

ІНСТИТУТ ПРИКЛАДНИХ ПРОБЛЕМ МЕХАНІКИ І МАТЕМАТИКИ
ім. Я.С.ПІДСТРИГАЧА
НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ

На правах рукопису

ПЕТРУК Олег Леонідович

УДК 524.354-735-16

ГІДРОДИНАМІЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ
ЕВОЛЮЦІЇ ЗАЛИШКІВ НАДНОВИХ ЗІР
У НЕОДНОРІДНОМУ МІЖЗОРЯНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Спеціальність 01.03.02 - астрофізика, радіоастрономія

Дисертація на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Науковий керівник
ГНАТИК Богдан Іванович,
доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник

Львів - 1999

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ	6
ВСТУП	7
1 ЗАЛИШКИ НАДНОВИХ ЯК ОБ’ЄКТ АСТРОФІЗИЧНИХ ДОСЛІД- ЖЕНЬ	17
1.1. Залишки Наднових та їх роль в дослідженні структури МЗС	17
1.1.1. Залишки Наднових у Галактиці.	17
1.1.2. Випромінювання ЗН у різних діапазонах.	19
1.2. Гідродинамічний опис еволюції залишків наднових зір	23
1.2.1. Стадії еволюції ЗН.	23
1.2.2. Задача про точковий вибух та її застосування до гідродинаміч- ного моделювання адіабатичних ЗН.	26
1.2.3. Несферичність залишків Наднових.	30
1.2.4. Методи гідродинамічного моделювання несферичних адіабатич- них ЗН.	32
1.2.5. Наближені методи гідродинамічного моделювання ЗН.	34
1.3. Залишки наднових зір як космічні джерела рентгенівського випромі- нювання	41
1.3.1. Рентгенівська астрономія та X-місії.	41
1.3.2. X-випромінювання від ЗН: спостережувальні аспекти.	42
1.3.3. Моделювання рентгенівського випромінювання адіабатичних ЗН.	45
1.4. Залишки наднових зір як космічні джерела γ -випромінювання	52
1.4.1. З історії γ -астрономії.	52

	3
1.4.2. Залишки Наднових та γ -випромінювання.	53
1.5. Нові напрямки у вивченні ЗН та задачі цієї роботи	54
2 МОДЕЛЮВАННЯ ЕВОЛЮЦІЇ НЕСФЕРИЧНИХ ЗАЛИШКІВ НАД-	
НОВИХ ЗІР ТА ЇХ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	57
2.1. Метод гідродинамічного моделювання еволюції несферичних залишків	
Наднових зір	57
2.1.1. Розрахунок руху фронту ударної хвилі.	58
2.1.2. Розрахунок характеристик плазми всередині залишка.	61
2.1.3. Похідні функцій розподілу параметрів течії.	64
2.1.4. Тестування методу.	69
2.2. Аналітична апроксимація розв'язків Сєдова у середовищі зі степеневим	
законом розподілу густини в лагранжевих координатах	73
2.2.1. Особливості розв'язків Сєдова.	73
2.2.2. Аналітична апроксимація в лагранжевих координатах.	75
2.2.3. Точність апроксимації.	79
2.3. Методика розрахунку характеристик X-випромінювання несферичних	
ЗН	81
2.4. Висновки	84
3 ЕВОЛЮЦІЯ ЗН В СЕРЕДОВИЩІ З ВЕЛИКОМАСШТАБНИМ ГРА-	
ДІЄНТОМ ГУСТИНИ. ЗАГАЛЬНІ ЗАКОНОМІРНОСТІ ТА ПРО-	
ЯВИ У РЕНТГЕНІВСЬКОМУ ДІАПАЗОНІ	86
3.1. Анізотропні ЗН, породжені сферичним вибухом Наднової	86
3.1.1. Морфологія ЗН в неоднорідному середовищі.	86
3.1.2. Еволюція повної рентгенівської світності та спектрального ін-	
дексу.	91

3.1.3. Поверхневий розподіл характеристик рентгенівського випромінювання.	101
3.2. Анізотропні ЗН, породжені несферичним вибухом Наднової	109
3.2.1. Сферичний вибух Наднової у однорідному середовищі.	109
3.2.2. Несферичний вибух Наднової у однорідному середовищі.	110
3.2.3. Несферичний вибух Наднової у неоднорідному середовищі.	115
3.3. Висновки	121
4 ЗН RCW86 ЯК РЕЗУЛЬТАТ ВИБУХУ НАДНОВОЇ У НЕОДНОРІДНОМУ СЕРЕДОВИЩІ	124
4.1. Результати спостережень та попередні моделі	124
4.2. Моделі з неоднорідним середовищем та їх початкові параметри	127
4.3. RCW86 як результат вибуху Наднової у 185 р.н.е.	129
4.3.1. Експоненційне середовище.	129
4.3.2. Середовище зі степеневим розподілом густини.	130
4.3.3. Контакт між експоненційним та однорідним середовищами.	132
4.4. RCW86 як результат вибуху Наднової в ОВ-асоціації	135
4.5. Вплив речовини скинутої оболонки	140
4.6. Висновки	140
5 ЗН ТИХО БРАГЕ. ЕВОЛЮЦІЯ ТА РЕНТГЕНІВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ	142
5.1. Спостереження ЗН Тихо	142
5.2. Гідродинамічна модель та морфологія	143
5.3. Рентгенівське випромінювання	144
5.3.1. Інтегральні характеристики.	144
5.3.2. Поверхневий розподіл характеристик.	145
5.4. Висновки	149

6 ЗН IC443 – ДЖЕРЕЛО РЕНТГЕНІВСЬКОГО ТА γ-ВИПРОМІНЮ-	
ВАННЯ	150
6.1. Гідродинамічна модель та рентгенівське випромінювання ЗН IC 443 .	151
6.2. Гідродинаміка взаємодії ЗН IC 443 з молекулярною хмарою	153
6.3. Прискорення космічних променів у ЗН IC 443	155
6.4. γ -випромінювання від IC 443	158
6.5. Висновки	161
ВИСНОВКИ	162
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	165

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

1-D	Одновимірний
2-D	Двовимірний
3-D	Тривимірний
ДЗС	Довколазоряне середовище
ЗН	Залишок Наднової
КП	Космічні промені
МЗС	Міжзоряне середовище
Наближення ЛП	Наближення Лоумбаха-Пробстина
Наближення ТШ	Наближення тонкого шару
НЗН	Несферичний ЗН
НРІ	Нерівноважна іонізація
УХ	Ударна хвиля

ВСТУП

Актуальність теми

Дослідження залишків наднових зір дають важливу інформацію про фізику вибухів Наднових, властивості оточуючого міжзоряного та доколазоряного середовища, фізику сильних ударних хвиль, механізми та властивості випромінювання плазми на частотах від радіо до γ -діапазону. Наднові та залишки Наднових суттєво впливають на еволюцію галактик, тому що вони змінюють структуру, хімічний склад та енергетичний баланс МЗС. ЗН є природніми лабораторіями, у яких часто реалізуються фізичні процеси та умови випромінювання, досягнути яких у експериментальних умовах важко, й часом неможливо. Ці об'єкти є одним з основних класів об'єктів, які спостерігаються чи пропонуються для спостережень в ході космічних експериментів, особливо сучасних (ROSAT, ASCA, SAX, Chandra X-ray Telescope) і майбутніх (XMM, Astro-E, СПЕКТР-Рентген-Гамма) рентгенівських місій [108, 229, 214].

Більшість студій ЗН базуються на гідродинамічних моделях Сєдова [35] (ЗН середнього віку) та Шевальє [74] (молоді ЗН), тобто ґрунтується на ідеалізованому припущенні про сферично-симетричний розподіл густини доколазоряного середовища, який часто припускається однорідним (наприклад, [144]). Значна частина наших знань про фізику ЗН одержані за цих припущень. Сьогоднішній стан розвитку засобів спостереження космічних об'єктів у більшості діапазонів випромінювання такий, що дозволяє значно деталізувати стан об'єкта у просторовому та спектральному аспектах [139, 229]. Складну структуру об'єктів, яку засвідчують каталоги ЗН Сюарда [192] та Уайтока-Гріна [227], не пояснюють існуючі сферично-симетричні моделі. Тому сучасне теоретичне моделювання повинно брати до уваги значно біль-

ше критично важливих факторів для більш вичерпного використання спостережуваного матеріалу.

Рентгенівське (X-) випромінювання дає найбільш прямі свідчення про стан та властивості газу в ЗН. Дослідження останніх десяти років показали, що двома головними критичними факторами в аналізі X-випромінювання ЗН є нерівноважна іонізація плазми за фронтами УХ [113, 127, 128] та те, що ударні хвилі поширюються у середовищах зі складними 3-D розподілами густини [65, 97, 98, 58]. Через те методи моделювання, які дозволяють враховувати ці особливості в еволюції ЗН, сьогодні є необхідним засобом дослідження таких космічних об'єктів [58, 108]. Однак реалізувати такі моделі можна лише числовими або наближеними методами через складність системи рівнянь гідродинаміки, які описують явище [19].

У звіті про одну з останніх конференцій, присвяченій ЗН (1997 р., [108]), серед чотирьох основних напрямків, в яких будуть спрямовані зусилля науковців, першим названо вивчення взаємного впливу ЗН та зовнішнього середовища. Найбільш важливим фактором, що визначає структуру та еволюцію ЗН, визнано оточуюче середовище: від початкового довколазоряного градієнта густини, створеного зорею-попередником, до великомасштабної неоднорідності МЗС.

Включення в числові моделі неоднорідності оточуючого середовища стримується обчислювальними можливостями. Зростання обчислювальних потужностей комп'ютерної техніки збільшує роль та можливості використання чисельних методів. У [170] аргументується, що лише в наступні 10-20 років з'явиться можливість виконувати складні моделювання ЗН з суттєво 3-D ефектами, враховуючи "усю фізику". Сучасні високоточні спостереження вимагають таких теоретичних результатів уже зараз. На сьогодні ж відомими є лише аналіз еволюції фронту УХ числовими методами [18], в рамках наближень тонкого шару [58] й секторного [7], а також моделювання X-випромінювання ЗН в неоднорідному середовищі в окремих часткових випадках [213, 233, 210, 212, 62].

Тому для вивчення як самих ЗН з їх оточенням, так і фізичних процесів, які супроводжують поширення сильних УХ, необхідним та актуальним є розрахунок 2-D й 3-D гідродинамічних моделей їх еволюції за використання ефективних наближених методів для опису гідродинамічної частини моделі.

У цій роботі розроблено новий наближений аналітичний метод, який дозволяє проводити 3-D моделювання еволюції та випромінювання несферичних адіабатичних ЗН з врахуванням неоднорідності оточуючого середовища та несферичного вибуху Наднової (розділ 2). Це вперше дає можливість виявити загальні закономірності еволюції та теплового рентгенівського випромінювання несферичних ЗН (розділ 3), а також побудувати моделі конкретних ЗН (RCW86, ЗН Тихо Браге, IC443), які враховують їх розвиток у неоднорідному середовищі (розділи 4, 5, 6).

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дана робота виконувалася в рамках наукової програми участі України у міжнародному космічному проєкті "СПЕКТР-Рентген-Гамма" та у межах відділівської науково-дослідної теми в Інституті прикладних проблем механіки і математики ім. Я. С. Підстригача НАН України.

Мета та задачі дослідження

Метою даної роботи є гідродинамічне моделювання еволюції ЗН в середовищі з великомасштабним градієнтом густини.

Для цього поставлено такі задачі.

1. Розробити метод гідродинамічного опису еволюції несферичних ЗН як результату анізотропного вибуху в неоднорідному середовищі.
2. Виявити загальні особливості морфології та теплового рентгенівського випромінювання несферичних ЗН, зумовлені неоднорідністю середовища та не-

сферичністю вибуху Наднової.

3. Побудувати моделі конкретних ЗН, несферичність яких обумовлена неоднорідністю середовища.

Наукова новизна одержаних результатів

1. Запропоновано новий наближений аналітичний метод комплексного тривимірного опису точкового несферичного вибуху у середовищі з довільним розподілом густини, який, зокрема, дозволяє описати еволюцію та випромінювання адіабатичних ЗН в неоднорідному середовищі.

Метод у порівнянні з а) наближенням тонкого шару [22, 58] дозволяє розраховувати профілі термодинамічних характеристик газу в об'ємі ЗН; б) секторним наближенням [150] частково враховує перерозподіл тиску між секторами в центральній частині ЗН, коректно описує всі частини об'єму ЗН від фронту УХ до центру, та рух УХ, яка прискорюється; в) пропозицією у роботі [8] дозволяє самоузгоджений коректний опис центральної області ЗН.

2. Побудовано аналітичну апроксимацію автомодельних розв'язків Седова задачі про точковий вибух в середовищі зі степеневим законом зміни густини. Апроксимація записана в лагранжевих координатах, що робить її зручною для аналізу нерівноважних процесів за фронтами УХ.

Відомими є апроксимації Тейлора, Кана й Гафета в ейлерових координатах [208, 143, 121] та Гнатика [8] в лагранжевих змінних. Апроксимація, представлена в дисертаційній роботі, вперше описує в лагранжевому підході повністю всю збурену область.

3. Виявлено загальні закономірності еволюції несферичних адіабатичних ЗН та їх високоенергетичного випромінювання. Розглянуто як інтегральні характеристики потоків, так і їх просторовий розподіл та спектральні особливості. Ці закономірності порівняні з випадком залишку сферичного вибуху Наднової

в однорідному середовищі.

Окремі аспекти проблеми розв'язувалися іншими авторами у наближенні тонкого шару (лише форма фронту $УХ$, зі значною похибкою на адабатичній стадії) [19, 18, 5, 58, 8]; в рамках секторного наближення (як форма так і розподіл характеристик плазми всередині збуреної області, з меншою точністю в неоднорідному середовищі та некоректним описом центральної області ЗН) [150, 8]; та шляхом використання чисельних методів (це давало контроль та забезпечення бажаної точності, можливість опису як форми так і характеристик всередині ЗН, однак моделювання у цьому випадку вимагає значних затрат часу на обчислення, та є негнучким у підборі параметрів моделі та комплексному вивченні рис еволюції, деякі задачі ще не можливо повністю реалізувати в числовому варіанті) [18, 104, 108].

- а. Показана залежність морфології адабатичних ЗН від типу неоднорідного середовища та несферичного вибуху.

В попередніх роботах така залежність частково вивчалася у наближенні тонкого шару [4, 58], в секторному наближенні [150], в секторному наближенні з модифікованим законом руху $УХ$ [8, 7], та чисельно [18]. У цій роботі використовуються як типи середовищ, що співпадають з досліджуваними у вказаних роботах (з метою порівняння результатів та розширення діапазону початкових параметрів), так і нові їх типи. Точність виконаних у цій роботі розрахунків вища – порядку точності чисельного аналізу.

- б. Вперше досліджено особливості еволюції інтегрального теплового рентгенівського випромінювання та спектрального індексу несферичних адабатичних ЗН у широких діапазонах можливих значень початкової густини в околі вибуху Наднової, енергії вибуху, віку ЗН та масштабу неоднорідності МЗС. Аналіз випромінювання виконаний в різних енергетич-

них діапазонах, що дозволило також оцінити характер поведінки спектрів несферичних ЗН.

Раніше аналогічні особливості досліджувалися лише для ЗН в однорідному середовищі.

- в. Промодельовано розподіл рентгенівської поверхневої яскравості й, вперше, спектрального індексу ЗН в неоднорідному середовищі та/ або від несферичного вибуху Наднової. Показані закономірності еволюції цих розподілів.

До сьогодні карти поверхневої яскравості з врахуванням неоднорідності побудовані тільки у кількох конкретних часткових задачах, розв'язаних чисельними методами [213, 233, 210, 212, 62]. Відомі також окремі аналітичні оцінки [7, 58].

4. Побудовано моделі ЗН RCW86, IC 443 та Тихо Браге, які враховують їх еволюцію в неоднорідному середовищі та вперше відтворюють спостережуваний розподіл поверхневої яскравості у рентгенівському діапазоні.

Попередні комплексні моделі цих ЗН базувалися на одновимірній гідродинамічній картині явища й не відтворювали спостережувані розподіли поверхневої яскравості. Оцінки величини неоднорідності МЗС здійснені в [84] для RCW86 та у [31] для ЗН Тихо.

- а. Розроблено моделі ЗН RCW86 відповідно до двох існуючих взаємозаперечних гіпотез про його походження: вважається, що зоря-попередник спалахнула або в 185 р. або ж вибухнула в ОВ-асоціації, відстань до якої відома. Вперше показано, що розподіл поверхневої яскравості RCW86 у рентгенівському діапазоні може бути пояснений результатом еволюції ЗН в середовищі з великомасштабним градієнтом густини з характерним масштабом неоднорідності $H = 11$ пк (якщо ЗН є наслідком вибуху Наднової в 185 р.) або $H = 20 - 25$ пк (якщо RCW86 віддалений від нас на відстань

$d = 2.8$ кпк). Контрасти густин вздовж поверхні ЗН знаходяться в межах $\rho_1/\rho_2 = 3.5 - 4.5$.

- б. Вперше побудована модель еволюції ЗН Тихо в неоднорідному середовищі та зі значеннями параметрів, які узгоджуються з результатами спектральних спостережень об'єкта та його віком. Одержано модельні потоки, спектральні індекси та неперервні спектри від різних областей залишка. Показано, що поверхневий розподіл спектрального індекса може бути додатковим тестом на оцінку неоднорідності середовища. Контраст густин вздовж поверхні ЗН оцінено як $\rho_1/\rho_2 = 2$.
- в. Розроблена модель ЗН IC443 вперше комплексно пояснює як морфологію та рентгенівську структуру об'єкта, так і потік γ -випромінювання від нього. Одержані модельні параметри об'єкта ($E_o = 2.7 \cdot 10^{50}$ ерг, $n_H(0) = 0.21 \text{ см}^{-3}$, $t = 4500$ років, $H \approx 2.4$ пк) використані для інтерпретації гамма-випромінювання від нього. Низька енергія вибуху E_o зумовлює відносно слабкий потік γ -променів від основного об'єму ЗН, однак врахування зворотньої УХ та нестабільності Релея-Тейлора контактного розриву між ЗН та хмарою, з якою він взаємодіє, вперше дозволило узгодити модельний та спостережуваний потік $E_\gamma = 2.2 \cdot 10^{35}$ ерг/с γ -випромінювання від об'єкта.

Практичне значення одержаних результатів

1. Запропонований новий метод моделювання еволюції ЗН дає можливість повного тривимірного опису анізотропних залишків сферичного чи несферичного вибухів Наднових зір у середовищі з довільним розподілом густини. Це дозволяє покращити узгодженість теоретичних моделей зі спостереженнями та більш повно відтворити фізичні процеси, пов'язані з еволюцією ЗН.

2. Метод моделювання ЗН може бути використаний у майбутньому для теоретичного вивчення: а) спектральних особливостей несферичних ЗН; б) комплексного впливу неоднорідності середовища й ефектів нерівноважної іонізації на морфологію, випромінювання ЗН; в) фізичних процесів, які супроводжують поширення сильних УХ в неоднорідних середовищах.
3. Виявлені загальні закономірності еволюції та теплового рентгенівського випромінювання несферичних ЗН є теоретичною базою для аналізу та інтерпретації даних спостережень.
4. Порівняння розроблених моделей ЗН RCW86, Тихо та IC443, які враховують неоднорідне середовище, з даними спостережень сучасних (ROSAT, ASCA, SAX, Chandra X-ray Telescope) і майбутніх (XMM, Astro-E, СПЕКТР-Рентген-Гамма) рентгенівських космічних місій дозволить поглибити рівень інтерпретації спостережень та визначити ті характеристики ЗН й оточуючого МЗС, які залишалися невизначеними в рамках попередніх моделей.
5. Метод та результати роботи можуть бути використані в інших задачах астрофізики (сонячні спалахи, процеси в активних ядрах галактик тощо), пов'язаних зі швидким локалізованим виділенням значної кількості енергії.
6. Комплекс розроблених програм може бути застосований науковцями інших астрономічних інституцій з метою побудови гідродинамічних моделей несферичних ЗН.

Особистий внесок здобувача

Частина результатів одержана у співавторстві з науковим керівником. Одна з п'яти робіт [173], в яких представлені основні результати цієї дисертації, виконана самостійно. У роботах, виконаних у співавторстві [12, 13, 134, 135], здобувачеві належить:

в [1]: аналіз несферичності форм залишків, частина аналітичних розрахунків

других похідних характеристик течії за фронтом ударної хвилі, тестування методу та його комп'ютерна реалізація, усі числові розрахунки форм залишків, їх світності та розподілу поверхневої яскравості а також аналітична апроксимація параметрів газу при вибухові в середовищі зі степеневим законом розподілу густини;

в [2]: карта розподілу залишків Наднових у Галактиці, побудова моделі залишку Тихо в неоднорідному середовищі, аналіз еволюції його форми, побудова карт поверхневого розподілу яскравості, спектрального індексу та неперервного спектру залишку в рентгенівському діапазоні;

в [3]: гідродинамічна модель залишку IC443, карти поверхневого розподілу рентгенівської яскравості, частина аналітичних розрахунків, пов'язаних із γ -випромінюванням залишку;

в [4]: усі числові розрахунки форм залишків, їх світності та розподілу поверхневої яскравості, аналіз та оцінки відхилень характеристик несферичних залишків та їх X-випромінювання від аналогічних характеристик сферичних, апроксимації втрат високотемпературної плазми на рентгенівське випромінювання в різних діапазонах, ідея введення характеристичної температури несферичних залишків.

В усіх спільних працях аналіз, інтерпретація результатів та написання статей відбувалися спільно з науковим керівником.

Апробація результатів дисертації

Результати, представлені у дисертаційній роботі, доповідалися на семінарах відділу теорії функцій та диференціальних рівнянь Інституту прикладних проблем механіки і математики ім. Я. С. Підстригача НАН України, на семінарах Астрономічної обсерваторії Львівського національного університету ім. І. Франка, на семінарах астрономічної підкомісії Наукового товариства ім. Т. Шевченка (м.Львів), на науковій конференції, присвяченій 225-ій річниці заснування Астрономічної обсерваторії Львівського університету (м.Львів, 8-10 грудня 1994 р.), на сесії робочої

групи "Попередники Наднових, Наднові та залишки Наднових" (м.Пушино, Росія, 3-7 червня 1996 р.), на всеукраїнській науковій конференції "Нові підходи до розв'язання диференціальних рівнянь" (м.Дрогобич, 15-19 вересня 1997 р.), на засіданнях секцій "Фізика зір та галактик" в ході роботи III та IV з'їздів Української астрономічної асоціації (м.Київ, 15-18 травня 1994 р., 27-29 жовтня 1997 р.).

Публікації

Результати дисертації опубліковані в 5 статтях у наукових реферованих журналах [12, 13, 134, 135, 173] (з них одна самостійна). Дві публікації, включно зі самостійною, вийшли у провідному європейському журналі *Astronomy & Astrophysics*. Результати роботи представлено також у 7 тезах (дві самостійні) 5 конференцій.

Структура роботи

Ця дисертаційна робота складається зі вступу, 6 розділів, з яких перший присвячений огляду розвитку досліджень за темою роботи, та висновків. Повний обсяг дисертації складає 183 сторінки, з них 19 сторінок займають окремі ілюстрації й таблиці та 19 сторінок – список використаних джерел. Всього робота містить 49 малюнків, 15 таблиць і 233 найменування у списку використаних джерел.

РОЗДІЛ 1

ЗАЛИШКИ НАДНОВИХ ЯК ОБ'ЄКТ АСТРОФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

У цьому розділі представлено огляд стану вивчення залишків наднових зір: спостережень, перспектив і можливостей теоретичного моделювання й інтерпретації їх еволюції та випромінювання в рентгенівському й γ діапазонах, що необхідно для цілісного розуміння поставлених у цій роботі задач.

1.1. Залишки Наднових та їх роль в дослідженні структури МЗС

1.1.1. Залишки Наднових у Галактиці. Серед усього різноманіття астрофізичних явищ є такі, зародження чи перебіг яких пов'язані зі швидким локалізованим виділенням значної кількості енергії. Такі процеси різні за часовою тривалістю та просторовою поширеністю. Прикладами таких процесів є сонячні спалахи, вибухи наднових зір, явища в ядрах активних галактик, утворення великомасштабної структури Всесвіту. Всилу своєї природи ці явища породжують ударні хвилі, – рухомі скачки гідродинамічних параметрів газу, – поширення яких супроводжується нагріванням, іонізацією, згрібанням та прискоренням речовини середовища, що, в свою чергу, породжує складні комплекси спостережуваних проявів у різних діапазонах випромінювання.

Одним з яскравих представників такого класу процесів є вибухи наднових зір. Згідно з сучасними уявленнями, явище Наднових зумовлено тепловою нестійкістю чи термоядерним вибухом, якими закінчується еволюція масивних зір (з масою $M \approx 4 - 15 M_{\odot}$, $M_{\odot}$ – маса Сонця) чи деяких білих карликів в подвійних системах. Ці явища призводять до розриву значної частини чи й усієї зорі і породжують спалахи Наднових [29]. Протягом кількох днів після спалаху блиск Наднової може

перевищувати сумарну яскравість усієї матірньої галактики. Поступово загасаючи, така зоря за кілька місяців стає недоступною для спостережень неозброєним оком [44].

За останні дві тисячі років в нашій Галактиці було спостережено сім Наднових, про що свідчать літописи та історичні хроніки. Це спалахи 185, 1006, 1054, 1181, 1572, 1604 років. Спалах 1658 ± 3 року не спостерігався всилу сильного міжзоряного поглинання в його напрямку, але він достатньо надійно датується [31]. З кожною з цих Наднових на сьогодні ототожнено у нашій Галактиці оптичну туманність, протяжне радіо та рентгенівське джерело – залишок Наднової зорі, тобто скинуті під час спалаху зовнішні шари зорі, які розлітаються й згрібають оточуючий газ. У 1987 р. спалахнула Наднова у Великій Магелановій Хмарі. Це була перша за останні 400 років Наднова, видима неозброєним оком. На 20 серпня 1999 року кількість зареєстрованих в різних галактиках Наднових склала 1605. З них 9 були зареєстровані до 1900 р., 160 – у 1998 р., а 118 з 1 січня 1999 р. [137].

Тимчасова поява на місці спалаху Наднових нових (не видимих раніше) зір зумовлена різким розширенням зовнішніх шарів зорі при вибуху і, як наслідок, зростанням їх світності (блиску). Спалахом Наднової супроводжується катастрофічне стискання ядра зорі, в результаті чого утворюється компактний зоряний залишок – нейтронна зоря-пульсар, а викликана колапсом ядра УХ зриває зовнішні шари зорі. Можливим також є розрив усієї зорі чи утворення чорної діри (детальніше про компактні зоряні залишки Наднових [76, 108]).

Маса скинутої речовини зорі-попередника досягає кількох мас Сонця й володіє кінетичною енергією в $E_o \simeq 10^{50} \div 10^{51}$ ерг. Ця високоенергетична подія породжує дві УХ [72]. По зоряному викиду рухається всередину зворотня УХ (ефективна на ранніх етапах еволюції ЗН). Внаслідок значного запасу кінетичної енергії ЗН породжує в МЗС також сильну зовнішню ударну хвилю, яка згрібає, нагріває, іонізує та прискорює міжзоряний газ до швидкостей, співмірних зі швидкістю самої

хвилі. Взаємодія цих двох сильних УХ з речовиною викиду, ДЗС та МЗС зумовлює спостережувані прояви, структуру та еволюцію ЗН. У фізиці таких екстремально сильних УХ ще не все добре зрозуміло, оскільки їх енергетика суттєво перевищує будь-які умови, що можуть бути відтворені у наземних лабораторіях чи спостережені у геліосфері. Для УХ в ЗН типово мати число Маха ≥ 10 ; у історичних ЗН воно знаходиться в діапазоні 10-300 [104].

Більша частина наших уявлень про ЗН базуються на спостереженнях в нашій Галактиці, на противагу надновим зорям, які спостерігаються в інших галактиках. Залишки спостерігаються й у близьких галактиках: Великій та Малій Магеланових Хмарах, M82, M31, M33, IC1613 (наприклад, [167, 202, 138, 96]), що дозволяє уточнити дані про частоту спалахів Наднових, їх розподіл в галактиках, енергетику та ін., а також робити висновки про МЗС в цих галактиках.

Першим об'єктом, який було ототожнено з залишком спалаху Наднової (1054 р.), була Крабоподібна туманність [44]. Вона відіграла значну роль у астрофізиці. Цей об'єкт був першим ототожненим космічним радіо та рентгенівським джерелом. Всередині туманності знаходиться пульсар з найкоротшим періодом. Він є одним з двох ЗН, у спектрі яких переважає синхротронне випромінювання над тепловим.

Розподіл 215 відомих залишків наднових зір у нашій Галактиці подає рис. 1.1. З них біля 50 ототожнені з оптичними туманностями [31]. Лише з 10 ЗН ототожнені пульсари [76]. Характерні розміри залишків визначаються положенням фронту зовнішньої УХ та досягають $10 \div 30$ пк; в кутових вимірах – від кількох мінут до кількох градусів [125].

На сьогодні укладено чотири каталоги галактичних ЗН з їх основними характеристиками: загальний каталог Гріна [125], каталог Сюарда [192] на основі рентгенівських спостережень та радіокаталоги Уайтока-Гріна [227] і Трушкіна [216].

1.1.2. Випромінювання ЗН у різних діапазонах. Характерні температури міжзоряного газу в збуреній області за фронтом УХ сягають $T \simeq 10^6 \div 10^8$ К й,

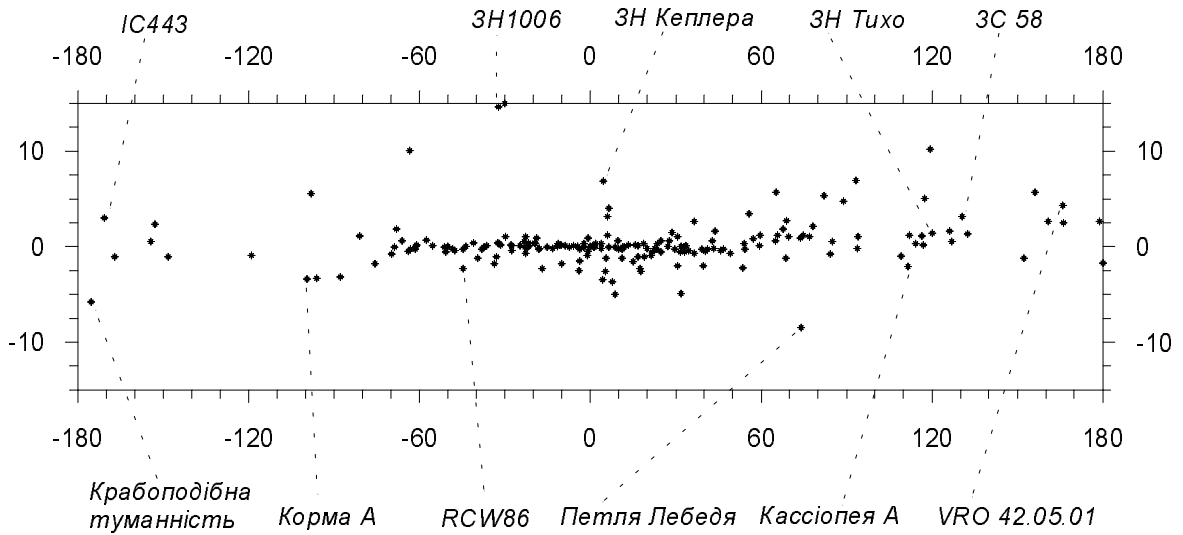


Рис. 1.1 Розподіл залишків Наднових зір у нашій Галактиці, в галактичних координатах (побудовано за даними каталога Гріна [125]).

при його малій оптичній товщині, роблять газ всередині ЗН інтенсивним джерелом теплового гальмівного рентгенівського випромінювання з характерними енергіями квантів $h\nu \simeq kT \simeq 0.1 \div 10$ кеВ. Крім цього, поширення викликаних вибухом Над нової УХ визначає й інші спостережувані прояви ЗН: оптичну тонковолокнисту туманність – області висвічування УХ в щільних хмарах, які були поглинуті УХ, та протяжні джерела синхротронного радіо й рентгенівського випромінювання релятивістських електронів у магнітному полі [31]. Почалися активні дослідження ЗН в інфрачервоному [108, 99, 101, 102] та γ -діапазоні [104, 108, 206, 180].

Спостереження у різних діапазонах виявляють різні компоненти ЗН. Синхротронне радіовипромінювання дає інформацію про релятивістські електрони, теплове рентгенівське генерується збуреним УХ гарячим газом, холодніший щільний газ та пил за фронтом УХ та в незбуреній частині зоряного викиду випромінює в оптичному та інфрачервоному діапазоні. Поблизу кількох об'єктів спостережені мазерні радіоджерела (наприклад, [179]), що може свідчити про наявну взаємодію з щільною молекулярною хмарою. γ -діапазон дає свідчення про присутність ультрарелятивістських протонів та електронів.

Історично першими були оптичні спостереження ЗН [31]. Вони дозволили до-

слідити механізм гальмування оболонок в МЗС та лягли в основу шкали відстаней до цих об'єктів. Ототожнення ЗН з оптичними туманностями робилися на основі їх характерної морфології: тонкі яскраві волокна, які заповнюють оболонку (наприклад, Петля Лебедя, Паруса XYZ, IC443), чи дифузні волокна та конденсації (наприклад, W28, HB21, HB9). Саме методами оптичної астрономії вперше були отримані свідчення існування в ЗН високотемпературної плазми: в 1960-70 роках були спостережені лінії високоіонізованого заліза. Це свідчило, що в температура плазми в ЗН досягає принаймні $T \simeq 2 \cdot 10^6$ К [31].

ЗН є джерелами синхротронного радіовипромінювання. Синхротронний спектр радіовипромінювання сьогодні є основою ідентифікації ЗН [29]. Спектри та карти розподілу поверхневої яскравості у радіодіапазоні одержані практично для всіх Галактичних ЗН [216, 227]. Яскраві деталі оптичного та радіовипромінювання ЗН часто добре співпадають [192, 227]. Радіоспостереження дають метод наближеної оцінки відстаней до ЗН, запропонований Шкловським [41]. Цей метод базується на емпіричній залежності радіояскравості ЗН Σ від лінійного розміру D . Ця залежність будується за об'єктами, відстані до яких виміряні незалежними методами й має вигляд $\Sigma \propto D^{-\beta}$, з $\beta = 2.7 - 4.5$ [29, 31]. В одній з останніх робіт про $\Sigma - D$ залежність [69] показник β оцінюється в $\beta = 2.38 - 2.64$.

У більшості частини ЗН спостерігається оболонкова структура – зростання поверхневої яскравості від центральної області до периферії. Оболонкові ЗН складають окрему групу в класифікації ЗН, яка базується на їх спостережуваних морфології. Традиційно ЗН поділяють на три класи, базуючись на розподілі поверхневої яскравості в радіо-діапазоні [108]: 1) оболонко-подібні ЗН, 2) центрально-заповнені чи плеріони, 3) композити чи зі змішаною морфологією. До першої групи входять біля 80% усіх Галактичних ЗН. Такий характер розподілу яскравості зумовлений взаємодією УХ з оточуючим середовищем. Спектральний індекс таких ЗН $-0.7 \leq \alpha \leq -0.3$ ($S \propto \nu^\alpha$). Яскравими прикладами цього класу є ЗН Тихо, ЗН 1006,

Кассіопея А та Петля Лебедя. Найвідомішим представником другої групи є Крабоподібна туманність (інші – 3C 58, MSH 11-54). Інтенсивність випромінювання ЗН цього класу зростає в напрямку від краю до центру. Лише біля 10% усіх ЗН є плеріонами. Їх еволюція зумовлена не лише енергією, одержаною під час вибуху Наднової, а й часто постійним підводом енергії від центрального джерела – пульсара. Спектральний індекс $\alpha \geq -0.3$. До змішаного класу належать ЗН, які виявляють як ознаки оболонкових ЗН так і плеріонів. Це, наприклад, ЗН з яскравою радіо оболонкою з достатньо крутим спектром (спектральний індекс $\alpha \leq -0.3$) та випромінюванням центральних областей з плоским спектром ($\alpha \sim -0.1 \div -0.3$), що є характерною ознакою плеріонів. Такі ЗН як CTB 80, Vela XYZ, G326.3-1.8 представляють групу композитів.

Протягом останніх років, внаслідок зростання кількості ЗН, спостережених у рентгенівському діапазоні зі значним кутовим та спектральним розділенням, зросла кількість ЗН, які попадають в змішаний клас. У вказану групу перейшли ті оболонкові в радіодіапазоні ЗН, що є центрально-заповненими в Х-променях (з тепловим спектром). Такі об'єкти утворили підгрупу теплових рентгенівських композитів [108]. Рентгенівська структура цих об'єктів може складатися з нетеплового жорсткого випромінювання ($h\nu = 4-9$ кеВ) компактної туманності та протяжного джерела теплової емісії у м'яких Х-променях ($h\nu = 0.5-4$ кеВ). Представниками цього класу є W44, W28, W63, 3C391, 3C400.2, MSH 11-61A, MSH 11-62, VRO 42.05.01 [108, 181]. Можливо, що ЗН IC 443, Kes 79 та HB3 також входять у цей клас [181]. В останні 3 роки спостерігається значний інтерес у вивченні природи теплових рентгенівських композитів.

ЗН продовжують активно вивчатися. Пошук нових ЗН у нашої та близьких галактиках, вивчення морфології ЗН у різних діапазонах (особливо у рентгенівському, радіо, й γ), поляризація радіовипромінювання, взаємодія з оточуючим середовищем, пошук асоційованих з ЗН пульсарів, прискорення космічних променів,

генерація магнітного поля та його вплив на динаміку ЗН – ось основні напрямки сучасних досліджень цих об'єктів [104, 108].

1.2. Гідродинамічний опис еволюції залишків наднових зір

1.2.1. Стадії еволюції ЗН. Коли зоря спалахує як Наднова, вона виділяє в МЗС енергію $10^{50} - 10^{51}$ ерг у вигляді кінетичної енергії речовини з масою в одну чи кілька сонячних, яка рухається зі швидкістю порядку 5000 - 10000 км/с [31]. Минуть десятки, сотні тисяч років перш ніж швидкість речовини оболонки зменшиться до кількох десятків км/с, тиск всередині ЗН поступово зрівняється з тиском в МЗС, й речовина зовнішньої оболонки ЗН розчиниться в оточуючому середовищі.

Фізичні процеси, які супроводжують еволюцію ЗН утворюють складний комплекс явищ, повні чи часткові прояви яких спостерігаються у різних діапазонах електромагнітного спектру. В єдиній моделі ЗН практично неможливо врахувати всі складові цього комплексу. Тому в загальній картині гідродинамічного моделювання еволюції ЗН від вибуху Надової до дисипації речовини залишку МЗС виділяється кілька етапів в залежності від значимості вкладу тих чи інших процесів протягом певного періоду розвитку об'єкта. Це [228, 31]: 1) стадія вільного розлітання, 2) адіабатична чи Сєдовська стадія, 3) радіаційна чи "снігозгрібача" та 4) стадія розсіювання чи дисипації. Вперше така комплексна картина еволюції була накреслена Вольт'єром [228]. Спрощення, прийняті для кожної з цих стадій, дозволили знайти рішення рівнянь, які описують розвиток ЗН на певному етапі. Поділ еволюції конкретного ЗН на ці стадії та визначення тієї, яка найбільш адекватно описує стан об'єкта, потребує аналізу спостережуваного матеріалу, й взагалі кажучи, може не відповідати реальному стану ЗН. Адже конкретна стадія може бути дуже короткою, або взагалі не проявитися у еволюції реального об'єкта; різні динамічні етапи можуть мати місце одночасно в різних частинах одного й того ж ЗН; при багатьох спостережуваних фактах на користь того, що стан ЗН можна описа-

ти конкретним етапом, може виявитися, що важливими є також залишкові явища з попереднього.

Класична схема опису еволюції ЗН є такою ([31] та посилання там). Початкова стадія еволюції ЗН характеризується вільним розлітанням скиненої оболонки практично без гальмування зі швидкістю $v_o = (0.5 - 1) \cdot 10^4$ км/с. Практично вся енергія вибуху E_o є у формі кінетичної енергії речовини викиду, теплова енергія складає лише 2-3%. Більшість особливостей ЗН визначається деталями вибуху. Ефективне гальмування викиду починається тоді, коли маса нагребеної речовини зовнішнього середовища M_s стає порядку маси викиду M_{ej} . Тоді радіус ЗН та його вік

$$R_s = (3M_{ej}/4\pi\rho_o)^{1/3} = 1.9(M_o/n_H)^{1/3} \text{ пк}, \quad (1.1)$$

$$t = R_s/v_o = 180(M_o/n_H)^{1/3}(v_o/10^4 \text{ км/с})^{-1} \text{ років}, \quad (1.2)$$

де M_o маса викиду в $M_\odot$, n_H концентрація протонів МЗС в см^{-3} .

ЗН переходить у адіабатичну стадію, протягом якої втрати енергії на випромінювання незначні порівняно з запасеною енергією вибуху. На цьому етапі в теплову енергію згребеного газу перетворюється близько 70% кінетичної енергії оболонки. Коли температура газу одразу за фронтом УХ досягає значення $T \simeq 7 \cdot 10^5$ К, газ починає інтенсивно втрачати енергію на випромінювання, ЗН преходить у радіативну фазу. Радіус та вік ЗН тоді є порядку [107, 71, 157]

$$R_s = 14E_{51}^{0.30}n_H^{-0.41} \text{ пк}, \quad (1.3)$$

$$t = 1.8 \cdot 10^4 E_{51}^{0.24}n_H^{-0.52} \text{ років}, \quad (1.4)$$

де $E_{51} = E_o \cdot (10^{51} \text{ ерг})^{-1}$. До цього часу випромінюється до 50% теплової енергії та утворюється щільна оболонка. Розширення ЗН відбувається й далі, доти, поки швидкість УХ не стане меншою за швидкість звуку, а тиск газу в ЗН не зрівняється з тиском незбуреного газу МЗС. На цей момент [159]

$$R_s = 48E_{51}^{0.32}n_H^{-0.16}\tilde{P}_{-4}^{-0.20} \text{ пк}, \quad (1.5)$$

$$t = 1.0 \cdot 10^6 E_{51}^{0.31} n_H^{0.27} \tilde{P}_{-4}^{-0.64} \text{ років}, \quad (1.6)$$

де $\tilde{P}_{-4} = 10^{-4} P_o / k$, P_o тиск МЗС в дин/см². Згодом швидкість УХ зрівняється зі швидкістю хаотичного руху міжзоряних хмар, й речовина оболонки розсіється в МЗС. Максимальний вік ЗН може бути порядку [159]

$$t = 9.3 \cdot 10^6 E_{51}^{0.32} n_H^{0.34} \tilde{P}_{04}^{-0.70} \text{ років}. \quad (1.7)$$

Як правило, їх розмір в кінці еволюції не перевищує 50-100 пк [31].

Для характеристики динамічного стану ЗН пропонуються кілька різних фізичних параметрів, за значеннями яких можна було б робити висновок про стадію еволюції, яку проходить ЗН у даний час. Крім радіуса та віку, за якими можна лише з великою похибкою визначити етап еволюції об'єкта, у [30] показується, що таким параметром може бути "приведений" радіус $\tilde{R} = R_s \cdot (n_H / 1 \text{ см}^{-3})^{1/3}$, який враховує також концентрацію незбуреного газу n_H (адіабатична змінює стадію вільного розлітання при $\tilde{R} \simeq 2.5$ пк, радіативна настає при $\tilde{R} \simeq 20$ пк). Іншими авторами пропонується як індикатор віку використовувати відношення маси нагребеного газу та маси зоряного викиду [106, 98]. Або ж так званий параметр поширення m ($R_s \propto t^m$) [108] (стадія вільного розлітання характеризується $m \approx 1$, адіабатична $m \approx 2/5$, радіативна $m \approx 2/7$ [31]). Кожна з цих пропозицій може бути наближеним індикатором динамічного стану ЗН, однак застосовність конкретних моделей еволюційного стану до реального об'єкта вимагає детального аналізу.

1.2.1.1. Адіабатичні ЗН. Більшість ЗН, як показують оцінки, перебувають на адіабатичній стадії [31], оскільки при характерних температурах та густинах плазми всередині залишків витрати енергії на випромінювання ($L_x \simeq 10^{34} \div 10^{37}$ ерг/с) за час їх життя ($t \leq 10^6$ років) незначні в порівнянні із запасеною в них енергією $E_o \simeq 10^{51}$ ерг.

Адіабатичні ЗН, ЗН середнього віку, є цікавими для вивчення фізики сильних УХ, їх гідродинаміки в неоднорідному середовищі, структури та хімічного складу МЗС, ролі Наднових та ЗН у модифікації МЗС, фізики нерівноважних високотемпе-

ратурних процесів у плазмі, механізмів прискорення космічних променів на фронтах УХ та генерації γ -випромінювання.

Теоретична структура адіабатичних ЗН вже не містить зворотньої УХ, оскільки її значення порівняно з прямою невелике. У всіх діапазонах інтенсивно випромінює в основному згребений прямою УХ газ. Аналіз рентгенівського випромінювання суттєво ускладнює можливість того, що плазма в ЗН може перебувати в умовах нерівноважної іонізації та відсутності теплової рівноваги між іонами та електронами, оскільки час досягнення рівноваги часто перевищує вік ЗН (пункт 1.3.3). Для гідродинамічного опису стану адіабатичних ЗН найчастіше використовуються сферично-симетричні автомодельні розв'язки Сєдова [35] задачі про сильний точковий вибух.

У цій роботі увага буде зосереджена на адіабатичних ЗН.

1.2.2. Задача про точковий вибух та її застосування до гідродинамічного моделювання адіабатичних ЗН.

1.2.2.1. Задача про сильний точковий вибух. Розв'язки Сєдова. Шкловський в 1962 р. показав [42], що теоретичною основою розрахунку адіабатичної стадії еволюції ЗН може бути гідродинамічна модель сильного точкового вибуху. Задача про сильний точковий вибух формулюється так. В момент часу $t = 0$ в центрі симетрії відбувається сильний вибух, тобто миттєво виділяється енергія E_0 в середовище з густиною $\rho_0(r)$. Вибух вважається точковим ($R_0/R \rightarrow 0$, R_0 – розмір тіла, яке вибухнуло) та сильним: відношення тиску збуреного газу до тиску газу незбуреного $P/P_0 \gg 1$. Вважається також, що енергія під час руху не втрачається.

Вперше розв'язок задачі про такий вибух для випадку оточуючого середовища однорідної густини $\rho = \text{const}$ був одержаний чисельно Тейлором [208]. А повний аналітичний розв'язок задачі про такий вибух був знайдений у 1946 р. Сєдовим [34]. Дещо пізніше Сєдов знайшов розв'язки задачі для автомодельного одновимірного

степеневого розподілу густини [35]

$$\rho^o(r) = \rho_o r^{-m}. \quad (1.8)$$

Теорія сильних УХ розвивалася спочатку в рамках аеродинаміки та мала завданням бути теоретичним підґрунтям гідродинаміки атомних вибухів. Згодом ці методи проникли й в інші галузі науки. Зараз гідродинамічна модель, яка базується на розв'язках Сєдова, широко використовується для інтерпретації результатів спостережень ЗН.

В загальному випадку слід вести мову про задачу про сильний точковий не-сферичний вибух в довільно неоднорідному середовищі. В математичному плані ця проблема зводиться до інтегрування системи нелінійних диференціальних рівнянь в часткових похідних гіперболічного або мішаного типу [28, 14], які описують рух ідеального нев'язкого газу, що в загальному випадку можна здійснити тільки числовими або наближеними методами. Невідомими в рівняннях є функції, які описують термодинамічний стан (густина ρ , тиск P) та швидкість u руху плазми. Це рівняння неперервності

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^N} \frac{\partial}{\partial r} (r^N \rho u) = 0, \quad (1.9)$$

рівняння руху

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + g = 0, \quad (1.10)$$

та закон збереження енергії

$$\frac{\partial E}{\partial t} + u \frac{\partial E}{\partial r} - \frac{P}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^N} \frac{\partial}{\partial r} (r^N F) = 0, \quad (1.11)$$

де ρ , P , E - відповідно густина, тиск та внутрішня енергія газу, u - швидкість його руху, F - потік енергії випромінювання, g - прискорення сили тяжіння, r - просторова та t - часова координати, γ - показник адіабати, $N = 0$ для плоских, $N = 1$ для циліндричних та $N = 2$ для сферичних хвиль. Рівняння записані для випадку одновимірних рухів. Нелінійність цих рівнянь зумовлює існування особливих ро-

зв'язків – ударних хвиль, тобто розривів параметрів, які рухаються по середовищу з надзвуковою швидкістю.

Сєдов знайшов розв'язки системи рівнянь (1.9)-(1.11) для 1-D рухів газу в однорідному та в середовищі з розподілом густини згідно (1.8) (одновимірність руху означає, що всі його характеристики залежать лише від однієї геометричної координати). Методами теорії розмірностей Сєдов показав [35], що коли серед визначальних параметрів задачі, крім геометричної координати r та часу t , в гідродинаміці ЗН є лише дві константи з незалежними розмірностями, то такий рух є автомодельним, тобто розв'язки рівнянь представляються у вигляді універсальних функцій, які для кожного набору вхідних параметрів задачі лише перемасштабовуються. Дійсно, крім r та t , є лише два параметри з незалежними розмірностями: це густина ρ_o та енергія E_o . З них складається лише одна безрозмірна комбінація: $r(\rho_o/E_o t^2)^{1/(N+3)}$. Автомодельна система рівнянь в часткових похідних може бути замінена системою звичайних диференціальних рівнянь, яка, в свою чергу, може бути розв'язана аналітично [35]. При цьому закон руху УХ в однорідному середовищі записується так:

$$R_s = \left(\frac{E_o}{\alpha_A \rho_o} \right)^{1/(N+3)} t^{2/(N+3)} \quad (1.12)$$

де α_A – автомодельна постійна. Умови на фронті сильної УХ даються виразами [28, 14]

$$\rho_s = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_o \quad (1.13)$$

$$P_s = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_o D^2 \quad (1.14)$$

$$u_s = \frac{2}{\gamma + 1} D \quad (1.15)$$

$$T_s = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \frac{\mu}{R_{\text{gas}}} D^2 \quad (1.16)$$

де μ – молекулярна маса газу, $R_{\text{gas}} = 8.31 \cdot 10^7$ ерг моль $^{-1}$ К $^{-1}$ – газова стала, індексом "s" позначені значення величин на фронті УХ, а швидкість УХ рівна

$$D = \frac{dR_s}{dt} = \frac{2}{N + 3} \left(\frac{E_o}{\alpha \rho_o} \right)^{1/(N+3)} t^{-3/(N+3)} = \frac{2}{N + 3} \left(\frac{E_o}{\alpha \rho_o} \right)^{1/2} R_s^{-(N+1)/2} \quad (1.17)$$

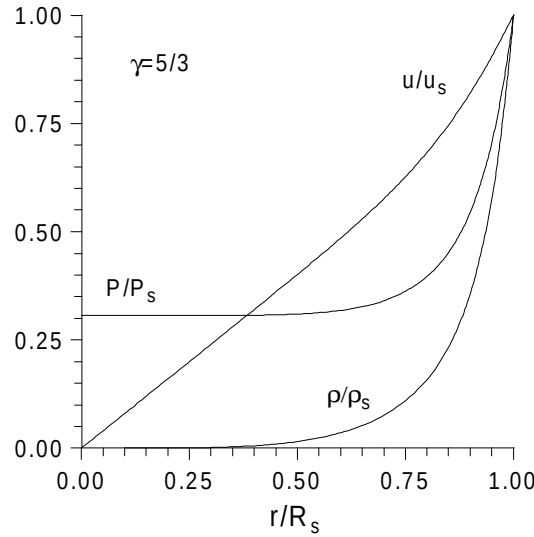


Рис. 1.2 Розв'язки Сєдова задачі про сильний точковий вибух в однорідному середовищі [35].

Автомодельність розв'язків полягає в тому, що в будь-який момент часу t розподіли густини ρ , тиску P та швидкості газу u за фронтом УХ можуть бути записані як

$$\rho(r, t) = \rho_s(t) \cdot \rho(r), \quad (1.18)$$

$$P(r, t) = P_s(t) \cdot P(r), \quad (1.19)$$

$$u(r, t) = u_s(t) \cdot u(r), \quad (1.20)$$

де r – відстань від центру координат в одиницях R .

Розподіл характеристик течії за фронтом УХ в задачі про сильний сферично-симетричний ($N = 2$) точковий вибух в однорідному середовищі представлені графічно на рис. 1.2. До їх особливостей слід зарахувати те, що значна частина речовини сконцентрована у вузькій області одразу за фронтом УХ та те, що тиск у значній частині об'єму збуреної області є майже однаковим. Відношення $P(0, t)/P_s(t) = 0.3062$ у випадку $\gamma = 5/3$ та $P(0, t)/P_s(t) = 0.3655$ при $\gamma = 7/4$.

Розв'язки можуть бути узагальнені на випадок вибуху в середовищі зі степеневим розподілом густини (1.8) [35].

Вирази для розподілів (1.18)-(1.20) є параметричними функціями. Через громізд-

кість виразів та потребу функціональної залежності характеристик течії від координат розробляються апроксимації розв'язків Сєдова (підрозділ 2.2).

1.2.2.2. Неоднорідність середовища. Однорідність чи одномірність степеневого розподілу густини – одне з найсуттєвіших спрощень Сєдовської моделі еволюції адіабатичних ЗН. Воно дозволило одержати важливі автомодельні розв'язки задачі про сильний точковий вибух. Проте у реальних астрофізичних умовах розподіл густини середовища, в якому поширюється УХ після вибуху Наднової, є складнішим.

Виділяються два типи неоднорідності оточуючого ЗН середовища в залежності від характерних масштабів неоднорідності H_{ch} порівняно з радіусом УХ R_s : дрібномасштабна ($H_{\text{ch}} \ll R_s$) й великомасштабна ($H_{\text{ch}} \geq R_s$). У першому випадку середовище називають негомогенним, неоднорідність створюється дрібномасштабними хмарками. Закономірності поширення УХ у такому середовищі вивчалася рядом авторів [162, 194, 81, 87, 225]. Про вивчення впливу великомасштабної неоднорідності мова йтиме далі.

1.2.3. Несферичність залишків Наднових. Більшість студій ЗН базуються на припущенні про сферично-симетричний розподіл густини оточуючого середовища (автомодельні розв'язки Шевальє [74] для молодих ЗН та Сєдова [35] для ЗН середнього віку). Основна частина наших знань про ЗН одержана саме за цього припущення. Водночас, спостереження методами радіо-, оптичної та рентгенівської астрономії виявляють, що форми ЗН є переважно несферичні [192, 227, 216]. Багато ЗН з видимою формою, близькою до сферичної, володіють анізотропним розподілом поверхневої яскравості у різних діапазонах (наприклад, ЗН Кеплера, Петля Лебеда, RCW86), що свідчить про суттєву анізотропію характеристик газу в самому залишку.

Аналіз анізотропії видимих форм ЗН за даними каталогів рентгенівських спостережень Сьюарда [192] та радіоспостережень Уайтеока-Гріна [227] (Рис. 1.3) показує,

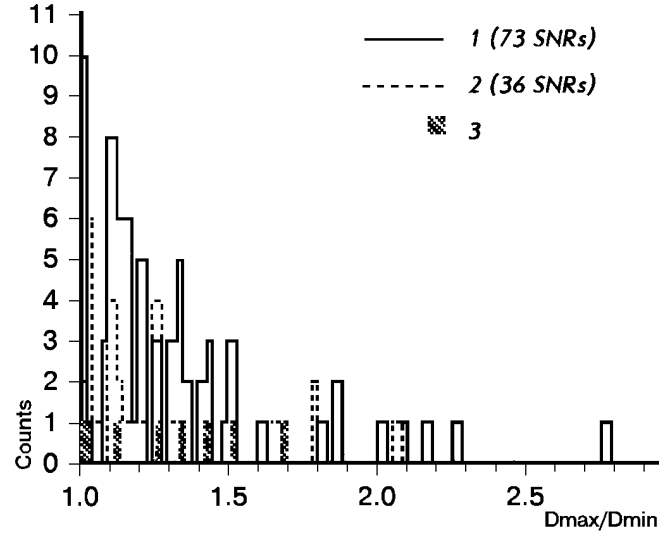


Рис. 1.3 Розподіл відношень максимального d_{max} до перпендикулярного d_{min} видимих діаметрів ЗН за даними радіо- (1) та рентгенівських (2) [227, 192] спостережень. Молоді ЗН, які, як очікується, знаходяться на стадії вільного розлітання, позначені окремо (3) [31, 192, 126, 2, 40].

що типові значення такої анізотропії лежать в межах $d_{max}/d_{min} = 1 \div 2$. Для більш як 60 відсотків ЗН максимальне відношення видимих осей перевищує 1.2. Слід також врахувати, що проєкційні ефекти сферизують форми ЗН. Тому частина максимуму розподілу поблизу значення $d_{max}/d_{min} = 1$ зумовлена також цим ефектом.

На рис. 1.3 окремо виділені молоді залишки, які знаходяться на стадії вільного розлітання [31, 192, 126, 2, 40]. Тоді їх морфологія зумовлена, в основному, асиметрією вибуху. Так, для молодого залишку 3С 58 характерна асиметрія з відношенням осей ≈ 1.67 [31]. Для стадії вільного розлітання радіус залишку $R = v_o \cdot t \approx \sqrt{2 \cdot E_o / M_{ej}} \cdot t$. За умови ізотропного розподілу мас під час спалаху отримуємо оцінку на можливу анізотропію енерговиділення $E_{max}/E_{min} \simeq 2.8$.

Причинами, що зумовлюють несферичність ЗН, можуть бути як анізотропія енерговиділення під час вибуху Наднової, так і неоднорідність довколазоряного та міжзоряного газу [15, 57, 145]. Вважається, що остання є найважливішим фактором, який впливає на формування структури ЗН [108].

Отже, дані спостережень вказують на несферичність залишків. Сучасні засоби

спостережень дозволяють суттєво деталізувати просторову та спектральну структуру об'єктів, яка в більшості випадків не може бути пояснена існуючими теоретичними моделями. На міжнародній конференції (1997 р.), присвяченій дослідженню еволюції ЗН, було підкреслено, що "найтяжчою задачею на сьогодні є співвіднесення гідродинамічного моделювання зі спостереженнями" [108]. Сьогодні для інтерпретації ЗН необхідно розраховувати 2-D та 3-D гідродинамічні моделі їх еволюції в середовищі з загальним (неавтомоделним) розподілом густини [104, 108].

1.2.4. Методи гідродинамічного моделювання несферичних адіабатичних ЗН. Є два шляхи виконання гідродинамічної частини моделювання несферичних ЗН. Перший – чисельне моделювання, другий полягає у використанні наближених методів. Огляд робіт, в яких для розв'язку гідродинамічних задач теорії вибуху в газоподібному середовищі застосовуються чисельні методи, дано в роботі [47], а детальніший огляд застосування таких чисельних методів в задачах астрофізики – в роботах Климишина [19] та Бісноватого-Когана і Силича [58]. Про застосування наближених аналітичних методів для вивчення руху УХ в середовищі з великомасштабною неоднорідністю мова йтиме у пункті 1.2.5.

На практиці моделювання випромінювання ЗН здійснюється комплексами програмних кодів 1) для побудови гідродинамічних моделей ЗН та 2) для розрахунку випромінювання. Ці програми реалізують точні й наближені аналітичні або числові гідродинамічні методи чи моделі випромінювання. Внаслідок складності задач зростає роль комп'ютерних методів, формуються групи та підходи з реалізації певних задач, з'являються конкретні програмні продукти, якими стає типово й звично користуватися. Деякі з них доступні для публічного використання. Наприклад, серед гідродинамічних чисельних кодів для побудови моделей ЗН відомими є модель Ньюгента [171], чисельний код ZEUS-2D Нормана та Стоуна [204], 2-D код Рожички [185], програма AMRA [175, 91, 196] для спільного розв'язування рівнянь гідродинаміки та теплопровідності, код для динаміки ідеального газу [188, 98], інші.

По моделюванню рентгенівського та ультрафіолетового спектру гарячої, оптично тонкої плазми є чотири групи [66, 201] зі своїми програмами, які носять назви: 1) APEC (Astrophysical Plasma Emission Code, спадкоємець пакету xspct) [201]; 2) xspct [232], відомого ще й як rs_code, який реалізовував модель Раймонда та Сміта [178]; 3) SPEX [140, 141, 160, 203] та 4) Chianti [93, 82]. Інший програмний пакет, XSPEC [231], призначений для підгонки спостережуваних X-спектрів теоретичними.

Сьогодні комп'ютерні реалізації гідродинамічних чи випромінювальних моделей стають потужними засобами теоретичних студій ЗН. Прямі чисельні методи використовуються для дослідження 1-D, 2-D та 3-D ефектів в ЗН (гідродинамічні нестабільності [108], динаміка молодих ЗН [98] та ін.). Ці моделювання є інформативними, але дуже складними. Є класи задач, які до сьогодні ще практично неможливо реалізувати у варіанті числового моделювання внаслідок величезної затрати комп'ютерного часу (див. наприклад [91, 196]). Зростання обчислювальних потужностей техніки збільшує роль та можливості використання чисельних методів. У [170] аргументується, що в наступні 10-20 років з'явиться можливість виконувати складні моделювання з суттєво 3-D ефектами, враховуючи "усю фізику". Отже, лише у наступні 10-20 років буде можливо досліджувати чисельними методами властивості випромінювання НЗН у широкому діапазоні густин оточуючого середовища, енергій вибуху Наднових, віку об'єкта, характеристичних шкал неоднорідності, іонізаційного стану плазми тощо. В той же час сучасні дані спостережень вимагають таких теоретичних результатів вже сьогодні.

Для гідродинамічного моделювання конкретного ЗН необхідно зафіксувати усі вільні параметри, яких є від трьох у найпростішому випадку до більше 15 у випадку врахування неоднорідності середовища, несферичності вибуху та проекції ЗН на небесну площину (пункт 3.2.3). Щоб локалізуватися у такому багатовимірному фазовому просторі, необхідно здійснити значну кількість підгоночних моделювань. Чисельне дослідження такого простору є неможливим [91, 196]. Тому для пошуку

прийнятних стартових параметрів моделі цього року Мацієвським та Коксом [154] запропоновано прості аналітичні апроксимації для кінематики адіабатичних УХ (розмір, швидкість, час охолодження), які поширюються у плоскому експоненційному середовищі. Ці апроксимації базуються на наближенні Компанійця [22] (пункт 1.2.5). Знайдені наближені параметри надалі можуть використовуватися для чисельного моделювання ЗН.

Цей хід (кінематичне наближення – чисельне моделювання) буде ефективним засобом дослідження ЗН, бо вже дозволяє проводити 2-D чисельні обчислення гідродинамічної частини моделі. До його недоліків слід зарахувати те, що він може бути застосований лише до поодиноких об'єктів, а не для вивчення загальних закономірностей, й те, що для дослідження ефектів нерівноважної іонізації все одно використовується 1-D гідродинамічний код [91, 196].

Основною темою сучасних досліджень ЗН в Х-променях є те, як плазмові процеси впливають на структуру та випромінювання ЗН. Для цього: 1) сферично-симетричні моделі розширюються з метою врахування ефектів нерівноважної іонізації, відсутності теплової рівноваги між компонентами плазми, електронної теплопровідності, гідродинамічних нестабільностей тощо (наприклад, [128, 78]); 2) здійснюються 2-D й 3-D чисельні обчислення для моделювання плазмових гідродинамічних нестабільностей ([108] та посилання там). А реальною можливістю виконати дослідження еволюції різних типів несферичних ЗН є використання наближених методів для розрахунку гідродинамічної частини моделі.

1.2.5. Наближені методи гідродинамічного моделювання ЗН. Детальний огляд наближених методів опису руху ударних хвиль в неоднорідних середовищах, за допомогою яких будувались ударно-хвильові моделі багатьох астрофізичних явищ, зроблений Климишиним [19] та Бісноватим-Коганом і Сілічем [58].

Для опису 2-D та 3-D УХ від точкового вибуху в середовищі з неоднорідністю загального, неавтомоделного характеру було запропоновано два підходи: набли-

ження тонкого шару (ТШ) та секторне наближення.

1.2.5.1. Наближення тонкого шару. Наближення ТШ вперше запропонував Чорний [45]. Його основні припущення базуються на особливостях аналітичних розв'язків Сєдова (рис. 1.2), а саме, вважається, що вся нагребена УХ маса газу знаходиться в тонкому шарі безпосередньо за фронтом УХ, а її рух підтримується гарячим газом з однорідним розподілом тиску в збуреному об'ємі. В межах цього наближення Компанійцем [22] був знайдений аналітичний розв'язок задачі про еволюцію осесиметричного 2-D фронту УХ при точковому вибуху в середовищі з плоским експоненціальним розподілом густини

$$\rho^o(r) = \rho_o \exp\left(-\frac{z}{H}\right), \quad z = r \cos \theta. \quad (1.21)$$

де полярний кут θ характеризує вибраний напрям.

Сіліч та Фомін [36, 37] узагальнили результат Компанійця на випадок експоненційного середовища з ненульовою асимптотикою

$$\rho^o(r) = \rho_o \left(\exp\left(-\frac{z}{H}\right) + \alpha_o \right) \quad (1.22)$$

де α_o – довільна константа, $0 < \alpha_o \leq 1$.

Коваленко [21] знайшов розв'язок для форми фронту УХ після вибуху в середовищі, яке наближено описує розподіл густини в газовому диску спіральних галактик

$$\rho^o(r) = \rho_o \left(\cosh^{-2}\left(\frac{z}{H}\right) + \alpha_o \right) \quad (1.23)$$

тут α_o також є довільною константою, $0 < \alpha_o \leq 1$.

Коріканський [149] розглянув в наближенні ТШ нецентральный вибух в радіально-степеневому середовищі

$$\rho^o(r) = \rho_o (r)^{-m} \quad (1.24)$$

та знайшов розв'язок задачі про еволюцію фронту УХ.

Конторовичем та Піменовим [146, 24] в цьому ж наближенні був знайдений ана-

логічний розв'язок для плоского степеневого середвища

$$\rho^o(r) = \rho_o(z)^{-m}, \quad z = r \cos \theta. \quad (1.25)$$

Автори детально розглянули особливості цього розв'язку при $m = 2$ [24]. У цій же ж роботі вони вказали на претворення, яке дозволяє перейти до розв'язку Коріканського. Розв'язок був застосований ними до аналізу поширення УХ в сонячній атмосфері та кінематики сонячних спалахів [23, 147].

Мацієвський та Кокс [154] в рамках наближення Компанійця та додаткового припущення про те, що форма ЗН, який еволюціонує у середовищі з експоненційним розподілом густини (1.21), є наближено витягнутим еліпсоїдом, знайшли аналітичні апроксимації для оцінки форми, швидкості та часу охолодження такого несферичного ЗН. Ці апроксимації можуть бути корисні для швидкого дослідження простору вхідних параметрів з метою використання найбільш прийняттого їх набору для подальшого чисельного моделювання стану конкретного ЗН.

Наближення ТШ використовувалося при дослідженні ударних хвиль з висвічуванням [4, 5, 6, 18, 19] (радіативні ЗН, надоболонки) та чисельному моделюванні еволюції форм 2-D та 3-D ударних фронтів, де задача зводиться до розв'язання системи звичайних диференціальних рівнянь, хоча й великої розмірності [5, 58].

Огляд застосувань методу ТШ для моделювання еволюції фронтів УХ в різних астрофізичних задачах міститься в [58]. Це наближення, на жаль, не дозволяє розраховувати стан газу всередині ЗН [8].

1.2.5.2. Секторне наближення та його модифікації. Для моделювання 3-D течій за фронтом УХ більш практичним є розвиток наближених методів на базі секторного наближення Лоумбаха і Пробстина (ЛП) [150], який дозволяє наближено розраховувати як форму фронту, так і характеристики газу всередині збуреної області [8]. У секторному наближенні 3-D область розбивається на певну кількість секторів, в кожному з яких рух УХ розглядається як одномірний та такий, що не впливає на рух в інших секторах. Потік в кожному секторі є радіальним.

Наближення ЛП використовує Лагранжевий підхід, який дозволяє прослідкувати за рухом та термодинамічним станом конкретного елемента газу в просторі, зафіксувавши Лагранжеву координату цього елемента. Така координата a для частинки газу рівна радіусу $\propto R_s$ в момент її проходження через цей елемент газу (її ейлеровій координаті r_o в початковий момент часу $t = 0$). Всередині кожного шару газу виконується умова збереження речовини [14, 19]

$$a^N \rho^o(a) da = r(a, t)^N \rho(r, t) dr . \quad (1.26)$$

Звідси випливає такий зв'язок між лагранжевими (індекс "L") та ейлеровими (індекс "E") похідними

$$\left(\frac{\partial}{\partial r} \right)_E = \frac{\rho}{\rho^o} \left(\frac{r}{a} \right)^N \left(\frac{\partial}{\partial a} \right)_L , \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} \right)_E = \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_L . \quad (1.27)$$

Враховуючи ці зв'язки, рівняння газодинаміки (1.9)-(1.11) записуються у лагранжевих змінних так

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho^2}{\rho^o} \left(\frac{r}{a} \right)^N \frac{\partial u}{\partial a} + \frac{N u \rho}{r} = 0, \quad (1.28)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho^o} \left(\frac{r}{a} \right)^N \frac{\partial P}{\partial a} + g = 0, \quad (1.29)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{a^N} \frac{\rho}{\rho^o} \frac{\partial}{\partial a} (r^N F) = 0, \quad (1.30)$$

Рівняння руху (1.29) та закон збереження енергії (1.30) можна записати в інтегральній формі:

$$P(a, t, \theta) - P_s(R_s, \theta) = \int_a^{R_s} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} \rho^o(\tilde{a}, \theta) \tilde{a}^2 d\tilde{a}, \quad (1.31)$$

$$\frac{E_o}{4\pi} = \int_0^{R_s} \frac{P}{\gamma - 1} r^2 dr + \int_0^{R_s} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial r}{\partial t} \right)^2 \rho^o \tilde{a}^2 d\tilde{a}, \quad (1.32)$$

де $r = r(a, t, \theta)$. В (1.32) перший інтеграл для зручності записаний в ейлеровій формі.

Одне з основних спрощень методу ЛП [150, 8] полягає в заміні підінтегрального виразу в (1.31) на його значення на фронті ударної хвилі

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} \right)_{r=R_s} = \frac{1}{R_s^2} u_t^s, \quad (1.33)$$

де u_t^s - значення часткової похідної $u_t = \partial u / \partial t$ на фронті ударної хвилі. Така заміна дозволяє знайти явний аналітичний вигляд розподілу тиску в кожному секторі на момент часу t :

$$P(a, t) = P^s + \frac{1}{R_s^2} u_t^s \int_a^{R_s} \rho^o(\tilde{a}) \tilde{a}^2 d\tilde{a}. \quad (1.34)$$

Значення необхідних величин на фронті ударної хвилі можна знайти із співвідношень на фронті (1.13)-(1.15) за відомим законом руху УХ $R = R(t)$.

В підході ЛП цей закон отримується з закону збереження енергії (1.32) з використанням наступних двох спрощень методу ЛП: а) в першому інтегралі тиск у збуреній області вважається однорідним і рівним $P(0, t)$ згідно (1.34) (одна з ідей наближення ТШ); в другому інтегралі квадрат швидкості газу замінюється його значенням на фронті УХ $u^2 = u_s^2$. В результаті для опису руху сильної ударної хвилі одержується звичайне диференціальне рівняння.

Отже, в наближеному методі ЛП за відомим законом руху ударної хвилі на кожен момент часу t можна розрахувати необхідні параметри газу на фронті завдяки (1.13)-(1.15) та знайти розподіл тиску $P(a, t)$ в кожному секторі (1.34). Далі з умови адіабатичності $P = K \rho^\gamma$ можна знайти відповідний розподіл густини $\rho(a, t)$, й, на його основі, з рівняння нерозривності (1.26) – зв'язок між лагранжевою та ейлеровою координатами $r = r(a, t)$. Розподіл швидкості $u(a, t)$ ЛП не визначали.

Використана в підході ЛП заміна підінтегральних функцій їх значенням на фронті УХ в математичному сенсі еквівалентна врахуванню лише перших членів розкладу цих функцій в ряди в околі фронту [150, 8]. Так, для функції $r(a, t)$ маємо:

$$r(a, t) = R_s + \left(\frac{\partial r(a, t)}{\partial a} \right)_{a=R_s} (a - R_s) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 r(a, t)}{\partial a^2} \right)_{a=R_s} (a - R_s)^2 + \dots \quad (1.35)$$

Та особливість сильних УХ, що основна маса речовини концентрується за фронтом УХ, сприяє тому, що вже низькі порядки розкладів володітимуть достатньою точністю. Наближення ТШ відповідає використанню лише нульового порядку в розкладі (1.35). ЛП врахували у ньому (1.35) члени до другого порядку включно [150, 8], що відповідає першому порядку (лінійному наближенню) в розкладах тер-

модинамічних функцій [8]

$$P(a, t) = P_s + P_a^s(a - R_s) + \frac{1}{2}P_{aa}^s(a - R_s)^2 + \dots, \quad (1.36)$$

$$\rho(a, t) = \rho_s + \rho_a^s(a - R_s) + \frac{1}{2}\rho_{aa}^s(a - R_s)^2 + \dots \quad (1.37)$$

де індекс "a" позначає часткову похідну по змінній a .

Справді, виявилось, що вже лінійне наближення з достатньою точністю описує рух фронту та розподіл параметрів у збуреній області у випадку однорідного середовища а також в експоненційній атмосфері на етапі сповільнення ударної хвилі [150, 18], однак при описі руху ударних хвиль що прискорюються точність методу суттєво знижується [18].

В подальших роботах [215, 189] метод ЛП був узагальнений на випадок довільного розподілу густини. Гаффет [121, 122] запропонував спосіб розрахунку вищих членів розкладу та знайшов квадратичні коефіцієнти в термінах масової лагранжевої змінної. Гнатик [8] розрахував лінійне та квадратичне наближення методу ЛП в зручних для використання лагранжевих координатах a, t та запропонував розраховувати за допомогою ряду Тейлора також швидкість газу за фронтом УХ.

В роботі [8] Гнатиком був запропонований новий підхід до розрахунку параметрів газу за фронтом УХ в рамках секторного наближення. Основною ідеєю цього підходу є апроксимація зв'язку між лагранжевою та ейлеровою координатами $r = r(a, t)$. Була розглянута двопараметрична апроксимація

$$\frac{r(a, t)}{R_s(t)} = \left(\frac{a}{R_s}\right)^\alpha \exp\left(\beta\left(\frac{a - R_s}{R_s}\right)\right), \quad (1.38)$$

яка забезпечує виконання граничних умов $r(0, t) = 0, r(R, t) = R$. Параметри $\alpha = \alpha(t)$ і $\beta = \beta(t)$ повинні вибиратися так, щоб похідні r_a^s і r_{aa}^s , обчислені на основі (1.38) співпадали з їх точними значеннями. На основі такої апроксимації можна знайти аналітично вирази для всіх гідродинамічних параметрів течії. А саме, знайшовши безпосередньо з апроксимації (1.38) вираз для dr/da , за рівнянням нерозривності (1.26) одержується розподіл густини $\rho(a, t)$, відтак з рівняння адіабатичності $P =$

$K\rho^\gamma$ – розподіл тиску $P(a, t)$, й знову безпосередньо з апроксимації $r = r(a, t)$ – швидкість $u(a, t)$.

В якості необхідного закону руху УХ було запропоновано використовувати апроксимаційну формулу для швидкості УХ в довільно неоднорідному середовищі, запропоновану вперше Капланом [17], й вдосконалену пізніше Климишиним та Гнатиком [10, 20, 8, 7]

$$\frac{dR}{dt} = D(R) = \text{const } (\rho^o(R)R^{N+1})^{-k} \quad (1.39)$$

де показник k залежить від характеру розподілу густини середовища, в якому поширюється УХ.

Апроксимація (1.39) дозволила одержати аналітичний розв’язок задачі про еволюцію форми ЗН при спалаху Наднової біля границі розділу фаз МЗС [7].

Підсумовуючи, слід ствердити, що існує ряд наближених аналітичних методів та їх модифікацій, які дають можливість розрахувати еволюцію форми фронту УХ в неоднорідному середовищі та знайти розподіл параметрів газу всередині. Вони ґрунтуються на двох основних підходах: наближеннях ТШ та секторному. Перше володіє невисокою точністю в суттєво неоднорідних середовищах, не дає змоги знайти розподіл параметрів у збуреній області, але дозволяє врахувати перерозподіл енергії в центральній області ЗН [12, 58]. Секторне наближення не враховує тангенціальних рухів [58], перерозподілу тиску між секторами в об’ємі, збуреному УХ [12], некоректно описує центральну частину ЗН (внаслідок використання обмеженої кількості членів розкладів в околі фронту УХ), однак відновлює наближено розподіл параметрів течії за фронтом УХ [150, 8]. Це наближення виявляє суттєву похибку при описі фронту, який прискорюється [18]. Похибки методу в описі УХ, які сповільнюються, менші [8], однак сьогодні вже не можуть задовільнити вимог, які ставлять сучасні високоточні спостереження перед теорією. Потреба в розробці методу, який описував би несферичні ЗН з достатньою точністю та коректно в усіх частинах збуреної області, залишається актуальною [108].

1.3. Залишки наднових зір як космічні джерела рентгенівського випромінювання

1.3.1. Рентгенівська астрономія та X-місії. Ми є свідками інтенсивного розвитку технологій рентгенівських спостережень космічних об'єктів. Від зародження рентгенівської астрономії як науки минуло 50 років: у 1948 році були зареєстровані перші X-промені космічного походження, від Сонця.

Рентгенівське випромінювання від ЗН було вперше зареєстроване у 1963 році апаратурою ракети "Аеробі-150" (США, 1962 р.), через 68 років після відкриття X-променів та через 15 років після першої фіксації рентгенівське випромінювання космічного походження. Це джерело, Тау X-1, було виявлене в сузір'ї Тельця на місці, де 1054 році давні спостерігачі зафіксували в літописах та хроніках появу Надгової зорі, й де тепер спостерігається її залишок – відома Крабоподібна туманність.

Вирішальним кроком становлення рентгенівської астрономії був запуск першого рентгенівського супутника "Ухуру" в 1970 р. (США) [218], основним результатом польоту якого була перша карта неба в X-променях. Залишки Наднових були серед найбільш чисельних X-джерел каталога "Ухуру" [1]. Наступними важливими кроками у розвитку X-астрономії стали запуски космічних рентгенівських обсерваторій ім. Айнштейна (США, 1978 р.) [103, 1] та ROSAT (Röntgen satellite, червень 1990 р.; результат кооперації Німеччини, Англії та США) [183], які вже були оснащені рентгенівськими телескопами. Зараз ведуть спостереження рентгенівські супутники ASCA (назва до запуску Astro-D, Японія, лютий 1993) [217, 50] та ВерроSAX (спільний проект Італії та Голандії, квітень 1996 р.) [54]. У липні 1999 року на орбіту був виведений найпотужніший на сьогодні рентгенівський телескоп Chandra (робоча назва до запуску AXAF, координується США) [70]. Готуються до запуску інші значні міжнародні проекти таких обсерваторій: XMM (ЄС, грудень 1999 р.) [230], Astro-E (Японія, весна 2000 р.) [51], СПЕКТР-Рентген-Гамма (СРГ) (координується

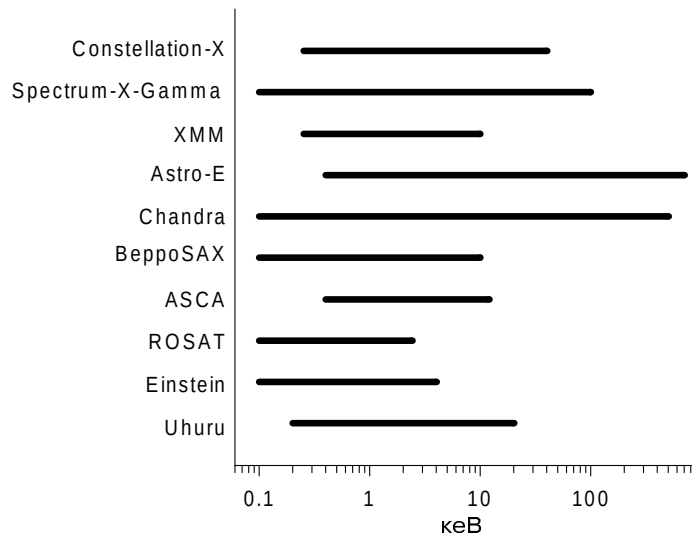


Рис. 1.4 Порівняння енергетичних діапазонів, доступних для спостережень на орбітальних рентгенівських обсерваторіях (побудовано за даними [229]).

Росією, 2001 р.) [33, 38] та Constellation-X (США, 2007 р.) [86]. В підготовці проекту СРГ бере участь і Національне космічне агенство України [11, 9]. Огляд планів нових рентгенівських місій на наступні десятиліття подано в звіті Робочої Групи з програм рентгенівської астрономії [214]. Порівняння енергетичних діапазонів згаданих рентгенівських місій наведено на рис. 1.4 [229].

ЗН вивчаються всіма цими супутниками. Дослідження їх рентгенівської структури є її однією з частин розробленої вченими нашої країни наукової програми спостережень на обсерваторії СРГ [11, 9].

1.3.2. X-випромінювання від ЗН: спостережувальні аспекти. Рентгенівське випромінювання від ЗН може мати різне походження. Так у X-променях можна спостерігати: а) пульсари – зоряні залишки вибухів Наднових, б) протяжні джерела синхротронного випромінювання релятивістських частинок, які породжуються пульсаром, в) теплове випромінювання речовини зоряного викиду, нагрітого зворотньою УХ та г) теплове випромінювання МЗС, згребеного та нагрітого зовнішньою УХ залишку. Вплив зворотньої хвилі значимий у м'якому рентгені протягом перших десятків чи сотень років після спалаху, до тих пір, поки маса нагребеної

прямою УХ речовини МЗС не перевищить масу викиду [113, 31]. Під дією зворотньої хвилі у викиді формується тонка щільна оболонка. Динаміка, умови нагрівання та наступного радіативного охолодження цієї оболонки детально аналізуються у [129, 130]. Породжена зворотною УХ складова рентгенівського випромінювання не суттєва для адіабатичних ЗН, які будуть розглядатися у даній роботі. Далі нас цікавитиме лише теплове випромінювання прямої УХ адіабатичних ЗН як таке, що несе найбільше інформації про взаємодію ЗН з МЗС. Зазначимо, що інтенсивність синхротронного випромінювання електронів переважає над тепловим випромінюванням лише у двох ЗН з пульсарами: Крабоподібній туманності та 3С 58 [31].

Рентгенівські спостереження показують, що ЗН є протяжними об'єктами з неоднорідним розподілом поверхневої яскравості [192]. У характері цього розподілу в різних ЗН є як спільні, так і відмінні риси. В значній частини адіабатичних ЗН у рентгенівському діапазоні випромінює газ МЗС, згребений та нагрітий УХ. Тому зовнішня границя об'єкта визначає положення УХ, а видима рентгенівська форма ЗН є фактично формою УХ. Збільшення яскравості поблизу границь об'єкта – оболонкова структура – є характерною рисою більшості ЗН в рентгенівському діапазоні [192]. У молодих ЗН спостерігається також деяке збільшення поверхневої яскравості в області локалізації зворотної УХ (ЗН Тихо [193]) (в цій області генерується практично все випромінювання дуже молодих ЗН). Центральноповні ЗН, в яких спостерігається підвищення поверхневої радіояскравості до центру об'єкта, часто мають таку ж морфологію й у Х-променях (Крабоподібна туманність, 3С 58, CTB80, Kes 79, MSH 11-54 [192]). Окрему групу складають теплові рентгенівські композити: ЗН з яскравим тепловим рентгенівським центром та оболонковою структурою в радіодіапазоні: W44, W28, W63, 3C391, 3C400.2, MSH 11-61A, MSH 11-62, VRO 42.05.01 [108, 181]. Спостережувані структури оболонкових ЗН в Х-променях також різні: майже колові оболонки з рівномірним чи нерівномірним розподілом яскравості вздовж них (Петля Лебедя, ЗН Тихо, Кассіопея А, RCW86,

RCW103 [192]), бочкоподібні (SN 1006, G296.5+10.0 [145, 57]), неправильної форми (Корма А, IC 443, G11.2-0.3 [192]), аркоподібні (CTA 1, G296.1-0.5, MSH 15-52 [192]), й навіть комплекси ЗН, оболонки яких ймовірно перетинаються (3C 400.2, CTB 109 [104]).

Рентгенівські властивості ЗН суттєво залежать від особливостей потоку збудженої УХ плазми всилу квадратичних залежностей емісії від густини газу та температури від швидкості. Тому поверхневий розподіл характеристик рентгенівського випромінювання є чутливим тестом на умови, в яких поширюється УХ.

Іншим багатим на інформацію спостережуваним проявом ЗН є його спектр. Спостережуваний рентгенівський спектр всіх оболонкових історичних ЗН виглядає як випромінювання оптично тонкої двотемпературної плазми. Для молодих ЗН низькотемпературна ($kT \approx 0.5$ кеВ) компонента, збагачена важкими елементами, може бути зв'язана з випромінюванням зоряного викиду, тоді як високотемпературна ($kT \approx 4 - 5$ кеВ) – з випромінюванням згребеного газу. Можливим є й інше пояснення двотемпературного спектру. Як показав Іто [115], низькотемпературний компонент такого спектру може не бути реальним фізичним компонентом, а лише ефектом випромінювання плазми, яка не досягла стану іонізаційної рівноваги.

В останні роки завдяки розвитку технологій рентгенівських спостережень стало можливим деталізація Х-випромінювання ЗН одночасно у просторовому та спектральному аспектах. Тепер вчені одержують (завдяки приладам ASCA та Chandra) просторові розподіли поверхневої яскравості у багатьох вузьких ділянках спектру, які покривають послідовно весь широкий діапазон, доступний для спостережень на конкретному рентгенівському телескопі (наприклад, [139]). Одночасна проторова та спектральна деталізація спостережень рентгенівськими телескопами місії ASCA, Chandra й ХММ дозволить аналізувати джерела та механізми випромінювання на дрібномасштабних ділянках оболонок ЗН, де відбувається більшість цікавих з точки зору теорії взаємодій та процесів [61].

Значна частина наших уявлень про фізику взаємодії космічних УХ з МСЗ та про еволюцію і структуру ЗН одержана завдяки освоєнню рентгенівського діапазону. Динамічний розвиток технологій рентгенівських спостережень з одного боку та теорій фізики УХ й випромінювання гарячої плазми з другого взаємно стимулюють одне одного, сприяючи поглибленню наших знань.

1.3.3. Моделювання рентгенівського випромінювання адіабатичних ЗН.

Рентгенівське випромінювання дає найбільш прямі та вичерпні знання про стан збуреного газу в ЗН. Зі спостереженого Х-спектру можна визначити температури компонент випромінюючого газу, його густину, швидкість, іонізаційний стан та хімічний склад. Рентгенівська морфологія дозволяє робити висновки про структуру ЗН та оточуючого середовища.

В загальному випадку рентгенівське випромінювання гарячої плазми моделюється як наслідок дії складного комплексу багатьох фізичних процесів на мікро-рівні. Це як іонізація (ударна, фото- та автоіонізація) та рекомбінація (радіативна, діелектронна, трьохтільна), так і процеси збудження іонів (фото- та зіткнювальне збудження) й протилежні процеси деактивації (спонтанний радіоактивний розпад, зіткнювальна деактивація), а крім того й процеси взаємодії вільних електронів з електричним полем іонів [177].

Ситуація дещо спрощується при моделюванні Х-випромінювання ЗН. У цьому випадку застосовується корональне наближення, основними спрощеннями якого є: 1) низька густина плазми (це дозволяє знехтувати трьохтільними взаємодіями), 2) слабке радіативне поле (тобто, вважається, що фотони не впливають на стан плазми), 3) плазма є оптично тонка (нехтуються процеси переносу випромінювання), 4) населеність основного стану кожного іона значно перевищує населеність будь-якого збудженого стану (тобто, вважається, що всі переходи відбуваються завжди або з основного рівня або на нього, крім випадку радіативних каскадів) [128]. Додатково припускається, що а) іонізація та випромінювання є наслідком зіткнювальних

процесів іонів лише з електронами (зіткнення з протонами чи іншими іонами вважаються нехтовно рідкими), б) розподіл електронів по швидкостях – Максвелівський з температурою T_e та концентрацією n_e , в) водень Н та гелій He є повністю іонізовані, їх вклад в електронну концентрацію є основним (у цьому випадку n_e не залежить від іонізаційного стану плазми) [128], а випромінюють вільні електрони в електричному полі повністю іонізованих Н та He [177]. Результатом прийняття коронального наближення є необхідність врахування при моделюванні спектру ЗН лише шести з десяти перерахованих вище процесів (це ударна та автоіонізація, радіативна й діелектронна рекомбінація, спонтанний радіоактивний розпад і зіткнувальне збудження). А основними спільними наслідками врахування усіх наведених вище спрощень є те, що темпи іонізації та рекомбінації іонів є просто пропорційні до густини, а випромінювальна здатність до її квадрату [177, 128].

Найчастіше для моделювання рентгенівського випромінювання ЗН використовуються теоретичні спектральні характеристики рівноважного рентгенівського випромінювання плазми з типовим для ЗН хімічним складом (табл. 1.1), які були розраховані у роботах [195, 178, 198, 120]. Вони спільно з розв'язками Сєдова [35] (див. підрозділ 1.2), які дають розподіли термодинамічних параметрів плазми всередині ЗН, складають традиційний набір теоретичних інструментів для моделювання еволюції сферичних ЗН та інтерпретації їх спостережень у Х-променях.

Однак реальна ситуація є значно складнішою, оскільки є декілька важливих факторів, які відіграють суттєву роль в модифікації загальної картини випромінювання. Це фактори, пов'язані з

- а) особливостями поширення УХ в МЗС: великомасштабна чи/і дрібномасштабна неоднорідність ДЗС та МЗС, асиметрія у розподілі швидкостей, мас внаслідок несферичного вибуху Наднової;
- б) особливостями взаємодії УХ з МЗС та випромінювання: іонізаційна нерівноважність, відсутність теплового балансу між електронною та іонною компо-

Таблиця 1.1

Типові хімічні вмісти плазми, які використовуються для моделювання рентгенівського випромінювання ЗН [48, 184, 161].

Елементи	$\lg(N(X)/N_H) + 12$		
	Аллена	Росса-Аллера	Мейєра
H	12.00	12.00	12.00
He	10.93	10.80	11.04
C	8.52	8.62	8.68
N	7.96	7.94	7.93
O	8.82	8.84	8.93
Ne	7.92	7.57	8.11
Mg	7.42	7.60	7.59
Si	7.52	7.65	7.57
S	7.20	7.20	7.20
Ar	6.90	—	—
Ca	6.30	—	6.36
Fe	7.60	7.50	7.59
Ni	6.30	—	6.26

нентами, висвічування на фронтах УХ;

- в) конвективними процесами всередині ЗН: теплопровідність, гідродинамічні нестійкості.

У наступних підпунктах ці фактори будуть розглянуті детальніше. Тут же ж зазначимо, що є й інші ефекти, які впливають на випромінювання плазми в ЗН, однак вплив цих ефектів ще мало вивчений й може бути незначний: резонансне розсіяння (може позначитися на точності визначенні вмісту О та Fe) [142], теплова нерівновага між первинними (прискореними УХ) та вторинними (породженими внаслідок ударної іонізації нейтральних атомів) електронами [116], випаровування в поглинутих хмарках [95, 159], присутність в ЗН пилинок з МЗС, в яких частково локалізовані Mg, Si, Fe [104] (що може вплинути на особливості формування спектру), переніс частини кінетичної енергії УХ в релятивістський компонент (що може змінити умови на скачку густини та Х-випромінювання [104]) та ін. Зауважимо також, що на випромінювання ЗН потенційно можуть позначитися й ефекти, якими традиційно нехтується у моделях випромінювання ЗН, але які реально присутні ([177] та посилання там). Простір є достатньо великим, щоб слабкі ефекти могли виявити себе у нетипових умовах.

1.3.3.1. Вплив стану плазми на рентгенівське випромінювання ЗН. Є кілька різних типів нерівноважностей в плазмі, кожна зі своїм характерним часом виходу на рівновагу [39, 67, 155, 156]. Для встановлення рівноважного розподілу електронів по швидкостям шляхом взаємних зіткнень необхідний час

$$t_e = 8.43 \cdot 10^{-9} \frac{T^{3/2}}{n_e \ln \Lambda} \approx 0.26 \frac{T_6^{3/2}}{n_e} \text{ років.} \quad (1.40)$$

де $T_6 = T \cdot 10^{-6} \text{ K}$, n_e – концентрація електронів, $\ln \Lambda \approx 33$ – кулонівський логарифм. Для протонів цей час $t_p \simeq 43 t_e$.

Проміжок часу, протягом якого встановлюється шляхом зіткнень теплова рівновага між двома групами Максвелівських частинок (електронам та іонами) з різ-

ними кінетичними температурами T_e і T_i визначається виразом

$$t_{\text{equip}} = 1.86 \cdot 10^{-7} \frac{A_e^{1/2}}{\epsilon n_e \ln \Lambda} (T_e + \epsilon T_i)^{3/2} \approx 250 \frac{T_{s,6}^{3/2}}{n_e} \left(\frac{T_e}{T_s} + \epsilon \frac{T_i}{T_s} \right)^{3/2} \text{ років} \quad (1.41)$$

де A_e – маса електрона в а.о.м., $\epsilon_e = m_e/m_i$ – відношення мас електрона та іона, температура $T_{s,6} = T_s \cdot 10^{-6} \text{ K}$. Зауважимо, що t_e та t_{equip} відмінні для плазми різного хімічного складу. Наприклад, для чисто залізної плазми встановлення Максвелівського розподілу іонів $t_{\text{Fe}} \simeq 0.04 t_e$, а порівняно з чисто водневою плазмою $t_{\text{equip,Fe}} \simeq 0.12 t_{\text{equip,H}}$ [67].

Ударна іонізаційна рівновага в плазмі настає при досягненні іонізаційним часом τ_{eq} [128] значення

$$\tau_{\text{eq}} \equiv \int_0^t n_e dt \simeq 10^{4.5} \text{ см}^3 \text{ років}, \quad (1.42)$$

де часу $t = 0$ відповідає момент, коли УХ пройшла через елемент об'єму плазми dV .

Оскільки час встановлення рівноважного розподілу за швидкостями порівняно невеликий, вважається, що відхиленнями функції розподілу електронів від Максвелівської можна нехтувати. Однак ця проблема мусить бути ще детально вивчена [67].

Досі не вирішена експериментально проблема вирівнювання електронної та іонної температур на фронті УХ. Час вирівнювання цих температур t_{equip} (1.41) розрахований у припущенні, що температури вирівнюються лише шляхом взаємних зіткнень частинок [39]. Водночас, МакКі показав, що флуктуації електричного та магнітного полів, генеровані в області УХ, здатні вирівняти ці температури одразу за фронтом УХ [158]. Тому існують різні моделі ЗН (наприклад, для Тихо [117, 68]), чи розраховуються обидві моделі для порівняння [128], або й досліджуються проміжні варіанти: в модель вводиться додатковий вільний параметр $\beta = T_e/T_s$ [64]. Профілі температур в обох випадках ($T_i = T_e$ та $T_i \neq T_e$) суттєво відрізняються. На адіабатичній стадії Сєдовський профіль температури при $T_i \neq T_e$ це [128]

$$T(r) = \frac{n_e(r)T_e(r) + n_i(r)T_i(r)}{n_e(r) + n_i(r)}. \quad (1.43)$$

Одним з ефектів відсутності теплової рівноваги є пригнічення випромінювання в континуумі на високих енергіях [128]. Причиною цього є те, що електронна температура тоді не піднімається вище граничного значення T_{lim} внаслідок теплопровідності [89]

$$T_{\text{lim}} \approx 1.7 \cdot 10^7 \eta_{51}^{2/15} T_7^{1/15}, \quad (1.44)$$

а в жорсткому діапазоні інтенсивність випромінювання пропорційна до $T_e^{3/2}$ [12].

Одним з основних ускладнень в аналізі рентгенівських спектрів ЗН є нерівноважна іонізація плазми, тобто іонізаційний стан газу нижчий (менша кількість іонів іонізувалися), ніж очікується в рівноважному випадку при даній температурі [128]. Типовий вік ЗН є коротшим за час, необхідний для досягнення іонізаційної рівноваги [43]. Тому спектри ЗН повинні характеризуватися не лише температурою, як у рівноважному випадку, а й певним параметром $\eta = E_0 n_H^2$, який характеризує масштаб часу виходу на іонізаційну рівновагу: чим більше η , тим швидше настає іонізаційна рівновага [128].

Нерівноважна іонізація зумовлює й ряд важливих ефектів [113, 114, 115, 127, 128, 131, 156, 118, 64]. Наприклад, пояснення спектру відносно молодих ЗН як рівноважного фізично двокомпонентного часто зумовлює в моделях сильну (навіть в десятки разів) відмінність вмісту тяжких елементів від їх вмісту в плазмі сонячного складу [31, 52]. Такий факт може бути свідченням нерівноважної іонізації [115], оскільки нерівноважна плазма випромінює в деяких лініях в десятки разів сильніше [127, 199, 130]. Це є причиною недооцінки температури [29] та збільшення світності ЗН порівняно з рівноважним випадком [128] тощо.

1.3.3.2. Вплив конвективних процесів всередині ЗН на рентгенівське випромінювання ЗН. Процесами, які сприяють ефективному перемішуванню плазми в ЗН та, відтак, модифікації розподілів параметрів в об'ємі ЗН й зміні характеру розподілу поверхневої яскравості та деяких спектральних характеристик ЗН, є теплопровідність та гідродинамічні нестабільності.

Теплопровідність як наслідок сильного температурного градієнту здатна модифікувати іонізаційний стан та відносний вміст елементів у певній області [177], а також згладити температурні профілі та профілі густини [89, 200, 92, 64, 197, 91, 196]. Одним з важливих результатів впливу теплопровідності є величина відношення густини зовнішнього середовища ρ_o до густини $\rho(0)$ в околі локалізації вибуху (центральна область ЗН), рівна $\rho_o/\rho(0) = 10$ [200, 91, 196]. За відсутності теплопровідності в розв'язках Сєдова це відношення $\rho_o/\rho(0) \rightarrow \infty$ [35]. Внаслідок теплопровідності в центральній області ЗН утворюється ізотермічний регіон зі значенням електронної температури згідно (1.44), яка є суттєво нижчою за середню температуру [128]. Протяжність цього регіону сягає $0.94R_s$, якщо $(T_s/10^7 \text{ K}) \geq 4 (\eta/10^{51} \text{ ерг см}^{-6})^{1/7}$ [128].

Гідродинамічні нестабільності досліджуються як аналітичними методами, так й із застосуванням чисельного моделювання (наприклад, [78, 152]). Огляди стану вивчення нестабільностей в ЗН містяться в роботах [221, 112, 108].

1.3.3.3. Вплив особливостей поширення УХ в МЗС на рентгенівське випромінювання ЗН. Середовище відіграє критичну роль у формуванні та модифікації структури, динаміки й випромінювання ЗН. Це неодноразово підкреслювалося на конференціях, присвячених ЗН [104, 108]. Неоднорідність середовища є основною причиною несферичності форм ЗН та неоднорідного розподілу поверхневої яскравості (підрозділ 1.2.3). Вона може мати значно більший вплив на спостережувані характеристики ЗН (зокрема, на його рентгенівську яскравість), ніж ефекти нерівноважної іонізації, відсутності іонізаційної та теплової рівноваги, електронної теплопровідності [12].

Закономірності еволюції ЗН та випромінювання в негомогенному середовищі (з дрібномасштабною неоднорідністю) вивчалася в ряді робіт (підпункт 1.2.2.2). Вивчення впливу великомасштабної неоднорідності середовища на еволюцію та випромінювання ЗН різного віку залишається дуже актуальною й маловивченою за-

дачею (підрозділ 1.2).

Особливості впливу неоднорідності ДЗС на еволюцію дуже молодих ЗН відзначені у [219, 119], хоча, назагал, вклад прямої УХ в випромінювання таких ЗН в різних діапазонах, як правило, ще не значний. Помітним вплив оточуючого середовища стає вже в морфології та випромінюванні молодих ЗН (наприклад, Кассіопея А та ЗН Кеплера [79]), й особливо важливим він є для ЗН середнього віку, коли нагребена в оточуючому середовищі речовина починає відігравати суттєву роль у гальмуванні УХ.

Вплив великомасштабної неоднорідності МЗС на рентгенівське випромінювання ЗН комплексно не вивчений. На сьогодні існують лише окремі числові моделі групи авторів Теноріо-Тегл, Рожичка, Йорк, Боденгеймер [213, 62, 210, 186, 211, 209, 212] та окремі оцінки цього впливу (наприклад, [60, 87, 7]).

Асиметрія у розподілі швидкостей і мас газу внаслідок несферичного вибуху Наднової також позначається на випромінюванні ЗН середнього віку. Гідродинаміка такого явища та його вплив на форму ЗН досліджувалися у роботах [3, 63, 56]. Комплексна картина наслідків несферичності вибуху Наднової в еволюції та рентгенівському випромінюванні адіабатичних ЗН не вивчалася.

Вивчення впливу великомасштабної неоднорідності середовища та несферичності вибуху на динаміку та Х-випромінювання ЗН є основним завданням цієї роботи.

1.4. Залишки наднових зір як космічні джерела γ -випромінювання

1.4.1. З історії γ -астрономії.

Існування γ -променів було передбачено задовго до їх експериментального відкриття в 1960 р. Теорії процесів взаємодії КП з МЗС, вибухів наднових зір та взаємодії енергетичних електронів з магнітним полем переконливо свідчили на користь існування γ -випромінювання [136].

Космічні γ -промені в основному поглинаються земною атмосферою. Тому розвиток γ -астрономії пов'язаний з виведенням інструментів за її межі [229]. Перший γ -телескоп, виведений на орбіту, знаходився на борту супутника Explorer-XI (1961 р.). Він зафіксував близько 100 космічних γ -фотонів, які прийшли з усіх напрямків, давши уяву про однорідний γ -фон. Такий фон очікувався від взаємодій КП з міжзоряним газом. Суттєві γ -потоки з нашої Галактики вперше було відкрито в 1967 р. детектором на борту супутника OSO-3. Він зафіксував 621 фотон. Значний поштовх γ -астрономія одержала зі запусками супутників SAS-2 (1972 р.) та COS-B (1975 р.). Вони підтвердили особливості фону та дали першу детальну карту неба в γ -променях.

Найбільш дивовижним відкриттям в γ -астрономії було випадкове відкриття γ -спалахів на межі 1960-х та 1970-х рр. Вони були вперше зафіксовані військовим супутником, запущеним з метою спостереження потоків від земних атомних вибухів.

В 1977 р. НАСА повідомило про плани побудови γ -обсерваторії ім.Комптона. Ця обсерваторія була виведена на орбіту в 1991 р. Просторова та часова роздільні здатності приладів обсерваторії суттєво вищі, ніж у попередніх місіях. Вона продовжує функціонувати й сьогодні, поглиблюючи наше розуміння високоенергетичних процесів у Всесвіті [94].

1.4.2. Залишки Наднових та γ -випромінювання. Зараз залишки Наднових розглядаються як найбільш перспективні прискорювачі ультрарелятивістських частинок (електронів, протонів та ядер) у нашій галактиці [55, 123]. Вважається, що вони відповідають за більшість космічних променів з енергіями до 10^{15} еВ (Лоренц фактор протонів $\gamma_p \sim 10^6$). Класичні спостереження синхротронного випромінювання ЗН, в основному у радіо діапазоні, дають експериментальні підтвердження наявності релятивістських електронів у цих космічних об'єктах [31]. Присутність ультрарелятивістських електронів в ЗН нещодавно було підтверджено спостереженнями в оптичному, рентгенівському та м'якому γ -діапазоні [31, 180].

В ЗН є два ефективні прискорювачі КП. Один з них – це молодий пульсар (якщо він взагалі є), тобто нейтронна зоря з сильним магнітним полем, яка обертається. Другим є сильні УХ як результат взаємодії викиду Наднової з МЗС.

Теорія прискорення КП на ударних фронтах через механізм Фермі першого роду на сьогодні є добре розвинута [55, 123, 133]. Основним передбаченням цієї теорії є значно вища ефективність прискорення протонів у порівнянні з прискоренням електронів. Теорія показує, що до 10% кінетичної енергії потоку може бути трансформовано у енергію прискорених КП. Експериментальні свідчення прискорення протонів на фронтах УХ поки що обмежені регіоном сонячної системи (це УХ на межі земної магнітосфери, міжпланетні УХ та сонячні спалахи). Тому суттєво важливо знайти додаткові свідчення прискорення протонної та ядерної компонент на фронтах космічних УХ.

Таку нову можливість дають недавні спостереження значних γ потоків у напрямках на деякі яскраві в радіодіапазоні ЗН [206, 105, 207]. Серед 32 неідентифікованих γ -джерел в площині Галактики, зафіксованих Телескопом EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope [94]) на борту Гамма обсерваторії ім. Комптона. П'ять з цих джерел співпадають з ЗН без пульсарів. Спостереження засвідчують сильну взаємодію чотирьох з них (W28, W44, γ Cygni та IC 443) з міжзоряними хмарами. Тому вважається, що спостережене γ випромінювання є результатом взаємодії прискорених УХ від ЗН протонів з речовиною ЗН [206] або з речовиною молекулярних хмар [105].

У підрозділі 6 ця гіпотеза буде розглянута на прикладі ЗН IC 443.

1.5. Нові напрямки у вивченні ЗН та задачі цієї роботи

Еволюція масивних зір чи деяких білих карликів у подвійних системах завершується вибухом зорі, внаслідок чого викинута оболонка, яка володіє значним запасом кінетичної енергії породжує у МЗС сильну ударну хвилю. Поширення цієї

УХ у неоднорідному оточуючому середовищі супроводжується складним комплексом фізичних явищ, висновки про які можна робити з аналізу випромінювання залишків цих вибухів – залишків Наднових зір [43, 31].

Дослідження ЗН є важливим джерелом інформації про процеси, які супроводжують завершальні стадії еволюції зір, взаємодію УХ з речовиною та випромінювання. Сучасні спостереження демонструють складну морфологію ЗН, яка суттєво відрізняється від ідеалізованих теоретичних моделей [192, 227].

Єдиної вичерпної теорії, як і повного розуміння усіх процесів, які супроводжують появу, еволюцію та зникнення ЗН, немає. Тому поглиблюються можливості спостережень та розвивається теорія. Вони не лише сприяють одне одному у вивченні багатьох запитань, відповіді на які ще до недавня не були відомі, а й відкривають нові проблеми і ставлять нові запитання. У звіті про одну з останніх (1997 р.) конференцій, присвяченій ЗН, чотирма основними напрямками, в яких будуть спрямовані зусилля науковців, були названі такі [108]:

1. Як динаміка та структура ЗН модифікується характером ДЗС та МЗС, й навпаки, як ЗН змінює оточуюче середовище?
2. Як генерується магнітне поле в ЗН, і як магнітне поле впливає на ЗН?
3. Де й як космічні промені (електрони та іони) продукуються в ЗН, та як саме їх присутність впливає на динаміку ЗН та виявляє її?
4. Як енергія, яку несе УХ, розділяється між різними компонентами в часі, і що зумовлює, контролює та виявляє її перетворення чи перерозподіл між компонентами?

Було визнано, що найбільш важливим фактором, який визначає структуру та еволюцію ЗН, є оточуюче середовище: від початкового градієнту густини ДЗС, створеного зорею-попередником, до великої й дрібномасштабних структур МЗС, – оскільки морфологія та прояви ЗН у різних діапазонах випромінювання можуть бути змінені кардинально градієнтом густини. Завдяки тому, що ЗН "підсвічує" зов-

нішнє середовище, ми маємо можливість бачити ці об'єкти. Сучасна теорія повинна пояснювати еволюція ЗН вже не в одному вимірі, а у двох й трьох. Значимість тривимірної моделювання ЗН визнана найбільшою серед переліку завдань, які ставляться перед теорією.

Отже, класичний одновимірний автомодельний розв'язок Сєдова [35] задачі про сильний точковий вибух уже не достатній для потреб теорії. Обчислювальні можливості стримують можливість використання чисельних методів [170]. Існуючі наближені методи [19, 58] не володіють потрібною комплексністю чи точністю опису. Необхідність розробки ефективного наближеного методу гідродинамічного моделювання такого явища є актуальною.

Тому в цій роботі запропоновано новий наближений аналітичний метод комплексного гідродинамічного опису точкового вибуху в середовищі з довільним регулярним великомасштабним розподілом густини та/або при несферичному вибухові Наднової (розділ 2). Він дозволяє розраховувати повну гідродинамічну картину НЗН з достатньо високою точністю та невеликими (порівняно з чисельними методами) затратами комп'ютерного часу.

За допомогою цього методу вперше проведено дослідження загальних закономірностей еволюції і рентгенівського випромінювання адіабатичних ЗН у середовищі з великомасштабним градієнтом густини та/або при несферичному вибухові Наднової (розділ 3), а також побудовані моделі кількох конкретних ЗН (RCW86, ЗН Тихо та IC443 (розділи 4-6)) з врахуванням їх еволюції в неоднорідному середовищі.

РОЗДІЛ 2

МОДЕЛЮВАННЯ ЕВОЛЮЦІЇ НЕСФЕРИЧНИХ ЗАЛИШКІВ НАДНОВИХ ЗІР ТА ЇХ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

У цьому розділі розробляються методи та методики, які будуть використані в роботі для вирішення поставлених задач.

Так, тут описується новий наближений аналітичний метод, який дозволяє здійснювати повний опис гідродинамічної частини моделі несферичних адіабатичних ЗН, та проводиться його тестування (підрозділ 2.1). Аналітична апроксимація розв'язків Сєдова у середовищі зі степеневим законом розподілу густини, одержана за використання методу, наводиться у підрозділі 2.2. В підрозділі 2.3 даються означення характеристик теплового рентгенівського випромінювання, які будуть використовуватися в роботі. Наводяться також формули для розрахунку цих характеристик, одержані з моделей Х-випромінювання оптично тонкої високотемпературної рівноважної плазми в корональному наближенні з хімічним складом Аллена.

Опубліковано в [12, 135].

2.1. Метод гідродинамічного моделювання еволюції несферичних залишків Наднових зір

В попередньому розділі підкреслювалося, що однією з найактуальніших задач у вивченні ЗН є гідродинамічний опис несферичних ЗН. Такі ЗН можуть бути наслідком еволюції в середовищі з великомасштабною неоднорідністю густини та/або результатом несферичного вибуху зорі-попередника.

У цьому підрозділі описано метод гідродинамічного опису несферичного точкового вибуху в довільно неоднорідному середовищі, основна ідея якого – апроксимація зв'язку між лагранжевою та ейлеровою координатами газу – була подана

Гнатиком [8], а апроксимаційна формула для необхідного закону руху УХ в неоднорідному середовищі – в роботах Каплана [17] (ідея), Климишина і Гнатика [10, 20] (вдосконалення) та Гнатика [8, 7] (остаточний варіант з врахуванням усіх особливостей руху УХ).

Порівняно з [8] у цій роботі метод був доповнений рядом елементів, й тепер у ньому поєднані переваги двох існуючих на сьогодні підходів (пункт 1.2.5) – можливість розраховувати профілі термодинамічних величин в рамках секторного наближення з врахуванням похідних до другого порядку при розкладі густини, тиску та швидкості в околі фронту УХ по просторовій змінній та коректно описувати область постійного тиску в околі вибуху як в наближенні тонкого шару. Це дає можливість розраховувати повну гідродинамічну картину еволюції 3-D НЗН з достатньою для кількісних висновків точністю.

На початку застосування методу 3-D область розбивається на ряд 1-D секторів, в кожному з яких рух УХ та газу розглядається як незалежний. Далі метод розділяється на два етапи: розрахунок руху фронту ударної хвилі (форми ЗН) та, на його основі, розрахунок стану газу всередині ЗН.

2.1.1. Розрахунок руху фронту ударної хвилі. В роботах [20, 8, 7] показано, що рух сильної одномірної (плоскої, циліндричної чи сферичної) адіабатичної ударної хвилі в середовищі з довільним розподілом густини описується з високим ступенем точності апроксимаційною формулою

$$\frac{dR}{dt} = D(R) = \text{const} \cdot (\rho^o(R) \cdot R^{N+1})^{-k} \quad (2.1)$$

де

$$k = \begin{cases} 1/2, & m(R) \leq N + 1 \\ 1/5, & m(R) > N + 1 \end{cases}, \quad (2.2)$$

R відстань від місця вибуху, $\rho^o(R)$ довільний початковий розподіл густини зовнішнього середовища, $m(R) = -d \ln(\rho^o(R)) / d \ln R$; $N = 0, 1, 2$ для плоских, циліндричних і сферичних УХ відповідно.

Таблиця 2.1 Авто модельна постійна $\alpha_A(N, \gamma)$ [18].

N	γ		
	1.3	1.4	5/3
0	1.4683	1.0774	0.6029
1	1.3279	0.9840	0.5643
2	1.1436	0.8510	0.4936

Формули (2.1)-(2.2) узагальнюють дві основні особливості руху УХ в неоднорідному середовищі:

- *сповільнення* УХ при русі в середовищі у напрямку зростання густини ($m(R) < 0$), в однорідному середовищі ($m(R) = 0$) та в напрямку не надто швидкого спадання густини ($0 < m(R) \leq N + 1$); тоді параметр k близький до $k = 1/2$;

- *прискорення* УХ при русі у середовищі в напрямку достатньо швидкого падіння густини, такого, що $m(R) > N + 1$; тоді параметр k близький до $k = 1/5$.

Якщо врахувати, що у всіх фізично реалістичних випадках в деякому околі точки вибуху $m(0) = 0$, тобто початковий етап поширення УХ від точкового вибуху завжди описується авто модельним розв'язком Седова для *однорідного* середовища, то для області сповільнення з рівнянь (2.1)-(2.2) отримуємо апроксимаційну формулу для швидкості УХ:

$$D(R) \approx D_D(R) = \frac{2}{3 + N} \cdot \left(\frac{E_o}{\alpha_A(N, \gamma) \cdot \rho^o(R)} \right)^{1/2} \cdot R^{-(N+1)/2}, \quad (2.3)$$

де $\alpha_A(N, \gamma)$ авто модельна постійна для однорідного середовища, яка залежить від відношення питомих теплоємностей γ і параметра симетрії N (табл.2.1), E_o енергія вибуху.

Подальший рух УХ залежить від характеру розподілу густини оточуючого середовища.

Якщо розподіл густини такий, що існує область прискорення з $m(R) > N + 1$, яка починається з деякої віддалі R_1 , де $m(R_1) = N + 1$ й швидкість УХ досягає

мінімуму $D_D(R_1)$, тоді вираз для швидкості UX , яка прискорюється, в області $R > R_1$ запишеться згідно (2.1) так

$$D(R) \approx D_A(R, R_1) = D_D(R_1) \cdot \left(\frac{\rho^o(R_1) \cdot R_1^{N+1}}{\rho^o(R) \cdot R^{N+1}} \right)^{1/5}, \quad (2.4)$$

де $D_D(R_1)$ визначається з (2.3).

Якщо розподіл густини такий, що існує перехід з області прискорення з $m(R) > N + 1$ до області сповільнення, де $m(R) \leq N + 1$, то виявляється *третьою* особливістю руху UX . Початок етапу сповільнення буде аналогічним до руху зовнішньої хвилі у розглянутому Надьожиним [168] та Шевальє [74] випадку взаємодії оболонки Наднової з МЗС. Зовнішня хвиля гальмуватиметься з типовим значенням $k \approx 1/5$, й коли її швидкість стане рівною $D_D(R)$ з (2.3) (величина нагребеної маси стане порядку тієї, яка була на початку етапу гальмування), подальшому гальмуванню відповідатиме значення $k \approx 1/2$.

Тому загальна формула для швидкості UX , яка враховує всі три відмічені вище особливості, є такою:

$$D(R) = \begin{cases} D_D(R), & 0 \leq R \leq R_1 \\ \min[D_A(R; R_{2n-1}); D_D(R)], & R_{2n-1} < R < R_{2n+1} \end{cases} \quad (2.5)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$; R_n нулі функції $m(R) - (N + 1)$ (точки зміни режимів руху UX) в порядку зростання R на інтервалі $(0, \infty)$.

Вибрана в (2.5) умова переходу між режимами сповільнення з $k = 1/5$ і $k = 1/2$ при $D(R) = D_D(R)$ забезпечує вихід на автотомодельний режим Сєдова в області його існування (при великих R) за довільної поведінки густини в неавтотомодельній області (при малих R).

Слід зазначити, що переважна більшість астрофізично цікавих моделей, зокрема у випадку ЗН, описуються все ж простіше - формулами (2.3)-(2.4).

Рівняння траєкторії руху UX одержується після інтегрування:

$$t = \int_0^R \frac{dR}{D(R)}, \quad (2.6)$$

де t - час досягнення УХ точки з координатою R .

Як уже зазначалося, у випадку неодновимірного розподілу густини розрахунок еволюції профілю УХ проводиться в межах секторного наближення: 3D область розбивається на необхідну кількість секторів, і для кожного з них інтегрується рівняння траєкторії (2.6). При цьому можливим є врахування залежності величини енергії вибуху в секторі $E(\Omega)$ від його орієнтації (у випадку несферичного вибуху) шляхом заміни E_o на $\sigma E(\Omega)$ де $\sigma = 2\pi N$ для $N = 1, 2$ та $\sigma = 2$ для $N = 0$.

Якщо інтеграл (2.6) в явному вигляді не береться, зручніше провести числове інтегрування рівняння (2.1), записаного у вигляді системи диференціальних рівнянь

$$\begin{cases} \frac{dR}{dt} = D, \\ \frac{dD}{dt} = k \cdot \frac{D^2}{R} \cdot (m(R) - (N + 1)), \end{cases} \quad (2.7)$$

з початковими умовами, які одержуються з (2.3) й (2.6) при $R \approx 0$.

2.1.2. Розрахунок характеристик плазми всередині залишка. Другий етап розрахунку еволюції ЗН відповідає за визначення параметрів газу всередині залишку. Він ґрунтується на використанні знайденого на попередньому етапі закону руху УХ в даному секторі. Ми будемо використовувати Лагранжеві координати (a, t) (a є початковою координатою елемента газу в момент часу $t = 0$) та вважатимемо за базову невідому функцію позицію (Ейлерову координату) елемента газу $r(a, t)$ ($0 \leq r(a, t) \leq R$) у довільний момент часу t .

Основною ідеєю другого етапу методу є апроксимація зв'язку між лагранжевою та ейлеровою координатами $r = r(a, t)$. На основі такої апроксимації вирази для всіх гідродинамічних параметрів течії та її швидкості знаходяться аналітично без жодних додаткових припущень [8].

Отже, функція $r(a, t)$ розкладається в ряд (1.35) в околі фронту та в околі центру вибуху, і відтак здійснюється зшивання обох розкладів. Коефіцієнти розкладів біля фронту УХ визначаються законом руху УХ в даному секторі, а в околі центру вибуху - умовою відсутності просторового градієнта тиску. Алгоритм розрахунку $r(a, t)$ наведено нижче.

Важливо, що величина тиску в центральних областях на противагу до попередніх підходів [150, 8] забезпечується однаковою для всіх секторів та визначається з умови, що відношення η тиску в центрі вибуху $P(0, t)$ до середнього значення густини енергії всередині ЗН $E_o/V_{\text{tot}}(t)$ не змінюється з часом та рівне автомодельному значенню цього відношення для однорідного середовища

$$\eta \equiv P(0, t)V_{\text{tot}}(t)/E_o = \eta_A. \quad (2.8)$$

В результаті цього ми виходимо за межі секторного наближення при розрахунку параметрів газу всередині ЗН і наближено враховуємо перерозподіл енергії між секторами у випадку анізотропного вибуху та/або неоднорідного середовища.

Інші функції у випадку адіабатичного руху газу за фронтом УХ точно виражаються через $r(a, t)$:

– густина $\rho(a, t)$ з рівняння неперервності (1.26):

$$\rho(a, t) = \rho^o(a) \left(\frac{a}{r(a, t)} \right)^N \left(\frac{\partial r(a, t)}{\partial a} \right)^{-1}; \quad (2.9)$$

– тиск $P(a, t)$ з рівняння адіабатичності $P = K\rho^\gamma$

$$\frac{P(a, t)}{P(R, t)} = \left(\frac{\rho^o(a)}{\rho^o(R)} \right)^{1-\gamma} \left(\frac{D(a)}{D(R)} \right)^2 \left(\frac{\rho(a, t)}{\rho(R, t)} \right)^\gamma; \quad (2.10)$$

– швидкість $u(a, t)$ безпосередньо з апроксимації $r = r(a, t)$

$$u(a, t) = \frac{dr(a, t)}{dt}. \quad (2.11)$$

Зауважимо, що описаний метод є квазіаналітичним, оскільки для деяких розподілів густини потребує обчислення $N + 1$ інтегралу (при кількості секторів N) чисельно.

2.1.2.1. Апроксимація зв'язку між лагранжевою та ейлеровою координатами. Розглянемо випадок, коли при розкладі густини, тиску та швидкості в околі фронту УХ в ряд Тейлора по просторовій змінній (1.36)-(1.37) обмежимося другим порядком точності, а в околі центру вибуху - першим. Апроксимуємо зв'язок між ейлеровою

$r(a, t)$ та лагранжевою a координатами елемента газу в деякий момент часу t , коли фронт УХ перебуває на віддалі $R(t)$ наступним чином:

$$\frac{r(a, t)}{R(t)} = \left(\frac{a}{R}\right)^x \cdot (1 + \alpha \cdot \xi + \beta \cdot \xi^2 + \gamma \cdot \xi^3 + \delta \cdot \xi^4), \quad (2.12)$$

де $\xi = (R - a)/R$, $x = (\gamma - 1)/\gamma$. Для кожного сектора параметри α , β , γ , δ вибираються так, щоби часткові похідні від $r(a, t)$ по a на фронті УХ (в секторі) r_a^s , r_{aa}^s , r_{aaa}^s та в центрі вибуху r_a^0 співпадали з їх точними значеннями (пункт 2.1.3):

$$\alpha = -r_a^s + x, \quad (2.13)$$

$$\beta = \frac{1}{2} \cdot (Rr_{aa}^s - 2x \cdot r_a^s + x(x + 1)), \quad (2.14)$$

$$\gamma = \frac{1}{6} \cdot (-R^2 r_{aaa}^s + 3x \cdot Rr_{aa}^s - 3x(1 + x) \cdot r_a^s + x(x + 1)(x + 2)), \quad (2.15)$$

$$\delta = C - (1 + \alpha + \beta + \gamma). \quad (2.16)$$

В автомодельному розв'язку Сєдова для однорідного середовища при $r \rightarrow 0$ залежність $r(a)$ є такою:

$$r/R = C \cdot (a/R)^x. \quad (2.17)$$

Якщо підставити (2.9) й (2.17) в (2.10), одержимо зв'язок між фактором C та тиском в точці вибуху $P(0, t)$:

$$C = C_A = \left(\frac{(3 + N)^2}{8} (\gamma + 1) \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma} \right)^\gamma \cdot R^{N+1} P(0, t) \frac{\alpha_A(N, \gamma)}{E_o} \right)^{-1/(\gamma(N+1))}. \quad (2.18)$$

При відомому значенні тиску в центрі збуреної області, нормованому на значення тиску на фронті УХ, $\overline{P}(0) = P(0, t)/P_s$, вираз (2.18) для C запишеться так:

$$C = C_A = \left(\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma} \right)^\gamma \cdot \overline{P}(0) \right)^{-1/(\gamma(N+1))}. \quad (2.19)$$

Значення $\overline{P}(0)$ та C_A згідно розв'язків Сєдова для різних γ та N наведені у табл. 2.2.

В загальному випадку анізотропного вибуху з просторовозалежним виділенням енергії $E = E(\Omega)$ в сектор Ω та радіусом УХ $R = R(\Omega, t)$ із вказаної вище умови на тиск в центрі вибуху (2.8) для коефіцієнта C отримаємо вираз:

$$C(\Omega, t) = C_A \cdot \left(\frac{R(\Omega, t)^{N+1}}{V_{tot}(t)} \cdot \frac{1}{N + 1} \cdot \frac{E_o}{E(\Omega)} \right)^{-1/(\gamma(N+1))}, \quad (2.20)$$

де $E_o = \int E(\Omega) d\Omega$ – повна енергія вибуху.

Таблиця 2.2

$\overline{P}(0)$ та C_A згідно розв'язків Сєдова [35] задачі про точковий вибух у однорідному середовищі.

N	$\overline{P}(0)$			C_A		
	$\gamma = 1.3$	$\gamma = 1.4$	$\gamma = 5/3$	$\gamma = 1.3$	$\gamma = 1.4$	$\gamma = 5/3$
0	0.4090	0.3900	0.3532	1.1244	1.1429	1.1670
1	0.3975	0.3729	0.3215	1.0721	1.0863	1.1112
2	0.3927	0.3655	0.3062	1.0507	1.0618	1.0833

2.1.3. Похідні функцій розподілу параметрів течії. Для апроксимації зв'язку між лагранжевою та ейлеровою координатами, яка використовується у розробленому в цій роботі методі, необхідними є значення похідних функцій розподілу параметрів газу на фронті УХ. У цьому пункті наведено алгоритм їх знаходження та самі вирази похідних з врахуванням апроксимаційного закону руху УХ (2.1).

Розглянемо систему рівнянь газодинаміки у випадку одномірного адіабатичного руху нев'язкого досконалого газу в лагранжевому підході [19]

$$\rho_t + \frac{\rho^2}{\rho^o} \left(\frac{r}{a} \right)^N u + \frac{Nu\rho}{r} = 0, \quad (2.21)$$

$$u_t + \frac{1}{\rho^o} \left(\frac{r}{a} \right)^N P = 0, \quad (2.22)$$

$$P_t - c^2 \rho_t = 0, \quad (2.23)$$

$$r_t - u = 0. \quad (2.24)$$

де тиск $P(a, t)$, густина газу $\rho(a, t)$, його швидкість $u(a, t)$ та ейлерова координата $r(a, t)$ є функціями лагранжевої координати - початкового положення частинки a - та часу t , $c = \sqrt{\gamma P / \rho}$ - адіабатична швидкість звуку, γ - показник адіабати. Нижніми індексами позначені часткові похідні за відповідною змінною, $\rho^o = \rho^o(a)$ - початковий розподіл густини.

Рівняння нерозривності (2.21) запишемо у формі

$$\rho^o(a)a^N da = \rho(r)r^N dr \quad (2.25)$$

чи

$$r_a = \frac{\rho^o}{\rho} \left(\frac{a}{r} \right)^N \quad (2.26)$$

На фронті сильної УХ з законом руху $R = R(t)$ виконуються умови

$$u^s = \omega \dot{R} \quad (2.27)$$

$$\rho^s = (\rho^o)^s / (1 - \omega) \quad (2.28)$$

$$P^s = \omega (\rho^o)^s \dot{R}^2 \quad (2.29)$$

$$r^s = R \quad (2.30)$$

де $\dot{R} = dR/dt$ - швидкість УХ $\omega = 2/(\gamma + 1)$.

Рівняння (2.21) - (2.26) та співвідношення на фронті УХ (2.27)-(2.30) дозволяють за відомим законом руху УХ $R = R(t)$ знайти значення часткових похідних довільного порядку від газодинамічних функцій на фронті УХ шляхом використання способу, запропонованого у [121]. Для знаходження перших похідних від функцій ρ , P та u на фронті, до рівнянь (2.21) - (2.23), записаних при $a = R$, додамо ще три рівняння, які отримуються диференціюванням граничних умов (2.27)-(2.29) вздовж траєкторії УХ за допомогою оператора

$$D/Dt = (\partial/\partial t) + \dot{R}(\partial/\partial a). \quad (2.31)$$

Розв'язуючи отриману систему шести алгебраїчних рівнянь відносно шести невідомих часткових похідних на фронті УХ, отримаємо

$$u_a^s = -\omega(1 - \omega) \frac{\dot{R}}{R} [(2 - \omega)N + 3B - m] \quad (2.32)$$

$$u_t^s = \omega \frac{\dot{R}^2}{R} [B(4 - 3\omega) + N(1 - \omega)(2 - \omega) - m(1 - \omega)] \quad (2.33)$$

$$P_a^s = -\omega(\rho^o)^s \frac{\dot{R}^2}{R} [B(4 - 3\omega)N + N(1 - \omega)(2 - \omega) - m(1 - \omega)] \quad (2.34)$$

$$P_t^s = \omega(2 - \omega)(\rho^o)^s \frac{\dot{R}^3}{R} [3B + N(1 - \omega) - m] \quad (2.35)$$

$$\rho_a^s = -\frac{1}{1 - \omega}(\rho^o)^s \frac{1}{R} [3\omega B + (1 - \omega)m + N\omega(1 - \omega)] \quad (2.36)$$

$$\rho_t^s = \frac{\omega}{1 - \omega}(\rho^o)^s \frac{\dot{R}}{R} [3B + N(1 - \omega) - m], \quad (2.37)$$

де $B = R\ddot{R}/\dot{R}^2$, $m \equiv m(R) = -(d \ln \rho / d \ln a)^s$.

З рівняння (2.26) тепер отримаємо

$$r_t^s = u^s, \quad (2.38)$$

$$r_a^s = 1 - \omega, \quad (2.39)$$

$$Rr_{aa}^s = \omega(1 - \omega)[3B + N(2 - \omega) - m] \quad (2.40)$$

Для знаходження других похідних від гідродинамічних функцій на фронті УХ слід продиференціювати рівняння (2.21)-(2.23) окремо по a , t та записати отримані співвідношення для фронту УХ ($a = R$), що дасть шість рівнянь для дев'яти невідомих похідних. Ще три рівняння отримаємо, диференціюючи умови на фронті (2.27)-(2.29) за допомогою оператора

$$\frac{D^2}{Dt^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\dot{R} \frac{\partial^2}{\partial a \partial t} + \dot{R}^2 \frac{\partial^2}{\partial a^2} + \ddot{R} \frac{\partial}{\partial a}. \quad (2.41)$$

Розв'язуючи отриману систему дев'яти рівнянь з дев'ятьма невідомими, матимемо, зокрема,

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{at}^s &= \omega(1 - \omega) \frac{\dot{R}^2}{R^2} [15(2 - \omega)B^2 - [(5\omega^2 - 5\omega - 6)N - 2(2\omega - 5)m]B + \\ &+ \omega(2\omega - 3)(\omega - 2)N^2 + (\omega^2 + \omega - 4)Nm + (2 - \omega)^2N + (2 - \omega)m^2 + \\ &+ (2\omega - 3)m + (2\omega - 3)m' + 2(3\omega - 5)Q] \\ \mathbf{u}_{aa}^s &= \omega(1 - \omega) \frac{\dot{R}}{R^2} [(15\omega - 27)B^2 + [(5\omega^2 - 4\omega - 8)N - (4\omega - 11)m]B - \\ &- \omega(2\omega - 3)(\omega - 2)N^2 - (\omega^2 + \omega - 4)Nm + (\omega - 1)(2 - \omega)N + (\omega - 2)m^2 + \\ &+ 2(1 - \omega)m + 2(1 - \omega)m' + (7 - 6\omega)Q] \\ \rho_{aa}^s &= \frac{(\rho^o)^s}{1 - \omega} \frac{1}{R^2} [3\omega(11\omega - 9)B^2 + [\omega(-7\omega^2 + 17\omega - 11)N + \omega(17 - 16\omega)m]B + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +2\omega(\omega-1)N^2 + \omega(3\omega^2 - 10\omega + 7)Nm + \omega(-\omega^2 + 3\omega - 2)N + \\
& + (3\omega^2 - 4\omega + 1)m^2 + (-2\omega^2 + \omega + 1)m + (-2\omega^2 + \omega + 1)m' + 2\omega(2 - 3\omega)Q]
\end{aligned}$$

На основі цього та з використанням знайдених раніше перших похідних, з (2.26) одержимо

$$\begin{aligned}
R^2 r_{aaa}^s &= \omega(1 - \omega)[3(7 - 5\omega)B^2 + [(-5\omega^2 + 4\omega + 8)N + (4\omega - 11)m]B + \\
& \omega(2\omega^2 - 7\omega + 6)N^2 + (\omega^2 + \omega - 4)Nm - \omega(2 - \omega)N - (\omega - 2)m^2 + (2\omega - 1)m + \\
& (2\omega - 1)m' + (6\omega - 4)Q],
\end{aligned} \tag{2.42}$$

де $Q = R^2 R^{(3)} / \dot{R}^3$, $m' = -dm/d \ln R = -R \cdot dm/dR$.

Похідна по часу

$$(r_a^s)_t = 0,$$

а для інших матимемо безрозмірні комбінації

$$\begin{aligned}
\frac{R}{\dot{R}} \cdot (Rr_{aa}^s)_t &= \omega(1 - \omega)[3(B + Q - 2B^2) + m'] \\
\frac{R}{\dot{R}} \cdot (R^2 r_{aaa}^s)_t &= \omega(1 - \omega)[3(7 - 5\omega)2B(B + Q - 2B^2) + [(-5\omega^2 + 4\omega + 8)N + (4\omega - 11)m] \cdot \\
& \cdot (B + Q - 2B^2) - [(4\omega - 11)B + (\omega^2 + \omega - 4)N + 6(1 - \omega)m]m' - (2\omega - 1)[(2m + 1)m' + m''] + \\
& + 2(3\omega - 2)[2Q + L - 3BQ]],
\end{aligned}$$

де

$$L = \frac{R^3 R^{(4)}}{\dot{R}^4} = \frac{R}{\dot{R}} \dot{Q} - 2Q + 3BQ$$

Похідні по часу від величин B та Q рівні

$$\dot{B} = \frac{\dot{R}}{R}[B + Q - 2B^2], \quad \dot{Q} = \frac{\dot{R}}{R}[2Q + L - 3BQ].$$

В автомобельному випадку $[B + Q - 2B^2] = 0$, $[2Q + L - 3BQ] = 0$.

Згідно з апроксимаційною формулою для швидкості руху УХ (2.1)

$$B = k(m)[m - (N + 1)],$$

$$Q = 2k^2(m)[m - (N + 1)]^2 - k(m)[m' + m - (N + 1)],$$

$$L = (4B - 1)(B + Q - 2B^2) + (3B - 2)Q + k(m)m'',$$

Нижче виписані решта других похідних від гідродинамічних функцій.

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{tt}^s &= \omega(1 - \omega) \frac{\dot{R}^3}{R^2} \left[B^2[15(\omega - 2)] + B[(5\omega^2 - 7\omega - 2)N - 4(\omega - 2)m] - \right. \\ &\quad \left. - N^2[\omega(\omega - 2)(2\omega - 3)] - Nm[\omega^2 + \omega - 4] - N[(2 - \omega)(3 - \omega)] + \right. \\ &\quad \left. + m^2[\omega - 2] + m[2(2 - \omega)] + m'[2(2 - \omega)] + Q[-6\omega + 13 + 1/(1 - \omega)] \right] \\ \rho_{at}^s &= \frac{\omega}{1 - \omega} \frac{\dot{R}}{R^2} (\rho^o)^s [B^2[-3(11\omega - 9)] + B[(7\omega^2 - 17\omega + 11)N + 2(8\omega - 7)m] + \\ &\quad + N^2[2(1 - \omega)] + Nm[3(-\omega^2 + 3\omega - 2)] + N[(1 - \omega)(3 - \omega)] + \\ &\quad + m^2[3(1 - \omega)] + m[-2(1 - \omega)] + m'[-2(1 - \omega)] + Q[6\omega - 7]] \\ \rho_{tt}^s &= \frac{\omega}{1 - \omega} \frac{\dot{R}^2}{R^2} (\rho^o)^s [B^2[3(11\omega - 10)] + B[(-7\omega^2 + 16\omega - 10)N - 2(8\omega - 5)m] + \\ &\quad + N^2[2(\omega - 1)] + Nm[3\omega^2 - 8\omega + 5] + N[-\omega^2 + 5\omega - 4] + \\ &\quad + m^2[3\omega - 2] + m[-(2\omega - 3)] + m'[-(2\omega - 3)] + Q[-2(3\omega - 5)]] \\ \mathbf{P}_{aa}^s &= -\omega \frac{\dot{R}^2}{R^2} (\rho^o)^s [B^2[15(1 - \omega)(2 - \omega)] + B[(5\omega^3 - 13\omega^2 + 3\omega + 6)N + \\ &\quad + (-4\omega^2 + 17\omega - 14)m] + N^2[2\omega(1 - \omega)(2 - \omega)^2] + Nm[(1 - \omega)(\omega^2 + \omega - 6)] + \\ &\quad + N[(1 - \omega)(2 - \omega)^2] + m^2[(1 - \omega)(3 - \omega)] + m[(2\omega - 3)(1 - \omega)] + \\ &\quad + m'[(2\omega - 3)(1 - \omega)] + Q[2(1 - \omega)(3\omega - 5)]] \\ \mathbf{P}_{at}^s &= \omega \frac{\dot{R}^3}{R^2} (\rho^o)^s [B^2[15(\omega - 1)(\omega - 2)] + B[(5\omega^3 - 15\omega^2 + 9\omega + 2)N + 4(1 - \omega)(\omega - 2)m] + \\ &\quad + N^2[2\omega(1 - \omega)(2 - \omega)^2] + Nm[(1 - \omega)(\omega^2 - 4)] + N[(1 - \omega)(2 - \omega)(3 - \omega)] + \\ &\quad + m^2[(1 - \omega)(2 - \omega)] + m[-2(1 - \omega)(2 - \omega)] + m'[-2(1 - \omega)(2 - \omega)] + \\ &\quad + Q[(1 - \omega)(6\omega - 13) - 1]] \\ \mathbf{P}_{tt}^s &= \omega(2 - \omega) \frac{\dot{R}^4}{R^2} (\rho^o)^s [B^2[3(5\omega - 4)] + B[(5\omega^2 - 8\omega + 2)N - 4(4\omega - 1)m] + \\ &\quad + N^2[2\omega(1 - \omega)(2 - \omega)] + Nm[1 - \omega^2] + N[-\omega^2 + 5\omega - 4] + \\ &\quad + m^2[\omega] + m[-(2\omega - 3)] + m'[-(2\omega - 3)] + Q[-2(3\omega - 5)]] \end{aligned}$$

Запропонований алгоритм дозволяє знаходити аналогічні часткові похідні довільного порядку.

2.1.4. Тестування методу.

2.1.4.1. Масштабні перетворення. Для зручності введемо безрозмірні змінні, при використанні яких розрахунок точкового вибуху в середовищі з розподілом густини, що містить тільки один параметр з розмірністю віддалі (наприклад, шкала висот H), має універсальний характер і вимагає для конкретної моделі лише перерахунку масштабів величин відповідно до конкретних значень початкових параметрів E_o , $\rho^o(0)$, та H .

Отже,

$$\begin{aligned} r^* &= r/R_m & \rho^* &= \rho/\rho_m \\ \tau &= t/t_m & D^* &= D/D_m \\ P^* &= P/P_m & T^* &= T/T_m \\ E^* &= E/E_m & M^* &= M/M_m \end{aligned}$$

де для $N = 2$

$$\begin{aligned} R_m &= H & \rho_m &= \rho^o(0) \\ t_m &= \alpha_A(2, \gamma)^{1/2} E_o^{-1/2} \rho_o^{1/2}(0) R_m^{5/2} & D_m &= \alpha_A(2, \gamma)^{-1/2} E_o^{1/2} \rho_o^{-1/2}(0) R_m^{-3/2} \\ P_m &= \alpha_A(2, \gamma)^{-1} E_o R_m^{-3} & T_m &= \alpha_A(2, \gamma)^{-1} A_{\text{gas}}^{-1} E_o \rho_o^{-1}(0) R_m^{-3} \\ E_m &= \alpha_A(2, \gamma)^{-1} E_o & M_m &= \rho_o(0) R_m^3 \end{aligned}$$

2.1.4.2. Порівняння методу з відомими розв'язками проблеми. Пропонований метод точно описує траєкторію УХ у автомоделних (Сєдовських) випадках з $m(R) = \text{const} \leq N + 1$, включаючи однорідне ($m = 0$) середовище.

Точність апроксимаційної формули (2.1)-(2.5) при відтворенні форми УХ обговорювалася у [20, 8], тому тут обмежимося порівнянням запропонованого методу з найбільш детальними числовими дослідженнями - випадком вибуху у плоскій експоненційній атмосфері [18] :

$$\rho^o(z) = \rho^o(0) \cdot \exp\left(-\frac{z}{H}\right), \quad z = r \cos \theta, \quad (2.43)$$

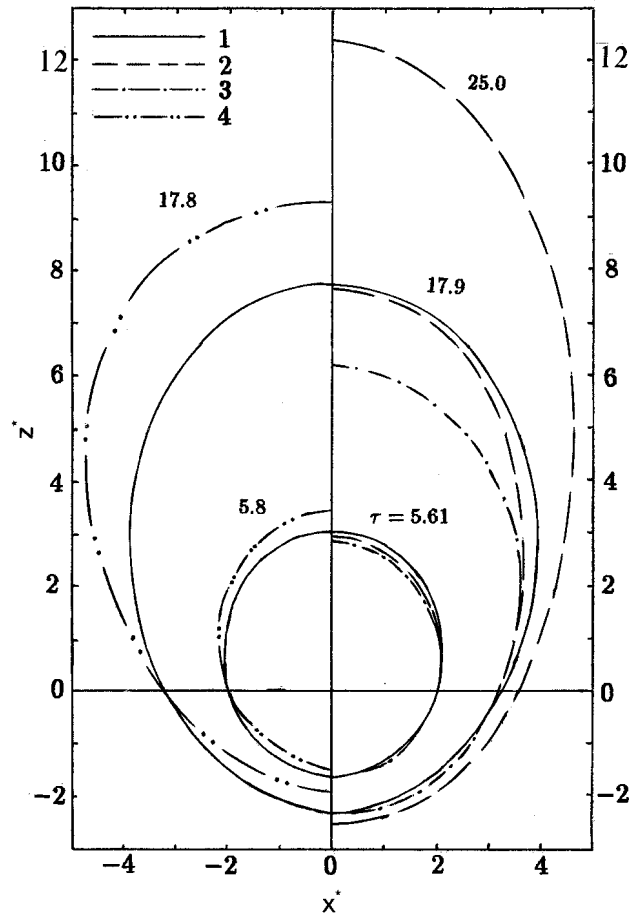


Рис. 2.1 Профілі фронту УХ (у x^*0z^* площині) від НЗН у неоднорідному експоненційному середовищі (2.43) для різних моментів часу τ . Лінія 1 – прямий чисельний 2D розрахунок; лінія 2 – апроксимаційний закон (2.5); лінія 3 – чисельна реалізація секторного наближення; лінія 4 – наближення тонкого шару.

де r є відстанню від центру вибуху θ – кутом між розглядуваним напрямом та напрямом, протилежним до градієнту густини, H – масштабом висоти.

На рис. 2.1 представлені результати прямих 2D чисельних розрахунків задачі спільно з результатами різних наближених методів [18]. Виявляється, що в межах секторного наближення апроксимаційна формула відновлює профіль краще, ніж пряме використання чисельного методу в межах цього наближення. Вона дещо завищує швидкість УХ при русі в бік зменшення густини та занижує швидкість УХ в щільніших шарах і, як наслідок, діє аналогічно ефекту перерозподілу енергії в неоднорідному середовищі [8]. Ми очікуємо, що аналогічна тенденція спостерігати-

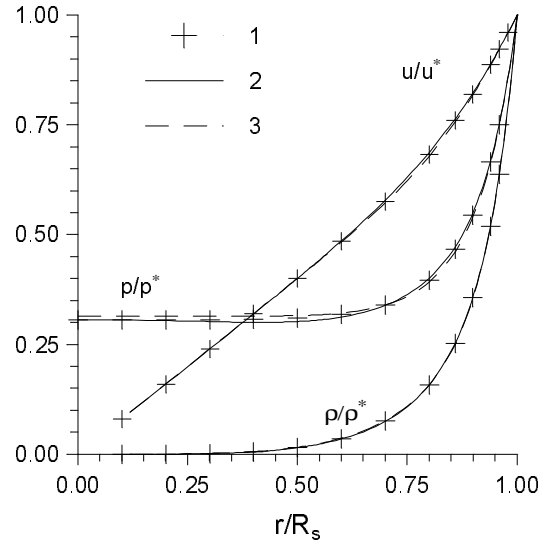


Рис. 2.2 Розподіл густини, тиску та швидкості газу всередині ЗН у однорідному середовищі: 1 – розв’язок Седова [35], 2 – запропонований метод, 3 – апроксимація Кана [143]. $\gamma = 1.4$.

меться в довільно неоднорідних середовищах.

Як можна побачити, для максимального досягнутого у 2D чисельних розрахунках моменту часу $\tau = 17.9$ запропонований метод є точним всередині 7%, тобто порядку точності самого чисельного методу. Поряд з цим чисельна реалізація секторного наближення (1D чисельні розрахунки в кожному секторі) володіє значно нижчою точністю, лише близько 20%.

Іншою важливою характеристикою точності, яка контролює прискорення УХ в експоненційному середовищі, є час прориву висхідної УХ τ_{br} . Зшивання 2D чисельного розв’язку для $\tau \leq 17.9$ та автомобельного розв’язку при $\tau > 17.9$ для випадку $\gamma = 1.4$ дає $\tau_{br} = 29.6$ [18], тоді як апроксимація (2.5) дає $\tau_{br} = 30.8$.

Точність відновлення характеристик газу всередині залишку ілюструють рис. 2.2-2.3. На рис. 2.2 зображена початкова стадія еволюції ЗН, яка відповідає автомобельному розв’язку Седова для $\rho^o = \text{const}$. Просторовий розподіл гідродинамічних характеристик, а саме тиску $P(r, t)$, густини $\rho(r, t)$, температури $T(r, t)$ та швидкості плазми $u(r, t)$ всередині ЗН у випадку $m = 0$ є точним всередині 3%. Вплив неод-

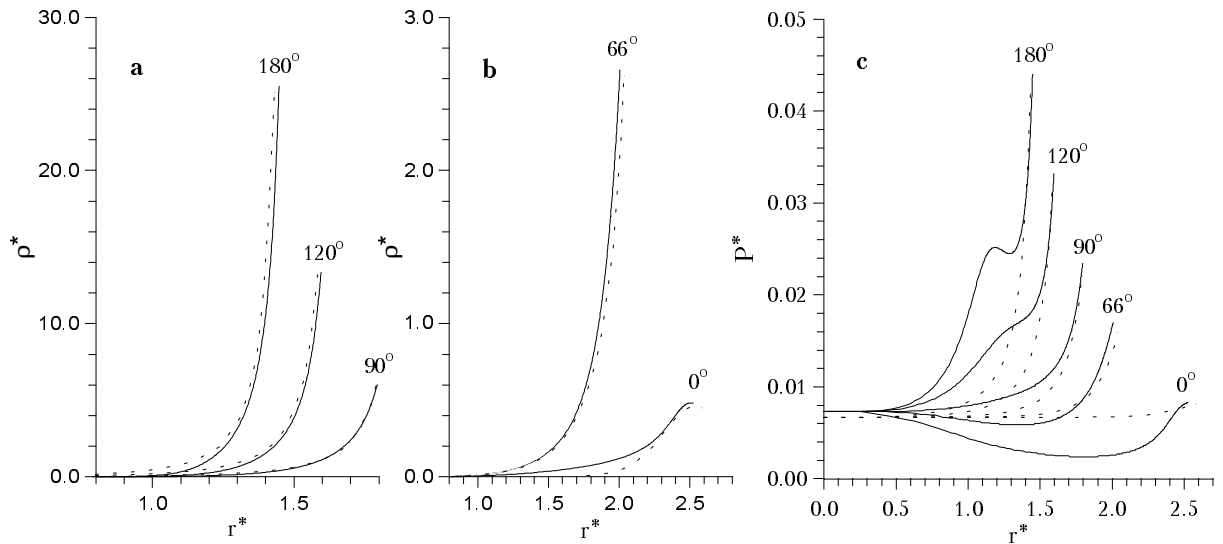


Рис. 2.3 Розподіл густини а), б) та тиску с) всередині НЗН у плоскій експоненційній атмосфері (2.43) для різних напрямів з місця вибуху для безрозмірного часу $\tau = 4.268$. Суцільні лінії репрезентують запропонований метод, штрихові – прямий 2D чисельний розрахунок [18]. $\gamma = 1.4$.

неоднорідності експоненційного середовища (2.43) ілюструє рис. 2.3. На ньому штриховою лінією нанесені для порівняння результати числового двовимірного розрахунку [18].

Всі ці результати виявляють, що запропонований метод володіє достатньо високою точністю у всіх випадках, де головне припущення – секторне наближення – може бути застосоване. Так, наприклад, даний метод не гарантує достатньої точності у випадку взаємодії ЗН з малою щільною хмарою радіусом значно меншим за радіус УХ, коли потік плазми ЗН огинає хмару.

Отримані результати свідчать, що запропонований метод не тільки правильно відтворює якісну картину розвитку вибуху в неоднорідному середовищі, але й забезпечує точність, достатню для моделювання еволюції НЗН у середовищах з великомасштабним градієнтом густини.

2.2. Аналітична апроксимація розв'язків Сєдова у середовищі зі степеневим законом розподілу густини в лагранжевих координатах

Розглянемо розв'язки Сєдова [35] задачі про сильний точковий вибух в середовищі зі степеневим законом зміни густини ρ^o

$$\rho^o(r_o) = \rho_o(0)r_o^{-m}, \quad (2.44)$$

де r_o – відстань від центру вибуху, який співпадає з центром симетрії розподілу густини.

Тейлор [208] незалежно розв'язав цю задачу для однорідного середовища наближено. Основна ідея Тейлора полягала в апроксимації розподілу швидкості газу за фронтом УХ. Кан [143] запропонував апроксимацію автомодельних розв'язків в однорідному середовищі. Його техніка ґрунтується на наближенні розподілу мас всередині збуреної області. Використовуючи методологію Кана, Кокс та Франко [90] побудували апроксимації точних розв'язків Сєдова в степеневому середовищі (2.44) з $m \leq 2$. За тією ж методологією, Кокс та Андерсон [89] побудували апроксимацію для опису збуреного регіону та руху УХ в однорідному середовищі зі скінченим ненульовим тиском.

У цьому підрозділі розроблено нову апроксимацію розв'язків Сєдова для середовища зі степеневим законом розподілу густини (2.44) при $m \leq 2$. Основною ідеєю нашого підходу є апроксимувати зв'язок між Лагранжевою та Ейлеровою координатами елементів течії. Ця апроксимація може бути використана для дослідження іонізаційної структури адіабатичних течій. З іншого боку її можна розглядати як додатковий тест на запропонований в підрозділі 2.1 наближений метод.

2.2.1. Особливості розв'язків Сєдова. Зупинимось спочатку на особливостях розв'язків Сєдова (параграф 1.2.2.1) в середовищі зі степеневим характером розподілу густини (2.44).

УХ рухається зі сповільненням, коли $m < N+1$, та з прискоренням при $m > N+1$.

Якщо $m \geq N + 1$, маса всередині будь-якої сфери, яка містить центр симетрії й кінетична енергія руху рівні нескінченості. Тому ми будемо розглядати далі лише $m < N + 1$.

Радіус R та швидкість D УХ в середовищі (2.44) з $m < N + 1$ є

$$R = \left(\frac{E_o}{\alpha_A \rho^o(0)} \right)^{1/(N+3-m)} t^{2/(N+3-m)} \quad (2.45)$$

$$D(R) = \frac{2}{3 + N - m} \left(\frac{E_o}{\alpha_A \rho^o(0)} \right)^{1/2} \cdot R^{(m-(N+1))/2} \quad (2.46)$$

Розподіл характеристик газу за фронтом є автомодельним, тобто, для будь-якого часу t розподіли густини ρ , тиску P , швидкості течії u та Лагранжева координата a виражаються як

$$\rho(r, t) = \rho_s(t) \cdot \rho(r), \quad (2.47)$$

$$P(r, t) = P_s(t) \cdot P(r), \quad (2.48)$$

$$u(r, t) = u_s(t) \cdot u(r), \quad (2.49)$$

$$a_o(r) = R(t) \cdot a(r) \quad (2.50)$$

де $r = r_o(t)/R(t)$, a_o – початкове положення частинки газу.

Газ заповнює повністю збурену область ($0 \leq r_o \leq R$) коли

$$m \leq m_1 = \frac{1 + 3N + (1 - N)\gamma}{\gamma + 1} \quad (2.51)$$

При $m \rightarrow m_1$ центральний тиск $P(0) \rightarrow 0$. Якщо $m > m_1$, поблизу центру вибуху формується порожнина. В однорідному середовищі ($m = 0$) така порожнина утворюється при $\gamma > \gamma^* = (1 + 3N)/(N - 1)$.

Для $m = m_1$ (або $\gamma = \gamma^*$ в однорідному середовищі) розв'язок має просту форму:

$$\begin{aligned} \rho(r) &= r^{N-1}, & P(r) &= r^{N+1}, \\ u(r) &= r, & a(r) &= r^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \end{aligned} \quad (2.52)$$

Тут ми не будемо розглядати випадки $m > m_1$.

Особливості в автомодельних розв'язках з'являються також при $m_2 = (N+1)(2-\gamma)$ та $m_3 = (2(\gamma-1)+(N+1))/\gamma$. В цих випадках деякі показники степенів в розв'язках

перетворюються на нескінченість. Автомоделльні розв'язки для цих випадків одержані Коробейніковим та Рязановим [27]. Відмітимо, що для $N = 2$ та $\gamma = 5/3$ $m_1 = 2$, $m_2 = 1$, $m_3 = 13/5$.

Автомоделльна постійна $\alpha_A = \alpha_A(N, \gamma, m)$ в рівняннях для $R(t)$ й $D(R)$ є різною для різних N, γ, m . Вона може бути одержана з рівняння енергетичного балансу

$$\frac{1}{\sigma} E_o = \int_0^R \frac{\rho(r, t) u(r, t)^2}{2} r^N dr + \int_0^R \frac{P(r, t)}{\gamma - 1} r^N dr \quad (2.53)$$

де $\sigma = 2\pi N$ для $N = 1, 2$ та $\sigma = 2$ для $N = 0$. Якщо перейти до нормованих параметрів, використовуючи (2.47)-(2.49) та

$$\rho^s = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} (\rho^o)^s, \quad P^s = \frac{2}{\gamma + 1} (\rho^o)^s D^2, \quad u^s = \frac{2}{\gamma + 1} D \quad (2.54)$$

одержимо для степеневого середовища

$$\alpha_A = \frac{8}{\gamma^2 - 1} \cdot \frac{\sigma}{(3 + N - m)^2} \cdot (I_K + I_T) \quad (2.55)$$

де

$$I_K = \int_0^1 \rho(r) u(r)^2 r^N dr, \quad I_T = \int_0^1 P(r) r^N dr \quad (2.56)$$

2.2.2. Аналітична апроксимація в лагранжевих координатах. Основою методу, за яким буде одержано апроксимацію автомоделльних розв'язків, є наближення відношення $r = r(a, t)$ між лагранжевою a та ейлеровою r координатами газу. На противагу методу розрахунку в загальному випадку неоднорідності середовища, врахуємо тут залежність автомоделльної постійної α_A та фактору C від m .

2.2.2.1. Апроксимація зв'язку між Лагранжевою та Ейлеровою координатами. Апроксимація зв'язку $r = r(a, t)$ дається формулою (2.12). Коефіцієнти $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ та показник степеня x вибираються так, щоб дати точні значення похідних $r_a^s, r_{aa}^s, r_{aaa}^s$ на фронті УХ ($a = 1$) та $(\partial \ln r / \partial \ln a)^0 = x$ й $(\partial r / \partial (a^x))^0 = C$ в місці вибуху ($a = 0$). Вони даються формулами (2.13)-(2.16).

В термінах a відношення (2.12) та його перша похідна запишуться так

$$r(a) = a^x (B_0 - B_1 a + B_2 a^2 - B_3 a^3 + B_4 a^4), \quad (2.57)$$

$$r_a(a) = a^{x-1}(A_0 - A_1a + A_2a^2 - A_3a^3 + A_4a^4), \quad (2.58)$$

де

$$\begin{aligned} B_0 &= 1 + \alpha + \beta + \gamma + \delta = C, & A_0 &= xB_0, \\ B_1 &= \alpha + 2\beta + 3\gamma + 4\delta, & A_1 &= (1+x)B_1, \\ B_2 &= \beta + 3\gamma + 6\delta, & A_2 &= (2+x)B_2, \\ B_3 &= \gamma + 4\delta, & A_3 &= (3+x)B_3, \\ B_4 &= \delta, & A_4 &= (4+x)B_4. \end{aligned}$$

Спосіб одержання похідних r_a , r_{aa} , r_{aaa} описаний в пункті 2.1.3. Вирази для розрахунку цих похідних даються (2.39), (2.40), (2.42).

В степеневому середовищі (2.44) $m' = 0$. Беручи до уваги рівняння для радіусу та швидкості УХ (2.45), (2.46) можемо записати, що

$$B = -\frac{(N-m)+1}{2}, \quad (2.59)$$

$$Q = \frac{[(N-m)+1][(N-m)+2]}{2}. \quad (2.60)$$

Спрощені вирази для r_a^s , r_{aa}^s , r_{aaa}^s при $\gamma = 1.3$, $7/5$, $5/3$ наведено в табл. 2.3.

Як вже зазначалося, в автомобельному розв'язку при $r \rightarrow 0$ залежність $r(a)$ є

$$r = C \cdot a^x. \quad (2.61)$$

Для $m < m_1$ зв'язок між фактором C та нормованим значенням центрального тиску $P(0) = P(0,t)/P^s(t)$ дається виразом (2.19). У випадку $m = m_1$ точний розв'язок (2.52) дає x й $C = 1$.

Загальна формула для показника x :

$$x = \begin{cases} (\gamma-1)/\gamma & \text{for } m < m_1 \\ (\gamma-1)/(\gamma+1) & \text{for } m = m_1 \end{cases}. \quad (2.62)$$

Точні вирази для $P(0)$ в автомобельному розв'язку при $m \leq m_1$ одержані Седовим [35], при $m = m_2$ Коробейніковим та Рязановим [27].

$$P(0) = 0 \text{ при } m = m_1.$$

У випадку $m < m_1$ й $m \neq m_2$

$$P(0) = \left(\frac{1}{2}\right)^{\varepsilon_0} \left(\frac{\gamma+1}{\gamma}\right)^{\varepsilon_1} \left(\frac{m_3-m}{m_1-m}\right)^{\varepsilon_2 \varepsilon_3} \quad (2.63)$$

$$\varepsilon_0 = \frac{2(N+1)}{N+3-m}$$

$$\varepsilon_1 = \frac{2(N+1)}{N+3-m} + \frac{\gamma(m-(N+1))}{(N+1)(2-\gamma)-m}$$

$$\varepsilon_2 = \frac{(N+1-m)(N+3-m)}{(N+1)(2-\gamma)-m} + m - 2$$

$$\varepsilon_3 = \frac{\gamma+1}{(N+1)(\gamma-1)+2} - \frac{2}{N+3-m} - \frac{1-\gamma}{\gamma(2-m)+N-1}$$

Якщо $m = m_2$, то

$$P(0) = \left(\frac{1}{2}\right)^{\varepsilon_4} \left(\frac{\gamma+1}{\gamma}\right)^{\varepsilon_5} \exp\left(-\frac{\gamma+1}{4}\varepsilon_4\right) \quad (2.64)$$

$$\varepsilon_4 = \frac{4(N+1)}{(N+1)(\gamma-1)+2}$$

$$\varepsilon_5 = \frac{4(N(\gamma-1)-1)}{(N+1)(\gamma-1)+2}$$

Розраховані значення $P(0)$ та C для ряду випадків N , γ й m показані в табл. 2.2 та 2.4.

2.2.2.2. Розподіл характеристик течії. Точні вирази для густини ρ та тиску P за фронтом УХ, який рухається в степеневе середовище (2.44) впливають з (2.9) та (2.10):

$$\rho(a) = \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \cdot a^{N-m} \cdot \left(r(a)^N \cdot r_a(a)\right)^{-1}, \quad (2.65)$$

$$P(a) = \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^\gamma \cdot a^{N(\gamma-1)-1} \cdot \left(r(a)^N \cdot r_a(a)\right)^{-\gamma}. \quad (2.66)$$

Швидкість $u(a)$ можна знайти з (2.11). А саме, оскільки $r_o = rR$ часова похідна $dr_o/dt = Rr_t + Rr_a a_t + rD$. Також $a_t = -aD/R$ й, в автомобельному випадку, $r_t = 0$.

Отже, швидкість рівна

$$u(a) = \frac{\gamma+1}{2} (r(a) - r_a(a)a) \quad (2.67)$$

Таблиця 2.3

Похідні зв'язку між Лагранжевою та Ейлеровою координатами на фронті УХ, яка рухається в степеневе середовище (2.44).

γ	Похідна
1.3	$r_a^s = \frac{3}{23}$ $r_{aa}^s = \frac{30}{23^3} (-17N + 23m - 69)$ $r_{aaa}^s = \frac{30}{2^2 23^3} (-k_1 N^2 + k_2 Nm + k_3 N - 6m^2 - 240m + 590)$ $k_1 = 2.1210, k_2 = 7.3043, k_3 = 178.9565$
7/5	$r_a^s = \frac{1}{6}$ $r_{aa}^s = \frac{5}{2^3 3^3} (-2N + 3m - 9)$ $r_{aaa}^s = \frac{5}{2^5 3^5} (-2N^2 + 9Nm + 183N - 9m^2 - 270m + 675)$
5/3	$r_a^s = \frac{1}{4}$ $r_{aa}^s = \frac{3}{2^6} (-N + 2m - 6)$ $r_{aaa}^s = \frac{3}{2^9} (Nm + 19N - 2m^2 - 36m + 94)$

Таблиця 2.4 $P(0)$, розрахований згідно точного розв'язку, та C . $N = 2$.

m	$P(0)$			C		
	$\gamma = 1.3$	$\gamma = 7/5$	$\gamma = 5/3$	$\gamma = 1.3$	$\gamma = 7/5$	$\gamma = 5/3$
-4	0.4414	0.4268	0.3954	1.0197	1.0233	1.0293
-3	0.4354	0.4193	0.3848	1.0233	1.0276	1.0350
-2	0.4270	0.4088	0.3696	1.0284	1.0339	1.0433
-1	0.4143	0.3928	0.3463	1.0364	1.0438	1.0570
1	0.3482	0.3087	0.2217	1.0837	1.1054	1.1556
2	0.2054	0.1273	0.0000	1.2406	1.3648	1.0000

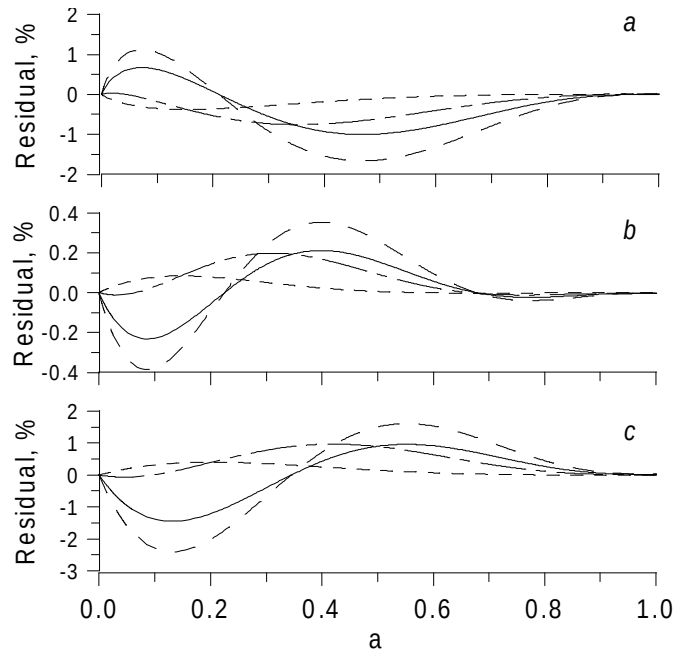


Рис. 2.4 Точність запропонованої апроксимації в однорідному середовищі ($m = 0$) при $\gamma = 5/3$. а) Відносна похибка апроксимації для $N = 0$. б) Відносна похибка для $N = 1$. с) Відносна похибка для $N = 2$. Лінії: 1 – $\rho(a)$, 2 – $P(a)$, 3 – $u(a)$, 4 – $r(a)$.

2.2.2.3. *Автомодельна постійна α_A* . Автомодельна постійна $\alpha_A(N, \gamma, m)$ в рівняннях для $R(t)$ й $D(R)$ (2.45), (2.46) одержується з (2.55) де

$$I_K = \frac{\gamma^2 - 1}{4} \int_0^1 (r(a) - r_a(a)a)^2 a^{N-m} da \quad (2.68)$$

$$I_T = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^\gamma \int_0^1 (r(a)^N r_a(a))^{1-\gamma} a^{N(\gamma-1)-1} da \quad (2.69)$$

Чисельні значення $\alpha_A(N, \gamma, m)$ з точного розв'язку наведено в табл. 2.1.

2.2.3. Точність апроксимації. Отже, підстановкою апроксимації (2.57) для $r(a)$ й (2.58) для $r_a(a)$ в (2.65), (2.66) та (2.67), одержуються апроксимації параметрів потоку. Радіус $R(t)$ та швидкість $D(R)$ УХ одержується після підстановки (2.57)-(2.58) в (2.68)-(2.69).

Табл. 2.5 дає розраховані коефіцієнти апроксимації $r(a)$ для ряду випадків.

Точність запропонованої апроксимації демонструють рис. 2.4 і 2.5. Точність є високою в області високих густин. Рис. 2.6 показує поведінку апроксимації параметрів течії порівняно з точним розв'язком для $m = -4$, коли максимальна похибка

Таблиця 2.5 Коефіцієнти в апроксимації (2.57).

γ	N	m	B_0	B_1	B_2	B_3	B_4
1.3	0	0	1.1244	0.1361	-0.01032	-0.03161	-0.009610
	1	0	1.0721	-0.008203	-0.1503	-0.08796	-0.01795
	2	0	1.0507	-0.02932	-0.1062	-0.02202	0.004179
		-4	1.0197	0.1825	0.6017	0.6345	0.1955
		-3	1.0233	0.1148	0.4054	0.4593	0.1454
		-2	1.0284	0.05184	0.2143	0.2864	0.09552
		-1	1.0364	-0.0007243	0.03700	0.1214	0.04732
		1	1.0837	0.01566	-0.1409	-0.09439	-0.02149
		2	1.2406	0.5550	0.5640	0.3251	0.07550
7/5	0	0	1.1429	0.1435	-0.03801	-0.05383	-0.01526
	1	0	1.0863	-0.01064	-0.1838	-0.1096	-0.02271
	2	0	1.0618	-0.03676	-0.1384	-0.03826	0.001525
		-4	1.0233	0.2193	0.7219	0.7601	0.2342
		-3	1.0276	0.1369	0.4836	0.5479	0.1736
		-2	1.0339	0.06052	0.2515	0.3379	0.1131
		1	1.0438	-0.003355	0.03515	0.1365	0.05421
		1	1.1054	0.03030	-0.1640	-0.1164	-0.02749
		2	1.3648	0.9586	1.09929	0.6628	0.1574
5/3	0	0	1.1670	0.1333	-0.1127	-0.1074	-0.02833
	1	0	1.1112	-0.01510	-0.24655	-0.1530	-0.03276
	2	0	1.0833	-0.05189	-0.2130	-0.08708	-0.009294
		-4	1.0293	0.2837	0.9302	0.9766	0.3008
		-3	1.0350	0.1744	0.6152	0.6971	0.2213
		-2	1.0433	0.07170	0.3041	0.4162	0.1406
		-1	1.0570	-0.01334	0.01359	0.1452	0.06128
		1	1.1556	0.08965	-0.1753	-0.1471	-0.03778
		2	1.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

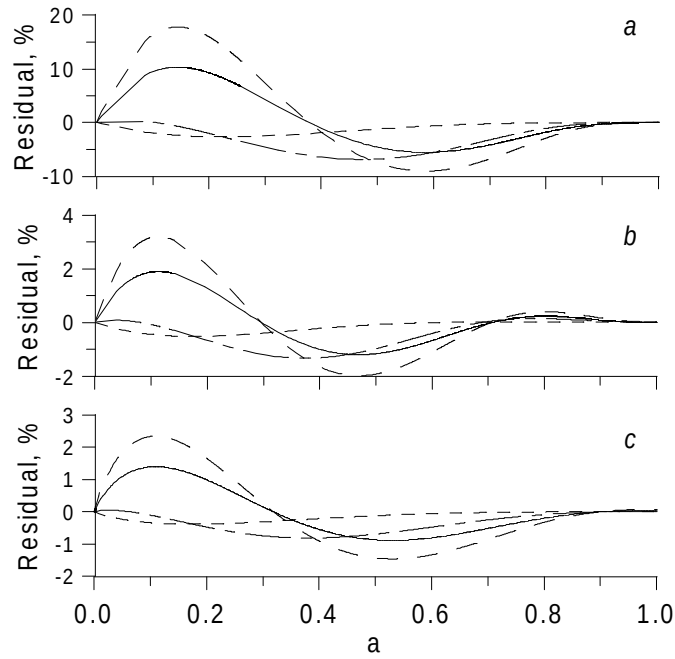


Рис. 2.5 Точність запропонованої апроксимації в степеневому середовищі (2.44) при $N = 2$ та $\gamma = 5/3$. а) Відносна похибка апроксимації для $m = -4$. б) Відносна похибка для $m = -2$. с) Відносна похибка для $m = 1$. Лінії ті ж, що й на рис.2.4.

апроксимації 18%. Наша апроксимація (2.12) для $r(a)$ співпадає з точним розв'язком (2.52) у випадку $m = m_1$.

2.3. Методика розрахунку характеристик X-випромінювання несферичних ЗН

У цій роботі будуть розглянуті особливості теплового рентгенівського випромінювання несферичних ЗН за умов рівноважної іонізації плазми всередині ЗН, оскільки ми ставили за мету оцінити ефекти, зумовлені неоднорідністю середовища. Важливо відмітити, що запропонований метод, який ґрунтується на використанні лагранжевих змінних, дозволяє прослідкувати еволюцію кожного елемента газу всередині ЗН і, тим самим, провести розрахунки для випадку відсутності теплової та іонізаційної рівноваги, що ми плануємо зробити в майбутньому.

Введемо основні характеристики рентгенівського випромінювання ЗН.

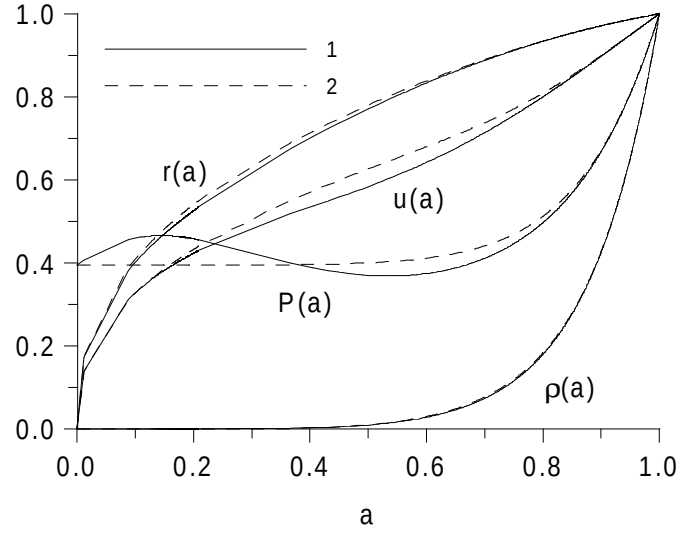


Рис. 2.6 Розподіл апроксимованих параметрів течії за фронтом УХ в степеневому середовищі (2.44) з $m = -4$ у порівнянні з автомодельним розв'язком. Лінії: 1 – апроксимація, 2 – розв'язок Сєдова. $\gamma = 5/3$, $N = 2$.

Повна світність ЗН L_x визначається у сферичних координатах (r, θ, ϕ) як

$$L_x = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{R_s(\theta, \phi)} \epsilon(r, \theta, \phi) r^2 dr, \quad (2.70)$$

де ϵ – випромінювальна здатність одиниці об'єму

$$\epsilon = \Lambda(T) n_e n_H. \quad (2.71)$$

Функція втрат $\Lambda(T)$ є проінтегрованою по енергіям квантів ε сумою вкладів втрат плазми в континуумі $\Lambda_c(T, \varepsilon)$ та в лініях $\Lambda_l(T, \varepsilon)$.

Спектральний індекс α рівний

$$\alpha = -\frac{\partial \ln F_\varepsilon}{\partial \ln \varepsilon}, \quad (2.72)$$

де потік енергії у континуумі F_ε на енергії фотонів ε всього ЗН може бути розрахований також як інтеграл по всьому об'єму ЗН V

$$F_\varepsilon = \int_V \Lambda_c(T, \varepsilon) n_e n_H dV = \int_V P_c(T, \varepsilon) dV. \quad (2.73)$$

Ми аналізуємо також розподіл поверхневої яскравості $S(x, z)$

$$S(x, z) = \frac{1}{4\pi} \int_{y_1}^{y_2} \Lambda(T) n_e n_H dy \quad (2.74)$$

та поверхневий розподіл спектрального індексу

$$\alpha(x, z) = -\frac{\partial \ln}{\partial \ln \varepsilon} \int_{y_1}^{y_2} P_c(T, \varepsilon) dy, \quad (2.75)$$

де інтегрування проводиться вздовж лінії зору (вісь y) всередині об'єму ЗН.

Зауважимо, що для елемента об'єму dV

$$\alpha_v = -\frac{\partial \ln P_c}{\partial \ln \varepsilon} = \frac{\varepsilon}{kT} - \frac{\partial \ln G_c}{\partial \ln \varepsilon}. \quad (2.76)$$

Тому спектральний індекс випромінювання певного об'єму ЗН чи випромінювання з певної площі ЗН на картинній площині є усереднене значення локальних α_v чи $\alpha(x, z)$:

$$\alpha = -\frac{1}{F_x} \int_V P_c \frac{\partial \ln P_c}{\partial \ln \varepsilon} dV = \frac{\int P_c \alpha_v dV}{\int P_c dV} \quad (2.77)$$

або

$$\alpha = \frac{\int \int P_c(x, z) \alpha(x, z) dx dy}{\int \int P_c(x, z) dx dy} \quad (2.78)$$

де $P_c(x, z) = \int P_c dy$ інтеграл по променю зору в об'ємі ЗН.

У даній роботі розрахунки для оптично тонкої високотемпературної корональної плазми з хімічним вмістом Аллена [48] (табл. 1.1) проводитимуться за використання формули для енергії рентгенівської світності у континуумі на одиничний інтервал енергії квантів P_c [164] (в одиницях $\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$)

$$P_c(T, \varepsilon) = 1.652 \cdot 10^{-23} n_e^2 G_c(T, \varepsilon) T_6^{-1/2} \exp\left(\frac{-11.59\varepsilon}{T_6}\right), \quad (2.79)$$

де $\varepsilon > 0.1 \text{ keV}$ енергія фотонів у keV , T_6 температура плазми у 10^6 K , n_e концентрація електронів, G_c фактор Гаунта. Повний фактор Гаунта G_c є сумою факторів Гаунта для вільно-вільних G_{ff} , вільно-зв'язаних G_{fb} та двофотонних $G_{2\gamma}$ переходів.

Апроксимацію для повного фактора Гаунта G_c як суми згаданих трьох процесів взято також з [164]:

$$G_c(T, \varepsilon) = 27.83(T_6 + 0.65)^{-1.33} + 0.35\varepsilon^{-0.34} T_6^{0.422}. \quad (2.80)$$

Ця апроксимація відтворює втрати у континуумі з точністю $10 \div 20\%$ для $T \geq 3 \cdot 10^6 \text{ K}$ та $30 \div 50\%$ для $T = (0.2 \div 3) \cdot 10^6 \text{ K}$.

Для розрахунків емісії плазми у континуумі та лініях у різних енергетичних діапазонах нами апроксимовано дані моделі випромінювання плазми Раймонда й Сміта [178]. Нижче наведено апроксимації для функції втрат плазми $\Lambda(T)$ у відповідних діапазонах (в ерг $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$):

$\varepsilon = 0.1 \div 2.4 \text{ кеВ}$:

$$\Lambda^{0.1-2.4}(T) = 10^{-21.80} T_6^{-0.63} \exp\left(\frac{-1.40}{T_6}\right), \quad (2.81)$$

(з точністю $5 \div 30\%$ для $\lg T = 5.3 \div 8$);

$\varepsilon > 4.5 \text{ кеВ}$:

$$\Lambda^{>4.5}(T) = 10^{-22.42} \exp\left(\frac{-39.50}{T_6^{0.77}}\right), \quad (2.82)$$

(з точністю $1 \div 8\%$ для $\lg T = 6.7 \div 8$);

$\varepsilon > 0.1 \text{ кеВ}$:

$$\Lambda^{>0.1}(T) = \Lambda^{0.1-2.4}(T) + 10^{-24.4} T_6^{0.8}, \quad (2.83)$$

(з точністю $7 \div 35\%$ для $\lg T = 5.5 \div 8$).

2.4. Висновки

Розроблена в цьому розділі методика розрахунку гідродинамічної еволюції залишку несферичного вибуху Наднової в неоднорідному середовищі дає можливість провести детальне моделювання фізичних умов всередині ЗН і може служити теоретичною базою для побудови багатовимірних моделей ЗН з метою аналізу спостережень цих об'єктів, зокрема тих, які здійснюються чи будуть здійснюватися на орбітальних X-обсерваторіях ROSAT, ASCA, Chandra X-ray Telescop, XMM, СПЕКТР-Рентген-Гамма та ін.

Запропонована аналітична апроксимація розв'язків Сєдова у середовищі зі степневим законом розподілу густини у лагранжевих координатах може бути корисним засобом швидкої побудови моделі сферичного ЗН, особливо з метою оцінити динаміку ефектів нерівноважної іонізації всередині області, збуреної ударним фронтом, який поширюється у неоднорідному середовищі.

Далі в цій роботі метод буде використаний для аналізу закономірностей впливу неоднорідного середовища та несферичного вибуху на морфологію, рентгенівське випромінювання та просторовий розподіл X-характеристик несферичних ЗН. Будуть також побудовані моделі ЗН RCW86, Тихо, IC443, які завдяки методу враховують еволюцію цих ЗН у МЗС з великомасштабним градієнтом густини.

РОЗДІЛ 3

ЕВОЛЮЦІЯ ЗН В СЕРЕДОВИЩІ З ВЕЛИКОМАСШТАБНИМ ГРАДІЄНТОМ ГУСТИНИ. ЗАГАЛЬНІ ЗАКОНОМІРНОСТІ ТА ПРОЯВИ У РЕНТГЕНІВСЬКОМУ ДІАПАЗОНІ

В цьому розділі буде розглянуто вплив неоднорідного середовща з великомасштабним градієнтом густини на морфологію, світність, форму неперервного спектру (спектральний індекс) теплового рентгенівського випромінювання залишків сферичного (підрозділ 3.1) та несферичного вибуху (підрозділ 3.2) Наднової. Наша увага буде зосереджена також на просторовому розподілі характеристик X-випромінювання НЗН.

Можливість вивчити такі закономірності з'явилася вперше (розділ 1) завдяки описаному в розділі 2 наближеному гідродинамічному методу.

Результати, представлені тут, опубліковані в [12, 135].

3.1. Анізотропні ЗН, породжені сферичним вибухом Наднової

В дослідженні загальних особливостей несферичних ЗН обмежимося спочатку випадком сферичного вибуху Наднової та розглянемо еволюцію такого залишку в середовищі з великомасштабним розподілом густини. Під сферичним вибухом розуміється ізотропний розподіл енергії вибуху E_o : $dE_o/d\Omega = \text{const}$, де Ω – тілесний кут.

3.1.1. Морфологія ЗН в неоднорідному середовищі. Особливості еволюції форми адіабатичних ЗН у середовищах з великомасштабним градієнтом густини розглянемо на прикладі кількох типових неоднорідностей МЗС.

Результати будуть представлені в безрозмірних змінних (підпункт 2.1.4.1): відстань $r^* = r/R_m$ й час τ . Використання цих змінних є зручним, оскільки дозволяє

шляхом простого перемасштабування одержати результат для будь-якого набору початкових параметрів E_o , $\rho^o(0)$, t , R_m .

3.1.1.1. Плоске експоненційне середовище. Одним з типів у астрофізичних умовах розподілів густини є експоненційний. Він зустрічається в планетних, сонячній та зоряних атмосферах, міжзоряних хмарах, газових дисках галактик тощо. Розглянемо еволюцію форми фронту УХ від точкового вибуху в середовищі з плоским експоненційним розподілом густини

$$\rho^o(z) = \rho^o(0) \cdot \exp\left(-\frac{z}{H}\right), \quad z = r \cos \theta, \quad (3.1)$$

де r є відстанню від центру вибуху, θ – кутом між розглядуваним напрямом та напрямом, протилежним до градієнту густини, H – масштабом висоти ($R_m = H$).

Типовий контраст густини середовища (в області МЗС, розташованій далеко від стрибків густини) вздовж поверхні ЗН очікується в межах $10 \div 10^3$, тому типові радіуси ЗН будуть порядку кількох масштабів висоти H . Еволюцію форми таких НЗН представлено на рис. 3.1. Можемо бачити з цього рисунку помітну нечутливість *видимої* форми НЗН до фонового градієнта густини. Справді, навіть для проєкції з найбільшим розкриттям ЗН зі значною реальною анізотропією форми (так, для $\tau = 7$ $R_{\max}^*/R_{\min}^* = R_{\theta=0}^*/R_{\theta=\pi}^* = 2$) видима форма відрізняється від своєї сферичної апроксимації лише на 5.8%. Важливо відмітити, що інші можливі орієнтації осі ЗН сферизують видиму форму внаслідок проєкційного ефекту.

На рис. 3.2 представлено еволюцію деяких характеристик УХ. Основний результат – це те, що середні характеристики видимої форми ЗН (такі, наприклад, як середній видимий радіус та ін.) є звичайно близькі до аналогічних характеристик Седовського ЗН з тими ж початковими параметрами й лише значний градієнт густини МЗС вздовж поверхні НЗН призводить до помітної несферичності видимої форми НЗН.

Слід наголосити, що навіть коли видима форма НЗН близька до сферичної, візуальний геометричний центр НЗН не співпадає з реальним положенням зорі-

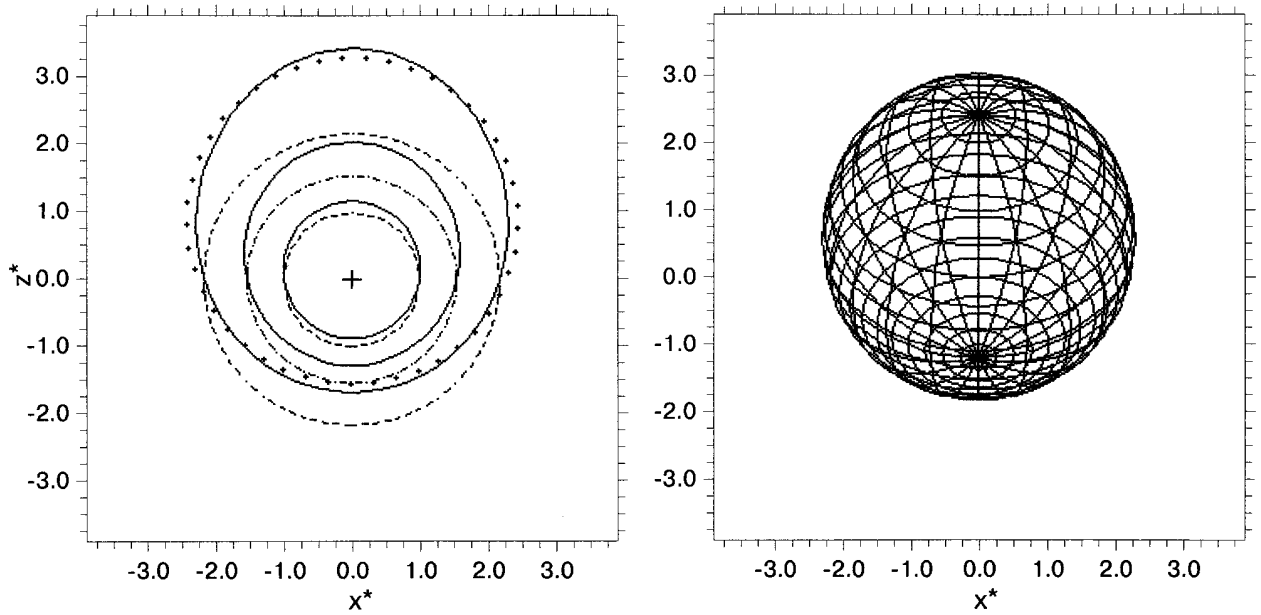


Рис. 3.1 Зліва: Профілі фронту УХ (у x^*0z^* площині) від НЗН у неоднорідному експоненційному середовищі (3.1) (суцільна лінія) та однорідному середовищі (штрихова лінія) для безрозмірного моменту часу $\tau = 1, 3, 7$. Точкова лінія подає апроксимацію сферою профілю для $\tau = 7$. Справа: 3D форма того ж ЗН для $\tau = 7$. Кут між віссю симетрії НЗН та небесною площиною (площина x^*0z^*) складає 45° .

попередника Наднової: положення останнього зміщене на проекції порівняно з геометричним центром в сторону зростання густини (поверхневої яскравості). Це важливо для оцінки області можливої локалізації компактного зоряного залишка.

3.1.1.2. Середовище зі степеневим розподілом густини. Серед ряду причин, що зумовлюють великомасштабну неоднорідність середовища в околі зорі-попередника Наднової, відмітимо присутність міжзоряних хмар, каверн, утворених іншими Надновими, зоряних вітрів від ОВ-асоціацій в областях зореутворення тощо. Широко поширеним розподілом густини в околі Наднової в такому випадку є степеневий:

$$\rho^o(\tilde{r}) = \rho_o(\tilde{r}/R_m)^\omega. \quad (3.2)$$

Розглянемо еволюцію форми ударного фронту від точкового вибуху в середовищі з сферично симетричним степеневим законом розподілу густини за умови, що місце вибуху $r = 0$ зміщене на відстань r_o від центру симетрії $\tilde{r} = 0$ (джерела вітру

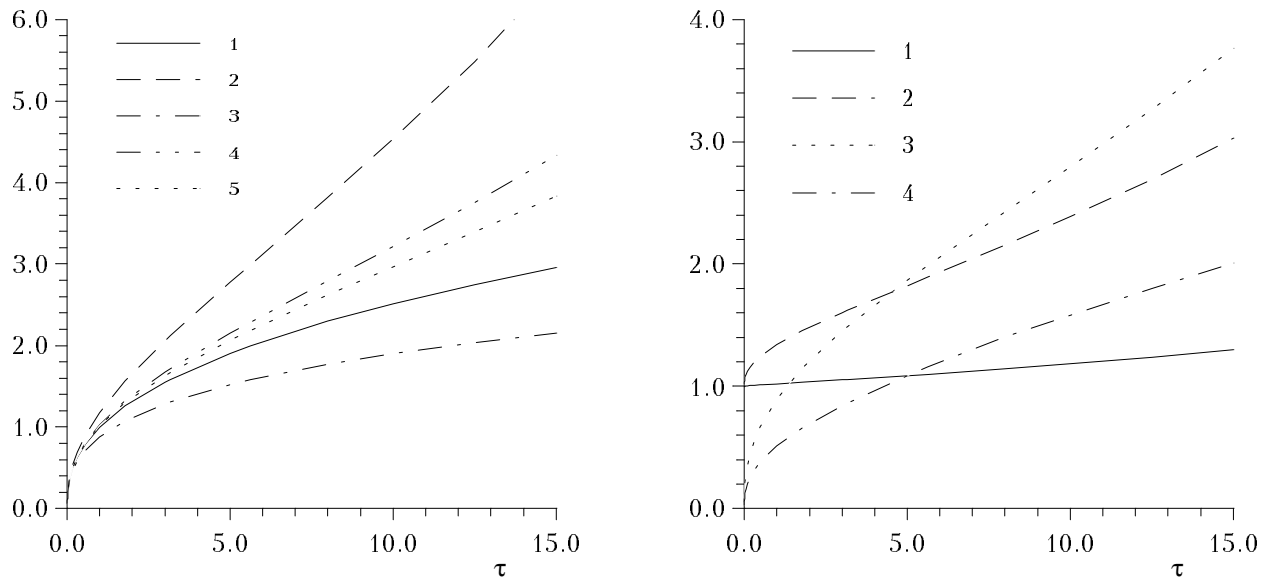


Рис. 3.2 Еволюція форми та характеристик УХ для випадку точкового вибуху у плоскому експоненційному середовищі (3.1). Зліва: 1 – радіус УХ R^* в напрямі $\theta = 90^\circ$ $R_{\pi/2}^*$ (він рівний R_s^* для випадку однорідного середовища); 2 – R_0^* ; 3 – R_π^* ; 4 – $(R_0^* + R_\pi^*)/2$; 5 – середній видимий радіус НЗН в експоненційному середовищі. Справа: 1 – відношення максимального до мінімального діаметрів видимої форми фронту УХ; 2 – відношення R_0/R_π ; 3 – $\lg(\rho_\pi/\rho_0)$; 4 – $\lg(T_0/T_\pi)$.

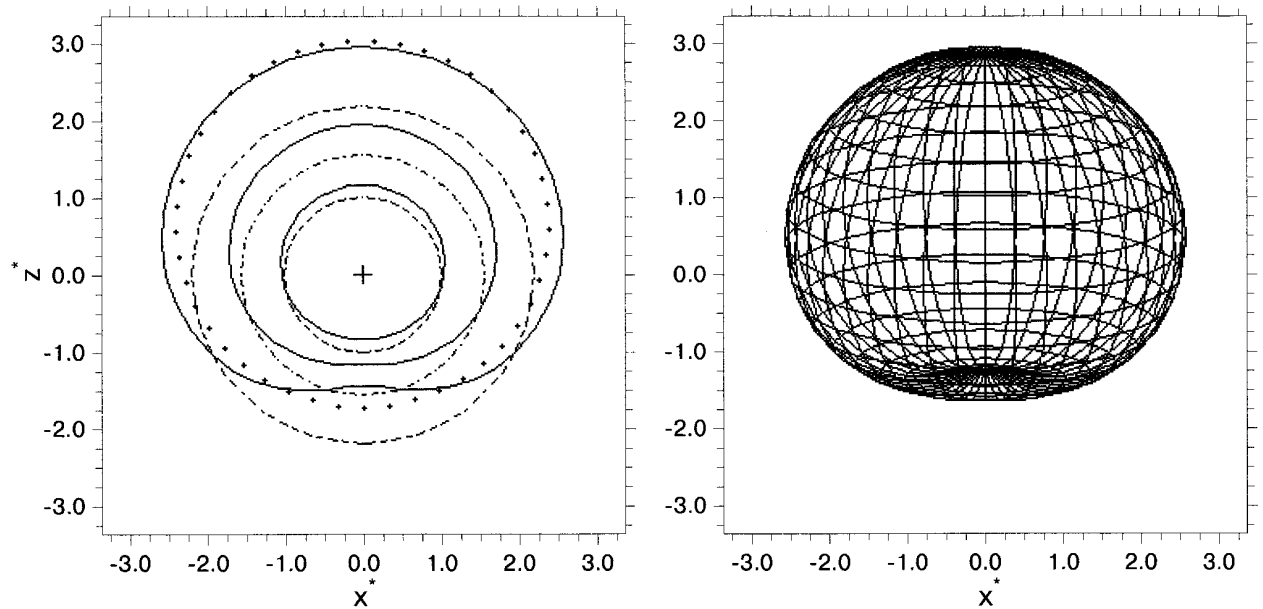


Рис. 3.3 а) та б) Теж що і на рис. 3.1 для степеневого розподілу густини (3.3) для $r_0^* = 1.75$. Кут між віссю симетрії НЗН та небесною площиною на рисунку б) рівний 15° .

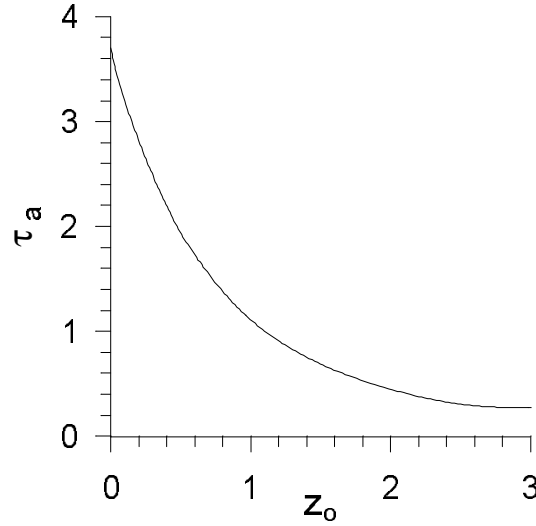


Рис. 3.4 Час прориву τ_a для вибуху в середовищі з гаусівським розподілом густини (3.4) в залежності від висоти z_o центра вибуху над площиною $z = 0$.

тощо). В такому разі розподіл густини як функція віддалі r від місця вибуху запишеться так:

$$\rho^o(r, \theta) = \rho^o(0) \left(\frac{\sqrt{r_o^2 + r^2 + 2rr_o \cos \theta}}{r_o} \right)^w, \quad (3.3)$$

де $\rho^o(0)$ початкова густина у точці вибуху. Тут і далі у цьому розділі ми беремо $w = -2$ та $r_o = 1.75R_m$.

Еволюція форми НЗН у такому середовищі показана на рис. 3.3. Варто зазначити, що видима форма такого ЗН може видовжуватися впоперек градієнта густини.

Як можна бачити з рис. 3.3, б, аналогічно до попереднього випадку експоненційного розподілу густини (Fig. 3.1, б), проекція форми НЗН на небесну площину призводить до сферизації його видимої форми. Отже, сферичність видимої форми ЗН не може гарантувати однорідності МЗС та ізотропії вибуху зорі-попередника.

3.1.1.3. Середовище з гаусівським розподілом густини. Еволюція ЗН в середовищі з гаусівським розподілом густини

$$\rho^o(r) = \rho^o(0) \cdot \exp\left(-(z/H)^2\right), \quad z = r \cdot \cos \theta \quad (3.4)$$

детально проаналізована у [8]. Розрахований за апроксимаційною формулою для швидкості УХ (2.1) час прориву τ_a в залежності від висоти вибуху z_o над площиною

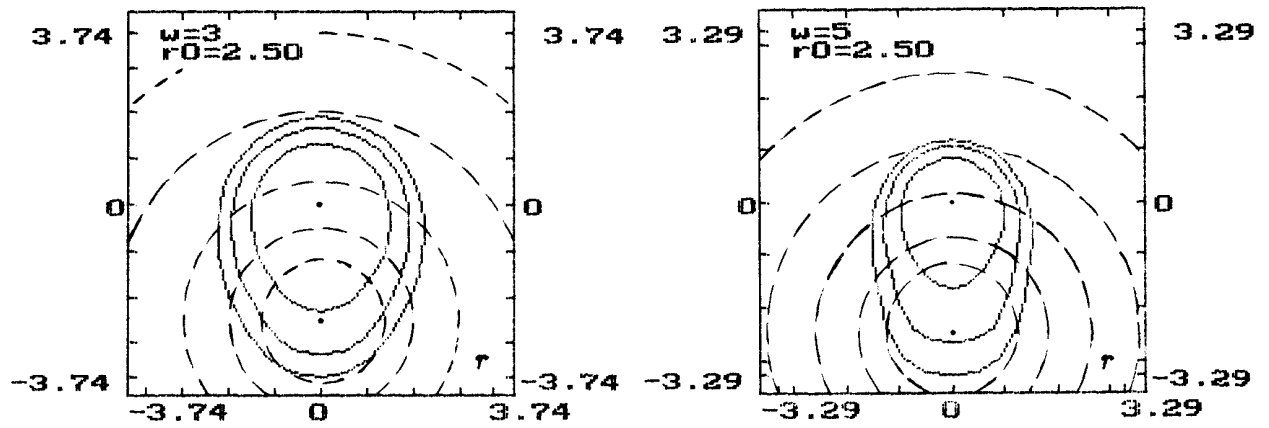


Рис. 3.5 Еволюція форми залишку при спалаху в каверні, утвореній вибухом попередньої Наднової. Розподіл густини середовища задавався виразом (3.5) з $r_o = 2.5$. Профілі побудовані для моментів часу: а) – $\tau = 3, 6, 9$; б) – $\tau = 1, 2, 3$. Штрихами нанесені лінії рівної густини середовища з фактором 3 (а) та 5 (б).

$z = 0$ зображений на рис. 3.4.

3.1.1.4. Залишок в каверні попередньої Наднової. Рис. 3.5 демонструє розвиток залишку при спалаху в каверні, утвореній вибухом попередньої Наднової

$$\rho^o(r, \theta, \phi) = \rho^o(0) \cdot \left(1 + \left(\frac{\sqrt{r^2 + r_o^2 - 2rr_o \cos \theta}}{H} \right)^w \right), \quad (3.5)$$

з центром нового вибуху, зміщеним на віддаль r_o відносно попереднього.

3.1.1.5. Середовище з 3-D експоненційним розподілом густини. Один з варіантів суттєво тривимірної форми залишку Наднової у різних проекціях показаний на рис. 3.6 для різних моментів часу. Розподіл густини середовища, у якому відбувався вибух, задавався наступним:

$$\rho^o(r, \theta, \phi) = \rho^o(0) \cdot \exp\left(-\frac{r}{H} \cdot \cos \theta\right) \cdot \exp\left(-\frac{r}{H} \cdot \sin \theta \cdot \cos \phi\right). \quad (3.6)$$

3.1.2. Еволюція повної рентгенівської світності та спектрального індексу.

Вплив оточуючого середовища на теплове рентгенівське випромінювання адіабатичних ЗН розглянемо на прикладі середовищ з плоским експоненційним (3.1) та степеневим розподілом густини (3.3).

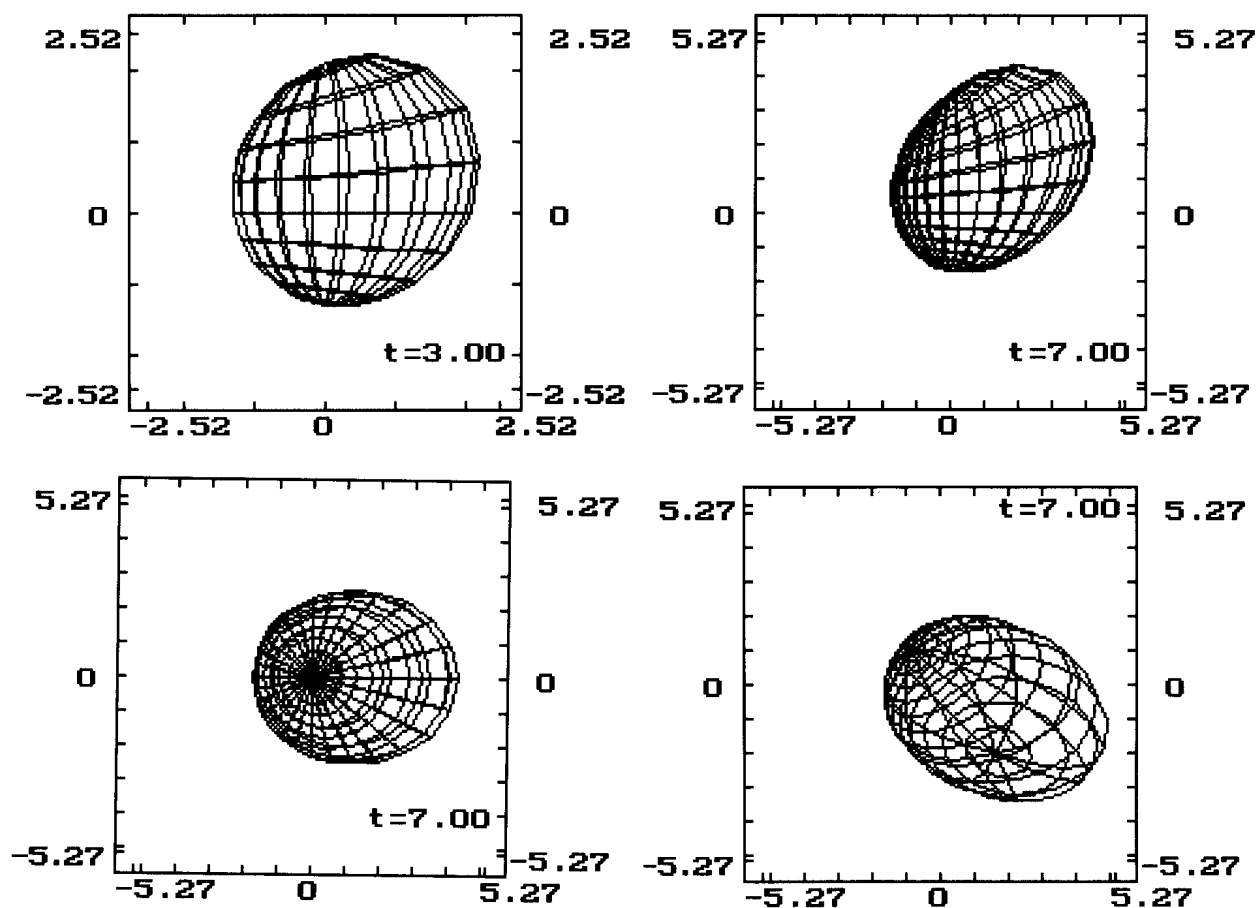


Рис. 3.6 Еволюція форми залишку при спалаху в середовищі з 3D розподілом густини (3.6). Кути власного обертання, прецесії та нутації рівні відповідно: а), б) $\pi/2$, 0, 0; в) 0, $\pi/2$, $\pi/2$; г) 0, $3\pi/4$, $3\pi/4$.

Відомо, що розв'язки Сєдова [35] для ЗН у однорідному середовищі однозначно визначаються трьома початковими параметрами, наприклад, енергією вибуху $E_o = 10^{51} E_{51}$ ерг, початковою концентрацією атомів водню у місці вибуху n_H^o та часом з моменту вибуху t . Форма інтегрального спектру (від усього ЗН), зокрема, спектральний індекс α , такого ЗН з фіксованим хімічним вмістом залежить лише від одного параметру (температури на фронті УХ T_s) у випадку рівноважної іонізації та від двох (T_s поряд з $\eta = E_o (n_H^o)^2$) у випадку НРІ [128]. Для оцінки повного потоку (світності) Сєдовського ЗН за умов НРІ ми потребуємо додатково третього параметру, наприклад, енергії вибуху E_o [128]. За рівноважної іонізації у Сєдовському випадку світність залежить лише від двох параметрів T_s та $\zeta = E_{51} n_H^o$.

Якщо Наднова вибухає у неоднорідному середовищі, ми маємо додатковий четвертий параметр, який характеризує неоднорідність розподілу густини (у випадку, коли неоднорідність характеризується лише одним параметром). У розглядуваних вище випадках це шкала висот H для експоненційного розподілу густини (3.1) чи відстань r_o для "зміщеного" степеневого розподілу (3.3).

Можна було б очікувати, що у випадку НЗН повна рентгенівська світність L_x як також і спектральний індекс α будуть сильно залежати від характеристик неоднорідності середовища. Для перевірки цієї гіпотези нами було прораховано широкую сітку моделей еволюції рентгенівського випромінювання від НЗН, які розвиваються у неоднорідному МЗС та порівняно їх зі ЗН в однорідному середовищі. Наша сітка моделей покриває діапазон параметрів, які відповідають рамкам адіабатичної стадії еволюції ЗН (підрозділ 1.2), тобто радіуси ЗН змінюються від $R_i = (3M_{ej}/4\pi\rho^o(0))^{1/3} \simeq 2.5(n_H^o)^{-1/3}$ пк коли нагребена з МЗС маса речовини стає рівна масі викиду $M_{ej} \simeq 1M_\odot$, до R_f , коли ефективна температура T_{ef} відповідає максимуму на кривій втрат плазми на випромінювання $T_{ef} \simeq 1.3T_s = 5.2 \cdot 10^5$ К [31].

У неоднорідному середовищі величина R_f залежить від конкретного розподілу густини в обраному напрямі (секторі). Отже, якщо розподіл густини у секторі є

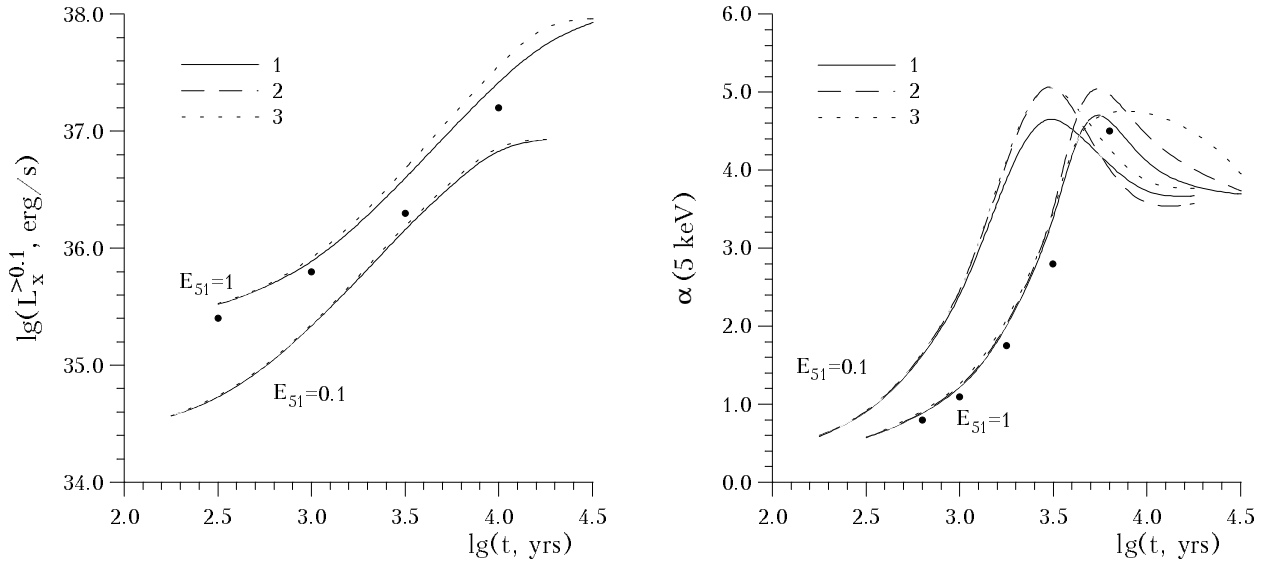


Рис. 3.7 Еволюція світності $L_x^{>0.1 \text{ keV}}$ у діапазоні $> 0.1 \text{ keV}$ та спектрального індексу $\alpha(5 \text{ keV})$ ЗН в однорідному середовищі (лінія 1), в експоненційному середовищі (3.1) з $H = 80 \text{ пк}$ (лінія 2) та $H = 10 \text{ пк}$ (лінія 3). В усіх випадках $n_H^o(0) = 1 \text{ cm}^{-3}$. Результати чисельних розрахунків з [128] для однорідного середовища та $E_{51} = 1$ для плазми з хімічним вмістом Майєра [161] зображені точками. Тут і далі $\gamma = 5/3$.

експоненційним, $n_H^o(r) = n_H^o(0) \cdot \exp(\pm r/H)$, ми можемо оцінити R_f з відношення

$$R_f \cdot \exp\left(\pm \frac{R_f}{3H}\right) = 25 \left(\frac{E_{51}}{n_H^o(0)}\right)^{1/3} \text{ пк}. \quad (3.7)$$

Для однорідного середовища $H = \infty$, тому

$$R_{\max} \simeq 25 E_{51}^{0.3} n_H^o(0)^{-0.3} \text{ пк}, \quad (3.8)$$

що близьке до значень, одержаних іншими авторами [31]. У наших розрахунках за кінець адіабатичної стадії брався час, коли умова адіабатичності порушувалася для сектору $\theta = \pi/2$. Для розглядуваних тут параметрів МЗС максимальні радіуси ЗН не перевищують кількох масштабів висот. Тому на одержаних результатах не позначиться прискорення УХ, яке є суттєвим фактором лише на значно більших відстанях.

На рис. 3.7 показано еволюцію рентгенівської світності у діапазоні $\varepsilon > 0.1 \text{ keV}$ та спектрального індексу α на 5 keV для НЗН у експоненційному середовищі. Вид-

но, що обидві рентгенівські характеристики поведуться аналогічно до випадку Сєдовського ЗН, а подібність у поведінці зростає із зменшенням градієнту густини оточуючого середовища (із зростанням H) та зменшенням енергії вибуху. Результати розрахунків Сєдовського випадку для $E_{51} = 1$ [128], представлені на рис. 3.7, дещо відрізняються від одержаних тут рентгенівських світностей при низьких температурах. Це може бути спричинене, зокрема, відмінностями у атомних даних та хімічному вмісті (модель випромінювання Раймонда та Сміта [178], яка використовується у даній роботі, вживає хімічний вміст Аллена [48], тоді як у [128] використовується вміст Майєра [161]), оскільки наші результати для Сєдовського випадку співпадають з результатами у [151] та [144] для моделі випромінювання Раймонда та Сміта [178] з точністю до 25%.

Розраховані сітки моделей НЗН (табл. 3.1-3.4) підтверджують, що аналогія в еволюції інтегральних характеристик НЗН зі сферичними ЗН є внутрішньо властива рентгенівському випромінюванню НЗН. Дійсно, з табл. 3.1-3.4 можна побачити, що у широкому діапазоні концентрацій в точці вибуху $n_{\text{H}}^{\circ}(0) = 0.1 \div 10 \text{ cm}^{-3}$ рентгенівська світність адіабатичних НЗН, які еволюціонують у середовищі з достатньо сильним градієнтом густини ($H = 10 \text{ пк}$) в різних енергетичних діапазонах є близькими до рентгенівських світностей сферичних ЗН в однорідному середовищі з такими ж початковими параметрами. Розбіжності зростають з віком ЗН та зі зменшенням $n_{\text{H}}^{\circ}(0)$. Однак навіть для старих адіабатичних НЗН (наприклад, $t = 3 \cdot 10^4$ років) у середовищі з низькою концентрацією ($n_{\text{H}}^{\circ}(0) = 0.1 \text{ cm}^{-3}$) максимальна різниця є порядку 60% (для $\tau = 17.5$). Розбіжності у спектральному індексі адіабатичних НЗН не перевищують 10%. табл. 3.1 показує, що світність у діапазоні $\varepsilon > 4.5 \text{ кеВ}$ є також близькою до Сєдовського випадку. Два останні факти виявляють факт подібності повного спектру ЗН у однорідному середовищі та несферичних ЗН.

Ми очікуємо, що поведінка інтегральних характеристик рентгенівського випромінювання НЗН в інших випадках гладких розподілів густини оточуючого середо-

Таблиця 3.1

Світність у діапазоні $\varepsilon > 0.1$ кеВ та $\varepsilon > 4.5$ кеВ (у дужках) НЗН у експоненціальному середовищі (3.1) з $H = 10$ пк (верхні стрічки) у порівнянні з Сєдовськими ЗН (нижні стрічки). Енергія вибуху Наднової рівна $E_{51} = 1$.

$lg(t_p)$	$\tau(n_H^o)^{1/2}$	$lg(n_H^o)$				
		-1	-0.5	0	0.5	1
2.5	0.056	-	34.97 (34.66)	35.53 (35.28)	36.12 (35.88)	36.74 (36.42)
		-	34.96 (34.64)	35.52 (35.27)	36.11 (35.87)	36.73 (36.42)
3.0	0.176	34.65 (34.39)	35.26 (34.93)	35.92 (35.42)	36.62 (35.83)	37.35 (36.12)
		34.61 (34.37)	35.23 (34.92)	35.89 (35.41)	36.60 (35.83)	37.34 (36.13)
3.5	0.555	35.25 (34.31)	35.95 (34.61)	36.68 (34.79)	37.43 (34.83)	38.19 (34.80)
		35.10 (34.33)	35.84 (34.63)	36.60 (34.79)	37.38 (34.82)	38.16 (34.78)
3.75	0.987	35.72 (33.94)	36.41 (34.09)	37.13 (34.10)	37.86 (34.06)	38.57 (34.11)
		35.47 (33.98)	36.24 (34.07)	37.02 (34.05)	37.79 (34.03)	38.54 (34.10)
4.0	1.755	36.23 (33.40)	36.89 (33.41)	37.56 (33.37)	38.23 (33.43)	-
		35.88 (33.32)	36.66 (33.28)	37.42 (33.31)	38.15 (33.40)	-
4.25	3.121	36.74 (32.86)	37.30 (32.78)	37.88 (32.79)	-	-
		36.29 (32.53)	37.04 (32.60)	37.74 (32.72)	-	-
4.5	5.555	37.04 (32.54)	37.53 (32.40)	-	-	-
		36.65 (31.90)	37.33 (32.04)	-	-	-

Таблиця 3.2

Спектральний індекс $\alpha(5 \text{ кеВ})$ НЗН у середовищі (3.1) з $H = 10 \text{ пк}$ (верхні стрічки) у порівнянні з Сєдовським ЗН (нижні стрічки). Енергія вибуху Наднової $E_{51} = 1$.

$lg(t_p)$	$\tau(n_H^o)^{1/2}$	$lg(n_H^o)$				
		-1	-0.5	0	0.5	1
2.5	0.056	-	0.49	0.58	0.71	0.92
		-	0.49	0.57	0.70	0.91
3.0	0.176	0.75	0.95	1.26	1.74	2.47
		0.70	0.91	1.23	1.72	2.45
3.5	0.555	1.95	2.57	3.46	4.52	5.05
		1.72	2.45	3.49	4.67	5.06
3.75	0.987	3.06	3.81	4.70	4.89	4.24
		2.93	4.10	5.04	4.78	4.22
4.0	1.755	3.80	4.56	4.73	4.07	-
		4.67	5.06	4.45	4.05	-
4.25	3.121	4.02	4.55	4.01	-	-
		4.78	4.21	3.94	-	-
4.5	5.555	3.60	3.82	-	-	-
		4.05	3.85	-	-	-

Таблиця 3.3 Те ж, що й у табл. 3.1 для $E_{51} = 0.1$ і діапазону $\varepsilon > 0.1$ кеВ.

$lg(t_{yrs})$	$\tau(n_H^o)^{1/2}$	$lg(n_H^o)$				
		-1	-0.5	0	0.5	1
2.5	0.018	-	34.12	34.74	35.40	36.10
		-	34.11	34.73	35.39	36.10
3.0	0.056	33.92	34.62	35.35	36.11	36.89
		33.89	34.60	35.34	36.11	36.88
3.5	0.176	34.68	35.43	36.19	36.94	37.66
		34.60	35.38	36.16	36.92	37.65
4.0	0.555	35.56	36.23	36.86	37.43	37.90
		35.42	36.15	36.83	37.43	37.90

Таблиця 3.4 Те ж, що й у табл. 3.2 для $E_{51} = 0.1$.

$lg(t_{yrs})$	$\tau(n_H^o)^{1/2}$	$lg(n_H^o)$				
		-1	-0.5	0	0.5	1
2.5	0.018	-	0.71	0.92	1.23	1.72
		-	0.70	0.91	1.23	1.72
3.0	0.056	1.26	1.74	2.47	3.49	4.66
		1.23	1.72	2.45	3.49	4.67
3.5	0.176	3.46	4.52	5.05	4.48	4.05
		3.49	4.67	5.06	4.45	4.05
4.0	0.555	4.73	4.07	3.87	3.76	3.68
		4.45	4.05	3.85	3.74	3.66

Таблиця 3.5

Відношення характеристик ЗН (об'єм V , нагребена маса M та характеристична температура T_{ch}) у неоднорідному середовищі (з експоненційним (Е)(3.1) та степеневим (PL) (3.3) розподілами густини) до цих же ж характеристик ЗН в однорідному середовищі (індекс "s").

τ	V/V_s		M/M_s		T_{ch}/T_s	
	Е	PL	Е	PL	Е	PL
0.1	1.00	1.02	1.00	1.00	1.00	1.00
0.5	1.03	1.06	1.00	0.99	1.00	1.01
1.0	1.05	1.10	1.01	0.98	0.99	1.02
3.0	1.14	1.24	1.01	0.95	0.99	1.06
5.0	1.23	1.37	1.02	0.92	0.98	1.09
10.0	1.51	1.64	1.04	0.86	0.96	1.16
20.0	2.53	2.13	1.07	0.75	0.94	1.33

вища буде подібною до розглянутої вище, оскільки Х-випромінювання залежить в основному від міри емісії $EM \simeq n_e^2 V \simeq M^2 V^{-1}$, а маса нагребеного газу M та об'єм НЗН V залишаються близькими до маси та об'єму Сєдовського ЗН (табл 3.5). Останній факт дозволяє ввести характеристичну температуру для адіабатичних НЗН T_{ch} подібно до T_s в Сєдовському випадку:

$$T_{\text{ch}}^* = \frac{32\pi}{75} \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)^2} (M^*)^{-1}, \quad (3.9)$$

де $T^* = T/T_m$, $M^* = M/M_m$ (підпункт 2.1.4.1). Температура T_{ef} , визначена зі спостережуваного спектру, буде зв'язана з T_{ch} як й у випадку Сєдова: $T_{ef} \approx 1.3T_{\text{ch}}$ [113]. Ця температура може бути використана для оцінки параметрів моделі ЗН (маса, об'єм тощо).

Отже, результати показують, що інтегральні рентгенівські характеристики ЗН

Таблиця 3.6

Еволюція світності ЗН $L_x^{>0.1}$ та спектрального індексу $\alpha(5 \text{ кеВ})$ в однорідному (S) та експоненційному (E) середовищі (3.1).

$lg(T_{\text{ch}})$	модель	H	E_{51}	$lg\zeta = lg(n_H^o \cdot E_{51})$								
				-1			0			1		
				τ	$L_x^{>0.1}$	α_5	τ	$L_x^{>0.1}$	α_5	τ	$L_x^{>0.1}$	α_5
8.0	S				34.68	0.81		35.68	0.81		36.68	0.81
	E	80	1	0.004	34.68	0.82	0.001	35.68	0.82	8e-5	36.68	0.81
	E	10	0.1	0.015	34.68	0.82	0.002	35.68	0.82	3e-4	36.68	0.82
	E	10	1	0.696	34.73	0.88	0.102	35.69	0.83	0.015	36.68	0.82
7.2	S				35.49	3.02		36.49	3.02		37.49	3.02
	E	80	1	0.018	35.50	3.03	0.003	36.50	3.03	4e-4	37.49	3.02
	E	10	0.1	0.070	35.51	3.03	0.010	36.50	3.03	0.001	37.50	3.03
	E	10	1	3.232	35.75	3.13	0.474	36.56	3.05	0.070	37.51	3.03
6.4	S				36.56	4.18		37.56	4.18		38.56	4.18
	E	80	1	0.083	36.57	4.19	0.012	37.56	4.18	0.002	38.56	4.18
	E	10	0.1	0.323	36.59	4.20	0.047	37.57	4.18	0.007	38.56	4.18
	E	10	1	15.00	36.98	3.73	2.202	37.70	4.38	0.323	38.59	4.20

слабо залежать від градієнту оточуючого середовища (наприклад, від H). Тому, подібно до Сєдовського випадку, спектральний індекс залежить наближено також лише від одного параметру T_{ch} , а світність – від двох T_{ch} і $\zeta = E_{51}n_H^o(0)$. Максимальне відхилення від цього правила для НЗН в експоненційному середовищі досягає кілька відсотків для спектрального індексу та біля кількох десятків для світності (табл. 3.6).

Пояснення факту співпадіння значень повного потоку та форми неперервного спектру адіабатичних ЗН в однорідному та суттєво неоднорідному середовищі полягає у взаємній компенсації дефіциту емісії від областей з низькою густиною її

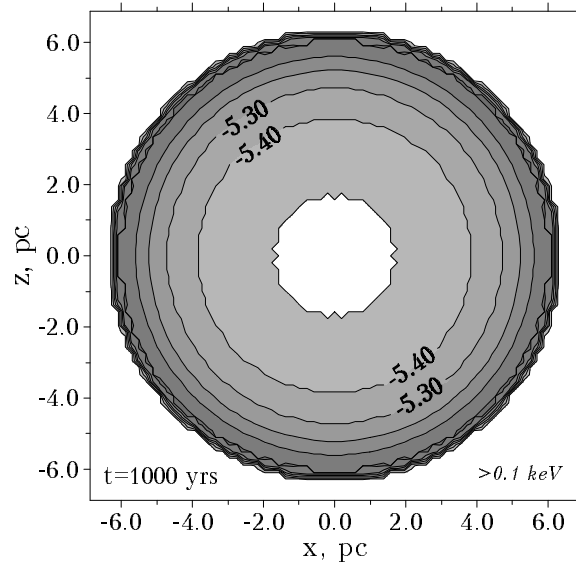


Рис. 3.8 Розподіл поверхневої яскравості $S^{>0.1}$ в діапазоні $\varepsilon > 0.1$ кеВ Сєдовського ЗН. Параметри моделі: $E_{51} = 1$, $n_{\text{H}}^{\circ}(0) = 0.2 \text{ cm}^{-3}$, $t = 1000$ років. Одержано $\lg(L_{\text{x}}^{>0.1}, \text{ ерг/с}) = 34.98$, $M = 9.4 M_{\odot}$, $T_{\text{s}} = 9.9 \cdot 10^7 \text{ K}$. Лінії однакових значень яскравості позначені величинами логарифму потоку $\lg(S)$. Місце вибуху знаходиться в початку координат.

надлишком в більш щільних областях. Цей факт пояснює дивну на перший погляд обставину, що інтегральні рентгенівські характеристики більшості ЗН з явно вираженою асиметрією описуються достатньо точно Сєдовською моделлю точкового вибуху в однорідному середовищі.

3.1.3. Поверхневий розподіл характеристик рентгенівського випромінювання.

3.1.3.1. Однорідне середовище. Найпростіший випадок розподілу поверхневої яскравості залишку у випадку ізотропного вибуху в однорідному середовищі показує рис. 3.8.

3.1.3.2. Плоске експоненційне середовище. Рис. 3.9–3.11 демонструє еволюцію поверхневої яскравості НЗН в середовищі з експоненційним розподілом густини (3.1). На початку еволюції ЗН карти поверхневої яскравості є дуже подібні до карт ЗН в однорідному випадку (рис. 3.8), але з віком відмінності стають більш

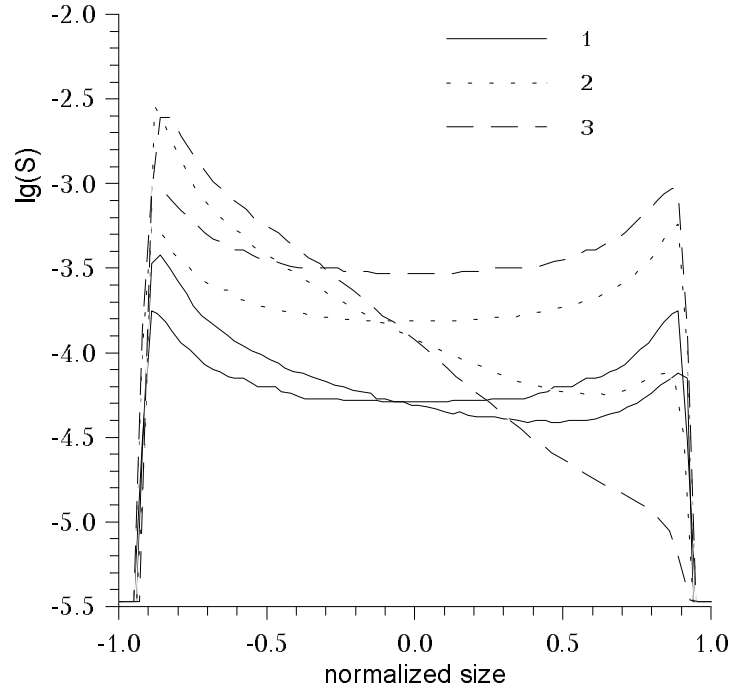


Рис. 3.9 Розподіл поверхневої яскравості $S^{>0.1}$ в діапазоні $\varepsilon > 0.1$ кеВ вздовж осі симетрії проекції ЗН в однорідному та експоненційному середовищі (3.1) для моментів часу $t = 1000$ років (крива 1), 5000 років (крива 2), 40000 років (крива 3). Параметри моделі: $E_{51} = 1$, $n_H^o(0) = 1 \text{ cm}^{-3}$, $H = 10$ пк.

помітними. Інтенсивність випромінювання зростає в густіших областях. Контраст яскравості $S_{\max}/S_{\min}$ може збільшуватися з часом до значень $\sim 10^5$ ($S_{\max}$ й $S_{\min}$ – значення максимального та мінімального максимумів яскравості в її поверхневому розподілі).

Для інтерпретації спостережень важливо врахувати, що проекційні ефекти також суттєво впливають на видиму морфологію НЗН. На цих рис. показані також три випадки проекції. Бачимо, що проекція зменшує реальну анізотропію та контрасти. Наприклад, за умов повного розкриття НЗН віком $t = 3300$ років (рис. 3.11) $S_{\max}/S_{\min} = 425$, а для кута проекції $\delta = 45^\circ$ це відношення рівне $S_{\max}/S_{\min} = 75$.

Контраст поверхневої яскравості в діапазоні $\varepsilon > 0.1$ кеВ очікується максимальним серед інших характеристик ЗН. Так, для ЗН віком $t = 3300$ років (рис. 3.11) контраст яскравості є $S_{\max}^{>0.1}/S_{\min}^{>0.1} = 425$, тоді як контраст густини за фронтом УХ

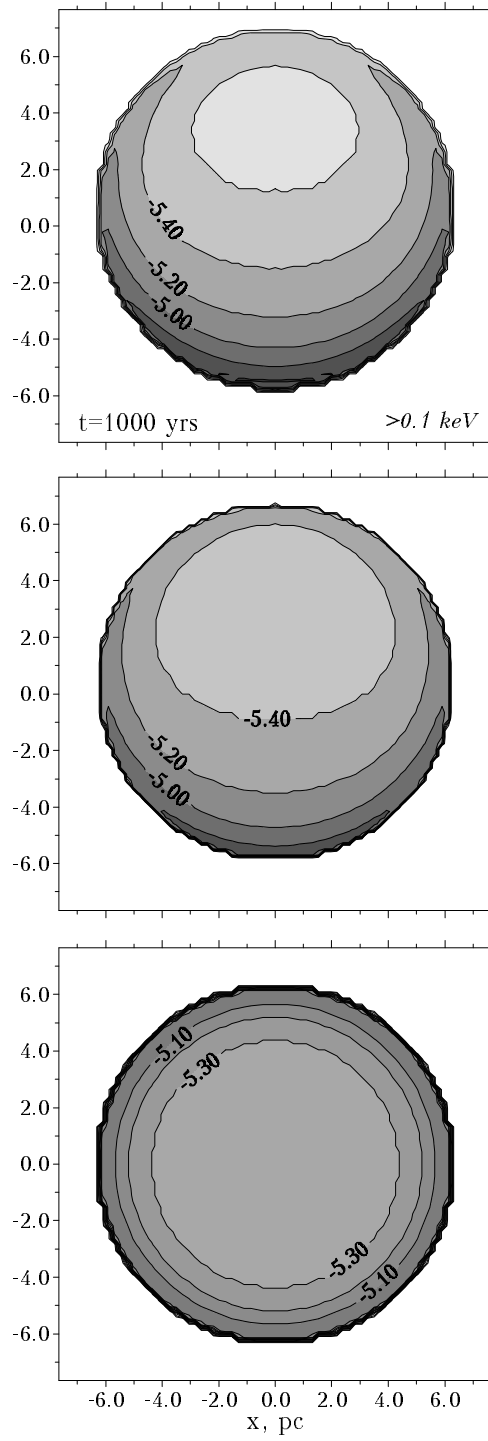


Рис. 3.10 Те ж, що й на рис. 3.8 для неоднорідного експоненційного середовища (3.1) з $H = 10$ пк. Параметри ЗН в цей момент часу: $\lg(L_x^{>0.1}, \text{ ерг/ с}) = 35.02$, $M = 9.4 M_\odot$, $T_{\text{ch}} = 9.9 \cdot 10^7$ К. Кут нахилу осі симетрії ЗН до картинної площини рівний $\delta = 0^\circ$ (верхній випадок), 45° (середній випадок) та 90° (нижній випадок).

рівний 10, а температури на фронті лише 4.

Цікаво також порівняти рис. 3.8 з нижнім випадком на рис. 3.10 (коли видима форма НЗН є сферичною внаслідок проекції, $\delta = 90^\circ$). Можемо бачити, що навіть сферично-симетричний Сєдовський спостережуваний розподіл поверхневої яскравості не гарантує ізотропного розподілу параметрів всередині ЗН й однорідності оточуючого середовища.

3.1.3.3. Середовище зі степеневим розподілом густини. На рис. 3.12 показано три проекції ЗН в середовищі зі степеневим законом розподілу густини (3.3) з $E_{51} = 1$, $n_{\text{H}}^0(0) = 0.2 \text{ cm}^{-3}$, $t = 1000$ років. Відповідні характеристики ЗН є $\lg(L_{\text{x}}^{>0.1}) = 37.03$, $M = 268 M_{\odot}$, $T_{\text{ch}} = 3.5 \cdot 10^6 \text{ K}$. Це можна порівняти з величинами, обчисленими для ЗН в інших розподілах густини, з метою показати, що різні характери розподілу густини МЗС зумовлюють подібні інтегральні характеристики рентгенівського випромінювання. Так, для такої ж моделі ЗН в однорідному середовищі одержується $\lg(L_{\text{x}}^{>0.1}) = 36.75$, $M = 299 M_{\odot}$, $T_{\text{s}} = 3.1 \cdot 10^6 \text{ K}$ й для експоненційного середовища $\lg(L_{\text{x}}^{>0.1}) = 37.08$, $M = 308 M_{\odot}$, $T_{\text{ch}} = 3.0 \cdot 10^6 \text{ K}$.

Бачимо також, що внаслідок проекції максимум в розподілі поверхневої яскравості може не знаходитися біля краю ЗН, як в оболонкоподібних ЗН, а локалізуватися в компактній області всередині видимої проекції. Тому такий ефект проекції у випадку градієнту густини вздовж лінії зору є однією з можливих причин ЗН з видимою центральнозаповненою морфологією. Особливо у випадках, коли пошук пульсару не дав позитивних наслідків, а спектральний індекс випромінювання $\alpha \leq -0.3$.

3.1.3.4. Поверхнева яскравість у жорсткому діапазоні $\epsilon > 4.5 \text{ keV}$. Різні енергетичні діапазони випромінювання виявляють різну чутливість до неоднорідності середовища. На рис. 3.13 показаний результат розрахунків поверхневої яскравості ЗН в експоненційному середовищі (3.1) в діапазоні $> 4.5 \text{ keV}$. Бачимо, що контраст поверхневої яскравості в цьому діапазоні є суттєво меншим за контраст у ширшо-

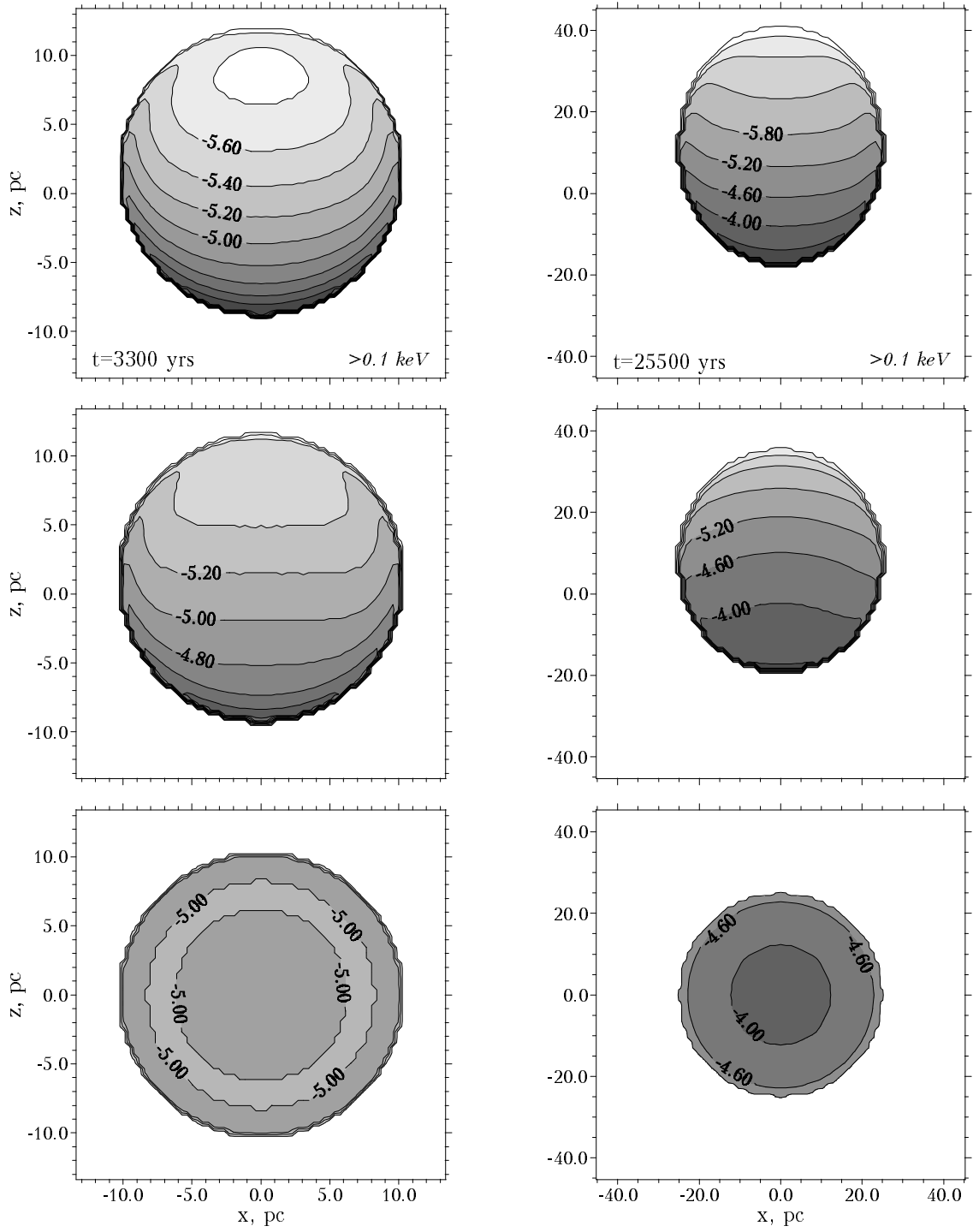


Рис. 3.11 Те ж, що й на рис. 3.10 для часу $t = 3300$ років ($\lg(L_x^{>0.1}) = 35.70$, $M = 40.0 M_\odot$, $T_{\text{ch}} = 2.3 \cdot 10^7$ K) та $t = 25500$ років ($\lg(L_x^{>0.1}) = 37.28$, $M = 476 M_\odot$, $T_s = 2.0 \cdot 10^6$ K).

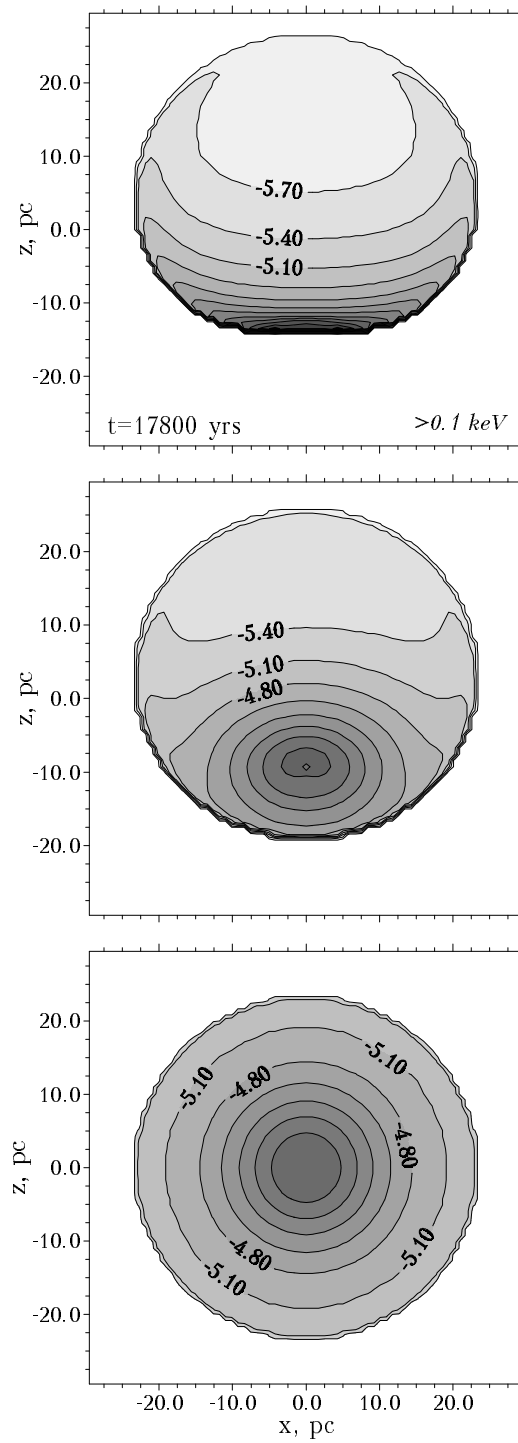


Рис. 3.12 Розподіл поверхневої яскравості $S^{>0.1}$ ЗН в неоднорідному середовищі зі степеневим законом розподілу густини (3.3) в діапазоні > 0.1 кеВ. Параметри моделі: $E_{51} = 1$, $n_{\text{H}}^{\circ}(0) = 0.2 \text{ cm}^{-3}$, $t = 17800$ років, $r_o = -17.5$ пк. Кут проекції $\delta = 0^\circ$ (верхній), 45° (центральний), та 90° (нижній випадок).

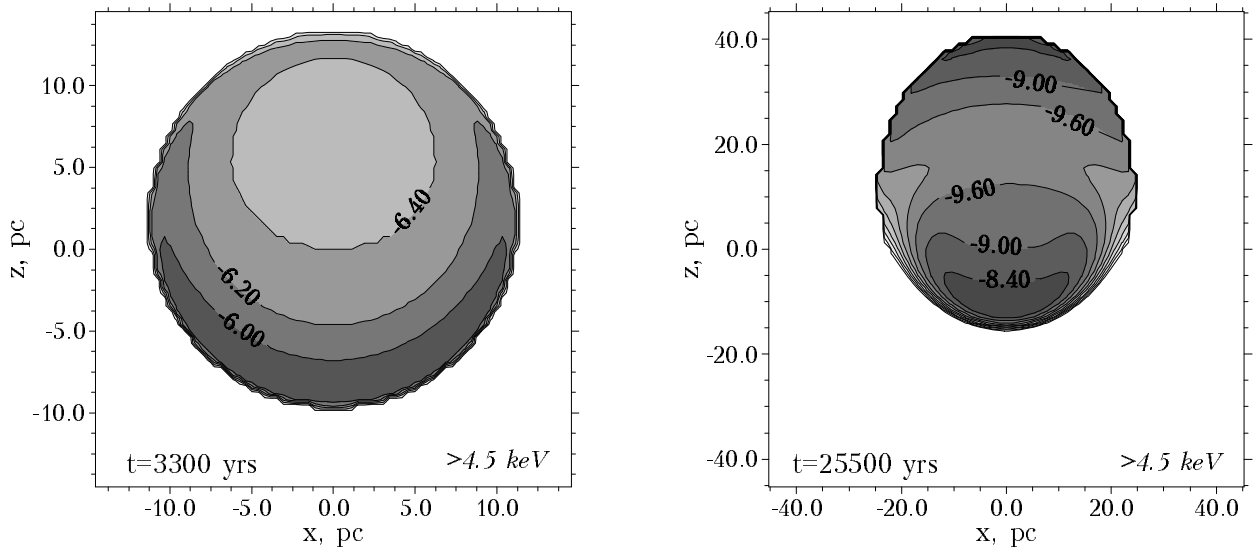


Рис. 3.13 Те ж, що й на рис. 3.10 для діапазону $\epsilon > 4.5 \text{ keV}$ і часу $t = 3300$ років ($\lg(L_x^{>4.5}) = 34.48$) й $t = 25500$ років ($\lg(L_x^{>4.5}) = 32.58$).

му діапазоні $> 0.1 \text{ keV}$, в якому домінує випромінювання від спектральних ліній. Так, для $t = 3300$ років (рис. 3.11) максимальний контраст яскравості складає $S_{\max}/S_{\min} = 425$ для $\epsilon > 0.1 \text{ keV}$ й лише $S_{\max}/S_{\min} = 7$ в $\epsilon > 4.5 \text{ keV}$. Контраст поверхневої яскравості в діапазоні $> 0.1 \text{ keV}$ сильніше залежить від контрасту розподілу густини середовища: $S \propto \rho^2$, а в діапазоні $> 4.5 \text{ keV}$ ця залежність слабша: $S \propto \rho^{1/2}$ [12].

Цей важливий факт зменшення контрасту поверхневої яскравості, зумовленого неоднорідністю середовища, в жорсткому діапазоні порівняно з м'яким, може бути використаний для діагностики характеру неоднорідності оточуючого середовища.

3.1.3.5. Поверхневий розподіл спектрального індекса випромінювання. Плазма в різних областях ЗН знаходиться в різних умовах. Тому спектр випромінювання є різний. Розподіл спектрального індекса α для ЗН в експоненційному середовищі (3.1) показаний на рис. 3.14. Контраст значень індекса збільшується з часом, але навіть для старих адіабатичних ЗН не перевищує кількох одиниць. Й знову, аналогічно до поверхневої яскравості, проекційні ефекти зменшують як контраст значень, так і анізотропію розподілу у випадку осесиметричного ЗН.

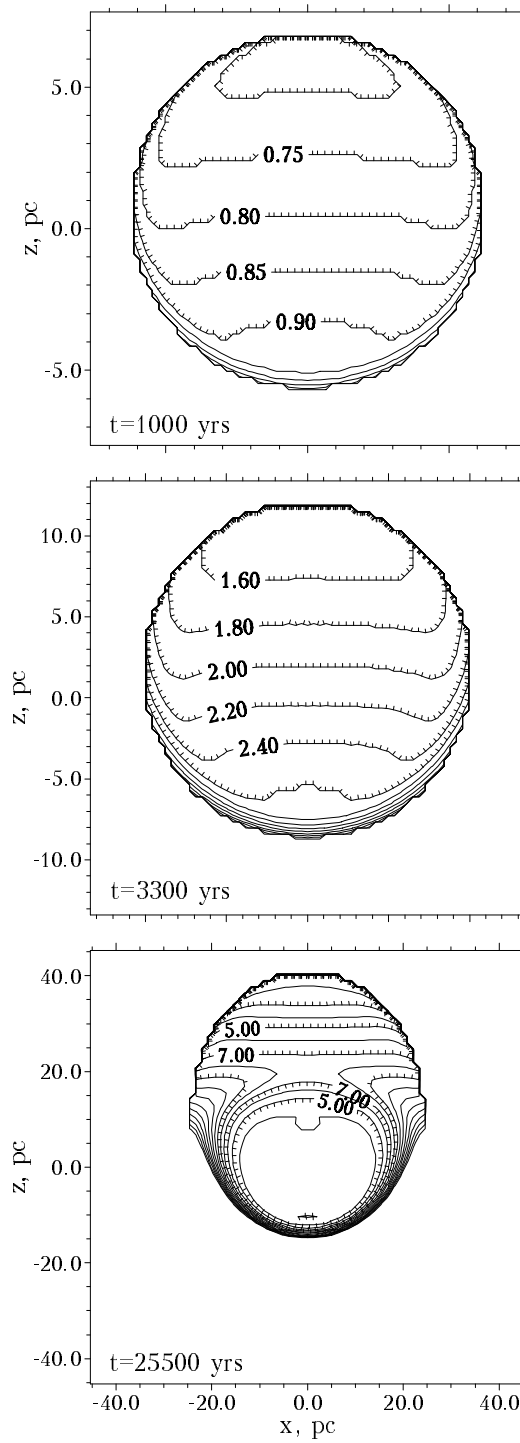


Рис. 3.14 Поверхневий розподіл спектрального індекса α на 5 кеВ для ЗН в експоненційному середовищі (3.1) з $H = 10$ пк, $E_{51} = 1$, $n_{\text{H}}^{\circ}(0) = 0.2 \text{ cm}^{-3}$ для часу $t = 1000$ років (спектральний індекс повного ЗН $\alpha^{tot}(5 \text{ кеВ}) = 0.86$), $t = 3300$ років ($\alpha^{tot}(5 \text{ кеВ}) = 2.39$) й $t = 25500$ років ($\alpha^{tot}(5 \text{ кеВ}) = 3.95$).

3.2. Анізотропні ЗН, породжені несферичним вибухом Наднової

В ряді моделей спалаху Наднових, наприклад, у магніторотаційній [3, 63, 56], виділення енергії має анізотропний характер. Ймовірно, несферична форма Наднової SN 1987A [46] зумовлена несферичним вибухом.

В цьому підрозділі будуть розглянуті морфологія, інтегральні характеристики Х-випромінювання та їх поверхневий розподіл для випадку залишку несферичного вибуху. Підрозділ складається з двох логічних частин. У першій порівнюється еволюція форми та рівноважного теплового рентгенівського випромінювання адіабатичних залишків сферичного (пункт 3.2.1) та несферичного (пункт 3.2.2) вибухів Наднової в однорідному середовищі. Друга частина (пункт 3.2.3) присвячена виявленню закономірностей еволюції залишків несферичного вибуху в неоднорідному середовищі.

При розгляді вважатимемо рухи в різних секторах радіальними й незалежними.

3.2.1. Сферичний вибух Наднової у однорідному середовищі. В роботі [128] показано, що форма нерівноважного рентгенівського спектру сферичних адіабатичних ЗН, які розвиваються в однорідному середовищі, за фіксованого хімічного вмісту характеризується лише двома параметрами, на роль яких зручно обрати T_s та $\eta = E_o (n_H)^2$. Для фіксації повного потоку від такого ЗН, якщо він ще не вийшов на іонізаційну рівновагу, потрібен ще один додатковий параметр, наприклад, міра емісії. За умов іонізаційної рівноваги плазми ситуація значно спрощується. Світність залишку в однорідному середовищі рівна

$$L_x = \text{const} \cdot E_{51} n_H T_s^{-1} \cdot I_o(T_s) \quad \text{ерг/с}, \quad (3.10)$$

де

$$I_o(T_s) = 4\pi \int_0^1 \Lambda(T_s \cdot \bar{T}(r)) \bar{n}^2(r) r^2 dr, \quad (3.11)$$

та $\text{const} = 3.65 \cdot 10^{66}$ для $\gamma = 5/3$, $\mu = 0.609$. Спектральний індекс такого ЗН

$$\alpha_o = -\frac{\partial}{\partial \ln \varepsilon} \ln I_{o,c}(T_s), \quad (3.12)$$

де

$$I_{o,c}(T_s) = \int_0^1 \Lambda_c(T_s \cdot \overline{T}(r)) \overline{n}^2(r) r^2 dr. \quad (3.13)$$

Тобто, повний потік визначається двома параметрами, T_s та $\zeta = E_o n_H$, а спектральний індекс лише T_s .

3.2.2. Несферичний вибух Наднової у однорідному середовищі. Дослідимо еволюцію ЗН та його рентгенівського випромінювання при несферичному вибухові Наднової з розподілом енергії

$$E(\vartheta, \phi) = E_o \psi(\vartheta, \phi). \quad (3.14)$$

Для порівняння з випадком сферичного виділення енергії функція $\psi(\vartheta, \phi)$ повинна бути пронормованою:

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \psi(\vartheta, \phi) \sin \vartheta d\vartheta = 4\pi, \quad (3.15)$$

Прикладами несферичного розподілу енергії можуть бути функції:

$$\psi(\vartheta, \phi) = \left(1 - \frac{b}{2}\right) + b|\cos \vartheta|, \quad 0 \leq b < 2, \quad (3.16)$$

$$\psi(\vartheta, \phi) = \left(1 - \frac{\pi}{4}b\right) + b \sin \vartheta, \quad 0 \leq b < 4/\pi, \quad (3.17)$$

Зауважимо, що для ЗН 3С 58, який ймовірно знаходиться на стадії вільного розлітання, характерне максимальне для відомих молодих ЗН відношення осей біля 1.67 [31]. Отже, можливою є анізотропія енерговиділення

$$E_{\max}/E_{\min} = (R_{\max}/R_{\min})^2 = 2.8.$$

Для розподілу (3.16) таке значення анізотропії досягається для $b = 0.95$, для розподілу (3.17) при $b = 0.75$.

3.2.2.1. Морфологія. При несферичному вибухові Наднової $E(\vartheta, \phi) = E_o \psi(\vartheta, \phi)$ в однорідному середовищі ситуація ускладнюється лише необхідністю відповідного перенормування енергії, яка виділяється у кожному секторі. Відповідно, характеристики фронту УХ та параметрів газу на ньому можна записати у вигляді:

$$R_s(\vartheta, \phi) = \tilde{R}_s \psi(\vartheta, \phi)^{1/5}, \quad (3.18)$$

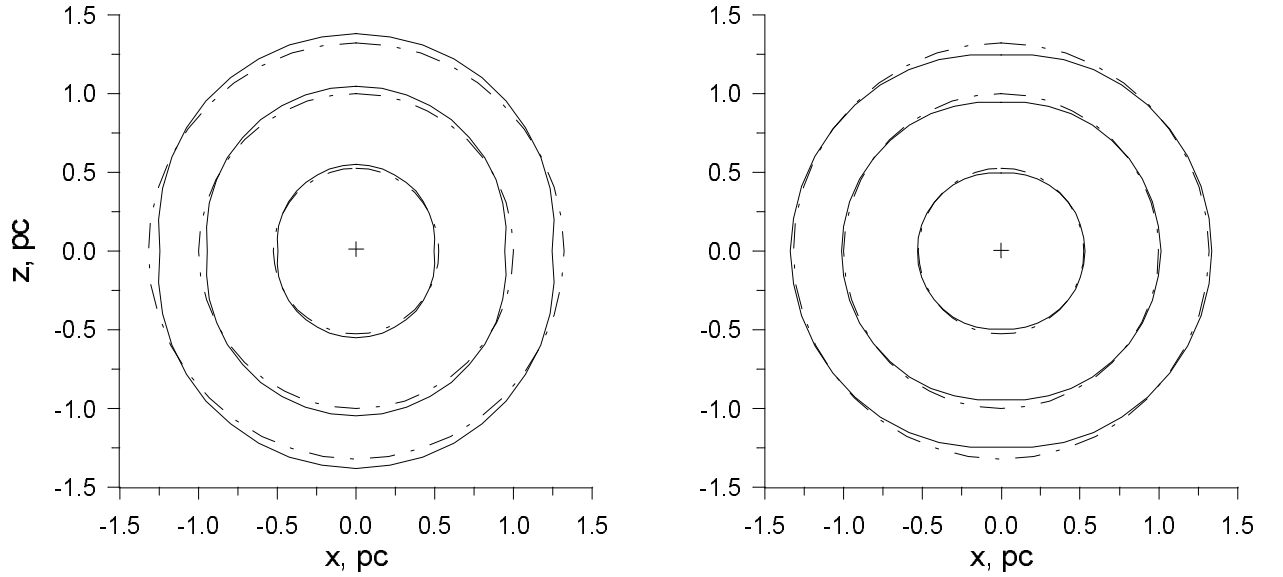


Рис. 3.15 Профілі УХ від вибуху з законами виділення енергії: зліва - (3.16) з $b = 0.5$ та справа - (3.17) з $b = 1/\pi$, для $\tau = 0.2, 1.0, 2.0$.

$$D(\vartheta, \phi) = \tilde{D} \psi(\vartheta, \phi)^{1/5}, \quad (3.19)$$

$$\rho_s(\vartheta, \phi) = \rho_s, \quad (3.20)$$

$$P_s(\vartheta, \phi) = \tilde{P}_s \psi(\vartheta, \phi)^{2/5}, \quad (3.21)$$

$$T_s(\vartheta, \phi) = \tilde{T}_s \psi(\vartheta, \phi)^{2/5}, \quad (3.22)$$

де значення $\tilde{R}_s, \tilde{D}, \tilde{P}_s, \tilde{T}_s$, співпадають зі значеннями відповідних характеристик ЗН при сферичному вибуху. При цьому профілі параметрів всередині кожного сектора залишатимуться автомодельними, оскільки кожен сектор описується одновимірним розв'язком Сєдова зі своїм значенням енергії.

Еволюцію ЗН в однорідному середовищі при осесиметричному виділенні енергії вибуху (3.16) із значенням $b = 0.5$ зображено на рис. 3.15 а, а при розподілі (3.16) з $b = 1/\pi$ на рис. 3.15 б. Видно, що анізотропія видимої форми з часом зменшується та на адіабатичній стадії прямує до $R_{max}/R_{min} = (E_{max}/E_{min})^{1/5}$ (в наближенні тонкого шару анізотропія форми з часом зникає зовсім, прямує до $R_{max}/R_{min} = 1$ [4]).

3.2.2.2. Рентгенівське випромінювання. Повна світність ЗН при несферичному вибухові Наднової $E(\vartheta, \phi) = E_o \psi(\vartheta, \phi)$ в однорідному середовищі рівна

$$L_x = \text{const} \cdot E_{51} n_H \tilde{T}_s^{-1} \cdot I(\tilde{T}_s) \quad \text{ерг/с}, \quad (3.23)$$

де

$$I(\tilde{T}_s) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \psi(\vartheta, \phi)^{3/5} \sin \vartheta d\vartheta \int_0^1 \Lambda(\tilde{T}_s \psi(\vartheta, \phi)^{2/5} \bar{T}(r)) \bar{n}^2(r) r^2 dr. \quad (3.24)$$

Спектральний індекс такого несферичного ЗН

$$\alpha = -\frac{\partial}{\partial \ln \varepsilon} \ln I_c(\tilde{T}_s), \quad (3.25)$$

з

$$I_c(\tilde{T}_s) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \psi(\vartheta, \phi)^{3/5} \sin \vartheta d\vartheta \int_0^1 \Lambda_c(\tilde{T}_s \psi(\vartheta, \phi)^{2/5} \bar{T}(r)) \bar{n}^2(r) r^2 dr, \quad (3.26)$$

У виразах (3.23)-(3.25) величина $\tilde{T}_s$ є певною комбінацією початкових параметрів ЗН та взагалі кажучи не має фізичного змісту, окрім того, що її чисельне значення співпадає зі значенням температури плазми на фронті УХ у випадку сферичного вибуху в однорідному середовищі. Так, для $\gamma = 5/3$, $\mu = 0.609$

$$\tilde{T}_s = 2.08 \cdot 10^{11} \left(\frac{E_{51}}{n_H} \right)^{2/5} t_{yr}^{-6/5}. \quad (3.27)$$

При порівнянні ЗН в однорідному середовищі, виділення енергії під час спалаху яких мало ізотропний та анізотропний характер, виявляється, що їх об'єми (відповідно V_s та V), маси (M_s та M) та температури (T_s і характеристична T_{ch} (3.9)) будуть близькими. Щоб переконатися у цьому, розглянемо відношення

$$\frac{V}{V_s} = \frac{M}{M_s} = \left(\frac{T_{ch}}{T_s} \right)^{-1} = \xi, \quad (3.28)$$

де

$$\xi = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \psi(\vartheta, \phi)^{3/5} \sin \vartheta d\vartheta. \quad (3.29)$$

На рис. 3.16 показана залежність відношення ξ від b для випадку виділення енергії згідно з (3.16) та (3.17). Для випадку, коли у виразі (3.16) $b = 0.67$, відношення

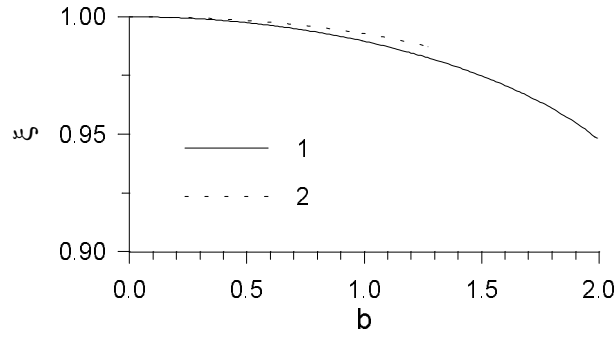


Рис. 3.16 Значення відношення ξ з (3.28). 1 – для випадку виділення енергії (3.16) та 2 – для розподілу енергії (3.17).

$E_{\max}/E_{\min} = 2$, але відмінність у об'ємах, масах та температурах залишків сферичного та несферичного вибухів Наднових менше 1%. Аналогічна ситуація й для розподілу енергії (3.17).

Всилу незначної варіації ξ близькими будуть середній радіус несферичного ЗН $\bar{R} = (3V/4\pi)^{1/3}$ та радіус сферичного R_s . Можна також очікувати, що й світність L_x і спектральний індекс α таких ЗН також будуть близькими за аналогічних початкових параметрів моделей, оскільки ці характеристики випромінювання суттєво залежать від міри емісії $EM \simeq n_e^2 V \simeq M^2 V^{-1}$.

На рис. 3.17 нанесені значення інтегралів $I_o(T_s)$ та $I(\tilde{T}_s)$ для ЗН з анізотропним виділенням енергії, яке задавалося виразом (3.16) зі значеннями $b = 0.5, 1.5$. Рис. 3.18 показує значення спектральних індексів $\alpha_o(T_s)$ та $\alpha(\tilde{T}_s)$ для ЗН з таким же законом виділенням енергії. Для світності у діапазоні $\varepsilon > 0.1$ keV максимальні похибки складають 2% при $b = 0.5$ та 5% при $b = 1.5$, у діапазоні $\varepsilon > 4.5$ keV відповідно 2% та 17%. Розбіжності у значеннях спектрального індексу не перевищують 1% у випадку $b = 0.5$ та 5% при $b = 1.5$.

Отже, за такими інтегральними характеристиками залишків, як світність та спектральний індекс не можна зробити висновок про характер виділення енергії під час спалаху Наднової, якщо УХ від неї поширюється в однорідному середовищі.

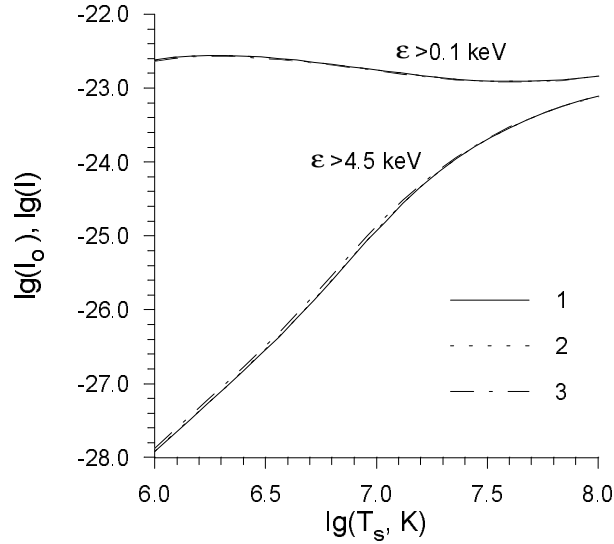


Рис. 3.17 Інтеграли $I_o(T_s)$ та $I(T_{ch})$ для різних діапазонів випромінювання та різних випадків розподілу енергії під час вибуху Наднової. 1 – $I_o(T_s)$, 2 – $I(T_{ch})$ для розподілу (3.16) з $b = 0.5$, 3 – $I(T_{ch})$ для розподілу (3.16) з $b = 1.5$.

3.2.2.3. Поверхневий розподіл характеристик рентгенівського випромінювання. Поверхнева яскравість вздовж радіуса проекції залишку сферичного вибуху Наднової в однорідному середовищі розподіляється згідно виразу

$$S_o(x) = \text{const} \cdot E_{51}^{1/3} n_H^{5/3} T_s^{-1/3} \int_x^1 \Lambda(T_s \cdot \bar{T}(r)) \frac{\bar{n}^2(r) dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad (3.30)$$

де x – позиція вздовж радіуса проекції в одиницях цього радіуса ($0 \leq x \leq 1$), $\text{const} = 1.1 \cdot 10^{21}$ для $\gamma = 5/3$, $\mu = 0.609$. На рис. 3.19 наведені профілі поверхневої яскравості сферично-симетричного ЗН в однорідному середовищі.

У випадку осесиметричного вибуху $E_o(\vartheta) = E_o \psi(\vartheta)$ в однорідному середовищі форма УХ буде фігурою обертання з профілем $R(\vartheta) = \tilde{R}_s \psi(\vartheta)^{1/5}$. Розподіл поверхневої яскравості такого ЗН у випадку, коли вісь розподілу $\psi(\vartheta)$ лежатиме у площині проекції ($\delta = 0^\circ$), визначатиметься виразом

$$S(x, z) = S_o \psi(\vartheta)^{1/5} \sin \vartheta, \quad (3.31)$$

де $z = R(\vartheta) \cos \vartheta$ – координати вздовж осі симетрії розподілу $\psi(\vartheta)$, x – координата, перпендикулярна до z в площині проекції. Це означає, що профілі поверхневої

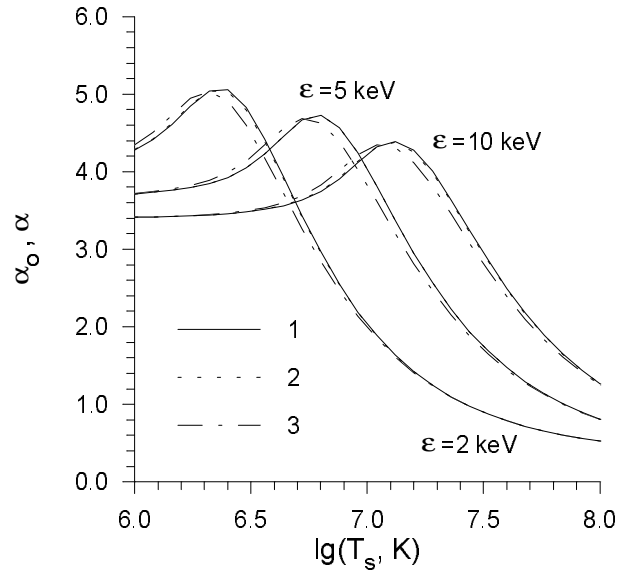


Рис. 3.18 Спектральні індекси $\alpha_o(T_s)$ та $\alpha(T_{ch})$ на різних частотах випромінювання та для різних випадків розподілу енергії під час вибуху Наднової. 1 – $\alpha_o(T_s)$, 2 – $\alpha(T_{ch})$ для розподілу (3.16) з $b = 0.5$, 3 – $\alpha(T_{ch})$ для розподілу (3.16) з $b = 1.5$.

яскравості такого ЗН вздовж відрізків, паралельних до осі x , є відповідно промасштабованим профілем розподілу яскравості сферично-симетричного ЗН. Цей факт може бути використаний для тестування орієнтації осесиметричних ЗН в однорідному середовищі.

Аналогічна ситуація з розподілом спектрального індексу: для випадку проекції з $\delta = 0^\circ$, профілі, паралельні до осі x , є промасштабованими профілями розподілу індексу сферичного ЗН у однорідному середовищі, наведеними на рис. 3.20.

На рис. 3.21 наведено приклади розподілів поверхневої яскравості та спектрального індексу залишку несферичного вибуху Наднової в однорідному середовищі. Відмітимо характерну бочкоподібну форму ЗН.

3.2.3. Несферичний вибух Наднової у неоднорідному середовищі. При розгляді комплексних моделей ЗН, які враховують як несферичність вибуху Наднової, так і неоднорідність оточуючого середовища, збільшується кількість вільних параметрів моделі. Дійсно, найпростіша Сєдовська модель (адіабатичний ЗН в однорідному середовищі зі сферично-симетричним вибухом) для єдиності розв'язку

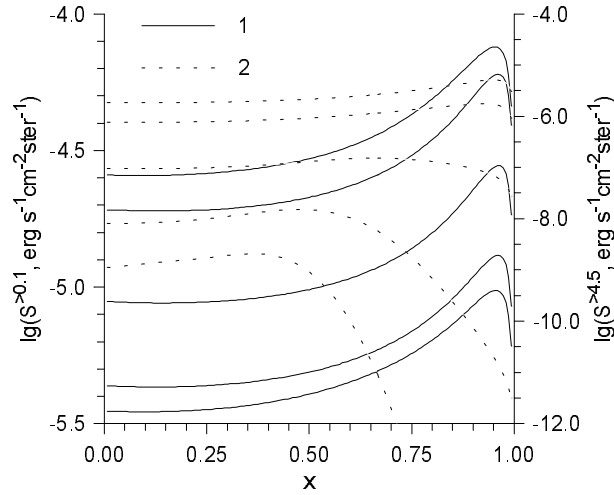


Рис. 3.19 Розподіл поверхневої яскравості сферичного ЗН у однорідному середовищі для температур $6 \leq \lg T_s \leq 8$. 1 – у діапазоні $\varepsilon > 0.1$ кеВ (верхній профіль для $T_s = 10^6$ K, нижній для $T_s = 10^8$ K), 2 – у діапазоні $\varepsilon > 4.5$ кеВ (верхній профіль для $T_s = 10^8$ K, нижній для $T_s = 10^6$ K). Графік побудовано при $E_{51} = 1$ та $n_H = 1 \text{ см}^{-3}$.

вимагає лише три параметри моделі, наприклад, повну енергію вибуху E_o , густину міжзоряного середовища ρ , та вік ЗН t . При додатковому введенні у таку модель неоднорідного середовища кількість вільних параметрів збільшується на таку кількість, яка необхідна для конкретизації розподілу густини. У загальному випадку тривимірного розподілу таких додаткових параметрів буде не менше трьох. Для моделювання поверхневих розподілів характеристик випромінювання виникають ще три (у випадку тривимірного розподілу густини) вільних параметри для опису орієнтації несферичного ЗН по відношенню до площини проекції. При врахуванні несферичності вибуху Наднової ситуація аналогічна: ще не менше трьох вільних параметрів для опису розподілу енергії під час вибуху та три для фіксації взаємної орієнтації розподілів густини та виділення енергії.

Якщо розподіли густини та виділення енергії володітимуть певною симетрією, кількість вільних параметрів моделі значно скорочується. Наприклад, розглянемо випадок еволюції залишку несферичного вибуху з осесиметричним розподілом енергії (3.17), який розвивається у середовищі з плоским експоненціальним розподілом

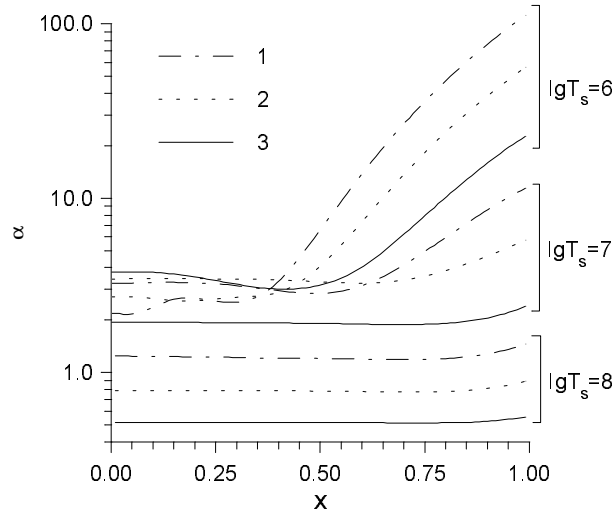


Рис. 3.20 Поверхневий розподіл спектрального індекса сферичного ЗН в однорідному середовищі. 1 – для $\varepsilon = 2$ кеВ, 2 – для $\varepsilon = 5$ кеВ, 3 – для $\varepsilon = 10$ кеВ.

густини

$$n_H(z) = n_H(0) \cdot \exp\left(-\frac{z}{H}\right), \quad z = r \cos \theta, \quad (3.32)$$

та віссю розподілу $E(\vartheta)$ колінеарною до вектора градієнта густини. Для опису такої моделі необхідно п'ять параметрів: E_o , $n_H(0)$, t , H , та кут δ .

Вище було показано, що такі характеристики адіабатичного ЗН, як середній радіус, об'єм, нагребена маса, характеристична температура, як також інтегральні характеристики X-випромінювання ЗН з несферичним виділенням енергії під час вибуху дуже близькі до аналогічних характеристик сферичного ЗН у однорідному середовищі. З іншого боку, також показано (підрозділ 3.1), що ці ж характеристики Седовського ЗН в широкому діапазоні початкових параметрів близькі з параметрами ЗН при сферичному вибухові та еволюції у неоднорідному середовищі. При чому розбіжності зростають при зменшенні H та n_H , збільшенні E_o та t . Природньо очікувати, що при комбінції несферичного вибуху та неоднорідного середовища ситуація залишиться подібною.

Дійсно, розрахунки, наведені у табл. 3.7, показують, що навіть за одночасного врахування несферичності вибуху та неоднорідності середовища зазначені вище характеристики ЗН є достатньо близькими протягом усієї адіабатичної стадії ево-

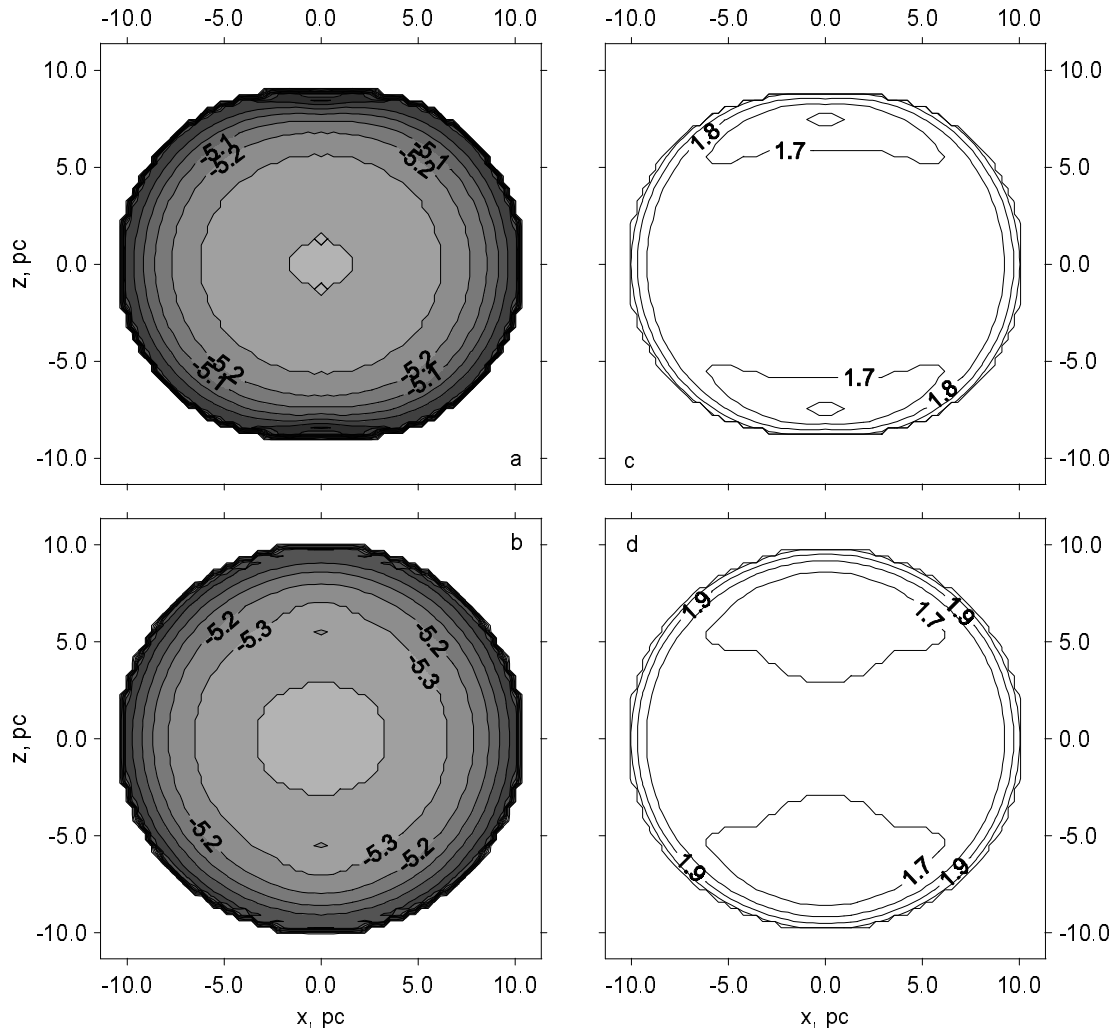


Рис. 3.21 а), б) Розподіл поверхневої яскравості у діапазоні $\varepsilon > 0.1$ кеВ та с), d) спектрального індекса на $\varepsilon = 5$ кеВ несферичного ЗН у однорідному середовищі при виділенні енергії згідно (3.17) з $b = 0.75$ для різних кутів нахилу осі симетрії ЗН до площини проекції: а), с) – $\delta = 0^\circ$, б), d) – $\delta = 45^\circ$. Параметри моделі: $E_{51} = 1.0$, $n_H = 0.2 \text{ cm}^{-3}$, $T_s = 10^{7.5} \text{ K}$, ($t = 2600$ років). Світність ЗН $L_x^{>0.1} = 2.6 \cdot 10^{35} \text{ ерг/с}$.

Таблиця 3.7 Світність L_x та спектральний індекс $\alpha(5 \text{ кеВ})$.

$\lg(T_{\text{ch}})$	Модель ¹	$M, M_{\odot}$	$\lg \zeta = \lg(n_H \cdot E_{51})$								
			-1			0			1		
			τ	$L_x^{>0.1}$	α_5	τ	$L_x^{>0.1}$	α_5	τ	$L_x^{>0.1}$	α_5
8.0	A	9.3		34.68	0.81		35.68	0.81		36.68	0.81
	B	9.3		34.68	0.82		35.68	0.82		36.68	0.82
	C	9.3	0.70	34.73	0.88	0.10	35.69	0.83	0.015	36.68	0.82
	D1	9.3	0.70	34.72	0.87	0.10	35.69	0.83	0.015	36.68	0.82
7.2	A	59		35.49	3.02		36.49	3.02		37.49	3.02
	B	59		35.50	3.02		36.50	3.02		37.50	3.02
	C	59	3.23	35.75	3.13	0.47	36.56	3.05	0.070	37.51	3.03
	D1	59	3.23	35.71	3.13	0.47	36.55	3.04	0.070	37.51	3.03
6.4	A	370		36.56	4.18		37.56	4.18		38.56	4.18
	B	370		36.56	4.19		37.56	4.19		38.56	4.19
	C	370	15.0	36.98	3.73	2.20	37.70	4.38	0.32	38.59	4.20
	D1	370	15.0	36.88	3.69	2.20	37.69	4.33	0.32	38.59	4.20
	D2	93	1.49	36.66	4.27	0.22	37.58	4.19	0.032	38.56	4.19

¹ А - однорідне середовище, сферичний вибух

В - однорідне середовище, несферичний вибух (3.17) з $b = 0.75$

С - неоднорідне середовище (3.32) з $H = 10$ рс, сферичний вибух, $E_{51} = 1$

D1 - неоднорідне середовище (3.32) з $H = 10$ рс, несферичний вибух (3.17) з $b = 0.75$, $E_{51} = 1$

D2 - середовище (3.32) з $H = 10$ рс, несферичний вибух (3.17) з $b = 0.75$, $E_{51} = 0.25$

люції ЗН, й можна вважати, що інтегральні характеристики випромінювання таких складних систем залежать в основному, як й у Сєдовських ЗН, від двох параметрів: T_{ch} та $\zeta = E_{51} n_H(0)$.

З іншого боку, дані цієї таблиці виявляють також, що неоднорідність середовища суттєвіше впливає на інтегральні характеристики рентгенівського випромінювання ЗН порівняно із несферичністю вибуху Наднової.

Рис. 3.22 демонструє приклади розподілів поверхневої яскравості та спектрального індексу залишку несферичного вибуху Наднової (3.17) у неоднорідному середовищі (3.32).

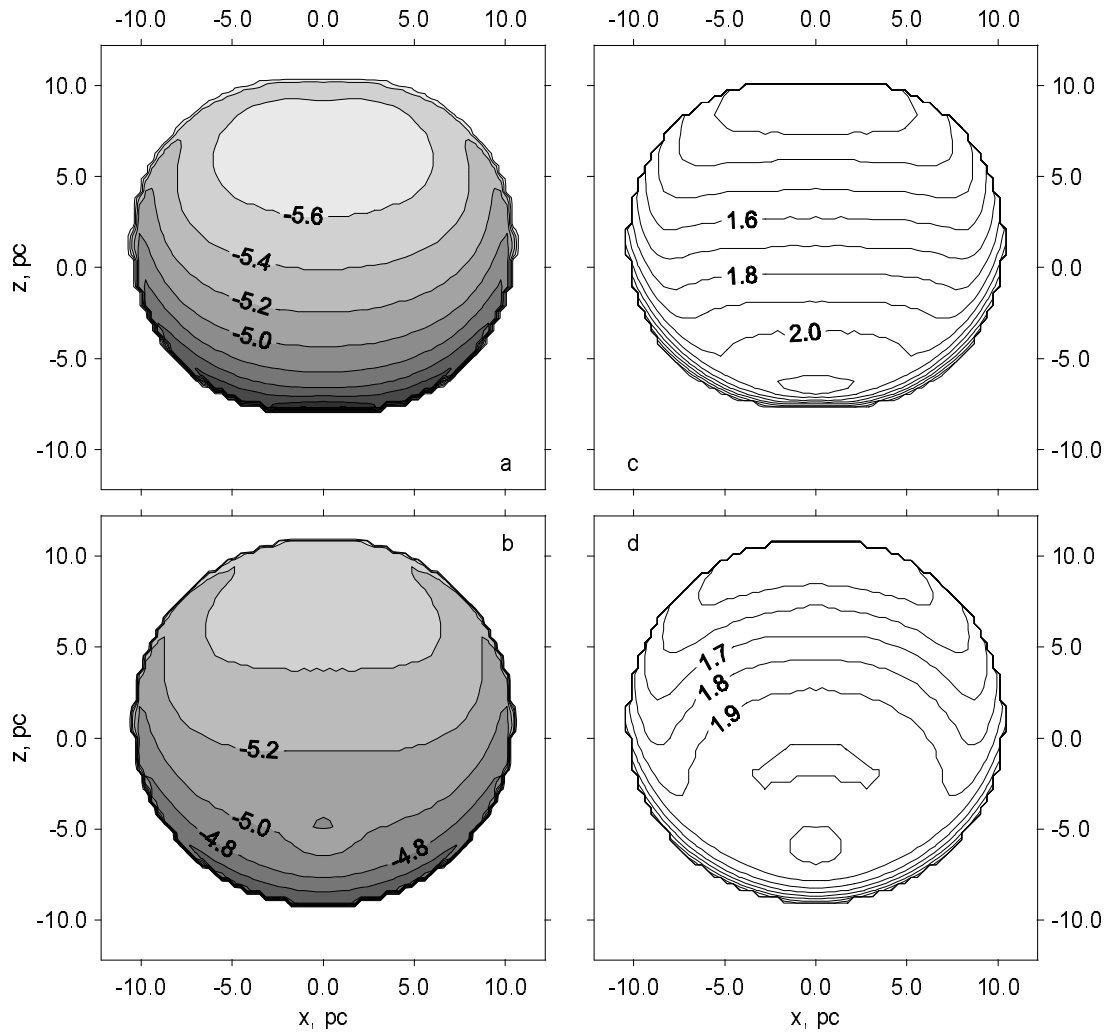


Рис. 3.22 а), b) Розподіл поверхневої яскравості у діапазоні $\varepsilon > 0.1$ кеВ та с), d) спектрального індекса на $\varepsilon = 5$ кеВ несферичного ЗН у неоднорідному середовищі (3.32) з $H = 10$ пк при виділенні енергії згідно (3.17) з $b = 0.75$ для різних кутів нахилу осі симетрії ЗН до площини проекції: а, с – $\delta = 0^\circ$, b, d – $\delta = 45^\circ$. Параметри моделі: $E_{51} = 1.0$, $n_H = 0.2 \text{ см}^{-3}$, $T_s = 10^{7.5} \text{ К}$, ($t = 2600$ років). Світність та спектральний індекс ЗН як щілого $L_x^{>0.1} = 3.2 \cdot 10^{35} \text{ ерг/ с}$, $\alpha(5 \text{ кеВ}) = 1.9$.

3.3. Висновки

Неоднорідність розподілу густини МЗС суттєво впливає на еволюцію ЗН. В неоднорідному середовищі форма ЗН стає несферичною, а розподіл характеристик газу всередині ЗН сильно анізотропним. Широко відомі автомодельні розв'язки Сєдова не можуть бути застосовані для моделювання таких несферичних об'єктів. За використання наближеного методу для повного опису 3-D точкового вибуху в неоднорідному середовищі з довільним розподілом густини (розділ 2) досліджено загальні властивості несферичних адіабатичних ЗН в МЗС з великомасштабним градієнтом розподілу густини та/або як наслідку несферичного вибуху.

Коротко сформулюємо основні висновки цього розділу.

1. Неоднорідність МЗС спричинює несферичність форм ЗН. Видимі форми ЗН в ході еволюції можуть видовжуватися не лише вздовж градієнта густини, а й уперек, залежно від характеру розподілу густини.

2. Внаслідок неоднорідності оточуючого середовища різними є характеристики УХ вздовж поверхні НЗН. Якщо початкова густина ρ^o змінюється вздовж поверхні УХ, максимальний контраст серед характеристик очікується у рентгенівській поверхневій яскравості в діапазоні $\varepsilon > 0.1$ кеВ ($\propto \rho^2$), дещо менший у розподілі температури ($\propto \rho$) та найменший у швидкостях УХ та газу за фронтом ($\propto \rho^{-1/5}$).

3. Анізотропія видимої форми є меншою за анізотропію реальної форми внаслідок проекції. Видима форма залишається, як правило, близькою до сферичної. ЗН можуть мати видимі форми близькими до сферичних навіть у випадку суттєвої анізотропії реальної форми та суттєвого градієнту розподілу густини вздовж поверхні. Так, для $R_{\max}/R_{\min} < 2$ спостережувана форма буде відрізнятися від сферичної менше, ніж на 5%. Видима форма стає поітно несферичною (видима асиметрія більша за 5%) лише для контрасту густин вздовж поверхні порядку 100.

4. Інтегральні рентгенівські характеристики ЗН слабо залежать від градієнту оточуючого середовища (наприклад, від H).

5. Тому, подібно до Сєдовського випадку, спектральний індекс залежить наближено також лише від одного параметру T_{ch} , а світність – від двох T_{ch} і $\zeta = E_{51} n_{\text{H}}^{\circ}(0)$.

6. Близькість значень світності у різних діапазонах та спектрального індексу НЗН та Сєдовських ЗН засвідчує подібність спектрів цих ЗН.

7. Для визначення умов усередині та довкола ЗН необхідним є аналіз поверхневого розподілу характеристик рентгенівського випромінювання.

8. Розподіл поверхневої яскравості та спектрального індексу НЗН суттєво відрізняється від сферичного ЗН в однорідному середовищі.

9. Контраст поверхневої яскравості зростає з віком ЗН та може досягати кількох десятків тисяч.

10. Проекційні ефекти приховують реальні контрасти поверхневих характеристик Х-випромінювання ЗН. Спостережувана морфологія НЗН залежить суттєво від їх орієнтації відносно променя зору. Так, центральнозаповнені ЗН можуть бути наслідком проекційних ефектів.

11. Жорсткий діапазон (наприклад, > 4.5 кеВ) менш чутливий до неоднорідності оточуючого ЗН середовища, ніж діапазон, який включає м'який рентген. Цей факт може бути використаний для тестування неоднорідності МЗС.

12. Поверхневий розподіл спектрального індекса α може також бути ефективним тестом діагностики НЗН. Проекційні ефекти приховують як контраст індекса, так і анізотропію його розподілу.

13. Типові контрасти поверхневої яскравості, зумовлені неоднорідністю середовища (до $\sim 10^5$), можуть перекривати контрасти внаслідок різних станів іонізації плазми в різних областях ЗН (≤ 10 [128]).

14. Несферичний вибух Наднової в однорідному середовищі зумовлює незначні відхилення інтегральних характеристик ЗН та його випромінювання від Сєдовського ЗН.

15. У випадку осесиметричного вибуху та проекції ЗН з максимальним розкрит-

тям профілі розподілів поверхневої яскравості та спектрального індексу вздовж відрізків, перпендикулярних до осі симетрії розподілу, є промасштабованими профілями відповідних розподілів сферичного ЗН в однорідному середовищі.

16. Несферичний вибух може зумовити ЗН з бочкоподібною морфологією.

17. Інтегральні характеристики залишків несферичного вибуху в неоднорідному середовищі близькі до аналогічних характеристик Сєдовських ЗН протягом усієї адіабатичної стадії. В розбіжностях суттєвіша роль належить неоднорідному середовищу порівняно з несферичністю вибуху.

РОЗДІЛ 4

ЗН RCW86 ЯК РЕЗУЛЬТАТ ВИБУХУ НАДНОВОЇ У НЕОДНОРІДНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

У цьому розділі побудовано моделі ЗН RCW86, які враховують неоднорідність оточуючого середовища. Подані результати опубліковані в роботі [173].

4.1. Результати спостережень та попередні моделі

ЗН G315.4-2.3 (інші назви RCW86, MSH14-63) – результат вибуху наднової зорі, яка вважається найбільш імовірним кандидатом на роль "зорі-гості", зафіксованої в 185 р. китайськими астрономами [85]. В роботах ряду авторів [83, 190] висловлюються припущення про те, що "зоря-гостя" 185 р. не була Надновою. Тоді не вірно приймати, що вік ЗН RCW86 складає $t = 1800$ років, хоча ЗН все ж може бути відносно молодим, тому що володіє радіально зорієнтованим магнітним полем, подібно до ЗН Тихо, Cas A та Кеплера [205].

Зоря-попередник Наднової могла бути членом ОВ-асоціації. В цьому випадку ми можемо очікувати, що Наднова була типу II, але тоді вона не могла спалахнути 185 р., оскільки ЗН має значно більші розміри, ніж очікується при відстані до ЗН $d \approx 2.8$ кпк [182].

З відношення H_α/H_β для оптичних волокон Руїз [187] оцінила відстань до ЗН як $d \approx 1$ кпк.

RCW86 як радіоджерело MSH14-63 було ідентифіковане Гілом. Емпірична $\Sigma - D$ залежність дає оцінку на відстань до ЗН $d = 2 \div 3.2$ кпк, хоча можливий діапазон все ж ширший: $d = 1 \div 10$ кпк [205].

Радіо та рентгенівські спостереження виявляють, що форма RCW86 близька до сферичної з розмірами осей $43' \times 40'$ (на частоті 843 МГц). Залишок є оболонко-

подібним з проблізно осесиметричним розподілом поверхневої яскравості та вищою емісією в південно-західній частині [174, 84, 227]. Положення яскравих оптичних волокон співпадає з максимумами випромінювання в радіо та X-діапазонах [53, 174].

Важливі результати в дослідженні RCW86 були зумовлені аналізом спектральних властивостей його рентгенівського випромінювання. Перші рентгенівські спостереження були представлені та інтерпретовані Нараньяном [169]. Вінклер [224], використавши дані спостережень в жорсткому рентгені, показав, що спостережуваний спектр може бути пояснений як тепловий з двома компонентами (від прямої та зворотної УХ) з температурами $T_{\text{low}} \approx 0.22 \text{ кеВ}$ і $T_{\text{high}} \geq 5 \text{ кеВ}$.

Перша карта поверхневої яскравості RCW86 в X-променях була представлена в роботі Пісарського та ін. [174] (дані обсерваторії ім.Айнштейна). Автори зауважили, що сильніший потік випромінювання південно-західної частини ЗН може бути зумовлений взаємодією УХ з МЗС, густина якого в 2-3 рази вища за середню густину. Однотемпературні підгонки спектру цілого ЗН (за припущення про однорідність плазми й іонізаційну рівновагу) дали температуру $T = 1.2 \text{ кеВ}$ й стовпчикову густину $N_{\text{H}} = 2.8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Одержані авторами параметри RCW86 подано в табл. 4.1. В роботі також показано, що якщо ЗН перебуває на адіабатичній стадії еволюції, то він не може бути результатом спалаху Наднової II типу.

Нюгент та ін. [171] проаналізували X-спектр ЗН за відмінних припущень: 1) що плазма випромінює за умов рівноважної іонізації та 2) вперше, що плазма знаходиться в умовах нерівноважної іонізації з $T_e = T_i$. Підгонки рівноважного спектру дали $T_{\text{high}} = 5.1 \pm 0.14 \text{ кеВ}$, $T_{\text{low}} = 0.52 \pm 0.04 \text{ кеВ}$, $N_{\text{H}} = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Нерівноважна модель дала $N_{\text{H}} = (4.4 \pm 0.3) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ й параметри, вказані в табл. 4.1. Знайдена відстань до RCW86 менша за відстань до ОВ-асоціації, однак автори відмітили, що невизначеності у деяких параметрах моделі можуть збільшити відстань до $d = 2.5 \text{ кпк}$.

Таблиця 4.1

Параметри RCW86 одержані з рентгенівських спостережень. В усіх моделях густина МЗС $\rho^o = \text{const.}$

Модель ¹	МВП ²	t , років	R , пк	d , кпк	E_{51}	n_{H}^o , cm^{-3}	M , $M_{\odot}$	Л – ра.
BP (SN II)	<i>IP</i>	1800	9	1.4	$0.1 \div 0.2$	$0.13 \div 0.25$	$7 \div 14$	[174]
C (SN I)	<i>IP</i>	1800	6.5	1.4	$0.1 \div 0.2$	0.3	5	[174]
BP або C	<i>HPI</i>	$400 \div 1900$	$2.5 \div 9$	$0.4 \div 1.6$	$0.1 \div 0.2$	$0.04 \div 0.2$	$0.1 \div 21$	[171]
C (пн.-сх.) ³	<i>HPI</i>	1800	6.7	1.1	0.15	0.11^4	4.9	[84]

Примітки:

¹ BP – вільне розширення, C – Сєдов

² Модель випромінювання плазми

³ Для пн.-сх. частини ЗН

⁴ Концентрація протонів МЗС для пд.-зх. частини ЗН оцінена як $(n_{\text{H}}^o)_{\text{SW}} \sim 10(n_{\text{H}}^o)_{\text{NE}}$

У роботі Клааса та ін. [84] автори також використовували обидві моделі випромінювання (рівноважна іонізація та HPI) для інтерпретації даних спостережень RCW86 в ході роботи EXOSAT'у. У двокомпонентній спектральній моделі було одержано меншу температуру $T_{\text{high}} = 3.4 \pm 0.2$ кеВ. Низькотемпературну компоненту було пояснено ефектом HPI. В оцінці параметрів RCW86 автори вперше використали особливості розподілу поверхнеої яскравості. Вища емісія від південно-західної (пд.-зх.) частини ЗН повинна бути зумовлена щільнішим середовищем. Тому Сєдовська модель була застосована лише для інтерпретації північно-східної (пн.-сх.) частини ЗН. HPI модель дала температуру в цій області ЗН $T_s = T_e/1.3 = T_{\text{high}}/1.3 = (3.03 \pm 0.2) \cdot 10^7$ К.

Рентгенівські дані супутника ASCA для цього об'єкту були розглянуті в роботі Вінка та ін. [222]. Автори виявили суттєві варіації температури по поверхні ЗН $T_e = 0.8 \div 5$ кеВ. Вони оцінили контраст густин пд.-зх. та пн.-сх. частин ЗН в $5 \div 50$ разів.

Моделюючи випромінювання ЗН слід брати до уваги можливість того, що плаз-

ма може перебувати в умовах нерівноважної іонізації. Водночас, неоднорідність оточуючого МЗС також є важливим фактором, вплив якого може перевищувати значення HPI в $10^1 \div 10^5$ разів (підрозділ 3.1). На сьогодні практично неможливо побудувати модель, яка враховує як HPI так й неоднорідність МЗС. Внаслідок цього попередні моделі RCW86 базувалися на одновимірних розв'язках Сєдова, які не відновлюють спостережуваної морфології цього ЗН. У цьому розділі показано, що розподіл поверхневої яскравості RCW86 може бути пояснений результатом еволюції ЗН в МЗС з великомасштабним градієнтом густини. Дрібномасштабні структури на спостережуваних картах ЗН не враховуються в наших моделях оскільки вони є локальними й не змінюють глобальну поведінку поверхневої яскравості. Тут розглядається рівноважне рентгенівське випромінювання плазми.

4.2. Моделі з неоднорідним середовищем та їх початкові параметри

Еволюція ЗН в середовищі з великомасштабним градієнтом густини – принципова основа розроблених в цьому розділі моделей. Нами приймається, що вибух Наднової був сферично-симетричний, а несферична форма й регулярний розподіл поверхневої Х-яскравості зумовлений тільки великомасштабною структурою неоднорідного МЗС.

Коли будуються тривимірні моделі ЗН, з'являються нові модельні параметри, пов'язані з орієнтацією об'єкта та його проекцією на картинну площину. Проекційні ефекти ускладнюють аналіз спостережень. В загальному випадку неможливо відновити реальну 3-D форму при відомій проекції. У випадку розглянутих тут 2-D осесиметричних моделей, проекційні ефекти можуть бути включені в моделі значно легше, всилу простої залежності між параметрами моделі та проекцією. Кут δ між віссю симетрії 2-D ЗН та видимим перерізом є новим додатковим вільним параметром моделі.

За базові початкові дані для моделі беруться три спостережувані результа-

ти: видимий кутовий розмір ЗН $\Theta \approx 40'$, температура гарячої компоненти плазми $T_{\text{high}} = 3.4 \pm 0.2$ кеВ, визначеної зі спектру всього ЗН [84] та профіль розподілу поверхневої яскравості вздовж осі симетрії проекції ЗН [174] (див. рис. 4.3, 4.7). Цей профіль чутливий до великомасштабного розподілу густини МЗС та дозволяє виявити його градієнт.

У цьому розділі розглянуто обидві гіпотези про походження RCW86: можливість того, що Наднова спалахнула в 185 р. та того, що зоря-попередник належала до ОВ-асоціації. При моделюванні три вказані вище спостережувані характеристики доповнюються додатковою четвертою залежно від одного з двох припущень: 1) вік ЗН є 1800 р. або 2) відстань до ЗН рівна відстані до ОВ-асоціації.

Температура T_s на фронті УХ в Сєдовській моделі може бути одержана з T_{high} : $T_s \approx T_{\text{high}}/1.3$ [113]. В розділі 3 було показано, що несферичний ЗН можна характеризувати деякою характеристичною температурою $T_{\text{ch}} \propto (M)^{-1}$, яка зв'язана подібним чином з T_{high} :

$$T_{\text{ch}} \approx T_{\text{high}}/1.3 = (3.03 \pm 0.2) \cdot 10^7 \text{ К.} \quad (4.1)$$

Було також показано, що протягом адіабатичної стадії величина T_{ch} є близькою до T_s Сєдовського ЗН з тими ж модельними параметрами (наприклад, E_o , $n_{\text{H}}^o(0)$) з максимальною похибкою в $20 \div 30\%$. Тому ми можемо записати аналогічно до Сєдовського випадку, що

$$T_{\text{ch}} \approx T_s = 2.08 \cdot 10^{11} \left(\frac{E_{51}}{n_{\text{H}}^o(0)} \right)^{2/5} t_{yr}^{-6/5} \text{ К,} \quad (4.2)$$

$$T_{\text{ch}} \approx 6.47 \cdot 10^9 \left(\frac{E_{51}}{n_{\text{H}}^o(0)} \right) (\bar{R}_{\text{pc}})^{-3} \text{ К,} \quad (4.3)$$

де t_{yr} – вік ЗН в роках, $\bar{R}_{\text{pc}}$ – середній радіус несферичного ЗН в пк. Тут і далі $\gamma = 5/3$.

Для розрахунків рентгенівської емісії рівноважної плазми було апроксимовано дані роботи [178] (підрозділ 2.3).

4.3. RCW86 як результат вибуху Наднової у 185 р.н.е.

4.3.1. Експоненційне середовище. Візьмемо за початкові дані кутовий розмір Θ , температуру T_{ch} , профіль поверхневої яскравості та додатково вік ЗН $t = 1800$ років. Розглянемо еволюцію ЗН в неоднорідному середовищі з плоским експоненційним розподілом густини

$$\rho^o(r, \theta) = \rho^o(0) \exp\left(-\frac{r}{H} \cos \theta\right). \quad (4.4)$$

Коли зафіксувати T_{ch} й t , одержимо з (4.2) оцінку на відношення

$$E_{51}/n_{\text{H}}^o(0) = 1.5 \pm 0.25. \quad (4.5)$$

З цього відношення та діапазону можливої енергії вибуху $E_{51} = 0.1 \div 1$ впливає діапазон зміни концентрації $n_{\text{H}}^o(0) = 0.06 \div 0.8 \text{ см}^{-3}$.

З означення безрозмірного часу (підпункт 2.1.4.1) $\tau = t/t_{\text{m}}$ впливає (при $\gamma = 5/3$)

$$t = \tau t_{\text{m}} = 18.01 \left(\frac{E_{51}}{n_{\text{H}}^o(0)} \right)^{-1/2} R_{\text{m,pc}}^{5/2} \tau \quad \text{років}, \quad (4.6)$$

$R_{\text{m,pc}}$ – масштаб відстані в пк. З цього виразу та (4.5) впливає зв'язок між масштабом висот H часом τ :

$$H = R_{\text{m}} \simeq (6.8 \pm 0.2) \cdot \tau^{-2/5} \quad \text{пк}. \quad (4.7)$$

Можливі величини H лежать між $H = 150$ пк для Галактичного диску та кількома пк для локальної неоднорідності МЗС. Вплив неоднорідного середовища на динаміку ЗН стає більш помітним з віком ЗН. Розподіл поверхневої яскравості ЗН буде близький до Сєдовського для малих τ . А оскільки спостережуваний розподіл відрізняється від Сєдовського, безрозмірний час τ повинен не бути малим.

Відношення ξ величин осей видимої форми RCW86 рівне $\xi = 1.0 \div 1.2$ [174]. Це відповідає діапазону $\tau = 0.01 \div 11$ (рис. 3.2). Масштаб H , як впливає з (4.7), мусить тоді бути між 2.6 та 40 пк. Такий широкий діапазон зміни H є наслідком дуже повільного збільшення анізотропії видимої форми з часом (той же ж рис.). Малі значення H (наприклад $H = 2.6$ пк) видаються неможливими, бо контраст поверхневої

яскравості у цьому випадку повинен бути значним (біля $10^{4.7}$). Можлива присутність в анізотропії форми залишкової компоненти анізотропії, яку ЗН міг мати на стадії вільного розлітання, (внаслідок несферичності вибуху) є другою причиною, яка ускладнює використання малої анізотропії форми для оцінки H і τ .

Фізично більш коректні обмеження на H і τ можна одержати з профілю поверхневої яскравості. На рис. 4.1 показано профілі для чотирьох наборів початкових параметрів моделі. Відношення (4.5) й (4.7) мають місце для кожного набору. Бачимо, що для фіксованих H та τ форма профілю однакова. Величини енергії E_{51} (й, як наслідку (4.5), концентрації $n_H^o(0)$) зумовлюють амплітуду профілю, яка може відрізнятися в кілька десятків раз. З рис. 4.1 випливає, що величини H і τ впливають на контраст поверхневої яскравості.

Для знаходження H можна використати контраст яскравості в різних точках зображення ЗН. Наприклад, можна взяти відношення між двома прифронтовими максимумами. Найбільш прийнятний масштаб висот для цього випадку, як видно з рис. 4.2, є $H = 11.0$ пк (й відповідно $\tau = 0.3$). Тоді обчислення показують (рис. 4.3), що енергія вибуху $E_{51} = 0.22$ та концентрація $n_H^o(0) = 0.15 \text{ см}^{-3}$.

Для нормування поверхневої яскравості S в діапазоні $\varepsilon = 0.1 \div 2.0$ кеВ було використано ефективну величину енергії фотона $\bar{\varepsilon} = 0.1$ кеВ та перерізу поглинання $\bar{\sigma}$ як перерізу на енергії $\varepsilon = 0.316$ кеВ з даних Морісона і МакКаммона [165]. Одержана світність ЗН $L_x^{0.1-2} = 3.5 \cdot 10^{34} \text{ ерг/с}$ узгоджується з оціненою в роботі [174] $L_x^{0.2-4} = 2 \cdot 10^{34} d_{\text{кр}}^2 \text{ ерг/с}$. На рис. 4.4 показані карти поверхневої яскравості для цієї моделі у порівнянні з розподілом спектрального індексу α .

4.3.2. Середовище зі степеневим розподілом густини. Важливо відмітити, що конкретний вигляд розподілу густини оточуючого середовища не є дуже суттєвим поки розмір ЗН не перевищить кілька масштабів висот. Дійсно, подібні параметри моделі одержуються за припущення, що ЗН еволюціонує в іншому типі середовища, якщо контраст густини вздовж поверхні ЗН буде подібний. Розгляне-

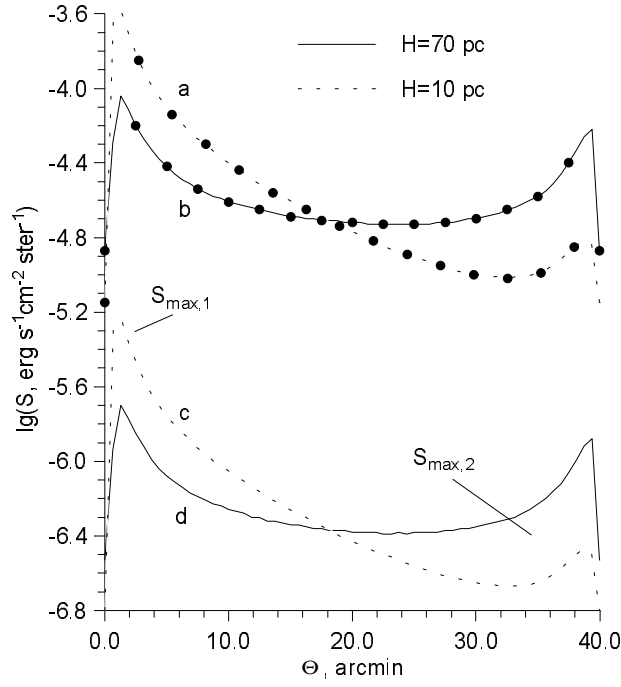


Рис. 4.1 Розподіл поверхневої яскравості S в діапазоні $\varepsilon = 0.1 \div 2$ кеВ вздовж медіани ЗН в МЗС з експоненційним розподілом густини (4.4) для чотирьох випадків початкових параметрів моделі. Для всіх випадків $E_{51}/n_{\text{H}}^{\circ}(0) = 1.5$, $H_{\text{pc}}\tau^{2/5} = 6.85$, $t = 1800$ років й $T_{\text{ch}} = 3.0 \cdot 10^7$ К. Суцільні лінії $H = 70$ пк, штрихові – $H = 10$ пк. Енергії вибуху: а, б: $E_{51} = 1$; с, d: $E_{51} = 0.15$. Крапками позначені випадки с, d, помножені на $((n_{\text{H}}^{\circ}(0))_{\text{top}}/(n_{\text{H}}^{\circ}(0))_{\text{bottom}})^2 = 10^{1.66}$.

мо, наприклад, середовище

$$\rho^{\circ}(r, \theta) = \rho^{\circ}(0) \left(\frac{\sqrt{r_o^2 + r^2 + 2rr_o \cos \theta}}{r_o} \right)^{\omega} \quad (4.8)$$

з $\omega = -2$ та розрахуємо ряд моделей з метою одержати прийнятне значення r_o , використовуючи контраст поверхневої яскравості між двома максимумами в розподілі яскравості. Спостережуваний контраст одержується в цій моделі при $r_o = 21.8$ пк. Характеристичний масштаб $H_{\text{ch}} = r / \ln(\rho(0)/\rho(r))$ для середовища (4.8) з таким r_o рівний $H_{\text{ch}} = 11$ пк. Інші параметри моделі справді є близькими до аналогічних характеристик ЗН в експоненційному середовищі (4.4) й показані в табл. 4.2 та на рис. 4.3.

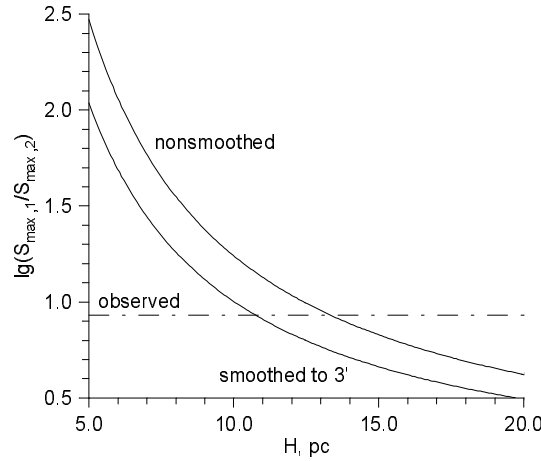


Рис. 4.2 Відношення величин двох максимумів в розподілі поверхневої яскравості S в залежності від H для моделей RCW86 в плоскому експоненційному середовищі (4.4). Тут $t = 1800$ років та $E_{51}/n_{\text{H}}^{\circ}(0) = 1.5$. Показано як згладжені до $3'$ контрасти (аналогічно до спостережених [174]), так і незгладжені.

4.3.3. Контакт між експоненційним та однорідним середовищами. RCW86 може еволюціонувати в МЗС з контактом між однорідним середовищем $\rho^{\circ} = \text{const}$ та регіоном з вищою густиною (наприклад, міжзоряною хмарою), де густина розподілена згідно експоненційного закону (4.4). У цьому випадку одна частина ЗН (пн.-сх. частина RCW86) буде розвиватися в однорідному середовищі, тоді як еволюція іншої (пд.-зх. частина RCW86) буде визначатися варіацією густини в щільнішому регіоні. В такій складеній моделі поверхнева яскравість в 1-центральної частині ЗН буде близькою до яскравості, яку дає Сєдовська модель ЗН, але максимальна яскравість буде визначатися конкретним розподілом густини в неоднорідному регіоні.

Коли ми візьмемо за початкові параметри відношення максимуму в розподілі яскравості RCW86 до величини яскравості у його видимому геометричному центрі, одержимо інші параметри для випадку експоненційного розподілу густини. А саме $H = 5.0$ пк (рис. 4.5) та $E_{51} = 0.17$ (рис. 4.3). Тепер можна розрахувати профіль поверхневої яскравості для Сєдовської моделі, яка описує пн.-сх. частину RCW86 у припущенні композитного середовища (рис. 4.3). Початкові параметри для цієї

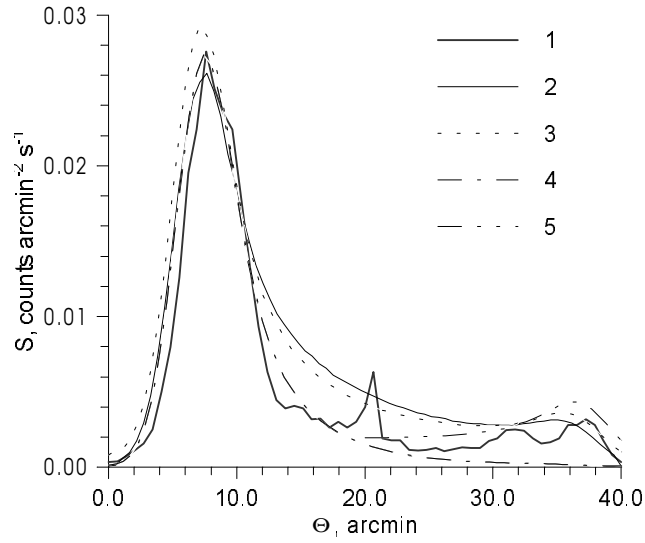


Рис. 4.3 Спостережуваний (лінія 1) розподіл поверхневої яскравості S вздовж осі симетрії RCW86 [174] та розподіли в моделях ЗН з віком $t = 1800$ років: лінія 2 – експоненційне середовище (4.4) з $H = 11$ пк та $E_{51} = 0.22$, $n_{\text{H}}^o(0) = 0.15 \text{ см}^{-3}$; лінія 3 – степеневе середовище (4.8) з $r_o = 21.8$ пк та тими ж E_{51} , $n_{\text{H}}^o(0)$; лінія 4 – експоненційне середовище (4.4) з $H = 5$ пк та $E_{51} = 0.17$, $n_{\text{H}}^o(0) = 0.11 \text{ см}^{-3}$; лінія 5 – однорідне середовище, $E_{51} = 0.17$, $n_{\text{H}}^o = 0.11 \text{ см}^{-3}$. Всі розподіли згладжені до $3'$.

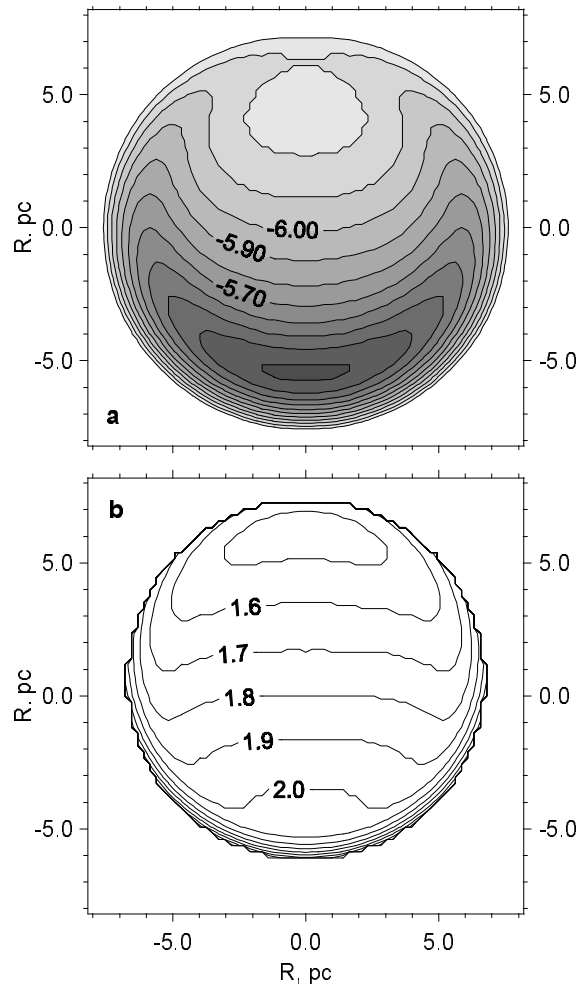


Рис. 4.4 а) Розподіл поверхневої яскравості S (в $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{ster}^{-1}$) в діапазоні $\varepsilon = 0.1 - 2 \text{ keV}$. б) Поверхневий розподіл спектрального індекса α на $\varepsilon = 5 \text{ keV}$ для моделі ЗН в експоненційному середовищі (4.4) з $H = 11.0 \text{ пк}$. Параметри моделі: $t = 1800$ років, $E_{51} = 0.22$, $n_{\text{H}}^0(0) = 0.15 \text{ cm}^{-3}$ та $\delta = 0^\circ$.

моделі є ті ж, що й для під-зх. частини ЗН: $E_{51} = 0.17$, $n_{\text{H}}^{\circ}(0) = 0.11 \text{ см}^{-3}$. Можемо бачити, що модель складеного середовища краще описує спостережуваний розподіл яскравості, ніж чисте експоненційне середовище.

Слід відмітити, що якщо RCW86 був створений вибухом у 185 р., ми бачимо його в проекції, близькій до максимального розкриття ($\delta \approx 0^{\circ}$). Справді, інші проекції зменшують реальні контрасти (наприклад, розмірів осей, поверхневої яскравості), й якщо ми бачимо вже зменшений проекцією контраст яскравості, тоді реальний повинен бути більшим, й тому H повинен бути ще меншим.

Одержані параметри RCW86 зведені у табл. 4.2.

4.4. RCW86 як результат вибуху Наднової в ОБ-асоціації

Припустимо тепер, що RCW86 є наслідком вибуху Наднової в ОБ-асоціації, відстань до якої відома [223]. Основним питанням у цьому підрозділі є значення масштабу неоднорідності середовища довкола RCW86. Тому для моделювання буде використаний експоненційний розподіл густини (4.4). За початкові дані візьмемо спостережуваний кутовий розмір Θ , температуру T_{ch} , профіль поверхневої яскравості й, додатково, відстань до ЗН $d \approx 2.8 \pm 0.4 \text{ кпк}$ [182].

Оцінка середнього радіусу ЗН з Θ і d : $\overline{R}_{\text{pc}} = 0.5d_{\text{kpc}}\Theta'/3.438 \approx 16.3 \pm 2.3 \text{ пк}$. Тепер з (4.3) впливає оцінка

$$E_{51}/n_{\text{H}}^{\circ}(0) \simeq 23 \pm 10. \quad (4.9)$$

Енергія вибуху повинна бути високою, а початкова концентрація – низькою. Вік ЗН, як це впливає з (4.2), знаходиться в межах від $t = 3500$ років для $T_{\text{ch}} = 2.8 \cdot 10^7 \text{ К}$ і $E_{51}/n_{\text{H}}^{\circ}(0) = 13$, до $t = 5350$ років при $T_{\text{ch}} = 3.2 \cdot 10^7 \text{ К}$ і $E_{51}/n_{\text{H}}^{\circ}(0) = 32$. Бачимо, згідно з [182], що якщо RCW86 – залишок Наднової, що вибухнула в ОБ-асоціації, то він не міг виникнути 185 р.

Для відстані $d = 2.8 \text{ кпк}$ та $T_{\text{ch}} = 3.0 \cdot 10^7 \text{ К}$ одержуються вік $t = 4300$ років й відношення $E_{51}/n_{\text{H}}^{\circ}(0) = 20.3$. Розрахуємо еволюцію ЗН в експоненційному середо-

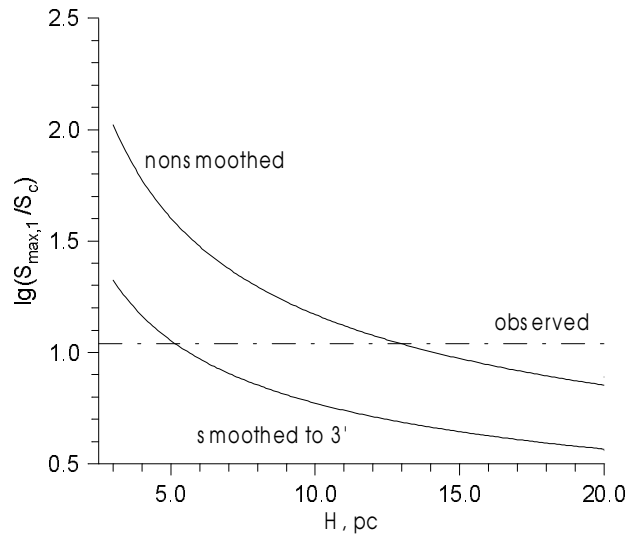


Рис. 4.5 Те ж, що й на рис. 4.2 для відношення між максимумом в розподілі поверхневої яскравості $S_{max,1}$ та величиною яскравості у видимому геометричному центрі RCW86 S_c .

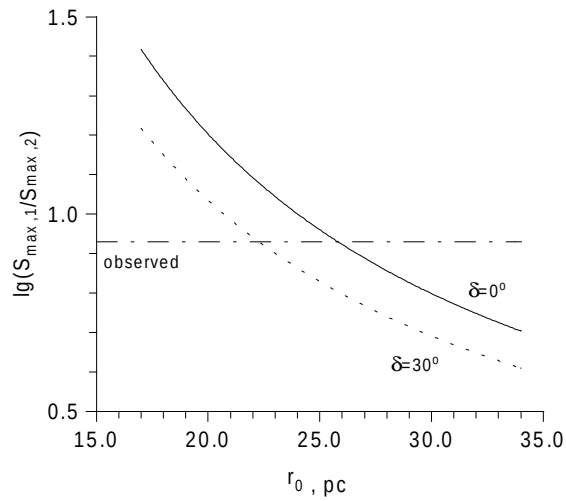


Рис. 4.6 Відношення величин двох максимумів у розподілі рентгенівської поверхневої яскравості S в залежності від H для ЗН в експоненційному середовищі (4.4), при $t = 4300$ років, $E_{51}/n_H^o(0) = 20.3$ та $\delta = 0^\circ$. Штрихова лінія – те ж відношення для тієї ж моделі при $\delta = 30^\circ$. Всі відношення згладжені до $3'$.

Таблиця 4.2

Параметри RCW86, одержані в різних моделях ЗН. Світність L_x в діапазоні $\varepsilon = 0.1 \div 2.0$ кеВ. $R(0)$ та $R(\pi)$ – радіуси УХ в напрямках $\theta = 0$ і $\theta = \pi$ відповідно. Е – середовище (4.4); PL – середовище (4.8) з $\omega = -2$ і $r_o = 21.8$ пк; EU – середовище (4.4) плюс однорідне.

Параметри моделі	Початковий розподіл густини				
	Е	PL	EU	Е	Е
<i>Спостережені</i>					
Θ , кут. мін.	40	40	40	40	40
T_{ch} , 10^7 К	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0
<i>Додаткові</i>					
t , років	1800	1800	1800	—	—
d , кпк	—	—	—	2.8	2.8
H , пк	11	~ 11	5.0	26	22
δ , градуси	0	0	0	0	30
<i>Одержані</i>					
t , років	1800	1800	1800	4300	4300
E_o , 10^{51} ерг	0.22	0.22	0.14	2.0	2.0
$n_{\text{H}}^o(0)$, см^{-3}	0.15	0.15	0.10	0.1	0.1
$R(0)$, пк	7.50	7.42	6.84	17.96	18.25
$R(\pi)$, пк	6.27	6.20	5.78	14.96	14.78
$D(0)$, км/с	1800	1740	1490	1810	1870
$D(\pi)$, км/с	1260	1220	1070	1250	1230
$T(0)$, 10^7 К	4.45	4.18	3.03	4.50	4.82
$T(\pi)$, 10^7 К	2.17	2.03	1.58	2.16	2.07
$n_{\text{H}}^o(R, 0)$, см^{-3}	0.08	0.08	0.10	0.18	0.19
$n_{\text{H}}^o(R, \pi)$, см^{-3}	0.27	0.29	0.31	0.05	0.04
d , кпк	1.18	1.17	1.08	2.83	2.83
M , $M_{\odot}$	6.9	6.8	—	62	62
$lg(L_x, \text{ерг/с})$	34.54	34.53	—	35.33	35.35
$\alpha(5 \text{ кеВ})$	1.90	1.88	—	1.91	1.92

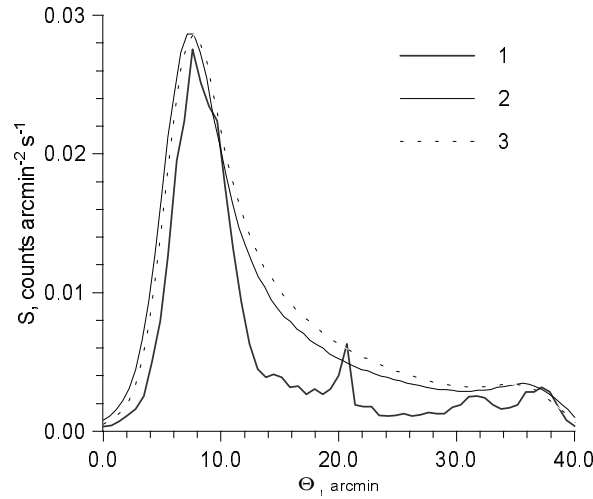


Рис. 4.7 Розподіл поверхневої яскравості S вздовж осі симетрії RCW86: лінія 1 – спостережуваний [174]; лінія 2 – модельний в експоненційному середовищі (4.4) з $H = 25.7$ пк та $t = 4300$ років, $E_{51} = 2.0$, $n_{\text{H}}^o(0) = 0.1 \text{ см}^{-3}$, $\delta = 0^\circ$; лінія 3 – та ж модель за винятком $H = 22.3$ пк й $\delta = 30^\circ$. Всі розподіли згладжені до $3'$.

вищі (4.4) з цими початковими параметрами. З рис. 4.6 бачимо, що масштаб висот $H = 25.7$ пк найкраще підходить у випадку проекції з максимальним розкриттям ЗН ($\delta = 0^\circ$). Для оцінки енергії вибуху E_o та концентрації $n_{\text{H}}^o(0)$ було розраховано ряд моделей з таким H та відмінними E_o . З рис. 4.7 можна бачити, що розподіл поверхневої яскравості вздовж осі симетрії для $E_{51} = 2.0$, $n_{\text{H}}^o(0) = 0.1 \text{ см}^{-3}$ близький до одержаного в ході спостережень. Карти розподілів поверхневої яскравості S та спектрального індексу α показані на рис. 4.8.

Рис. 4.7 демонструє також розподіл поверхневої яскравості вздовж осі симетрії для випадку іншої проекції ЗН, коли $\delta = 30^\circ$. Бачимо, що розподіл, подібний до спостережуваного, може бути одержаний також за іншої проекції 2-D ЗН на небесну площину з меншим $H = 22.3$ пк. Поки що ми не можемо відділити один випадок проекції від іншої, але бачимо, що модель з $\delta = 30^\circ$ не змінює суттєво параметри ЗН. Вони представлені для цих різних моделей RCW86 також у табл. 4.2. Моделювання виявляє також, що для моделі з $\delta = 30^\circ$ розподіли як яскравості так і спектрального індексу також дуже близькі до показаного на рис. 4.8 випадку $\delta = 0^\circ$.

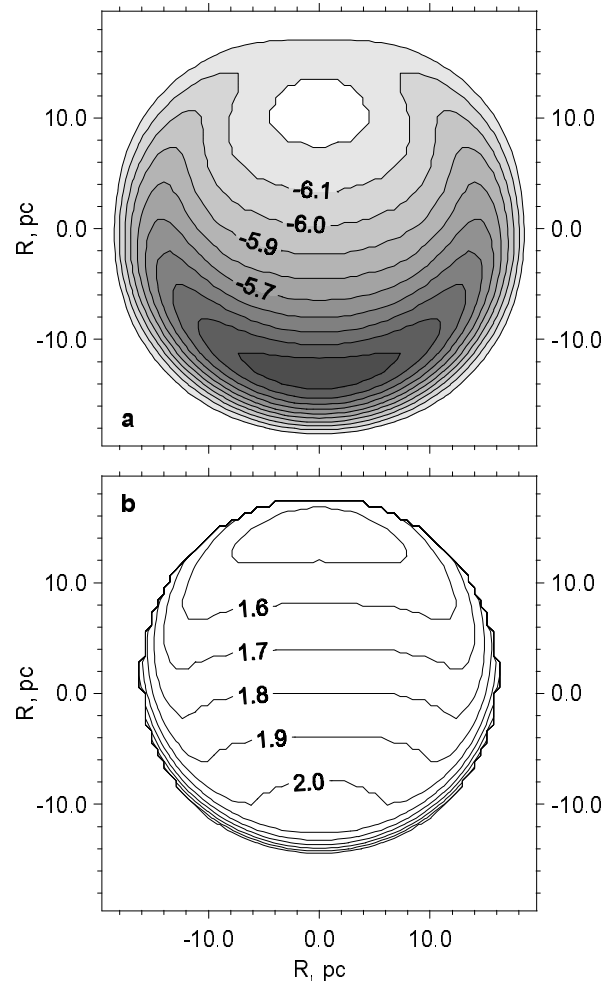


Рис. 4.8 а) Розподіл поверхневої яскравості S в діапазоні $0.1 - 2$ кеВ та б) поверхневий розподіл спектрального індексу α на $\varepsilon = 5$ кеВ в моделі ЗН в експоненційному середовищі з $H = 25.7$ пк. Параметри моделі $t = 4300$ років, $E_{51} = 2.0$, $n_{\text{H}}^{\circ}(0) = 0.1 \text{ см}^{-3}$ та $\delta = 0^{\circ}$.

4.5. Вплив речовини скинутої оболонки

В роботі [171] зроблено висновок, що дані спостережень RCW86 можуть бути підігнані модельно без врахування вкладу зоряного викиду у випромінювання. Автори також оцінили величину $\beta = M_{ej}/E_{51}$ (M_{ej} – маса зоряного викиду в $M_{\odot}$); вона лежить в межах від 1 до 10. В нашій моделі ЗН енергія $E_{51} = 0.22$ у випадку вибуху Наднової в 185 р. чи $E_{51} = 2.0$ при спалахові на відстані $d = 2.8$ кпк. Тому масу викиду можна оцінити як $M_{ej} = 0.22 \div 2.2M_{\odot}$ чи $M_{ej} = 2 \div 20M_{\odot}$. Нагребені маси складають відповідно 7 або 62 $M_{\odot}$, що перевищує M_{ej} від 3 до 31 разів. За наших припущень про рівноважну іонізацію та $n_H^o \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$, такі значення нагребених мас є достатніми для того, щоб вважати RCW86 залишком, який перебуває в адіабатичній стадії еволюції. Тому ми можемо вважати, що випромінювання зоряного викиду не модифікує суттєво випромінювання від RCW86. Однак, якщо взяти до уваги ефекти НРІ й розглянути величину β аж до можливої верхньої межі $\beta \sim 40$, вклад зоряного викиду може бути суттєвим [171].

4.6. Висновки

Спостереження виявляють складну морфологію RCW86: форма, близька до сферичної, співіснує з відмінним від Сєдовського розподілом поверхневої яскравості. У розділі представлено результати 2-D моделювання цього ЗН. Розраховані моделі ЗН, які вперше пояснюють анізотропію поверхневої яскравості результатом еволюції адіабатичного ЗН в МЗС з великомасштабним градієнтом густини. Розглянуто моделі RCW86 у кількох типах неоднорідного середовища. Показано, що особливості розподілу поверхневої яскравості дозволяють відновити характеристики ЗН. Контрасти поверхневої яскравості залежать від градієнту густини МЗС і віку ЗН, тоді як амплітуда поверхневої яскравості залежить від енергії вибуху та початкової густини в околі зорі-попередника.

Показано, що спостережуваний розподіл поверхневої яскравості RCW86 може бути одержаний в моделях за двох відмінних початкових припущень: про вибух Наднової зорі 185 р. чи про вибух в ОВ-асоціації.

Оцінки на основні характеристики ЗН та оточуючого МЗС, які впливають із цих моделей, подані в табл. 4.2. Моделі дають спостережуваний контраст поверхневої яскравості при розгляді МЗС з масштабом неоднорідності 11 пк, якщо вік RCW86 складає 1800 р. або 20 – 25 пк коли ЗН віддалений від нас на 2.8 кпк. Контраст густин пд.-зх. й пн.-сх. частин RCW86 знаходиться в межах 3.5 – 4.5.

РОЗДІЛ 5

ЗН ТИХО БРАГЕ. ЕВОЛЮЦІЯ ТА РЕНТГЕНІВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

5.1. Спостереження ЗН Тихо

Залишок Наднової, яку описав у 1572 році Тихо Браге, є одним з найбільш вивченим у всіх діапазонах випромінювання ([31] та посилання там). Відстань до нього з радіоспостережень оцінюється у $d = 2.2 - 4.2$ кпк [191]. Детальний аналіз спектру рентгенівського випромінювання ЗН даний у роботі [132]. З недавніх робіт слід відмітити [139], у якій на основі даних ASCA проаналізовані особливості випромінювання та показані зображення ЗН у кількох лініях в рентгенівському діапазоні.

ЗН Тихо Браге є порівняно молодим ЗН. У його рентгенівське випромінювання (і в основному в сильних лініях) робить внесок емісія від зоряного викиду [139], хоча основним вкладом є випромінювання збуреного МЗС, оскільки маси нагребеного газу та викиду приблизно рівні [193]. Останній факт свідчить про те, що ЗН знаходиться на перехідній стадії еволюції.

До недавнього часу спостереження не виявляли ніяких суттєвих варіацій спектру по поверхні ЗН внаслідок недостатнього просторового розділення приладів. У роботі [220] наведено результати спостережень, метою яких було виявити просторові варіації у двох енергетичних діапазонах, в яких домінували певні групи ліній спектру. Автори зробили висновок, що виявлені ними варіації у цих діапазонах є наслідком розподілу елементів викиду. Несильні просторові варіації яскравості спектральних ліній по ЗН виявлені в ході аналізу даних ASCA [139] й пояснені тим, що різні частини ЗН знаходяться у різних стадіях іонізації.

Причиною цих варіацій, як також спостережуваного розподілу поверхневої яскравості може бути неоднорідне середовище, в якому вибухнула наднова зоря. Ав-

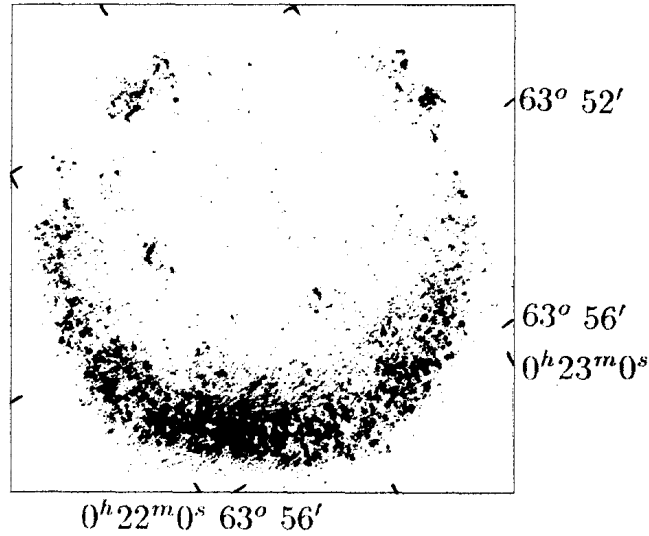


Рис. 5.1 Вигляд залишку Наднової Тихо Браге у діапазоні 0.15-4 кеВ, одержаний в ході експерименту на космічній обсерваторії ім. Айнштейна в лютому 1979 року [192].

тори робіт [132, 139] також зазначають, що для детального моделювання ЗН необхідно прийняти до уваги неоднорідність середовища, у якому розвивається ЗН. Метою даного розділу є побудова такої самоузгодженої моделі ЗН Тихо, яка враховує еволюцію ЗН у неоднорідному середовищі, та виявлення того, як введення в модель такого середовища вплине на характеристики випромінювання ЗН.

Результати, представлені в цьому розділі, опубліковані в [13].

5.2. Гідродинамічна модель та морфологія

Розглянемо еволюцію адіабатичного залишка Наднової у середовищі зі степеневим розподілом густини (3.3) з $w = -2$ та центром вибуху, зміщеним на відстань r_o від центру симетрії розподілу, при значеннях параметрів моделі, які узгоджуються з результатами спектральних спостережень та відомим віком залишку Наднової Тихо Браге [31]: $E_o = 0.1 \cdot 10^{51}$ ерг, $n_H^o(0) = 1 \text{ см}^{-3}$, $t = 425$ років, $r_o = 15$ пк.

Як видно з рис. 5.2, який демонструє еволюцію видимої форми такого ЗН, хоча з часом асиметрія реальної форми й зростає, видима форма залишається близькою

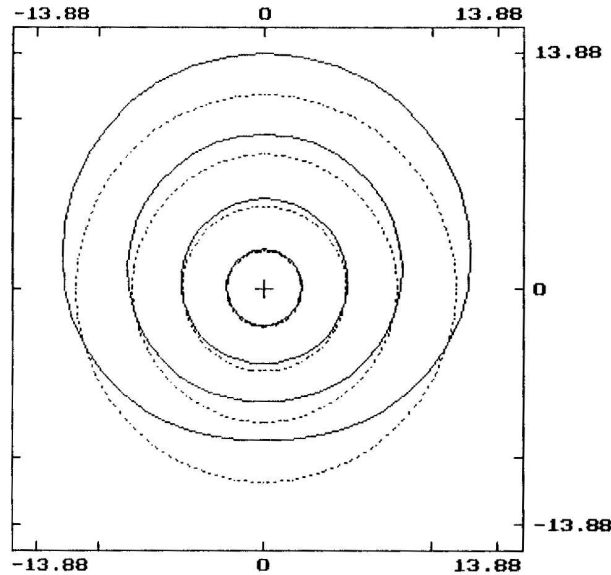


Рис. 5.2 Профілі фронтів УХ (форма ЗН), яка поширюється в неоднорідному середовищі (3.3) з $w = -2$ (суцільна лінія) та однорідному (штрихова) для часу з моменту спалаху, рівному 425, 3000, 10000, 25000 рокам. Параметри моделі $E_o = 0.1 \cdot 10^{51}$ ерг, $n_H^o(0) = 1 \text{ см}^{-3}$, $r_o = 15$ пк.

до сферичної навіть при радіусі залишка порядку масштабів неоднорідності (r_o).

5.3. Рентгенівське випромінювання

5.3.1. Інтегральні характеристики. Як уже було відмічено, вже перші результати спостережень ЗН за допомогою рентгенівських телескопів виявили факт суттєвої асиметрії їх поверхневої яскравості, тоді як глобальні характеристики (середній видимий радіус, ефективна температура плазми, інтегральний спектр випромінювання) все ж добре описувались Сєдовською сферично-симетричною моделлю. Причини такого співпадіння були розглянуті у підрозділі 3.1; воно ще раз підтверджується рис. 5.2, де середній радіус залишку слабо відрізняється від випадку однорідного середовища, а також рис. 5.3, де виявлено добре співпадіння інтегральних спектрів від всього залишку у випадку однорідного та неоднорідного середовищ. Саме тому для побудови реальної картини стану залишку необхідні

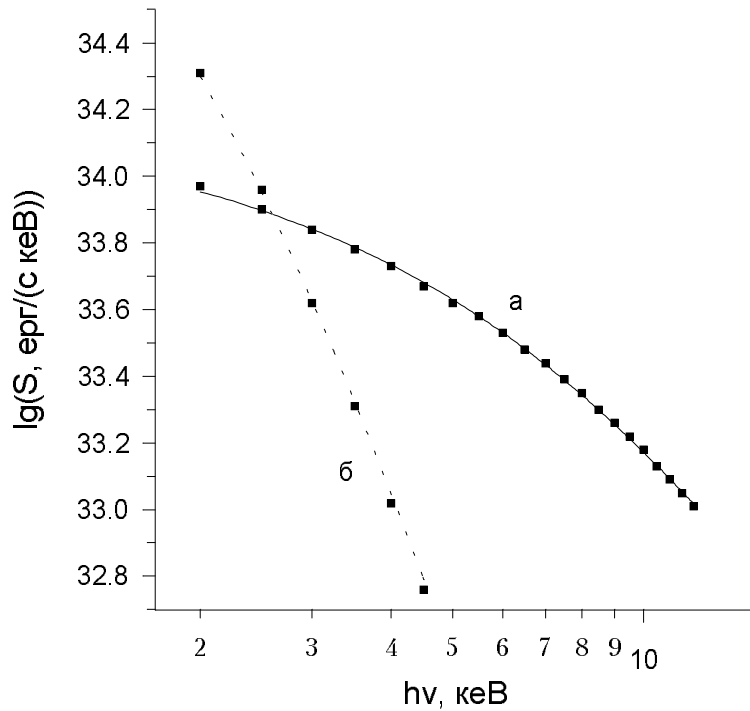


Рис. 5.3 Випромінювання в неперервному спектрі від повного залишка з тими ж параметрами, що й на рис. 5.2 для $t = 425$ років (а) та $t = 3000$ років (б). Суцільні лінії – випадок неоднорідного середовища, квадратики – однорідного.

дослідження фізичних умов у різних локальних його областях.

5.3.2. Поверхневий розподіл характеристик. Так, спектри випромінювання різних регіонів залишку відрізняються (рис. 5.4), що в свою чергу призводить до явної асиметрії рентгенівських зображень таких об'єктів (рис. 5.1). Теоретичні карти поверхневої яскравості в діапазоні 0.1-4.5 кеВ для залишку, параметри вибуху в якому відповідають спалаху Наднової Тихо, і який еволюціонує в середовищі зі степеневим розподілом густини (3.3) з $w = -2$, розраховані вперше та наведені на рис. 5.5. Промодельована анізотропія характеристик виявляється близькою до спостережуваної, що свідчить про те, що неоднорідність навколишнього середовища є найбільш вірогідною причиною асиметрії рентгенівської поверхневої яскравості ЗН Тихо Браге.

Важливо відмітити, що в залежності від орієнтації градієнта густини середовища відносно променя зору спостерігача величина анізотропії поверхневих харак-

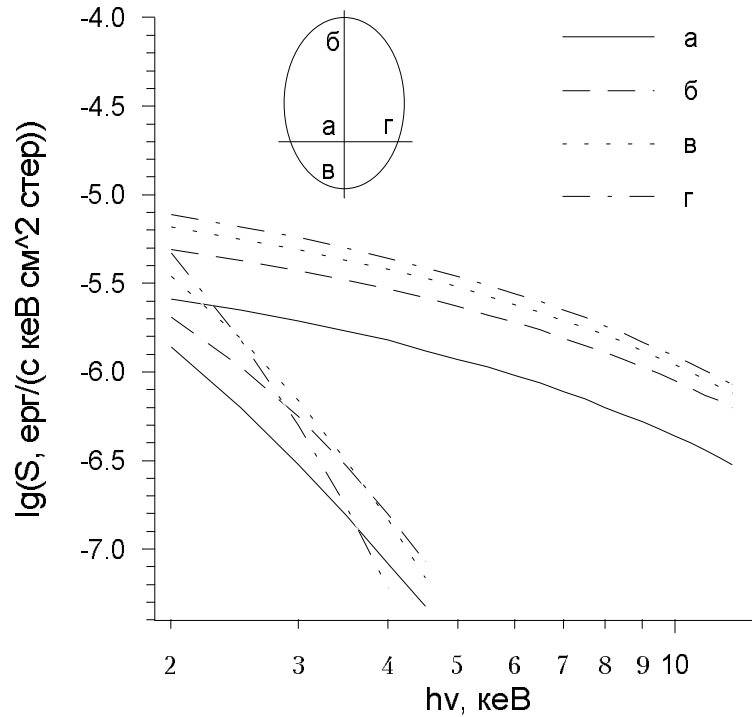


Рис. 5.4 Випромінювання в континуумі від окремих областей залишка (розташованих в центрі та на відстані 0.9 відповідних радіусів) з тими ж параметрами що й на рис. 5.2 для $t = 425$ років (пологіші криві) та $t = 3000$ років (крутіші криві).

теристик є різною: зменшується зі зменшенням кута між векторами градієнта густини та променя зору, – й зникає зовсім, коли ці вектори стають колінеарними (рис. 5.5). В останньому випадку лише аналіз радіальної залежності поверхневої яскравості дозволить відділити несферичний осесиметричний залишок (рис. 5.5в) від сферичного (Сєдовського) (рис. 5.5г).

Анізотропія поверхневої яскравості є результатом анізотропії розподілу температури та густини всередині несферичного залишку. Якщо спостерігаються спектри від окремих областей залишку, то за знайденими за ними ефективними температурами плазми в цих областях також можна оцінити ступінь анізотропії залишку. На рис. 5.6 приведені карти розподілу спектрального індекса випромінювання α в околі енергій квантів $h\nu = 5$ кеВ, поведінка якого відображає поведінку ефективної температури плазми на даному промені зору ($kT \approx h\nu \cdot \alpha^{-1}$ при $h\nu \geq 2$ кеВ), і, тим самим, є ефективним тестом реальної анізотропії залишку. Значення спектрально-

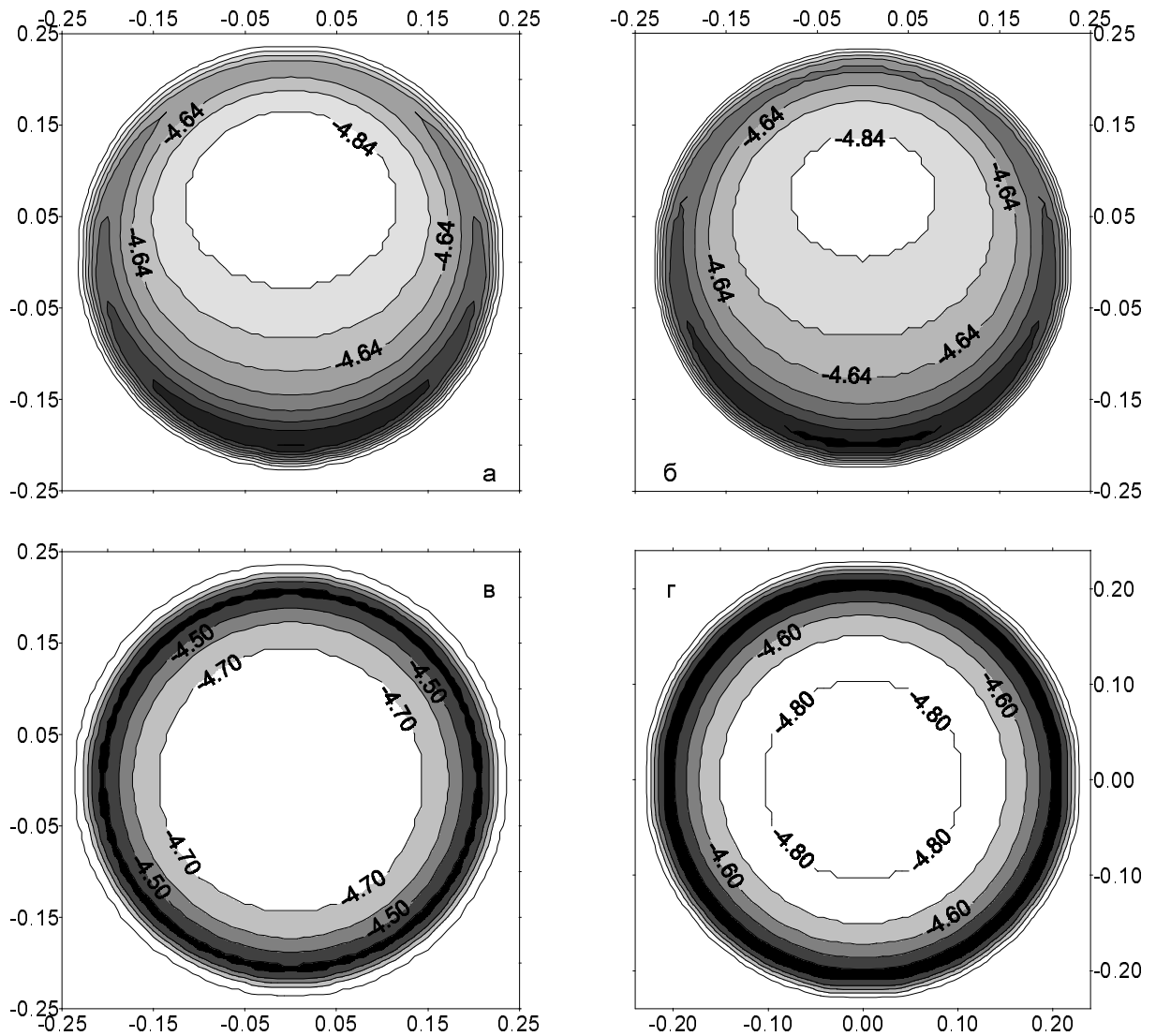


Рис. 5.5 Розподіл поверхневої яскравості залишку з тими ж параметрами що й на рис. 5.2 та $t = 425$ років для випадку неоднорідного середовища (а,б,в) та однорідного (г). Кути між напрямком максимального падіння густини та картинною площиною рівні: а -0° , б -45° , в -90° . На ізофотах вказано значення логарифму потоку S , ($[S] = \text{ерг с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ стер}^{-1}$) з кроком 0.1. Повна світність в діапазоні $\varepsilon = 0.1 - 4.5$ кеВ для випадків а,б,в $L_x = 4.8 \cdot 10^{34}$ ерг/с, для випадку г $L_x = 4.7 \cdot 10^{34}$ ерг/с.

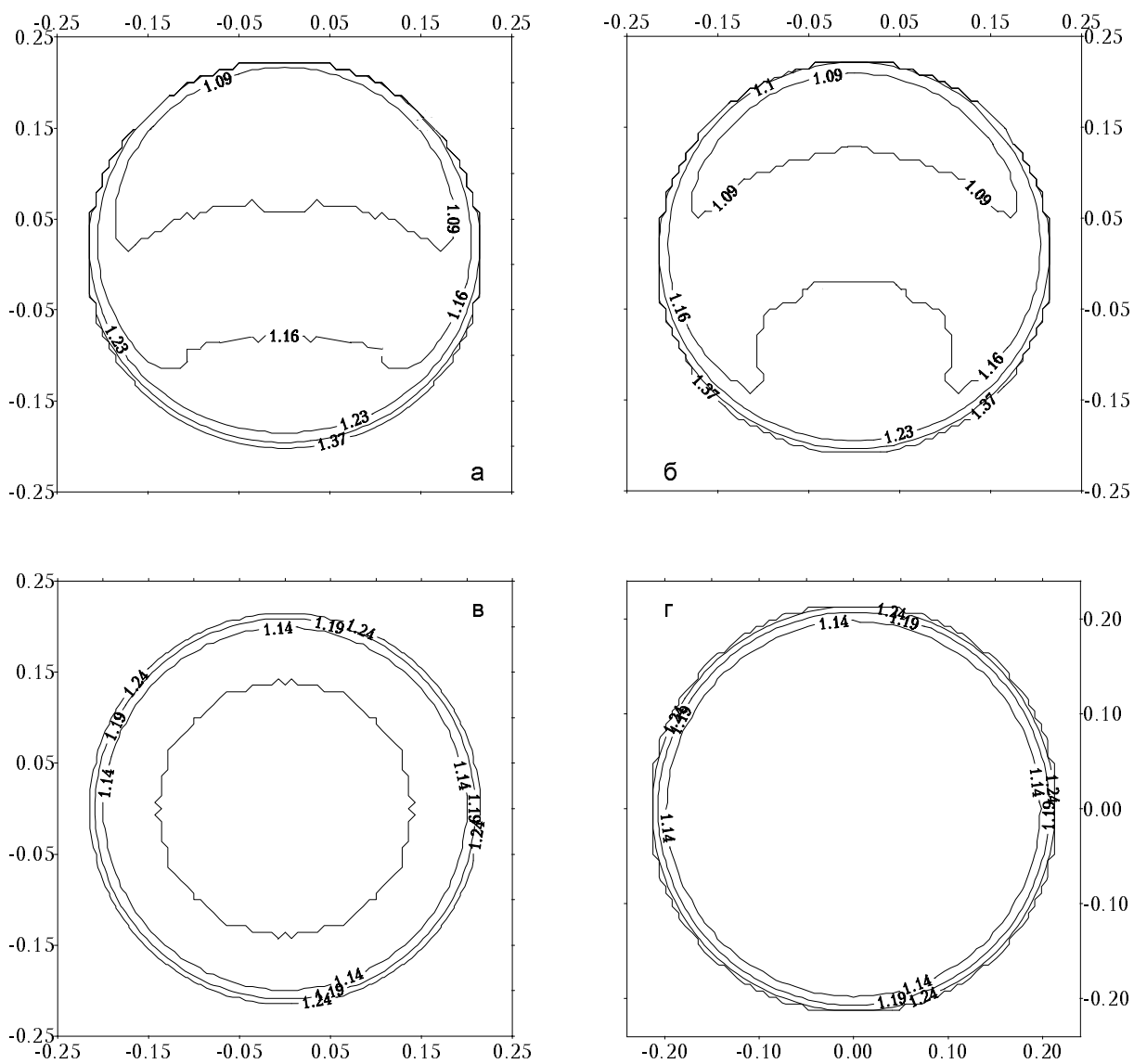


Рис. 5.6 Розподіл спектрального індексу для випадків, описаних на рис. 5.5. При цьому спектральний індекс потоку від повного залишку рівний $\alpha(5 \text{ кеВ}) = 1.15$ у неоднорідному та $\alpha(5 \text{ кеВ}) = 1.14$ у однорідному середовищах.

го індексу у найяскравішій та протилежній їй частинах ЗН відрізняються на 25% для випадку максимального розкриття залишку.

5.4. Висновки

Анізотропний характер розподілу поверхневої яскравості ЗН Тихо природньо пояснюється вибухом Наднової з енергією вибуху $E_o \simeq 10^{50}$ в неоднорідному середовищі з розподілом густини, близьким до степеневого (3.3) з $w = -2$, із значенням густини в околі попередника Наднової $n_o \simeq 1 \text{ cm}^{-3}$. З самоузгодженої моделі ЗН, яка враховує неоднорідний розподіл густини оточуючого середовища, нами отримані наступні його характеристики: радіус фронту $R_s(\theta = 0) = 2.3 \text{ пк}$, $R_s(\theta = \pi) = 2.1 \text{ пк}$; швидкість ударної хвилі $D_s(0) = 2200 \text{ км/с}$, $D_s(\pi) = 1900 \text{ км/с}$; концентрація протонів міжзоряного газу в області фронту ударної хвилі $n_H^o(0) = 0.75 \text{ см}^{-3}$, $n_H^o(\pi) = 1.36 \text{ см}^{-3}$; маса нагребеної речовини $M = 1.6 M_\odot$; відстань до залишку $d = 2.4 \text{ кпк}$.

Для залишку, аналогічному до залишку Тихо, декількох вимірів високоенергетичної частини спектру в різних місцях може бути достатньо, щоб оцінити ступінь відхилення густини середовища від однорідності.

РОЗДІЛ 6

ЗН IC443 – ДЖЕРЕЛО РЕНТГЕНІВСЬКОГО ТА γ -ВИПРОМІНЮВАННЯ

Недавні спостереження γ -джерел телескопом EGRET на борту γ -обсерваторії ім. Комптона виявили кілька значних γ -потоків в напрямку на деякі яскраві в радіодіапазоні ЗН [206, 105, 207]. Чотири джерела співпадають з ЗН без відомих пульсарів. Ці ЗН виявляють ознаки взаємодії з міжзоряними хмарами. Це W28, W44, γ Cygni and IC 443. Вважається, що спостережуване γ -випромінювання є результатом взаємодії прискорених УХ протонів з матеріалом, нагребеним ЗН [206], або з речовиною сусідніх молекулярних хмар [105].

В цьому розділі ми аналізуємо цю гіпотезу на прикладі добре вивченого ЗН IC 443 й показуємо, що через нетипово низьку енергію вибуху Наднової така проста інтерпретація не має місця у випадку IC 443. Для пояснення γ -випромінювання ЗН нами розробляється гідродинамічна модель IC 443 як наслідку вибуху Наднової в середовищі з великомасштабним градієнтом густини, що дозволяє нам пояснити спостережуваний розподіл рентгенівської поверхневої яскравості та одержати параметри ЗН, зокрема характеристики УХ (підрозділ 6.1). Використовуючи ці параметри ми розглядаємо в деталях взаємодію УХ з близькою молекулярною хмарою (підрозділ 6.2) та показуємо, що зворотня УХ підвищує енергію та густину прискорених космічних променів (підрозділ 6.3). Відтак показуємо, що зумовлене нестійкістю Релея-Тейлора ефективне перемішування речовини ЗН та молекулярної хмари призводить до генерації спостережуваного потоку γ -променів (підрозділ 6.4).

Опубліковано в роботі [134].

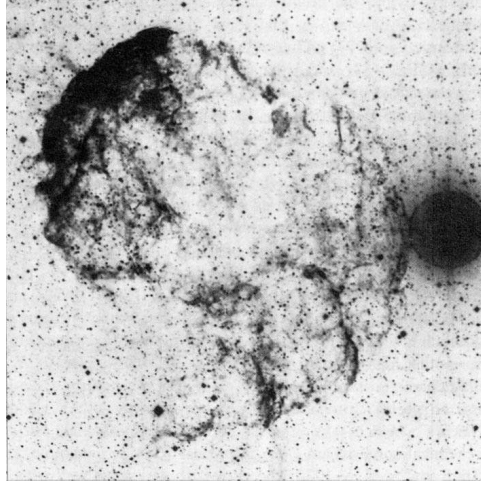


Рис. 6.1 Зображення IC 443 з Паломарського атласу.

6.1. Гідродинамічна модель та рентгенівське випромінювання ЗН IC 443

ЗН IC 443 – дорбе вивчений в різних діапазонах об’єкт [124, 65, 166, 226, 172, 49] (рис. 6.1 та 6.2). Вважається, що він є результатом вибуху наднової зорі, який стався $t = 3000 \div 5000$ років тому біля щільної молекулярної хмари, віддаленої від нас приблизно на $d \approx 1.5$ кпк. Нетипова несферична морфологія ЗН свідчить про неоднорідність оточуючого МЗС. Досі немає самоузгодженої моделі IC 443, яка враховувала б цю неоднорідність. Натомість, моделі ЗН базуються на використанні 1-D автомодельного розв’язку Сєдова [35] в однорідному середовищі. Роль градієнта густини МЗС була врахована лише для пояснення асиметрії форми в рамках наближення Компанійця [22] в роботах [31, 172]. Тому нами проведено детальні 2-D розрахунки еволюції IC 443 в неоднорідному середовищі за використання методу, описаного в розділі 2. Окрім геометричних розмірів, за вхідні параметри взято повний потік та розподіл поверхневої яскравості в рентгенівських променях.

Беручи до уваги загальноприйняту відстань до IC 443 $d = 1.5$ кпк [31, 172, 49], нами реконструйовано таку картину ЗН. $t = 4500$ років тому Наднова з енергією $E_o = 2.7 \cdot 10^{50}$ ерг спалахнула в перехідній зоні між однорідним МЗС з концентрацією протонів n_o та міжзоряною хмарою концентрацією n_i та масштабом висот h . Отже,

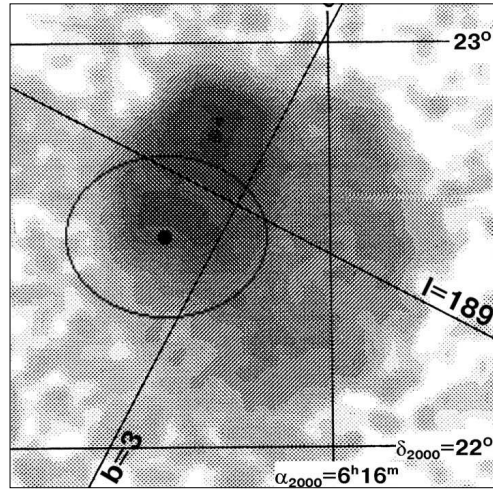


Рис. 6.2 Рентгенівське зображення IC 443, одержане ROSAT'ом [49] та контур 95% рівня ймовірності (суцільна лінія) γ -джерела 2EG J0618+2234 [105].

початковий розподіл густини в перехідній зоні був таким

$$n(\tilde{r}) = n_o + n_i \exp(-\tilde{r}/h), \quad (6.1)$$

з $n_o = 0.16 \text{ см}^{-3}$, $n_i = 16 \text{ см}^{-3}$, $h = 2.4 \text{ пк}$, положення Надної зміщене на $\tilde{r} = r_o = 13.8 \text{ пк}$ від центру хмари, початкова концентрація протонів в місці вибуху $n(0) = 0.21 \text{ см}^{-3}$. Розрахунки дають такі параметри моделі IC 443. Залежно від напрямку від центру вибуху, радіус UX R , його швидкість D , температура газу T на фронті UX та концентрація газу МЗС в точці розташування UX змінюються в межах: $7.5 \leq R \text{ (пк)} \leq 10.1$, $480 \leq D \text{ (км/с)} \leq 880$, $3.1 \cdot 10^6 \leq T \text{ (К)} \leq 1.1 \cdot 10^7$, $0.16 \leq n(R) \text{ (см}^{-3}\text{)} \leq 1.31$. Повна нагребена маса речовини МЗС $M = 28.0 M_\odot$, об'єм збуреного UX регіону $V = 1.1 \cdot 10^{59} \text{ см}^3$, середній радіус ЗН $\bar{R} = (3V/4\pi)^{1/3} = 9.6 \text{ пк}$. На рис. 6.3 показано модельний розподіл рентгенівської поверхневої яскравості IC 443. Повний потік рівноважного випромінювання в рентгені, розрахований за даними Раймонда-Сміта [178], складає $L_x^{>2.4} = 1.4 \cdot 10^{34} \text{ ерг/с}$ (без врахування поглинання), що відповідає експериментальному результату $L_{x,obs}^{>2} = 1.5 \cdot 10^{34} \text{ ерг/с}$ [172]. На рис. 6.3 б показано ефект поглинання випромінювання міжзор'яним газом зі стовпчиковою густиною $N_{H,ISM} = 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ та протяжною циліндричною молекулярною хмарию, розташованою перед ЗН, з радіусом $R_{cl} = 2 \text{ пк}$ та стовпчиковою

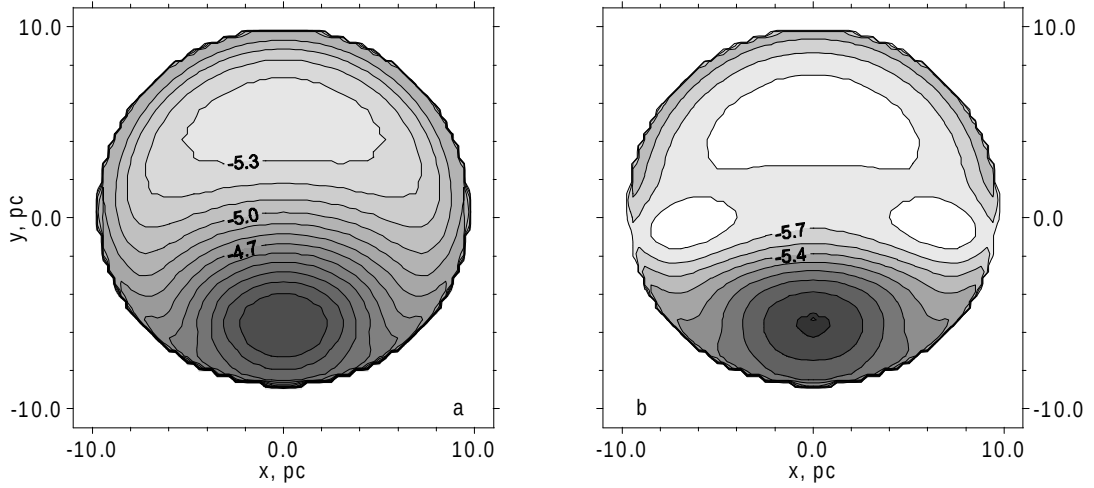


Рис. 6.3 Розподіл рентгенівської поверхневої яскравості S для моделі IC 443 в ROSAT'івському діапазоні ($0.1 \div 2.4$ keV). Кут між віссю симетрії ЗН та променем зору рівний 45° . На рис. вказані величини S_x в $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{ster}^{-1}$. а) Модель без корекції на поглинання. б) Модель, яка враховує міжзоряне поглинання та поглинання в молекулярній хмарі.

густиною $N_{H, cl} = (0 \div 5) \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Було використано дані по перерізам поглинання з [165]. Власне поглинання й відповідальне за нетипову рентгенівську морфологію IC 443.

6.2. Гідродинаміка взаємодії ЗН IC 443 з молекулярною хмарою

Наші розрахунки показують, що видима форма IC 443 є близькою до сферичної, хоча й з різними радіусами на пд.-зх. та пн.-сх. Рентгенівське зображення, одержане під час спостережень, показує, що структура ЗН складається з двох півсфер [49]. Ці відмінності природньо пояснюються підвищеним поглинанням X-променів сусідньою протяжною молекулярною хмарою, яка є видима в радіо діапазоні [65, 166, 226, 97].

Та ж молекулярна хмара (чи, більш коректно, частина хмари, збурена УХ від ЗН) повинна відповідати за спостережуваний потік γ -променів. Спостереження в CO і HCO^+ емісійних радіолініях [97] виявляють, що повна маса збуреного УХ газу хмари досягає $500 \div 2000 M_\odot$. Хоча ця молекулярна хмара покриває практично весь

ЗН, область взаємодії локалізована в південно-східній частині й співпадає з положенням γ -джерела (рис. 6.2). Це значить, що область взаємодії дещо зміщена від осі симетрії ЗН (на кут $0 \div 30^\circ$, якщо дивитися з позиції положення зорі-попередника), тобто, IC 443 володіє суттєво 3-D формою.

З гідродинамічної точки зору взаємодія між ЗН та молекулярною хмарою є складним процесом, який супроводжується появою двох УХ: прямої в середовищі хмари та зворотної в речовині ЗН. Границя між МЗС та молекулярною хмарою стає контактним розривом між збуреними плазмами ЗН та хмари [31]. Через складність результуючого потоку ми не можемо розрахувати його в рамках запропонованого в даній роботі методу для опису руху прямої УХ. Однак прості аналітичні оцінки можливі. Отже, швидкість прямої УХ в молекулярній хмарі D_m визначається через швидкість прямої УХ від ЗН D_i в місці розташування хмари та відношення концентрацій молекулярної хмари n_m та МЗС n_i [31]: $D_m = D_i \sqrt{\beta n_i / n_m}$, де β залежить від відношень концентрацій, $\beta = 6$ для $n_m / n_i \rightarrow \infty$. Якщо УХ від ЗН входить в молекулярну хмару в момент часу після вибуху $t_p \sim 3500$ років, коли радіус ударного фронту рівний $R_p \sim 7$ пк, то $D_i \sim 600$ км/с, й згідно з Сєловськими розв'язками [35] ефективна товщина оболонки за УХ $\Delta R_p \sim 0.1 R_p$, тому типовий масштаб часу існування зворотної УХ

$$\Delta t_{rev} \sim \frac{\Delta R_p}{D_i} = 1.2 \cdot 10^3 \left(\frac{R_p}{7 \text{ пк}} \right) \left(\frac{D_i}{600 \text{ км/с}} \right)^{-1} \text{ років.} \quad (6.2)$$

Пряма УХ поширюється в молекулярній хмарі на глибину

$$L_p = D_m \cdot \Delta t_{rev} \sim 0.1 R_p \sqrt{\beta n_i / n_m}, \quad (6.3)$$

й маса збуреної речовини хмари є порядку

$$M_m = L_p \cdot \rho_m \cdot S_m \sim 7.2 \cdot 10^2 \left(\frac{R_m}{5 \text{ пк}} \right)^2 \left(\frac{R_p}{7 \text{ пк}} \right) \left(\frac{n_i}{0.3 \text{ см}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_m}{10^5 \text{ см}^{-3}} \right)^{1/2} M_\odot, \quad (6.4)$$

де $\rho_m = 1.4 n_m m_p$ – густина молекулярної хмари (приймалася типова концентрація атомів гелію $n_{He} = 0.1 n$), m_p – маса протона, $S_m = \pi R_m^2$ – ефективна поверхня

взаємодії ЗН - хмара. Помічаємо, що одержана маса збуреної речовини хмари близька до спостережуваної, якщо прийняти типове значення $n_m = 10^4 \div 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Отже, запропонована тут модель IC 443 взаємоузгоджено пояснює основні характеристики ЗН, включаючи його рентгенівські властивості та взаємодію з сусідньою молекулярною хмарою. Ця модель використовується для оцінки ефективності прискорення космічних променів та пояснення γ -випромінювання IC 443.

6.3. Прискорення космічних променів у ЗН IC 443

КП – це високоенергетичні релятивістські частинки (електрони, протони, ядра) зі степеневим спектром $N \propto \varepsilon^{-\alpha}$, $\alpha \sim 2.6 \div 3.2$ та середньою густиною енергії $\omega_{cr} \sim 1 \text{ еВ/см}^3 \sim 10^{-12} \text{ ерг/см}^3$. Вважається, що КП з енергіями $\varepsilon \leq 10^{17} \text{ еВ}$ прискорені різними механізмами в нашій Галактиці, а КП з енергіями $\varepsilon \geq 10^{17} \text{ еВ}$, аж до максимальних спостережених енергій $\varepsilon_{max} = 3 \cdot 10^{20} \text{ еВ}$ – в потужних позагалактичних джерелах, таких як ядра активних галактик, квазари, радіогалактики тощо. На сьогодні найбільш ефективним механізмом генерації галактичних КП є механізм Фермі першого роду (на фронтах УХ) [55, 123, 133]. У ньому швидкі частинки поступово накопичують енергію протягом свого дифузного руху в області фронту УХ, розсіюючись на різного типу флуктуаціях магнітного поля (магнітогідродинамічні хвилі, зокрема Альвенівські, турбулентні пульсації та ін.) перед та за фронтом.

Основними характеристиками прискорення на УХ є такі [55, 123]. Час прискорення

$$t_{acc} = \frac{3}{u_1 - u_2} \left(\frac{k_1}{u_1} + \frac{k_2}{u_2} \right) = 2.1 \cdot 10^3 \left(\frac{\eta}{10} \right) \left(\frac{D}{10^3 \text{ км/с}} \right)^{-2} \left(\frac{H_1}{10^{-5} \text{ Г}} \right)^{-1} \left(\frac{\varepsilon}{10^{12} \text{ еВ}} \right) \text{ років}, \quad (6.5)$$

де u_i ($i = 1$ для висхідного потоку та 2 для протилежного) – швидкість плазми відносно ударного фронту, $k_i = l_i c/3$ – коефіцієнт дифузії, $l_i = \eta r_{L,i}$ – середній шлих вільного пробігу, $r_{L,i} = \varepsilon / e H_i$ – Ларморовий радіус частинки з енергією ε та зарядом e в магнітному полі H_i , c – швидкість світла, $D = -u_1$ – швидкість УХ з точки зору

спостерігача. Вважається, що параметр η знаходиться в діазоні $1 \leq \eta \leq 10$ для УХ в ЗН. Теоретичний спектр прискорених частинок має степеневий характер

$$N(\varepsilon)d\varepsilon = N(\varepsilon_o) \cdot (\varepsilon/\varepsilon_o)^{-\alpha} d\varepsilon \quad \text{з} \quad \alpha = 3u_1/(u_1 - u_2) - 2, \quad (6.6)$$

отже, $\alpha = 2$ для плазми з показником адіабати $\gamma_{ad} = 5/3$. В процес прискорення втягнуті як електрони так і протони. Однак кількість прискорених електронів значно менша кількості протонів

$$N_e(\varepsilon)/N_p(\varepsilon) = (m_e/m_p)^{(\alpha-1)/2}. \quad (6.7)$$

Далі будемо розглядати лише протонну компоненту КП від ЗН.

Існують різні оцінки ефективності перетворення кінетичної енергії гідродинамічного потоку в енергію прискорених частинок [55, 123, 133]. Найбільш прийнятним є можливість перетворення 10% кінетичної енергії в енергію КП. Максимальна енергія КП обмежується процесами втрати енергії, виходом частинок з області прискорення, скінченням часом існування УХ тощо. У випадку ЗН ІС 443, приймаючи розраховані характеристики ЗН, ми очікуємо такі характеристики прискорення КП цим ЗН.

Повна енергія КП в ІС 443

$$W_{cr} = \nu E_o = 10^{48} \left(\frac{\nu}{0.01} \right) \left(\frac{E_o}{10^{50} \text{ ерг}} \right) \quad \text{ерг} \quad (6.8)$$

(для забезпечення необхідної кількості КП в нашій Галактиці внаслідок дії ЗН потрібно $\overline{\nu} = 0.03$). Отже, для нашого випадку $E_o = 2.7 \cdot 10^{50}$ ерг одержуємо $W_{cr} = 8.1 \cdot 10^{48}$ ерг.

Для спектрального індексу протонів приймемо $\alpha = 2.1$, що близько до теоретичних передбачень (6.6) та відповідає спостереженому γ -спектру (див. нижче). Тоді енергетичний спектр КП (в основному протонів) в ІС 443 є

$$N_P(\varepsilon) = \frac{(\alpha - 2)W_{cr}}{\varepsilon_o^2} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_o} \right)^{-\alpha} = 2.3 \cdot 10^{47} \left(\frac{\nu}{0.01} \right) \left(\frac{E_o}{10^{50} \text{ ерг}} \right) \left(\frac{\varepsilon}{600 \text{ MeV}} \right)^{-2.1} \frac{\text{прот}}{\text{MeV}}. \quad (6.9)$$

Процес породження піонів при зіткненні субрелятивістського протону з протоном у стані спокою є ефективним починаючи з кінетичної енергії протонів $\varepsilon = \varepsilon_o \approx 600$ MeV, за яких розпад піонів переважає над іншими механізмами генерації γ -променів [207]. Такі ж енергії потрібні для генерування γ -протонів з енергією $\varepsilon_\gamma \geq 100$ MeV. Повна кількість таких протонів в IC 443

$$N_{tot}(> 600 \text{ MeV}) = \frac{\alpha - 2}{\alpha - 1} \frac{W_{cr}}{\varepsilon_o} = 0.93 \cdot 10^{50} \left(\frac{\nu}{0.01} \right) \left(\frac{E_o}{10^{50} \text{ ерг}} \right) \quad \text{прот.} \quad (6.10)$$

Максимальна енергія КП обмежена у випадку IC 443 віком ЗН $t = 4500$ років. З умови $t = t_{acc}$ одержимо

$$\varepsilon_{max} = \frac{3}{20} \frac{eH}{\eta} \left(\frac{D}{c} \right)^2 t = 0.48 \left(\frac{t}{10^3 \text{ років}} \right) \left(\frac{\eta}{10} \right)^{-1} \left(\frac{D}{10^3 \text{ км/с}} \right)^2 \left(\frac{H}{10^{-5} \text{ Г}} \right) \text{ TeV.} \quad (6.11)$$

Середня густина енергії КП всередині IC 443 з об'ємом V є

$$\overline{\omega}_{cr}(\overline{R}) = \frac{W_{cr}}{V} = 5.2 \left(\frac{\nu}{0.01} \right) \left(\frac{E_o}{10^{50} \text{ ерг}} \right) \left(\frac{\overline{R}}{10 \text{ пк}} \right)^{-3} \frac{\text{еВ}}{\text{см}^3}. \quad (6.12)$$

КП не повинні бути розподілені рівномірно в об'ємі ЗН. Швидше за все вони сконцентровані в тонкій оболонці товщиною $\Delta R \sim 0.1R$ ($\Delta V \simeq 0.3V$) біля ударного фронту, де сконцентровані також більша частина маси ЗН та близько половини його теплової енергії [35], оскільки час, необхідний для дифузії на відстань порядку радіусу УХ

$$t_d = \frac{\overline{R}^2}{k_2} = 10^7 \eta^{-1} \left(\frac{\overline{R}}{10 \text{ пк}} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon}{10^{12} \text{ еВ}} \right)^{-1} \left(\frac{H}{10^{-5} \text{ Г}} \right) \text{ років} \quad (6.13)$$

значно перевищує вік IC 443. Це значить, що принаймні половина повної енергії КП W_{cr} зосереджена в цій тонкій оболонці, тому густина енергії КП біля ударного фронту є

$$\omega_{sh} \approx 0.5 W_{cr} / 0.3V \approx 1.7 \overline{\omega}_{cr}. \quad (6.14)$$

Як ми побачимо нижче, ця величина є ще дуже малою, щоб забезпечити необхідний γ -потік від IC 443. Тому нами пропонується розглядати детально ефективний механізм підвищення густини енергії КП в IC 443, пов'язаний з дією зворотної УХ.

Плазма ЗН збурюється вдруге зворотною УХ й фінальна величина її концентрації $n_f = \gamma_{ad}/(\gamma_{ad} - 1)n_2$ й магнітного поля $H_f = (n_f/n_2)H_2$ зростають в 2.5 рази для плазми з $\gamma_{ad} = 5/3$ [28], що призводить до збільшення концентрації КП $n_{cr,f}/n_{cr,2} = n_f/n_2 = 2.5$ разів. Тим часом енергія індивідуальних ультрарелятивістських частинок зростає згідно з $\varepsilon_f/\varepsilon_2 = \sqrt{H_f/H_2}$, відповідно до закону збереження $P_\perp^2/H = \text{const}$ де $P_\perp = m_p v_\perp$ – компонента моменту частинки, перпендикулярна до орієнтації магнітного поля. Тому ми очікуємо, що поза фронтом зворотної УХ густина енергії КП буде

$$\omega_{rev} = \omega_{sh} \left(\frac{n_f}{n_2} \right)^{3/2} = 6.6 \bar{\omega}_{cr}(R_p) = 101 \left(\frac{\nu}{0.01} \right) \left(\frac{E_o}{10^{50} \text{ ерг}} \right) \left(\frac{R_p}{7 \text{ пк}} \right)^{-3} \frac{\text{еВ}}{\text{см}^3}. \quad (6.15)$$

Для нашої моделі маємо $\omega_{rev} = 818 \text{ еВ/см}^3$. Максимальна енергія КП в області зворотної УХ буде порядку максимальної енергії головної УХ, тобто біля 10^{12} еВ , поки умови прискорення в обох УХ будуть однакові.

6.4. γ -випромінювання від IC 443

Потік γ -променів від джерела 2EG J0618+2234, положення якого співпадає з розташуванням ЗН IC 443, добре апроксимується степеневю залежністю [163]

$$S_\gamma = (5.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-10} \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{293 \text{ MeV}} \right)^{-2.1 \pm 0.1} \frac{\text{фот}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{MeV}} \quad (6.16)$$

в діапазоні EGRET'у $20 \text{ MeV} \leq \varepsilon_\gamma \leq 30 \text{ GeV}$. Для відстані до IC 443 $d = 1.5 \text{ кпк}$ γ -спектр повного ЗН є таким

$$F_\gamma = 4\pi d^2 S_\gamma = 1.4 \cdot 10^{36} \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{100 \text{ MeV}} \right)^{-2.1} \frac{\text{фот}}{\text{с} \cdot \text{MeV}}. \quad (6.17)$$

Повна γ -світність в $\varepsilon_\gamma \geq 100 \text{ MeV}$ є $L_{\gamma, obs} = 2.2 \cdot 10^{35} \text{ ерг/с}$ й темп генерації фотонів $\dot{N}_{\gamma, tot} = 7.6 \cdot 10^{38} \text{ фот/с}$.

В роботі [206] було показано, що у випадку відсутності пульсара найбільш перспективним механізмом генерації променів $\varepsilon_\gamma > 100 \text{ MeV}$ є непружні зіткнення релятивістських протонів з протонами в стані спокою з породженням піонів й їх подаль-

шим розпадом на γ -кванти. γ -світність у цьому випадку рівна темпу перетворення енергії релятивістських протонів в нейтральні піони [55]

$$L_\gamma = c n_N \int_{\varepsilon_{min}}^{\infty} N(\varepsilon) \sigma_{pp}(\varepsilon) \bar{\varepsilon}_{\pi^0}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6.18)$$

де $n_N = 1.4n$ – середня концентрація цільових ядер в області взаємодії, $\varepsilon_{min} \approx 600$ MeV – мінімальна кінетична енергія протонів, яка йде на генерацію піонів (з перерізом $\sigma_{pp}(\varepsilon)$, близьким до середнього значення $\bar{\sigma}_{pp} = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$), $\bar{\varepsilon}_{\pi^0}(\varepsilon) = \varepsilon/6$ – середня енергія, передана піону.

Підставляючи в (6.18) спектр КП (6.9), одержимо

$$L_\gamma = \frac{c\bar{\sigma}_{pp}}{6} n_N W_{cr} = 0.2 \cdot 10^{35} n \left(\frac{W_{cr}}{10^{50} \text{ ерг}} \right) \frac{\text{ерг}}{\text{с}} \quad (6.19)$$

Як було показано раніше в роботі [206], необхідно мати початкову концентрацію в області IC 443 $n \sim 10 \text{ cm}^{-3}$ й повну енергію КП $W_{cr} \sim 10^{50}$ ерг для пояснення спостережуваного γ -потіку в такій простій моделі. Однак, як показано нами в підрозділі 6.1, у випадку IC 443 Наднова вибухнула в середовищі з низькою густиною $n \sim 0.3 \text{ cm}^{-3}$, а повна енергія КП очікується порядку $W_{cr} \sim 10^{48}$ ерг.

В роботі [105] γ -потік від IC 443 пояснений взаємодією прискорених залишком КП з речовиною сусідньої молекулярної хмари. Роль молекулярної хмари полягає у збільшенні концентрації цільових ядер n_N в області взаємодії. А саме, можемо переписати (6.19) у вигляді

$$L_\gamma = \frac{c\bar{\sigma}_{pp}}{6} n_N W_{cr} \approx \frac{c\bar{\sigma}_{pp}}{6} \frac{\omega_{cr} M_{gas}}{m_p} \frac{\text{ерг}}{\text{с}} \quad (6.20)$$

де M_{gas} – повна маса речовини, яка взаємодіє з КП, m_p – маса протона.

В [105] ця повна маса взята як $M_{gas} = 5 \cdot 10^3 M_\odot$ й одержано середню густину енергії КП всередині IC 443 $\bar{\omega}_{cr} = 96 \text{ eB/cm}^3$. Однак, як ми бачимо з (6.12) ця величина $\bar{\omega}_{cr}$ значно перевищує очікувану для IC 443. Інша проблема тут – це висока маса хмари в області взаємодії $M_{gas} \sim 5 \cdot 10^3 M_\odot$, включена маса хмари поза ЗН (як було зазначено вище, лише $500 \div 2000 M_\odot$ газу міститься всередині ЗН). Густина енергії

КП поза ЗН повинна бути значно нижчою порівняно з КП в межах ЗН [55, 133], й, відтак, генерація піонів суттєво подавляється.

Ми припускаємо, що спостережуваний γ -потік від IC 443 зумовлений збільшенням густини КП взаємодією зворотної УХ з молекулярною хмарою. Дійсно, за використання (6.15) ми одержуємо з (6.20) таку світність при підвищеній густині енергії КП:

$$\begin{aligned}
 L_\gamma &= 6.8 \cdot 10^{-2} \frac{\sigma_{pp} c}{m_p} \left(\frac{n_f}{n_2} \right)^{3/2} M_{gas} W_{cr} R_p^{-3} \\
 &= 2.9 \cdot 10^{34} \left(\frac{W_{cr}}{10^{48} \text{ ерг}} \right) \left(\frac{M_m}{10^3 M_\odot} \right) \left(\frac{R_p}{7 \text{ пк}} \right)^{-3} \frac{\text{ерг}}{\text{с}}
 \end{aligned} \tag{6.21}$$

Тому одержуємо теоретичну γ -світність $L_\gamma = 2.3 \cdot 10^{35} \text{ ерг/с}$ для IC 443 попри низьку енергію вибуху Наднової $E_o = 2.7 \cdot 10^{50} \text{ ерг}$ та, відповідно, низьку повну енергію КП $W_{cr} = \bar{\nu} E_o = 8.1 \cdot 10^{48} \text{ ерг}$.

Додаткова підтримка цієї моделі випливає з існування ефективного механізму перемішування гарячої плазми, яка містить КП, з щільною збуреною плазмою молекулярної хмари. Нестабільність Релея-Тейлора контактного розриву між обома середовищами призводить до розпаду цього розриву та фрагментації збуреного матеріалу хмари [226].

Інша можливість для ефективної взаємодії КП з хмарою має місце у випадку сильно неоднорідної хмари, в якій щільні молекулярні ядра масою $\sim 10 M_\odot$ й концентрацією $\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$ містяться в відносно розрідженому міжхмарному середовищі з концентрацією $\sim 10 \div 10^2 \text{ см}^{-3}$. Внаслідок зміщення контактного розриву в напрямку молекулярної хмари такі окремі ядра повинні потрапляти в область збуреної зворотною УХ плазми й ставати джерелами інтенсивного γ -випромінювання. Радіо спостереження збуреного молекулярного газу в області ЗН IC 443 виявляють існування кількох таких хмарок [97].

6.5. Висновки

Якщо асоціація деяких неідентифікованих γ -джерел зі ЗН буде підтверджена, це буде новим аргументом для підтвердження прискорення КП в ЗН. Це важливо, оскільки γ -промені, на противагу радіодіапазону, дають унікальну інформацію про прискорення протонної компоненти КП саме в ЗН.

Метою нашої роботи є аналіз гіпотези про те, що деякі залишки наднових зір можуть бути джерелами γ -випромінювання, зокрема, відповідати неідентифікованим джерелам, зафіксованим інструментом EGRET, розміщеним на борту космічної γ -обсерваторії ім. Комптона. Якщо так, то γ -промені генеруються в результаті народження та наступного розпаду піонів внаслідок прямих непружних зіткнень ультрарелятивістських протонів, прискорених УХ залишку, з протонами МЗС.

Розроблена 3-D самоузгоджена гідродинамічна модель залишку IC 443, яка пояснює повний набір його основних параметрів: форму, розміри, рентгенівський та γ -потіки. Цей ЗН є кандидатом на джерело космічного γ -випромінювання 2EG J0618+2234. Одержано наступні параметри IC 443: енергія вибуху $E_o = 2.7 \cdot 10^{50}$ ерг, концентрація атомів водню в околі вибуху $n(0) = 0.21 \text{ см}^{-3}$, середній радіус $\bar{R} = 9.6$ пк та вік $t = 4500$ років. Ці характеристики, а найбільше низька енергія спалаху, зумовлюють слабкий модельний γ -потік від залишка. Тому детально розглядається гідродинамічна картина взаємодії IC 443 з розташованою поряд масивною молекулярною хмарию. Показано, що зворотня УХ значно підвищує концентрацію КП в області взаємодії. Поряд з цим нестабільність Релея-Тейлора контактного розриву між залишком та хмарию забезпечує ефективне перемішування плазми, яка містить КП, та речовини хмари. Врахування цих особливостей забезпечує узгодження модельного та спостережуваного γ -потіків від IC 443. Майбутні спостереження та теоретичні роботи дозволять перевірити теорію прискорення КП в ЗН, а ЗН IC 443 є багатообіцяючим кандидатом для таких досліджень.

ВИСНОВКИ

Еволюція залишків наднових зір у середовищі з великомасштабним градієнтом густини залишається до сьогодні маловивченою через складність системи нелінійних диференціальних рівнянь в часткових похідних, які описують гідродинаміку цього явища. Водночас неоднорідне середовище є одним з найважливіших факторів, які є визначальними в динаміці та структурі ЗН.

Те, що ЗН володіють переважно складною морфологією, те, що сучасні засоби спостережень наділені високороздільною здатністю у просторовому та спектральному аспектах й диктують відповідні умови теоретичним моделям, те, що складні моделі випромінювання високотемпературної плазми вже готові для використання їх в гідродинамічних моделях явища, те, що від теорії вимагаються комплексні тривимірні гідродинамічні моделі залишків з врахуванням неоднорідності середовища й несферичності вибуху з можливістю враховувати ефекти нерівноважної іонізації, те, що чисельними методами на сьогодні ще не реально розв'язувати задачу моделювання 3-D ЗН та його випромінювання, те, що існуючі наближені методи не задовільняють вимог перед теорією всилу невисокої точності, а точні розв'язки проблеми не застосовні у випадках неавтомоделних рухів, – все це спонукає до розробки гідродинамічних методів, які зможуть об'єднати передові досягнення спостережень із перспективами розвитку теоретичних моделей.

В роботі запропонований такий метод – аналітичний метод розрахунку анізотропного точкового вибуху в середовищі з довільним тривимірним розподілом густини. Він дає повний самоузгоджений аналітичний опис стану газу у всій збуреній області – від точки вибуху до фронту УХ – й володіє точністю, співмірною з точністю чисельних методів, що достатньо для проведення кількісних розрахунків у інтервалах часів та перепадів густин середовища, характерних для багатьох ас-

трофізичних моделей.

На основі цього методу проведено моделювання адіабатичної стадії еволюції ЗН для різних типів неоднорідності оточуючого середовища та несферичності вибуху, вперше – в усьому діапазоні можливих на адіабатичній стадії початкових параметрів моделі. Наша увага була зосереджена на дослідженні впливу середовища з великомасштабним градієнтом густини на морфологію та теплове рентгенівське випромінювання цих астрофізичних об'єктів, оскільки Х-емісія дає найбільш вичерпні свідчення про фізичні процеси, пов'язані з поширенням УХ в неоднорідному середовищі.

Показано, що форми ЗН стають суттєво несферичними в неоднорідному МЗС, а розподіл характеристик газу всередині – суттєво анізотропним. Асферичність вибуху Наднової також призводить до анізотропії ЗН. Водночас видима форма проєкції об'єкта на небесну площину залишається близькою до сферичної навіть для сильної реальної асиметрії. Відмічено, що важливим фактором є проєкційні ефекти, які зменшують реальну асферичність форми. У випадку однорідного середовища зумовлена несферичним вибухом максимальна анізотропія видимої форми прямує до асимптотичного значення $R_{max}/R_{min} \approx (E_{max}/E_{min})^{1/5}$.

Аналіз поведінки характеристик теплового рентгенівського випромінювання несферичних ЗН виявив, що їх світність та спектральний індекс (який характеризує форму неперервного спектру) залишаються близькими до аналогічних характеристик сферичного ЗН в однорідному середовищі з тими ж початковими параметрами моделі протягом усієї адіабатичної стадії. Натомість поверхневий розподіл яскравості та спектрального індексу виявляється чутливим до розподілу густини МЗС, що дозволяє використовувати спостережені карти цих об'єктів для діагностики стану плазми всередині ЗН та динаміки УХ. Важливо відмітити, що різні енергетичні діапазони виявляють різну залежність випромінюючої здатності від характеристик гарячого газу, що дає змогу використати карти поверхневої яскравості в різних діа-

пазонах для діагностики характеру вибуху та неоднорідності середовища. Також важливо наголосити, що типові контрасти поверхневої яскравості, зумовлені неоднорідністю середовища, можуть суттєво перекривати контрасти внаслідок різних станів іонізації плазми в різних областях ЗН.

В роботі значна увага зосереджена також на моделях конкретних ЗН: RCW86, ЗН Тихо та IC443. Спостереження виявляють, що близька до сферичної форма цих космічних об'єктів співіснує зі складним розподілом поверхневої яскравості. Автори попередніх робіт сходяться на думці, що для моделювання цих ЗН необхідно врахувати неоднорідність середовища, у якому вони розвиваються. Нами вперше побудовані моделі вказаних ЗН, які природньо пояснюють існуючий розподіл рентгенівської поверхневої яскравості результатом впливу зовнішнього середовища з великомасштабним градієнтом розподілу густини. Знайдено базові характеристики ЗН та оточуючого МЗС, які впливають з цих моделей. У випадку ЗН IC443 детальний розгляд взаємодії УХ з неоднорідним середовищем дозволив оцінити потік γ -променів від нього.

Таким чином, врахування неоднорідності середовища та можливої анізотропії вибуху суттєво необхідне для більш детального моделювання еволюції ЗН. Можливості включення цих факторів в гідродинамічні моделі завдяки запропонованому методу, як також проведені теоретичні дослідження загальних особливостей не-сферичних ЗН й конкретних залишків, будуть особливо корисні для інтерпретації спостережень в рамках космічних місій, таких як Chandra X-ray Telescope, XMM, Спектр-Рентген-Гамма та ін., на яких спостереженням цих космічних об'єктів приділяється значна увага через важливість для науки розуміння фізичних процесів, які спроводжують еволюцію залишків наднових зір.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] Амнуэль П.Р. Небо в рентгеновских лучах. – М.: Наука, 1984. – 224 с.
- [2] Асланян, А., Станкевич, К., др. Радиоизлучение галактического объекта G25.5+02 на длине волны 6 см // Письма в Астрон. журн. – 1996. – т.22. – с.254-256.
- [3] Бисноватый-Коган Г.С. О механизме взрыва вращающейся звезды как сверхновой. // Астрон. журн. – 1970. – т.47. – с.813-816.
- [4] Бисноватый-Коган Г.С., Блинников С.Н. Сферизация остатков несимметричного взрыва сверхновой в однородной среде. // Астрон. журн. – 1982. – т.59 – с.876-888.
- [5] Бисноватый-Коган Г.С., Силич С.А. Трехмерные адиабатические остатки сверхновых // Астрон. журн. – 1991. – т.68. – с.749-758.
- [6] Блинников С.И., Имшенник В.С., Утробин В.П. Гигантский рентгеновский источник в Лебеде – остаток взрыва пекулярной сверхновой // Астрон. журн. – 1982. – т.8. – с.671-678.
- [7] Гнатык Б. И. Эволюция остатков вспышек сверхновых звезд в межзвездной среде с крупномасштабным градиентом плотности // Письма в Астрон. журн. – 1988. – т.14. – с.725-736.
- [8] Гнатык Б.И. Сильные адиабатические ударные волны в произвольно неоднородных средах. Аналитический подход // Астрофизика. – 1987. – т. 26. – с.113-128.
- [9] Гнатик Б.І., Андронов І.Л., Ізотов Ю.І та ін. Проект СПЕКТР- РЕНТГЕН- ГАММА і перспективи розвитку рентгенівської астрономії в Україні // Кинемат. и физ. небес. тел. – 1994. – т.10, N1. – с.29-31.
- [10] Гнатык Б.И., Климишин И.А. О законе движения сильной ударной волны в неоднородной среде // Астрономический циркуляр. – 1981. – №1149. – с.1-2.
- [11] Б.І.Гнатик, Б.С.Новосядлий, П.І.Фомін та ін. Міжнародний космічний проект "СПЕКТР-Рентген-Гамма". Участь установ України в науковій програмі. – Київ,

1994. – (Препринт / Инст. теор. фіз.; ІТФ-93-37У).
- [12] Б.Гнатик, О.Петрук, Новий наближений аналітичний метод розрахунку точкового вибуху в неоднорідному середовищі та його застосування до моделювання рентгенівського випромінювання тривимірних залишків Наднових зір // Кінем. і фіз. неб. тіл. – 1996. – т.12, №3. – с.44-64.
- [13] Б.Гнатик, О.Петрук, Залишки наднових зір як космічні джерела Х-випромінювання // Фізичний збірник Наукового Товариства ім. Т. Шевченка. – 1998. – т.3. – с.490-504.
- [14] Горбачкий В.Г. Космическая газодинамика. – М.: Наука, 1977. – 360 с.
- [15] Игуменцев И.В., Тутуков А.В., Шустов Б.М. О формах остатков сверхновых // Астрон. журн. – 1992. – т.69. – с.479-488.
- [16] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука, 1966. – 686 с.
- [17] Каплан С.А. К теории распространения сильных ударных волн в неоднородной космической среде // Астрон. журн. – 1967. – т.44. – с.384-386.
- [18] Кестенбойм Х.С., Росляков Г.С., Чудов Л.А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. – М.: Наука, 1974. – 256 с.
- [19] Климишин И.А. Ударные волны в оболочках звезд. – М.: Наука, 1984. – 264 с.
- [20] Климишин И.А., Гнатык Б.И. О законе движения сильных ударных волн в оболочках звезд // Астрофизика. – 1981. – т.17. – с.547-555.
- [21] Коваленко, И. О точечном взрыве в неоднородной среде с плоскостью симметрии // Кінематика та фізика небесних тіл. – 1987. – т.3, №5. – с.78-83.
- [22] Компанец А.С. Точечный взрыв в неоднородной атмосфере // Докл. АН СССР. – 1960. – т.130, №5. – С. 1001-1003.
- [23] Конторович В.М., Пименов С.Ф. Всплески II и IV типов в модели сильного взрыва в неоднородной солнечной короне // Інф. бюлетень УАА. – 1995. – №7. – с.93.

- [24] Конторович, В., Пименов, С. Точное решение уравнений Компанейца для сильного точечного взрыва в среде с квадратичным законом убывания плотности // Радиофизика. – 1998. – т.41. – с.683-699.
- [25] Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва в газах. - М.: Наука, 1973. - 278 с.
- [26] Коробейников В.П., Мельникова Н.С., Рязанов Е.В. Теория точечного взрыва. – М.: Физматгиз, 1961, – 332 с.
- [27] Коробейников, В., Рязанов, Е. Представление решения задачи о точечном взрыве в газе в особых случаях // Прикл. Матем. и Мех. – 1959. – т.23. – с.384-387.
- [28] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. – т. IV, Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
- [29] Лозинская Т.А. Остатки вспышек сверхновых: наблюдательные данные. Эволюция в межзвездной среде // Итоги науки и техники. Астрономия. (ред. Р.Сюняев). – т.22. – М.: ВИНТИ, 1983. – с.33-82.
- [30] Лозинская, Т. К какому типу сверхновых принадлежат старые галактические остатки вспышек; эволюция оболочек в межзвездной среде // Астрон. журн. – 1980. – т.57. – с.707-715.
- [31] Лозинская Т.А. Сверхновые звезды и звездный ветер: взаимодействие с газом Галактики. – М.: Наука, 1986. – 304 с.
- [32] Надежин Д.К. О начальной фазе взаимодействия разлетающейся оболочки звезды с окружающей средой. – М., 1981. – 44 с. – (Препринт / Ин-т теор. и эксперим. физики; N1).
- [33] Проект СРГ: Международная орбитальная обсерватория СПЕКТР-Рентген-Гамма. – Москва, 1990. – (Препринт / Инст. косм. исслед.; Пр-1632).
- [34] Седов Л. Движения воздуха при сильном взрыве // ДАН СССР. – 1946. – т.42, №1.
- [35] Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. – М.: Наука, 1977. –

449 с.

- [36] Силич С.А., Фомин П.И. К теории распространения сильных ударных волн в неоднородных астрофизических системах. – Киев, 1982. – 11 с. – (Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-82-27Р).
- [37] Силич С.А., Фомин П.И. Точечный взрыв в экспоненциальной атмосфере с ненулевой асимптотикой // ДАН СССР. – 1983. – т.168, №4. – с.861-864.
- [38] Спектр-Рентген-Гамма: <http://hea-www.harvard.edu/SXG/sxg.shtml>
- [39] Спитцер, Л. Физика полностью ионизованного газа. – М.: Мир, 1965. – 212 с.
- [40] Станкевич, К. Переходное излучение очень молодого остатка сверхновой G25.5+0.2 // Письма в Астрон. журн. – 1996. – т.22. – с.28-30.
- [41] Шкловский И.С. О возможном вековом изменении потока и интенсивности радиоизлучения от некоторых дискретных источников // Астрон. журн. – 1960. – т.37. – с.256-264.
- [42] Шкловский И.С. Вспышки сверхновых и межзвездная среда // Астрон. журн. – 1962. – т.39. – с.209-215.
- [43] Шкловский, И. С. Сверхновые звезды. – М.: Наука, 1976. – 440 с.
- [44] Шкловский И.С. Звезды: их рождение, жизнь и смерть. – М.: Наука, 1984. – 384 с.
- [45] Черный Г.Г. Задача о точечном взрыве // Докл. АН СССР. – 1957. – т.112, N1. – с.213-217.
- [46] Чугай Н. Ассиметрия оболочки SN 1987A // Астрон. журн. – 1991. – т.68. – с.349-361.
- [47] Чушкин, П., Шуршалов, Л. Численные решения задач о взрыве в газе. // Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. – т.16. – М.: ВИНТИ, 1981. – с.3-75.
- [48] Allen, C. Astrophysical Quantities, – London: Athlone Press, 1973, – 320 p.
- [49] Asaoka I., Aschenbach B. An X-ray study of IC 443 and the discovery of a new supernova remnant by ROSAT. // Astron. & Astrophys. – 1994. – v.284. – p.573-582.

- [50] ASCA: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/asca/asca.html>
- [51] Astro-E: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/astroe/astroegof.html>
<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/astroe.html>
- [52] Becker, R., Holt, S., Smith, B., et al. Elemental abundances in A type I supernova remnant // *Astrophys. J.* – 1980. – v.235. – p.L5-L8.
- [53] van den Bergh, S. A systematic search for Galactic supernova remnants // *Astrophys. J. Suppl.* – 1978. – v.38. – p.119-128.
- [54] BeppoSAX: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/sax/sax.html>
- [55] Berezhinskii V., Bulanov S., Dogiel V. et al. *Astrophysics of Cosmic Rays.* – North Holland, Amsterdam, 1990. – 345 p.
- [56] Bisnovatyi-Kogan, G. Spherization of the remnants of asymmetrical SN explosion in a uniform medium // *Supernova Remnants and Their X-Ray Emission* (ed. J.Danzinger & P. Gorenstein). – Dordrecht: Reidel, 1983. – p.125-130.
- [57] Bisnovatyi-Kogan G.S., Lozinskaja T.A., Silich S.A. Barel-like Supernova remnants // *Astrophys. Space Sci.* – 1990. – v.166. – p.277-287.
- [58] Bisnovatyi-Kogan, G., Silich, S. Shock-wave propagation in the nonuniform interstellar medium // *Rev. Mod. Phys.* – 1995. – v.67. – p.661-712.
- [59] Blondin, J., Lundqvist, P., Chevalier, R. Axisymmetric circumstellar interaction in supernovae // *Astrophys. J.* – 1996. – v.472. – p.257-266.
- [60] Bocchino, F., Maggio, A. and Sciortino, S. ROSAT PSPC Observation of the Northeast Region of the Vela Supernova Remnant. II. Spectral Analysis with a Nonequilibrium of Ionization Emission Model // *Astrophys. J.* – 1997. – v.481. – p.872-882.
- [61] Bocchino, F., Maggio, A., Sciortino, S., Reale, F., The nature of the shell type SNR X-ray emission // *Proceeding of the First XMM Workshop*, 1998. – http://astro.estec.esa.nl/XMM/news/ws1_top.html
- [62] Bodenheimer P., Yorke H.W., Tenorio-Tagle G. Non-spherical supernova remnants. I. Calculations of the interaction of two remnants // *Astron. & Astrophys.* – 1984. – v.138.

– p.215-224.

- [63] Bodenheimer, P., Woosley, S. A two-dimensional supernova model with rotation and nuclear burning // *Astrophys. J.* – 1982. – v.269. – p.281-291.
- [64] Borkovski, K., Sarasin, C., Blondin, J. On the X-ray spectrum of Kepler's supernova remnant // *Astrophys. J.* – 1994. – v.429. – p.710-725.
- [65] Braun R., Strom R. G. The structure and dynamics of evolved supernova remnants. The IC 443 complex. // *Astron. & Astrophys.* – 1986. – v.164. – p.193-207.
- [66] Brickhouse, N., Edgar, R., Kaastra, J., et al. Report on the Plasma Codes Workshop (AAS HEAD Meeting, Napa Valley, CA, Nov. 5, 1994) // *Legacy.* – 1995. – v.6. – p.4-15.
- [67] Brinkmann, W. Nonequilibrium, non-LTE ionization in supernova remnants // *Astron. & Astrophys.* – 1992. – v.254. – p.460-465.
- [68] Brinkmann, W., Fink, H., Smith, A., Haberl, F. Non-equilibrium ionisation in supernova remnants: the case of Tycho // *Astron. & Astrophys.* – 1989. – v.221. – p.385-395.
- [69] Case, G., Bhattacharya, D. A New Sigma-D Relation and its Application to the Galactic Supernova Remnant Distribution // *Astrophys. J.* – 1998. – v.504. – p.761-772.
- [70] Chandra X-ray Telescope (AXAF): <http://chandra.harvard.edu/>
<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/chandra/chandra.html>
- [71] Chevalier, R. The evolution of SNRs. I. Spherically symmetric models // *Astrophys. J.* – 1974. – v.188. – p.501-516.
- [72] Chevalier R.A. The interaction of supernovae with the interstellar medium // *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.* – 1977. – v.15. – p.175-196.
- [73] Chevalier, R. Supernova remnants // *Advances in Space Research.* – 1981. – v.1. – p.71-81.
- [74] Chevalier, R. Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with an external medium // *Astrophys. J.* – 1982. – v.258. – p.790-797.
- [75] Chevalier, R. The radio and X-ray emission from type II supernovae // *Astrophys. J.* – 1982. – v.259. – p.302-310.

- [76] Chevalier R.A. Compact Objects in Supernova Remnants // Supernovae and Supernova Remnants (Proceedings IAU Colloquium 145, May, 24-29, 1993). – Cambridge: Cambridge University Press, 1996. – p.399-406.
- [77] Chevalier, R., Supernova remnants in molecular clouds // Astrophys. J. . – 1999. – v.511. – p.798-811.
- [78] Chevalier, R., Blondin, G., Emmering, R. Hydrodynamic instabilities in supernova remnants: self-similar driven waves // Astrophys. J. – 1992. – v.392. – p.118-130.
- [79] Chevalier, R., Liang, E. The interaction of supernovae with circumstellar bubbles // Astrophys. J. – 1989. – v.344 – p.332-340.
- [80] Chevalier, R., Fransson, C. Emission from interstellar interaction in normal type II supernovae // Astrophys. J. – 1994. – v.420. – p.268-285.
- [81] Chevalier, R., Theys, J. Optically thin radiating shock waves and the formation of density inhomogeneities // Astrophys. J. – 1975. – v.195. – p.53-60.
- [82] CHIANTI: <ftp://louis14.nrl.navy.mil/pub/chianti/>
- [83] Chin, Y.-N., Huang, Y.-L. Identification of the guest star of AD 185 as a comet rather than a supernova // Nature. – 1994. – v.371. – p.398-399.
- [84] Claas, J., Smith, A., Kaastra, J., et. al. Non-equilibrium ionization effects in the supernova remnant RCW86 // Astrophys. J. – 1989. – v.337. – p.399-407.
- [85] Clark, D., Stephenson, F. Historical Supernovae. – Oxford: Pergamon, 1977. – 277 p.
- [86] Constellation-X: <http://constellation.gsfc.nasa.gov/>
- [87] Cowie, L., McKe, C., Ostriker, J. Supernova remnant evolution in an inhomogeneous medium. I - Numerical models // Astrophys. J. – 1981. – v.247. – p.908-924.
- [88] Cox, D. Cooling and evolution of a supernova remnant // Astrophys. J. – 1972. – v.178. – p.159-168.
- [89] Cox D.P., Anderson P.R. Extended adiabatic blast waves and a model of the soft X-ray background // Astrophys. J. – 1982. – v.253. – p.268-289.
- [90] Cox D. P., Franko J. Some properties of adiabatic blast waves in preexisting cavities //

- Astrophys. J. – 1981. – v.251. – p.687-694.
- [91] Cox, D., Shelton, R., et al. Modeling W44 as a Supernova Remnant in a Density Gradient with a Partially Formed Dense Shell and Thermal Conduction in the Hot Interior I. The analytical model // Astrophys. J. – 1999. – v.524. – p.179-191.
- [92] Cui, W., Cox, D. Two-temperature models of old supernova remnants with ion and electron thermal conduction // Astrophys. J. – 1992. – v.401. – p.206-219.
- [93] Dere, K., Landi, E., Mason, H., et al. CHIANTI - an atomic database for emission lines // Astron. & Astrophys. Suppl. – 1997. – v.125. – p.149-173.
- [94] CGRO: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/cgro.html>
- [95] Chieze, J., Lazareff, B., Self-similar evolution of evaporative SNRs // Astron. & Astrophys. – 1981. – v.85. – p.194-198.
- [96] Dickel, J.R., Milne, D.K. Five Mature Supernova Remnants in the Large Magellanic Cloud // Astron. J. – 1998. – v.115. – p.1057-1075.
- [97] Dickman R. L., Snell R. L., Ziurys L.M., Huang Y.-L. Structure and kinematics of dense gas associated with the Supernova remnant IC 443. // Astrophys. J. – 1992. – v.400. – p.203-213.
- [98] Dohm-Palmer, R., Jones, T. Young supernova remnants in nonuniform media // Astrophys. J. – 1996. – v.471. – p.279-291.
- [99] Drine, B., Infrared emission from dust in shocked gas // Astrophys. J. – 1981. – v.245. – p.880-890.
- [100] Dwarkadas, V., Chevalier, R. contribution to Workshop "10⁵¹ Ergs: The Evolution of Shell Supernova Remnants" (Minnesota, March 23-26, 1997). – in press
- [101] Dwek, E., Infrared radiation from evaporating clouds // Astrophys. J. – 1981. – v.246. – p.430-433.
- [102] Dwek, E. The infrared diagnostic of a dusty plasma with applications to SNRs // Astrophys. J. – 1987. – v.322. – p.812-821.
- [103] Einstein (HEAO 2): <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/einstein/heao2.html>

- [104] Ellison, D., Reynolds, S., Borkowski, K., et al. Supernova Remnants and the Physics of Strong Shock Waves // Publ. Astron. Soc. Pacific. – 1994. – v.106. – p.780-797.
- [105] Esposito J. A., Hunter S. D., Kanbach G., Sreekumar P. EGRET observation of radio-bright supernova remnants. // Astrophys. J. – 1996. – v.461. – p.820-827.
- [106] Fabian, A., Brinkmann, W., Stewart, G. The evolution of young supernova remnants // Supernova Remnants and Their X-Ray Emission (ed. J.Danzinger & P. Gorenstein). – Dordrecht: Reidel, 1983. – p.119-124.
- [107] Falle, S. Catastrophic cooling in supernova remnants // Mon. Not. Royal Astron. Soc. – 1981. – v.195. – p.1011-1028.
- [108] Jones, T., Jun, B., Borkowski, K., et al. 10^{51} Ergs: The Evolution of Shell Supernova Remnants // Publ. Astron. Soc. Pacific. – 1998. – v.110. – p.125-151.
- [109] Jun, B.-I., Jones, T., Norman, M. Interaction of Rayleigh-Taylor fingers and circumstellar cloudlets in young supernova remnants // Astrophys. J. – 1996. – v.468. – p.L59-L63.
- [110] Jun, J., Normann, M. On the origin of strong magnetic fields in young supernova remnants // Astrophys. J. – 1996. – v.465. – p.800-814.
- [111] Jun, J., Normann, M. On the origin of radial magnetic fields in young supernova remnants // Astrophys. J. – 1996. – v.472. – p.245-256.
- [112] Jun, B. Norman, M., Stone, J. A numerical study of Rayleigh-Taylor instability in magnetic fluids // Astrophys. J. – 1995. – v.453. – p.332-349.
- [113] Itoh, H. Theoretical Spectra of the Thermal X-Rays from Young Supernova Remnants // Publ. Astron. Soc. Jap. – 1977. – v.29. – p.813-830.
- [114] Itoh, H. Two-fluid blast-wave model for supernova remnants // Publ. Astron. Soc. Jap. – 1978. – v.30. – p.489-498.
- [115] Itoh, H. Theoretical X-ray spectra of supernova remnants in the adiabatic phase // Publ. Astron. Soc. Jap. – 1979. – v.31. – p.541-562.
- [116] Itoh, H. Temperature relaxation in supernova remnants, revisited // Astrophys. J. – 1984. – v.285. – p.601-606.

- [117] Itoh, H., Masai, K., Nomoto, K. X-ray emission from the remnant of a carbon deflagration supernova: SN 1572 (Tycho) // *Astrophys. J.* – 1988. – v.334. – p.279-294.
- [118] Jerius D., Teske R.G. Influence of the equilibration process in Supernova remnant shocks on their X-ray and coronal iron surface brightnesses // *Astrophys. J. Suppl.* – 1988. – v.66. – p.99-123.
- [119] Gaensler, B. contribution to Workshop "10⁵¹ Ergs: The Evolution of Shell Supernova Remnants" (Minnesota, March 23-26, 1997). – in press
- [120] Gaetz T.J., Salpeter E.E. Line radiation from a hot optically thin plasma: collision strengths and emissivities // *Astrophys. J. Suppl.* – 1983. – v.52. – p.155-168.
- [121] Gaffet B. Analytical methods for the hydrodynamical evolution of Supernova remnants // *Astrophys. J.* – 1978. – v.225. – p.442-464.
- [122] Gaffet B. Analytical methods for the hydrodynamical evolution of Supernova remnants. II. Arbitrary form of boundary conditions // *Astrophys. J.* – 1981. – v.249. – p.761-787.
- [123] Gaisser T. K. Cosmic Rays and Particle Physics. – Cambridge: Cambridge University Press, 1990. – 279 p.
- [124] Green D. A. Observations of IC 443 at 151 and 1419 MHz. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* – 1986. – v.221. – p.473-482.
- [125] Green D.A., A Catalogue of Galactic Supernova Remnants (1996 August version). – Cambridge, UK: Mullard Radio Astronomy Observatory, 1996. – <http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/>
- [126] Greiner J., Egger R., Aschenbach B. G272.2-3.2: a certainly filled and possibly young SNR discovered by ROSAT. // *Astron. & Astrophys.* – 1994. – v.286. – p.L35-L38.
- [127] Gronenschild, E., Mewe, R. The effects of non-equilibrium ionization on the X-ray emission of supernova remnants // *Astron. & Astrophys. Suppl.* – 1982. – v.48. – p.305-331.
- [128] Hamilton A.J.S., Sarazin C.L., Chevalier R.A. X-ray line emission from supernova remnants. I. Models for adiabatic remnants // *Astrophys. J. Suppl.* – 1983. – v.51. –

p.115-147.

- [129] Hamilton, A., Sarazin, C. A new similarity solution for reverse shocks in supernova remnants // *Astrophys. J.* – 1984. – v.281. – p.682-689.
- [130] Hamilton, A., Sarazin, C. Heating and cooling in reverse shocks into pure heavy-element supernova ejecta // *Astrophys. J.* – 1984. – v.287. – p.282-294.
- [131] Hamilton, A., Sarazin, C. X-ray emission from supernova remnants. II. The effect of remnant structure on nonequilibrium X-ray spectra // *Astrophys. J.* – 1984. – v.284. – p.601-611.
- [132] Hamilton, A., Sarazin, C., Szymkowiak, A. The X-ray spectrum of TYCHO // *Astrophys. J.* – 1986. – v.300. – p.713-721.
- [133] Heavens A. F. Upper limits for shock-accelerated particle energies. // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* – 1984. – v.207. – p.1P-5P.
- [134] Hnatyk B., Petruk O. Supernova Remnants as Cosmic Ray Accelerators. IC 443 // *Condensed Matter Physics.* – 1998. – v.1., No.3 (15). – p.655-667.
- [135] Hnatyk B., Petruk O. Evolution of supernova remnants in the interstellar medium with a large-scale density gradient. I. General properties of shape evolution and X-ray emission. // *Astron. & Astrophys.* – 1999. – v.344. – p.295-309.
- [136] http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/science/know_12/history_gamma.html
- [137] <http://www.supernovae.net/sneyear.htm>
<http://cfa-www.harvard.edu/cfa/ps/lists/Supernovae.html>
- [138] Hughes, J.P., Hayashi, I., Koyama, K. ASCA X-Ray Spectroscopy of Large Magellanic Cloud Supernova Remnants and the Metal Abundances of the Large Magellanic Cloud // *Astrophys. J.* – 1998. – v.505. – p.732-748.
- [139] Hwang, U., Gotthelf, E., X-ray emission-line imaging and spectroscopy of Tycho's supernova remnant // *Astrophys. J.* – 1997. – v.475. – p.665-682.
- [140] Kaastra, J., Jansen, F. A spectral code for X-ray spectra of supernova remnants // *Astron. & Astrophys. Suppl.* – 1993. – v.97. – p.873-885.

- [141] Kaastra, J., Mewe, R. The Mewe et al. Plasma Emission Code // Legacy. – 1993. – v.3. – p.16-20.
- [142] Kaastra, J., Mewe, R. Optical depth effects in the X-ray emission from supernova remnants // Astron. & Astrophys. – 1995. – v.302. – L13-L16.
- [143] Kahn, F. Supernova remnants // Proc. 14th International Cosmic Ray Conf. – Munich: 1975. – v.11. – p.3566-3593.
- [144] Kassim, N., Hertz, P., Weiler, K. ROSAT observation of the composite supernova remnant G326.3-1.8 // Astrophys. J. – 1993. – v.419. – p.733-738.
- [145] Kesteven M.J., Caswell J.L. Barrel-shaped supernova remnants // Astron. & Astrophys. – 1987. – v.183. – p.118-128.
- [146] Kontorovich, V., Pimenov, S. Strong point explosion in a layered medium // Доповіди НАН України. – 1996. – №1. – с.54-56.
- [147] Kontorovich, V., Pimenov, S. Investigation of shock wave dynamics in an inhomogeneous solar atmosphere // Solar Physics. – 1997. – v.172. – p.93-101.
- [148] Koo B.-C., McKee C.F. Dynamics of adiabatic blast waves in media of finite mass // Astrophys. J. – 1990. – v.354. – p.513-528.
- [149] Korycansky, D., An off-center point explosion in a radially stratified medium: Kompaneets approximation // Astrophys. J. – 1992. – v.398. – p.184-189.
- [150] Laumbach D.D., Probstein R.F. J. A point explosion in a cold exponential atmosphere // Fluid Mech. – 1969. – v.35. – p.53-75.
- [151] Leahy, D., Aschenbach, B. ROSAT X-ray observations of the supernova remnant HB 21 // Astron. & Astrophys. – 1996. – v.315. – p.260-264.
- [152] Li, X. Study of three-dimensional Rayleigh-Taylor instability in compressible fluids through level set method and parallel computation // Phys. Fluids A. – 1993. – v.5. – p.1904-1913.
- [153] Long, K., Blair, W., Winkler, P. contribution to Workshop "10⁵¹ Ergs: The Evolution of Shell Supernova Remnants" (Minnesota, March 23-26, 1997). – in press

- [154] Maciejewski W., Cox D., Supernova Remnant in a Stratified Medium: Explicit, Analytical Approximations for Adiabatic Expansion and Radiative Cooling // *Astrophys. J.* – 1999. – v.511. – p.792-797.
- [155] Masai, K. X-ray emission spectra from ionizing plasmas // *Astrophys. Space Sci.* – 1984. – v.98. – p.367-395.
- [156] Masai, K., Nonequilibria in thermal emission from supernova remnants // *Astrophys. J.* – 1994. – v.437. – p.770-780.
- [157] Masfield, V., Salpeter, E. Numerical models for supernova remnants // *Astrophys. J.* – 1974. – v.190. – p.305-313.
- [158] McKee, C. X-ray emission from an invard propagating shock in young supernova remnants // *Astrophys. J.* – 1974. – v.188. – p.335-339.
- [159] McKee, C., Ostriker, J. A theory of the interstellar medium: three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate // *Astrophys. J.* – 1977. – v.218. – p.148-169.
- [160] Mewe, R., Kaastra, J., Liedahl, D. Update of MEKA: MEKAL // *Legacy.* – 1995. – v.6. – p.16-19.
- [161] Meyer, J.-P. // *Les Elements et leurs Isotopes dans l'Univers.* – Comm. 22 Liège Ap. Symp. – Liège, 1979. – p.153-157.
- [162] McKee, C., Cowie, L. The interaction between the blast wave of a supernova remnant and interstellar clouds // *Astrophys. J.* – 1975. – v.195. – p.715-725.
- [163] Merck M., Bertsch D. L., et al. Study of the spectral characteristics of unidentified galactic EGRET sources. // *Astron. & Astrophys. Suppl.* – 1996. – v.120. – p.465-469.
- [164] Mewe R., Lemen J.R., van den Oord G.H.J. Calculated X-radiation from optically thin plasmas. VI. Improved calculations for continuum emission and approximation formulae for nonrelativistic average Gaunt factors. // *Astron. & Astrophys. Suppl.* – 1986. – v.65. – p.511-536.
- [165] Morrison R., McCammon D. Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.003-

- 10 keV. // *Astrophys. J.* – 1983. – v.270. – p.119-122.
- [166] Mufson S. L., McCollough M. L. et al. A multiwavelength investigation of the supernova remnant IC 443. // *Astron. J.* – 1986. – v.92, No. 6. – p.1349-1357.
- [167] Muxlow, T., Pedlar, A., Wilkinson, P., et al. The structure of young supernova remnants in M82 // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* – 1994. – v.266. – p.455-467.
- [168] Nadezhin, D. K. On the initial phase of interaction between expanding stellar envelopes and surrounding medium // *Astrophys. Space Sci.* – 1985. – v.112. – p.225-249.
- [169] Narayan, S., Shulman, S., Yentis, D. et al. X-ray emission from the supernova remnant MSH 14-63 // *Astrophys. J.* – 1977. – v.213. – p.L53-L56.
- [170] Normann, M., contribution to Workshop "10⁵¹ Ergs: The Evolution of Shell Supernova Remnants" (Minnesota, March 23-26, 1997). – in press
- [171] Nugent, J., Pravdo, S., Garmire, G. et al., X-ray emission from supernova remnants MSH 14-63 and RCW103 // *Astrophys. J.* – 1984. – v.284. – p.612-630.
- [172] Petre R., Szymkowiak A. E., Seward F. D., Willingale R. A comprehensive study of the X-ray structure and spectrum of IC 433. // *Astrophys. J.* – 1988. – v.335. – p.215-238.
- [173] Petruk O. Evolution of supernova remnants in the interstellar medium with a large-scale density gradient. II. The 2-D modelling of the evolution and X-ray emission of supernova remnant RCW86. // *Astron. & Astrophys.* – 1999. – v.346. – p.961-968.
- [174] Pisarski, R., Helfland, D., Kahn, S. An X-ray study of the remnant of SN 185 A.D. // *Astrophys. J.* – 1984. – v.277. – p.710-715.
- [175] Plewa, T., Muller, E. The consistent multi-fluid advection method // *Astron. & Astrophys.* – 1999. – v.342. – p.179-191.
- [176] Raymond, J., Observations of supernova remnants // *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.* – 1991. – v.22. – p.75-95.
- [177] Raymond, J., Brickhouse, N. Atomic Processes in Astrophysics. – Harvard: 1995. – (Preprint / Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics; No. 4132)
- [178] Raymond J.C., Smith B.W. Soft X-ray spectrum of a hot plasma // *Astrophys. J.*

- Suppl. – 1977. – v.35. – p.419-439.
- [179] Reach, W., Rho, J. Shockingly bright [OI] 63 μm lines from the supernova remnants W44 and 3C391 // *Astron. & Astrophys.* – 1996. – v.315. – p.L277-L280.
- [180] Reynolds S. P. Synchrotron models for X-rays from the Supernova remnant SN 1006. // *Astrophys. J.* – 1996. – v.459. – p.L13-L16.
- [181] Rho, J., Petre, R. Mixed-Morphology Supernova Remnants // *Astrophys. J. Letter.* – 1998. – v.503. – p.L167.
- [182] Rosado, M., Ambrosio-Cruz, P., Le Coarer, E., et al., Kinematics of the galactic supernova remnants RCW86, MSH 15-56 and MSH 11-61A // *Astron. & Astrophys.* – 1996. – v.315. – p.243-252.
- [183] ROSAT: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/rosat.html>
- [184] Ross J. E., Aller L. H. The Chemical Composition of the Sun // *Science.* – 1976. – v.191. – p.1223-1229.
- [185] Rozyczka, M. Two-dimensional models of stellar wind bubbles. I - Numerical methods and their application to the investigation of outer shell instabilities // *Astron. & Astrophys.* – 1985. – v.143. – p.59-71.
- [186] Rozyczka M., Tenorio-Tagle G., Bodenheimer, P. Non-spherical supernova remnants. III. Oblique shock reflections and anomalous HI velocity features // *Astron. & Astrophys.* – 1986. – v.167. – p.120-128.
- [187] Ruiz, M. Spectroscopy of RCW86, a young supernova remnant // *Astrophys. J.* – 1981. – v.243. – p.814-816.
- [188] Ryu, D., Brown, G., Ostriker, J., Loeb, A. Stable and unstable accretion flows with angular momentum near a point mass // *Astrophys. J.* – 1995. – v.452. – p.364-378.
- [189] Sakashita, S. // *Astrophys. Space Sci.* – 1971. – v.14. – p.431.
- [190] Schaefer, B. 'Supernova' 185 is really a nova plus comet P/Swift-Tuttle // *Astron. J.* – 1995. – v.110. – p.1793-1795.
- [191] Schwarz, U., Goss, W., Arnal, E. The distance to Tycho's supernova remnant /3C10/

- A rediscussion // Mon. Not. Royal Astron. Soc. – 1980. – v.192. – p. 67P-71P.
- [192] Seward F.D. EINSTEIN Observations of Galactic Supernova Remnants // Astrophys. J. Suppl. – 1990. – v.73. – p.781-819.
- [193] Seward, F., Gorenstein, P., Tucker, W. The mass of Tycho's supernova remnant as determined from a high-resolution X-ray map // Astrophys. J. – 1983. – v.266. – p.287-297.
- [194] Sgro, A. The collision of a strong shock with a gas cloud: a model for Cas A // Astrophys. J. – 1975. – v.197. – p.621-634.
- [195] Shapiro, P., Moore R. Time-dependent radiative cooling of a hot, diffuse cosmic gas, and the emergent X-ray spectrum // Astrophys. J. – 1976. – v.207. – p.460-483.
- [196] Shelton, R., Cox, D., et al. Modeling W44 as a Supernova Remnant in a Density Gradient with a Partially Formed Dense Shell and Thermal Conduction in the Hot Interior II. The Hydrodynamic Models // Astrophys. J. – 1999. – v.524. – p.192-212.
- [197] Shelton, R. L., Smith, R. K., Cox, D. P. Supernova Remnant W44: A Case Study for Thermal Conduction versus Cloud Evaporation // Bull. Amer. Astr. Soc. – 1995. – v.27. – p.3 (186.5904) (American Astronomical Society Meeting, 186, #59.04).
- [198] Shull, J. The X-ray spectrum of a hot interstellar plasma // Astrophys. J. Suppl. – 1981. – v.46. – p.27-40.
- [199] Shull, J. X-ray emission from young supernova remnant: nonionization equilibrium abundances and emissivities // Astrophys. J. – 1982. – v.262. – p.308-314.
- [200] Slavin, J., Cox, D. Completing the evolution of supernova remnants and their bubbles // Astrophys. J. – 1992. – v.392. – p.131-144.
- [201] Smith, R., Brickhouse, N., Raymond, J., Liedahl, D. High Resolution X-ray Spectroscopy: Issues for Creating an Atomic Database for a Collisional Plasma Spectral Emission Code // Proceeding of the First XMM Workshop, 1998. – http://astro.estec.esa.nl/XMM/news/ws1_top.html
- [202] Smith, R., Winkler, P., Chu, Y. contribution to Workshop "10⁵¹ Ergs: The Evolution

- of Shell Supernova Remnants” (Minnesota, March 23-26, 1997). – in press
- [203] SPEX: <http://saturn.sron.ruu.nl/general/projects/spex/>
ftp://heasarc.gsfc.nasa.gov/software/plasma_codes/spex/
- [204] Stone, J., Mihals, D., Norman, M. ZEUS-2D: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions. III. The radiation hydrodynamic algorithms and tests // *Astrophys. J. Suppl.* – 1992. – v.80. – p.819-845.
- [205] Strom, R. SN 185, its associated remnant and PSR 1509-58 // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* – 1994. – v.268. – p.L5-L9.
- [206] Sturmer S. J., Dermer C. D. Association of unidentified, low latitude EGRET sources with supernova remnants. // *Astron. & Astrophys.* – 1995. – v.293. – p.L17-L20.
- [207] Sturmer S. J., Dermer C. D., Mattox J. R. Are supernova remnants sources of > 100 MeV γ rays? // *Astron. & Astrophys. Suppl.* – 1996. – v.120. – p.445-448.
- [208] Taylor G. The formation of a blast wave by a very intense explosion I. Theoretical discussion // *Proc. R. Soc. London.* – 1950. – v.A201. – p.159-174.
- [209] Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., Franko, J., Rozyczka, M. On the evolution of supernova remnants. I. Explosion inside pre-existing wind-driven bubbles // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* – 1990. – v.244. – p.563-576.
- [210] Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., Yorke, H. Non-spherical supernova remnants. II. The interaction of remnants with molecular clouds // *Astron. & Astrophys.* – 1985. – v.145. – p.70-80.
- [211] Tenorio-Tagle, G., Palous, J. Giant-scale supernova remnants – The role of differential galactic rotation and the formation of molecular clouds // *Astron. & Astrophys.* – 1987. – v.186. – p.287-294.
- [212] Tenorio-Tagle, G., Rozyczka, M., Franko, J., Bodenheimer, P. On the evolution of supernova remnants. II. Two-dimensional calculations of explosions inside pre-existing wind-driven bubbles // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* – 1991. – v.251. – p.318-329.
- [213] Tenorio-Tagle G., Rozyczka M., Yorke H.W. The Cygnus loop: A supernova breaking

- out of a molecular cloud? // *Astron. & Astrophys.* – 1985. – v.148. – p.52-58.
- [214] The X-Ray Astronomy Program Working Group, Draft report on plans for the future. – Mart 10, 1999. – <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xapwg.html>
- [215] Treve, Y., Manley, O. // *J. Fluid. Mech.* – 1972. – v.55. – p.737.
- [216] Trushkin, S. Radio spectra of complete sample of galactic supernova remnants // *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* – 1999. – N.Caucasus 46. – p.62-96.
- [217] Tsunemi, H. ASCA observations of supernova remnants // *Supernovae and Supernova Remnants* (Proceedings IAU Colloquium 145, May, 24-29, 1993). – Cambridge: Cambridge University Press, 1996. – p.369-379.
- [218] Uhuru: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/uhuru/uhuru.html>
- [219] Van Dyk, S., Montes, M., Sramek, R., et al. contribution to Workshop "10⁵¹ Ergs: The Evolution of Shell Supernova Remnants" (Minnesota, March 23-26, 1997). – in press
- [220] Vancura, O.; Gorenstein, P.; Hughes, John P. Evidence for elemental variation in the ejecta of the TYCHO supernova remnant // *Astrophys. J.* – 1995. – v.441. – p.680-688.
- [221] Velazques, P., Gomez, D., Dubner, G., et al. Study of the Rayleigh-Taylor instability in Tycho's supernova remnant // *Astron. & Astrophys.* – 1998. – v.334. – p.1060-1067.
- [222] Vink, J., Kaastra, J., Bleeker, J. X-ray spectroscopy of the supernova remnant RCW 86. A new challenge for modeling the emission from supernova remnants // *Astron. & Astrophys.* – 1997. – v.328. – p.628-633.
- [223] Westerlund, B. OB stars near the supernova remnant RCW86 // *Astron. J.* – 1969. – v.74. – p.879-881.
- [224] Winkler, P. X-ray emission from MSH 14-63 – probable remnant of the A.D.185 supernova // *Astrophys. J.* – 1978. – v.221. – p.220-224.
- [225] White, R., Long, K. Supernova remnant evolution in an interstellar medium with evaporating clouds // *Astrophys. J.* – 1991. – v.373. – p.543-555.
- [226] White G. L., Rainey R., Hayashi S. S., Kaifu N. Molecular line observations of IC 443. The interaction of a molecular cloud and an interstellar shock. // *Astron. & Astrophys.* –

1987. – v.173. – p.337-346.
- [227] Whiteoak J.B.Z, Green A.J. The MOST supernova remnant catalogue (MSC) // *Astron. & Astrophys. Suppl.* – 1996. – v.118. – p.329-380.
- [228] Woltjer L. Supernova Remnants // *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.* – 1972. – v.10. – p.129-158.
- [229] X-missions: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions.html>
- [230] XMM: http://astro.estec.esa.nl/XMM/xmm_top.html
- [231] XSPEC: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/>
- [232] xspct: ftp://heasarc.gsfc.nasa.gov/software/plasma_codes/raymond/
- [233] Yorke H.W., Tenorio-Tagle G., Bodenheimer P. Theoretical thermal X-ray maps of supernova remnants in non-uniform media // *Supernova Remnants and Their X-Ray Emission* (ed. J.Danzinger & P. Gorenstein). – Dordrecht: Reidel, 1983. – p.393-397.