = 43.81 \pm 0.33$ у діапазоні 0.5-2.0 кеВ, $\log(L_{\text{med}} \text{ erg}/c) = 43.68 \pm 0.09$ у діапазоні 2-10 кеВ. Таким чином, галактика є яскравою за величиною світності, її спектр має схожість з можливим для квазару (світність майже однакова як в середньому, так й в м'якому діапазонах), а його основні характеристики не вказують на незвичну особливість даного джерела з точки зору поточного рентгенівського спектру.

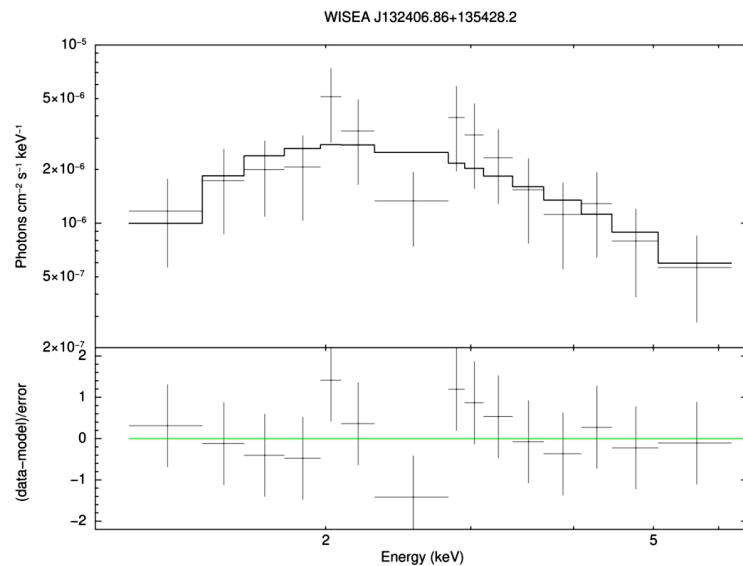


Рисунок 4.31 – Рентгенівський спектр WISEA J132406.86+135428.2 в діапазоні 1-6 кеВ. Верхня панель – апроксимація спектру, нижня панель – відхилення даних від модельної кривої (відношення (дані-модель)/похибки).

WISEA J103940.36+395732.8.

Галактика з активним ядром – квазар, яка розташована на відстані 2210 Мпк або на червоному зміщенні $z = 0.39496$, рисунок 4.32.

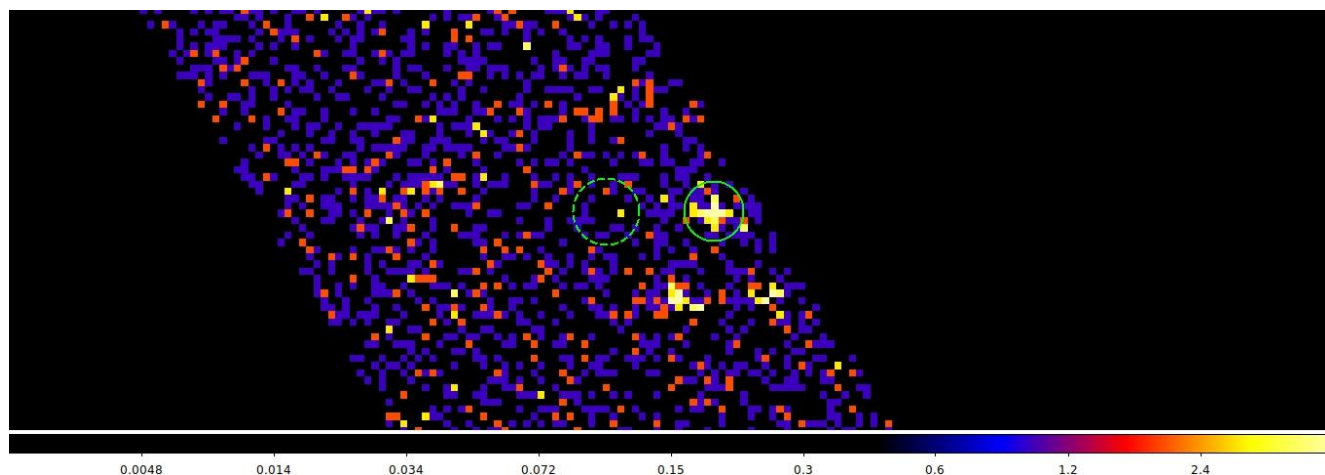


Рисунок 4.32 – Зображення WISEA J103940.36+395732.8 в рентгенівському діапазоні 0.5-10 кеВ, отримане камерою EPIC PN обсерваторії XMM-Newton. Кільцеві регіони зеленого кольору вказують області вибору фотонів джерела (справа) та фону (зліва).

Активне ядро WISEA J103940.36+395732.8 спостерігалось обсерваторією XMM-Newton 2006.11.05 тривалістю 9.1 кс як фонове джерело (Obs ID 040661010). Після первинної обробки даних, «чиста» експозиція камерою EPIC PN склала 8620 с. Кількість зареєстрованих фотонів від джерела – 84. Аналіз кривої блиску не виявив значимих варіацій впродовж спостереження.

Рентгенівський спектр в діапазоні 1-7 кеВ було апроксимовано за допомогою моделі $Tbabs * zTbabs * zpowerlw$, де $tbabs$ відповідає галактичному поглинанню, $ztbabs$ – модель нейтрального поглинання в активному ядрі, рисунок 4.33. Континуум було описано за допомогою моделі степеневого закону. Отримане значення фотонного індексу становить $\Gamma = 2.21(-1.09/+1.84)$, що вказує на неповноту вибраної моделі континууму, у розумінні можливого не виділеного впливу «хвоста» від м'якої компоненти спектру.

Поглинання в ядрі становить – $N_H \approx 5.1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Результиуюча статистика підгонки показує добре значення – $c\text{-stat/bins} = 6.97/10$.

Світність, виправлена за поглинанням у власне ядрі WISEA J103940.36+395732.8, згідно аналізу спектру, становить: $\log(L_{\text{soft}} \text{ erg/c}) = 43.89 \pm 0.36$ у діапазоні 0.5-2.0 кеВ, $\log(L_{\text{med}} \text{ erg/c}) = 43.79 \pm 0.10$ у діапазоні 2-10 кеВ. Таким чином, галактика є яскравою за величиною світності, її спектр відповідає класифікації квазару (світність майже однакова як в середньому, так й в м'якому діапазонах), а його основні характеристики не вказують на незвичну особливість даного джерела з точки зору поточного рентгенівського спектру.

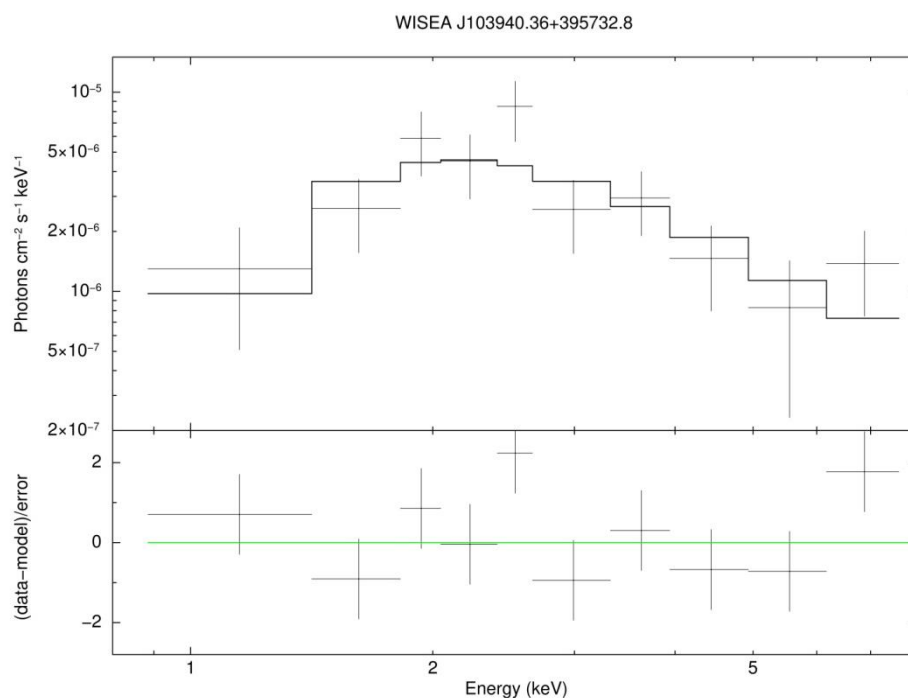


Рисунок 4.33 – Рентгенівський спектр WISEA J103940.36+395732.8 в діапазоні 1-7 кеВ. Верхня панель – апроксимація спектру, нижня панель – відхилення даних від модельної кривої (відношення (дані-модель)/похибки).

PKS 1607+26.

Галактика з активним ядром типу Сейферт 2, яка розташована на відстані 2740 Мпк або на червоному зміщенні $z = 0.47392$. Цей об'єкт спостерігався обома рентгенівськими обсерваторіями Chandra та XMM-Newton. Однак, як було встановлено під час пізнішого спостереження обсерваторією Chandra на відстані $\sim 13''5$ (рисунок 4.33) на Пд-Сх від цільового джерела, розташоване ще одне рентгенівське джерело. Таким чином, більш раннє спостереження XMM-Newton

містить дані відразу обох джерел внаслідок набагато меншої просторової роздільної здатності телескопа. Тому надалі описуються результати опублікованого дослідження даних обсерваторії Chandra в статті [118].

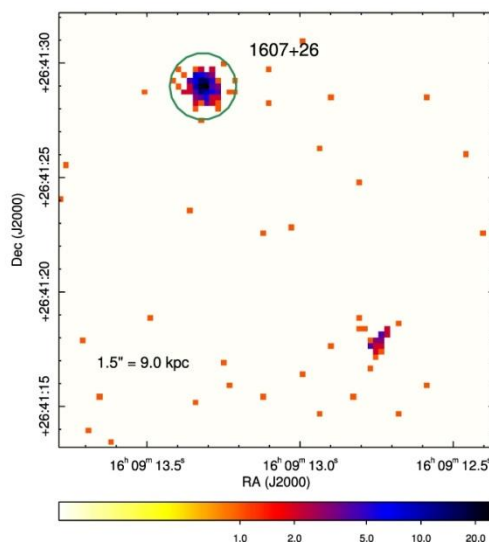


Рисунок 4.33 – Зображення PKS 1607+26 в рентгенівському діапазоні 0.5-7 кеВ, отримане камерою ACIS-I обсерваторії Chandra. Кільцевий регіон зеленого кольору вказує область вибору фотонів джерела.

Активне ядро PKS 1607+26 спостерігалось обсерваторією Chandra 2010.12.04 тривалістю 37845 с (Obs ID 12846). Кількість зареєстрованих фотонів від джерела – 213.

Рентгенівський спектр в діапазоні 0,5-7 кеВ було апроксимовано за допомогою моделі $T\text{Babs} * zT\text{Babs} * z\text{powerl}\omega$, де $tbabs$ відповідає галактичному поглинанню, $ztbabs$ – модель нейтрального поглинання в активному ядрі. Континуум було описано за допомогою моделі степеневого закону. Отримане значення фотонного індексу становить $\Gamma = 1.4 \pm 0.1$, що вказує на неповноту вибраної моделі континууму, у розумінні можливого не врахованого повною мірою поглинання в м'якому діапазоні спектру. Поглинання в ядрі становить – $N_H < 1.8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$, що спів мірно з Галактичним. Результуюча статистика підгонки має добре значення – $c\text{-stat}/d.o.f. = 347.1/443$.

Світність, виправлена за поглинанням у власне ядрі PKS 1607+26, згідно аналізу спектру, становить: $\log(L_{\text{soft}} \text{ erg}/c) = 43.16 \pm 0.91$ у діапазоні 0.5-2.0 кеВ, $\log(L_{\text{med}} \text{ erg}/c) = 43.63 \pm 0.64$ у діапазоні 2-10 кеВ. Таким чином, галактика є

яскравою за величиною світності, її спектр відповідає класифікації квазару (світність майже однакова як в середньому, так й в м'якому діапазонах), а його основні характеристики не вказують на незвичну особливість даного джерела з точки зору поточного рентгенівського спектру. Однак, варто відмітити, що PKS 1607+26 також класифікується як CSO – Compact Symmetric Object – підклас джерел з піком на гігагерцових частотах (т.зв. GPS джерела), тобто представляє собою одне з наймолодших позагалактичних радіоджерел, тобто має вік між ~100 та 3000 років.

3C 341.

Галактика з активним ядром – квазар, яка розташована на відстані 2560 Мпк або на червоному зміщенні $z = 0.448$. Цей об'єкт спостерігався рентгенівською обсерваторією Chandra й аналіз цього спостереження опублікований в статті [119].

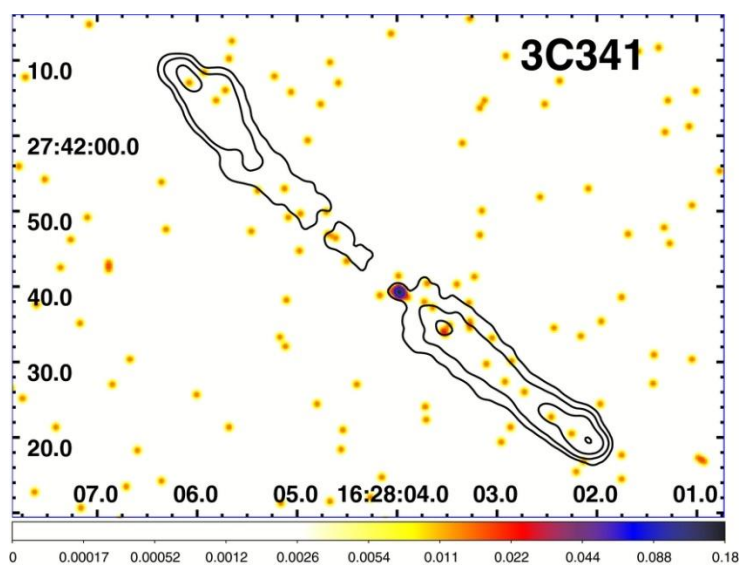


Рисунок 4.34 – Зображення 3C 341 в рентгенівському діапазоні 0.5-7 кеВ, отримане камерою ACIS-I обсерваторії Chandra (кольорова гамма). Чорним кольором показаний радіо-контур протяжних структур на частоті 8.5 ГГц з розміром пелюстка 1.5 кутових секунд.

Активне ядро 3C 341 спостерігалось обсерваторією Chandra 2011.11.14 тривалістю 11640 с (Obs ID 13888). Кількість зареєстрованих фотонів від джерела – 18. Таким чином, рентгенівський спектр в діапазоні 0,5-7 кеВ є настільки низької якості, що дозволяє лише провести якісний аналіз, як от

визначити «індекс жорсткості» $HR=(F_{2-7 \text{ кеВ}} - F_{1-2 \text{ кеВ}})/(F_{2-7 \text{ кеВ}} + F_{1-2 \text{ кеВ}})$, який для 3С 341 дорівнює $HR=0.81\pm 0.36$, що допускає значення внутрішнього поглинання в межах $2\div 36\cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ при варіюванні спектрального індексу між $\Gamma = [1.5:2.5]$, рисунок 4.34.

Оціночна світність 3С 341 становить $\log(L_{\text{med}} \text{ ерг/с}) = 43.05\pm 0.56$ у діапазоні 2-10 кеВ. Таким чином, галактика є яскравою за величиною світності, значення «індексу жорсткості» свідчить про підстави очікувати типовий для активних ядер галактик спектр, але не більше того. Варто також відмітити, що 3С 341 також класифікується як радіо джерело типу FR II – HEG (High Excitation Galaxy).

РОЗДІЛ 5. Дизайн, розробка та створення веб-порталу «АРГО» на базі веб-сайту ГАО НАНУ.

Однією з головних особливостей сайтового рушія Wordpress є організація бази даних. Гнучкість та функціональність зв'язків дозволяють створювати та виводити на сторінку матеріал з різними параметрами, корегуючи його для власних потреб. Додатковим його плюсом також є значний набір плагінів та інших інструментів, які сприяють полегшенню роботи над редагуванням та наповненням сайту, як для адміністратора сайту, так і для можливого недосвідченого модератора.

Вбудована система «тегування» Wordpress дозволить створити додаткові зв'язки для матеріалів сайту, що за необхідності дозволить оперувати всіма записами, відповідно до наших вимог. Система управління інформацією Wordpress надає можливість організувати гнучку схему структури сайту на основі таксономії. Таксономія - механізм, що дозволяє створювати довільну кількість зв'язків між об'єктами вмісту сайту та асоціювати їх з "Ключами записів", "Категоріями записів" або "Категоріями посилань". Перелічені елементи як "Категорії", "Ключові слова" та "Посилання" можуть представляти списки різних видів, або складні структури, де елемент може мати кілька дочірніх елементів. За допомогою подібної схеми одними й тими самими компонентами системи управління контентом можлива організація різних варіантів структуризації, обробки, редагування та виведення вмісту.

Після встановлення необхідного ПО було здійснено налаштування його конфігураційних файлів та перевірка коректності основних показників. Наступним кроком буде встановлення WordPress. У подальшому була проведена робота щодо налаштування доступів для редагування інформації на сайті та сайтом загалом. Було створено ряд користувачів з можливостями редагування інформації на сайті. Наступним кроком буде заповнення основної технічної інформації, для коректного відображення сайтів як для користувачів, так і для пошукових сайтів з метою більш точного відображення інформації. Такі кроки робляться для того, щоб уникнути випадків коли у пошуковому запиті буде

відобразитися сайт проєкту АРГО з інформацією яка може бути нерелевантною та не мати відношення до космічних досліджень. Додатково це робиться у зв'язку з тим, що за запит «АРГО» пошуковий рушій Google видає понад 4,060,000 сторінок, що унеможливить знаходження інформації науковою спільнотою результатів наукового дослідження. Таким чином у назва сайту у властивостях надаємо такі параметри – Загальний title сайту використовується як частина title для всіх сторінок, а назва – відображається у мобільній версії.

Щоб визначити варіанти перспективних ключових слів, вводимо кілька фраз, що тісно пов'язані з тематикою проєкту. За один раз можна додати до 10 запитів, тому цю процедуру проходимо декілька разів. Для більш точних результатів ми можемо вказати сайт проєкту АРГО – так Google виключить нерелевантні запити, однак цей крок буде зроблено після того, як буде оформлено весь сайт. Додатково вибираємо регіон, на який ми будемо орієнтуватися. У нашому випадку найголовнішими пунктами метрики, який надає Google є:

- Середня кількість запитів на місяць – саме цей показник вказує на популярність запиту і є важливим щоб уникнути найбільш популярних запитів, щоб сайт АРГО не загубився і не опинився на дальніх позиціях
- Рівень конкуренції - він може бути низьким, середнім і високим. Показує, наскільки конкурентоспроможним є розміщення оголошень за ключовим словом. У нашому випадку необхідно мати саме низьку конкуренцію.
- Ставка для показу вгорі сторінки (хв.) та (макс.) – це мінімальні та максимальні ставки для ключового слова, які рекламодавці платять за показ оголошення вгорі сторінки. Цей показник дозволяє опосередковано зрозуміти популярність запиту та його конкретність. Однак він важливий для розуміння самих «ключових слів».

Важливо зазначити, що оптимізацію ми будемо робити на 2 пошукових рушіях. Тому відповідні кроки ми робимо і для Bing. В цього пошукового рушія інший інструментарій пошуку ключових слів однак механізми в цілому схожі. Використовуючи обліковий запис у Microsoft Advertising, переходимо в розділ

Tools і вибираємо Keyword Planner. У Keyword Planner від Bing, як і в планувальнику Google, є дві опції - пошук нових ключових слів і перегляд кількості запитів для існуючих ключів.

Для збільшення функціональності сайту та зручності було встановлено віджети. Віджет “Пошук” дозволить інтернет-користувачам швидко та зручно знайти необхідну інформацію на сайті проекту АРГО. Графа з пошуком розміщується на сайті у верхньому правому боці, що додає зручності у її використанні. Наступним кроком буде заповнення сайту інформацією. У WordPress створена окрема вкладка консолі для створення сторінок. У цій вкладці вибирається назва новоствореної сторінки, її параметри та зміст. Редагувати сторінку та її зміст можна у вікні звичайного текстового редактора, вбудованого в систему, або у вікні редагування HTML-коду. Створюємо основну сторінку, на яку будуть розміщені посилання на підсторінки. Наш сайт міститиме такі сторінки «Головна», «Учасники проекту», «Про підтримку НФДУ», «Публікації», «Результати», «Про проєкт АРГО». У разі необхідності будуть створені інші підсторінки, які б детальніше розкривали інформації щодо наукового проєкту АРГО для наукової спільноти. При введенні назви сторінки генерується постійне посилання на неї. За необхідності його можна змінити, якщо інформація на ній стане іншою. Система має вбудований візуальний редактор який дозволяє оформлювати інформацію або ж можна переключитися на вкладку «Текст» та форматувати вміст за допомогою HTML-коду. У нашому випадку ми будемо використовувати обидва варіанти, дивлячись який спосіб буде більш продуктивний для коректного відображення. Зазначимо сторінки «Публікації», «Результати» будуть створені за рахунок другого методу, а саме HTML-коду, так як він дозволяє правильно сформувати стилі відображення тексту, що є набагато зручніше у випадку таблиць та іншої інформації. Останнім кроком буде створення системи резервного копіювання на випадок проблем з сервером на якому розміщується сайт. Для цього ми використовуємо плагінів BackWPup для сайтів на WordPress. У частині Розклад (Schedule) ми виставляємо з якою періодичністю буде робитися резервне копіювання сайту. Для більш

безпечного резервування даних ми прописуємо резервування на сервер Dropbox. Таким чином ми уникнемо ситуації, що у разі серверного масиву будуть втрачена вся інформація щодо результатів наукового проєкту АРГО. Сайт наукового проєкту АРГО доступний у доступі для всіх охочих за посиланням <https://argo-project.mao.kiev.ua/>.

ВИСНОВКИ за I етап 2023 рр.

1. Визначено основні параметри злиття НМЧД у галактиках Андромеда (M31) і карликового супутника Андромеди (M32). Розраховано основні часи злиття як функція початкових розподілів маси в центральних областях галактик використовуючи різне фізичне нормування для чисельних розрахунків.
2. Проведено N-тельні моделювання центральної області активного ядра галактики з урахуванням ефектів дисипації під час взаємодії хмар а також вітру за рахунок тиску випромінювання від акреційного диска. Результати продемонстрували, що врахування всіх цих чинників призводить до регульованої акреції, яка здійснюється порціонним підживленням акреційного диска зі збереженням геометрично товстої форми пилового тора, що вимагає уніфікована схема активних ядер галактик. Запропонована динамічна модель дозволяє пояснити низку спостережних властивостей для найближчих активних ядер галактик.
3. Створено моделі профілів спектральних ліній, з яких за розробленими критеріями виділено просторові положення витоків речовини в галактиках з найновішого каталогу класифікації галактик MaNGA. Для двох галактик було зроблено аналіз історії зореутворення, який показав кореляцію між положенням областей зореутворення які функціонують на масштабі останнього млір років. На більш ранніх масштабах часу в обох галактиках область активного зореутворення має положення приблизно в центрі галактики, а отже всередині центральних витоків речовини.
4. Було створено доповнюючу до основного каталогу GABRIELLE вибірку активних ядер галактики, котрі також мають в своїх спектрах подвійні емісійні вузькі лінії [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ та $\lambda 5007\text{\AA}$; проведена його крос-кореляція з каталогом радіоджерел FIRST на частоті 1.4 ГГц, визначено показник радіо-гучності для галактики вибірки та виконано спектральний аналіз усіх публічно доступних рентгенівських спостережень (дані обсерваторій XMM-Newton та Chandra).
5. Граничний максимальний час злиття подвійної надмасивної чорної діри в

центрі галактики NGC 6240 становить 70 млн років при різних значеннях початкового ексцентриситету. Для подвійних середньомасивних чорних дір в карликових галактиках NGC 205 та M 32, максимальний час злиття становить 115 млн років та 506 млн років, відповідно.

6. При злитті подвійних систем чорних дір найбільш важко виявити спіні з спостережень у менш масивного компонента, коли більш масивний компонент системи має нульовий спіні.
7. Виконано чисельні експерименти моделювання в межах задачі N-тіл бездисипативної системи тора та подвійна чорна діра та додаткової зовнішньої акреції маси на тора для випадків спільного обертання тора та системи двох чорних дір та їх контробротання. Результати експериментів продемонстрували, що ефект руху хмар у протилежних напрямках всередині самого тора для цих випадків не виникає. Це дозволяє зробити висновок про те, що основним механізмом виявленого контробротання в торі сейфертівської галактики NGC 1068 є вплив асиметричного вітру. Також результати показали, що для пошуку ефектів контробротання за рахунок зовнішньої акреції необхідно враховувати додаткові механізми, такі, як дисипація та комплексна структура речовини, що акреціє.
8. Створено навчальну вибірку з спектроскопічними оцінками червоних зміщень на базі каталогу SDSS DR16 та доповнено фотометричними даними з каталогів «Gaia» DR3 та CatWISE2020. Застосування карт поглинання та почервоніння дало змогу врахувати вплив міжзоряного середовища в нашій Галактиці на фотометричні величини досліджуваних каталогів. Ахметов
9. З використанням алгоритму машинного навчання Random Forest Regressor створено окремо для класу квазари та класу галактики класифікаційні моделі для оцінки фотометричних червоних зміщень. Отримані результати показують високу точність оцінок червоних зміщень. Ахметов
10. Було вибрано випадковим чином 16 джерел для контрольної вибірки та 16 джерел, – кандидатів у подвійні НМЧД (джерела доповнюючої вибірки та 8 випадкових джерел каталогу GABRIELLE). Було отримано значення

спектрального степеневого індексу та «внутрішньої» світності. Оскільки усі наявні рентгенівські спектри мають погану якість, було застосовано метод з порівнянням степеневих індексів – кореляцію між двома групами даних із застосуванням критерії Майна-Уїтні та Колмогорова-Смірнова.

- 11.** Встановлено, що значення степеневих індексів для обох груп не належать до різних розподілів. Було додатково побудовано залежність « Γ - $\log L(2-10 \text{ keV})$ » для обох вибірок галактик та гістограму світностей $\log L(2-10 \text{ keV})$. Виявлено, що мають місце ознаки того, що кандидати у подвійні НМЧД мають тенденцію до більшого значення «внутрішньої» світності. Внаслідок відсутності високоякісних рентгенівських спектрів та обмеженості вибірок, отримання якісного аналізу з пошуку відмінностей виключно у рентгенівському спектрі між контрольною вибіркою та вибіркою галактики-кандидатів у системи з подвійною НМЧД є неможливим.
- 12.** Використовуючи RADMC-3D проведені чисельні розрахунки розподілів енергії в спектрах систем з центральною АЯГ та оточуючим диском на прикладі гарячої АЯГ. Проведені аналізи отриманих даних для систем з дисками що мають розміри декількох парсеків.
- 13.** Створивши основну і контрольну вибірки галактик що мають спостереження в жорсткому рентгенівському діапазоні на основі вибірок галактик що мають або не мають подвійних піків, та дослідивши як залежать їх мультитихвильові світності, ми прийшли до висновку, що кореляції вперше показані авторами [80] відтворюються з об'єктами з меншою світністю.
- 14.** Мультитихвильові дослідження галактик-господарів активних ядер та самих активних ядер надзвичайно важливо для розуміння природи взаємозв'язку галактик і чорної діри в її центрі. В цій роботі було проведено аналіз отриманих відмінностей між світностями у рентгенівському і оптичному діапазонах для галактик, що відрізняються між собою наявністю або відсутністю подвійних піків в емісійних лініях двічі іонізованого кисню. Знайдені відмінності вказують на позитивний зворотній зв'язок в галактиках із подвійними піками.

ВИСНОВКИ за 2020 - 2023 рр.

В рамках 2020-2023 рр. проєкту «Астрофізичні Релятивістські Галактичні Об'єкти (АРГО): життєвий шлях активних ядер»

1. Моделювання еволюції системи потрійних чорних дір у тісному зоряному середовищі в галактиці NGC 6240 було проведено на основі наявних спостережних даних за допомогою чисельного моделювання з використанням добре відомого в світі динамічного N-тільного ϕ -GPU коду з Херміт-інтегратором четвертого порядку. На основі фізичних даних, отриманих з літератури, присвяченій цьому об'єкту, було побудовано чотири чисельних моделі з кількістю 67 500, 135 000, 270 000 та 540 000 частинок. Для кожної чисельної моделі було побудовано п'ять різних наборів рандомізацій. По результатам моделювання для всіх моделей та рандомізацій зв'язана система $S1+S2$ утворюється на . Утворення потрійної системи відбувається на B але не для всіх наборів рандомізацій. В першій чисельній моделі лише для трьох рандомізацій, для другої та третьої – для чотирьох, в п'ятій – для всіх.
2. Під час моделювання еволюції чорних дір та оточуючого їх середовища в NGC 6240 було виявлено ефект фон Цейпеля-Лідова-Козая між орбітами S (використовується центр мас систем $S1+S2$) та N . Величина кута між орбітами знаходиться в межах, що були отримані з теоретичних розрахунків. Таким чином, для першої чисельної моделі ефект отримано для двох рандомізацій, для другої та третьої моделей – для чотирьох рандомізацій, для п'ятої – для п'ятьох.
3. Граничний максимальний час злиття подвійної надмасивної чорної діри в центрі галактики NGC 6240 становить 70 млн років при різних значеннях початкового ексцентриситету. Для подвійних середньомасивних чорних дір в карликових галактиках NGC 205 та M 32, максимальний час злиття становить 115 млн років та 506 млн років, відповідно.
4. При злитті подвійних систем чорних дір найбільш важко виявити спіні зі спостережень у менш масивного компонента, коли більш масивний

компонент системи має нульовий спіні.

5. Моделювання еволюції подвійної системи чорних дір проміжної маси продемонструвало, що для подвійних систем з низькою масою, більші маси зоряного населення мають вплив навіть на тісно зв'язану подвійну систему.
6. Проведено N-тельні моделювання центральної області активного ядра галактики з урахуванням ефектів дисипації під час взаємодії хмар а також вітру за рахунок тиску випромінювання від акреційного диска. Результати продемонстрували, що врахування всіх цих чинників призводить до регульованої акреції, яка здійснюється порціонним підживленням акреційного диска зі збереженням геометрично товстої форми пилового тора, що вимагає уніфікована схема активних ядер галактик. Запропонована динамічна модель дозволяє пояснити низку спостережних властивостей для найближчих активних ядер галактик.
7. В рамках задачі багатьох тіл промодельовали тор для набору числа хмар в ньому 8, 16, 32, 64 та 128 тисяч хмар. На підставі результатів чисельного моделювання, побудували стабільну динамічну модель для NGC1068. Детально досліджено початковий період виходу на рівноважний розв'язок чисельного тору. Показано, що незалежно від початкової кількості хмар, вихід на рівноважний стан (віріальна рівновага) виконується за один і той же проміжок часу. Для аналізу стабільності чисельного розв'язку було проведено інтегрування руху хмар з п'ятьма різними параметрами інтегрування (0.02, 0.01, 0.007, 0.005, 0.002 та 0.001). В залежності від цього безрозмірного параметру інтегрування ми показали, що точність інтегрування виходить на стабільний рівень при значеннях від 0.007 і менше.
8. Виконано чисельні експерименти моделювання в межах задачі N-тіл бездисипативної системи тор та подвійна чорна діра та додаткової зовнішньої акреції маси на тор для випадків спільного обертання тора та системи двох чорних дір та їх контробротання. Результати експериментів

продемонстрували, що ефект руху хмар у протилежних напрямках всередині самого тора для цих випадків не виникає. Це дозволяє зробити висновок про те, що основним механізмом виявленого контробротання в торі сейфертівської галактики NGC 1068 є вплив асиметричного вітру. Також результати показали, що для пошуку ефектів контробротання за рахунок зовнішньої акреції необхідно враховувати додаткові механізми, такі, як дисипація та комплексна структура речовини, що акреціює.

9. Використовуючи RADMC-3D проведені чисельні розрахунки розподілів енергії в спектрах систем з центральною АЯГ та оточуючим диском на прикладі гарячої АЯГ. Проведені аналізи отриманих даних для систем з дисками що мають розміри декількох парсеків.
10. Створено моделі профілів спектральних ліній, з яких за розробленими критеріями виділено просторові положення витоків речовини в галактиках з найновішого каталогу класифікації галактик MaNGA. Для двох галактик було зроблено аналіз історії зореутворення, який показав кореляцію між положенням областей зореутворення які функціонують на масштабі останнього млн років. На більш ранніх масштабах часу в обох галактиках область активного зореутворення має положення приблизно в центрі галактики, а отже всередині центральних витоків речовини.
- 11.3 метою дослідження кінематики іонізованого газу в галактиках із активними ядрами з просторово розділених спостережень огляду MaNGA-SDSS було обрано близько 140 галактик, в спектрах яких спостерігались асиметричні профілі емісійної лінії [OIII] 5007A, оскільки дана форма профілю свідчить про рух газу окремо від обертання галактики. Було знайдено витоків двох типів — невеликого розміру і з невеликими швидкостями, розсіяні по площині галактики, та великі області із високими швидкостями, розташовані в центрах галактик. Потік в лінії H α , який в першому наближенні можна вважати індикатором темпів зореутворення, був вищий в місцях витоків речовини, ніж в решті галактики. Металічність областей із витоків речовини також в

середньому більша, ніж решті галактики.

12. Для галактик каталогу GABRIELLE була визначена радіогучність за шістьома критеріями. В результаті 19 галактик було визначено як радіогучні та радіопроміжні за принаймні трьома із шести критеріїв, отже вони є кандидатами для подальшого радіоаналізу з метою пошуку подвійних ядер.
13. Для галактик-кандидатів для подальшого радіоаналізу було проведено ретельний пошук серед кількох тисяч наявних публікацій дослідження високої роздільної здатності в радіодіапазоні. Для майже половини об'єктів такі спостереження були проведені, але їх аналіз не показав ознак характерних подвійним активним ядрам.
14. Для радіо-гучних радіо-проміжних АЯГ каталогу GABRIELLE було проведено пошук спостережень у рентгенівському діапазоні хвиль космічних обсерваторій XMM-Newton, NuSTAR та Swift. В результаті з 19 галактик є наявні спостереження XMM-Newton - для 8 об'єктів, NuSTAR - 9 об'єктів, Swift - для усіх 19 об'єктів.
15. Виконано спектральний аналіз з використанням феноменологічних моделей для радіо-гучних та радіо-проміжних галактик каталогу GABRIELLE. Як демонстрація результатів, представлено аналіз наступних об'єктів: 2MASX J12150077+0500512.2MASX J08420557+0759253 та SWIFT J2351.9-0109. Для усіх цих 3-ох АЯГ відсутні статті з індивідуальних рентгенівським аналізом, що є перспективним з точки зору написання відповідної статті. Континуум одного з об'єктів описується звичайним степеневим законом, для інших двох необхідно застосовувати складніші спектральні моделі.
16. Було створено доповнюючу до основного каталогу GABRIELLE вибірку активних ядер галактики, котрі також мають в своїх спектрах подвійні емісійні вузькі лінії [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ та $\lambda 5007\text{\AA}$; проведена його крос-кореляція з каталогом радіоджерел FIRST на частоті 1.4 ГГц, визначено показник радіо-гучності для галактики вибірки та виконано спектральний

аналіз усіх публічно доступних рентгенівських спостережень (дані обсерваторій XMM-Newton та Chandra).

17. Було вибрано випадковим чином 16 джерел для контрольної вибірки та 16 джерел, – кандидатів у подвійні НМЧД (джерела доповнюючої вибірки та 8 випадкових джерел каталогу GABRIELLE). Було отримано значення спектрального степеневого індексу та «внутрішньої» світності. Оскільки усі наявні рентгенівські спектри мають погану якість, було застосовано метод з порівнянням степеневих індексів – кореляцію між двома групами даних із застосуванням критерії Майна-Уїтні та Колмогорова-Смірнова.
18. Встановлено, що значення степеневих індексів для обох груп не належать до різних розподілів. Було додатково побудовано залежність « Γ -log L(2-10 кеВ)» для обох вибірок галактик та гістограму світностей log L(2-10 кеВ). Виявлено, що мають місце ознаки того, що кандидати у подвійні НМЧД мають тенденцію до більшого значення «внутрішньої» світності. Внаслідок відсутності високоякісних рентгенівських спектрів та обмеженості вибірок, отримання якісного аналізу з пошуку відмінностей виключно у рентгенівському спектрі між контрольною вибіркою та вибіркою галактики-кандидатів у системи з подвійною НМЧД є неможливим.
19. Створивши основну і контрольну вибірки галактик що мають спостереження в жорсткому рентгенівському діапазоні на основі вибірок галактик що мають або не мають подвійних піків, та дослідивши як залежать їх мультитихвильові світності, ми прийшли до висновку, що кореляції відтворюються з об'єктами з меншою світністю.
20. Мультитихвильові дослідження галактик-господарів активних ядер та самих активних ядер надзвичайно важливо для розуміння природи взаємозв'язку галактик і чорної діри в її центрі. В цій роботі було проведено аналіз отриманих відмінностей між світностями у рентгенівському і оптичному діапазонах для галактик, що відрізняються між собою наявністю або відсутністю подвійних піків в емісійних лініях двічі іонізованого кисню.

Знайдені відмінності вказують на позитивний зворотній зв'язок в галактиках із подвійними піками.

21. У галактиках вибірки GABRIELLE, подвійні піки в емісійних лініях в інтегральних спектрах яких можуть свідчити про наявність масивних швидких витоків речовини, було досліджено кінематику іонізованого газу по профілям заборонених емісійних ліній випромінювання кисню [OIII] 4959, 5007Å. Було визначено, що середня швидкість руху газу в галактиках складає 200-300 км/с. В деяких галактиках також присутні швидкі витoki речовини із швидкостями до 900 км/с по відношенню до стану спокою.

Перелік наукових праць, виданих за темою дослідження у I етапі 2023 р.

В рамках I Етапу 2023 р. створено наукову продукцію у вигляді статей, надрукованих у провідних міжнародних реферованих виданнях (рівня Q1):

Опубліковані:

1. H. Koehn, A. Just, **P. Berczik**, M. Tremmel (2023) Dynamics of supermassive black hole triples in the ROMULUS25 cosmological simulation // *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 678, id.A11, 12 pp. **Q1**, doi.org/10.1051/0004-6361/202347093

P. Berczik- постановка задачі, обговорення результатів, робота у розділах 2.2, 3 та 4.

2. M. Arca Sedda, A. W. H. Kamlah, R. Spurzem, F. P. Rizzuto, T. Naab, M. Giersz, **P. Berczik** (2023) The DRAGON-II simulations – II. Formation mechanisms, mass, and spin of intermediate-mass black holes in star clusters with up to 1 million stars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 526, Is.1, pp. 429-442, **Q1**, doi.org/10.1093/mnras/stad2292

P. Berczik- постановка задачі, обговорення результатів, робота у розділі 2.

3. **M. Ishchenko**, **M. Sobolenko**, **P. Berczik**, C. Omarov, **O. Sobodar**, M. Kalambay, D. Yurin (2023) Milky Way globular clusters on cosmological timescales. III. Interaction rates. // *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 678, A69, 10p, **Q1**, doi.org/10.1051/0004-6361/202346553

M. Ishchenko - постановка задачі, обговорення результатів, робота у розділах 1, 3 та 4.

M. Sobolenko - аналіз та графічне представлення результатів моделювання, розділи 2 та 3.

P. Berczik- постановка задачі, обговорення результатів, робота у розділі 2.

O.Sobodar - робота у розділі 2 та у додатку A.

4. Regály, Z., Fröhlich, V., **Berczik, P.**, (2023) Mitigating potentially hazardous asteroid impacts revisited // *Astronomy and Astrophysics*, 677, L6, **Q1**, doi.org/10.1051/0004-6361/202347205

P. Berczik- постановка задачі, обговорення результатів, робота у розділах 2.2, 3.3 та у додатку C.

Прийняті до публікації, Q1:

1. Arca Sedda, M., Kamlah, A. W. H., Spurzem, R., Rizzuto, F. P., Giersz, M., Naab, T., **Berczik, P.**, (2023). The Dragon-II simulations -- I. Evolution of

single and binary compact objects in star clusters with up to 1 million stars. // Accepted to MNRAS.

P. Berczik- постановка задачі, обговорення результатів, робота у розділах 2.1 та 2.3.

На етапі рецензування, Q1:

1. **E.Yu. Bannikova, S. V. Skolota, M. Capaccioli** (2023) Outer gravitational potential of an inhomogeneous torus with an elliptical cross-section // Submitted in MNRAS.

E. Yu. Bannikova - постановка задачі, виконання аналітичних та чисельних обчислень, інтерпретація отриманих результатів, написання 1,3,4,5 та 6 розділів.

S. V. Skolota - виконання чисельних обчислень, візуалізація та інтерпретація отриманих результатів, написання 2, 3 розділів, оформлення тексту статті.

2. **V. S. Akhmetov, B. Bucciarelli, M. Crosta, M. G. Lattanzi, A. Spagna, P. Re Fiorentin, E. Yu. Bannikova** (2023) A New kinematic model of the Galaxy: analysis of the stellar velocity field from Gaia Data Release 3 // Submitted in MNRAS.

V. S. Akhmetov - постановка задачі, виконання обчислень, візуалізація та інтерпретація отриманих результатів, написання 1,4,5 та 6 розділів.

E. Yu. Bannikova - підготовка даних, інтерпретація результатів, написання розділу 2, 3, оформлення тексту статті.

3. **B. Avramov, P. Berczik, A. Just.** (2021) The impact of Post-Newtonian effects on massive black hole binary evolution at $\sim 1000 R_{\text{sch}}$ separations. *Astronomy & Astrophysics*, на етапі рецензування.

P. Berczik- постановка задачі, обговорення результатів, робота у розділах 2 та 3.2.

В рамках 1 Етапу 2023 р. представлено доповіді на Міжнародних конференціях:

1. **A.Vovk** Outflows in AGN host galaxies from MaNGA // «AGN Feedback 2023», 9-13 October 2023, Hangzhou, China. Усна доповідь.
2. **E. Bannikova, N. Akerman, P. Berczik, M. Capaccioli, M. Ishchenko, V. Akhmetov** Dynamics and emission of a dusty torus in AGNs // European Astronomical Society Annual Meeting, 10 July – 14 July 2023, Kraków, Poland. Усна доповідь.

3. **S. Skolota, E. Bannikova, M. Capaccioli** External gravitational potential of an inhomogeneous torus // XXIII Gamow International Astronomical Conference, 21-25 August, 2023, Odesa, Ukraine. Усна доповідь.
4. **E. Bannikova** Toroidal structures in astrophysical objects: gravitational properties // National Congress of the Italian Physical Society (SIF), 11-15 September 2023, Salerno. Усна доповідь.
5. **M. Sobolenko, P. Berczik, M. Ishchenko, K. Voggel, C. Boily.** NGC 7727: subsequent dynamical evolution of the central binary black hole // 10-15 July 2023. EAS 2023. Krakow, Poland. Стендова доповідь.

Перелік наукових праць, виданих за темою дослідження у 2020-2021 рр.

Опубліковані (рівня Q1):

4. 1.Francesco R. P., Thorsten N., Rainer S., Mirek G., Ostriker J. P., Stone, N. C., Long W., **Peter B.**, Rampp, M. (2020) Intermediate Mass Black Hole Formation in compact Young Massive Star Clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2020. – 10.1093/mnras/staa3634
5. Khoperskov, S., Zinchenko, I., Avramov, B., Khrapov, S., **Berczik, P.**, Saburova, A., **Ishchenko, M.**, Khoperskov, A., Pulsoni, C., Venichenko, Y., Bizyaev, D., Moiseev, A., Extreme kinematic misalignment in IllustrisTNG galaxies: the origin, structure, and internal dynamics of galaxies with a large-scale counterrotation, (2021), *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 500, 3870-3888.
6. Khoperskov, S., Haywood, M., Snaith, O., Di Matteo, P., Lehnert, M., Vasiliev, E., Naroenkov, S., **Berczik, P.**, Bimodality of $[\alpha \text{ Fe}]-[\text{Fe}/\text{H}]$ distributions is a natural outcome of dissipative collapse and disc growth in Milky Way-type galaxies, (2021), *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 501, 5176-5196.
7. Rizzuto, F. P., Naab, T., Spurzem, R., Giersz, M., Ostriker, J. P., Stone, N. C., Wang, L., **Berczik, P.**, Rampp, M., Intermediate mass black hole formation in compact young massive star clusters, (2021), *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 501, 5257-5273.
8. Avramov, B., **Berczik, P.**, Meiron, Y., Acharya, A., Just, A., Properties of loss cone stars in a cosmological galaxy merger remnant, (2021), *Astronomy and Astrophysics*, 649, A41.
9. **Sobolenko M., Berczik P.**, Spurzem R. Merging timescale for supermassive black hole binary in interacting galaxy NGC 6240, (2021), *Astronomy and Astrophysics* 652, A134 – 11 p.
10. **Berczik P.**, Arca Sedda M., **Sobolenko M., Ishchenko M., Sobodar O.**, Spurzem R. (2020) Merging of Unequal Mass Binary Black Holes in Non-Axisymmetric Galactic Nuclei // *Astronomy & Astrophysics* 665, A86 .

11. **E.Yu. Bannikova**, A.V. Sergeyev, N.A. Akerman, **P.P. Berczik**, **M.V. Ishchenko**, M. Capaccioli, **V.S. Akhmetov** Dynamical model of an obscuring clumpy torus in AGNs: I. Velocity and velocity dispersion maps for interpretation of ALMA observations, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2021, Vol. 503, P.1459–1472
12. Avramov B., **Berczik P.**, Meiron Y., Acharya A., Just A. (2021) Properties of loss cone stars in a cosmological galaxy merger remnant // Astronomy & Astrophysics 649, A41
13. **M. Sobolenko**, O. Kompaniiets, **P. Berczik**, V. Marchenko, **A. Vasylenko**, E. Fedorova, B. Shukirgaliyev. (2022) NGC 6240 Supermassive Black Hole Binary dynamical evolution based on Chandra data. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 517, Issue 2, Pages 1791–1802
14. Gualandris A., Khan Fazeel M., Bortolas E., Fisica G., Bonetti M., Sesana A., **Berczik P.**, Holley-Bockelmann K. (2022) Eccentricity evolution of massive black hole binaries from formation to coalescence. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. Volume 511, Issue 4, Pages 4753–4765

Представлено доповіді на Міжнародних конференціях:

1. **Берцик П., Іщенко М., Соболєнко М., Катерина В., Василенко А., Баннікова О., Ахметов В.** Астрофізичні релятивістські галактичні об'єкти (АРГО): життєвий шлях активних ядер. Конференція «Астрономія в Україні: від археоастрономії до астрофізики високих енергій», Київ, Україна. 27 листопада 2020 р.
2. **Іщенко М.В., Соболєнко М.О., Берцик П.П.** Прояв ефекту Лідов-Козая при злитті системи потрійних надмасивних чорних дір в галактиці NGC 6240. XXII Міжнародна наукова конференція Астрономічна школа молодих вчених. Україна, Київ, 11–12 грудня 2020 р.
3. **Sobolenko M., Ischenko M., Berczik P.** Triple Supermassive Black Hole evolution in NGC 6240. XI Conference of Young Scientists PROBLEMS OF THEORETICAL PHYSICS. Київ, Україна, 21-23 грудня 2020 р.

4. **P. Berczik, M. Sobolenko and M. Ishchenko.** NGC6240: Triple supermassive black holes in simulation and observation. Kozai-Lidov effect and the timescale of PN merging. International seminar of stellar dynamics group, ARI, Heidelberg, Germany-2021. Усна доповідь.
5. **M. Sobolenko, P. Berczik, M. Ishchenko.** Triple Supermassive Black Hole in NGC 6240: observation, simulation and Lidov-Kozai effect. International conference TRiple Evolution and DYnamics 3, Northwestern University, Evanston, USA-2021. Усна доповідь.
6. **M. Ishchenko, P. Berczik.** Dynamical model of a clumpy torus in AGNs. Velocity and velocity dispersion maps interpretations. International Conference Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Ukraine-2021 р. Усна доповідь.
7. **M. Sobolenko, P. Berczik, M. Ishchenko.** Triple Supermassive Black Hole in NGC 6240: observation, simulation and von Zeipel-Lidov-Kozai effect. International conference Astronomy and Space Physics in the Kyiv University, Kyiv, Ukraine-2021. Усна доповідь.
8. **M. Sobolenko, P. Berczik, R. Spurzem.** Dynamical timescale for central supermassive black holes system in merging galaxy NGC 6240. International Annual Meeting of European Astronomical Society, Leiden, Netherlands-2021. Стендова доповідь.
9. **P. Berczik, M. Ishchenko, M. Sobolenko, M. Arca Sedda, A. Just, R. Spurzem.** NGC6240: Triple supermassive black holes in simulation and observation. Kozai-Lidov Effect and the timescale of PN merging. International Annual Meeting of European Astronomical Society, Leiden, Netherland-2021. Стендова доповідь.
10. **P. Berczik, A. Veles, M. Ishchenko, M. Sobolenko, D. Ivanov.** (2021) Double & Triple SMBH evolution in galaxy centers. New hybrid code approaches and performance tests. Volkswagen Trilateral Project: Dynamical Mechanisms of Accretion in Galactic Nuclei, Joint Meeting with China-Kazakhstan collaboration. September 6-8, 2021, online. Усна доповідь.

11. **M. Ishchenko, M. Sobolenko, P. Berczik.** (2021) Life circle of Triple Supermassive Black Hole in NGC 6240. Volkswagen Trilateral Project: Dynamical Mechanisms of Accretion in Galactic Nuclei, Joint Meeting with China-Kazakhstan collaboration. September 6-8, 2021, online. Усна доповідь.
12. **M. Sobolenko, P. Berczik,** M. Arca Sedda, M. Giersz, K. Maliszewski, O. Veles. (2021) Spinning binary black hole mergers in galactic GC's and gravitational wave signals. Volkswagen Trilateral Project: Dynamical Mechanisms of Accretion in Galactic Nuclei, Joint Meeting with China-Kazakhstan collaboration. September 6-8, 2021, online. Усна доповідь.
13. **П. Берцик, О. Велесь, М. Іщенко, М. Соболєнко, Д. Іванов, К. Вовк, А. Василенко, О. Баннікова, В. Ахметов.** (2021) Спільна еволюція галактик та чорних дір у Всесвіті на космологічних масштабах часу. Наукова конференція: Астроосінь 2021. 25-26 жовтня, 2021, Київ, Україна. Усна доповідь.
14. **P. Berczik, M. Ishchenko, M. Sobolenko,** M. Arca Sedda, A. Just, R. Spurzem. (2021) NGC6240: Triple supermassive black holes in simulation and observation. Kozai-Lidov Effect and the timescale of PN merging. International Astronomical Union Symposia #362: Predictive Power of Computational Astrophysics as a Discovery Tool. November 8-12, 2021, online. Усна доповідь.
15. **M. Sobolenko, P. Berczik,** R. Spurzem, M. Arca Sedda, F. Paolo Rizzuto, M. Giersz, K. Maliszewski (2021) Merging of spinning binary black holes in globular clusters. International Astronomical Union Symposia #362: Predictive Power of Computational Astrophysics as a Discovery Tool. November 8-12, 2021, online. Усна доповідь.
16. **K. Vovk** (2021) The new AGN search in SDSS «MaNGA» survey. XII conference of young scientists "Problems of Theoretical Physics", 21-23 December 2021, online. Усна доповідь.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Makino J., Aarseth S. J. (1992) On a Hermite integrator with Ahmad-Cohen scheme for gravitational many-body problems. PASJ: Publications of the Astronomical Society of Japan, Vol. 44, N. 2, p. 141-151.
2. Harfst S., Gualandris A., Merritt D., Rainer S., Portegies Z. S., Berczik P. (2007) Performance analysis of direct N-body algorithms on special-purpose supercomputers. New Astronomy, Vol. 12, Iss. 5, p. 357-377.
3. Berczik P., Nitadori K., Zhong S., Spurzem R., Hamada T. et al. (2011) High performance massively parallel direct N-body simulations on large GPU clusters. International conference on High Performance Computing, Kyiv, Ukraine, October 8-10, 2011., p. 8-18.
4. Berczik P., Spurzem R., Wang L., Zhong S., Huang S., (2013) Up to 700k GPU cores, Kepler, and the Exascale future for simulations of star clusters around black holes. Third International Conference "High Performance Computing", HPC-UA 2013, p. 52-59.
5. Mikkola S. Algorithmic regularization with velocity-dependent forces / Mikkola S., Merritt D. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2006. – V. 372. – I. 1. – P. 219-223.
6. Mikkola S. Implementing Few-Body Algorithmic Regularization with Post-Newtonian Terms / Mikkola S., Merritt D. // The Astronomical Journal. – 2008. – V. 135. – I. 6. – P. 2398-2405.
7. Mikkola S. Explicit Symplectic Algorithms For Time-Transformed Hamiltonians / Mikkola S., Tanikawa K. // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. – 1999. – V. 74. – I. 4. – P. 287-295.
8. Preto M. A Class of Symplectic Integrators with Adaptive Time Step for Separable Hamiltonian Systems / Preto M., Tremaine S. // The Astronomical Journal. – 1999. – V. 118. – I. 5. – P. 2532-2541.
9. Mikkola S. An Implementation of the Logarithmic Hamiltonian Method for Artificial Satellite Orbit Determination / Mikkola S., Palmer P., Hashida Y. // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. – 2002. – V. 82. – I. 4. – P. 391-

- 411.
10. Mikkola S. Algorithmic regularization of the few-body problem / Mikkola S., Tanikawa K. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1999. – V. 310. – I. 3. – P. 745-749.
 11. Mikkola S., et al. An Implementation of N-Body Chain Regularization / Mikkola S., Aarseth S. J. // *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*. – 1993. – V. 57. – I. 3. – P. 439-459.
 12. Bulirsch R. Numerical Treatment of Ordinary Differential Equations by Extrapolation Methods / Bulirsch R., Stoer J. // *Numerische Mathematik*. – 1966. – V. 8. – I. 1. – P. 1-13.
 13. Press W. H., Flannery B. P., Teukolsky S. A., Vetterling W. T. *Numerical recipes – the art of scientific computing* // Cambridge University Press. – Cambridge, UK: 1986. – 818 pp.
 14. Khan F. M. Swift Coalescence of Supermassive Black Holes in Cosmological Mergers of Massive Galaxies / Khan F. M., Fiacconi D., Mayer L., et al. // *The Astrophysical Journal*. – 2016. – V. 828. – I. 2. – id. 73. – 8 pp.
 15. Kompaniiets O., Sobolenko M., Berczik P., Marchenko V., Vasylenko A., Fedorova E. (2021) NGC 6240 Supermassive Black Hole Binary dynamical evolution based on Chandra data. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. Стаття прийнята до друку, кuartиль Q1.
 16. Blanchet L. Third post-Newtonian dynamics of compact binaries: equations of motion in the centre-of-mass frame / Blanchet L., Iyer B. R. // *Classical and Quantum Gravity*. – 2003. – V. 20. – I. 4. – P. 755-776.
 17. Avramov B., Sobolenko M., Ishchenko M., Berczik P., Just A. (2021) The impact of Post-Newtonian effects on massive black hole binary evolution at $\sim 1000 R_{\text{Sch}}$ separations. *Astronomy & Astrophysics*. Стаття на етапі рецензування.
 18. Gualandris A., Khan Fazeel M., Bortolas E., Fisica G., Bonetti M., Sesana A., Berczik P., Holley-Bockelmann K. (2021) Eccentricity evolution of massive black hole binaries from formation to coalescence. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. Стаття прийнята до журнал, кuartиль Q1.

19. Berczik P., Arca Sedda M., Sobolenko M., Ishchenko M., Sobodar O., Spurzem R. (2021) Merging of Unequal Mass Binary Black Holes in Non-Axisymmetric Galactic Nuclei. *Astrophysical Journal*. Стаття на етапі рецензування, кuartиль Q1.
20. Berczik P., Arca Sedda M., Sobolenko M., Ishchenko M., Sobodar O., Spurzem R. (2020) Merging of Unequal Mass Binary Black Holes in Non-Axisymmetric Galactic Nuclei // *Astronomy & Astrophysics* 665, A86 .
21. Kollatschny W., Weilbacher P. M., Ochmann M. W., et al. NGC 6240: A triple nucleus system in the advanced or final state of merging // *Astronomy and Astrophysics*. - 2020. - V. 633.
22. Medling A. M., Ammons S. M., Max C. E., et al. Mass of the Southern Black Hole in NGC 6240 from Laser Guide Star Adaptive Optics // *The Astrophysical Journal*. - 2011. - V. 743. - I. 1.
23. Engel H., Davies R. I., Genzel R., et al. NGC 6240: merger-induced star formation and gas dynamics // *Astronomy and Astrophysics*. - 2010. - V. 524.
24. Tecza M., Genzel R., Tacconi L. J., et al. Stellar Dynamics and the Implications on the Merger Evolution in NGC 6240 // *The Astrophysical Journal*. - 2000. - V. 537. - I. 1. - P. 178-190
25. Tacconi L. J., Genzel R., Tecza M., et al. Gasdynamics in the Luminous Merger NGC 6240 // *The Astrophysical Journal*. - 1999. - V. 524. - I. 2. - P. 732-745
26. Sobolenko M., Berczik P., Spurzem R. Merging timescale for supermassive black hole binary in interacting galaxy NGC 6240, (2021), *Astronomy and Astrophysics* 652, A134 – 11 p.
27. Лидов М. Л. Эволюция орбит искусственных спутников под воздействием гравитационных возмущений внешних тел // *Искусственные спутники Земли* – 1961. – Т. 8. – С. 5–45.
28. Lidov M. L. The evolution of orbits of artificial satellites of planets under the action of gravitational perturbations of external bodies // *Planetary and Space Science* – 1962. – Vol. 9, no. 10. – P. 719–759.
29. Kozai Y. Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity

// The Astronomical Journal – 1962. – Vol. 67. – P. 591.

30. Nguyen D. D., Seth A. C., Neumayer N., et al. (2018) Nearby Early-type Galactic Nuclei at High Resolution: Dynamical Black Hole and Nuclear Star Cluster Mass Measurements. *The Astrophysical Journal*, V. 858, I. 2, P. 118
31. Bahcall J. N., Wolf R. A. (1976) Star distribution around a massive black hole in a globular cluster.. *The Astrophysical Journal*, V. 209, P. 214-232
32. Meiron Y., Li B., Holley-Bockelmann K., et al. (2014) Expansion Techniques for Collisionless Stellar Dynamical Simulations. *The Astrophysical Journal*, V. 792, I. 2, P. 98
33. Sesana A., Khan F. M. (2015) Scattering experiments meet N-body - I. A practical recipe for the evolution of massive black hole binaries in stellar environments. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, V. 454, I. 1, P. L66-L70
34. Binney J., Tremaine S. (2008) *Galactic Dynamics: Second Edition*. Galactic Dynamics: Second Edition.
35. Khan F. M., Holley-Bockelmann K., Berczik P., et al. (2013) Supermassive Black Hole Binary Evolution in Axisymmetric Galaxies: The Final Parsec Problem is Not a Problem. *The Astrophysical Journal*, V. 773, I. 2, P. 100
36. Peters P. C., Mathews J. (1963) Gravitational Radiation from Point Masses in a Keplerian Orbit. *Physical Review*, V. 131, I. 1, P. 435-440.
37. Blanchet L. (2006) Gravitational Radiation from Post-Newtonian Sources and Inspiralling Compact Binaries. *Living Reviews in Relativity*, V. 9, I. 1, P. 4
38. Faye G., Blanchet L., Buonanno A. (2006) Higher-order spin effects in the dynamics of compact binaries. I. Equations of motion. *Physical Review D*, V. 74, I. 10, P. 104033
39. Tagoshi H., Ohashi A., Owen B. J. (2001) Gravitational field and equations of motion of spinning compact binaries to 2.5 post-Newtonian order. *Physical Review D*, V. 63, I. 4, P. 044006
40. Buonanno A., Chen Y., Vallisneri M. (2003) Detecting gravitational waves from precessing binaries of spinning compact objects: Adiabatic limit. *Physical Review*

- D, V. 67, I. 10, P. 104025
41. Kidder L. E. (1995) Coalescing binary systems of compact objects to (post)5/2-Newtonian order. V. Spin effects. *Physical Review D*, V. 52, I. 2, P. 821-847
 42. Lambert J.-C. GLNEMO2, an interactive visualization 3D program for nbody snapshots. [online] Available at: <https://projets.lam.fr/projects/glnemo2> [Accessed 06 12 2020].
 43. Urry C., M., Padovani, P. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei // *PASP*. – 1995. – Vol. 107. – P. 803-845.
 44. Riffel, Rogério; Mallmann, Nicolas D.; Ilha, Gabriele S. et al, Determining star formation rates in active galactic nuclei hosts via stellar population synthesis, *MNRAS*, Volume 501, Issue 3, pp.4064-4079.
 45. Gallimore J. F., Baum S. A., O’Dea C. P. 2004, *ApJ*, 613, 794 The Parsec-Scale Radio Structure of NGC 1068 and the Nature of the Nuclear Radio Source // *ApJ* – 2004. – Vol. 613. –P. 794
 46. García-Burillo S., et al. ALMA images the many faces of the NGC1068 torus and its surroundings // *A&A* – 2019. –Vol. 632. –A61
 47. Impellizzeri C. M. V., et al. Counter-rotation and High-velocity Outflow in the Parsec-scale Molecular Torus of NGC 1068 // *ApJ*-2019. –Vol.884. –L28
 48. Wang J.-M., Songsheng Y.-Y., Li Y.-R., Du P., Yu Z. Dynamical evidence from the sub-parsec counter-rotating disc for a close binary of supermassive black holes in NGC 1068 // *MNRAS* – 2020. – Vol. 497.–P. 1020–1028.
 49. M. Schartmann, K. Wada, M.A. Prieto, A. Burkhardt, K.W.R. Tristram (2014) Time-resolved infrared emission from radiation-driven central obscuring structures in active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 445, P. 3878-3891.
 50. Zakhochay O.V., Zapatero O.M.R., Béjar V.J.S., Boehler Y. (2017) Spectral energy distribution simulations of a possible ring structure around the young, red brown dwarf G 196-3 B. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 464, Issue 1, p.1108-1118
 51. Zakhochay O.V., Osorio M.R.Z., Béjar V.J.S., Climent J.B., et al., (2023) New

- constraints on the presence of debris disks around G 196-3 B and VHS J125601.92-125723.9 b., *Astronomy & Astrophysics*, Volume 674, id. A66, 12 pp.
52. Bundy, Kevin; Bershady, Matthew A. ; Law, David R. et al, Overview of the SDSS-IV MaNGA Survey: Mapping nearby Galaxies at Apache Point Observatory, *The Astrophysical Journal*, Volume 798, Issue 1, article id. 7, 24
 53. Khan F. M., Berczik P., Just A. (2018) Gravitational wave driven mergers and coalescence time of supermassive black holes. *Astronomy and Astrophysics*, V. 615, P. A71
 54. Kidder L. E. (1995) Coalescing binary systems of compact objects to (post)5/2-Newtonian order. V. Spin effects. *Physical Review D*, V. 52, I. 2, P. 821-847
 55. Manchester R. N., IPTA (2013) The International Pulsar Timing Array. *Classical and Quantum Gravity*, V. 30, I. 22, P. 224010
 56. Nguyen D. D., Seth A. C., Neumayer N., et al. (2018) Nearby Early-type Galactic Nuclei at High Resolution: Dynamical Black Hole and Nuclear Star Cluster Mass Measurements. *The Astrophysical Journal*, V. 858, I. 2, P. 118
 57. Bahcall J. N., Wolf R. A. (1976) Star distribution around a massive black hole in a globular cluster.. *The Astrophysical Journal*, V. 209, P. 214-232
 58. Pettini, Max ; Pagel, Bernard E. J., [OIII]/[NII] as an abundance indicator at high redshift, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 348, Issue 3, pp. L59-L63.
 59. Jin, Chichuan, Ward, Martin, Done, Chris A combined optical and X-ray study of unobscured type 1 active galactic nuclei - II. Relation between X-ray emission and optical spectra, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 422, Issue 4, pp. 3268-3284, June 2012
 60. S. Alam, F. D. Albareti, C. Allende Prieto et al., The Eleventh and Twelfth Data Releases of the Sloan Digital Sky Survey: Final Data from SDSS-III, *Astrophysical Journal Supplement* 219 (2015) 12;
 61. Barrows, R. Scott ; Sandberg Lacy, Claud H. ; Kenefick, Julia ; Comerford, Julia M. ; Kenefick, Daniel ; Berrier, Joel C., Identification of Outflows and

- Candidate Dual Active Galactic Nuclei in SDSS Quasars at $z = 0.8-1.6$, *The Astrophysical Journal*, Volume 769, Issue 2, article id. 95, 18 pp.
62. Barrows, R. Scott ; Sandberg Lacy, Claud H. ; Kenefick, Julia ; Comerford, Julia M. ; Kenefick, Daniel ; Berrier, Joel C., Identification of Outflows and Candidate Dual Active Galactic Nuclei in SDSS Quasars at $z = 0.8-1.6$, *The Astrophysical Journal*, Volume 769, Issue 2, article id. 95, 18 pp. June 2013
63. Rosario, D. J. search by orcid ; McGurk, R. C. ; Max, C. E. ; Shields, G. A. ; Smith, K. L. ; Ammons, S. M., Adaptive Optics Imaging of Quasi-stellar Objects with Double-peaked Narrow Lines: Are They Dual Active Galactic Nuclei? *The Astrophysical Journal*, Volume 739, Issue 1, article id. 44, 8 pp. September 2011
64. Shanguan, Jinyi ; Liu, Xin ; Ho, Luis C.; Shen, Yue; Peng, Chien Y. ; Greene, Jenny E. ; Strauss, Michael A. Chandra X-Ray and Hubble Space Telescope Imaging of Optically Selected Kiloparsec-scale Binary Active Galactic Nuclei. II. Host Galaxy Morphology and AGN Activity. *The Astrophysical Journal*, Volume 823, Issue 1, article id. 50, 12 pp. May 2016
65. Nevin, R.; Comerford, J.; Müller-Sánchez, F. ; Barrows, R.; Cooper, M. The Origin of Double-peaked Narrow Lines in Active Galactic Nuclei. II. Kinematic Classifications for the Population at $z < 0.1$, *The Astrophysical Journal*, Volume 832, Issue 1, article id. 67, 22 pp.
66. McGurk, R. C.; Max, C. E. ; Medling, A. M.; Shields, G. A.; Comerford, J. M., Spatially Resolved Imaging and Spectroscopy of Candidate Dual Active Galactic Nuclei, *The Astrophysical Journal*, Volume 811, Issue 1, article id. 14, 28 pp. (2015).
67. Liu, Teng; Merloni, Andrea ; Wang, Jun-Xian et al. Probing AGN inner structure with X-ray obscured type 1 AGN, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 479, Issue 4, p.5022-5034, October 2018
68. Silverman, J. D. ; Kampczyk, P. ; Jahnke, K. et al., The Impact of Galaxy Interactions on Active Galactic Nucleus Activity in zCOSMOS, *The Astrophysical Journal*, Volume 743, Issue 1, article id. 2.
69. Mateus A., Sodr e, L., Fernandes R., Stasińska G., Schoenell W., Gomes, J. M.

- (2006) MNRAS, 370, 721.
70. Shen Yue (2009) Supermassive Black Holes in the Hierarchical Universe: A General Framework and Observational Tests. *The Astrophysical Journal*, Vol. 704, Iss. 1, pp. 89-108.
 71. Kim D. -C., Yoon Ilsang, Evans A. S., Kim M., Momjian E., Kim Ji (2009) Hoon Dual AGN Candidates with Double-peaked [O III] Lines Matching that of Confirmed Dual AGNs. *The Astrophysical Journal*, Vol. 904, Iss. 1, id.23.
 72. Reid B., Ho S., Padmanabhan N., Percival W. J., Tinker J. et al () SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey Data Release 12: galaxy target selection and large-scale structure catalogues. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 455, Iss. 2, p.1553-1573.
 73. Baldwin J. A., Phillips M. M., Terlevich R. (1981) Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, Vol. 93, p. 5-19.
 74. Kauffmann G., Heckman T. M., Tremonti C., Brinchmann J., Charlot S., White Simon D. M., Ridgway S. E., Brinkmann J. et al. (2003) The host galaxies of active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 346, Iss. 4, pp. 1055-1077.
 75. Kewley L. J., Dopita M. A., Sutherland R. S., Heisler C. A., Trevena J. (2001) Theoretical Modeling of Starburst Galaxies. *The Astrophysical Journal*, Vol. 556, Iss. 1, pp. 121-140.
 76. Groves, B. (2006) The Narrow-line Region: Current Models and Future Questions, *The Central Engine of Active Galactic Nuclei*, ASP Conference Series, Vol. 373, proceedings of the conference held 16-21 October, 2006 at Xi'an Jiaotong University, Xi'an, China. Edited by Luis C. Ho and Jian-Min Wang, p.511
 77. Netzer, H. (2006) *Active Galactic Nuclei: Basic Physics and Main Components*, *Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales*, edited by Danielle Alloin, Rachel Johnson and Paulina Lira. *Lecture Notes in Physics*, Vol. 693. ISBN-10 3-540-31207-2; ISBN-13 978-3-540-31207-9; ISSN 0075-8450. Library of Congress

- Catalog Card No. 2006925838. Published by Springer, Berlin and Heidelberg.
78. Comerford J. M., Pooley D., Barrows R. S., Greene J. E., Zakamska N. L. Et al. (2015) Merger-driven Fueling of Active Galactic Nuclei: Six Dual and Offset AGNs Discovered with Chandra and Hubble Space Telescope Observations, *The Astrophysical Journal*, Vol. 806, Is. 2, article id. 219, pp.
 79. Oh K., Koss M., Markwardt C. B., Schawinski K., Baumgartner W. H. et al. (2018) The 105-Month Swift-BAT All-sky Hard X-Ray Survey, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol.235, Iss. 1, article id. 4, pp.
 80. Ahumada R., Allende Prieto C., Almeida A., Anders F., Anderson S. F. (2020) The 16th Data Release of the Sloan Digital Sky Surveys: First Release from the APOGEE-2 Southern Survey and Full Release of eBOSS Spectra, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 249, Iss. 1, id.3, pp.
 81. Blecha L., Loeb A., Narayan R. (2013) Double-peaked narrow-line signatures of dual supermassive black holes in galaxy merger simulations, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 429, Iss. 3, p.2594-2616.
 82. Gupta M., Sikora M., Rusinek K., Madejski G. M. (2018) Comparison of hard X-ray spectra of luminous radio galaxies and their radio-quiet counterparts. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, Vol. 480, Is. 3, P. 2861-2871.
 83. Kellermann K. I., Sramek R., Schmidt M. et al. (1989) VLA observations of objects in the Palomar bright quasar survey. *Astron. J.*, Vol. 98, P. 1195-1207.
 84. Ivezić Z., Menou K., Knapp G.R., et. al. (2002) Optical and radio properties of extragalactic sources observed by the First Survey and the Sloan Digital Sky Survey. *Astron. J.*, Vol. 124, P. 2364-2400.
 85. Appleton P.N., Fadda D.T., Marleau F.R. et al. (2004) The Far- and Mid-Infrared/Radio correlations in the Spitzer extragalactic first look survey. *The Astrophys. J. Suppl. Se.*, Vol. 154, P.147-150.
 86. Lyu J., Rieke G.H., Smith P.S. (2019) Mid-IR Variability and dust reverberation mapping of low-z Quasars. I. Data, methods and basic results. *The Astrophys. J.*, Vol. 886, Is.1, Id. 33, 33 pp.
 87. Middelberg E., Roy A.L., Nagar N.M. et al (2004) Motion and properties of

- nuclear radio components in Seyfert galaxies seen with VLBI. *Astron. Astrophys.*, 417, P. 925-944.
88. Bourda G., Collioud A., Charlot P., Porcas R., Garrington S. (2011) VLBI observations of optically-bright extragalactic radio sources for the alignment of the radio frame with the future Gaia frame. II. Imaging candidate sources. *Astron. Astrophys.*, 526, A102, pp. 27.
89. Sajina A., Partridge B., Evans T. et al. (2011) High-frequency radio spectral energy distributions and polarization fractions of sources in an Atacama Cosmology Telescope survey field. *The Astrophys. J.*, Vol. 732, Is.1, Id. 45, 19 pp.
90. Krause M., Shabala G. H., Stanislav S., Hardcastle M. J. et al. (2019) How frequent are close supermassive binary black holes in powerful jet sources? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 482, Issue 1, p.240-261
91. Mezcuca, M., Lobanov, A. P., Chavushyan, V. H., León-Tavares, J. (2011) Black hole masses and starbursts in X-shaped radio sources. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 527, id.A38, pp.
92. McConnachie, A. W., Patton, D. R., Ellison, S. L., Simard, L. (2009) Compact groups in theory and practice - III. Compact groups of galaxies in the Sixth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 395, Issue 1, pp. 255-268.
93. Berlind, A. A., Frieman, J., Weinberg, D. H., Blanton, M. R., Warren, M. S. et al. (2006) Percolation Galaxy Groups and Clusters in the SDSS Redshift Survey: Identification, Catalogs, and the Multiplicity Function. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Volume 167, Issue 1, pp. 1-25.
94. Murphy D. W., Browne I. W. A., Perley R. A. (1993) VLA observations of a complete sample of core-dominated radio source. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 264, 298-318
95. Sambruna R. M., Gambill J. K., Maraschi L., Tavecchio F., Cerutti R. et al (2004) A Survey of Extended Radio Jets with Chandra and the Hubble Space Telescope.

- The Astrophysical Journal, Volume 608, Issue 2, pp. 698-720.
96. Jarvis, M. E., Harrison, C. M., Thomson, A. P., Circosta, C., Mainieri, V. et al. (2019) Prevalence of radio jets associated with galactic outflows and feedback from quasars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 485, Issue 2, p.2710-2730
 97. Gagne, J. P., Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., Schmitt, H. R., Keel, W. C. et al. (2014) Spatially Resolved Spectra of the "Teacup" Active Galactic Nucleus: Tracing the History of a Dying Quasar. *The Astrophysical Journal*, Volume 792, Issue 1, article id. 72, pp. (2014).
 98. Thean, A. H. C., Gillibrand, T. I., Pedlar, A., Kukula, M. J. (2001) MERLIN radio observations of CfA Seyferts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 327, Issue 2, pp. 369-384.
 99. Kukula, M. J., Pedlar, A., Baum, S. A., O'Dea, C. P. (1995) High-resolution radio observations of the CfA Seyfert Sample -I. The observations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 276, Issue 4, pp. 1262-1280.
 100. Balokovic M., Harrison, F. A., Madejski, G., et al (2020) NuSTAR survey of obscured Swift/BAT-selected Active Galactic Nuclei. II. Median high-energy cutoff in Seyfert II hard x-rays, *The Astrophys. J.*, Vol. 905, Is.1, Id. 41, 16 pp.
 101. Marchesi S., Ajello M., Zhao. X. et al. (2019) Compton-thick AGNs in the NuSTAR era. III. A systematic study of the torus covering factor, *Astrophys. J.*, Vol. 872, Is.1, Id. 8, 19 pp.
 102. Ricci C., Bauer F.E., Arevalo P., et al. (2016) IC 751: A new changing-look AGN discovered by NuSTAR, *The Astrophys. J.*, Vol. 820, Is.1, Id. 5, 11 pp.
 103. Zhao X., Marchesi S., Ajello M., et al. (2021) The properties of the AGN torus as revealed from a set of unbiased NuSTAR observations, *Astron. & Astrophys.*, Vol. 650, id.57, 14 pp.
 104. Jia J., Ptak A., Heckman T., et al. (2013) Ana Chandra and XMM-Newton survey of type 2 quasars, *The Astrophys. J.*, Vol. 777, Is.1, Id. 27, 17 pp.
 105. Lansbury G. B., Jarvis E.M., Harrison C.M. et al. (2018) Storm in a Teacup: X-Ray view of an obscured quasar and superbubble, *The Astrophys. J. Lett.*, Vol.

- 856, Is.1, Id. L1, 6 pp.
106. Longinotti A.L., Bianchi S., Santos-Lleo M., et al (2007) An X-ray look at the Seyfert 1 Galaxy Mrk 590: XMM-Newton and Chandra reveal complexity in circumnuclear gas, *Astron. & Astrophys.*, Vol. 470, Is.1, 8 pp.
 107. Hardcastle M.J., Evans²and D. A., Croston J. H. (2006) The X-ray nuclei of intermediate-redshift radio sources, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Vol. 370, P. 1893–1904.
 108. Ineson J., Croston J. H., Hardcastle M. J. et al., (2015) The link between accretion mode and environment in radio-loudactive galaxies, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Vol. 453, P. 2682–2706.
 109. Pfeifle W.R., Satyapal S., Secrest N.J., et al. (2019) Buried black hole growth in IR-selected mergers: new results from Chandra, *The Astrophys. J.*, Vol. 875, Is.2, Id. 117, 29 pp.
 110. Liu T., Koss M., Blecha L., et al. *ApJ*, 2020, Vol. 896. pp. 122-135.
 111. Dou L., Jiang N., Wang T., et al. *A&A*, 2022, Vol. 665, L3.
 112. Wu S.-M., Wang T.G., *AIP Conf. Proc.*, 2007, Vol. 968, pp. 423–425.
 113. Saade M.L., Stern D., Brightman M., et al. *ApJ*, 2020, Vol. 900, pp. 148-158.
 114. Gaskell M., Thakur N., Tian B., Saravanan A., *AN*, 2022, Vol. 343, e210112.
 115. Jin C., Ward M., Done C. *MNRAS*, 2012, Vol. 425, pp. 907-929.
 116. Shin J., Woo J.-H., Nagao T., et al. *ApJ*, 2021, Vol. 917. pp. 107-120.
 117. Gregorini, L., Padrielli, L., Parma, P., & Gilmore, G. *A&AS*, 1988, Vol. 74, no. 1, pp. 107-126.
 118. Siemiginowska A., Sobolewska M., Migliori G., et al. *ApJ*, 2016, Vol. 823, pp. 57-21.
 119. Massaro F., Harris D. E., Tremblay G. R., et al. *ApJSS*, 2013, Vol. 206, pp. 7-26.

Name	Type	z	1.4ГГц, Ян	5 GHz, (ерг/с)	24 micron (MIPS), Ян	W3 (12 мкм), Ян	К фільтр, Ян	i (SDSS PSF), Ян	В фільтр, Ян
2MASSi J0842037+401831	QSO	0,1518	0,0219	5,03E+40		0,0129		8,63E-04	0,0000047 9
2MASX J09003684+2053402	Sy2	0,2357	0,00857		0,0327	0,00747		1,04E-04	0,000179
2MASX J11475362+0945524	Sy2	0,095	0,0044			0,0152		3,68E-04	0,000679
2MASX J12150077+0500512	Sy1.8	0,07819	0,01575			0,0129		7,28E-04	0,000655
Mrk 1469	Sy1.5	0,0308	0,00794			0,0169		0,00127	0,00453
[HB89] 1354+195	QSO	0,72	1,5648	1,61E+44		0,0131		0,00122	0,00137
CGCG 046-033	Sy1	0,03433	0,01			0,0407		0,0016	0,00549
SDSS J141908.31+075449.6	Sy1	0,056	0,00449			0,0309	0,00557	0,00118	0,00405
2MASX J14302986+1339117	Sy2	0,08516	0,02641			0,0436		0,00148	0,00194
Mrk 590	Sy1.5	0,0264	0,0099	4,14E+41	0,228	0,0728		0,0027	0,0145
SWIFT J0752.2+1937	Sy1.5	0,1172	0,02295			0,0492		0,00333	0,00185
SWIFT J0800.5+2327	Sy1.9	0,02918	0,01801			0,116		0,00138	0,0112
SWIFT J0803.4+0842	Sy1.5	0,04674	0,00234			0,011		0,00103	0,00198
Mrk 622	Sy2	0,02323	0,00939			0,0842		0,00279	0,00766
SWIFT J0842.0+0759	Sy1.5	0,134	0,01588			0,0333	0,00317	9,85E-04	0,000325