

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Бадмаев Данр Владимирович

**НЕТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ
ВЕТРОВ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД И ОСТАТКОВ
СВЕРХНОВЫХ**

Специальность 1.3.1 —
«Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н., проф., чл.-корр. РАН
Быков Андрей Михайлович

Санкт-Петербург — 2024

Содержание

| | |
|--|-----------|
| Введение | 4 |
| 1 Внутри ядра молодого массивного скопления звезд | 11 |
| 1.1 Введение | 11 |
| 1.1.1 Массивные звезды в ММЗС | 11 |
| 1.1.2 Эволюция массивных звезд | 14 |
| 1.1.3 Каверны звездных ветров | 17 |
| 1.2 Описание МГД модели ядра ММЗС | 19 |
| 1.2.1 Построение скопления | 19 |
| 1.2.2 Уравнения и численная схема | 22 |
| 1.2.3 Учет диссипативных эффектов | 23 |
| 1.2.4 Начальные и граничные условия модели | 28 |
| 1.3 Результаты моделирования | 30 |
| 1.3.1 Свойства плазменных течений в ядре ММЗС | 30 |
| 1.3.2 Усиление магнитных полей в ядре ММЗС | 34 |
| 1.3.3 Термализация звездных ветров и теплопроводность | 39 |
| 1.4 Диффузное рентгеновское излучение горячей плазмы | 41 |
| 1.4.1 Методика расчета тепловых спектров | 41 |
| 1.4.2 Тепловые рентгеновские спектры ядра ММЗС | 43 |
| 1.5 Заключение к главе | 45 |
| 2 Поиск излучения лептонов с энергиями выше ТэВ в ММЗС | |
| Westerlund 2: применение модели | 47 |
| 2.1 Введение | 47 |
| 2.1.1 Тепловое и нетепловое излучение ММЗС | 47 |
| 2.1.2 Westerlund 2: наблюдения SRG/ART-XC и Chandra | 49 |
| 2.2 Моделирование и результаты | 51 |
| 2.2.1 3D МГД модель ядра Westerlund 2 | 51 |
| 2.2.2 Природа нетеплового рентгеновского излучения Wd2 | 56 |
| 2.3 Заключение к главе | 59 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3 | Сверхновая в ядре молодого массивного скопления звезд . . . | 61 |
| 3.1 | Введение | 61 |
| 3.1.1 | ММЗС и вспышки сверхновых | 61 |
| 3.1.2 | Молодые остатки сверхновых | 63 |
| 3.1.3 | Самоподобное расширение молодых ОСН | 66 |
| 3.2 | Инициализация остатка сверхновой в ядре ММЗС | 68 |
| 3.3 | Результаты моделирования | 72 |
| 3.3.1 | Общая структура и динамика течений | 72 |
| 3.3.2 | Усиление и структура магнитного поля | 78 |
| 3.3.3 | Релаксация и перенос эжекты в скоплении | 81 |
| 3.4 | Диффузное рентгеновское излучение | 86 |
| 3.4.1 | Нетепловое излучение и ускорение частиц | 88 |
| 3.5 | Заключение к главе | 89 |
| 4 | Одиночная система: остаток сверхновой – звездный ветер . . | 91 |
| 4.1 | Введение | 91 |
| 4.2 | Моделирование и результаты | 92 |
| 4.2.1 | Масштаб ММЗС | 94 |
| 4.2.2 | Масштаб ОВ-ассоциации | 95 |
| 4.3 | Заключение к главе | 96 |
| | Заключение | 98 |
| | Литература | 101 |

Введение

Актуальность темы диссертации

Процессы звездообразования, пополняющие популяцию молодых массивных звезд, играют ключевую роль в экологии межзвездной среды и во многом определяют ее наблюдаемые характеристики. Эволюция массивных звезд с массой $\gtrsim 8 M_{\odot}$, как правило, заканчивается коллапсом их ядер и вспышкой сверхновой (СН). Сверхновые звезды являются основными источниками кинетической энергии и импульса межзвездного газа. Они определяют эволюцию химического состава газа, являются источниками нагрева и ускорителями космических лучей (КЛ) [1, 2]. За последние десятилетия астрономия и астрофизика достигли значительных успехов в понимании процессов, происходящих в межзвездной среде галактик, в частности, изучении структуры областей звездообразования. Формирование массивных звезд в звездных скоплениях и ассоциациях приводит к пространственной и временной корреляции распределения массивных звезд и СН в межзвездной среде (кластеризации), что существенно влияет на динамические связи диска и гало галактик [3]. Наблюдениями телескопов высокого разрешения, в особенности телескопа им. Хаббла, установлено наличие в галактиках с продолжающимся звездообразованием популяций компактных скоплений молодых массивных звезд с радиусом плотного ядра скопления ~ 1 пк. Процессы образования и эволюции таких экстремально плотных скоплений звезд сегодня изучаются во всем диапазоне спектра электромагнитных волн [4]. Были детально исследованы несколько молодых массивных звездных скоплений (ММЗС) в Галактике: Westerlund 1 (Wd1), Westerlund 2 (Wd2), Arches и Quintuplet с возрастом до 7 млн лет. Эти скопления являются мощными источниками ионизирующего ультрафиолетового и рентгеновского излучения.

Большой интерес вызвало обнаружение современными гамма-обсерваториями H.E.S.S., LHAASO, HAWC, Ковер-2 излучения с энергиями выше 100 ТэВ в направлении на известные галактические ММЗС. Это указывает на ускорение в таких скоплениях частиц с энергиями вплоть до

петаэлектронвольт ($1 \text{ ПэВ} = 10^{15} \text{ эВ}$) и, возможно, выше [5, 6, 7]. Вопрос о природе ускорителей наблюдаемых КЛ был и остается одной из наиболее важных проблем астрофизики высоких энергий [2]. Данные наблюдений гамма-излучения изолированных остатков известных СН ограничивают максимальные энергии ускоренных в них частиц значениями меньше 100 ТэВ. Поэтому, компактные скопления массивных звезд со сверхновыми являются перспективными кандидатами в т.н. пэватроны – системы, способные ускорять частицы свыше 1 ПэВ. Ускоренные частицы и связанное с ними нетепловое излучение важны и для понимания процессов звездообразования. Рентгеновское излучение и потоки частиц КЛ низких энергий до $\sim 1 \text{ ГэВ}$, ускоренных в компактных скоплениях массивных звезд, проникают глубоко в плотные области родительского молекулярного облака и определяют их степень ионизации, что регулирует образование новых протозвезд. Перечисленные факты говорят о важности построения физических моделей скоплений молодых звезд как систем со столкновениями множественных сверхзвуковых ветров звезд и остатков коллапсировавших СН. Для построения теории ускорения КЛ в скоплениях необходимо изучение динамики плазменных потоков с ударными волнами и процессов усиления магнитных полей. Поэтому, построение детальных магнитогидродинамических (МГД) моделей сложных течений плазмы с магнитными полями, сформированными взаимодействием множественных мощных звездных ветров с ударными волнами, является *актуальной проблемой*. Построение таких моделей необходимо для количественных расчетов процессов конверсии энергии звездных ветров и СН в нетепловые компоненты посредством формирования спектров энергичных частиц и усиления магнитных полей. Результаты расчетов нужны для интерпретации наблюдений излучения во всех диапазонах электромагнитного спектра и для оценки перспектив новых обсерваторий таких как Тайга-100 [8] и орбитальных телескопов серии Спектр. Процессы в скоплениях молодых звезд могут быть возможными источниками высокоэнергичных нейтрино, которые сегодня успешно детектируют обсерватории Байкал-ГВД [9] и IceCube [10].

Цели и задачи работы

Цель работы – построение трехмерной (3D) МГД модели взаимодействия остатка сверхновой (ОСН) и ветров молодых массивных звезд в компактных ММЗС, исследование связанных с этим особенностей формирования коллективных плазменных течений, магнитных полей, а также тепловых и нетепловых спектров излучения в таких системах.

Были поставлены следующие задачи:

- Построить квазистационарную МГД модель плазменных течений внутри ядра компактного ММЗС.
- Рассмотреть динамику расширения ОСН с коллапсом ядра в рамках полученной квазистационарной МГД модели.
- Проанализировать детальные карты распределений плотности, температуры, скорости и магнитных полей.
- Получить на основе карт распределений новые данные о физике взаимодействия сверхзвуковых плазменных течений.

Научная новизна

Следующие результаты, представленные в работе, получены впервые:

1. Выполнен первый 3D МГД расчет структуры и эволюции плазменных потоков и магнитных полей в ядре ММЗС, получены детальные карты плотности, температуры, скорости и магнитных полей.
2. Впервые подробно рассмотрена филаментарная¹ структура магнитных полей, усиленных до значений близких к миллигауссам внутри компактных ММЗС, приведены данные по заполнению объема скопления магнитными полями различной амплитуды в их динамике.
3. Впервые смоделировано влияние СН от массивной звезды с коллапсирующим ядром внутри скопления на динамику течений, получены данные

¹протяженные нитевидные структуры конечной толщины в астрофизике называют филаментами.

о конверсии кинетической энергии сверхзвуковых потоков в тепловую и магнитную компоненты в разные моменты времени.

4. Установлено характерное время релаксации квазистационарной структуры течений и распространения эжекты (выбросов плазмы) в ядре ММЗС после вспышки СН с коллапсирующим ядром.

Научная и практическая значимость

3D МГД моделирование взаимодействий между множественными звездными ветрами и ОСН позволяет детально исследовать динамику плазменных течений и магнитных полей в ядре ММЗС. Это, в частности, важно для оценок эффективности механизмов ускорения космических лучей высоких энергий в условиях компактных скоплений молодых массивных звезд. В системах сталкивающихся сверхзвуковых МГД потоков происходит значительное усиление турбулентного магнитного поля, в результате чего часть механической энергии ветра или бегущей ударной волны переходит в магнитную. Магнитное поле играет ключевую роль в процессе ускорения частиц – усиленное турбулентное поле способствует удержанию частиц вблизи ударных волн и их эффективному ускорению по механизму Ферми I рода. Таким образом, реализуемая 3D МГД модель позволяет изучать, как магнитные поля эволюционируют и усиливаются в подобных системах, а также строить модельные тепловые и нетепловые спектры излучения, которые могут быть сопоставлены с наблюдательными данными. Это позволяет проверять гипотезы о природе источников высокоэнергетических космических лучей. Оценки потоков и спектров рентгеновского излучения, а также космических лучей низких энергий от компактных скоплений необходимы для построения моделей образования звезд в плотных областях родительского молекулярного облака.

Методология и методы исследования

Методология исследования заключается в разработке новой 3D МГД модели сложного взаимодействия сверхзвуковых течений плазмы, инициированных множественными ветрами массивных звезд, в ядре компактного ММЗС. 3D МГД подход позволяет получить детальную информацию о структуре резуль-

тирующих течений плазмы, конверсии кинетической энергии звездных ветров и распределениях усиленных магнитных полей. Модель позволяет регулировать параметры моделируемого ММЗС, исследовать мощные динамические возмущения его межзвездной среды, вызванные вспышками сверхновых, и отслеживать газ с различным химическим составом. МГД подход оптимален для моделирования плазменных процессов на масштабах ММЗС ($\gtrsim 1$ пк) и может быть использован для решения задач, поставленных в диссертации. Расчеты выполнены с помощью численного МГД-кода PLUTO [11], разработанного специально для моделирования различных газодинамических и плазменных процессов в астрофизике методом контрольных объемов. Данные модели непосредственно применяются для анализа реальных спектров диффузного рентгеновского излучения Wd2, полученных с помощью космических телескопов *Chandra* и *ART-XC* им. М.Н. Павлинского обсерватории Спектр Рентген-Гамма.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Трехмерная МГД модель ядра компактного молодого массивного звездного скопления описывает взаимодействие множества ветров звезд, находящихся на различных стадиях эволюции в скоплении. За время порядка нескольких тысяч лет МГД течения формируют квазистационарные распределения плотности и температуры. Эффективность конверсии кинетической энергии ветров в тепловую и магнитную компоненты составляет $\sim 50\%$ и $\sim 1\%$, соответственно.
2. Впервые показано, что в компактных ММЗС магнитные поля имеют сильно перемежаемую филаментарную структуру и усилены сверх адиабатического сжатия до величин $\gtrsim 100$ мкГс с объемным фактором заполнения $\lesssim 10\%$. Полная плотность энергии магнитных полей в скоплении доминирована малыми областями объема.
3. Вспышка сверхновой в результате коллапса массивной звезды в ядре компактного скопления приводит на промежутке времени $\lesssim 1000$ лет к повышению температуры до 10 кэВ и росту амплитуды магнитных полей до значений близких к миллигауссу в оболочке остатка сверхновой. Времена

релаксации структуры течений и магнитных полей в скоплении, а также время ухода эжекты из ядра скопления составляют ~ 5000 лет.

4. Рассчитанные на основе модели спектры теплового излучения компактного скопления Westerlund 2 позволяют выделить в рентгеновском спектре Westerlund 2, измеренном телескопами *Chandra* и *ART-XC* им. М.Н. Павлинского обсерватории Спектр Рентген-Гамма, возможную нетепловую компоненту, обусловленную синхротронным излучением ультрарелятивистских электронов.
5. Столкновение остатка сверхновой и ветра массивной звезды в масштабах ММЗС (~ 0.1 пк) и разреженной ОВ-ассоциации (~ 1 пк) приводит к формированию на промежутке времени $\lesssim 100$ лет МГД течений плазмы размером $\lesssim 1$ пк с магнитными полями, достигающими ~ 100 мкГс, что создает условия для ускорения частиц до энергий свыше 0.1–1 ПэВ.

Достоверность полученных результатов

Достоверность представленных в работе результатов обусловлена тем, что:

- Использованный в работе МГД-код PLUTO основан на методе Годунова и содержит набор классических консервативных численных схем второго порядка точности в пространстве и времени; код хорошо апробирован многими научными группами, в том числе на задачах, связанных с астрофизикой высоких энергий.
- Для инициализации звездных ветров и ОСН используются классические аналитические модели и решения, которые хорошо изучены, непротиворечивы, описаны в высокоцитируемых публикациях в реферируемых журналах с высоким импакт-фактором.
- Наконец, результаты моделирования, по возможности, были сопоставлены и находятся в удовлетворительном согласии с данными наблюдений и результатами других авторов.

Апробация работы и публикации

Основные результаты диссертации отражены в следующих публикациях в реферируемых журналах:

- [A1]. Badmaev D. V., Bykov A. M. Interaction of a supernova remnant with a wind of young massive star: MHD simulations // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – Vol. 1400, no. 2. – id. 022033;
- [A2]. Badmaev D. V., Bykov A. M. Wind of a young massive star colliding with a supernova remnant shell // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2021. – Vol. 2103, no. 1. – id. 012013;
- [A3]. Badmaev D. V., Bykov A. M., Kalyashova M. E. Inside the core of a young massive star cluster: 3D MHD simulations // *MNRAS.* – 2022. – Vol. 517, no. 2. – P. 2818-2830;
- [A4]. Bykov A. M., Uvarov Yu. A., Kalyashova M. E., Badmaev D. V., Lapshov I. Yu., Lutovinov A. A., Mereminskiy I. A., Semena A. N. X-ray emission from Westerlund 2 detected by SRG/*ART-XC* and *Chandra*: search for radiation of TeV leptons // *MNRAS.* – 2023. – Vol. 525, no. 1. – P. 1553-1561;
- [A5]. Badmaev D. V., Bykov A. M., Kalyashova M. E. Core-collapse supernova inside the core of a young massive star cluster: 3D MHD simulations // *MNRAS.* – 2024. – Vol. 527, no. 2. – P. 3749-3760.

Результаты работы были представлены на всероссийских и международных конференциях: «PhysicA.SPb/2019», «PhysicA.SPb/2021» (ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург), «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (НЕА-2023; ИКИ, Москва), Всероссийской конференции по космическим лучам 2024 (ФИАН, Москва). Также, результаты обсуждались в докладах на специализированных семинарах: Astroparticle Physics Seminar (University of Potsdam, 2021), Space Plasma Seminar (ИКИ, 2022 и 2023), Астрофизический семинар (ФТИ им. Иоффе, 2024) и др.

Глава 1

Внутри ядра молодого массивного скопления звезд

1.1 Введение

В этой главе представлена трехмерная магнитогидродинамическая (МГД) модель ядра компактного молодого массивного скопления, в котором сталкиваются десятки мощных ветров массивных звезд. Модель рассчитана с помощью апробированного численного кода PLUTO [11, 12, 13], созданного специально для задач астрофизической газодинамики. В работе подробно исследована структура и ключевые характеристики плазменных потоков внутри ядра скопления, приводятся их детальные карты. Особое внимание уделено морфологии и усилению магнитного поля, что очень важно в контексте ускорения частиц в подобных системах. Наконец, обсуждается эффективность термализации механической энергии звездных ветров, которая необходима для формирования коллективного ветра скопления, и представлены возможные тепловые спектры ядра скопления. Результаты, приведенные в главе, опубликованы в статье Badmaev et al. [14].

1.1.1 Массивные звезды в ММЗС

Значительная часть массивных звезд ($M_* > 8 M_\odot$) рождается, эволюционирует и умирает во вспышке СН в составе скоплений, которые представляют собой гравитационно связанные группы звезд с общим происхождением [16, 17, 18, 19]. Скопления звезд принято подразделять на несколько типов в зависимости от их возрастных и пространственных характеристик. При этом, как объекты исследования, они находятся на стыке сразу нескольких областей астрофизики (физики космических лучей, теории звездной эволюции, астро-

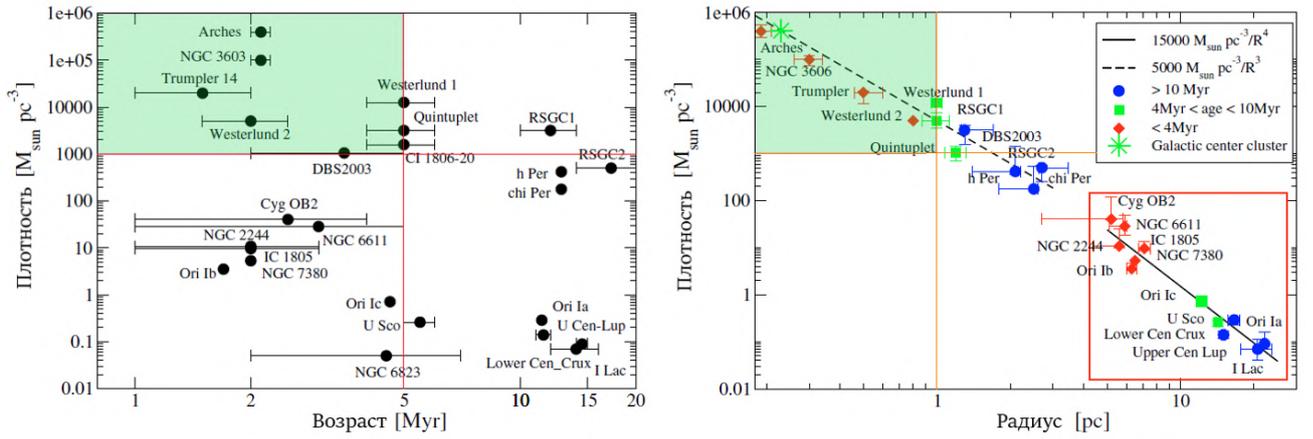


Рисунок 1.1: Слева: распределение известных галактических молодых массивных скоплений по плотности и возрасту. Справа: зависимость плотности вещества, заключенного в скоплении, от его радиуса. Зеленым выделена область соответствующая определению сверхскопления. В красную рамку взята группа ММС называемая «ассоциациями». Картинки взяты из работы [15].

метрии), вследствие чего их номенклатура часто подвергается разночтению. Сейчас в контексте проблемы поиска источников ГКЛ высоких энергий или «пэватронов» ($E_{\text{cr}} \lesssim 10$ ПэВ), особенно интересны компактные *молодые массивные звездные скопления* ($R_{\text{cl}} \sim 1$ пк; ММЗС / англ. YMSC).

ММЗС наблюдаются в широком диапазоне масс, размеров (звездных плотностей), а также и возрастов [15, 20, 21] (см. Рисунок 1.1). Широко принятое определение этих объектов — это звездные скопления, имеющие современную фотометрическую массу $M_{\text{cl}} > 10^4 M_{\odot}$ и возраст $\tau_{\text{cl}} < 100$ млн лет. Очевидно, в контексте звездной эволюции скопление возрастом 100 млн лет (при условии отсутствия вторичных волн звездообразования) является крайне старым для интересующих нас целей, поскольку к этому времени все населявшие его массивные звезды уже давно эволюционировали и образовали компактные остатки. Для поиска ГКЛ высоких энергий интерес представляют ММЗС, которые являются «молодыми» в терминах их динамического возраста, который обычно всего в 10–100 раз превышает современное динамическое время обращения звезд в скоплении, составляющее $\sim 10^5$ лет [20]. Таким образом, в качестве кандидатов на роль ускорителей ГКЛ принимаются ММЗС, чей эволюционный возраст не превышает ~ 10 млн лет. Размер r_{cl} таких систем составляет ~ 1 пк, при этом они могут содержать десятки и сотни ярких массивных звезд, нахо-

Таблица 1.1: Сводка ММЗС, попадающих в область интереса [20].

| Скопление | Радиус, пк | Возраст, млн. лет | $\log M_{cl}/M_{\odot}$ |
|--------------------|------------|-------------------|-------------------------|
| Westerlund 1 (Wd1) | 1.0 | 4.0 | 4.7 |
| Arches | 0.4 | 2.0 | 4.3 |
| NGC 3603 | 0.7 | 2.0 | 4.1 |
| Westerlund 2 (Wd2) | 0.8 | 2.0 | 4.0 |
| Quintuplet | 2.0 | 3.0 | 4.0 |
| Trumpler 14 | 0.5 | 2.0 | 4.0 |
| DSB2003 | 1.2 | 3.5 | 3.8 |

дящихся на разных стадиях эволюции (O-, CSG-, WR-звезда) в зависимости от своих начальных параметров [22]. Компактные ММЗС широко распространены во всех типах галактик с очагами активного звездообразования [23, 24, 19]. Во Млечном Пути и Большом Магеллановом Облаке (БМО) на данный момент обнаружено более десятка таких ММЗС, среди них выделяются: Westerlund 1 и 2 [MW: 25, 26], NGC 3603 [MW: 27], Arches [MW-GC: 28], Quintuplet [MW-GC: 29], R136 [LMC-30 Dor: 30]. В Таблице 1.1 приведены ключевые характеристики галактических ММЗС, попадающих в зону интереса.

ММЗС представляют собой уникальные лаборатории для изучения процессов звездообразования, эволюции звезд и динамики звездных систем. Они характеризуются высокой плотностью и содержат богатые популяции массивных звезд различных типов, которые активно взаимодействуют друг с другом и с окружающей средой посредством ветров. Звезды в таких системах должны наблюдаться в широком диапазоне масс, от субзвездных объектов до самых массивных звезд ($M_* > 100 M_{\odot}$). При этом количественное распределение звезд по массам зависит от размеров и массы самого скопления, а также от т.н. функции начальных масс (IMF) [31]. ММЗС могут одновременно содержать большое количество ярких звезд OB-классов, а также крайне редких звезд Вольфа-Райе (WR). Точные распределения зависят от конкретного скопления и характерной для него IMF, тем не менее наблюдения и модели популяционного синтеза показывают, что компактные ММЗС могут содержать одновременно до $\gtrsim 100$ OB-звезд и $\gtrsim 10$ WR-звезд [25, 32, 33, 34, 35, 36]. Именно эти звезды играют ключевую роль в эволюции скоплений и межзвездной среды, оказывая значи-

тельное влияние на динамику и химический состав окружающей среды через мощные звездные ветры и вспышки сверхновых.

Моделирование областей взаимодействия звездных ветров необходимо для оценки характеристик и структуры термализованных плазменных потоков и магнитных полей в ядре ММЗС. Впервые трехмерный гидродинамический расчет взаимодействия звездных ветров внутри компактного ММЗС был представлен в работе [37] в контексте проверки аналитической модели коллективного ветра скопления [38]. На основе этой модели были построены карты диффузного рентгеновского излучения от ММЗС Arches [39] и обнаружено качественное согласие с наблюдениями *Chandra*. Подобное исследование с применением метода сглаженных частиц (SPH), сделано в работе [40] для Arches и Quintuplet. Влияние различных пространственных распределений звезд внутри скопления на формирование коллективного ветра было изучено в [41]. В работе [42] был рассмотрен вопрос о формировании плотных филаментарных структур в объеме скопления в условиях оптически тонкого охлаждения. Подробное 3D ГД моделирование демонстрирующее влияние коллективных течений из молодого скопления на остаточное молекулярное облако, а также особенности рентгеновского излучения такой системы, было выполнено в работах [43, 44]. На меньших масштабах строились ГД модели взаимодействующих течений в парных системах типа ветер-сверхновая [45] и ветер-ветер [46, 47]. Роль турбулентности, вызванной сталкивающимися звездными ветрами внутри скоплений, обсуждается в [48]. В этих исследованиях, в основном сконцентрированных на феномене коллективного ветра, не рассматривались магнитные поля и не изучался вопрос об эффективности их усиления внутри ядер ММЗС на разных масштабах. Магнитные поля играют ключевую роль в процессах ускорения частиц и нетепловом излучении.

1.1.2 Эволюция массивных звезд

За время своей жизни массивные звезды проходят через ряд характерных стадий эволюции. Звезда считается полностью сформированной и называется *звездой главной последовательности* (ГП), если она находится в гидростатическом равновесии, и в ее ядре протекают термоядерные реакции горения водорода в гелий. Стадия ГП является самой продолжительной и занимает

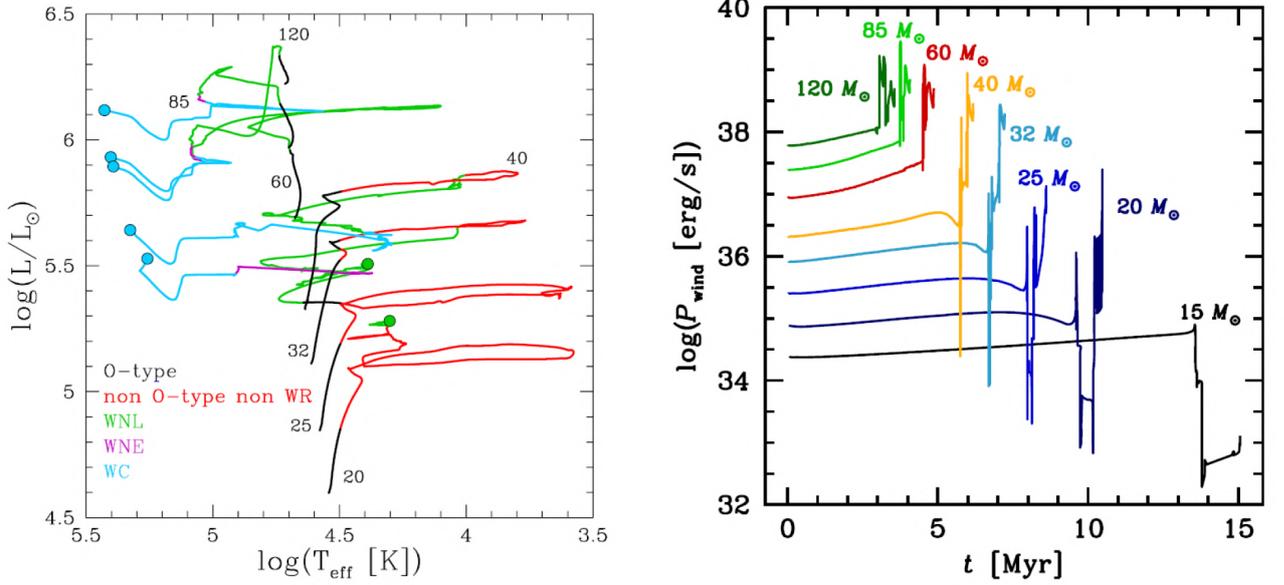


Рисунок 1.2: Слева: эволюционные треки звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рассела для различных ZAMS-масс и солнечной металличности. Справа: изменение механической мощности ветров звезд различной массы из работы [49].

около 90% всего времени жизни звезды. После схода с ГП в ядре (и в слоях над ним) звезды массой $M_* \gtrsim 10 M_\odot$ начинают последовательно и с растущей скоростью прогорать более тяжелые элементы вплоть до железа (^{56}Fe), имеющего пиковую величину энергии связи на нуклон [50]. Наличие и длительность последующих за ГП промежуточных стадий эволюции определяется в основном начальной массой звезды M_* (ZAMS-масса), ее химическим составом (металличностью), вращением, а также скоростью потери массы \dot{M} посредством звездного ветра [51, 22, 52].

На Рисунке 1.2 слева показаны эволюционные треки вращающихся звезд с массами более $20 M_\odot$. Звезды на главной последовательности с $M_* > 15 M_\odot$ относят к спектральному классу O V ($\log(T_{\text{eff}}/\text{K}) \gtrsim 4.5$, $\log(L/L_\odot) \gtrsim 4.5$). Такие звезды обладают мощными звездными ветрами (см. Рисунок 1.2), для которых характерны скорости потери массы $\dot{M} \sim 10^{-7} - 10^{-6} M_\odot \text{ год}^{-1}$ и терминальные скорости ветра $v_w \sim 2000 \text{ км с}^{-1}$ [53]. За весь период ГП звезда теряет более половины своей ZAMS-массы через ветер. Со временем светимость звезды ГП растет: водород в ядре исчерпывается, звезда расширяется и остывает, смещаясь вправо по диаграмме ГР и постепенно переходя в новую фазу [54].

Если ZAMS-масса звезды ниже $40 M_{\odot}$, то она переходит в фазу *холодного сверхгиганта* (CSG, включающую RSG и YSG – фазы красного и желтого сверхгиганта), поддерживаемую синтезом гелиевого ядра из водорода, горящего в слоевом источнике. Холодные сверхгиганты, как следует из названия, обладают низкой поверхностной температурой, 3000–8000 К, при светимости $\log(L/L_{\odot}) \gtrsim 5.0$, что может обуславливать радиус $\lesssim 1000 R_{\odot}$. Длительность фаз CSG варьируется в пределах $10^4 - 10^6$ лет, причем чем менее массивна звезда, тем дольше длится фаза. На этой стадии эволюции ветер наиболее плотный, $\dot{M} \sim 10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, и медленный, $v_w \lesssim 50 \text{ км с}^{-1}$ [55, 56].

Звезды с ZAMS-массой более 20-25 M_{\odot} в результате большой потери массы через ветер теряют внешнюю водородную оболочку и становятся звездами *Вольфа-Райе* (WR). Атмосферы WR-звезд обладают спектрами с выраженными широкими эмиссионными линиями, свидетельствующими о высокой поверхностной концентрации металлов (N, C, O) и сильном истощении водорода. Они обладают одновременно быстрыми и плотными звездными ветрами ($1000 \lesssim v_w \lesssim 5000 \text{ км с}^{-1}$, $\dot{M} \sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$) [57, 58, 59]. На этом этапе в ядре звезды продолжает гореть гелий. Наконец, в состоянии предсверхновой звезда приобретает «луковичную» структуру с последовательными слоевыми источниками различного состава: от более тяжелых элементов вблизи ядра (Si) до более легких элементов ближе к атмосфере (He). Согласно современным моделям звездной эволюции продолжительность фазы WR может составлять от 10^4 до 10^6 лет для ZAMS-масс $20 \lesssim M_* \lesssim 60 M_{\odot}$ [49].

Рассмотренные фазы эволюции разительно отличаются друг от друга по спектральным характеристикам – поверхностной (эффективной) температуре звезды T_* и ее болометрической светимости L_* , что в результате приводит к сильному различию в параметрах звездного ветра, \dot{M} и v_w , между фазами. Для простоты принято полагать, что в пределах каждой конкретной стадии данные величины остаются постоянными. Стоит отметить, что помимо рассмотренных фаз различают также крайне редкие нестабильные фазы желтого гипергиганта (YHG) и яркой голубой переменной (LBV) [60]. Жизненный путь массивной звезды заканчивается гравитационным коллапсом железного ядра с образованием компактного остатка – нейтронной звезды или черной дыры. Первый случай сопровождается вспышкой сверхновой типа II (для RSG/YSG)

или Ib/c (для WR), при которой внешняя оболочка звезды, эжекта, разлетается с энергией $\sim 10^{51}$ эрг.

1.1.3 Каверны звездных ветров

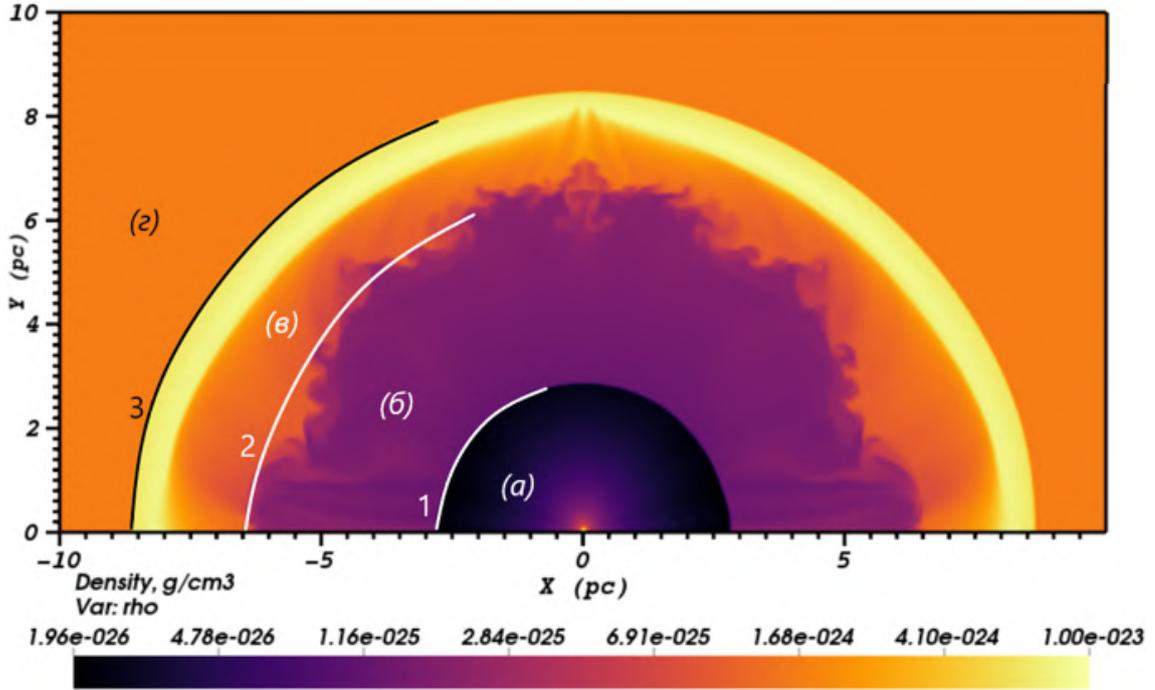


Рисунок 1.3: Характерная структура каверны, выдуваемой мощным звездным ветром: (а) область свободно летящего сверхзвукового ветра, (б) ударно прогретый ветер, (в) ударно прогретое испаряющееся вещество межзвездной среды, (г) невозмущенная межзвездная среда. Цифрами 1 и 3 обозначены ударная волна остановки R_s и головная ударная волна R_b , соответственно. Цифрой 2 обозначено примерное положение контактного разрыва R_c .

Массивные звезды обладают мощными звездными ветрами ($P_w \sim 10^{36} - 10^{38}$ эрг с^{-1}) [49] (см. § 1.1.2). Интенсивное излучение фотосферы горячей звезды толкает наружу верхние слои атмосферы в результате поглощения испущенных фотонов в линиях ионизованных атомов [61, 62]. Это вызывает у звезды значительную и непрерывную потерю массы ($\dot{M} \lesssim 10^{-4} - 10^{-6} M_\odot \text{год}^{-1}$) в виде сверхзвукового ветра ($v_w \gtrsim 1000 \text{ км с}^{-1}$). Будучи сильно сверхзвуковым ($\text{Ma} \sim 100$), свободно расширяющийся ветер раздувает вокруг звезды каверну (астросферу), заполненную звездным веществом, прогретым на ударной волне

торможения ветра. Каверна окружена плотной холодной оболочкой межзвездного газа, сгребенного передним ударным фронтом [63, 64, 65]. Морфология таких каверн зависит от вращения звезды [66, 67], анизотропии и замагниченности как самого ветра [68, 69, 70], так и МЗС [71]. Радиус отдельно взятой каверны звезды О-класса может достигать десятков парсек (см. Рисунок 1.3), что сильно превышает среднее расстояние между массивными звездами в компактном молодом скоплении, которое составляет ~ 0.1 пк. В результате взаимодействия множества плотно расположенных сверхзвуковых ветров внутри ядра ММЗС образуется горячая среда со сложной геометрией конкурирующих течений и множеством ударных волн торможения.

Фактически, каверны расширяются за счет постоянного притока вещества. Они имеют характерную структуру, как показано на Рисунке 1.3. Механическая энергия вводится в форме стабильного сверхзвукового звездного ветра, который, взаимодействуя с окружающей средой, создает ударную волну торможения на радиусе R_s . За этим радиусом находится внутренняя часть каверны, в которой кинетическая энергия ветра термализуется. Внутренняя часть каверны ограничена контактными разрывом на радиусе R_c , который соответствует границе, разделяющей вещество звездного ветра и вещество межзвездной среды. Последнее также претерпевает ударный скачок на радиусе R_b , который соответствует положению передней (внешней) ударной волны расширяющейся каверны. Область между R_c и R_b называется оболочкой, радиус каверны принято полагать равным R_b . Численно R_b и R_s можно получить из следующих соотношений [64, 65, 72]:

$$R_b = 27 \text{ пк} \left(\frac{\xi L_*}{10^{36} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{0.2} \left(\frac{n_0}{1 \text{ см}^{-3}} \right)^{-0.2} \left(\frac{t}{10^6 \text{ лет}} \right)^{0.6}, \quad (1.1)$$

$$R_s = 6.4 \text{ пк} \left(\frac{L_*}{10^{38} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{0.3} \xi^{-0.2} \left(\frac{n_0}{1 \text{ см}^{-3}} \right)^{-0.3} \left(\frac{V_w}{10^3 \text{ км с}^{-1}} \right)^{-0.5} \left(\frac{t}{10^6 \text{ лет}} \right)^{0.4}, \quad (1.2)$$

где L_* – механическая светимость звезды, n_0 – плотность межзвездной среды, V_w – скорость звездного ветра, и наконец ξ – доля механической светимости, которая термализуется.

1.2 Описание МГД модели ядра ММЗС

1.2.1 Построение скопления

Для построения модели ядра ММЗС за основу был взят реальный объект с хорошо изученным звездным населением. В Галактике есть всего несколько ММЗС, где наблюдения на разных длинах волн способны разрешить в них множественные точечные источники. В качестве образца для построения модели было выбрано скопление Wd1, расположенное в относительной близости, на расстоянии около 4.2 кпк от Солнечной системы [36]. Wd1 подробно изучен обсерваториями с высоким угловым разрешением в радио [73, 74], оптическом [25, 75] и рентгеновском диапазонах [76, 77]. Наблюдения выявили крайне богатую популяцию массивных звезд классов O, WR и CSG, заключенную в центральном сферическом ядре скопления радиусом около 2 пк [78]. По сравнению с другими галактическими ММЗС Wd1 является наиболее массивным скоплением ($M_{cl} \lesssim 10^5 M_{\odot}$ [79, 20]), при этом, учитывая скудность выборки известных ММЗС, объекты типа Wd1, вероятно, не редкость для галактик с более интенсивным звездообразованием. Вдобавок, Wd1 был недавно идентифицирован как мощный источник нетеплового излучения [7, 80].

Модель не преследует цели полностью воссоздать наблюдаемое количество и распределение звезд в целом скоплении. Для целей данной работы достаточно выдержать реалистичную механическую мощность звездных ветров по отдельности и в сумме. Таким образом, было решено сосредоточить внимание на двух группах звезд, O/WR и CSG, и рассмотреть однородное и случайное распределение их популяций внутри центрального шара радиусом 2 пк, см. Рисунок 1.4. Такое расположение звезд обеспечивает необходимую вариативность взаимного расположения пар соседних источников ветра различного сорта. Первая группа представляет собой звезды спектральных классов O и WR (в основном поздние WN/WNh) с быстрыми и энергичными ветрами, которые должны доминировать в общей динамике течений, а вторая группа представляет собой CSG звезды, которые являются главными источниками холодной инертной массы. В частности, наблюдения Wd1 выявили ~ 100 ярких O-звезд [75, 36], 24 WR-звезды [57] и 10 CSG-звезд [25]. Выбор однородного случайного распределения

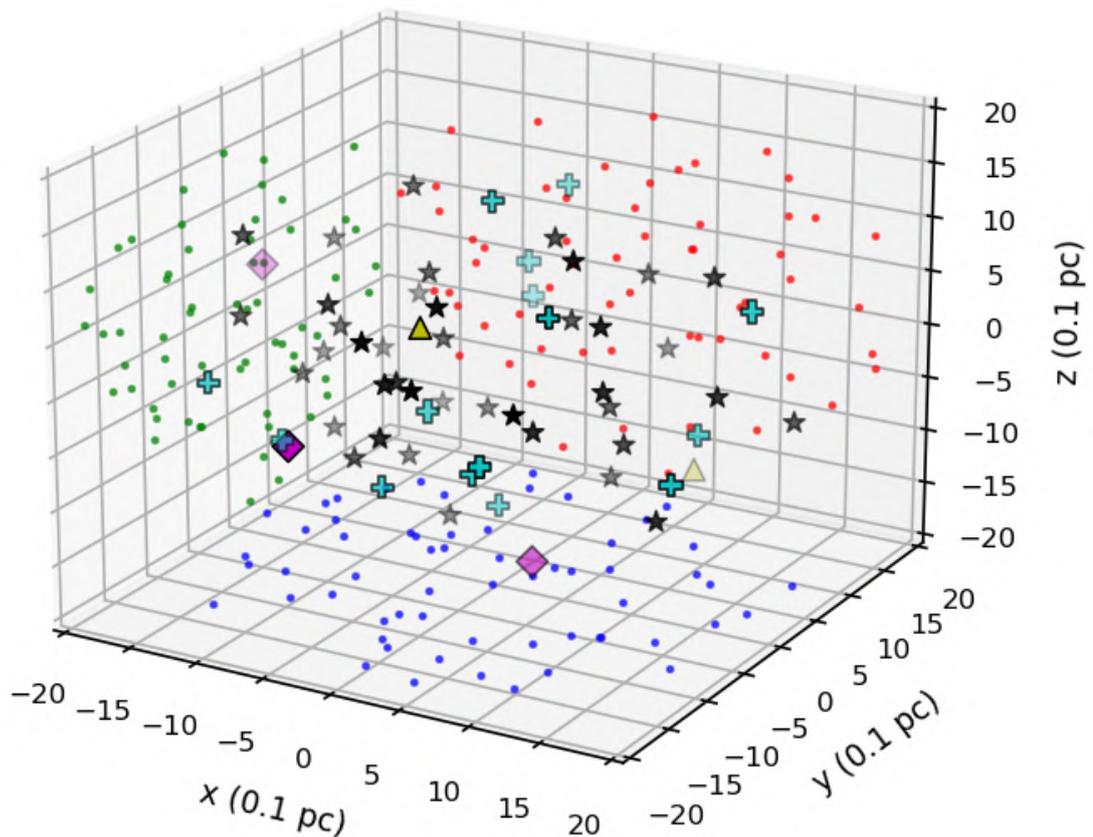


Рисунок 1.4: Положение звезд всех сортов в внутри расчетной области. Черными звездочками обозначены O-звезды, бирюзовыми крестами – WR, фиолетовыми ромбами – YSG, желтыми треугольниками – RSG. Прозрачность маркеров отражает глубину поля зрения. Красные, зеленые и синие точки на гранях домена показывают проекции положений звезд на плоскости xz , yz , xy , соответственно.

обусловлен тем, что модель ограничена рассмотрением условного ядра ММЗС, где плотность звезд можно считать практически постоянной. При этом процедура, разыгрывающая положения звезд, имеет необходимое условие минимально допустимого расстояния между любой парой объектов – это важное техническое ограничение, связанное с тем, что в методе конечных объемов звезды являются сферическими источниками и задаются в качестве внутренних (относительно границ расчетной области) граничных условий, имеющих радиус в 5 пикселей сетки (минимальный радиус, не допускающий геометрических артефактов, связанных с сеткой). Очевидно, что различное пространственное распределение звезд будет приводить к различной морфологии плазменных течений. Однако, в данной работе полагается, что наиболее важные особенности

Таблица 1.2: Параметры звездных ветров.

| Type | v_w (км с ⁻¹) | \dot{M} (M_\odot год ⁻¹) | \dot{E} (эрг с ⁻¹) |
|----------|-----------------------------|---|----------------------------------|
| O-wind | 2300 | 5.35×10^{-6} | 9.01×10^{36} |
| WR-wind | 1600 | 6.50×10^{-5} | 5.27×10^{37} |
| YSG-wind | 50 | 2.30×10^{-4} | 1.83×10^{35} |
| RSG-wind | 35 | 1.75×10^{-4} | 6.82×10^{34} |

моделирования, касающиеся конверсии энергии ветров и усиления магнитных полей, зависят главным образом от полной механической светимости звезд и размера системы.

Модель имеет несколько ключевых параметров: полная механическая мощность \dot{E}_{cl} , полная скорость потери массы \dot{M}_{cl} , радиус скопления r_{cl} , а также количества звезд в каждом спектральном классе. Первые два параметра могут варьироваться с точностью до порядка ввиду их эмпирической неопределенности. Наблюдаемое количественное соотношение между спектральными классами звезд приблизительно соблюдено в модели, тогда как полное число звезд ограничено 60. Это число оптимально с учетом ограничений, накладываемых разрешением сетки (500^3 или 0.008 пк пиксел⁻¹). Расчет модели с полным наблюдаемым в Wd1 количеством ярких звезд ($\sim 100 - 200$ шт.) технически сложен, поскольку расположение большого количества источников (звезд) в расчетном домене потребует крайне высокого разрешения сетки ($\gtrsim 1000^3$ пикселов), что неадекватно увеличит реальное время счета. Таким образом, выбрано следующее количественное распределение звезд по классам: 40 звезд O-типа, 15 звезд WR-типа, а также 5 CSG-звезд. Чтобы энергетически компенсировать двукратное уменьшение числа звезд, мы удваиваем их скорости потери массы \dot{M}_* (как самый неопределенный параметр) в «Base» расчете. Остальные параметры ветров одинаковы во всех расчетах, см. Таблицу 1.2. В результате, механическая мощность и скорость потери массы моделируемого ММЗС соответствуют оценкам, сделанным для Wd1 на основе совокупности данных наблюдений Fenech et al. [73], Andrews et al. [74] и модели звездной эволюции Ekström et al. [22]: $\dot{E}_{cl} \sim 10^{39}$ эрг с⁻¹, $\dot{M}_{cl} \sim 10^{-3} M_\odot$ год⁻¹.

В итоге были выполнены 1 базовый расчет (250:Base) и 7 дополнительных, где исследовались предельные режимы теплопроводности (125:Base-TC),

Таблица 1.3: Сводка по всем проведенным расчетам.

| Расчет | R_{cl} (пк) | \dot{E}_{cl} (10^{39} эрг s^{-1}) | \dot{M}_{cl} ($10^{-3} M_{\odot}$ год $^{-1}$) | Δ (10^{-3} пак пиксел $^{-1}$) |
|---------------|------------------|--|---|--|
| 500:Base | 2.0 | 1.15 | 2.23 | 8 |
| 250:Base | 2.0 | 1.15 | 2.23 | 16 |
| 125:Base | 2.0 | 1.15 | 2.23 | 32 |
| 125:Base-TC | 2.0 | 1.15 | 2.23 | 32 |
| 125:Low-Md | 2.0 | 1.15 | 1.71 | 32 |
| 125:Low-MEd | 2.0 | 0.57 | 1.63 | 32 |
| 125:Low-Md-S | 1.0 | 1.15 | 1.71 | 16 |
| 125:Low-MEd-S | 1.0 | 0.57 | 1.63 | 16 |

вариации темпа потери массы CSG-звездами (125:Low-Md), полной механической энергии (125:Low-MEd), и размера скопления (125:Low-M/MEd-S), а также влияние разрешения сетки (125/250/500:Base) на магнитное поле, геометрию потоков и тепловое излучение, см. Таблицу 1.3. Обозначения «Low-Md» и «Low-MEd» отмечают расчеты, где скорости потери массы CSG и O/WR-звезд, соответственно, точно согласованы с оценками Fenech et al. [73] (т.е. уменьшены вдвое по сравнению с «Base» расчетом).

1.2.2 Уравнения и численная схема

Моделирование выполнено с использованием хорошо апробированного МГД-кода PLUTO [11, 12, 13], основанного на методе Годунова и созданного специально для моделирования различных плазменных процессов в астрофизике, в том числе релятивистских. В соответствии с поставленной задачей, код интегрирует следующую систему *одножидкостных* МГД-уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{m} \otimes \mathbf{v} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{B} + \mathbf{I} p_{tot}) = 0, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p_{tot}) \mathbf{v} - \mathbf{B} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})] = \nabla \cdot \mathbf{F}_c + \Phi(T, \rho), \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \otimes \mathbf{B} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{v}) = 0, \quad (1.6)$$

где ρ – плотность газа, $\mathbf{m} = \rho \mathbf{v}$ – плотность импульса в контрольной ячейке (пикселе), \mathbf{B} – напряженность магнитного поля (нормирована в коде на $\sqrt{4\pi}$), \mathbf{I} – единичный тензор, а полное давление имеет вид $p_{\text{tot}} = p + \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}/2$, где p – давление газа. Плотность полной энергии записывается в виде

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}}{2\rho} + \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{2}. \quad (1.7)$$

Выражение для скорости звука $c_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$, где $\gamma = 5/3$, замыкает систему МГД уравнений. В правой части уравнения баланса энергии слагаемые $\Phi(T, \rho)$ и \mathbf{F}_c определяют радиационные потери и нагрев оптически тонкой плазмы и поток энергии за счет теплопроводности, соответственно.

Прирост и потери тепловой энергии, обусловленные радиационными процессами в оптически тонкой плазме, учтены в соответствии с методикой, предложенной [81] для астрофизических систем с фотоионизационным равновесием:

$$\Phi(T, \rho) = n_{\text{H}}^2 [\Gamma(T) - \Lambda(T)], \quad (1.8)$$

где n_{H} – концентрация водорода, а величины $\Gamma(T)$ и $\Lambda(T)$ характеризуют, соответственно, радиационный нагрев и охлаждение оптически тонкой плазмы.

Система уравнений решается методом конечных объемов, на сетке, с использованием HLLD [82] и HLL [83] алгоритмов приближенного решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва. Интегрирование по времени осуществляется методом Рунге-Кутты второго порядка в сочетании с линейной интерполяцией величин переменных в соседних узлах сетки. Численная схема имеет второй порядок точности. Условие соленидальности ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$) магнитного поля обеспечивается алгоритмом гиперболической очистки дивергенции (Hyperbolic Divergence Cleaning [84]) во всей расчетной области. Величина временного шага при интегрировании контролируется стандартным параметром Куранта-Фридрихса-Леви, который был положен равным $C_{\text{CFL}} = 0.2$.

1.2.3 Учет диссипативных эффектов

Температура электронов в ударных потоках плазмы

Эффекты охлаждения плазмы и теплопроводности, а также спектры излучения чувствительны к температуре электронов. Поскольку одножидкостная

МГД модель не может напрямую предоставить информацию о температурах электронов и ионов по отдельности, ее необходимо дополнить соответствующим рецептом для оценки локальных температур электронов. Основным источником механической мощности в ММЗС являются сверхзвуковые ветры молодых массивных звезд и вспышки сверхновых, поэтому бесстолкновительные ударные волны обеспечивают основной нагрев плазмы в ММЗС. Эффективность нагрева электронов при бесстолкновительных ударных волнах и распределение тепловой энергии между электронами и ионами зависят от числа Маха и замагниченности рассматриваемого потока плазмы. Хотя эти вопросы еще недостаточно изучены, установлены некоторые различия нагрева электронов в сильных и умеренных ударных волнах [85, 86, 87, 88].

В кинетических Particle-In-Cell (PIC) моделях, сделанных Bohdan et al. [87], показана возможность сверхадиабатического нагрева электронов на сильных поперечных ударных волнах (с отношением m_i/m_e порядка 200–400). Температуры электронов в за фронтами ударных волн с альвеновским числом Маха (M_A) между 20 и 70 лежат в интервале 0.11–0.19 T_p . Также, Tran and Sironi [89] выполнили двухмерное PIC моделирование бесстолкновительной ударной волны с магнитозвуковым числом Маха ($M_{MS} = v/\sqrt{v_A^2 + v_S^2}$) в интервале 1–10 и плазменным параметром $\beta = 8\pi nT/B^2 < 0.4$ в предфронте ударной волны. Они обнаружили, что с увеличением M_{MS} отношение температур электронов и ионов за ударным фронтом уменьшается с ~ 1 до 0.1. Это согласуется с недавними результатами Raymond et al. [88].

Ожидается, что сильные ударные волны приводят к значительному повышению уровня турбулентности плазмы (в масштабах, значительно меньших, чем разрешено МГД моделированием), что, в свою очередь, может приводить к подавлению теплопроводности в масштабах времени, изучаемых в данной работе. Электроны за фронтом сильной ударной волны, нагретые до $\sim 0.1T_p$, могут достичь равновесной температуры в плазме благодаря кулоновским столкновениям [90], при этом возможен и дополнительный бесстолкновительный нагрев. Действительно, взаимодействие сверхзвуковых потоков плазмы образует среду, которая вероятно является высокотурбулентной в широком диапазоне пространственных масштабов: вплоть до кинетических, которые не могут быть разрешены МГД-кодами. Отношение температуры ионов к температуре элек-

тронов вследствие кинетической диссипации турбулентного каскада зависит от плазменного β_i параметра, как было продемонстрировано Howes [91] для случая альвеновской турбулентности. В солнечном ветре температура электронов анизотропна, и переносимые электронами потоки тепла, как показывают наблюдения [92], регулируются волнами свистовой моды. А именно, отношение потока тепла электронов к т.н. свободному (free-streaming) потоку обратно пропорционально $\beta_e = 8\pi n T_{e\parallel} / B^2$.

Точный расчет кинетики электронов при крупномасштабном моделировании плазменных течений, как и нахождение температур электронов во внутренних частях ММЗС, пока недостижимы и выходят за рамки данной работы. Тем не менее, для построения тепловых спектров излучения и проверки эффектов теплопроводности используется упрощенная логика для оценки температур электронов по одножидкостным выходным данным МГД-кода PLUTO.

Теплопроводность

Эффект теплопроводности возникает главным образом из-за переноса электронов. Как обсуждалось выше, кинетика нагрева электронов в горячей разреженной слабостолкновительной плазме является нетривиальной задачей, по которой в данный момент ведутся активные исследования. На данный момент корректный учет теплопроводности в макроскопических МГД моделях с ударными слабостолкновительными плазменными течениями все еще остается нерешенным. Тем не менее, можно оценить возможное влияние теплопроводности на моделируемую систему, рассмотрев два предельных случая. Первый случай («Base») предполагает слабый нагрев электронов (относительно ионов) и полностью пренебрегает теплопроводностью, тогда как второй («Base-TC») предполагает случай, при котором температура электронов близка к температуре ионов, и учитывает перенос тепла вдоль локального магнитного поля. Последнее может быть, в принципе, достигнуто посредством бесстолкновительного нагрева плазмы турбулентностью на кинетических масштабах, выходящих за рамки используемой идеальной одножидкостной МГД. Действительно, двухжидкостные МГД-модели солнечного ветра, которые можно сравнивать с прямыми измерениями, показали, что рассеивание МГД-турбулентности, вероятно, разделяет энергию между протонами и электронами, при этом $\sim 60\%$ идет на

нагрев протонов и $\sim 40\%$ на нагрев электронов. Сравнение двух предельных случаев в наших одножидкостных 3D МГД моделях, представленных в следующем разделе, позволяет грубо оценить значимость эффектов электронной теплопроводности, тогда как для надлежащего решения этой проблемы необходимо проведение соответствующих исследований плазмы на кинетических масштабах.

В магнитном поле электроны перемещаются вдоль силовых линий, так что перпендикулярная полю теплопроводность оказывается подавлена, становясь анизотропной. Классическое описание такой теплопроводности дано в работе Braginskii [93] и имеет следующий вид:

$$\mathbf{F}_{cl} \approx \kappa_{\parallel} \mathbf{b} (\mathbf{b} \cdot \nabla T_e), \quad (1.9)$$

где $\mathbf{b} = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$ – единичный вектор в направлении магнитного поля, κ_{\parallel} – коэффициент теплопроводности вдоль магнитных линий в столкновительной плазме. Формула Брагинского для теплового потока выведена в предположении, что плазма является столкновительной на макроскопических (гидродинамических) масштабах. Однако во многих астрофизических системах это требование выполняется лишь в незначительной степени. Классический столкновительный коэффициент переноса тепла вдоль линий магнитного поля приведен в Spitzer and Härm [94], Spitzer [95] и имеет вид

$$\kappa_{\parallel} = 5.6 \times 10^{-7} T_e^{5/2}. \quad (1.10)$$

В таком случае выражение 1.9 дает сильно завышенное значение теплового потока относительно наблюдаемого, если длина свободного пробега электрона велика по сравнению с масштабом температурных градиентов в системе, $T/|\nabla T|$. Когда температурный градиент становится достаточно крутым, диффузный поток энергии из 1.9 превосходит т.н. «свободный поток» (англ. «free-streaming») тепловой энергии – максимум, который способны переносить электроны в бесстолкновительном режиме. Этот поток имеет простой вид

$$F_{fs} \sim \frac{3}{2} n_e k_B T_e v_e, \quad (1.11)$$

где v_e – тепловая скорость электронов, величина которой зависит от электрического поля, создаваемого током электронов, а также от их функции распределения. Исходя из этого ограничения Cowie and McKee [96] рассчитали следующий

уровень насыщения переносимого электронами потока тепла:

$$F_{\text{sat}} \approx 5\phi\rho c_s^3, \quad (1.12)$$

где ϕ – безразмерная константа неопределенности порядка единицы, c_s – изотермическая скорость звука. Величину константы ϕ принято полагать ≈ 0.3 [97]. Измерения теплового потока в солнечном ветре свидетельствуют о наступлении бесстолкновительного насыщения на уровне $F_{\text{sat}} \sim 0.3F_{\text{fs}}$ [98], что оказалось несколько выше теоретической величины при $\phi \approx 0.3$. При расчете модели ядра ММЗС учтен плавный переход между классическим и насыщенным режимами теплопроводности, который аппроксимируется следующим выражением [99, 100]:

$$\mathbf{F}_c = \frac{F_{\text{sat}}}{F_{\text{sat}} + |\mathbf{F}_{\text{cl}}|} \mathbf{F}_{\text{cl}}. \quad (1.13)$$

Наконец, недавние лазерные эксперименты и детальные моделирования физики плазмы продемонстрировали, что поток теплопроводности может быть дополнительно подавлен до 1–2 порядков величины из-за возникновения неустойчивостей (например, т.н. свистовой неустойчивости) в слабостолкновительной турбулентной плазме с высоким локальным значением плазменного β -параметра [101, 102, 103, 104, 105, 106].

Оптически тонкое охлаждение

Вообще говоря, ныне не известно простого способа полного учета радиационных потерь и нагрева в плазме, которая подвержена сложным динамическим ионизационным процессам (по крайней мере, с текущей версией или поколением кода PLUTO). К тому же, в действительности оценка времени процесса

$$\tau_{\text{cool}} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{n_e n_H \Lambda(T)} \approx 2.5 \times 10^3 \frac{T^{3/2}}{n_e} \quad (1.14)$$

дает величину много больше динамического времени потоков внутри ядра скопления, т.е. показывает неэффективность радиационных потерь в подавляющей части объема расчетной области. Однако, для полноты метода, радиационные потери и нагрев было решено включить, предполагая наличие фотоионизационного равновесия в ядре ММЗС на температуре $\sim 10^4$ К, см. (1.8). Учет радиационных потерь слабо влияет на реальную скорость счета.

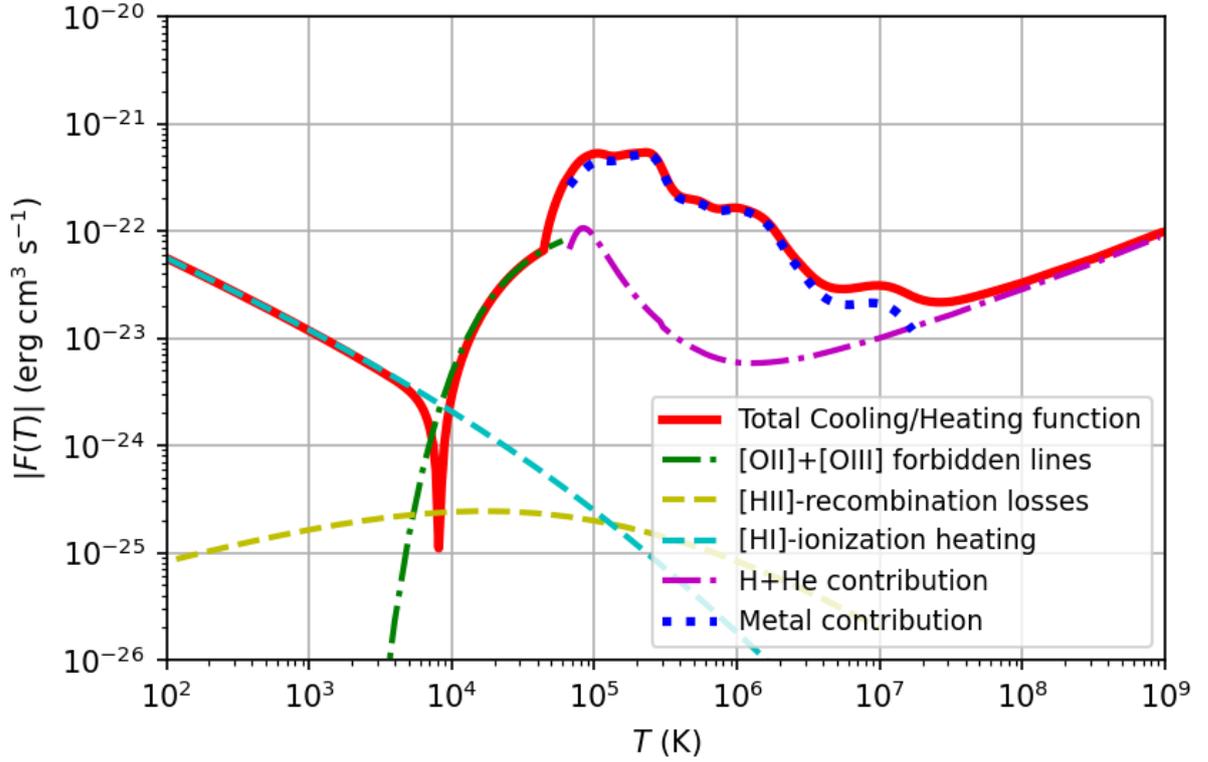


Рисунок 1.5: Модуль результирующей функции радиационного охлаждения и нагрева оптически тонкой плазмы, использованной при расчете модели и соответствующей рецептам из работ [81, 107].

Предполагается, что радиационный нагрев возникает главным образом в результате фотоионизации атомов водорода, которые рекомбинируют в областях НII, и, следовательно, является просто произведением скорости рекомбинации и средней энергии нагрева на ионизацию, $\langle E_{\text{pi}} \rangle = 5$ эВ, соответствующей О-звезде [81]:

$$n_e n_{\text{H}} \Gamma = \alpha_{\text{В}} n_e n_{\text{H}} \langle E_{\text{pi}} \rangle. \quad (1.15)$$

Скорость рекомбинации $\alpha_{\text{В}}$ взята из работы [108]. В свою очередь, радиационные потери Λ включают в себя (см. Рисунок 1.5): (1) вклад от рекомбинации водорода, (2) вклад линий металлов, в т.ч. запрещенных, (3) тормозное излучение на ядрах водорода и гелия.

1.2.4 Начальные и граничные условия модели

В работе использована модель ветра вращающейся звезды [109] на расстояниях много больших ее радиуса. Граничные условия звездного ветра задаются

следующим образом:

$$v_r(\theta) = v_w (1 - \Omega \sin \theta)^\alpha, \quad (1.16)$$

$$v_w = \zeta v_{\text{esc}} = \zeta \sqrt{\frac{2GM_*(1 - \Gamma_*)}{R_*}}, \quad (1.17)$$

где $\alpha = 0.35$ [109], $\zeta = 2.6$ для O и WR и $\zeta = 0.5$ для CSG ветров [62], $\Omega = \sqrt{2}v_{\text{rot}}/v_{\text{esc}} < 0.99$ – параметр вращения [67], v_{esc} – вторая космическая скорость и θ – полярный угол. Вращение ветра учитывается через азимутальную компоненту скорости

$$v_\phi(r, \theta) = v_{\text{rot}} \frac{R}{r} \sin \theta, \quad (1.18)$$

где $v_{\text{rot}} = R_*\omega_*$ – линейная экваториальная скорость вращения звезды. Масса звезды M_* , ее радиус R_* , угловая скорость ω_* и фактор светимости $\Gamma_* = L_*/L_{\text{Edd}}$, где L_{Edd} – предел светимости Эддингтона, были получены на основе изохронных данных кода звездной эволюции *Geneva* [22]. Скорости потери массы \dot{M} для O/WR- и CSG-ветров были выбраны так, чтобы в пределах одного порядка не противоречить ни модельным данным, ни наблюдательным оценкам [73, 74] (см. Таблицу 1.2).

Геометрия силовых линий магнитного поля в свободно расширяющемся ветре соответствует спиральной модели Паркера [110, 68]:

$$B_r(r) = B_s \left(\frac{R}{r} \right)^2, \quad (1.19)$$

$$B_\phi(r) = B_s \left(\frac{R}{r} \right) \left[\frac{v_\phi(r, \theta)}{v_r(\theta)} \right] \left(\frac{r}{R} - 1 \right), \quad (1.20)$$

где величина B_s задает напряженность магнитного поля вблизи звездной поверхности и для O- и WR-звезд полагается равной 100 Гс [58, 111]. Поле имеет специальную сплит-монополярную структуру, меняющую знак при переходе через $\theta = \pi/2$. Такая инициализация находится в согласии с моделями ветров для изолированных массивных звезд [67, 69, 112, 70, 113].

Код PLUTO интегрирует уравнения (1.3 – 1.6) в декартовых координатах (x, y, z) . Расчетная область (домен), составленная из однородной сетки с разрешением до 500^3 пикселей, охватывает интервалы $[-2; 2]$ пк в каждом из трех

направлений. Условия на границах расчетной области позволяют веществу свободно ее покидать. Первым делом, во всем домене инициализируется однородная межзвездная среда с магнитным полем: $T = 8.5 \times 10^3 \text{ K}$, $n = 0.5 \text{ см}^{-3}$, $\mathbf{B} = B \mathbf{e}_y$, где $B = 3.5 \text{ мкГс}$ [114]. Затем, в количестве 60 штук звездные ветры инжектируются внутрь случайно распределенных по домену сферических областей радиусом в 5 пикселей (см. Рисунок 1.4). Таким образом, ветры представляют собой граничные условия, заданные в малых сферах внутри объема домена. Расчет продолжается до времени интегрирования $t_{\text{int}} = 10^4$ лет, более чем достаточного для установления квазистационарного (равновесного) режима течений плазмы внутри расчетной области.

1.3 Результаты моделирования

В этом разделе представлены результаты 3D МГД моделирования ядра ММЗС в виде двухмерных карт сечений и 3D изображений. Поскольку мы не вводили какой-либо пространственной симметрии при распределении звезд (оно является однородным и случайным), выбор той или иной центральной плоскости для построения карт оказывается непринципиальным. В связи с этим, в тексте представлены двухмерные карты в плоскостях параллельных плоскости Oxy . Рисунки 1.6–1.9, сделанные в центральном Oxy -сечении, представляют собой карты плотности, температуры, величины магнитного поля ($|\mathbf{B}|$), а также векторного поля скоростей, соответственно. Эти карты, построенные для расчета «250:Base», раскрывают сложную геометрию потоков.

1.3.1 Свойства плазменных течений в ядре ММЗС

На Рисунках 1.6 и 1.7 виден ряд выраженных и деформированных круговых областей, где звездные ветры доминируют и распространяются со сверхзвуковой скоростью: красные области – ветры O-звезд, оранжевые – ветер WR-звезд. Эти области ограничены ударной волной торможения ветра, где плазменный поток термализуется. Фактически в расчетной области присутствует 60 источников механической энергии, несущих динамически незначительное количество магнитной и тепловой энергии. Из сравнения представленных карт (2D сечений) физических величин видно, что кинетическая энергия ветров эффективно

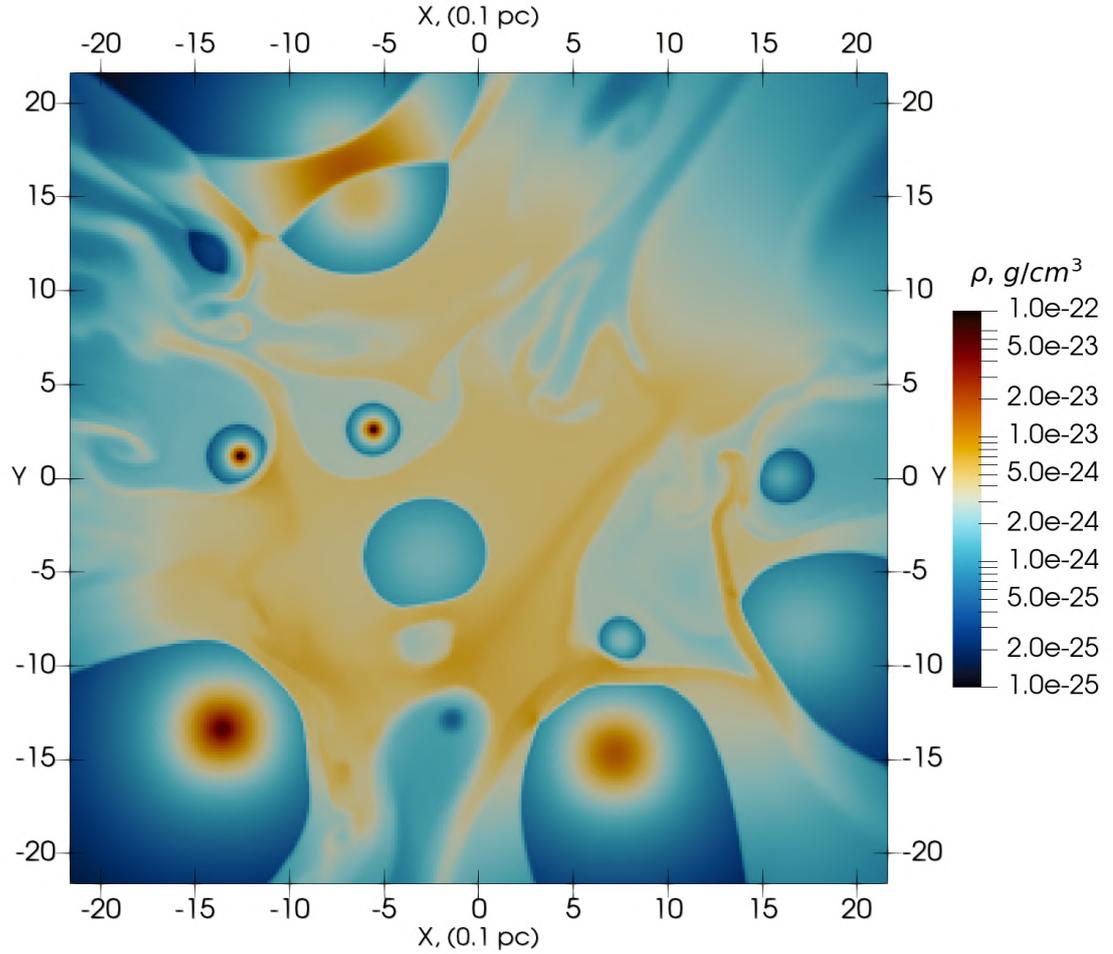


Рисунок 1.6: Карта плотности в центральном Oxy -сечении скопления, полученная в одножидкостной 3D МГД симуляции.

преобразуется в тепловую и магнитную составляющие. Средняя плотность газа в ядре составляет $\sim 10^{-23}$ г см $^{-3}$, а полная масса удерживаемого в домене газа $\sim 9.6 M_{\odot}$. Типичная скорость потока в центральной части ядра скопления, где ветры испытывают лобовое столкновение с результирующим (коллективным) потоком вещества из центра ММЗС, составляет $\gtrsim 100$ км с $^{-1}$, а температура достигает рентгеновских величин $\gtrsim 10^7$ К, см. Рисунок 1.8. Термализованное вещество ветра ускоряется по направлению из центра скопления вдоль каналов, обтекающих зоны инъекции ветров (области с фиксированными граничными условиями). Ускорение термализованного коллективного вещества за пределы ядра происходит в результате возникновения градиента давления, спадающего в направлении от центра. В областях сильного сжатия, особенно вблизи центральных плотно зажатых ветров О-типа, магнитные поля адиабатически усиливаются до величин ~ 100 мкГс, сохраняя магнитный поток. Действительно,

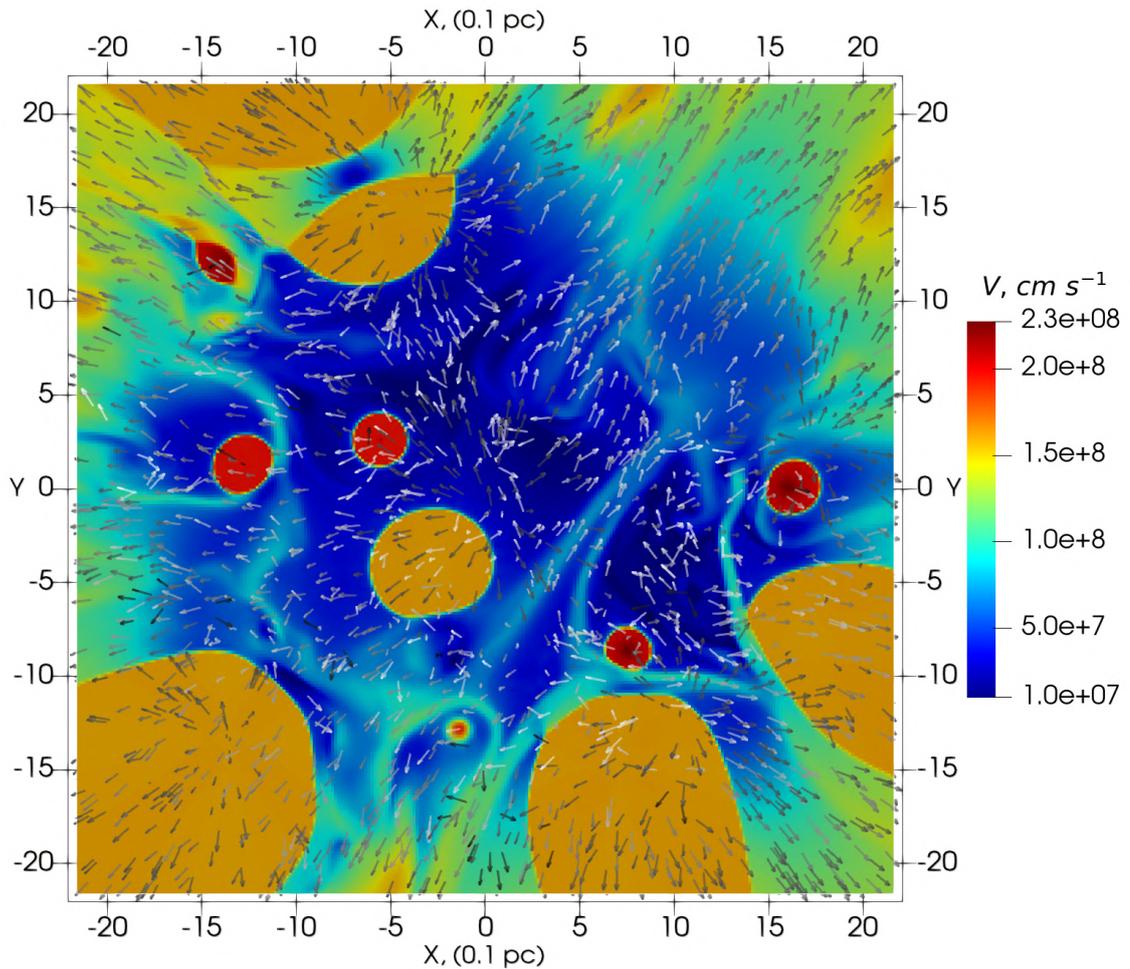


Рисунок 1.7: Карта поля скоростей в центральном Oxy -сечении скопления, полученная в одножидкостной 3D МГД симуляции. Стрелками показаны локальные направления течений вещества.

самые высокие напряженности наблюдаются в окрестностях звезд O-типа, где выбрасываемое звездой вещество разметается и поджимается более мощными ветрами WR-звезд, см. Рисунок 1.9.

Расчет показал, что CSG-ветры не играют глобальной роли в динамике результирующего термализованного потока вещества. С другой стороны, плотные инертные оболочки ($\rho \gtrsim 10^{-21}$ г см $^{-3}$) их каверн оказываются достаточно устойчивыми, чтобы на временном масштабе до 10^4 лет сохранять четкие границы под воздействием внешней среды в ядре ММЗС, см. Рисунок 1.6. Только те CSG-ветры, которые расположены вблизи краев домена, где формирующийся коллективный ветер скопления ускоряется до ~ 1000 км с $^{-1}$, образуют структуры с формой характерной для головных ударных волн. Тем не менее, популяция CSG-звезд может повлиять на мощность теплового излучения скопления, при-

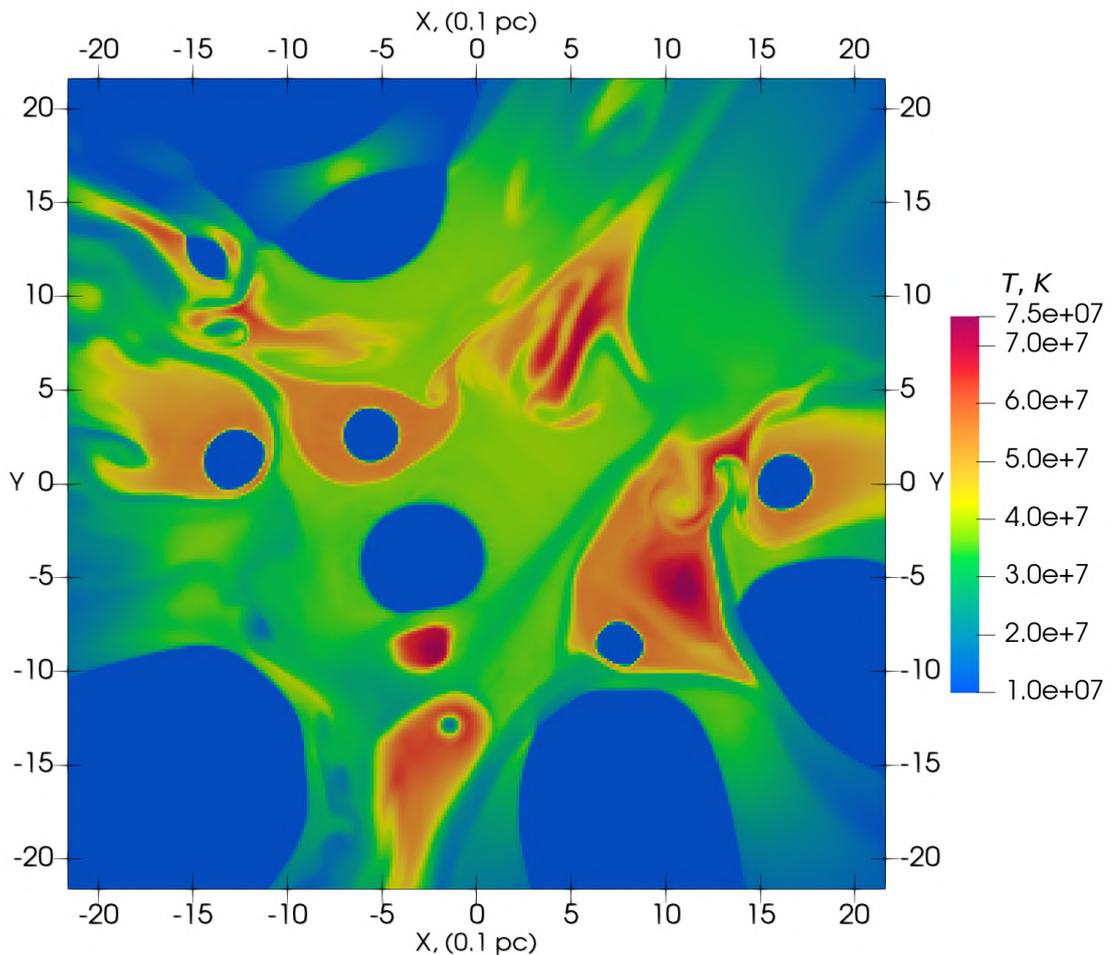


Рисунок 1.8: Карта температуры в центральном Oxy -сечении скопления, полученная в одножидкостной 3D МГД симуляции.

внося в систему области, заполненные плотным холодным ($T \sim 10^3$ K) газом и занимающие значительный объем.

При помощи серии расчетов было исследовано влияние разрешения сетки на мелкомасштабную структуру потоков и максимальную величину усиленных магнитных полей. По мере увеличения разрешения в моделях «125:Base», «250:Base» и «500:Base» было обнаружено, что общая геометрия потоков и количественные данные исследуемых величин не претерпевают значительных изменений, за исключением мелкомасштабных особенностей магнитного поля [115]. С увеличением разрешения наблюдается рост максимальной напряженности поля, регистрируемой в отдельных пикселах расчетной области. При этом имеется некоторая сходимость объемного фактора заполнения для магнитных полей с высокой напряженностью $|\mathbf{B}| > 100$ мкГс: $\approx 1\%$ для расчета «125:Base», $\approx 5\%$ для расчета «250:Base», и $\approx 7\%$ для расчета «500:Base» (см.

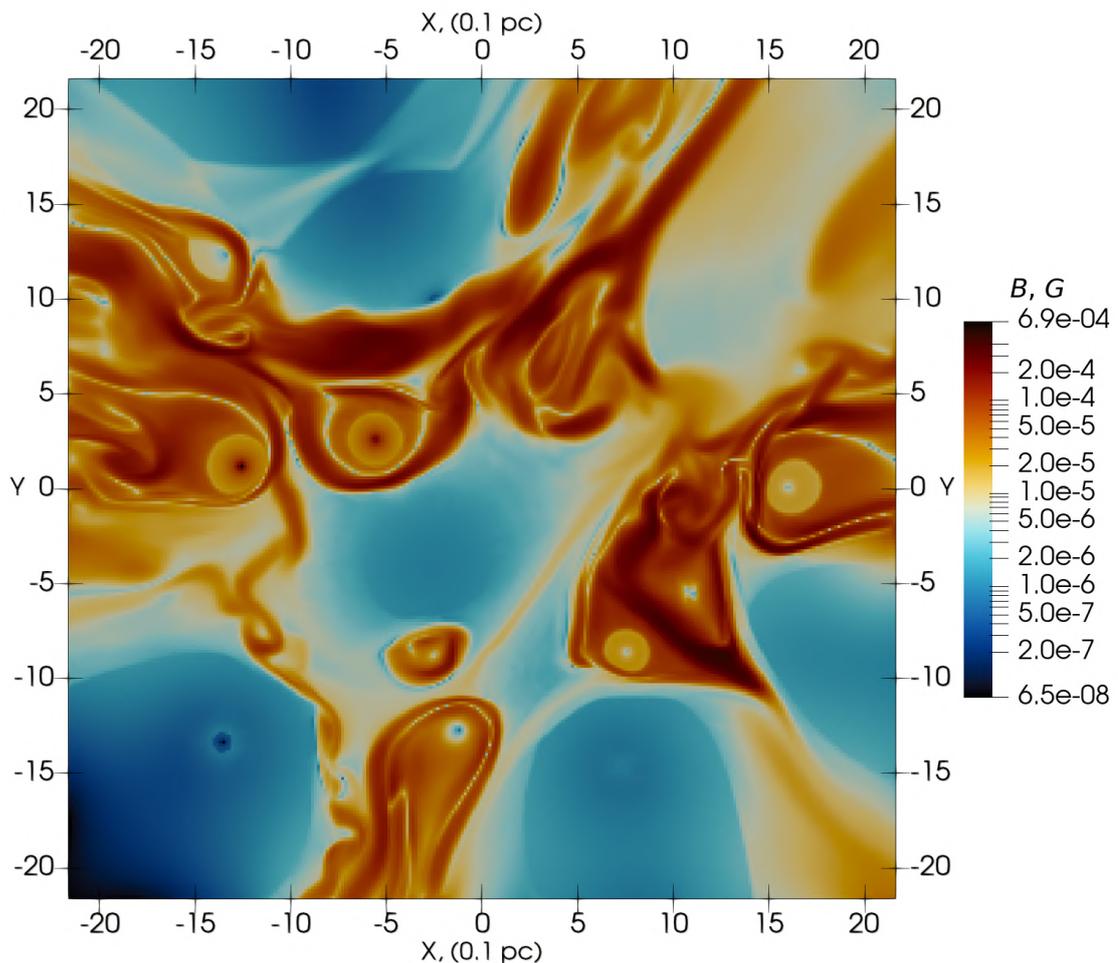


Рисунок 1.9: Карта напряженности магнитного поля в центральном Oxy -сечении скопления, полученная в одножидкостной 3D МГД симуляции.

Рисунок 1.10). На основе этого можно предположить, что в симуляциях с более высоким разрешением (требующих $> 10^7$ ядро-часов) объемный фактор будет сходиться к значению $\sim 10\%$.

1.3.2 Усиление магнитных полей в ядре ММЗС

Основным результатом 3D МГД модели плазменных течений в ядре компактного ММЗС, содержащего богатую популяцию O- и WR-звезд, являются данные о пространственном распределении и амплитудах магнитных полей в межзвездной среде, образованной общим термализованным веществом ветров. Эти данные важны для проверки современных моделей происхождения КЛ высоких энергий и нетеплового излучения. Сталкивающиеся звездные ветры переносят магнитные поля, которые они увлекают с поверхности вращающихся

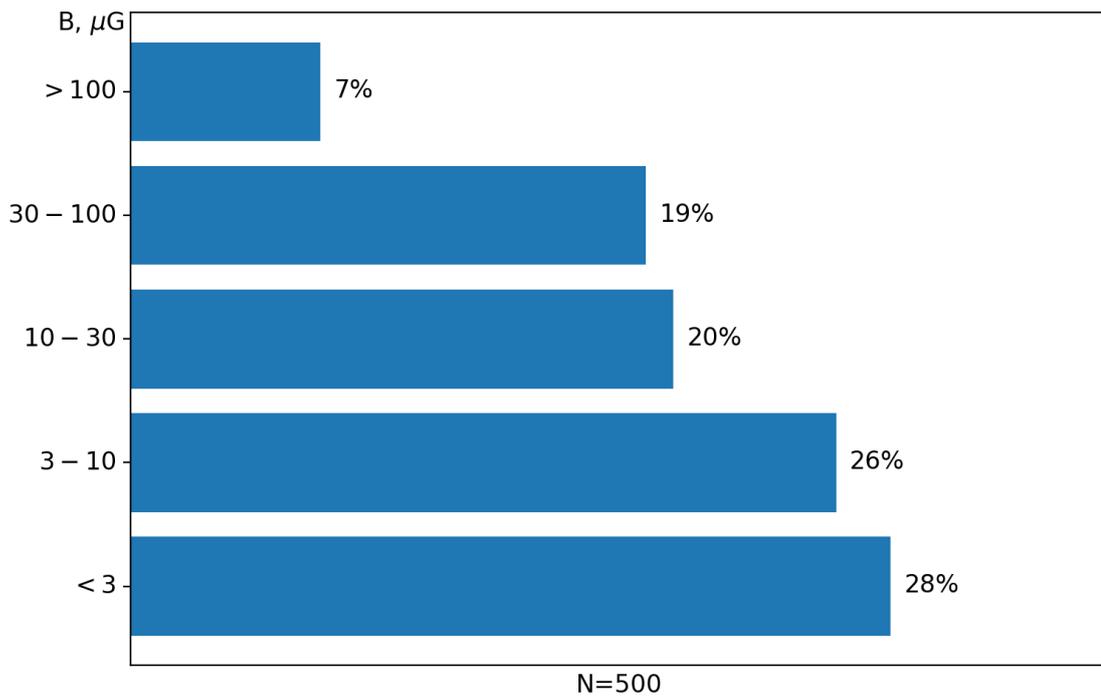


Рисунок 1.10: Объемные факторы заполнения ядра ММЗС магнитными полями различной напряженности. Данные по заполнению получены из анализа наиболее детального «500:Base» расчета.

ся массивных звезд, как это имеет место в модели солнечного ветра Паркера [110]. Гелиосферные магнитные поля в солнечном ветре широко обсуждались многими авторами (см. [116, 117]). В частности, Axford [118] и Cranfill [119] показали, что в практически несжимаемом дозвуковом потоке за фронтом ударной волны торможения ветра азимутальное магнитное поле может увеличиваться до величин, достаточных для динамического воздействия на течение плазмы. В гелиопаузе солнечного ветра, вблизи точки стагнации, этот эффект приводит к образованию слоя с повышенной напряженностью магнитного поля [120].

На Рисунках 1.9 и 1.11 показан набор 2D сечений напряженности магнитных полей в смоделированном ядре ММЗС, где четко видна сильно перемежающаяся филаментарная структура усиленных магнитных полей, величина которых значительно превышает 100 мкГс. Природу усиления магнитного поля можно связать с локальным действием эффекта Аксфорда-Кранфилла [118, 119] за фронтом ударных волн торможения ветров массивных звезд. Область высокого давления, создаваемая сталкивающимися звездными ветрами в центральной области ММЗС, регулирует протяженность и геометрию связанных с ветра-

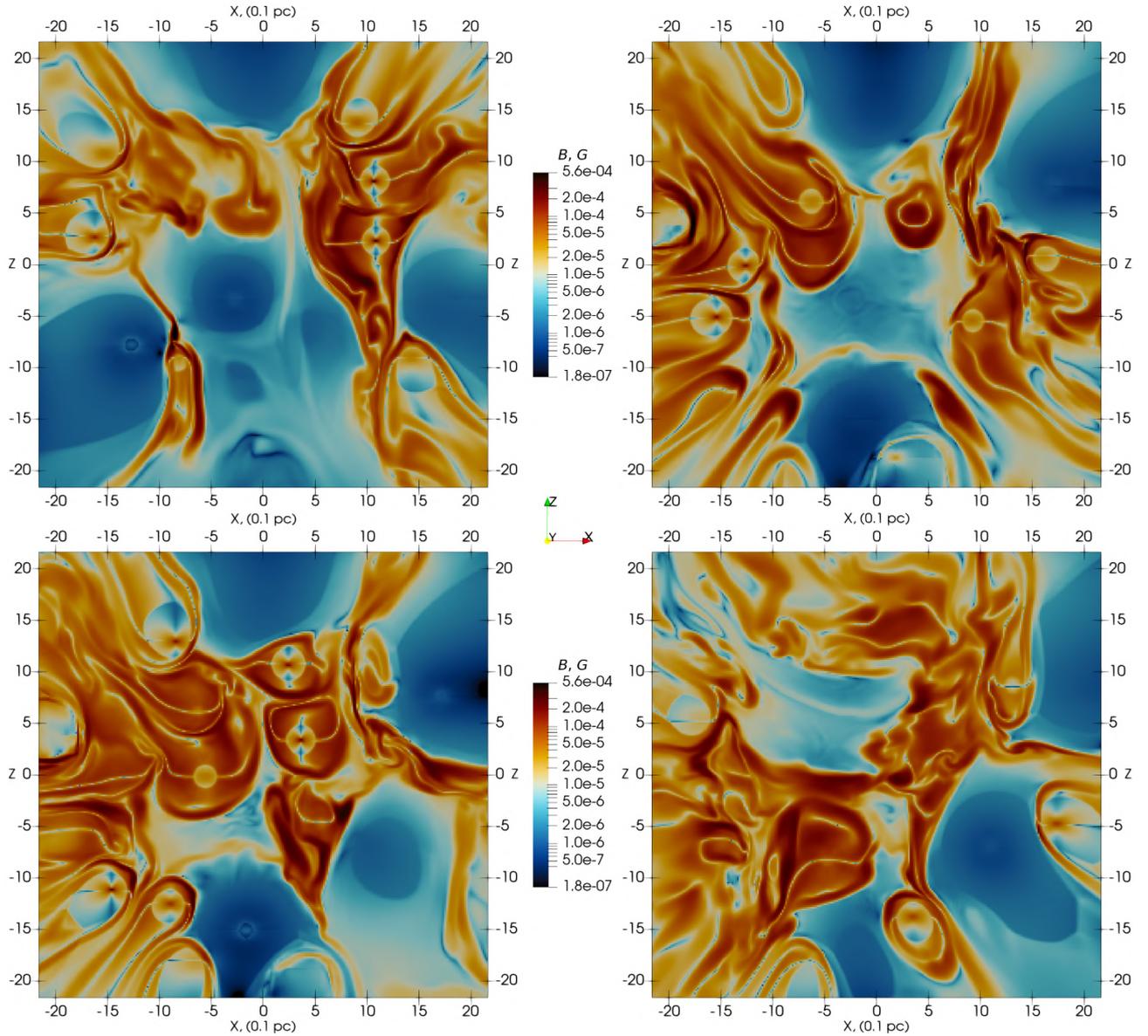


Рисунок 1.11: Карты напряженности магнитного поля, показанные в серии xz -плоскостей, перпендикулярных к плоскости Рисунка. 1.9. Верхний левый угол: $y = -1.45$ пк. Правый верхний угол: $y = -2.10$ пк. Левый нижний угол: $y = 2.35$ пк. Левый нижний угол: $y = 2.85$ пк.

ми ударных волн и помогает сжимать магнитные поля в узлы и филаменты. Значительно усиленные магнитные поля также проявляются в областях столкновений O- и WR-ветров. На Рисунке 1.12 в полном объеме представлено 3D изображение структуры усиленных магнитных полей, которые коррелируют с положением и формой головных ударных волн, огибающих зоны инъекции O-ветров. Пустоты на этом изображении совпадают с обширными голубыми областями доминирования WR-ветров на Рисунке 1.9. Несмотря на относительно высокие напряженности магнитных полей в филаментах, плазменный β -параметр оказывается ~ 10 в центральной части скопления. Следует отметить, что нелинейное МГД моделирование с идеальной проводимостью учитывает возможное динамическое влияние магнитного поля на поток, в то время как эффекты магнитного пересоединения в модели игнорируются. Наличие крупномасштабных и турбулентных магнитных полей высокой напряженности вкупе с множественными ударными волнами обеспечивает благоприятные условия для ускорения частиц высоких энергий в ММЗС.

Напряженность магнитных полей, в результате столкновения множества мощных звездных ветров, локально достигает значений $|\mathbf{B}| \sim 500$ мкГс, см. Рисунок 1.11. Размеры филаментарных структур магнитного поля $l \sim 0.5$ пк. Простую оценку максимальной энергии ϵ_{\max} частицы, ускоренной в системе, можно сделать, используя критерий Хилласа: $\epsilon_{\max} \sim u/clB$ [121], где u – средняя скорость плазмы в системе, оцененная по данным Рисунка 1.7. Оценка показывает, что ММЗС способны удерживать и ускорять протоны с энергиями $\gtrsim 100$ ТэВ. Высокие магнитные поля окружают области с сильными ударными волнами торможения быстрых звездных ветров, которые могут инжектировать и ускорять нетепловые протоны. Для построения энергетических спектров ускоренных частиц необходимо проводить кинетическое (PIC / Монте-Карло) моделирование, для которого в перспективе потребуется некоторая модель магнитной турбулентности с динамическим диапазоном, простирающемся на малых масштабах, принципиально недоступных в МГД.

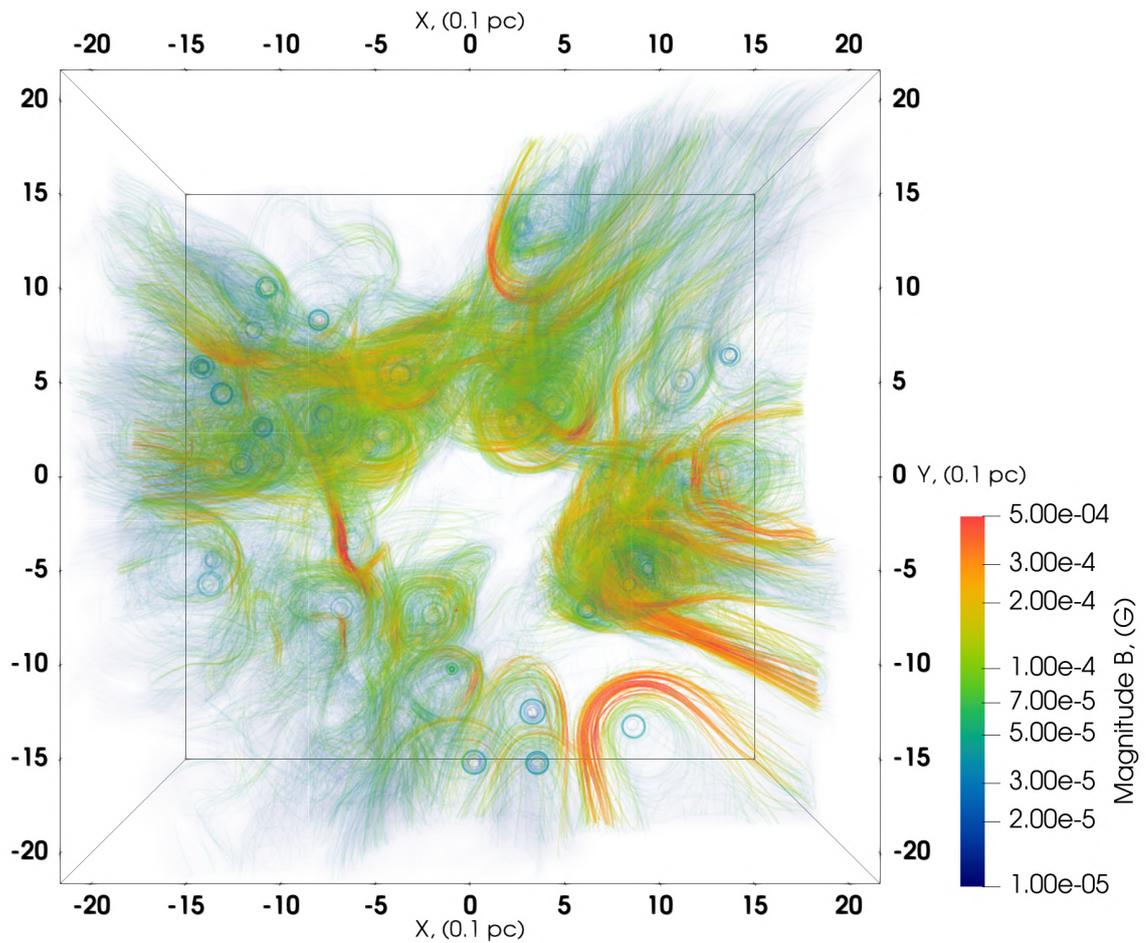


Рисунок 1.12: 3D изображение, демонстрирующее расположение участков усиленных магнитных полей в объеме ядра ММЗС. Малые голубые окружности отмечают положения некоторых O- или WR-звезд (ср. с Рисунок 1.9).

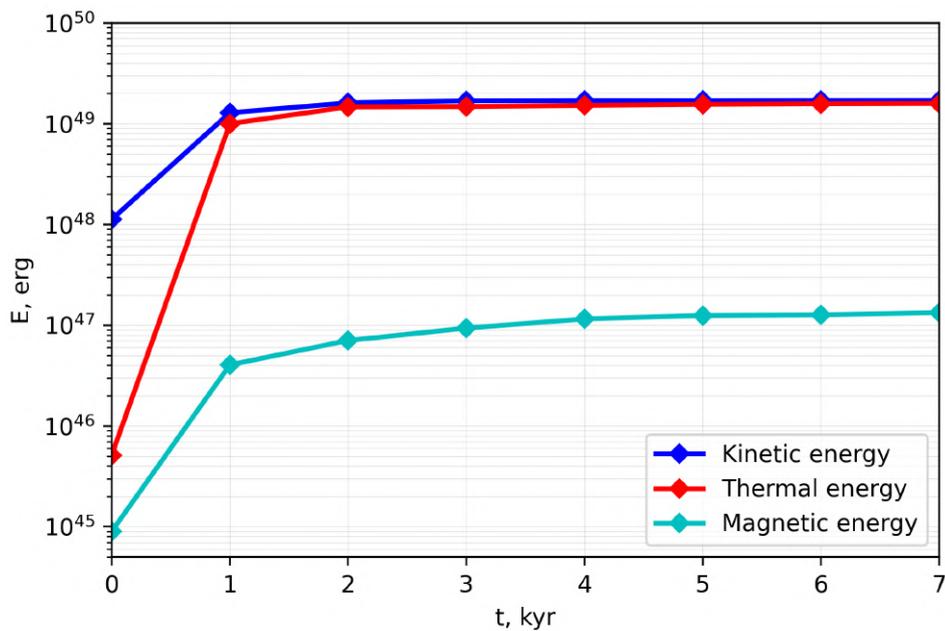


Рисунок 1.13: Изменение со временем резервуаров кинетической, тепловой и магнитной энергий внутри расчетной области.

1.3.3 Термализация звездных ветров и теплопроводность

Сталкивающиеся звездные ветры эффективно термализуются в ядре ММЗС. Суммарная кинетическая мощность 60 источников $\dot{E}_{cl} \approx 10^{39}$ эрг с⁻¹. Квазистационарный режим течений плазмы в расчетной области достигается через ≈ 4000 лет времени интегрирования, что знаменует выходом на плато трех энергетических компонент, см. Рисунок 1.14. Общее количество энергии, заключенной в домене в расчете «Base», $E_{tot} \approx 3.3 \times 10^{49}$ эрг, включая: $E_{kin} \approx 1.7 \times 10^{49}$ эрг, $E_{th} \approx 1.6 \times 10^{49}$ эрг, и $E_{mf} \approx 1.5 \times 10^{47}$ эрг. Таким образом, после стабилизации плазменных течений получаем соотношение $E_{th}/E_{tot} \approx 50\%$, которое говорит о фактическом равномерном распределении тепловой и кинетической энергии, т.е. об установлении равновесия между давлением термализованного газа и давлением напора сверхзвуковых ветров внутри ядра ММЗС. Это обеспечивает условия для последующего формирования коллективного ветра скопления за пределами его ядра [38]. Такое отношение энергий сохраняется и в других расчетах, в том числе в варианте с включенной теплопроводностью «Base-TC». На Рисунке 1.14 справа приведена карта отношения локальных величин плотности тепловой энергии к кинетической, которая показывает наибольшие значения $\sim 10^2 - 10^3$ вблизи центра скопления. Поток энергии через границы домена имеет уже несколько иное распределение: $\dot{E}_{th(out)}/\dot{E}_{tot(out)} \approx 35\%$ для базового и остальных расчетов, кроме модели с теплопроводностью: у нее $\dot{E}_{th(out)}/\dot{E}_{tot(out)} \approx 45\%$. Учитывая, что скопление практически имеет только кинетический приток энергии в виде быстрых звездных ветров, эти результаты показывают наличие эффективной термализации сверхзвуковых ветров внутри ММЗС. Расчеты с варьированием \dot{E}_{cl} и радиуса ядра r_{cl} не дают значимой разницы в эффективности термализации.

На Рисунке 1.15 представлено сравнение температурных карт в расчетах «125:Base» и «125:Base-TC». Первый вариант, как обсуждалось ранее, предполагает слабый нагрев электронов (относительно ионов [88]) и, как следствие, незначительность эффектов теплопроводности. Второй, напротив, предполагает равновесие температур электронов и ионов, при котором теплопроводность может быть наиболее выражена. Легко видеть разницу между температурными картами двух расчетов. Эффективная теплопроводность позволяет равномер-

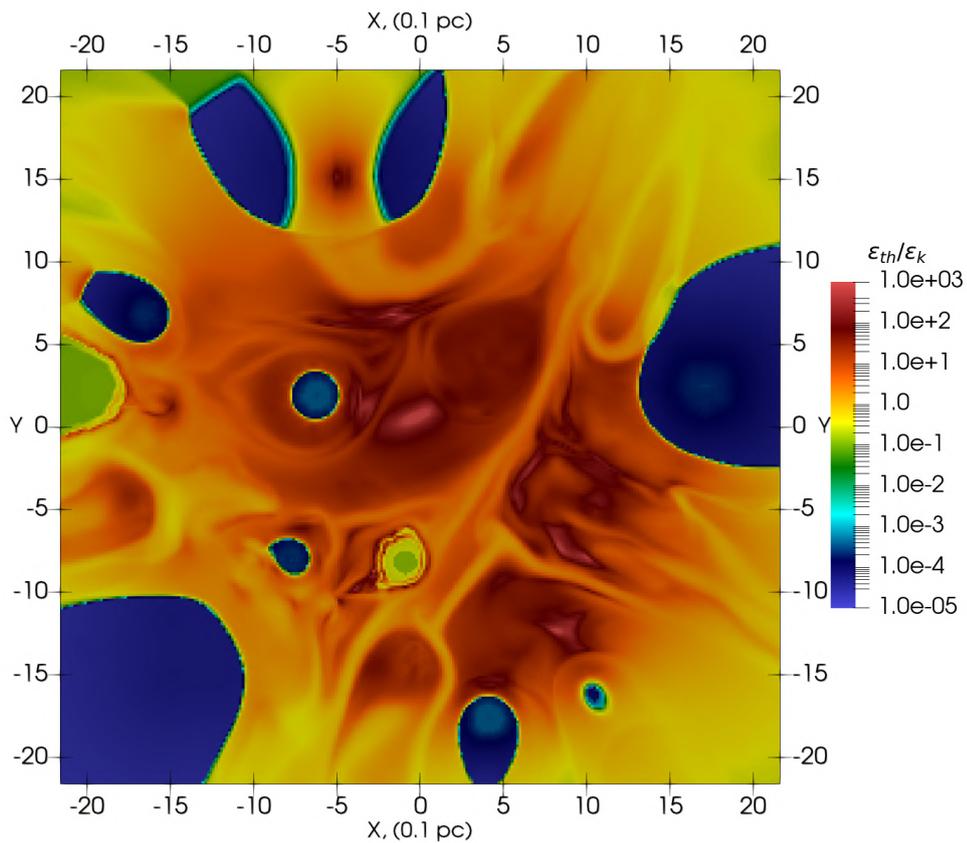


Рисунок 1.14: Карта величины отношения плотностей тепловой и кинетической энергий в плоскости Oxy при $z = 6$.

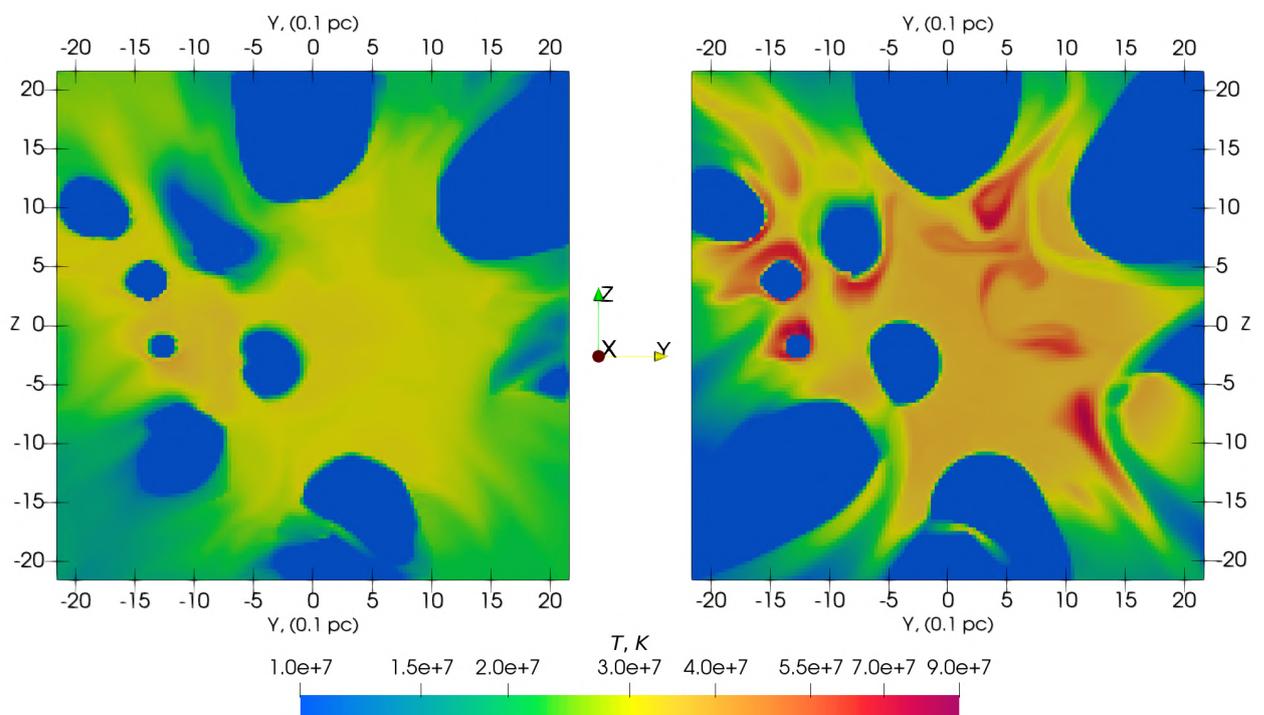


Рисунок 1.15: Влияние теплопроводности на температурные распределения в ядре ММЗС. Слева: расчет с эффективной теплопроводностью. Справа: расчет без учета теплопроводности.

но распределять тепло по объему ядра ММЗС за время порядка нескольких тысяч лет. Как следствие, перегретые области вблизи сильно сжатых О-ветров исчезают, а средняя температура в ядре скопления падает до $\sim 3 \times 10^7$ К, вариация температуры в центральной части ядра скопления становится плавной. В некоторых областях ядра заметно существенное изменение геометрии потоков при эффективной теплопроводности.

1.4 Диффузное рентгеновское излучение горячей плазмы

Природа и механизмы рентгеновского диффузного излучения компактных скоплений часто до конца не ясны, что допускает свободу интерпретации. В связи с этим, актуальной задачей является расчет тепловых рентгеновских спектров для построенной 3D МГД модели ядра ММЗС вкупе с анализом зависимости эффективных температур (температура, дающая тот же вид теплового спектра, что и суммарный спектр смоделированного скопления) и рентгеновских светимостей от параметров модели. Для построения иллюстративных спектров рассмотрен диапазон энергий 2–8 кэВ.

1.4.1 Методика расчета тепловых спектров

При расчете модели ядра ММЗС в PLUTO были получены значения плотности и температур ионов в каждом пикселе домена. Чтобы найти соответствующие температуры электронов, интегрируется уравнение Спитцера [95, 90]

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{T_p - T_e}{\tau_{ep}}, \quad (1.21)$$

где

$$\tau_{ep}^{-1} = \frac{8(2\pi)^{1/2} n_p e^4 \ln \Lambda}{3 m_e m_p} \left(\frac{T_p}{m_p} + \frac{T_e}{m_e} \right)^{-3/2}, \quad (1.22)$$

в течение приблизительного времени (нагрева) t_{ex} , которое требуется излучающему веществу, чтобы покинуть ядро скопления. Начальная температура электронов взята ~ 0.1 от температуры ионов, что ожидается в слабостолкновительных плазменных течениях с числом Маха $\gtrsim 100$, проходящих через сильную ударную волну [88]. Чтобы вычислить t_{ex} , в модели применяется пассивное

Таблица 1.4: Эффективные температуры и светимости в диапазоне 2–8 кэВ, полученные для имеющегося набора 3D МГД расчетов.

| Model | T_{eff} (кэВ) | L (эрг с ⁻¹) |
|------------|------------------------|----------------------------|
| Base | 1.25 | 4.28×10^{33} |
| Low-Md | 1.25 | 4.19×10^{33} |
| Low-MEd | 1.12 | 7.27×10^{32} |
| Low-Md-S | 1.40 | 1.14×10^{34} |
| Base-TC-Eq | 1.35 | 9.77×10^{33} |

скалярное поле, которое позволяет пометить и отслеживать перемещение элемента газа (жидкости) в домене. Оказалось, что требуется ~ 5000 лет, чтобы элемент, расположенный в самом центре ядра ММЗС, смог покинуть скопление радиусом 2 пк, и ~ 2500 лет, чтобы покинуть скопление радиусом в 1 пк. Это время сокращается для элементов газа, расположенных ближе к краю расчетной области. Таким образом, домен разделяется на несколько концентрических слоев, где для каждого слоя вычисляется свое t_{ex} в зависимости от расстояния до центра: от 5000 лет до 1000 лет для $r_{\text{cl}} = 2$ пк, и от 2500 лет до 500 лет для $r_{\text{cl}} = 1$ пк.

Путем решения уравнения Спитцера в каждой ячейке домена находится время Δt , в течение которого электроны из этой ячейки нагреты достаточно, чтобы внести вклад в тепловую эмиссию в интервале 2-8 кэВ ($T_0 = 0.8$ кэВ). Значение $\Delta t/t_{\text{ex}}$ практически представляет собой долю объема ядра скопления, содержащую нагретые электроны. Мощность излучения умножается на коэффициент $\Delta t/t_{\text{ex}}$, чтобы учесть тот факт, что электроны имеют конечное время нахождения в домене и им нужно время для нагрева. Конечная электронная температура для данного пиксела берется как решение уравнения Спитцера для момента t между t_0 , когда T_e впервые становится больше T_0 , и t_{ex} , когда излучающее вещество должно покинуть домен: $t = (t_0 + t_{\text{ex}})/2$. Имея полученное таким образом распределение T_e и известное распределение плотности, можно рассчитать спектр теплового рентгеновского излучения ядра ММЗС. Для этого используется спектральная модель АРЕС [122] из пакета XSPEC 12.12.0 [123].

В дополнение к подходу, описанному выше, был также рассмотрен рентгеновский спектр в предельном случае электронно-ионного температурного равновесия и эффективной теплопроводности, как обсуждалось в предыдущих разделах. В этом случае $T_e = T_{eq} = (T_i + 0.1T_i)/2$. При этом не учитывается время нагрева электронов (как было описано выше) и считается, что тепловое равновесие достигается в процессах, связанных с диссипацией турбулентности. Таким образом, модель «Base-TC-Eq» с равновесием температур электронов и ионов близка к тому, что можно было бы получить, если код PLUTO был двухжидкостным.

1.4.2 Тепловые рентгеновские спектры ядра ММЗС

На Рисунке 1.16 представлены спектры для расчетов «Base», «Low-Md», «Low-MEd», «Low-Md-S» и «Base-TC-Eq». Первые четыре спектра позволяют сравнить зависимость теплового излучения ядра ММЗС типа Wd1 от компактности скопления («Low-Md-S» и «Low-Md»), механической светимости скопления («Base» и «Low-MEd») и темпа потери массы в оболочках холодных CSG-ветров («Base» и «Low-Md»). Пара «Base» и «Base-TC-Eq» показывает, как включение эффективной теплопроводности и предположение об электронно-ионном равновесии температур влияют на тепловой спектр. Эффективные температуры и рентгеновские светимости для всех пяти моделей показаны в Таблице 1.4. Видно, что уменьшение радиуса скопления при тех же \dot{E}_{cl} и \dot{M}_{cl} приводит к значительному увеличению рентгеновской светимости. Это связано с увеличением плотности в ММЗС и более эффективным нагревом электронов. Уменьшение механической светимости скопления, как и ожидалось, неизбежно приводит к снижению рентгеновской светимости. Увеличение скорости потери массы в плотных CSG оболочках не влияет на излучение, поскольку это не приводит к увеличению занимаемого ими объема, а их температуры намного ниже, чем необходимо для излучения в диапазоне 2-8 кэВ. Наконец, электронно-ионное температурное равновесие в сочетании с теплопроводностью дает нам более высокую эффективную температуру излучения и светимость в рентгене.

3D МГД моделирование взаимодействующих ветров массивных звезд в рамках ММЗС, помимо прочего, открывает новые возможности в исследовании природы диффузного рентгеновского излучения ММЗС. Полученные

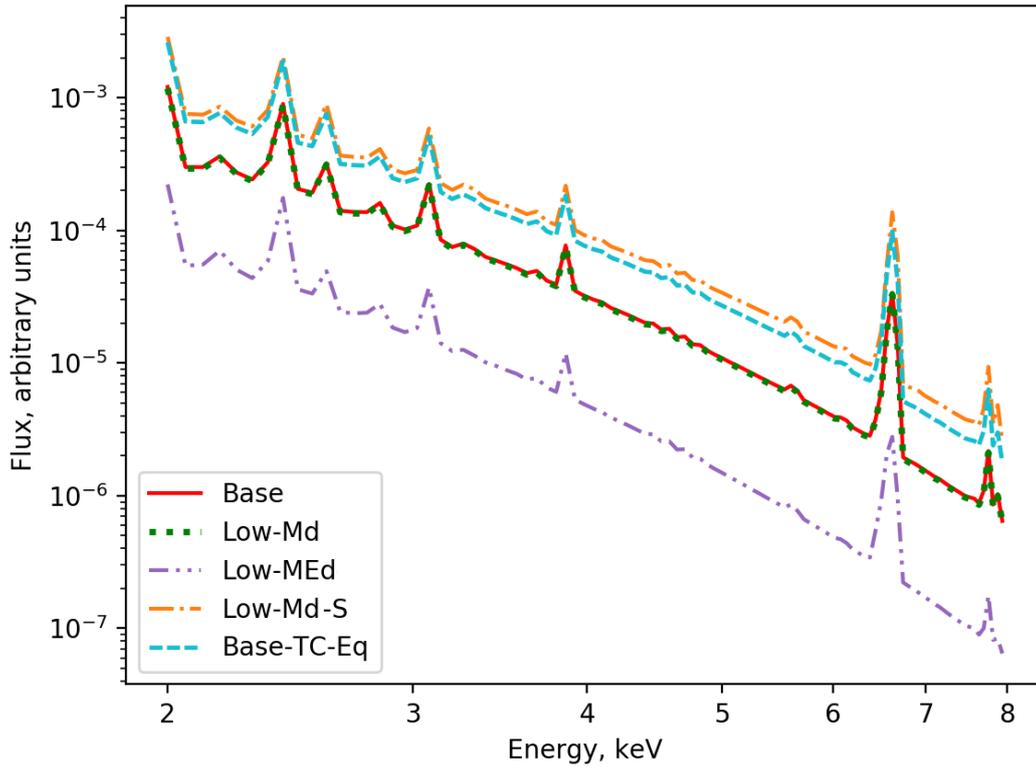


Рисунок 1.16: Рентгеновские спектры для выбранного набора моделей. «Base» является основной моделью (см. параметры в Таблице 1.3). «Low-Md» – то же самое, что и «Base», но с уменьшенным темпом потери массы \dot{M} у CSG звезд, что дает тот же рентгеновский спектр, тогда как в «Low-MEd» также уменьшены \dot{M} для O и WR (следовательно, уменьшена полная механическая светимость). «Low-Md-S» – то же самое, что и «Low-Md», но в ядре ММЗС радиусом 1 пк. Наконец, в расчете «Base-TC-Eq» полагается, что установлено электронно-ионное температурное равновесие, где $T_e = T_{eq} = (T_i + 0.1T_i)/2$, и включена теплопроводность.

при помощи модели светимости в диапазоне энергий 2-8 кэВ варьируются от $\gtrsim 10^{32}$ эрг с⁻¹ до $\sim 10^{34}$ эрг с⁻¹, что согласуется с результатами Rogers and Pittard [44], несмотря на то, что их моделирование существенно отличается от представленного в этой работе. В рамках их 3D гидродинамической модели на масштабе 10-100 пк было обнаружено, что рентгеновская светимость скопления на стадии с преобладанием ветров WR-звезд составляет $\sim 10^{34}$ эрг с⁻¹ и падает до $\sim 10^{32}$ эрг с⁻¹ при их отсутствии, оставаясь такой до появления сверхновой. Известные ММЗС имеют наблюдаемые светимости диффузного рентгеновского излучения в диапазоне близком к предсказаниям представленной 3D МГД мо-

дели [44]. В выражении эффективных температур результаты моделирования трудно сравнивать с результатами, полученными путем аппроксимации наблюдаемых спектров ММЗС, поскольку последние чаще всего имеют два или три тепловых компонента, либо дополнительный нетепловой компонент.

Учитывая размеры компактных скоплений и угловое разрешение рентгеновских обсерваторий, можно получить карты и спектры внутренних частей ММЗС после вычитания многочисленных точечных источников, связанных массивными звездами ранних спектральных классов. Построенная 3D МГД модель предсказывает глобальную морфологию течений горячей плазмы в ядре скопления, которая может быть полезна для анализа данных высокого разрешения *Chandra* и *XMM-Newton*. Спектры теплового излучения, полученные на основе 3D МГД модели, разумно согласуются с существующими рентгеновскими наблюдениями, как будет показано в следующей главе на примере ММЗС Wd2.

1.5 Заключение к главе

Построенная 3D МГД модель позволяет рассчитывать квазистационарную структуру плазменных течений в ядре ММЗС типа Wd1, в которой доминируют мощные ветры O- и WR-звезд. Полученные объемные карты плотности, температуры, скорости и магнитных полей демонстрируют сложную картину взаимодействия сталкивающихся друг с другом мощных сверхзвуковых ветров.

Магнитные поля в ядре скопления имеют сильно перемежающуюся филаментарную структуру с протяженностью ~ 0.5 пк, где амплитуды поля достигают $\gtrsim 100$ мкГс с объемным фактором заполнения $\lesssim 10\%$. Мощные WR-ветры доминируют в пространстве, концентрируя усиленные магнитные поля в окрестности менее мощных O-ветров. Предположительно, эффект Аксфорда-Кранфилла является механизмом, усиливающим поля за фронтом ударных волн торможения звездных ветров. Усиленные поля дополнительно сжимаются горячим газом высокого давления, который образуется в центральной области ядра ММЗС в результате столкновения и термализации звездных ветров.

Наличие филаментов высоких магнитных полей в ядре скопления размером в несколько парсек делает ММЗС благоприятными системами для уско-

рения галактических КЛ высоких энергий. Результаты могут помочь понять происхождение недавно зарегистрированного гамма-излучения с энергиями в несколько ТэВ из окрестностей ММЗС Wd1 и Wd2 [7, 80, 124] в контексте моделей ускорения КЛ [125].

Эффекты, связанные с теплопроводностью и термализацией кинетической энергии, имеют важное значение при моделировании динамики плазменных потоков и излучения ММЗС. Результаты показывают, что включение теплопроводности может существенно повлиять на температурное распределение внутри ядра скопления и, следовательно, на поток тепловой энергии из ядра ММЗС. Отношение тепловой энергии к кинетической $\approx 50\%$ говорит об эффективной термализации сталкивающихся сверхзвуковых ветров массивных звезд в скоплении, что обеспечивает условия для последующего формирования коллективного ветра скопления за пределами его ядра [38, 126]. Расчеты с варьированием \dot{E}_{cl} и радиуса ядра не дают значимой разницы в эффективности термализации.

Рентгеновское диффузное излучение ММЗС может быть разрешено с помощью текущего поколения рентгеновских обсерваторий. Рентгеновские спектры горячей плазмы зависят от механической энергии, поступающей от молодых массивных звезд посредством ветров, степени термализации, объемов выбрасываемого вещества (или скорости потери массы) и теплопроводности. В то время как для всех рассмотренных случаев форма спектра практически не изменяется, рентгеновские светимости, полученные при вариации механической светимости, размера ядра ММЗС и теплопроводности, могут заметно различаться. Они, как правило, хорошо соответствуют наблюдениям известных галактических ММЗС. Моделирование структуры магнитного поля обеспечивает основу для предстоящих исследований диффузного нетеплового излучения ММЗС.

Глава 2

Поиск излучения лептонов с энергиями выше ТэВ в ММЗС *Westerlund 2*: применение модели

2.1 Введение

В этой главе представлены результаты 3D МГД моделирования и наблюдений ММЗС *Wd2* при помощи телескопа *ART-XC* им. Михаила Павлинского, находящегося на борту обсерватории Спектр-Рентген-Гамма (*SRG*). Скопление *Wd2* наблюдалось во всех диапазонах электромагнитного излучения, включая гамма-лучи высоких энергий, что позволило выявить в этом объекте наличие КЛ с энергиями, достигающими десятков ТэВ. Данные *ART-XC* были совмещены с архивными данными *Chandra* высокого разрешения, что позволило провести спектральный анализ диффузного рентгеновского излучения ближайшей окрестности ядра *Wd2* в диапазоне 0.4–20 кэВ. Для совмещения модели рентгеновского спектра *Wd2* с наблюдениями требуется наличие либо нетепловой степенной компоненты излучения, либо горячей плазмы с температурами ~ 5 кэВ. 3D МГД моделирование плазменных течений в *Wd2* предсказывает существенно более низкие температуры электронов в системе, вследствие чего именно нетепловая компонента становится предпочтительной. Нетепловая компонента может быть связана с синхротронным излучением электронов и позитронов с энергиями выше 10 ТэВ, ускоренными в *Wd2*, в соответствии с обнаружением гамма-обсерваторией *H.E.S.S.* ТэВ-ных фотонов. Результаты, приведенные в главе, опубликованы в работе *Vukov et al.* [127].

2.1.1 Тепловое и нетепловое излучение ММЗС

Несколько наиболее массивных ММЗС, таких как *Wd1*, *Wd2*, *Arches* и *Quintuplet*, за последнее десятилетие наблюдались во всем диапазоне элек-

тромагнитных волн. Обнаружение гамма-излучения очень высоких энергий в окрестностях Wd1 и Wd2 указывает на сложную динамику плазмы в ядрах компактных скоплений, содержащих яркие молодые звезды со сталкивающимися ветрами высокой мощности. Обнаружение фотонов ТэВ-ного диапазона говорит об ускорении ультррелятивистских частиц, вероятно, на ударных волнах сверхзвуковых звездных ветров и сверхновых. Компактные ММЗС могут рассматриваться как важные источники галактических КЛ высоких энергий [7]. Радио- и рентгеновские наблюдения высокого разрешения используются для изучения плазменных процессов в компактных звездных скоплениях и понимания происхождения нетепловых компонент. Kavanagh [128] представил обзор теплового и нетеплового рентгеновского излучения массивных звездных скоплений и сверхкаверн. Ожидается, что как тепловое [129, 130], так и нетепловое рентгеновское излучение [131] являются признаками взаимодействия быстрых ветров в двойных системах, а зоны диффузного рентгеновского излучения размером порядка парсек со светимостью $\sim 10^{34}$ эрг с^{-1} могут создаваться множеством сталкивающихся звездных ветров в компактных скоплениях [40].

Wd2 — яркий галактический источник гамма-излучения (*Fermi*: [132], *H.E.S.S.*: [133, 124]). Спектр его гамма-излучения имеет излом вблизи 1 ТэВ. Этот излом можно объяснить в рамках кинетической модели ускорения и распространения частиц в сильно турбулентной плазме с ударными волнами [134], предполагая, что излучение имеет адронное происхождение, т. е. обусловлено распадом нейтральных пионов, образующихся в $p-p$ столкновениях КЛ с межзвездной средой. Спектр гамма-излучения Wd2 простирается по крайней мере до ~ 10 ТэВ, что в рамках адронной модели гамма-излучения подразумевает наличие в скоплении протонов, ускоренных до энергий ~ 100 ТэВ. Анализ данных наблюдений Wd2, проведенных на *Chandra* [135], выявил наличие диффузного рентгеновского излучения в окрестности размером в несколько парсек. Спектр излучения в модели теплового излучения оптически тонкой плазмы требует наличия широкого диапазона плазменных температур ($T \sim 0.1 - 7$ кэВ), или, альтернативно, меньших температур плазмы в скоплении $T \sim 1 - 3$ кэВ и нетеплового излучения со степенным фотонным индексом ~ 2 . Аналогичные наблюдения Wd2 на *Suzaku* [136] также показали, что рентгеновское из-

лучение может быть описано либо тремя тепловыми компонентами, либо двумя тепловыми и одной нетепловой компонентой.

Более массивное скопление Wd1 детально исследовано в рентгеновских лучах с помощью телескопа с высоким угловым разрешением *Chandra* [76], где было обнаружено, что диффузное излучение этого скопления продолжается далеко за пределы радиуса его ядра. После вычитания всех точечных источников Munro et al. [76] обнаружили остаточное диффузное излучение в диапазоне 2–8 кэВ со светимостью $(3 \pm 1) \times 10^{34}$ эрг с⁻¹ в окрестности скопления. В диффузном излучении Wd1 преобладает жесткая компонента, которую можно отнести либо к тепловому излучению оптически тонкой плазмы с температурой ~ 3 кэВ и пониженным содержанием железа (≈ 0.3 от солнечного), либо к нетепловому излучению со степенным индексом фотонов ~ 2 . В рентгеновских лучах наблюдались и другие ММЗС. Наблюдения излучения звезд раннего типа в туманности Тарантул в БМО [137] позволило установить среднюю температуру плазмы от ярких O-звезд в туманности, которая составляет ~ 1 кэВ, тогда как в области Киля Млечного Пути она составляет ~ 0.5 кэВ. ММЗС R136 в БМО недавно наблюдалось в рентгене с помощью *SRG/eROSITA* [138], и были обнаружены указания на нетепловую компоненту с жестким степенным индексом. Тепловое и, возможно, нетепловое рентгеновское излучение было также обнаружено *Chandra* в компактных галактических ММЗС Arches и Quintuplet [139, 140]. Кроме того, наблюдения *NuSTAR* и *XMM-Newton* нетеплового излучения в галактическом скоплении Arches обсуждались Kuznetsova et al. [141]. Таким образом, вероятное наличие нетеплового рентгеновского излучения было обнаружено в нескольких скоплениях, включая наиболее высокоэнергичные источники гамма-излучения Wd1 и Wd2.

2.1.2 Westerlund 2: наблюдения *SRG/ART-XC* и *Chandra*

Астрономический рентгеновский телескоп им. Михаила Павлинского — концентратор рентгеновских лучей (англ. *ART-XC*) [142] на борту орбитальной обсерватории *SRG* [143] — это рентгеновский телескоп скользящего падения. Телескоп включает в себя семь модулей, чувствительных в диапазоне энергий 4–30 кэВ. Обсерватория *SRG* работает около точки Лагранжа L2 на расстоянии ~ 1.5 млн. километров от Земли. Это означает, что фон детектора определя-

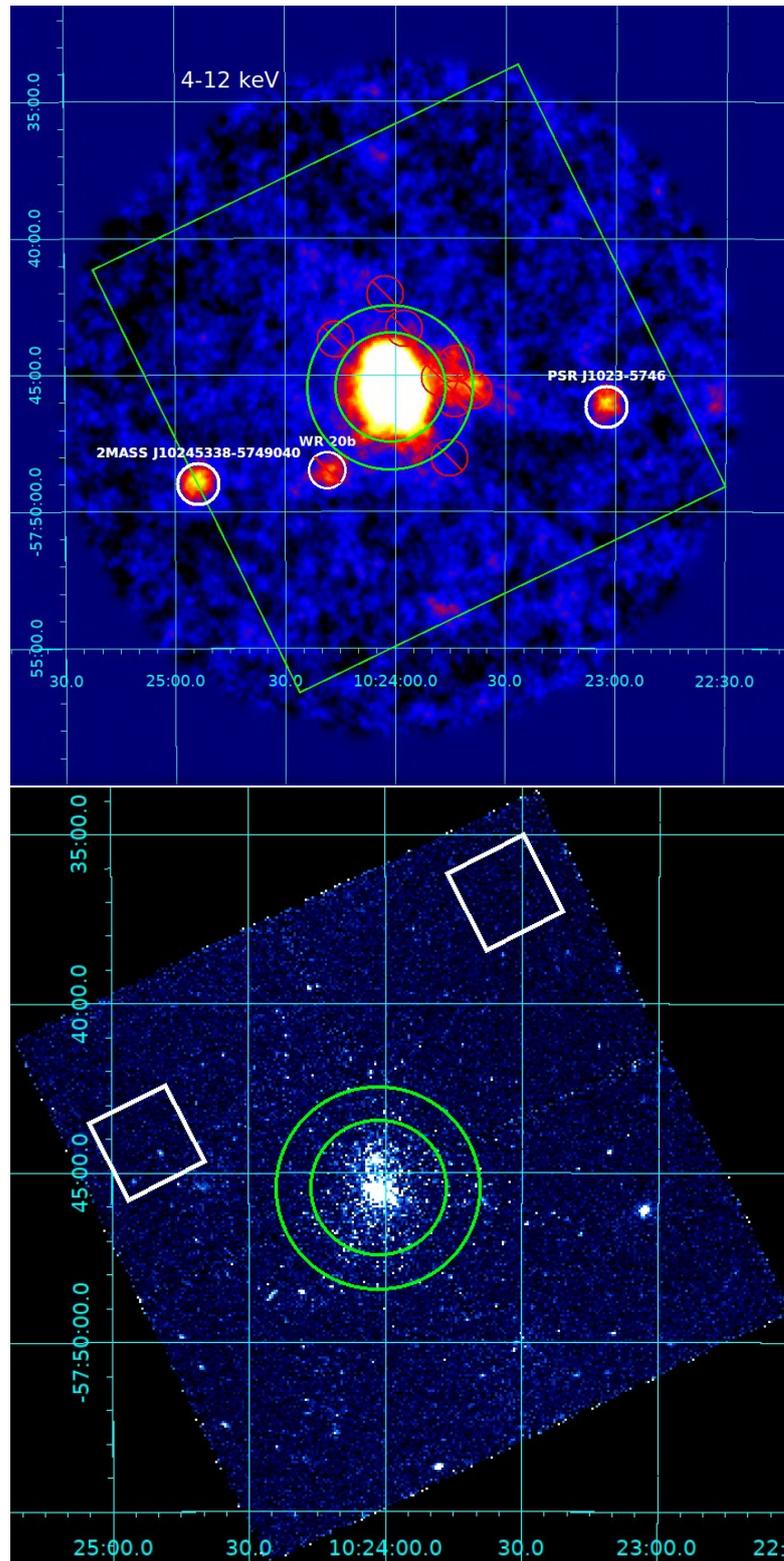


Рисунок 2.1: Сверху: карта Westerlund 2, полученная на ART-XC. Область интереса – кольцо – показано зеленым цветом вместе с полем зрения *Chandra* (зеленый прямоугольник); исключенные из анализа области показаны красным цветом. Снизу: карта Wd2 в диапазоне энергий 2–7 кэВ, полученная на *Chandra*; кольцевая область 2' – 3', используемая при анализе спектра, обозначена зеленым цветом, фон – белым.

ется космическими лучами, производящими $\sim 5 \times 10^{-5}$ отсчетов $\text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$ угловых минут $^{-2}$ в одном модуле телескопа. Фон детектора непостоянен и зависит от солнечной активности, что делает наблюдения слабых протяженных источников, таких как Wd2, достаточно сложными.

Телескоп *ART-XC* наблюдал Wd2 в июне и июле 2022 года, достигнув суммарной экспозиции около 320 кс. На полученных изображениях в диапазоне энергий 4–12 кэВ явно видна центральная часть скопления с тремя другими яркими источниками: пульсаром PSR J1023-5746, звездой Вольфа-Райе WR 20b в окрестностях скопления, и кандидатом в молодой звездный объект 2MASS J10245338-5749040 на востоке. В диапазоне энергий 14–30 кэВ возможно получить только верхний предел для потока из кольцевой области $2' - 3'$ (область анализа, выбранная по причине существенно меньшего «загрязнения» диффузного потока излучением точечных источников, чем в центральной области), который составляет $1,4 \times 10^{-12}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ на уровне 3σ . Для корректного выделения диффузного излучения необходимо учитывать фон частиц и исключать точечные источники в скоплении. Список областей, наиболее загруженных точечными источниками, был сформирован на основе данных обсерватории *Chandra*. Эти области были исключены из анализа.

2.2 Моделирование и результаты

2.2.1 3D МГД модель ядра Westerlund 2

Анализ спектров рентгеновского излучения *ART-XC* и *Chandra* скопления Wd2 был выполнен с помощью пакета для обработки рентгеновских данных XSPEC [123]. Аналогично работам Townsley et al. [135] и Fujita et al. [136] были использованы многокомпонентные спектральные модели с (а) тремя компонентами теплового излучения (далее модель 3Т) и (б) двумя тепловыми компонентами с одной нетепловой степенной компонентой (далее 2ТР), при этом первая тепловая компонента ($T \approx 0.1$ кэВ) считается связанной с газом на луче зрения, а не непосредственно с Wd2. Модели 3Т и 2ТР совместимы с данными *Chandra*, а также с комбинированными с *ART-XC* наблюдениями. Однако, для модели 3Т необходимо наличие высокой электронной температуры плазмы (~ 5 кэВ), что, вероятно, трудно достижимо в скоплении. Чтобы оценить температуры

плазмы в ядре скопления, и сделать выбор между чисто тепловой и нетепловой моделями, мы выполнили 3D МГД-моделирование внутренней структуры скопления с помощью численного МГД-кода PLUTO [11]. Подобное моделирование для скопления Westerlund 1 подробно описано в первой главе. Для модели Wd2 был скорректирован размер и звездный состав модельного скопления первой главы, чтобы воспроизвести наблюдаемые характеристики Wd2. Наиболее существенное различие моделей – в числе массивных звезд с быстрыми ветрами и высоким темпом потери массы, поскольку они в основном определяют механическую светимость скопления. Было инициализировано 20 ветров массивных звезд с полной механической светимостью $\dot{E}_{cl} \approx 2 \times 10^{38}$ эрг с⁻¹ внутри радиуса ядра скопления ≈ 2.4 пк, что при расстоянии до Wd2 ~ 4.4 кпк соответствует $2'$. Радиус расчетной области соответствует внешнему радиусу кольца $2' - 3'$, охватывающего периметр ядра Wd2, и составил 3.6 пк.

Моделирование позволило построить карты плотности плазмы, температуры и структуры магнитного поля в окрестности ядра скопления. Взаимодействия встречных сверхзвуковых ветров массивных звезд приводят к нагреву плазмы и усилению турбулентного магнитного поля в скоплении. На Рисунке 2.2 показана карта температур центральной плоскости скопления с отмеченными положениями краев кольца, $2'$ и $3'$. Видно, что в кольце имеются как холодные области доминирования массивных звездных ветров, так и области с термализованной и нагретой до ~ 6 кэВ плазмой.

В одножидкостной МГД модели температуру электронов T_e , определяющую излучение оптически тонкой плазмы, можно оценить следующим образом. В случае локального столкновительного равновесия электронов и ионов T_e может достигать $\sim T/2$, где T – температура одножидкостной плазмы. Она может быть и ниже, что зависит от эффективности теплопроводности в ядре скопления. Оценка температуры электронов в скоплении подробно обсуждается в первой главе, здесь же для простоты полагаем, что температура электронов близка к максимальной $T_e \approx T/2$. Определив температуру электронов и плотность плазмы в каждом пикселе расчетного домена, можно рассчитать спектр теплового рентгеновского излучения из кольца $2' - 3'$, используя спектральную модель излучения оптически тонкой плазмы APEC из пакета XSPEC и интегрируя потоки из всех пикселей домена. Затем полученный спектр был

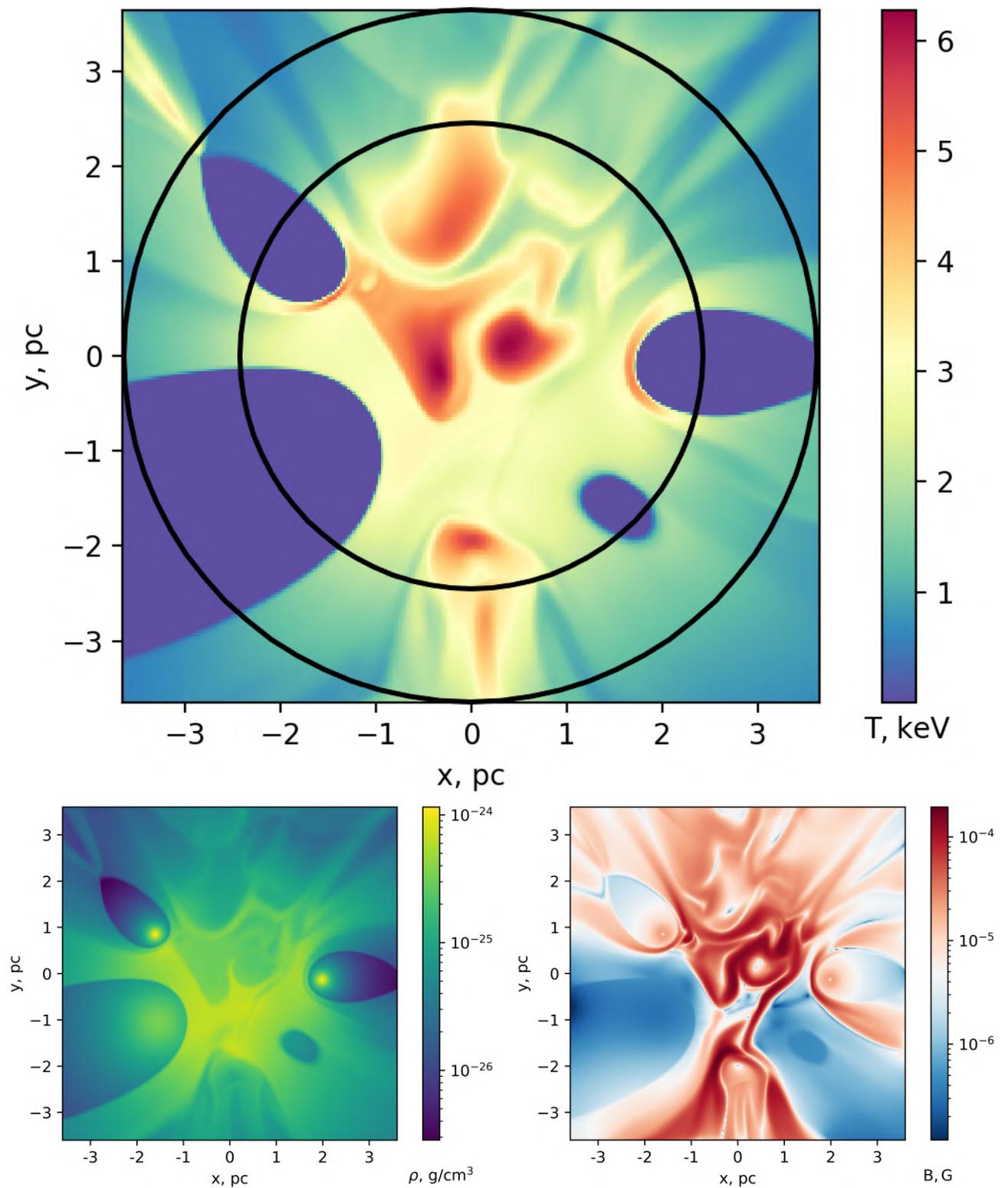


Рисунок 2.2: Карта температур центральной плоскости скопления, полученная с помощью одножидкостной 3D МГД модели. Черные окружности указывают положение границ кольцевой области $2' - 3'$. Снизу даны соответствующие карты плотности (слева) и амплитуды магнитных полей (справа).

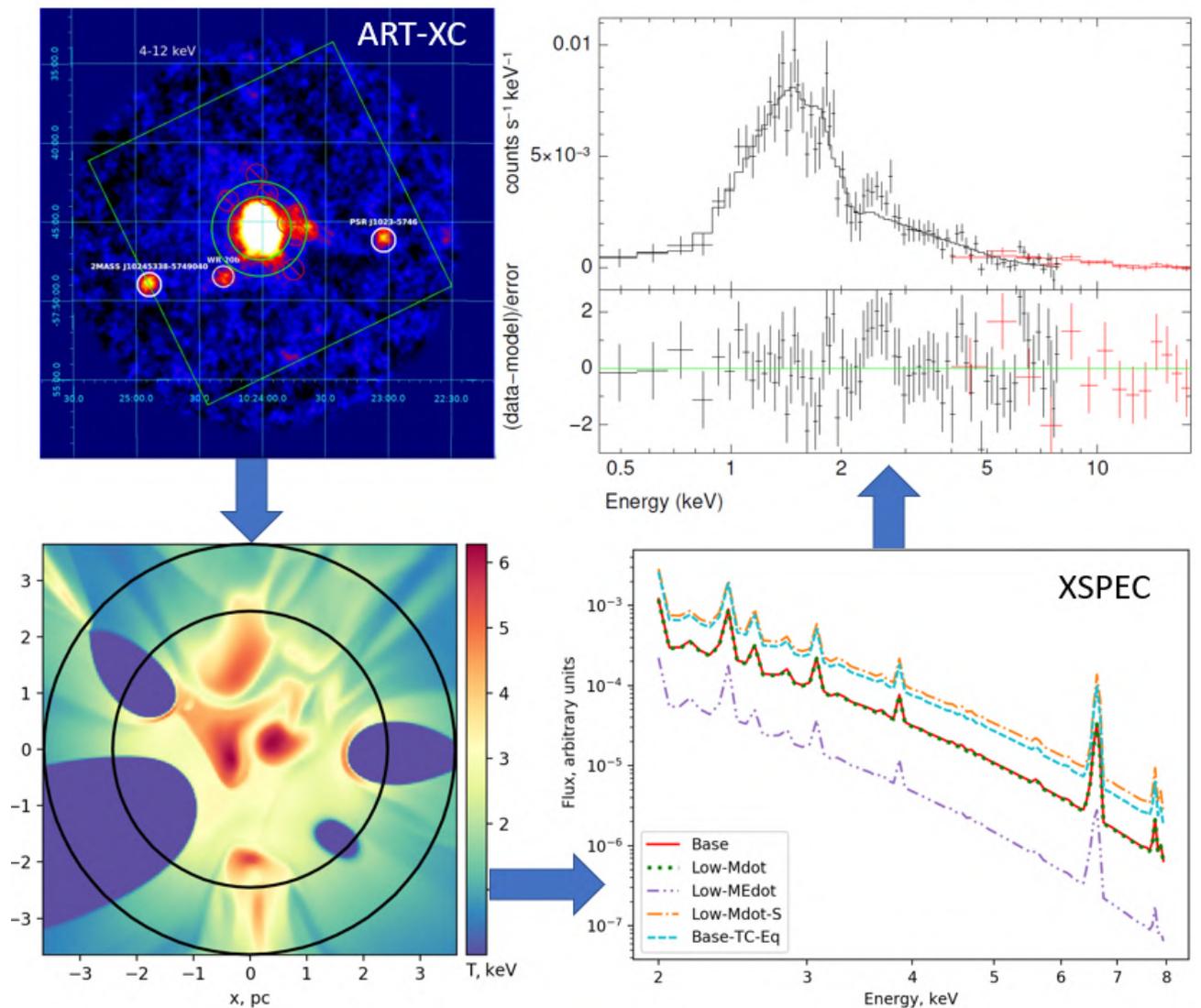


Рисунок 2.3: Схема применения данных, полученных благодаря расчету 3D МГД модели плазменных течений в ядре MM3C Wd2, при спектральном анализе.

добавлен в качестве независимой модели (называемой *mhd_th*) в процедуру подгонки XSPEC. Спектральная форма и нормировка *mhd_th* фиксированы и определяются температурами плазмы, полученными при МГД-моделировании за счет энерговыделения звездных ветров в Wd2.

Если бы рентгеновское излучение Wd2 было чисто тепловым, можно было бы ожидать, что модель $tbabs \times apec + tbabs \times mhd_th$ обеспечит хорошее соответствие данным наблюдений. Однако этого не происходит: в этом случае параметр модели $\chi^2/dof > 2$, поскольку полученные при МГД моделировании температуры электронов в среднем значительно ниже 4-5 кэВ, необходимых

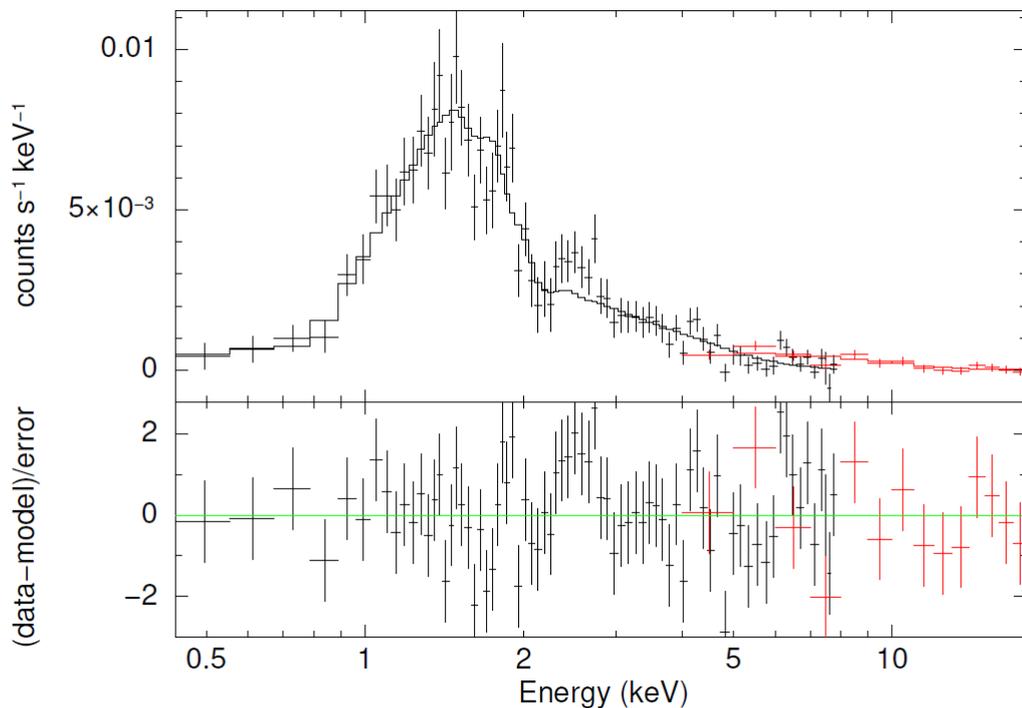
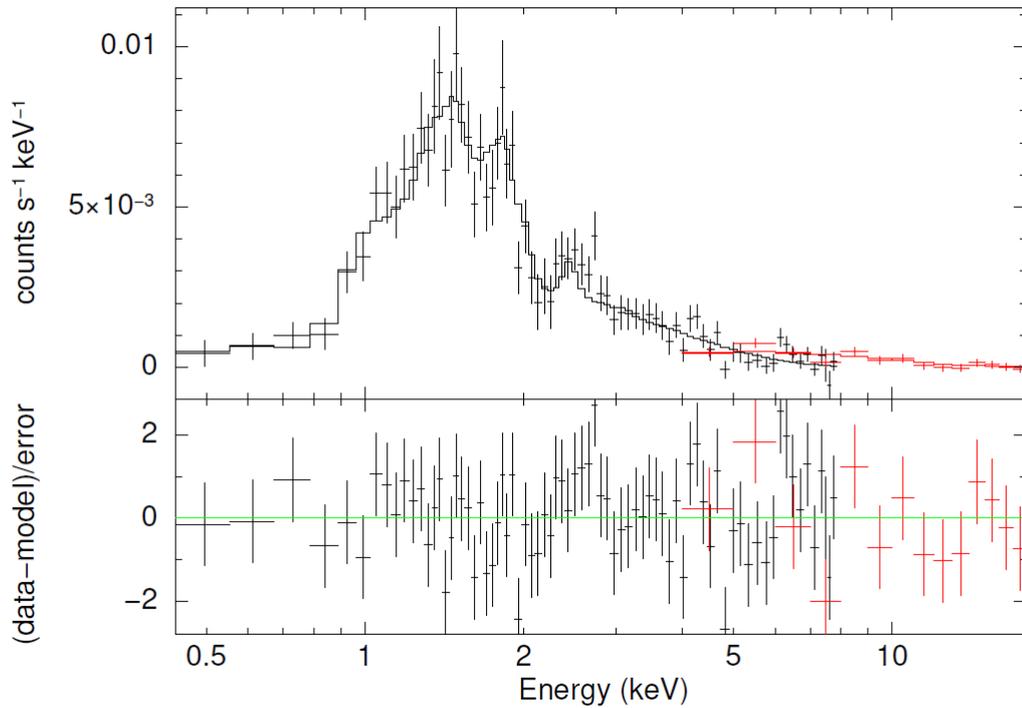


Рисунок 2.4: Верхняя панель: спектральные данные и модель $tbabs \times appec + tbabs \times (appec + pow)$ для кольцевой области 2'–3'. Нижняя панель: спектральные данные и модель TMR: $tbabs \times appec + tbabs \times (mhd_th + pow)$ для кольцевой области 2'–3'. В нижних окнах показаны ошибки. Черным и красным цветами показаны спектры *Chandra* и *ART-XC*, соответственно.

для чисто теплового объяснения данных. Стоит отметить, что такие температуры не достигаются даже при моделировании скопления с энерговыделением в 5 раз большим, чем у Wd2 (см. первую главу с моделью типа Westerlund 1). Таким образом, согласно построенной МГД модели, можно сделать вывод, что рентгеновское излучение Wd2, скорее всего, не является чисто тепловым, а включает нетепловую компоненту.

Далее наблюдаемый спектр был аппроксимирован в XSPEC моделью с одной фоновой тепловой компонентой с фиксированной $T_1 = 0.1$ кэВ, тепловой компонентой плазмы скопления, полученной в результате МГД-моделирования (*mhd_th*), и степенной компонентой (далее – модель TMP). Статистический анализ показал адекватное совпадение модели с наблюдениями [127]. Индексы степенной компоненты в модели TMP совпадают в пределах ошибок со значениями, полученными в модели 2TP, а также с результатами предыдущих наблюдений Townsley et al. [135] и Fujita et al. [136]. Совместная подгонка оказывается лучше, чем подгонка только данных *Chandra*. Совместный спектр показан на Рисунке 2.4.

2.2.2 Природа нетеплового рентгеновского излучения Wd2

Как уже было сказано выше, объединенные данные *ART-XC* и *Chandra* в диапазоне 0.4-20 кэВ, полученные из кольца 2' – 3' сразу за пределами ядра Wd2, могут быть одинаково хорошо аппроксимированы обоими моделями: (а) трехтемпературной моделью и (б) двухтемпературной плюс нетепловой степенной моделью, что согласуется с ранее полученными результатами по данным только телескопов *Chandra* [135, 144] и *Suzaku* [136], ограниченных меньшими максимальными энергиями (~ 8 кэВ). Однако, трехтемпературная модель требует наличия в кольце вокруг ядра скопления горячих электронов с $T_e \sim 5$ кэВ. Моделирование внутренней структуры ядра скопления и области вокруг него, обсуждавшееся выше, не позволяет получить такие высокие температуры электронов, поэтому чисто тепловое рентгеновское излучение отвергается МГД-моделированием. Это требует подробнее рассмотреть нетепловую природу рентгеновского излучения с энергиями выше нескольких кэВ. Нетепловое тормозное излучение электронов в диапазоне \sim кэВ накладывает очень сильные ограничения на энергетику нетеплового распределения электронов. Поэтому

более вероятно лептонное происхождение рентгеновского излучения, обусловленное релятивистскими электронами очень высоких энергий (синхротронное излучение) или умеренно релятивистскими электронами, рассеивающими оптическое излучение скопления (обратное комптоновское излучение).

Синхротронное излучение

Синхротронное рентгеновское излучение от скопления можно детально моделировать с помощью результатов исследования высокоэнергичного гамма-излучения Wd2[134], и 3D МГД моделирования магнитных полей в Wd2. Кинетическая модель ускорения частиц в Wd2, построенная для объяснения спектра гамма-излучения скопления в [134], позволила построить спектр ускоренных в скоплении протонов и электронов.

Структура магнитных полей в 3D МГД модели Wd2 на PLUTO демонстрирует сильно перемежаемый характер: большая часть объема заполнена магнитными полями < 10 мкГс, но есть и области с большими полями > 50 мкГс, которые заполняют несколько процентов объема ядра ММЗС. Эти области вносят наибольший вклад в магнитную энергию системы (см. Главу 1). Перемежаемая структура магнитного поля особенно важна для моделирования ускорения и излучения электронов в системе. Электроны очень высоких энергий могут быть ускорены ударными волнами и турбулентностью в областях со относительно слабыми магнитными полями, заполняющими большую часть объема. Это позволяет достигать энергий электронов выше 10 ТэВ, поскольку комптоновские потери таких электронов на оптических фотонах подавлены в режиме Клейна-Нишины. При этом синхротронное рентгеновское излучение электронов с энергиями порядка выше 10 ТэВ может создаваться в областях с сильным магнитным полем, заполняющих несколько процентов объема.

Электроны и позитроны с энергиями в десятки ТэВ, как первичные (непосредственно ускоренные в Wd2), так и вторичные (e^- и e^+ , образующиеся при распаде заряженных пионов, рождающихся при неупругих столкновениях ускоренных протонов с энергией в несколько ТэВ с плотным веществом облаков), могут испускать рентгеновское синхротронное излучение кэВ-ных энергий. В рамках адронной модели (т.е. гамма-излучение за счет распада π^0 -мезонов, образовавшихся в результате $p - p$ взаимодействий [134]), позволяющей объяс-

нить наблюдения ядра ММЗС Wd2 в гамма-диапазоне обсерваторий *Fermi* [132] и *H.E.S.S.* [133, 124], был получен спектр ускоренных в Wd2 протонов. Эта же модель дает спектр первичных ускоренных электронов, который повторяет форму протонного спектра вплоть до максимальной энергии, допустимой синхротронными и комптоновскими потерями в области ускорения. В слабом среднем магнитном поле $\lesssim 7$ мкГс, заполняющем большую часть объема скопления, максимальные энергии электронов могут достигать $\sim 40 - 50$ ТэВ, а полная энергия ускоренных электронов может составлять несколько процентов от энергии протонов. Для объяснения рентгеновской нетепловой компоненты синхротронным излучением отношение энергий ускоренных первичных электронов и протонов должно быть порядка 10%.

Моделирование наблюдаемого рентгеновского спектра в нетепловом сценарии требует наличия степенной компоненты с фотонным индексом спектра $\Gamma \sim 2.4$ и потоком $\sim 3 \times 10^{-13}$ эрг см^{-2} с^{-1} . Были рассчитаны спектр и поток синхротронного излучения ускоренных электронов в кольце $2' - 3'$, с учетом распределения сильных (> 50 мкГс) магнитных полей различной магнитуды в скоплении и их объемного фактора заполнения. Согласно 3D МГД модели ядра Wd2, сильные магнитные поля с величинами от 50 мкГс до 300 мкГс заполняют $\approx 3\%$ объема расчетного домена. Полученный спектр представлен на Рисунке 2.5. Модель позволила воспроизвести максимальную энергию, нормировку и наклон нетепловой компоненты, близкие к наблюдаемым.

Обратный комптон-эффект

Рентгеновские фотоны с энергиями $\sim \text{кэВ}$ в окрестностях молодого массивного звездного скопления могут быть получены при обратном комптоновском (ОК) рассеянии $\sim \text{МэВ}$ -ных электронов, ускоренных в скоплении [76, 145, 146], на локальном поле фотонов. Комптоновское излучение от первичных электронов показано на Рисунке 2.5 (красная штрихпунктирная линия). Можно видеть, что поток ОК излучения существенно ниже детектируемого. Таким образом, ОК рассеяние первичных электронов низкой энергии на интенсивном поле оптического излучения ММЗС вблизи Wd2 не позволило объяснить наблюдаемое рентгеновское излучение, если не вводить специальную популяцию МэВ-ных электронов.

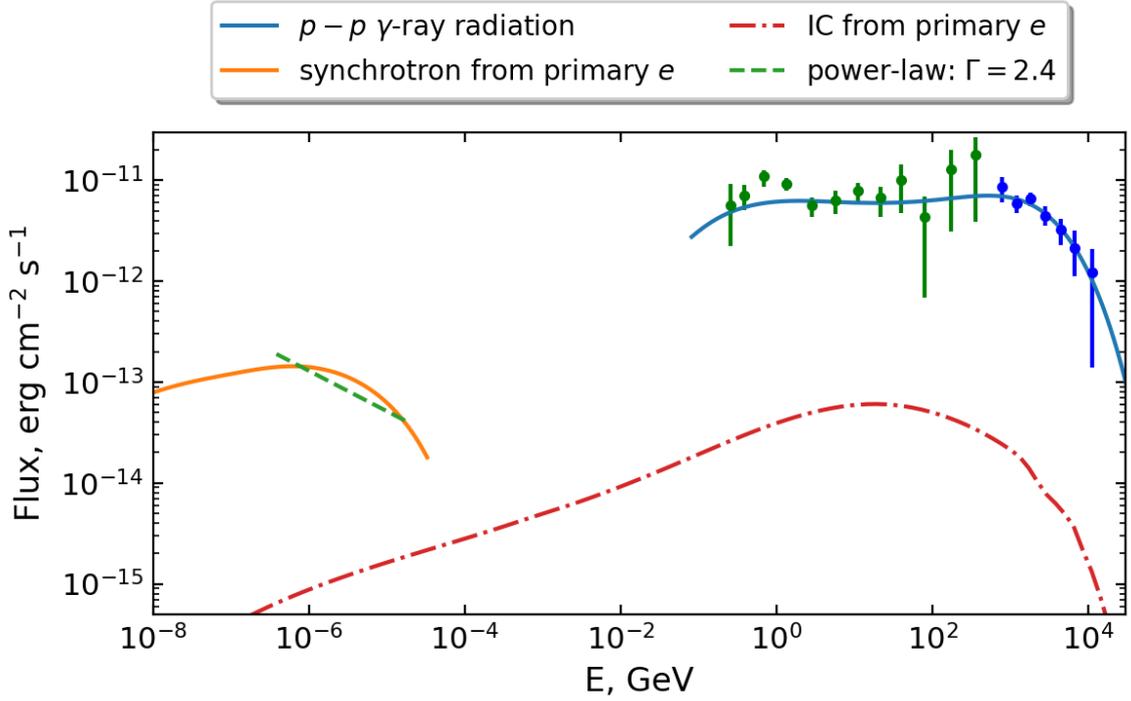


Рисунок 2.5: Результаты моделирования синхротронного (оранжевая сплошная линия) и обратного комптоновского (красная пунктирная линия) излучения в кольце $2' - 3'$ от электронов и позитронов, напрямую ускоренных в области ядра Wd2. Показаны данные гамма-излучения от обсерватории *Fermi* (зеленые точки, [132]) и телескопов *H.E.S.S.* (синие точки [133, 124]), а также модель гамма-излучения Wd2, представленная в Вуков and Kalyashova [134] (синяя сплошная линия). Зеленая пунктирная линия соответствует нетепловой компоненте, полученной при аппроксимации наблюдаемого спектра *Chandra* + *ART-XC* в XSPEC с помощью модели TMP.

2.3 Заключение к главе

ММЗС Wd2 наблюдали в июне и июле 2022 года телескопом *ART-XC* в диапазоне энергий 4–20 кэВ. Данные были проанализированы совместно с архивными наблюдениями *Chandra* в диапазоне 0.4–8 кэВ в кольце $2' - 3'$ вокруг ядра скопления. Одной из целей исследования был поиск нетепловой рентгеновской компоненты излучения Wd2, поскольку источник был ранее обнаружен в гамма-лучах и, наряду с Wd1, рассматривается как перспективный источник КЛ высоких энергий [7].

Рентгеновский спектр Wd2 и его окрестностей простирается, по крайней мере, до 12 кэВ, а его адекватное моделирование требует наличия двух тепловых плазменных компонент с температурами электронов около 0.1 и 1 кэВ, а также дополнительной жесткой компоненты [136], представляющей собой либо очень горячую оптически тонкую плазму с температурой электронов ~ 5 кэВ, либо нетепловое излучение, которое можно представить в виде степенной компоненты с фотонным индексом ~ 2 . Вместе с тем, 3D МГД модель дает среднюю плазменную температуру около 1 кэВ, тогда как для соответствия наблюдаемому спектру Wd2 в рамках тепловой модели требуются высокие электронные температуры > 3 кэВ. Это обстоятельство делает предпочтительным наличие нетепловой компоненты, которую мы интерпретируем как синхротронное излучение ультрарелятивистских электронов в магнитных полях филаментов с напряженностью выше 50 мкГс в ядре ММЗС.

Глава 3

Сверхновая в ядре молодого массивного скопления звезд

3.1 Введение

Достаточно массивные звезды как правило завершают свою эволюцию коллапсом железного ядра и вспышкой сверхновой через несколько миллионов лет после формирования ММЗС. Ударная волна СН проходит через скопление, сталкиваясь со звездными ветрами соседних звезд. В этой главе представлены результаты 3D МГД моделирования плазменных течений, возмущенных вспышкой СН внутри ядра ММЗС типа Wd1. Эволюция системы прослеживается в течение времени прохождения ударной волны СН через скопление и вплоть до ее релаксации к исходному состоянию. Усиленные магнитные поля величиной значительно выше 100 мкГс образуют филаменты в оболочке ОСН, заполняют несколько процентов объема ММЗС и дают определяющий вклад в магнитную энергию. Протяженность и величина этих магнитных полей вкупе с высокоскоростным потоком плазмы и ударными волнами создают благоприятные условия для ускорения как протонов, так и электронов до энергий значительно выше ТэВ. Полученные спектры диффузного рентгеновского излучения могут быть репрезентативными для галактических и внегалактических ММЗС. Результаты, изложенные в этой главе, опубликованы в статье [Badmaev et al. \[147\]](#).

3.1.1 ММЗС и вспышки сверхновых

Сверхновые играют центральную роль в современной астрофизике. Они имеют первостепенное значение для химической эволюции Вселенной и являются одним из важнейших источников энергии для межзвездной среды. Моло-

дые массивные звездные скопления содержат богатые популяции короткоживущих массивных звезд. Продолжительность их жизни составляет от нескольких миллионов до ~ 10 млн лет. Некоторая часть этих звезд, попадающая в определенные интервалы начальных (ZAMS) масс [148, 50], завершает эволюцию коллапсом железного ядра и вспышкой сверхновой, высвобождая $\sim 10^{51}$ эрг кинетической энергии и сбрасывая до $\sim 10 M_{\odot}$ вещества в окружающую среду ММЗС. Взаимодействие множества мощных звездных ветров создает сложную картину плазменных течений с многочисленными ударными волнами и усиленным магнитным полем. Прохождение ударной волны сверхновой через такую среду может дополнительно сжать газ вместе с магнитными полями. В этой работе исследуется динамика разлета молодого ОСН и влияние его ударной волны на МГД характеристики межзвездной среды в ядре ММЗС.

В первой главе построена 3D МГД модель ядра ММЗС со сложной квазистационарной структурой плазменных течений (см. [14]), где впервые продемонстрирована филаментарная структура усиленного магнитного поля с напряженностью $\gtrsim 100$ мкГс. Эта модель не учитывает возможность вспышек сверхновых, и поэтому фактически применима только для отдельно взятого короткого периода эволюции звездной системы, в котором не происходит глобальных возмущений с динамическим временем $t_{\text{dyn}} \lesssim 10$ тыс. лет. Действительно, учитывая количество массивных ($M_* \gtrsim 10 M_{\odot}$) звезд в ядрах ММЗС с предполагаемым возрастом $\lesssim 5$ млн лет ($N_* \sim 100$), в работе [76] дана оценка для галактического ММЗС Wd1, показывающая, что средняя частота вспышек сверхновых на текущей стадии эволюции скопления может достигать ~ 1 шт. в 10 тыс. лет. Фактически это означает, что система может претерпевать последовательные эпизоды возмущения и релаксации, вызванные распространяющимися ударными волнами от остатков повторяющихся событий СН. Ожидается, что богатая металлами материя, выброшенная при вспышке, изменит химический состав диффузного газа в скоплении на время ~ 1000 лет и, впоследствии, может повлиять на рентгеновский спектр горячей внутренней части скопления. Структуры ударных МГД течений и усиленных магнитных полей являются ключевыми компонентами моделей ускорения нетепловых частиц и излучения в ММЗС. Таким образом, для полноты моделирования МГД процессов в ядре ММЗС также необходимо рассмотреть в нем расширение молодого

остатка от коллапсировавшей СН, получить динамические распределения основных МГД характеристик плазмы и, в особенности, выявить сопутствующие изменения структуры усиленных магнитных полей в течение первых нескольких тысяч лет после вспышки.

3.1.2 Молодые остатки сверхновых

Остаток сверхновой – плотная протяженная оболочечная структура, окружающая место вспышки и состоящая из сброшенного звездного вещества (эжекты) и сметенного им межзвездного газа, видимая практически во всех диапазонах электромагнитного излучения. Эжекта ускоряется ударной волной, возникающей в результате взрыва (СН типа Ia) или коллапса ядра (СН типа Ib/c или II), до скоростей, достигающих 30000 км с^{-1} , но со средними значениями $\sim 5000 \text{ км с}^{-1}$ для событий типа Ib/c или II и $\sim 10000 \text{ км с}^{-1}$ для событий типа Ia. Молодыми называются остатки возрастом $\lesssim 1000$ лет, физика которых может еще в значительной мере зависеть как от особенностей взрыва, так и от структуры межзвездной среды, находящейся в непосредственной близости, на расстоянии до ~ 10 пк. Ударная волна, формирующая быстро расширяющийся ОСН, начинает замедляться по мере продвижения через межзвездную среду, сталкиваясь и нагревая в ней газ до температур рентгеновского излучения, $10^7 - 10^8 \text{ К}$. Быстрое расширение на ранних стадиях адиабатически охлаждает эжекту внутри остатка до очень низких температур, таких что даже небольшое замедление ударной волны приводит к возникновению в слоях оболочки остатка разницы скоростей, большей чем скорость звука в холодной эжекте. Это рождает обратную ударную волну, которая впоследствии распространяется к центру остатка, повторно нагревая эжекту [149]. Прогретая обратной ударной волной эжекта и прогретый, соответственно, «передней» (или внешней) ударной волной межзвездный газ при равенстве давлений разделяются контактными разрывом.

Эволюционная стадия, в которой присутствуют как передняя, так и обратная ударные волны, может длиться от сотен до тысяч лет. Иногда ее называют фазой «доминирования эжекты» или (некорректно) фазой «свободного расширения». Вообще, эволюцию ОСН принято делить на четыре фазы [150]: 1) фаза доминирования эжекты, в которой масса эжекты доминирует над массой сме-

таемого межзвездного газа, $M_{ej} > M_{sw}$, на этой стадии развивается обратная ударная волна; 2) фаза Седова-Тейлора [151, 152] («адиабатическая», как и первая фаза), для которой $M_{ej} \lesssim M_{sw}$, радиационные потери энергии пренебрежимо малы, кинетическая энергия разлетающейся эжекты расходуется на нагрев газа ($\sim 10^7$ К) за фронтом передней ударной волны и на ускорение сгребаемого межзвездного газа (большинство известных остатков наблюдается именно на этой стадии); 3) фаза «снегоочистителя», в которой радиационные потери становятся энергетически важны при температурах оболочки $\sim 10^5$ К, движение ударной волны поддерживается благодаря запасенному импульсу; 4) фаза «слияния», в которой скорости и температуры за фронтом ударных волн становятся сравнимыми с турбулентной скоростью и температурой межзвездной среды. Эти дискретные фазы дают общее и сильно упрощенное представление об эволюции ОСН. В действительности эти фазы не всегда легко различимы. В литературе также часто встречаются обозначения для ОСН, такие как «молодой», «зрелый» и «старый». Эти обозначения также не претендуют на точность, хотя как правило считается, что молодые ОСН имеют возраст $\lesssim 1000 - 2000$ лет и находятся в первой фазе или в начале второй, зрелые ОСН находятся в поздней второй фазе или в начале третьей, тогда как старые ОСН, близкие к четвертой фазе, представляют собой весьма размытые и протяженные структуры, ассоциирующиеся со сверхновыми [153].

В общем случае структура молодого остатка имеет вид, показанный на Рисунке 3.1. Характерным для взаимодействия плотного сверхзвукового потока с разреженной межзвездной средой является формирование двух ударных волн, передней и обратной, и контактного разрыва неустойчивого по Рэлею-Тейлору (РТ). Неустойчивость РТ действует, поскольку торможение оболочки ОСН обеспечивает необходимое эффективное ускорение, при этом внешний менее плотный материал замедляет более плотный внутренний материал. Скорость роста неустойчивости максимальна на контактном разрыве. Она может генерировать важную для ускорения частиц турбулентность.

В реальности ОСН едва ли имеют четкую сферическую форму. Выброс эжекты может быть выражено анизотропным по ряду причин: нахождение звезды-прародителя в двойной системе, вращение прародителя, асимметрия механизма взрыва, связанные с ветром прародителя структурные особенно-

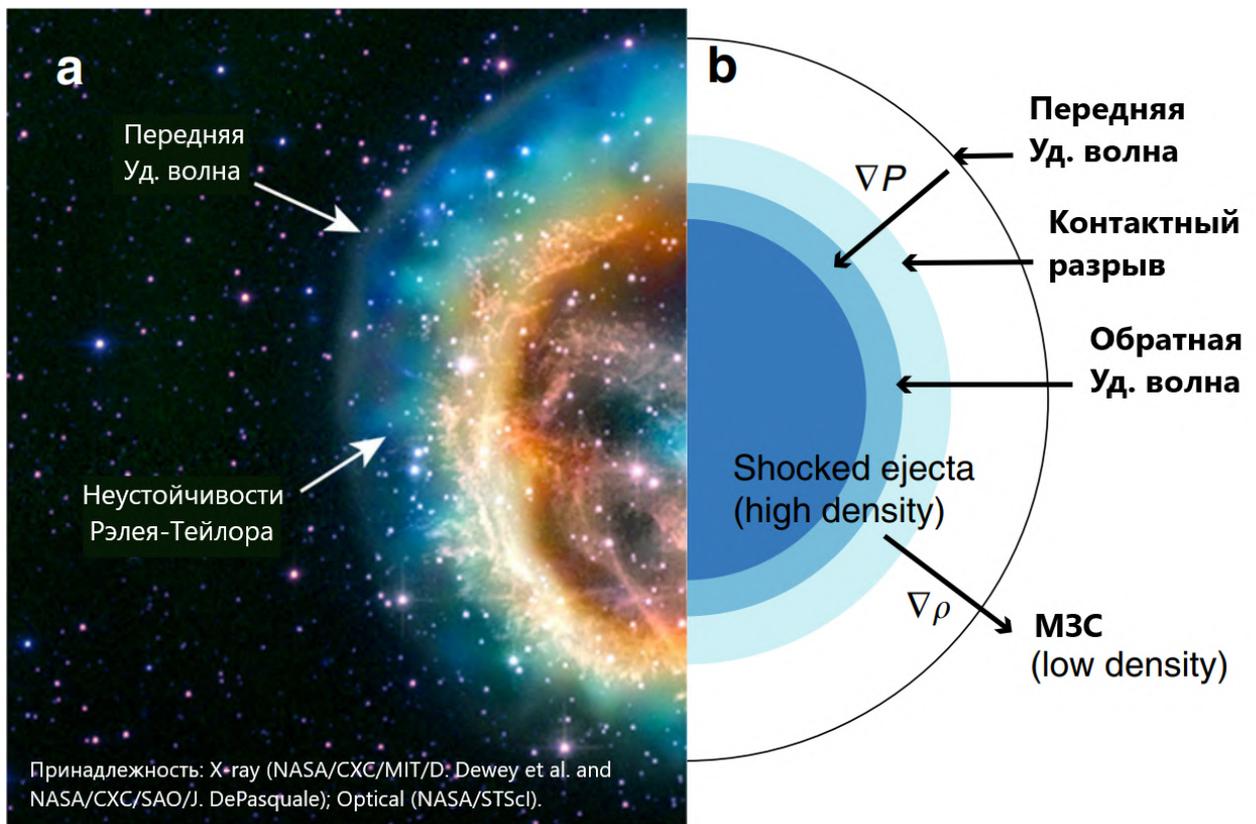


Рисунок 3.1: Схематичное изображение остатка сверхновой из работы [154]. а) Изображение SNR E0102.2-72 в ложных цветах: виден фронт передней ударной волны и распадающийся контактный разрыв. б) Схема внутреннего устройства молодого ОСН, масштаб не соблюден.

сти окружающей среды. К последнему фактору относят, во-первых, необходимость учета сложной околозвездной среды, сформированной изменяющимся ветром прародителя (и если есть, то ветрами соседних звезд) кумулятивно за все стадии эволюции, и, во-вторых, его собственным движением относительно межзвездной среды [155] или других объектов, создающих конкурентные плазменные течения. Действительно, звездный ветер прародителя может приводить к многослойному и, вообще говоря, анизотропному распределению плотности газа в окрестности сверхновой вплоть до расстояний в десятки парсек, в случае отдельно взятой изолированной звезды. Сейчас эти и другие аспекты успешно моделируются численно, в том числе методами МГД.

Происхождение усиленных магнитных полей в оболочках молодых ОСН было исследовано с помощью двумерного МГД моделирования Jun and Norman [156]. Эволюция ударной волны сверхновой в каверне ветра массивного прародителя с учетом различных темпов потери массы и скоростей ветра на последо-

вательных фазах эволюции звезды, $O \rightarrow CSG \rightarrow WR$ (см. пункт 1.1.2), была смоделирована Dwarkadas [157]. Роль магнитных полей в ветре прародителя SN1987a была подробно изучена Orlando et al. [158]. Некоторые из последних 3D МГД и ГД моделей демонстрируют связь динамических свойств ОСН с внутренней структурой предсверхновой и ее околозвездной среды [159, 160, 161], и даже механизмом взрыва [162, 163]. Наконец, лобовое столкновение отдельно взятой системы ОСН–ветер массивной звезды моделировалось с использованием как гидродинамического, так и МГД метода [164, 45, 165].

3.1.3 Самоподобное расширение молодых ОСН

Анализ физических условий в молодых изолированных остатках и интерпретацию результатов наблюдений возможно адекватно проводить в рамках идеализированной модели. Существует несколько аналитических моделей самоподобного расширения ударной волны ОСН. Наиболее известным является автомодельное (самоподобное) решение Седова-Тейлора [151, 152]. Оно предполагает, что энергия взрыва E мгновенно и точно выделяется в однородную среду с плотностью ρ_0 , и что потерь энергии не происходит. В этом случае радиус ударной волны R_{sh} и скорость V_{sh} эволюционируют следующим образом:

$$R_{\text{sh}} = \left(\xi \frac{Et^2}{\rho_0} \right)^{1/5}, \quad (3.1)$$

$$V_{\text{sh}} = \frac{dR_{\text{sh}}}{dt} = \frac{2}{5} \frac{R_{\text{sh}}}{t}. \quad (3.2)$$

Для случая нерелятивистского одноатомного газа ($\gamma = 5/3$) безразмерная константа $\xi = 2.026$. Аналитическое решение существует для распределений плотности, давления и скорости внутри остатка, см. Рисунок 3.2. Решение Седова-Тейлора совсем не учитывает внутреннюю структуру эжекты и является хорошим приближением в случае, когда масса сметенного межзвездного газа превосходит массу эжекты.

Chevalier [166] и Nadezhin [167] предложили аналитическую модель молодого ОСН, самоподобно расширяющегося в околозвездную среду, с учетом начальной скорости разлета эжекты и ее внутренней структуры. Профиль плотности разлетающейся эжекты определяется структурой плотности прародите-

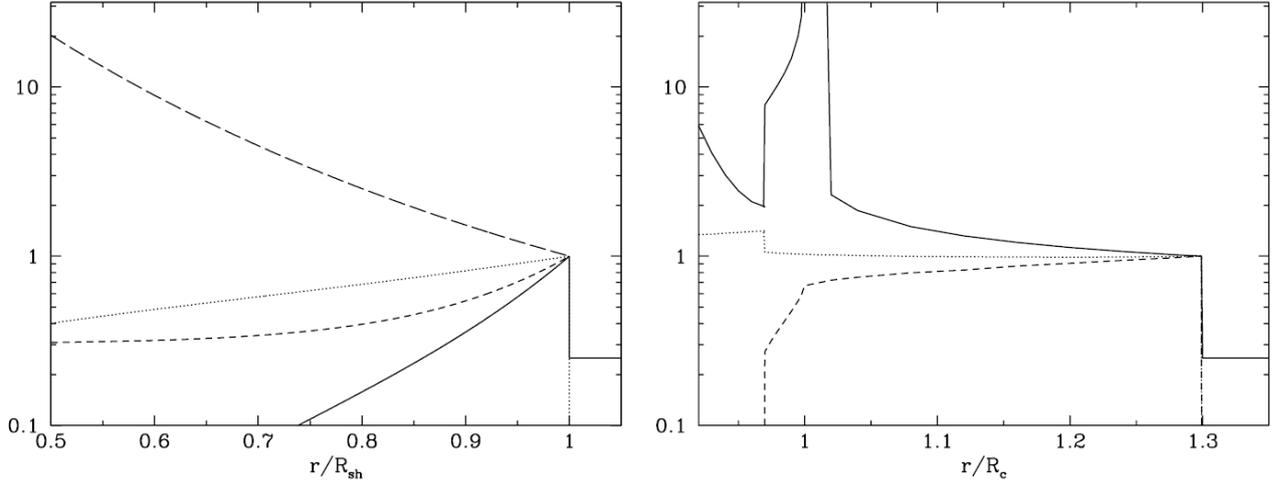


Рисунок 3.2: Структура ОСН в самоподобных моделях Седова [151] (слева) и Шевалье [166] (справа) для случая $n = 7$, $s = 2$. R_{sh} – радиус передней ударной волны, R_c – радиус контактного разрыва между эжектой и межзвездным газом. Сплошные линии показывают плотность, пунктирные линии – скорость, а короткие штриховые линии – профили давления. Для модели Седова также указана температура (длинная штриховая линия), стремящаяся к бесконечности в центре остатка. Для модели Шевалье плотность стремится к бесконечности при $r = R_c$. Изображения взяты из работы [153].

ля и ее взаимодействием с ударной волной, разрушающей звезду. Одномерные (1D) гидродинамические моделирования показали, что как Ib/c-II прародители, так и прародители сверхновой типа Ia образуют профили плотности, состоящие из центрального ядра, где $\rho_{\text{core}}(r) = \text{const}$, и внешней оболочки с круто спадающей степенной зависимостью, $\rho_{\text{shell}}(r) \propto r^{-n}$, где $n \sim 7$ для сценария взрыва белого карлика (тип Ia) и $n \sim 9 - 12$ для сценария коллапса железного ядра (типы Ib/c и II) [168]. Позднее Dwarkadas and Chevalier [169] обнаружили, что экспоненциальные профили плотности внешней оболочки лучше подходят для моделирования остатков типа Ia. Непосредственное окружение молодого ОСН в простейшем случае можно охарактеризовать степенным законом $\rho_{\text{csm}}(r) \propto r^{-s}$, полагая $s = 0$ для однородной среды и $s = 2$ для среды, заполненной сверхзвуковым ветром прародителя. Характер решений существенно различается в зависимости от индекса s [166], вариант для комбинации $n = 7$ и $s = 2$ показан на Рисунке 3.2. Решение Шевалье-Надежина описывает раннюю эволюцию остатка, когда масса эжекты значительно превосходит массу сметенного око-

лозвездного газа, а обратная ударная волна, соответственно, не начала продвижение в ядро остатка [170]. Закон расширения ударной волны ОСН согласно решению, приведенному в работах [166, 167] имеет вид

$$R_{\text{sh}} \propto t^\beta, \quad (3.3)$$

где $\beta = (n-3)/(n-s) < 1$ называется параметром расширения. Как только обратная ударная волна достигнет внутренней части эжекты, параметр расширения будет плавно эволюционировать в сторону решения Седова до $\beta = 2/(5-s)$. Модель с плавным переходом между фазами доминирования эжекты и Седова-Тейлора представлена в работе Truelove and McKee [171]. В целом, простые сферически симметричные аналитические модели достаточны для грубой категоризации ОСН, более подробные описания отдельных объектов требуют гидродинамического моделирования в двух или трех измерениях.

3.2 Инициализация остатка сверхновой в ядре ММЗС

Моделирование выполнено с использованием МГД-кода PLUTO [11]. Подробные описания интегрируемой кодом системы МГД уравнений и используемой численной схемы приведены в предыдущей главе. Для моделирования ОСН внутри ММЗС использован т.н. метод «врезки» [155]. Сложная геометрия ОСН не важна для достижения целей моделирования, поэтому инициализация ударной волны остатка предполагается изотропной. Это позволяет рассчитать самый ранний этап расширения ОСН в ветре прародителя в 1D с очень высоким разрешением. Такой подход корректно отслеживает эволюцию (ρ, p, v) профилей ОСН, начиная с момента времени $t_0 \approx 10^{-2}$ лет после коллапса ядра до момента времени $t_{\text{map}} \approx 30$ лет, когда ударная волна, проходящая через сверхзвуковой WR-ветер прародителя, достигает масштаба $\approx 0.3 - 0.4$ пк, соответствующего длине 40-50 пикселей сетки. Наконец, полученное 1D решение изотропно врезается в 3D расчетную область, которая содержит в себе рассчитанную в первой главе модель плазменных течений ядра ММЗС, с заменой граничного условия инъекции определенного ветра на профили ОСН.

Для расчета профилей ОСН использованы стандартные начальные условия в согласии с [172, 171, 173, 174, 170], которые приводят к классическим самопо-

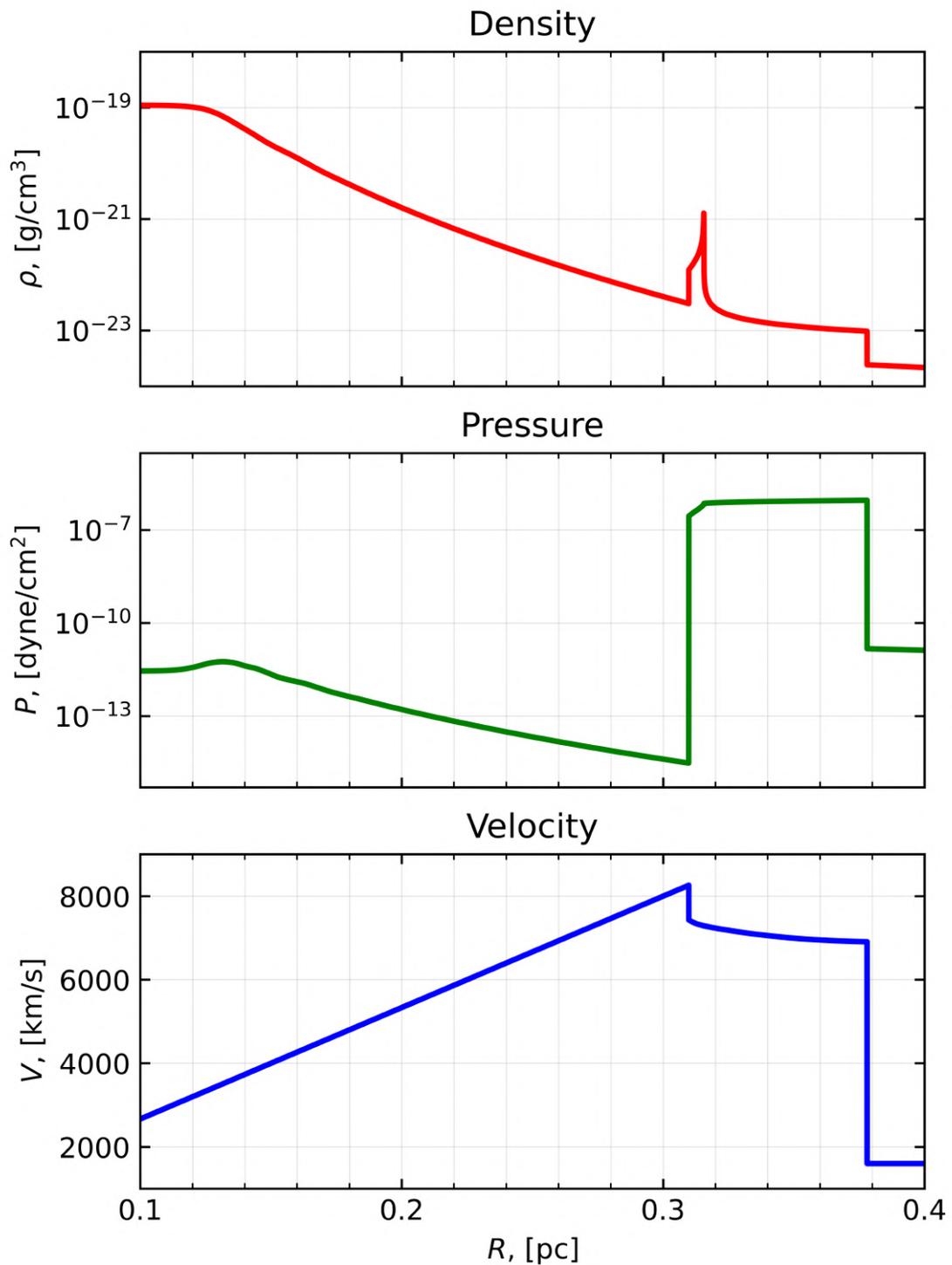


Рисунок 3.3: Профили автомодельного решения ОСН для плотности, давления и скорости на момент врезки t_{map} (ср. с Рисунком 3.2). Передняя ударная волна располагается в $R = 0.38$ пк, контактный разрыв между веществом эжекты и веществом ветра прародителя находится прямо на пике профиля плотности.

добным решениям Шевалье-Надежина, см. Рисунок 3.3. Предполагается, что в момент $t_0 = r_0/v_0$ вскоре после вспышки СН эжекта свободно расширяется со скоростью $v_0 = 30000 \text{ км с}^{-1}$ и состоит из внутреннего и внешнего слоев с однородным и степенным профилем плотности, соответственно:

$$\rho(r) = \begin{cases} Ft_0^{-3} & , r < r_c, \\ Ft_0^{-3} \left(\frac{r}{r_c}\right)^{-n} & , r_c \leq r \leq r_0, \\ Dr^{-2} & , r > r_0, \end{cases} \quad (3.4)$$

где показатель $n = 9$ соответствует остатку от сверхновой типа Ib/c [175], и $D = \dot{M}/4\pi v_w$ параметризует ветер предсверхновой. Нормировочные константы F и $v_c = r_c/t_0$ определяются через вводные параметры модели: массу эжекты, $M_{ej} = 10 M_\odot$, и кинетическую энергию, $E_{ej} = 10^{51}$ эрг, выделяемую при взрыве. В общем случае, нормировочные константы находятся рекурсивно, следуя простому алгоритму из работы [173], или, если заведомо справедливо неравенство $r_c \ll r_0$, можно воспользоваться следующими выражениями:

$$F = \frac{1}{4\pi n} \frac{[3(n-3)M_{ej}]^{5/2}}{[10(n-5)E_{ej}]^{3/2}}, \quad (3.5)$$

$$v_c = \sqrt{\frac{10(n-5)E_{ej}}{3(n-3)M_{ej}}}. \quad (3.6)$$

Параметр D рассчитывается в соответствии с данными Таблицы 1.2 для WR-ветров: $\dot{M} = 6.50 \times 10^{-5} M_\odot \text{ год}^{-1}$ и $v_w = 1600 \text{ км с}^{-1}$. В одномерном расчете ранней эволюции ОСН не учитываются магнитные поля в эжекте, поскольку, во-первых, они не влияют на динамику расширения ОСН на стадии доминирования эжекты [176] и, во-вторых, считается, что наблюдаемые на данном этапе слабые магнитные поля впоследствии внесут пренебрежимо малый вклад в общую магнитную энергию по сравнению с полями высокой напряженности в межзвездной среде ядра ММЗС, которые будут дополнительно поджаты ударной волной остатка.

В работе использовано упрощенное описание околозвездной среды массивного прародителя. В действительности среда может иметь слоистую структуру, отражающую пережитые фазы эволюции звезды через историю изменения \dot{M}

и v_w [177]. Это важно для случая изолированной массивной звезды. Однако, в этой работе мы рассматриваем вспышку СН внутри ММЗС размером всего в несколько парсек, где околозвездная среда прародителя определяется скорее не эволюцией только собственного ветра, но его взаимодействием с группой ветров соседних звезд и их результирующим течением на масштабе < 1 пк. При фиксированном объеме расчетной области и установленном квазистационарном режиме течений постоянный приток нового вещества в виде O- и WR-ветров придет в равновесие с потоком коллективного вещества, покидающего область. Предполагается, что в таком случае сложные распределения плотности ветра [178] вблизи прародителя будут размываться за время порядка времени полного оборота вещества в ядре моделируемого ММЗС. Более того, периодические вспышки СН могут вымещать бóльшую часть диффузного газа из скопления, в значительной степени стирая историю истечения ветров на разных этапах эволюции звезд.

После того как начальные профили ОСН (см. Рисунок 3.3) вставляются в 3D МГД домен на место области инъекции ветра звезды-прародителя код PLUTO интегрирует уравнения (1.3–1.6) в декартовой системе координат (x, y, z) . Расчетная область, охватывающая интервалы $[-2.16; 2.16]$ пк в каждом из трех направлений, составлена из однородной сетки с разрешением 540^3 и 270^3 пикселей для первых 1500 лет и последних 6000 лет (физического) времени интегрирования, соответственно. Условия на границах расчетной области позволяют веществу свободно ее покидать. Было выполнено два расчета для двух вариантов расположения ОСН в ядре ММЗС: (1) вблизи центра скопления, $r_{\text{dist}} \approx 0.6$ пк, и на его периферии, $r_{\text{dist}} \approx 2$ пк. В последнем случае ожидалось, что ударная волна ОСН, распространяющаяся через всю длину скопления, захватит и сожмет больше вещества, текущего как по направлению «к» (в ближней половине скопления), так и «от» (в дальней половине скопления) передней ударной волны остатка, что вероятно может привести к появлению более высоких амплитуд магнитных полей по сравнению с центральным вариантом расположения СН.

Эжекта отслеживается с помощью маркера Q , представляющего собой дополнительное пассивное поле скаляров, не играющее физической роли. Движе-

ние маркера определяется адвекцией физического газа:

$$\frac{\partial(\rho Q)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\rho Q) = 0. \quad (3.7)$$

Маркер позволяет отличать вещество эжекты от остального межзвездного газа. Значение $Q(\mathbf{r})$, где \mathbf{r} – радиус вектор центра пиксела из расчетной области, было принято отрицательным для эжекты и положительным для звездных ветров и межзвездного газа.

3.3 Результаты моделирования

В этом разделе представлены результаты двух расчетов, рассматривающих центральную и периферийную СН внутри ядра ММЗС. Результаты представлены в двух форматах: детальные 2D карты сечений и 3D изображения скалярных и векторных полей. Карты построены в моменты времени $t_{\text{snr}} = 500$ лет (для центральной СН) и $t_{\text{snr}} = 700$ лет (для периферийной СН), при которых передняя ударная волна расширяющегося ОСН достигает границы расчетной области. Время t_{snr} отсчитывается с момента инициализации в расчетной области профилей ОСН, представленных на Рисунке 3.3. После выхода оболочки ОСН за пределы домена оба расчета продолжают до $t_{\text{snr}} = 7500$ лет, полученные результаты анализируются.

3.3.1 Общая структура и динамика течений

Получены 3D МГД данные о прохождении ударной волны ОСН через ядро ММЗС типа Wd1 с разрешением 0.008 пк пиксел⁻¹. Время прохождения ударной волны сквозь ядро $\tau_{\text{cross}} = l/v_{\text{prop}} \approx 1200$ лет, где $v_{\text{prop}} \approx 3000$ км с⁻¹ – скорость распространения ударной волны SNR, а $l \approx 4$ пк – размер грани кубической расчетной области. Результаты представлены в виде 2D карт плотности, температуры и амплитуды магнитного поля для двух случаев расположения сверхновой: вблизи центра ядра скопления (см. Рисунок 3.4) и на периферии (см. Рисунок 3.5). На рисунках показаны поперечные сечения, перпендикулярные оси x , проходящие через точки, где располагались прародители СН. Линии тока были нанесены поверх карт плотности с использованием данных векторного поля скорости. Поскольку в начальный момент времени, $t_{\text{snr}} = 0$, иници-

ализированный остаток сферически симметричен, морфология ОСН, расширяющегося в ядре скопления, зависит только от неоднородностей межзвездной среды с конкурирующими звездными ветрами и их результирующими течениями. Поэтому 2D карты, построенные в различных сечениях, могут раскрывать несколько отличающиеся друг от друга формы оболочки ОСН, но сохранять при этом общий количественный и качественный смысл.

Локальная структура и общая морфология расширяющейся оболочки ОСН в основном определяются ветрами соседних звезд. Передняя ударная волна ОСН прорывается через многочисленные ветры в ядре скопления, сметает их, создавая головные ударные структуры различной геометрии в зависимости от типа встречного ветра. Размер и форма головной ударной волны зависят от баланса между напорным давлением вещества ОСН и кинетической энергией ветра [179]. Наиболее широкие фронты головных ударных волн формируются вокруг оболочек холодных и плотных CSG-ветров, как показано на Рисунке 3.4. В областях столкновения с ОСН звездные ветры образуют кометообразные структуры, проникающие сквозь оболочку остатка, и оставляют на ее поверхности разогретые «впадины», см. Рисунок 3.6. Магнитные поля усиливаются до ~ 100 мкГс за фронтами головных ударных волн звездных ветров. Общая сферическая форма остатка сохраняется при расширении.

Через сто лет после коллапса ОСН отчетливо виден с практически неискаженной структурой, см. левые верхние панели Рисунков 3.4 и 3.5. Остаток быстро расширяется и имеет характерную структуру с двумя ударными волнами, обратной и передней, и контактным разрывом между ними [171]. Положение последнего можно легко определить по РТ-неустойчивостям, возникающим на поверхности плотной ($n \sim 30$ см $^{-3}$) и тонкой (~ 0.1 пк) внутренней оболочки ОСН, составленной из эжекты, см. Рисунок 3.7. На внутренней границе этой оболочки, в непосредственной близости от контактного разрыва, возникает обратная ударная волна, которая в тонком слое нагревает натекающую из центра остатка эжекту до температур $\sim 10^7$ К. В данном случае обратная ударная волна не движется к центру ОСН, поскольку масса эжекты все еще велика по сравнению с массой захваченного межзвездного газа [170], временной масштаб моделирования составляет всего сотни лет. При отсутствии активности обратной ударной волны прогрева эжекты во внутренней области ОСН не

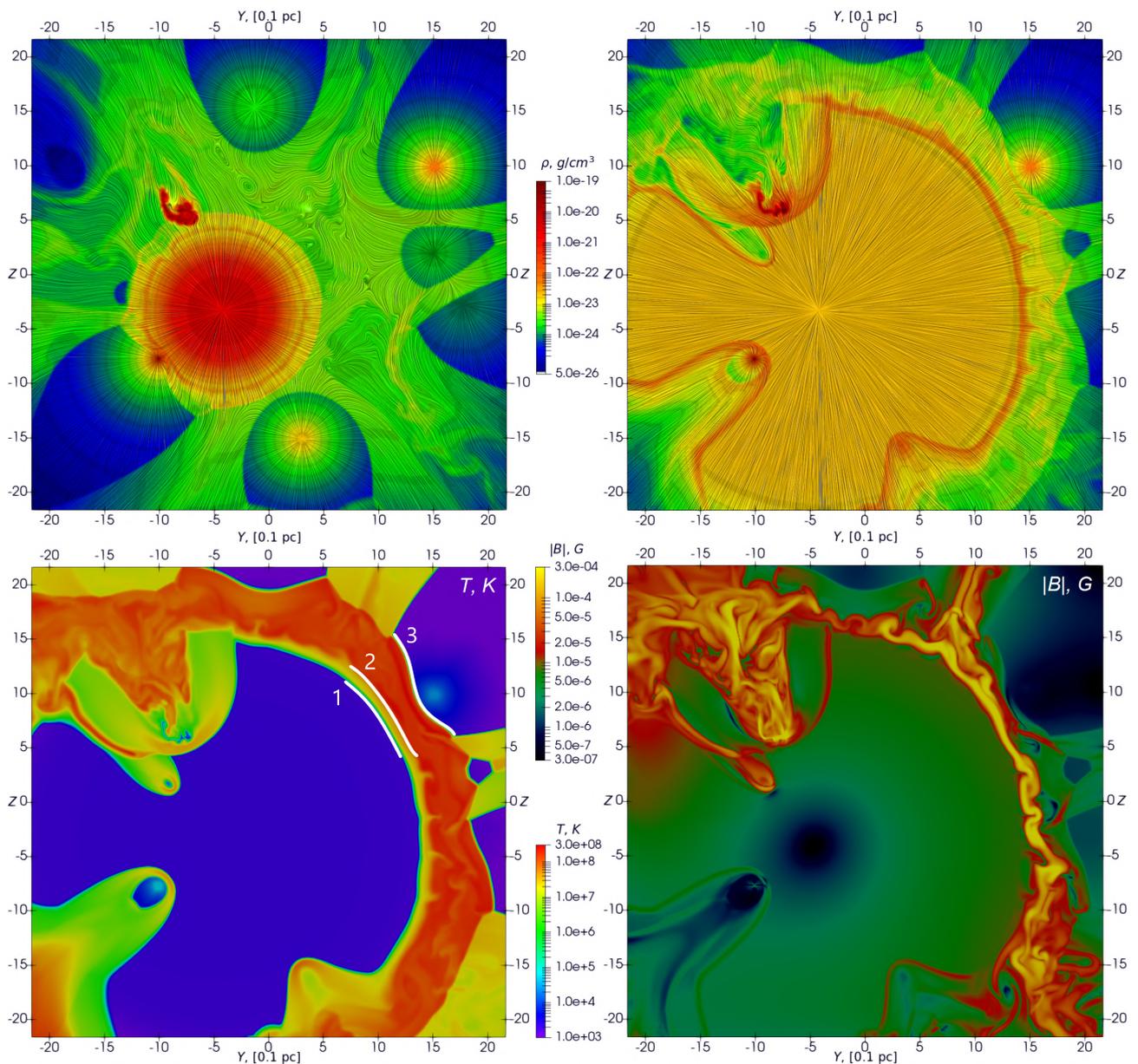


Рисунок 3.4: Расширение ОСН, расположенного вблизи центра скопления. Вверху: карты плотности и линии тока (темные полупрозрачные линии) в моменты $t_{\text{snr}} = 100$ и $t_{\text{snr}} = 500$ лет, слева направо. Внизу: карты температуры и напряженности магнитного поля при $t_{\text{snr}} = 500$ лет. Белые линии 1, 2 и 3 отмечают положения обратной ударной волны, контактного разрыва и передней ударной волны, соответственно. В левом верхнем углу плотная оболочка CSG-ветра образует широкую головную ударную волну с намагниченным хвостом. Карты построены в zy -плоскости в точке $x = -2.7$.

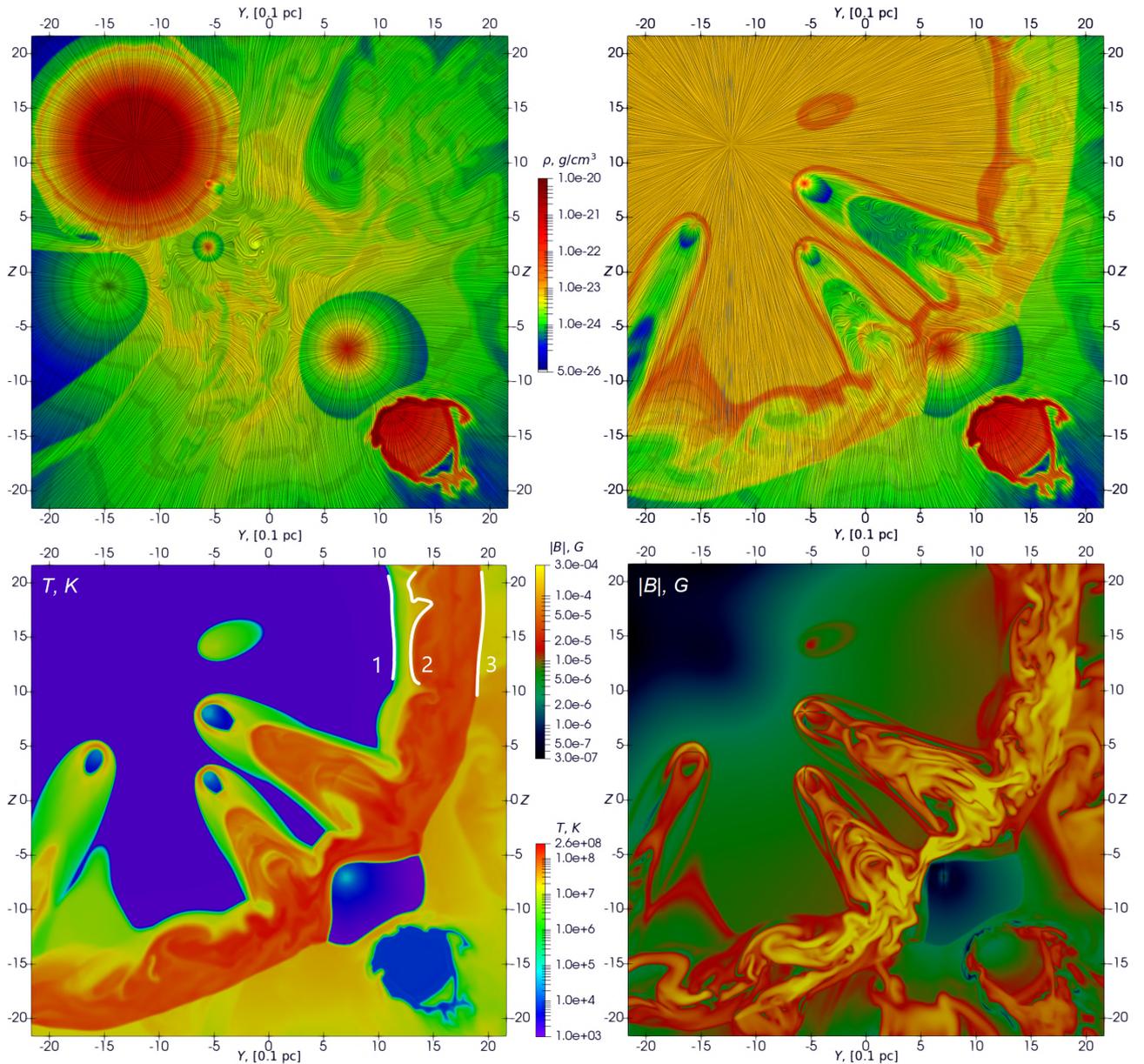


Рисунок 3.5: Расширение ОСН, расположенного на периферии скопления. Вверху: карты плотности и линии тока (темные полупрозрачные линии) в моменты $t_{\text{snr}} = 100$ и $t_{\text{snr}} = 700$ лет, слева направо. Внизу: карты температуры и напряженности магнитного поля при $t_{\text{snr}} = 700$ лет. Белые линии 1, 2 и 3 отмечают положения обратной ударной волны, контактного разрыва и передней ударной волны, соответственно. Карты построены в zy -плоскости в точке $x = -10.7$. Горячая плазма и усиленные магнитные поля втягиваются из оболочки ОСН внутрь хвостов головных ударных структур звездных ветров.

наблюдается, в результате эта область охлаждается адиабатически. С другой стороны, передняя ударная волна ответственна за нагрев захваченной из межзвездной среды плазмы до температур $\sim 10^8$ К, см. данные о температурах на Рисунке 3.6. Она также отвечает за дополнительное сжатие межзвездных магнитных полей в тонких протяженных филаментах и малых изолированных областях до напряженностей существенно выше 500 мкГс, см. Рисунок 3.8. Вероятно, эти усиленные магнитные поля переносятся в хвосты головных ударных структур ветров, это хорошо видно на Рисунке 3.5. Толщина ударного слоя межзвездного газа составляет ~ 0.5 пк с плотностью $n \sim 4$ см $^{-3}$.

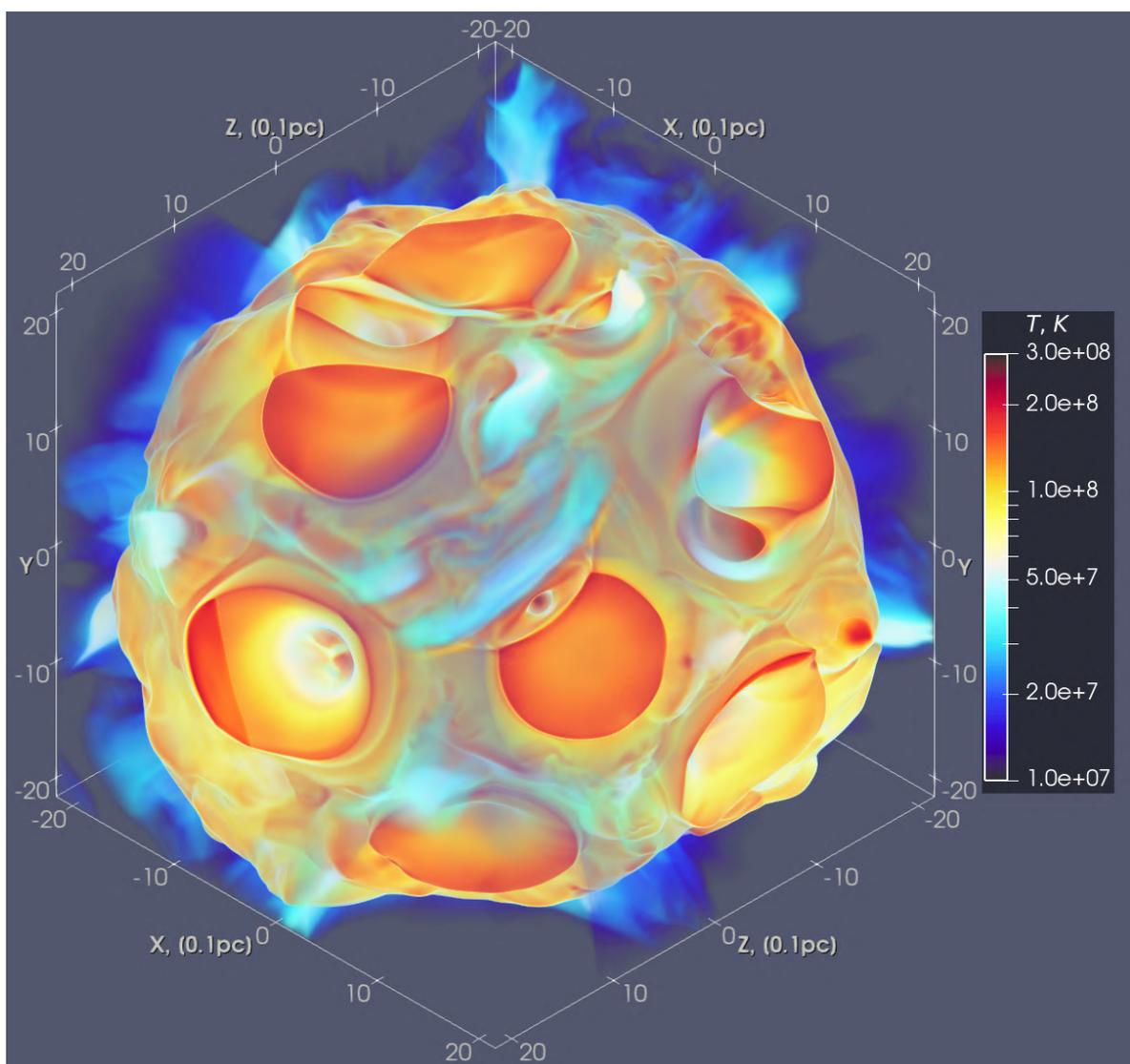


Рисунок 3.6: Объемная распределение температуры на поверхности оболочки центрально расположенного ОСН, показанное в виде трехмерного изображения, $t_{\text{smr}} = 500$ лет. Прогретые оранжевые «впадины» во фронте передней ударной волны остатка – следы от столкновений со звездными ветрами.

Некоторые незначительные различия в толщине ударного слоя газа и плотной РТ-неустойчивой оболочки являются следствием разного начального положения ОСН. Никаких существенных количественных различий в плотностях, температурах и напряженности магнитного поля не обнаружено для случая периферийной СН по сравнению с центральной.

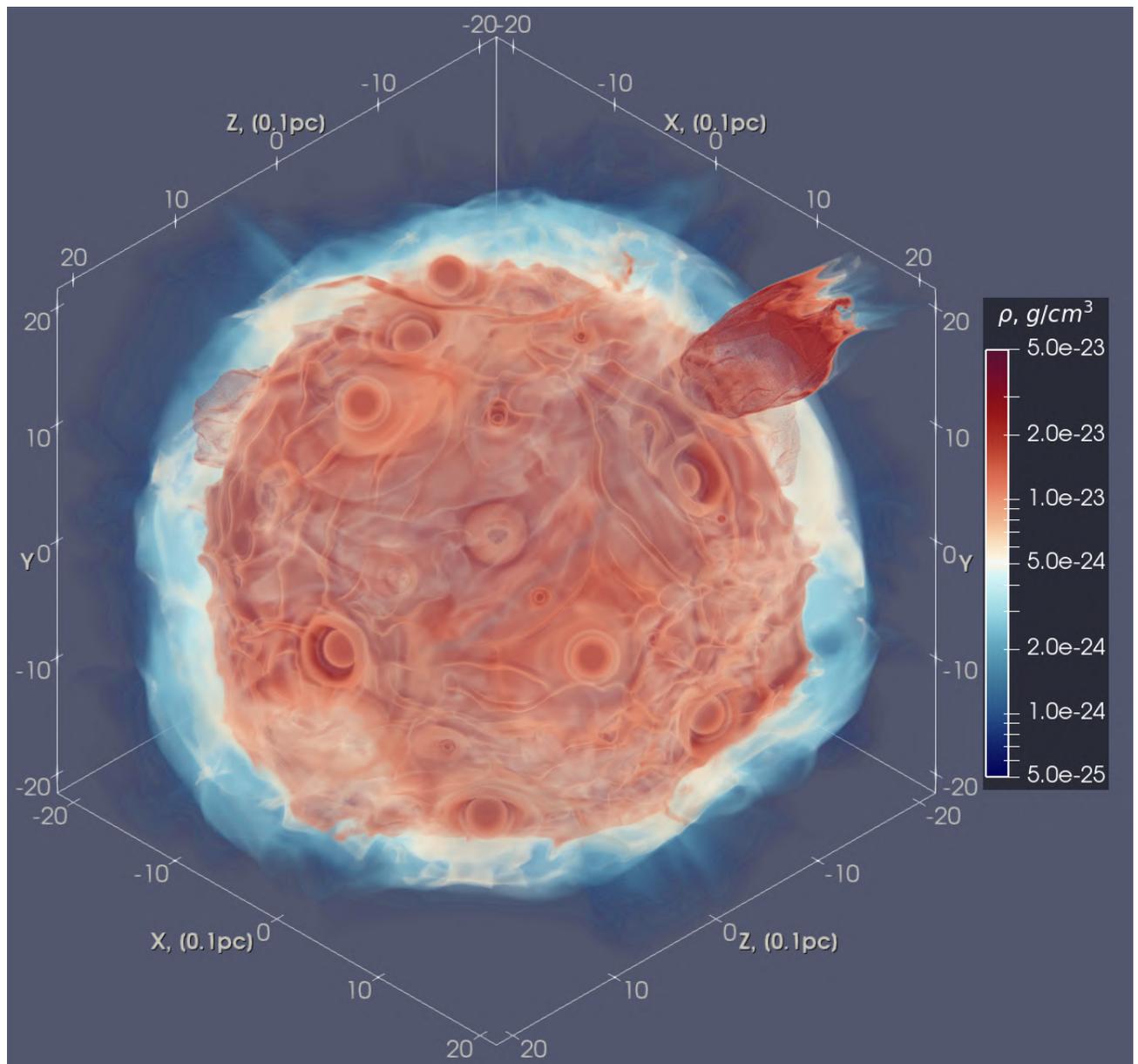


Рисунок 3.7: Объемное распределение плотности на поверхности оболочки центрально расположенного ОСН, показанное в виде трехмерного изображения, $t_{\text{snr}} = 500$ лет. Красный «сгусток» вверху справа – оболочка CSG-ветра. Плотная внутренняя РТ-нестабильная оболочка, составленная из вещества эжекты, показана красным. Голубым цветом показана разреженная внешняя оболочка, состоящая из межзвездного газа, сметенного передней ударной волной остатка.

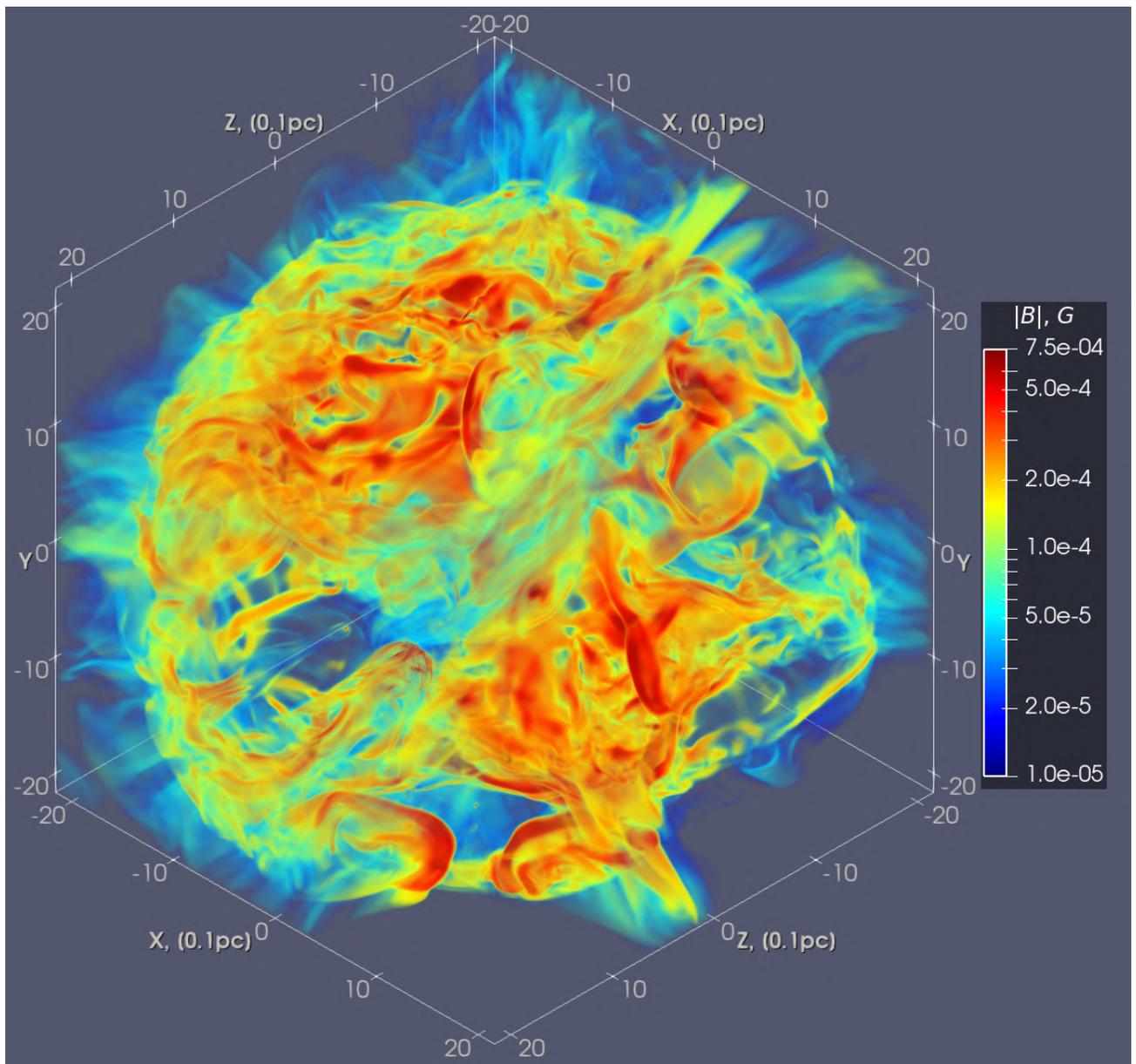


Рисунок 3.8: Объемное распределение величин напряженности магнитного поля на поверхности оболочки центрально расположенного ОСН, показанное в виде трехмерного изображения, $t_{\text{SNR}} = 500$ лет. Видны уплощенные филаменты магнитных полей, усиленных свыше 500 мкГс , с протяженностью $\sim 1 \text{ пк}$.

3.3.2 Усиление и структура магнитного поля

Магнитные поля сильно перемежаются и охватывают широкий диапазон величин напряженностей, от ~ 1 до $\gtrsim 100 \text{ мкГс}$, с различными объемными факторами заполнения [14]. Вспышка СН полностью нарушает исходную конфигурацию магнитных полей, а также другие МГД характеристики в ядре

ММЗС. Трехмерная визуализация структуры магнитного поля при $t_{\text{snr}} = 500$ лет после взрыва центрально расположенной СН показана на Рисунке 3.8.

В магнитной энергии преобладают поля амплитудой $\gtrsim 100$ мкГс с объемным коэффициентом заполнения в несколько процентов. Это согласуется с результатами Inoue et al. [180] из 2D модели эволюции молодого ОСН в турбулентной среде. Видно, что в некоторых сильно сжатых областях филаментарных структур величина магнитного поля достигает значений ~ 750 мкГс, см. Рисунок 3.8. Возможно и наличие сверхадиабатического усиления флуктуирующих магнитных полей за фронтом бесстолкновительной передней ударной волны за счет эффектов типа динамо. Временную эволюцию магнитных полей с течением времени можно опосредованно наблюдать на Рисунке 3.9, где показано, как изменяются объемные факторы заполнения магнитных полей различной напряженности по мере расширения ОСН. Оболочка остатка проходит через крайне неоднородную среду ядра ММЗС со скоростью ~ 3000 км с⁻¹, захватывая и усиливая межзвездные магнитные поля за фронтом передней ударной волны остатка. Падение объемных факторов заполнения магнитных полей низкой (< 3 мкГс) и высокой напряженности (> 30 мкГс) в первую тысячу лет, объясняется сильным сжатием исходной конфигурации магнитных полей, сформированной сталкивающимися ветрами массивных звезд. При этом диапазон величин $|\mathbf{B}|$ от 3 до 30 мкГс становится пространственно доминирующим, заполняя центральную область остатка и некоторую долю объема его оболочки, см. правые нижние панели Рисунков 3.4 и 3.5.

Величина интеграла полной магнитной энергии, заключенной внутри невозмущенного ядра ММЗС, составляет $\sim 10^{47}$ эрг, см. Рисунок 3.10. Интеграл имеет заметный минимум, который знаменует полный выход из расчетной области оболочки ОСН, несущей в себе усиленные магнитные поля. Далее, взаимодействующие звездные ветры начинают восстанавливать прежний уровень магнетизации в ядре скопления. Расчет показал, что в магнитную энергию основной вклад вносят поля с напряженностью свыше 30 мкГс. При этом заметная корреляция поведений магнитной кривой на Рисунке 3.10 и объемного фактора для $|\mathbf{B}| > 100$ мкГс на Рисунке 3.9 говорит о значимости магнитных полей с такой напряженностью, несмотря на малость занимаемого ими объема ($\approx 5\%$). Наличие столь высоких магнитных полей можно проверить путем по-

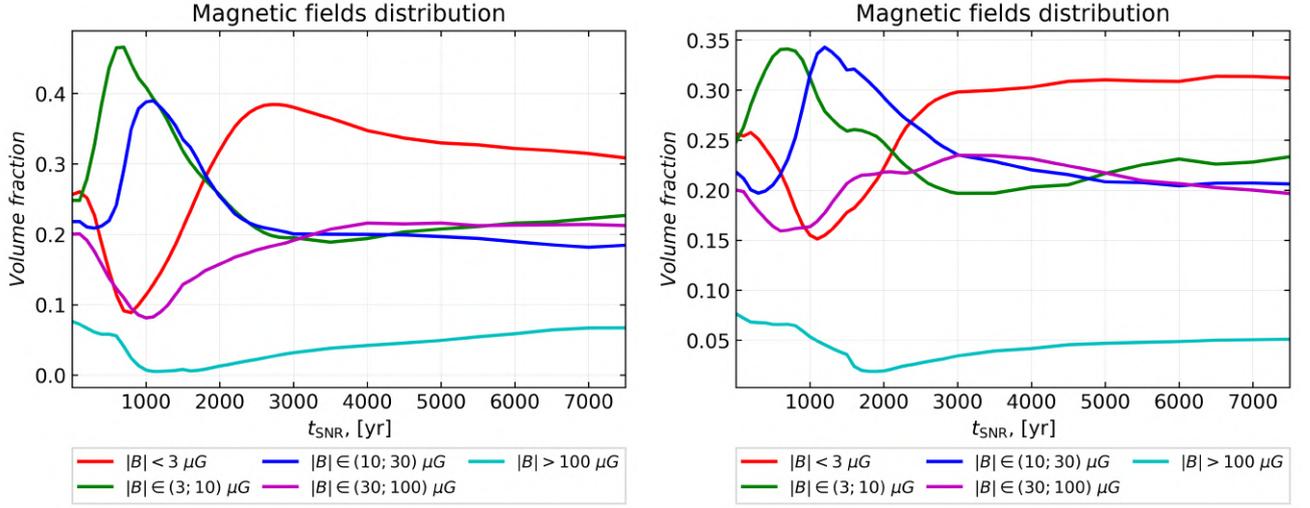


Рисунок 3.9: Объемные факторы заполнения магнитных полей в разных диапазонах абсолютной величины напряженности как функции времени t_{SNR} для центрального (слева) и периферийного (справа) ОСН; во время распространения ударной волны остатка по ядру скопления при $t_{\text{SNR}} \approx 1000$ лет объемно доминирует диапазон $|B| \in (3; 30)$ мкГс.

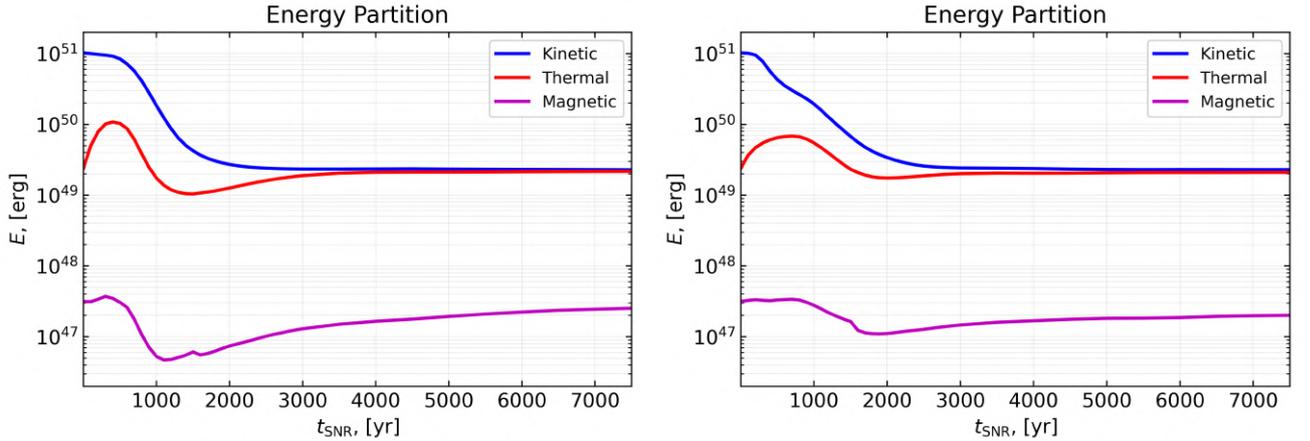


Рисунок 3.10: Объемные интегралы кинетической, тепловой и магнитной энергий как функции времени t_{SNR} . Левое изображение соответствует центральному, а правое – периферийному событию. Из-за уменьшения разрешения кривые магнитной энергии имеют небольшой скачок при $t_{\text{SNR}} = 1500$ лет.

иска синхротронного рентгеновского излучения от мульти-ТэВ-ных лептонов, которые, как ожидается, будут присутствовать в компактных ММЗС, таких как Wd1 и Wd2.

Показанные на Рисунке 3.9 объемные факторы заполнения магнитных полей из диапазона $b = (B_{\min}; B_{\max})$ рассчитывались следующим образом:

$$F_b(t) = \frac{1}{V} \sum_{i,j,k=1}^{n_{\text{cell}}} V_{\text{cell}}, \quad (i, j, k) : |\mathbf{B}_{ijk}(t)| \in b, \quad (3.8)$$

где V – полный объем расчетной области, V_{cell} – объем пиксела, n_{cell} – число пикселей вдоль каждого из направлений (i, j, k) и $|\mathbf{B}_{ijk}(t)|$ – абсолютная величина напряженности магнитного поля в пикселе.

3.3.3 Релаксация и перенос эжекты в скоплении

Поскольку СН в ММЗС на некотором продолжительном отрезке их эволюции могут стать относительно частым явлением (~ 1 шт. в 10 тыс. лет [76]), важно определить время релаксации межзвездной среды ядра скопления после вспышки. Время пересечения скопления ударной волной ОСН составляет $\lesssim 1000$ лет в зависимости от расположения остатка. Расчеты показывают, что сильное возмущение межзвездной среды скопления, вызванное прохождением через нее ударной волны ОСН, релаксирует до исходного состояния через 4000–5000 лет после вспышки СН. Общая структура потоков восстанавливается за ~ 3500 лет с последующим сглаживанием мелкомасштабных возмущений в течение нескольких тысяч лет, см. Рисунок 3.11. С точки зрения интегралов полных энергий различного сорта, см. Рисунок 3.10, системе требуется ~ 4000 лет, чтобы достичь динамической релаксации, при этом магнитным полям требуется $\gtrsim 5000$ лет. В целом, это говорит о медленной реорганизации энергетически субдоминантного магнитного поля после события СН. В расчете с периферийным расположением остатка магнитная энергия, выходит на плато существенно медленней, ближе к 7000 лет, и все еще не достигает уровня $\approx 3 \times 10^{47}$ эрг, который наблюдался до СН. В этом случае эффект от понижения разрешения сетки, произошедшего после $t_{\text{snr}} = 1500$ лет, заметно проявился. Отслеживание примеси эжекты в общей массе диффузного газа в ядре ММЗС, см. Рисунок 3.13, показывает, что релаксация происходит за время $t_{\text{snr}} \lesssim 5000$ лет, когда последние разбавленные вкрапления эжекты покидают расчетную область, вне зависимости от начального положения ОСН. Временная эволю-

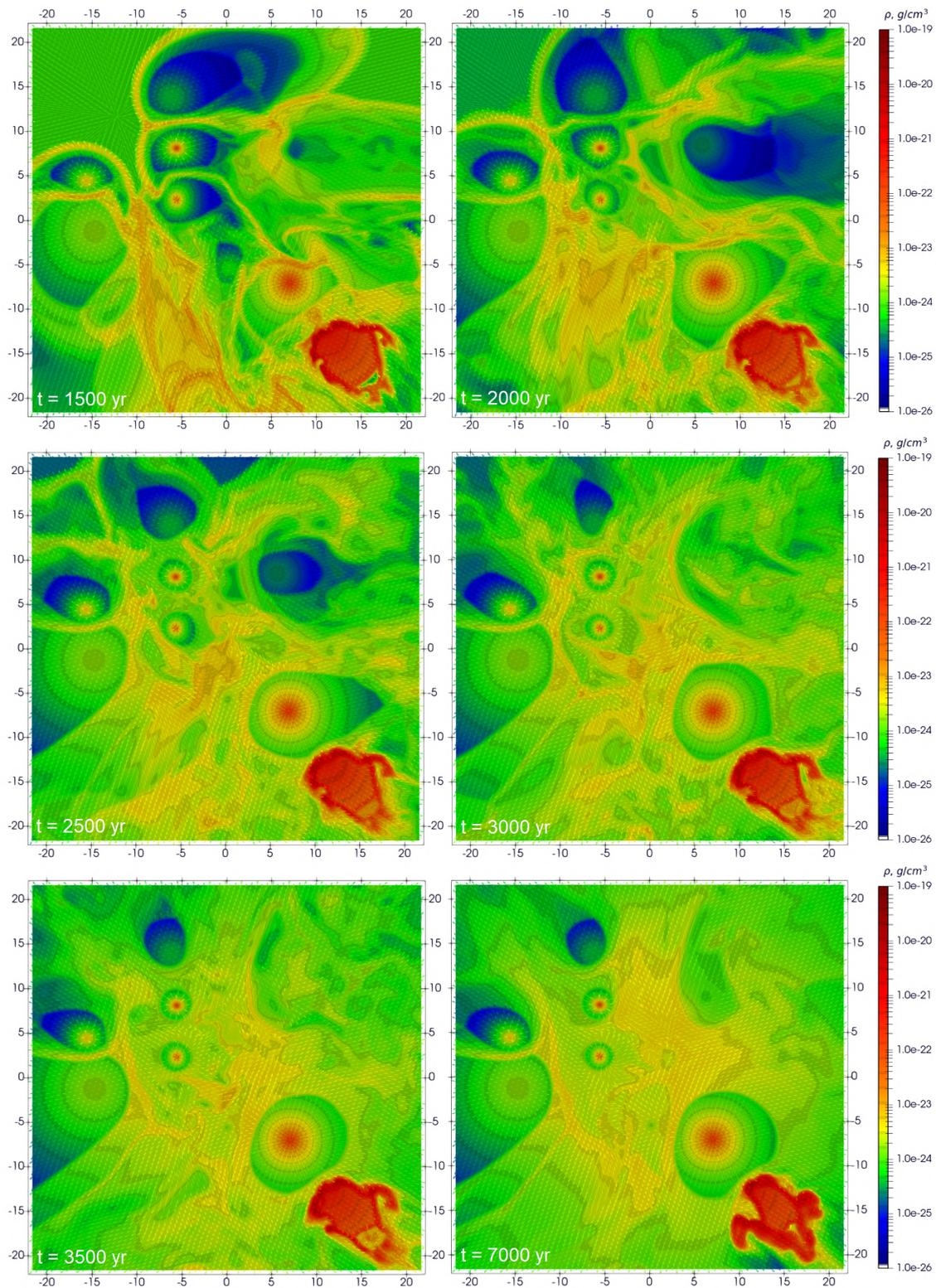


Рисунок 3.11: Процесс релаксации структуры плазменных течений в ядре ММЗС после периферийной СН, показанный в динамике. За время $t_{\text{snr}} \approx 3500$ лет общая структура течений восстанавливается практически до исходного состояния, на протяжении следующих 2500 лет продолжают сглаживаются мелкомасштабные возмущения плотности. На всех панелях в правом нижнем углу видна устойчивая плотная оболочка, образованная медленным CSG-ветром.

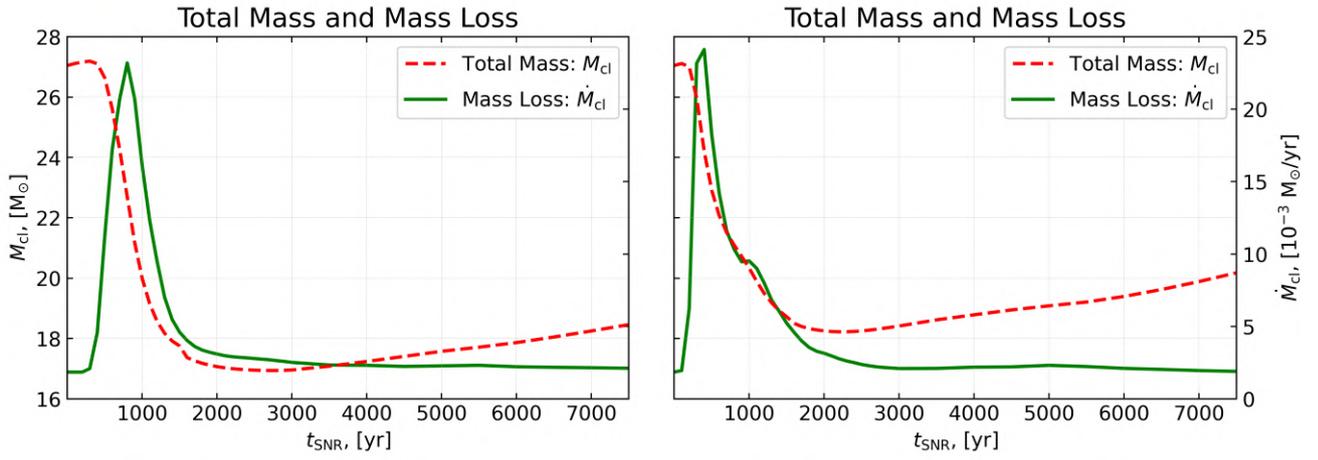


Рисунок 3.12: Красной пунктирной линией показана полная масса диффузного газа в ядре ММЗС. Зеленая линия показывает эффективный темп потери массы в ядре скопления. Левое изображение соответствует центральной вспышке, а правое — периферийной. Полная масса диффузного газа растет линейно благодаря постоянному накоплению массы в устойчивых оболочках CSG-ветров.

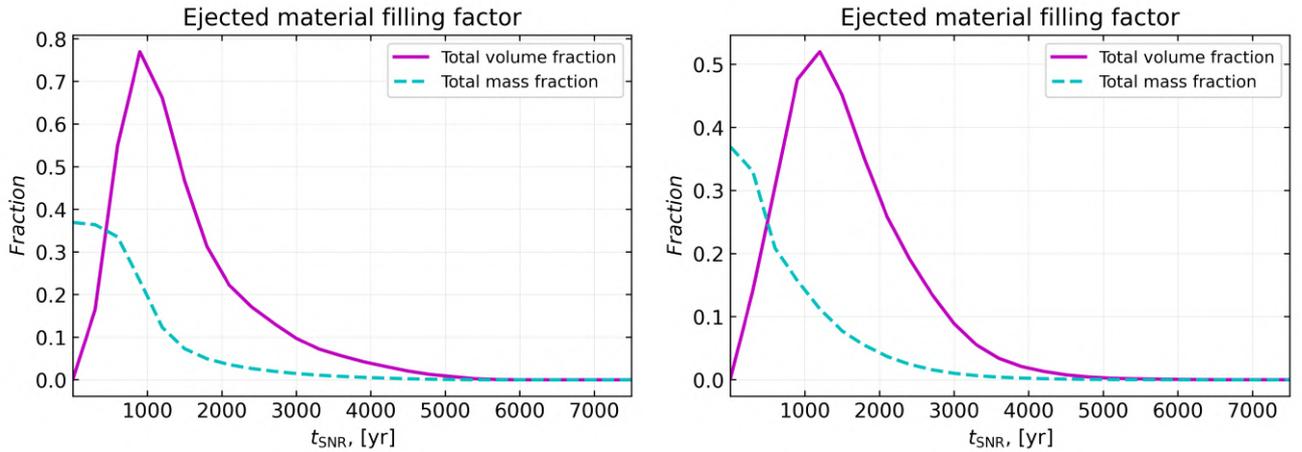


Рисунок 3.13: Пурпурной линией показана доля объема ядра скопления, заполненная эжектой. Голубая пунктирная линия показывает отношение массы эжекты к общей массе диффузного газа внутри скопления. Левое изображение соответствует центральной вспышке, а правое — периферийной.

ция центрального и периферийного ОСН несколько различается, но в обоих случаях релаксация происходит примерно за одинаковое время.

На момент инициализации ОСН содержит в себе $\approx 10 M_{\odot}$ эжекты. Разреженная и обогащенная тяжелыми элементами эжекты замещает межзвездное вещество в 50 – 80% объема ядра ММЗС (в зависимости от позиции СН) примерно через 1000 лет после вспышки СН, см. Рисунки 3.13 и 3.14. Существен-

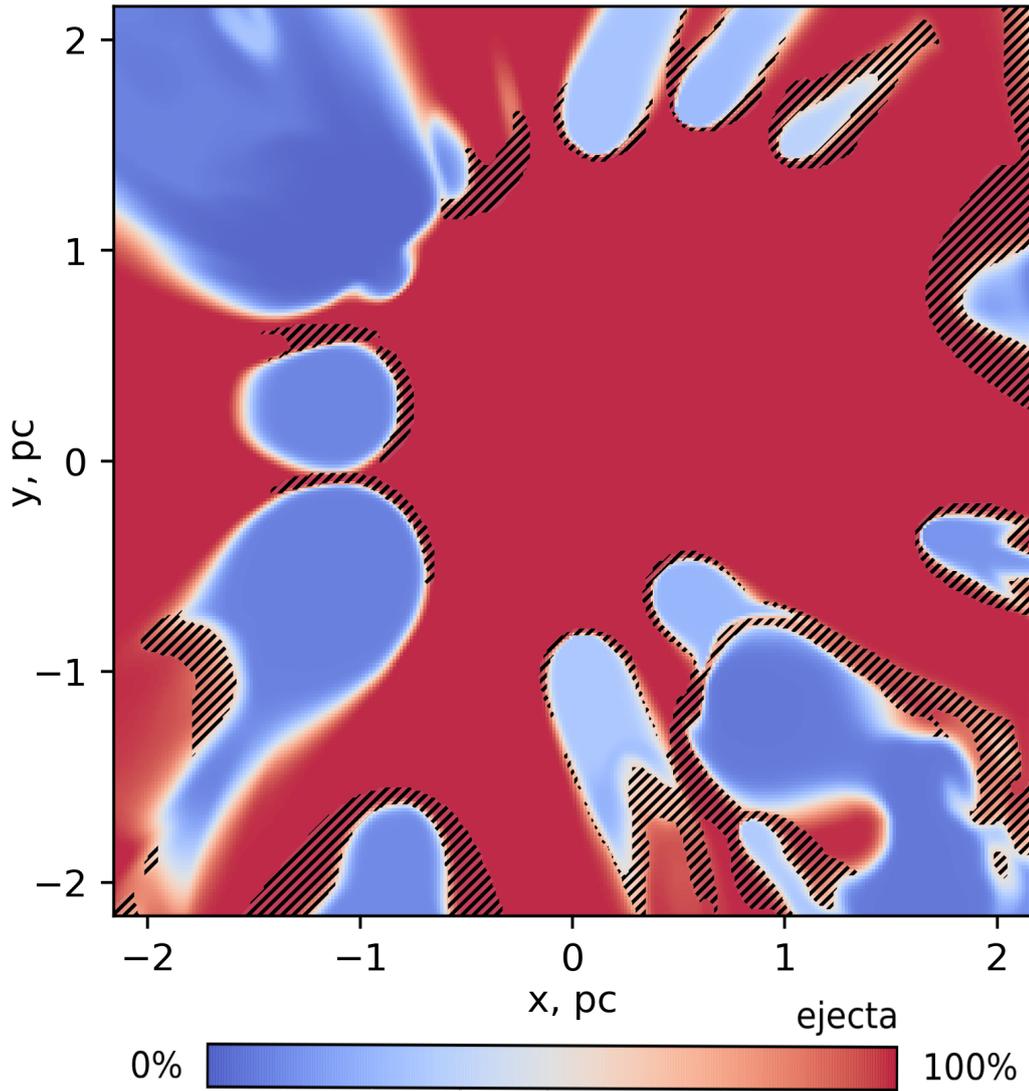


Рисунок 3.14: Цветом отображена доля вещества эжекты в общем диффузном газе в момент $t_{\text{snr}} = 900$ лет: чистая эжекта отмечена красным цветом, а чистое вещество звездных ветров отмечено синим цветом. Штриховкой отмечено распределение горячей эжекты от центрально расположенной СН, т.е. вещества, состоящего на $\gtrsim 50\%$ из эжекты с температурой $T > 1$ кэВ.

ное количество эжекты остается в ядре скопления в течение следующих ~ 3000 лет после вспышки, за это время ее объемный фактор заполнения постепенно снижается до $< 5\%$. Интересно, что при $t_{\text{snr}} \approx 2000$ лет в ядре содержится в общей сложности $17\text{--}18 M_{\odot}$ диффузного газа (около $8\text{--}9 M_{\odot}$ газа локально заключено в устойчивых оболочках CSG-ветров), из которых $\approx 0.7\text{--}1 M_{\odot}$ является эжектной. Несмотря на сильную разреженность, эжекта занимает в этот момент около $25\text{--}30\%$ объема ядра. Эффективный темп потери массы из яд-

ра ММЗС стабилен на уровне $\approx 2.5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ в течение всего времени интегрирования t_{snr} , за исключением периода, когда плотная оболочка ОСН достигает границ расчетной области и начинает ее покидать. Темп потери массы из ядра ММЗС в этот период увеличивается на порядок. В результате полная масса диффузного газа внутри ядра быстро уменьшается, достигая минимума, а затем продолжает линейно расти, см. Рисунок 3.13, главным образом благодаря высокой \dot{M} CSG-ветров, чье вещество эффективно накапливается в плотных оболочках. Модель приводит к выводу о том, что плотные оболочки, формируемые CSG-ветрами, оказываются устойчивы под влиянием коллективных течений множества мощных ветров и даже СН в пределах исследованного временного отрезка $\lesssim 10$ тыс. лет, ср. Рисунки 3.5 и 3.11.

Для нахождения представленных на Рисунках 3.10 и 3.12 интегралов трех сортов полной энергии и полной массы диффузного газа M_{tot} как функций времени, были численно проинтегрированы соответствующие плотности:

$$A_{\text{tot}}(t) = \sum_{i,j,k=1}^{n_{\text{cell}}} a_{ijk}(t) V_{\text{cell}}, \quad (3.9)$$

где $a_{ijk}(t)$ представляет собой какое-либо скалярное поле плотности,

$$a_{ijk}(t) = \begin{cases} \rho_{ijk}(t)v_{ijk}^2(t)/2 & \text{— плотность кинетической энергии,} \\ 3/2n_{ijk}(t)k_{\text{B}}T_{ijk}(t) & \text{— плотность тепловой энергии,} \\ B_{ijk}^2(t)/2 & \text{— плотность магнитной энергии,} \\ \rho_{ijk}(t) & \text{— плотность массы.} \end{cases} \quad (3.10)$$

Для оценки эффективного темпа потери массы ядра ММЗС был вычислен интеграл потока $\rho_{ijk}(t)\mathbf{v}_{ijk}(t)$ через границы расчетной области. На Рисунке 3.13 при помощи пассивного скалярного поля Q (см. § 3.2) по следующей формуле определена доля эжекты в общей массе диффузного газа в разные моменты времени после вспышки СН:

$$M_{\text{ej}}(t) = \frac{1}{M_{\text{tot}}(t)} \sum_{i,j,k=1}^{n_{\text{cell}}} \rho_{ijk}(t)V_{\text{cell}}, \quad (i,j,k) : Q_{ijk}(t) < 0. \quad (3.11)$$

Объемный фактор заполнения эжекты был вычислен аналогично магнитным полям, следуя формуле 3.8, но с включением указанного выше условия для индексов $(i,j,k) : Q_{ijk}(t) < 0$.

3.4 Диффузное рентгеновское излучение

ММЗС являются яркими источниками рентгеновского излучения. 3D МГД моделирование, представленное в этой и в первой главе, позволяет рассчитывать тепловое диффузное излучение ядра скопления. Вместе с анализом наблюдаемых рентгеновских спектров ММЗС модель позволяет судить о природе компонент рентгеновского излучения, а именно различить его тепловое или нетепловое происхождение. В Главе 1 было представлено моделирование тепловых рентгеновских спектров ядра ММЗС, содержащего десятки массивных звезд, но не рассматривающего весьма вероятного сценария со сверхновой. В этом разделе будет проанализировано, как вспышка СН влияет на спектр теплового рентгеновского излучения в ММЗС.

В течение первых 1000–2000 лет после события сверхновой в ядре ММЗС содержится как минимум несколько солнечных масс эжекты, которая имеет обогащенный тяжелыми элементами химический состав, отличный от остального межзвездного газа. Благодаря тому, что в модели эжекты сверхновой специально маркируется в пассивном скалярном поле Q , удастся рассчитать тепловые спектры ядра ММЗС, учитывая примесь эжекты в разных частях скопления. Если для звездных ветров была использован стандартный химический состав плазмы из Asplund et al. [181], реализованный в модели APEC пакета XSPEC, то для вещества эжекты была построена новая таблица содержаний всех элементов до Zn с использованием VVAPEC. Значения содержания элементов в эжекте СН типа Ib/c были получены из Limongi and Chieffi [182], где представлено детальное моделирование звездного нуклеосинтеза вплоть до взрыва СН.

Как видно из Рисунка 3.13, эжекта может существенно обогащать тяжелыми элементами межзвездную среду, даже когда оболочка ОСН покинула ядро ММЗС (или расчетную область). В определенный момент большая часть объема скопления оказывается заполнена холодной эжектой (см. нижние левые панели Рисунков 3.4 и 3.5), но есть и области, где эжекта сталкивается с мощными O- и WR-ветрами, разогреваясь до нескольких кэВ, как показано на Рисунке 3.14. Эти области могут существенно повлиять на нормировку и особенности теплового спектра диффузного газа в скоплении. Интегрируя излу-

чение (найденное с помощью моделей APES и VVAPEC) по каждому пикселу расчетной области, обладающему своим T , ρ и химическим составом, можно получить общий тепловой спектр ядра смоделированного ММЗС типа Wd1.

МГД модель является одножидкостной, поэтому, как и в первой главе, для расчета спектров необходимо установить соответствующий рецепт для электронной температуры. Согласно Vink et al. [86] и Raymond et al. [88] горячая неравновесная плазма за фронтом быстрой ударной волны ОСН имеет $T_e \simeq 0.1T_p$. Электроны за фронтом не успевают достичь теплового равновесия с ионами, нагретыми до ~ 10 кэВ, за первую 1000 лет после вспышки СН. Таким образом, предполагается, что в горячей плазме в оболочке ОСН температура электронов $T_e \simeq 0.1T$ (где T – температура плазмы одножидкостной МГД модели) составляет около 1 кэВ. Интересно, что до вспышки СН межзвездный газ, нагретый при взаимодействии мощных звездных ветров, имел больше времени для релаксации до $T_e \simeq T_p$, а температура электронов в нем составляла $T_e \simeq T/2$, что также находится в диапазоне кэВ.

Тепловые спектры диффузного газа в диапазоне энергий 0.5–12 кэВ для нескольких моментов времени после СН представлены на Рисунке 3.15. Для сравнения дополнительно показан спектр перед вспышкой (такой же, как в Главе I). Несмотря на то, что спектры приведены в произвольных единицах, относительные потоки сохраняются. Через несколько сотен лет после вспышки СН интенсивность рентгеновского излучения увеличивается из-за повторного сжатия плазмы с кэВ-ной температурой ударной волной ОСН. Обогащенная металлами эжекта также приводит к увеличению потока рентгеновского излучения. Уменьшение интенсивности после 300 лет связано с тем, что некоторые части горячей и плотной оболочки ОСН начинают покидать расчетную область. По той же причине происходит падение энергетических профилей на Рисунке 3.10 приблизительно через 1000 лет. Отсутствие теплового равновесия между электронами и ионами, а также тот факт, что за ~ 1000 лет большая часть нагретого вещества уходит из ядра ММЗС вместе с оболочкой остатка, в итоге приводит к смягчению спектра. При этом на высоких энергиях новый спектр может быть даже мягче исходного спектра, рассчитанного до СН. Полученные тепловые спектры диффузного газа в ядре ММЗС соответствуют

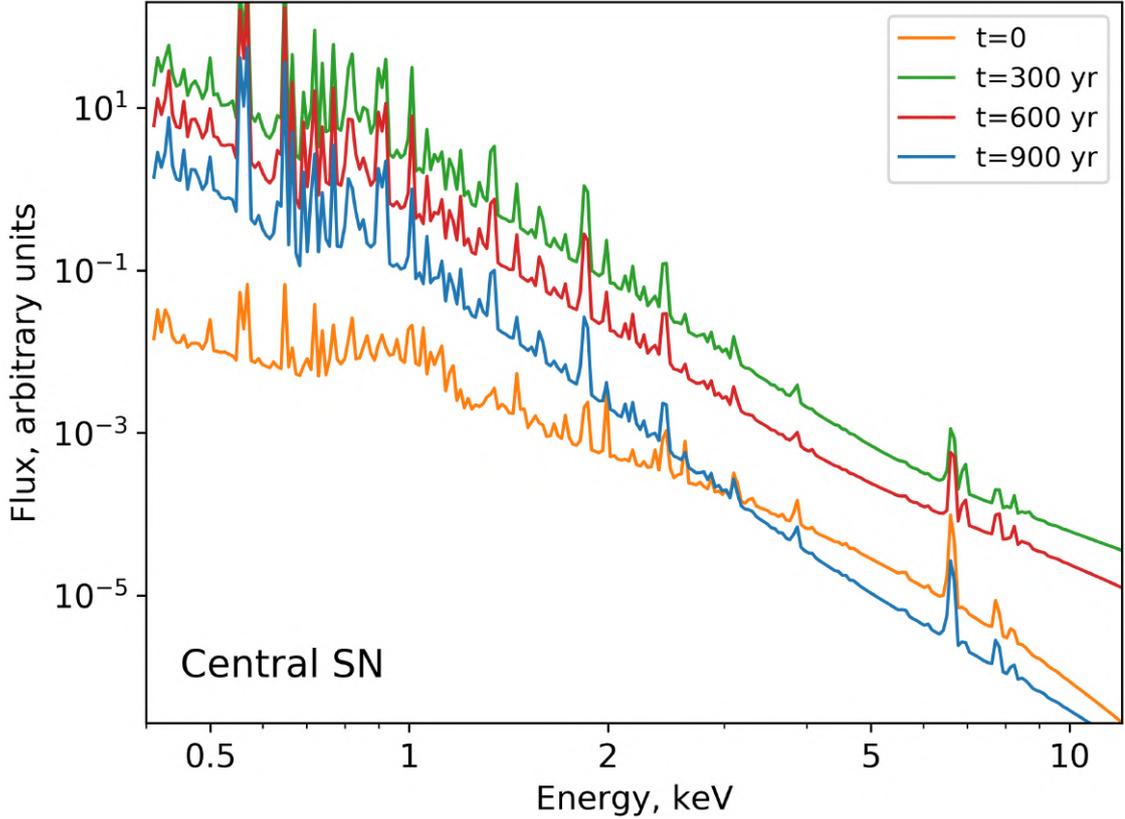


Рисунок 3.15: Спектры теплового рентгеновского излучения ядра ММЗС до вспышки СН (оранжевая кривая) и после центрально расположенной вспышки СН на отметках $t_{\text{SNR}} = 300, 600$ и 900 лет, при расчете спектров использована температура электронов $T_e = 0.1T$.

первым несколькими тысячам лет после вспышки СН и могут быть использованы при анализе рентгеновских наблюдений ММЗС, содержащих ОСН.

3.4.1 Нетепловое излучение и ускорение частиц

Знание структуры магнитного поля особенно важно для моделирования ускорения частиц очень высоких энергий, их удержания и синхротронного излучения ускоренных лептонов. Около 30% объема ядра ММЗС заполнено слабыми магнитными полями < 3 мкГс и более половины объема содержит поля напряженностью < 10 мкГс. Плазма внутри ядра ММЗС возмущена множественными ударными волнами и основными энергонесущими МГД течениями на масштабах парсека, которые поддерживаются звездными ветрами и сверхновыми. Временной масштаб ускорения частиц в кинетических моделях ускорения КЛ в ММЗС и окружающих их сверхкавернах можно оценить как

$\tau_a(p) \approx 9D(p)/u_l^2$ [134], где $D(p)$ – коэффициент диффузии частицы КЛ с импульсом p , $u_l \gtrsim 1000 \text{ км с}^{-1}$ – дисперсия скоростей течений основной массы сжимаемой плазмы в системе. Максимальная энергия КЛ, ускоряемых в ядре ММЗС механизмом Ферми I рода, ограничена временем энергетических потерь КЛ, $\tau_l(p)$, которое, в свою очередь, определяется соревновательно либо скоростью ухода частиц из системы, либо скоростью синхротронно-комптоновских потерь (для лептонов). Оценку максимального импульса p_{max} ускоренных КЛ можно получить из уравнения $\tau_a(p_{\text{max}}) = \tau_l(p_{\text{max}})$. Используя аппроксимацию скорости потерь энергии электронов с учетом подавления комптоновских потерь в режиме Клейна-Нишины в интенсивном поле оптического излучения в соответствии с [183], можно получить $cp_{\text{max}} \gtrsim 10 \text{ ТэВ}$ для ММЗС типа Wd1 или Wd2. Ускоренные лептоны этих энергий могут излучать рентгеновское синхротронное излучение кэВ-ных энергий в филаментах магнитных полей с высокими амплитудами $\gtrsim 100 \text{ мкГс}$, заполняющих около 5% объема ядра скопления и доминирующих в магнитной энергии системы. Во второй главе был сделан такой расчет для Wd2, что позволило объяснить наличие нетепловой компоненты в его диффузном рентгеновском излучении. Кроме того, при прохождении ударной волны СН через ветер близлежащей горячей массивной звезды, обратное комптоновское излучение МэВ-ных электронов, ускоренных на ударной волне, может вносить вклад в рентгеновское излучение скопления.

3.5 Заключение к главе

Выполнен 3D МГД расчет структуры и эволюции плазменных потоков, температур и магнитных полей в ядре ММЗС типа Wd1, возмущенного СН. Рассмотрены центральное и периферийное положения коллапсирующей СН, выбрасывающей $10 M_{\odot}$ эжекты с энергией 10^{51} эрг в межзвездную среду. Модель касается компактных ММЗС возрастом несколько млн лет.

Ударная волна ОСН проходит сквозь ядро ММЗС, сметает и нагревает вещество межзвездной среды. Общая сферическая структура ОСН сохраняется при расширении. Расширяющийся остаток формирует многочисленные головные ударные структуры с кометообразными замагниченными хвостами при столкновении с ветрами соседних массивных звезд. Сброшенная эжекта изме-

няет химический состав газа в скоплении. Релаксация состава плазмы наступает за время порядка 5000 лет, при этом магнитным полям может потребоваться заметно больше времени. Существенных различий в распределениях плотности, температуры и напряженности магнитного поля не обнаружено между случаями периферийной и центральной сверхновой.

Структура возмущенных магнитных полей в оболочке ОСН – прерывистая. Она составлена из многочисленных узких филаментов усиленного поля с напряженностью существенно выше 100 мкГс и более широких областей с полями $\gtrsim 10$ мкГс. В некоторых сильно сжатых участках филаментарных структур магнитные поля приближаются к величине $\lesssim 1$ мГс, уверенно достигая напряженностей в интервале от 500 до 750 мкГс. Во время распространения ударной волны ОСН по объему ММЗС диапазон величин магнитного поля $|\mathbf{B}| \in (3; 30)$ мкГс становится пространственно доминирующим, тогда как диапазон > 100 мкГс доминирует в энергии поля, занимая при этом всего несколько процентов объема ядра ММЗС. Наличие таких магнитных полей обуславливает нетепловое рентгеновское синхротронное излучение частицами с энергией в несколько ТэВ, ускоренными на ударных волнах внутри скопления.

Обогащенная тяжелыми элементами эжекта достигает максимального объемного коэффициента 50–80% (в зависимости от положения сверхновой) внутри скопления примерно через 1000 лет после вспышки СН, который затем уменьшается до $< 5\%$ в следующие 3000 лет. Некоторая часть эжекты внутри оболочки ОСН нагревается до температур выше кэВ, что влияет на тепловой рентгеновский спектр. С началом расширения ОСН в ядре ММЗС тепловое излучение: (1) увеличивается из-за роста тепловой энергии, выделяемой внутри скопления, (2) имеет спектральные особенности, связанные со смешиванием диффузного вещества ветров с металлически обогащенной эжектой.

Глава 4

Одиночная система: остаток сверхновой — звездный ветер

4.1 Введение

В предыдущей главе была построена 3D МГД модель плазменных течений в ядре компактного ММЗС, возмущенном вспышкой коллапсирующей СН. В частности, ударная волна ОСН проходит через области, где доминируют мощные звездные ветры соседних звезд. Эти области ограничены сильными ударными волнами торможения и окружены коллективным термализованным потоком плазмы, возникающим в результате столкновения ветров массивных звезд. Интересно рассмотреть в деталях частный случай взаимодействия ударной волны ОСН коллапсировавшей звезды с отдельно взятым ветром соседней звезды. Такое взаимодействие сводится к системе из пары звезд-источников, обладающей осевой (цилиндрической) симметрией. Этот факт позволяет провести облегченный 2D МГД расчет с повышенным пространственным разрешением и рассмотреть задачу на двух важных масштабах: (1) компактное ММЗС с характерным расстоянием между звездой-источником ветра и звездой-прародителем сверхновой ~ 0.1 пк (далее ММЗС-расчет), (2) разреженная ОВ-ассоциация с характерным расстоянием между звездами ~ 1 пк (далее ОВ-расчет). Ожидается, что в молодых массивных скоплениях звезд, будь то компактные ММЗС или разреженные ОВ-ассоциации, встречные ударные МГД потоки, связанные с ветрами и остатками сверхновых, могут обеспечить благоприятные условия для эффективного ускорения частиц механизмом Ферми I рода до энергий > 1 ПэВ за относительно короткое время ~ 100 лет. Для моделирования нетепловых спектров таких систем необходимо знать структуру сталкивающихся ударных течений плазмы [6, 184].

4.2 Моделирование и результаты

2D МГД моделирование выполнено, как и предыдущих главах, при помощи кода PLUTO [11]. Код интегрирует систему уравнений (1.3–1.6) с радиационных потерь и нагрева оптически тонкой плазмы. Численная схема имеет второй порядок точности и использует приближенный HLLC [185] алгоритм решения задачи Римана, подробнее см. § 1.2.2. Методы инициализации звездного ветра и ОСН описаны в § 1.2.4 и § 3.2, соответственно. Расчеты выполнены в 2D цилиндрической геометрии (R, z) , которая охватывает:

1. для случая компактного ММЗС $R \in [0; 0.4]$ пк и $z \in [-0.1; 0.6]$ пк с равномерной сеткой 1600×2800 пикселей, разрешение составляет 0.00025 пк пиксел $^{-1}$, расстояние между звездами – 0.3 пк;
2. для случая ОВ-ассоциации $R \in [0; 2]$ пк и $z \in [-0.5; 3.5]$ пк с равномерной сеткой 400×800 пикселей, разрешение составляет 0.005 пк пиксел $^{-1}$, расстояние между звездами – 2 пк.

На границе расчетной области $R = 0$ используется осесимметричное граничное условие, тогда как на остальных границах области используется условие, обеспечивающее свободный уход вещества. В начальный момент времени домен заполнен однородной замагниченной межзвездной средой со следующими параметрами: $T = 10^4$ К, $n = 0.5$ см $^{-3}$, $\mathbf{B} = -B\mathbf{e}_R$, где $B = 3.5$ мкГс.

Таблица 4.1: Параметры звездных ветров в ОВ-расчете.

| Тип | v_w (км с $^{-1}$) | \dot{M} (M_\odot год $^{-1}$) | P_w (эрг с $^{-1}$) |
|------------|-----------------------|-------------------------------------|------------------------|
| WR-ветер 1 | 2900 | 3×10^{-5} | 8×10^{37} |
| WR-ветер 2 | 1500 | 1×10^{-5} | 7×10^{36} |

Таблица 4.2: Параметры звездных ветров в ММЗС-расчете.

| Тип | v_w (км с $^{-1}$) | \dot{M} (M_\odot год $^{-1}$) | P_w (эрг с $^{-1}$) |
|----------|-----------------------|-------------------------------------|------------------------|
| WR-ветер | 1275 | 8.3×10^{-6} | 4.3×10^{36} |
| О-ветер | 2300 | 2.6×10^{-7} | 4.4×10^{35} |

Первым делом рассчитывается взаимодействие ветров прародителя и соседа; полагается, что ветер прародителя имеет бóльшую механическую мощность, а конкурирующий с ним менее мощный сосед формирует вокруг себя головную ударную структуру. Параметры звездных ветров для двух расчетов перечислены в Таблицах 4.1 и 4.2. После установления равновесия между ветрами на позиции звезды-прародителя инициализируется ОСН, соответствующий решениям [166, 167]. Параметры СН: $E_0 \sim 10^{51}$ эрг, $v_{ej} \sim 10^4$ км с $^{-1}$, $M_{ej} \sim 5 M_{\odot}$. Далее приведены результаты моделирования взаимодействия ОСН и звездного ветра на временном масштабе $\lesssim 100$ лет.

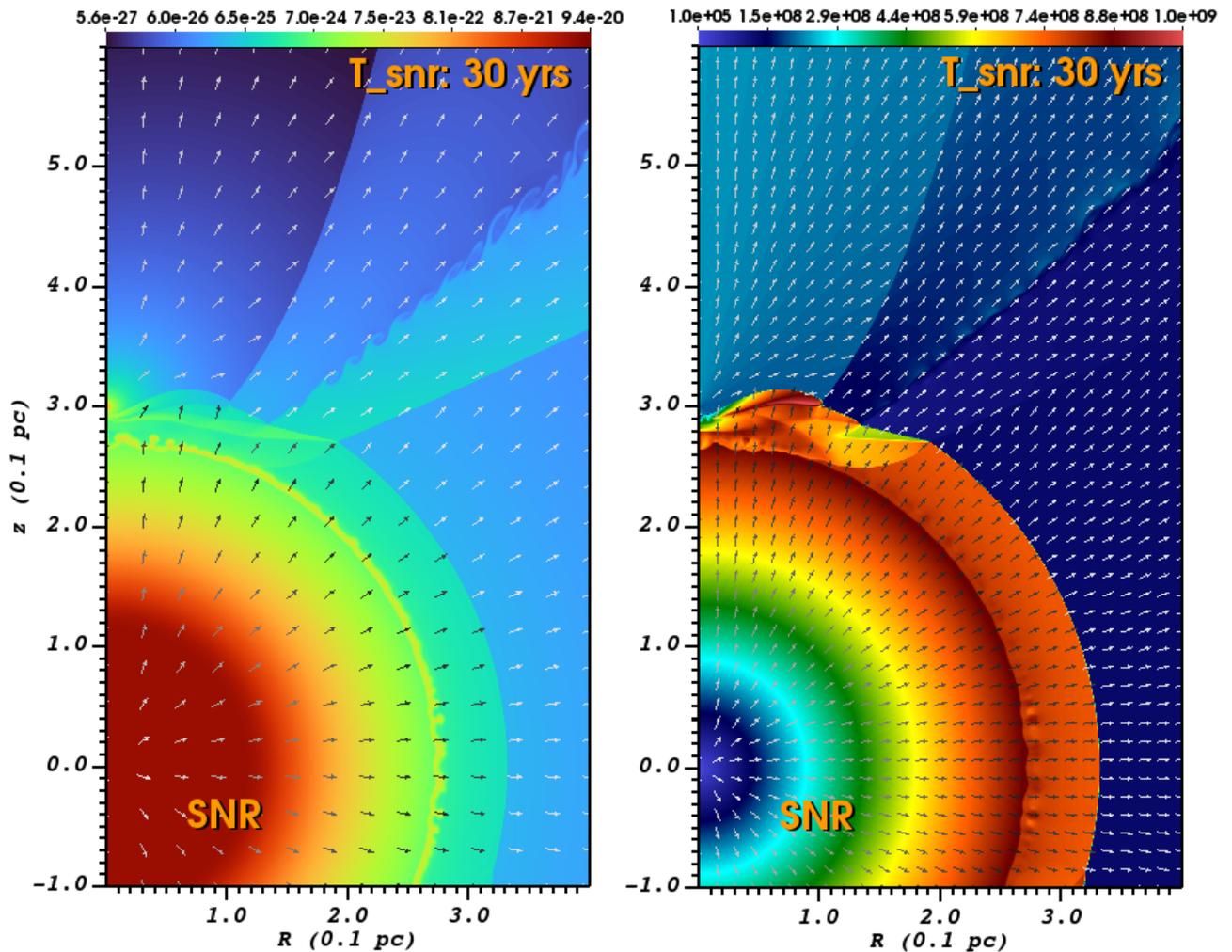


Рисунок 4.1: Слева: карта плотности в единицах $[\text{г}/\text{см}^3]$ в момент $t_{\text{snr}} = 30$ лет после вспышки СН, расположенной в начале координат. Черно-серые стрелки показывают локальные направления потоков. Справа: соответствующая карта абсолютной величины скорости в единицах $[\text{см}/\text{с}]$.

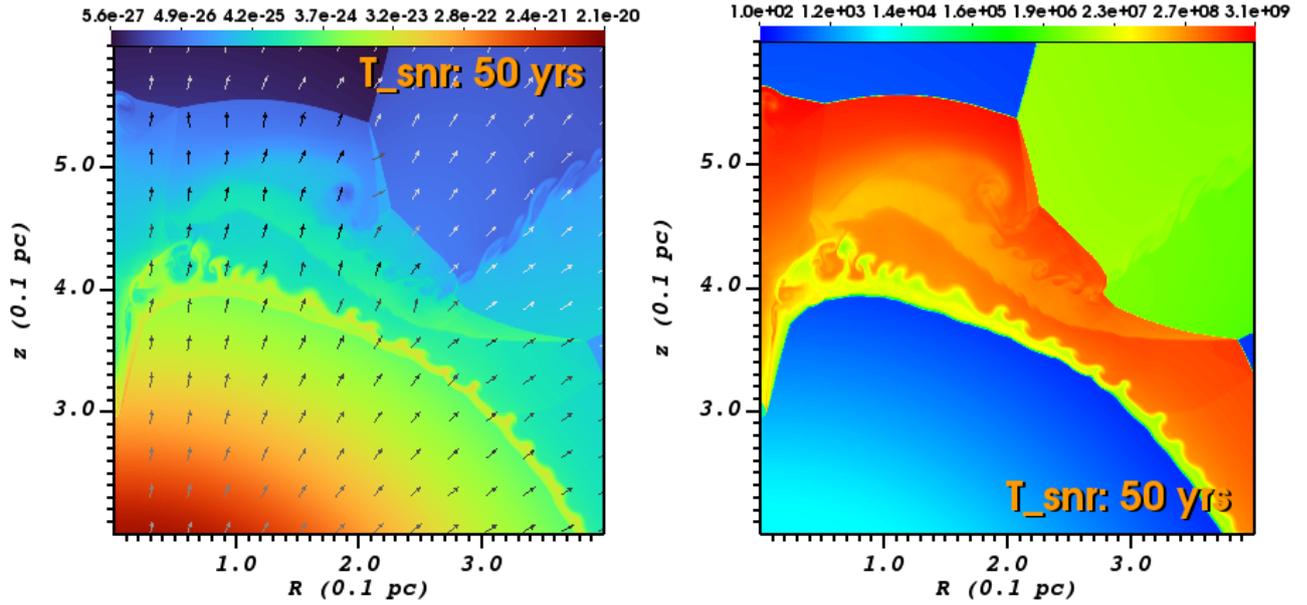


Рисунок 4.2: Слева: карта плотности в единицах $[\text{г}/\text{см}^3]$ в момент $t_{\text{snr}} = 50$ лет после вспышки СН, расположенной в начале координат. Черно-серые стрелки показывают локальные направления потоков. Справа: соответствующая карта температуры в единицах $[\text{К}]$.

4.2.1 Масштаб ММЗС

Общая структура результирующих течений плазмы, ее температура и особенности магнитного поля во время столкновения показаны на Рисунках 4.1–4.3. Динамическое время взаимодействия течений составляет $\simeq 50$ лет. На Рисунке 4.2 наблюдается развитие РТ-неустойчивостей в плотной тонкой оболочке остатка. Фронт передней ударной волны ОСН распространяются через звездный ветер со скоростью $v_{\text{snr}} \approx 10^4 \text{ км с}^{-1}$. В самом начале столкновения формируется крыловидная область сжатого вещества ветра, эта структура имеет плотность $\gtrsim 1 \text{ см}^{-3}$ и рентгеновскую температуру $\sim 10^8 \text{ К}$, см. Рисунок 4.2. Наибольшие температуры, приближающиеся к 10^9 К , наблюдаются на позднем времени в непосредственной близости фронта передней ударной волны остатка, имеющей плотности $\sim 0.1 \text{ см}^{-3}$ и распространяющейся позади звезды, через зону со сверхзвуковым ветром. В областях сильного сжатия протяженностью $\gtrsim 0.1 \text{ пк}$ магнитные поля усиливаются до $\simeq 200 \text{ мкГс}$. Благодаря более высокому разрешению хорошо видны моды неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на контактном разрыве в хвосте головной ударной волны.

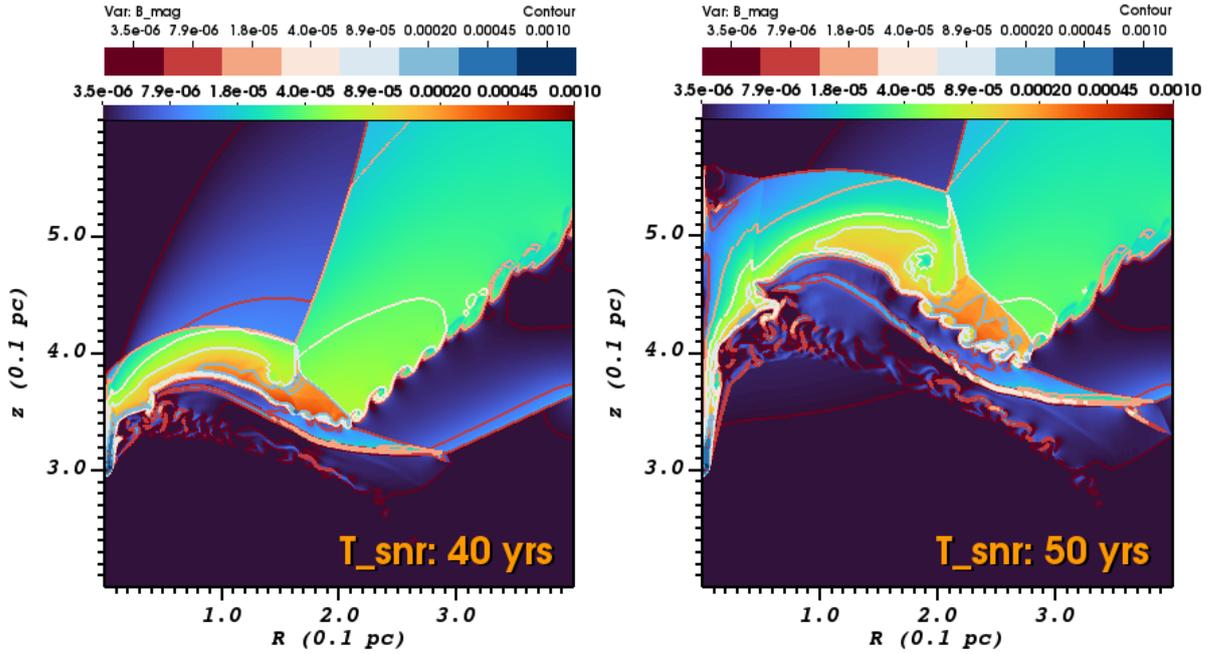


Рисунок 4.3: Карты напряженности магнитных полей в [Гс] при $t_{\text{snr}} = 40$ и 50 лет после вспышки СН, расположенной в начале координат. Показано формирование крыловидной структуры с усиленными магнитными полями.

4.2.2 Масштаб ОВ-ассоциации

Общая структура результирующих течений плазмы и особенности магнитного поля во время столкновения показаны на Рисунках 4.4–4.6 для случая ОВ-ассоциации. Динамическое время взаимодействия течений составляет ~ 100 лет. При столкновении формируется крыловидная область ветра, сжатого на передней ударной волне ОСН, плотность структуры $\sim 1 \text{ см}^{-3}$. Схожая крыловидная морфология наблюдается и в случае компактного ММЗС. Ударная волна ОСН сталкивается с головной ударной волной соседнего ветра, имея скорость $v_{ej} \approx 8000 \text{ км с}^{-1}$, и далее за время $\lesssim 100$ лет тормозится до скоростей $5000\text{--}6000 \text{ км с}^{-1}$. Кинетическая энергия термализуется, нагревая вещество до рентгеновских температур $\sim 1\text{--}10 \text{ кэВ}$. В области сильного сжатия протяженностью $\sim 1 \text{ пк}$ магнитные поля усиливаются до $\sim 100 \text{ мкГс}$ и выше. Встречные сверхзвуковые МГД потоки обеспечивают благоприятные условия для эффективного ускорения КЛ механизмом Ферми I рода до энергий свыше $0.1\text{--}1 \text{ ПэВ}$ в течение короткого времени, порядка нескольких сотен лет. Для детального моделирования нетепловых спектров таких систем необходимо решение кинетических уравнений для энергичных частиц, распространяющихся в области столкновения сверхзвуковых потоков плазмы (см. [2, 6]).

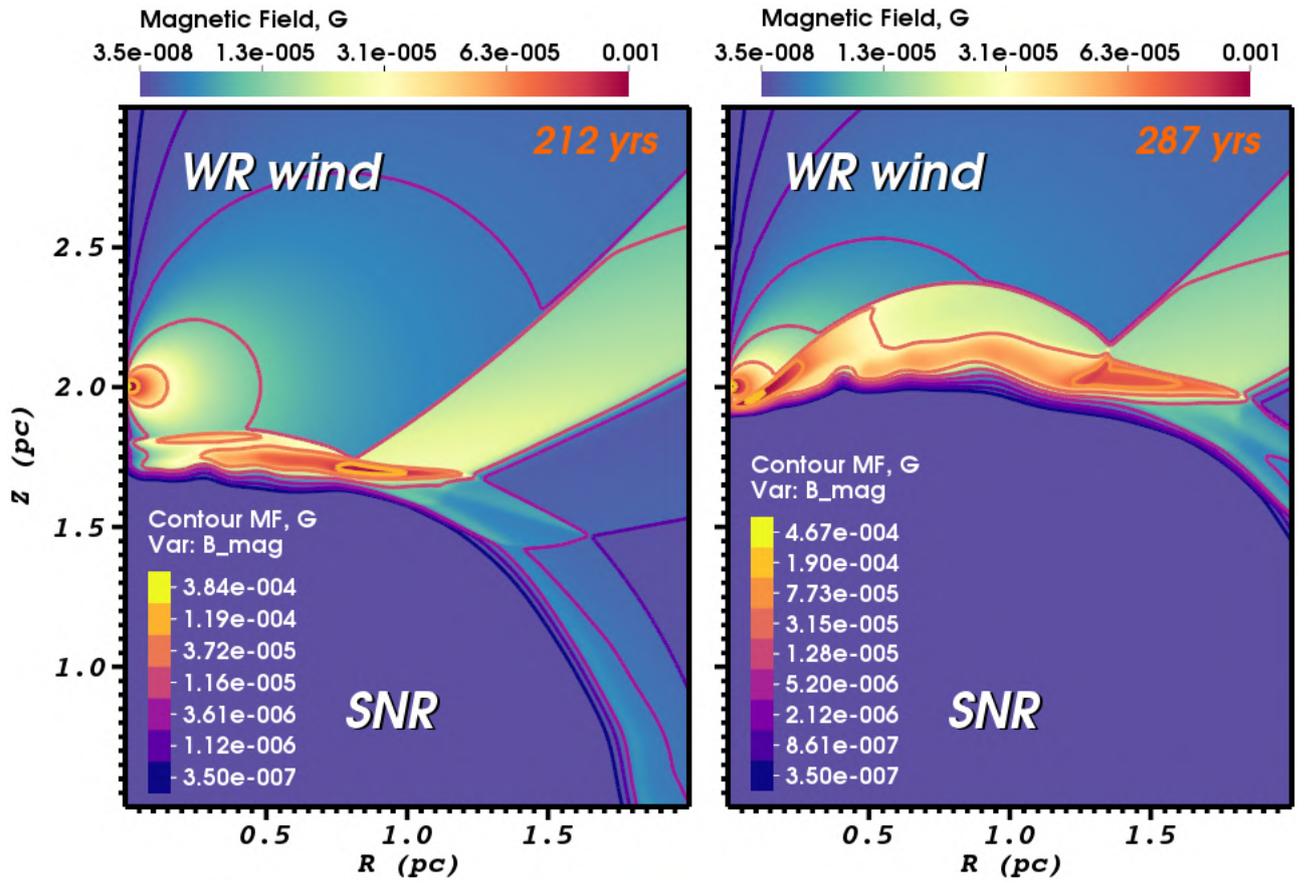


Рисунок 4.4: 2D карта напряженности магнитных полей в последовательные моменты времени после того, как передняя ударная волна ОСН столкнулась головной ударной волной соседнего WR-ветра. Показано формирование крыловидной структуры с усиленными магнитными полями.

4.3 Заключение к главе

Столкновение остатка сверхновой и ветра массивной звезды на расстояниях типичных для компактных ММЗС (~ 0.1 пк) и разреженных ОВ-ассоциаций (~ 1 пк) приводит, соответственно, к формированию на промежутке времени ~ 10 – 100 лет результирующего течения плазмы размером ~ 0.1 – 1 пк, относительной скоростью сталкивающихся потоков свыше 5000 км с^{-1} и магнитными полями, достигающими $\sim 100 \text{ мкГс}$. Согласно классической оценке [121],

$$E_{\text{max}} \approx 0.3Z \left(\frac{l}{1 \text{ пк}} \right) \left(\frac{v}{1000 \text{ км с}^{-1}} \right) \left(\frac{B}{100 \text{ мкГс}} \right) \text{ ПэВ}, \quad (4.1)$$

такая комбинация параметров создает условия для ускорения частиц в системе до энергий свыше 0.1 – 1 ПэВ.

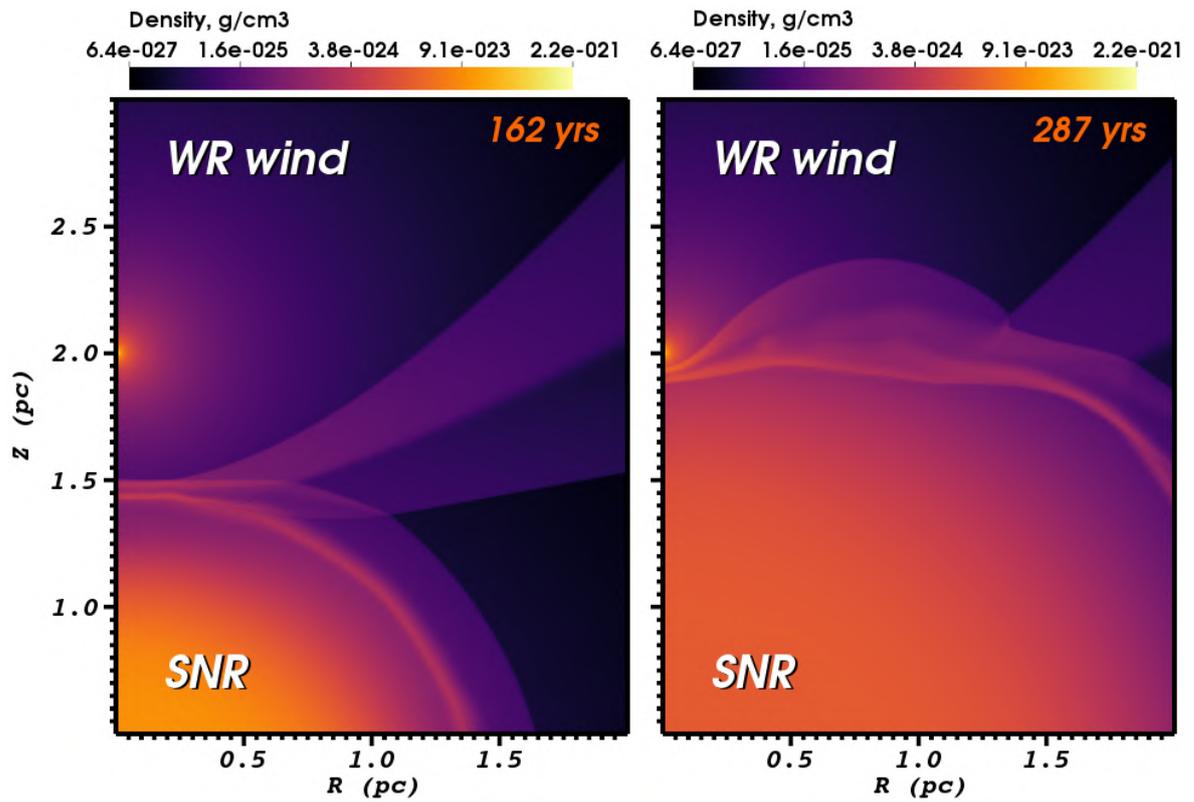


Рисунок 4.5: Карты плотности в области столкновения ударной волны ОСН с головной ударной волной WR-ветра в последовательные моменты времени.

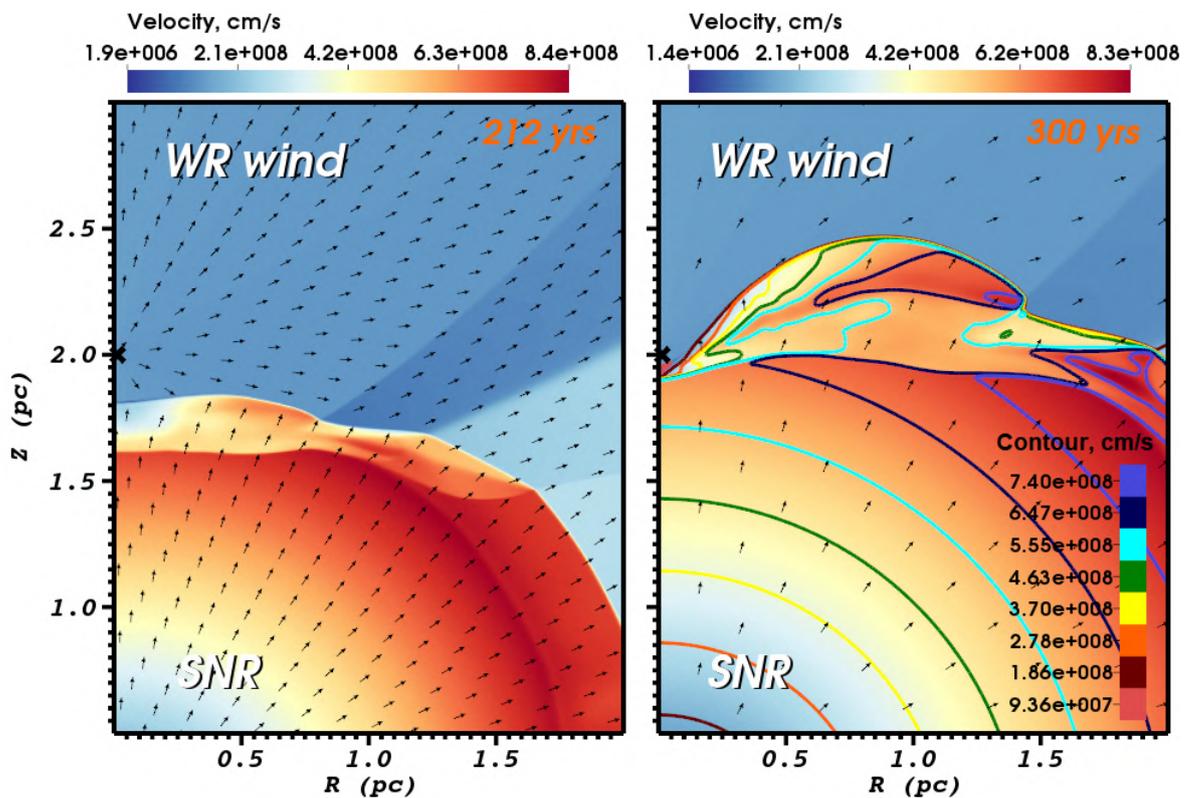


Рисунок 4.6: 2D карты поля скоростей в последовательные моменты времени. Черные стрелки указывают локальные направления течения.

Заключение

Диссертация посвящена детальному исследованию структуры и ключевых МГД характеристик плазменных потоков внутри ядра ММЗС. Первая глава посвящена разработке 3D МГД модели ударных плазменных течений в ядре ММЗС типа Wd1, в котором сталкиваются десятки мощных ветров массивных звезд ранних спектральных классов. Вторая глава посвящена непосредственному применению построенной 3D МГД модели плазменных течений в ядре ММЗС при поиске нетеплового излучения ТэВ-ных лептонов в скоплении Wd2 при помощи телескопов *Chandra* и *ART-XC* (обсерватория Спектр Рентген-Гамма). Третья глава посвящена 3D МГД расчету структуры и эволюции плазменных потоков и магнитных полей в ядре ММЗС типа Wd1, возмущенного вспышкой СН. Четвертая глава посвящена 2D МГД моделированию столкновения ударной волны ОСН с ветром соседней массивной звезды, составляющим изолированную систему. Особое внимание уделено исследованию структуры усиленных магнитных полей, которые важны в контексте механики ускорения частиц КЛ и нетеплового излучения в компактных ММЗС.

Основные результаты, полученные в главах диссертации и составляющие формулировку основных положений, выносимых на защиту:

1. При помощи кода PLUTO построена 3D МГД модель плазменных течений в ядре компактного ММЗС, которые формируются в результате взаимодействия множества сверхзвуковых ветров массивных звезд, находящихся на различных стадиях эволюции.
2. Рассчитана квазистационарная структура плазменных течений в ядре ММЗС типа Wd1, в которой доминируют мощные ветры O- и WR-звезд. Полученные объемные карты плотности, температуры, скорости и магнитных полей демонстрируют сложную картину течений.
3. Магнитные поля в ММЗС имеют сильно перемежаемую филаментарную структуру и усилены до величин $\gtrsim 100$ мкГс с объемным фактором за-

полнения $\lesssim 10\%$. Наличие филаментов высоких магнитных полей в ядре скопления на масштабах порядка 0.5 пк делает ММЗС благоприятными системами для ускорения галактических КЛ высоких энергий.

4. Эффективность конверсии кинетической энергии ветров в тепловую и магнитную компоненты составляет $\sim 50\%$ и $\sim 1\%$, соответственно. Это говорит об эффективной термализации сталкивающихся сверхзвуковых ветров массивных звезд. Включение теплопроводности может существенно влиять на температурное распределение внутри ядра ММЗС.
5. На основе построенной 3D МГД модели рассчитаны спектры теплового излучения ММЗС Wd1 и Wd2 со средней плазменной температурой около 1 кэВ. Этот результат свидетельствует в пользу наличия нетепловой (синхротронной) компоненты рентгеновского излучения.
6. Выполнен 3D МГД расчет структуры и временной эволюции плазменных потоков, температур и магнитных полей в ядре ММЗС типа Wd1, возмущенном ударной волной остатка коллапсирующей СН.
7. Пролет ударной волны ОСН через ядро ММЗС приводит на промежутке времени $\lesssim 1000$ лет к повышению температуры до 10 кэВ и усилению магнитных полей до значений близких к 1 мГс в оболочке остатка.
8. Значительный вклад в полную энергию магнитных полей вносят области с напряженностью свыше 100 мкГс, занимающие всего несколько процентов объема ядра скопления.
9. В зависимости от расположения СН эжекта занимает 50–80% объема ядра ММЗС примерно через 1000 лет после вспышки. Время релаксации структуры течений и состава межзвездного газа составляет ~ 5000 лет.
10. Столкновение ОСН и ветра массивной звезды на расстоянии ~ 0.1 –1 пк приводит к формированию на промежутке времени $\lesssim 100$ лет результирующего течения плазмы размером $\lesssim 1$ пк с магнитными полями, достигающими ~ 100 мкГс.

Благодарности

На страницах этой диссертации воплощены не только мои усилия, но и бесценная поддержка тех, кто был рядом со мной на протяжении всего пути.

Прежде всего, я выражаю искреннюю и глубочайшую благодарность своему научному руководителю, Быкову Андрею Михайловичу, за интересную задачу, неоценимую поддержку, доброжелательность, наставничество и вдохновение на всех этапах совместной работы. Ваши знания, терпение и готовность делиться опытом сыграли ключевую роль в завершении этого исследования. Ваша вера в меня придавала сил в моменты сомнений.

Я также хочу поблагодарить своих учителей, коллег и друзей из лаборатории астрофизики высоких энергий и сектора теоретической астрофизики ФТИ им. А.Ф. Иоффе, преподавателей Политеха. Каждая лекция, совет, совместное обсуждение, простой разговор и даже мимолётная беседа в стенах института помогали двигаться вперёд. Ваша добрая дружеская поддержка имела огромное значение, и я глубоко ценю нашу общую работу. Благодарю Каляшову Марию за плодотворное соавторство, неоценимую помощь и доброту.

Особые слова благодарности я хочу выразить своим родным — маме и бабушке, моим дядям и тетям, братьям и сестрам. Ваше терпение, любовь и вера в меня были настоящей опорой на всём протяжении этого пути. Без вашей безусловной поддержки этот проект никогда бы не состоялся.

Моим друзьям, которые многие годы были рядом не только в моменты радости, но и в часы смятения, — спасибо за бесценное время, за то, что выслушивали, смеялись, играли, вдохновляли, поддерживали и оставались рядом. Очень рад, что жизнь свела меня с каждым из вас.

Наконец, я хотел бы выразить благодарность своему школьному учителю физики, Шарапову Александру Борисовичу, за преподавательское мастерство и прекрасные уроки, разжигавшие интерес к науке.

Часть расчетов моделей была выполнена в суперкомпьютерном центре РАН при поддержке РФФИ 21-72-20020. Работы по анализу данных наблюдений скоплений выполнены на компьютерах ФТИ им. А.Ф. Иоффе в рамках темы ФТИ им. А.Ф.Иоффе FFUG-2024-0002

Литература

1. Draine Bruce T. Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium. — 2011.
2. Berezhinskii V. S., Bulanov S. V., Dogiel V. A., Ptuskin V. S. Astrophysics of cosmic rays. — 1990.
3. Heiles Carl. Clustered Supernovae versus the Gaseous Disk and Halo // ApJ. — 1990. — Vol. 354. — P. 483.
4. Bykov A. M., Charbonnel C., Hennebelle P. et al. [Star Formation, Springer](#). — 2021.
5. Aharonian F., Akhperjanian A. G., Bazer-Bachi A. R. et al. Detection of extended very-high-energy γ -ray emission towards the young stellar cluster Westerlund 2 // A&A. — 2007. — Vol. 467, no. 3. — P. 1075–1080.
6. Bykov Andrei M. Nonthermal particles and photons in starburst regions and superbubbles // A&AR. — 2014. — Vol. 22. — P. 77.
7. Aharonian Felix, Yang Ruizhi, de Oña Wilhelmi Emma. Massive stars as major factories of Galactic cosmic rays // Nature Astronomy. — 2019. — Vol. 3. — P. 561–567.
8. Budnev N., Astapov I., Bezyazeev P. et al. TAIGA—an advanced hybrid detector complex for astroparticle physics and high energy gamma-ray astronomy in the Tunka valley // Journal of Instrumentation. — 2020. — Vol. 15, no. 9. — P. C09031.
9. Троицкий С. В. [Происхождение астрофизических нейтрино высоких энергий: новые результаты и перспективы](#) // Усп. физ. наук. — 2024. — Vol. 194, no. 4. — P. 371–383.
10. Aartsen M. G., Ackermann M., Adams J. et al. Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data // Phys. Rev. Lett.. — 2014. — Vol. 113, no. 10. — P. 101101.
11. Mignone A., Bodo G., Massaglia S. et al. PLUTO: A Numerical Code for Computational Astrophysics // ApJS. — 2007. — Vol. 170, no. 1. — P. 228–242.
12. Mignone A., Zanni C., Tzeferacos P. et al. The PLUTO Code for Adaptive Mesh Computations in Astrophysical Fluid Dynamics // ApJS. — 2012. — Vol. 198, no. 1. — P. 7.

13. Vaidya Bhargav, Mignone Andrea, Bodo Gianluigi et al. A Particle Module for the PLUTO Code. II. Hybrid Framework for Modeling Nonthermal Emission from Relativistic Magnetized Flows // *ApJ*. — 2018. — Vol. 865, no. 2. — P. 144.
14. Badmaev D. V., Bykov A. M., Kalyashova M. E. Inside the core of a young massive star cluster: 3D MHD simulations // *MNRAS*. — 2022. — Vol. 517, no. 2. — P. 2818–2830.
15. Pfalzner S. Universality of young cluster sequences // *A&A*. — 2009. — Vol. 498, no. 2. — P. L37–L40.
16. Lada Charles J., Lada Elizabeth A. Embedded Clusters in Molecular Clouds // *ARA&A*. — 2003. — Vol. 41. — P. 57–115.
17. de Wit W. J., Testi L., Palla F., Zinnecker H. The origin of massive O-type field stars: II. Field O stars as runaways // *A&A*. — 2005. — Vol. 437, no. 1. — P. 247–255.
18. Parker Richard J., Goodwin Simon P. Do O-stars form in isolation? // *MNRAS*. — 2007. — Vol. 380, no. 3. — P. 1271–1275.
19. Adamo Angela, Zeidler Peter, Kruijssen J. M. Diederik et al. Star Clusters Near and Far; Tracing Star Formation Across Cosmic Time // *Space Sci. Rev.*. — 2020. — Vol. 216, no. 4. — P. 69.
20. Portegies Zwart Simon F., McMillan Stephen L. W., Gieles Mark. Young Massive Star Clusters // *ARA&A*. — 2010. — Vol. 48. — P. 431–493.
21. Krumholz Mark R., McKee Christopher F., Bland-Hawthorn Joss. Star Clusters Across Cosmic Time // *ARA&A*. — 2019. — Vol. 57. — P. 227–303.
22. Ekström S., Georgy C., Eggenberger P. et al. Grids of stellar models with rotation. I. Models from 0.8 to 120 M_{\odot} at solar metallicity ($Z = 0.014$) // *A&A*. — 2012. — Vol. 537. — P. A146.
23. Whitmore Bradley C. The Formation of Star Clusters // *arXiv e-prints*. — 2000. — P. astro-ph/0012546.
24. Renaud Florent. Star clusters in evolving galaxies // *New A Rev.*. — 2018. — Vol. 81. — P. 1–38.
25. Clark J. S., Negueruela I., Crowther P. A., Goodwin S. P. On the massive stellar population of the super star cluster <ASTROBJ>Westerlund 1</ASTROBJ> // *A&A*. — 2005. — Vol. 434, no. 3. — P. 949–969.
26. Zeidler Peter, Sabbi Elena, Nota Antonella et al. A High-resolution Multiband Survey of Westerlund 2 with the Hubble Space Telescope. I. Is the Massive Star Cluster Double? // *AJ*. — 2015. — Vol. 150, no. 3. — P. 78.

27. Drissen Laurent, Moffat Anthony F. J., Walborn Nolan R., Shara Michael M. The Dense Galactic Starburst NGC 3603. I. HST/FOS Spectroscopy of Individual Stars in the Core and the source of Ionization and Kinetic Energy // *AJ*. — 1995. — Vol. 110. — P. 2235.
28. Figer Donald F., Najarro Francisco, Gilmore Diane et al. Massive Stars in the Arches Cluster // *ApJ*. — 2002. — Vol. 581, no. 1. — P. 258–275.
29. Figer Donald F., McLean Ian S., Morris Mark. Massive Stars in the Quintuplet Cluster // *ApJ*. — 1999. — Vol. 514, no. 1. — P. 202–220.
30. Massey Philip, Hunter Deidre A. Star Formation in R136: A Cluster of O3 Stars Revealed by Hubble Space Telescope Spectroscopy // *ApJ*. — 1998. — Vol. 493, no. 1. — P. 180–194.
31. Kroupa Pavel. On the variation of the initial mass function // *MNRAS*. — 2001. — Vol. 322, no. 2. — P. 231–246.
32. Hur Hyeonoh, Park Byeong-Gon, Sung Hwankyung et al. Reddening, distance, and stellar content of the young open cluster Westerlund 2 // *MNRAS*. — 2015. — Vol. 446, no. 4. — P. 3797–3819.
33. Clark J. S., Lohr M. E., Patrick L. R. et al. An updated stellar census of the Quintuplet cluster // *A&A*. — 2018. — Vol. 618. — P. A2.
34. Clark J. S., Lohr M. E., Patrick L. R., Najarro F. The Arches cluster revisited. III. An addendum to the stellar census // *A&A*. — 2019. — Vol. 623. — P. A84.
35. Brands Sarah A., de Koter Alex, Bestenlehner Joachim M. et al. The R136 star cluster dissected with Hubble Space Telescope/STIS. III. The most massive stars and their clumped winds // *A&A*. — 2022. — Vol. 663. — P. A36.
36. Negueruela Ignacio, Alfaro Emilio J., Dorda Ricardo et al. Westerlund 1 under the light of Gaia EDR3: Distance, isolation, extent, and a hidden population // *arXiv e-prints*. — 2022. — P. arXiv:2204.00422.
37. Cantó J., Raga A. C., Rodríguez L. F. The Hot, Diffuse Gas in a Dense Cluster of Massive Stars // *ApJ*. — 2000. — Vol. 536, no. 2. — P. 896–901.
38. Chevalier R. A., Clegg A. W. Wind from a starburst galaxy nucleus // *Nature*. — 1985. — Vol. 317, no. 6032. — P. 44–45.
39. Raga A. C., Velázquez P. F., Cantó J. et al. Simulated X-Ray Images and Spectra of the Arches Cluster // *ApJL*. — 2001. — Vol. 559, no. 1. — P. L33–L36.
40. Rockefeller Gabriel, Fryer Christopher L., Melia Fulvio, Wang Q. Daniel. Diffuse X-Rays from the Arches and Quintuplet Clusters // *ApJ*. — 2005. — Vol. 623, no. 1. — P. 171–180.

41. Rodríguez-González A., Cantó J., Esquivel A. et al. Winds from clusters with non-uniform stellar distributions // MNRAS. — 2007. — Vol. 380, no. 3. — P. 1198–1206.
42. Rodríguez-González A., Esquivel A., Raga A. C., Cantó J. The Formation of Filamentary Structures in Radiative Cluster Winds // ApJ. — 2008. — Vol. 684, no. 2. — P. 1384–1389.
43. Rogers H., Pittard J. M. Feedback from winds and supernovae in massive stellar clusters - I. Hydrodynamics // MNRAS. — 2013. — Vol. 431, no. 2. — P. 1337–1351.
44. Rogers H., Pittard J. M. Feedback from winds and supernovae in massive stellar clusters - II. X-ray emission // MNRAS. — 2014. — Vol. 441, no. 2. — P. 964–982.
45. Velázquez Pablo F., Koenigsberger Gloria, Raga Alejandro C. A Supernova Remnant Collision with a Stellar Wind // ApJ. — 2003. — Vol. 584, no. 1. — P. 284–292.
46. Pittard J. M., Dawson B. Colliding stellar winds structure and X-ray emission // MNRAS. — 2018. — Vol. 477, no. 4. — P. 5640–5645.
47. Scherer K., Noack A., Kleimann J. et al. The interaction of multiple stellar winds in stellar clusters: potential flow // A&A. — 2018. — Vol. 616. — P. A115.
48. Gallegos-Garcia Monica, Burkhart Blakesley, Rosen Anna L. et al. Winds in Star Clusters Drive Kolmogorov Turbulence // ApJL. — 2020. — Vol. 899, no. 2. — P. L30.
49. Georgy Cyril, Walder Rolf, Folini Doris et al. Circumstellar medium around rotating massive stars at solar metallicity // A&A. — 2013. — Vol. 559. — P. A69.
50. Sukhbold Tuguldur, Ertl T., Woosley S. E. et al. Core-collapse Supernovae from 9 to 120 Solar Masses Based on Neutrino-powered Explosions // ApJ. — 2016. — Vol. 821, no. 1. — P. 38.
51. Brott I., de Mink S. E., Cantiello M. et al. Rotating massive main-sequence stars. I. Grids of evolutionary models and isochrones // A&A. — 2011. — Vol. 530. — P. A115.
52. Maeder André, Meynet Georges. Rotating massive stars: From first stars to gamma ray bursts // Reviews of Modern Physics. — 2012. — Vol. 84, no. 1. — P. 25–63.
53. Marcowith Alexandre, Dwarkadas Vikram V., Renaud Matthieu et al. Core-collapse supernovae as cosmic ray sources // MNRAS. — 2018. — Vol. 479, no. 4. — P. 4470–4485.

54. Clayton D. D. Principles of stellar evolution and nucleosynthesis. — 1984.
55. Mauron N., Josselin E. The mass-loss rates of red supergiants and the de Jager prescription // A&A. — 2011. — Vol. 526. — P. A156.
56. Georgy C. Yellow supergiants as supernova progenitors: an indication of strong mass loss for red supergiants? // A&A. — 2012. — Vol. 538. — P. L8.
57. Crowther Paul A., Hadfield L. J., Clark J. S. et al. A census of the Wolf-Rayet content in Westerlund 1 from near-infrared imaging and spectroscopy // MNRAS. — 2006. — Vol. 372, no. 3. — P. 1407–1424.
58. Crowther Paul A. Physical Properties of Wolf-Rayet Stars // ARA&A. — 2007. — Vol. 45, no. 1. — P. 177–219.
59. Gräfener G., Owocki S. P., Grassitelli L., Langer N. On the optically thick winds of Wolf-Rayet stars // A&A. — 2017. — Vol. 608. — P. A34.
60. Groh Jose H., Meynet Georges, Ekström Sylvia, Georgy Cyril. The evolution of massive stars and their spectra. I. A non-rotating $60 M_{\odot}$ star from the zero-age main sequence to the pre-supernova stage // A&A. — 2014. — Vol. 564. — P. A30.
61. Pauldrach A., Puls J., Kudritzki R. P. Radiation-driven winds of hot luminous stars. Improvements of the theory and first results. // A&A. — 1986. — Vol. 164. — P. 86–100.
62. Kudritzki Rolf-Peter, Puls Joachim. Winds from Hot Stars // ARA&A. — 2000. — Vol. 38. — P. 613–666.
63. Avedisova V. S. Formation of Nebulae by Wolf-Rayet Stars. // Soviet Ast.. — 1972. — Vol. 15. — P. 708.
64. Castor J., McCray R., Weaver R. Interstellar bubbles. // ApJL. — 1975. — Vol. 200. — P. L107–L110.
65. Weaver R., McCray R., Castor J. et al. Interstellar bubbles. II. Structure and evolution. // ApJ. — 1977. — Vol. 218. — P. 377–395.
66. Ignace R., Cassinelli J. P., Bjorkman J. E. Equatorial Wind Compression Effects across the H-R Diagram // ApJ. — 1996. — Vol. 459. — P. 671.
67. Langer Norbert, García-Segura Guillermo, Mac Low Mordecai-Mark. Giant Outbursts of Luminous Blue Variables and the Formation of the Homunculus Nebula around η Carinae // ApJL. — 1999. — Vol. 520, no. 1. — P. L49–L53.
68. Chevalier Roger A., Luo Ding. Magnetic Shaping of Planetary Nebulae and Other Stellar Wind Bubbles // ApJ. — 1994. — Vol. 421. — P. 225.

69. García-Segura Guillermo, Langer Norbert, Różyczka Michał, Franco José. Shaping Bipolar and Elliptical Planetary Nebulae: Effects of Stellar Rotation, Photoionization Heating, and Magnetic Fields // *ApJ*. — 1999. — Vol. 517, no. 2. — P. 767–781.
70. Meyer D. M. A. On the bipolarity of Wolf-Rayet nebulae // *MNRAS*. — 2021. — Vol. 507, no. 4. — P. 4697–4714.
71. van Marle A. J., Meliani Z., Marcowith A. Shape and evolution of wind-blown bubbles of massive stars: on the effect of the interstellar magnetic field // *A&A*. — 2015. — Vol. 584. — P. A49.
72. El-Badry Kareem, Ostriker Eve C., Kim Chang-Goo et al. Evolution of supernovae-driven superbubbles with conduction and cooling // *MNRAS*. — 2019. — Vol. 490, no. 2. — P. 1961–1990.
73. Fenech D. M., Clark J. S., Prinja R. K. et al. An ALMA 3 mm continuum census of Westerlund 1 // *A&A*. — 2018. — Vol. 617. — P. A137.
74. Andrews H., Fenech D., Prinja R. K. et al. A radio census of the massive stellar cluster Westerlund 1 // *A&A*. — 2019. — Vol. 632. — P. A38.
75. Negueruela I., Clark J. S., Ritchie B. W. The population of OB supergiants in the starburst cluster Westerlund 1 // *A&A*. — 2010. — Vol. 516. — P. A78.
76. Munro Michael P., Law Casey, Clark J. Simon et al. Diffuse, Nonthermal X-Ray Emission from the Galactic Star Cluster Westerlund 1 // *ApJ*. — 2006. — Vol. 650, no. 1. — P. 203–211.
77. Clark J. S., Munro M. P., Negueruela I. et al. Unveiling the X-ray point source population of the Young Massive Cluster Westerlund 1 // *A&A*. — 2008. — Vol. 477, no. 1. — P. 147–163.
78. Beasor Emma R., Davies Ben, Smith Nathan et al. The Age of Westerlund 1 Revisited // *ApJ*. — 2021. — Vol. 912, no. 1. — P. 16.
79. Lim Beomdu, Chun Moo-Young, Sung Hwankyung et al. The Starburst Cluster Westerlund 1: The Initial Mass Function and Mass Segregation // *AJ*. — 2013. — Vol. 145, no. 2. — P. 46.
80. Aharonian F., Ashkar H., Backes M. et al. A deep spectromorphological study of the γ -ray emission surrounding the young massive stellar cluster Westerlund 1 // *A&A*. — 2022. — Vol. 666. — P. A124.
81. Meyer D. M. A., Mackey J., Langer N. et al. Models of the circumstellar medium of evolving, massive runaway stars moving through the Galactic plane // *MNRAS*. — 2014. — Vol. 444, no. 3. — P. 2754–2775.

82. Miyoshi Takahiro, Kusano Kanya. A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics // *Journal of Computational Physics*. — 2005. — Vol. 208, no. 1. — P. 315–344.
83. Harten Amiram, Lax Peter D., Leer Bram van. [On Upstream Differencing and Godunov-Type Schemes for Hyperbolic Conservation Laws](#) // *SIAM Review*. — 1983. — Vol. 25, no. 1. — P. 35–61.
84. Dedner A., Kemm F., Kröner D. et al. Hyperbolic Divergence Cleaning for the MHD Equations // *Journal of Computational Physics*. — 2002. — Vol. 175, no. 2. — P. 645–673.
85. Ghavamian Parviz, Schwartz Steven J., Mitchell Jeremy et al. Electron-Ion Temperature Equilibration in Collisionless Shocks: The Supernova Remnant-Solar Wind Connection // *Space Sci. Rev.*. — 2013. — Vol. 178, no. 2-4. — P. 633–663.
86. Vink Jacco, Broersen Sjors, Bykov Andrei, Gabici Stefano. On the electron-ion temperature ratio established by collisionless shocks // *A&A*. — 2015. — Vol. 579. — P. A13.
87. Bohdan Artem, Pohl Martin, Niemiec Jacek et al. Kinetic Simulation of Nonrelativistic Perpendicular Shocks of Young Supernova Remnants. IV. Electron Heating // *ApJ*. — 2020. — Vol. 904, no. 1. — P. 12.
88. Raymond John C., Ghavamian Parviz, Bohdan Artem et al. Electron-Ion Temperature Ratio in Astrophysical Shocks // *ApJ*. — 2023. — Vol. 949, no. 2. — P. 50.
89. Tran Aaron, Sironi Lorenzo. Electron Heating in Perpendicular Low-beta Shocks // *ApJL*. — 2020. — Vol. 900, no. 2. — P. L36.
90. Bykov A. M., Paerels F. B. S., Petrosian V. Equilibration Processes in the Warm-Hot Intergalactic Medium // *Space Sci. Rev.*. — 2008. — Vol. 134, no. 1-4. — P. 141–153.
91. Howes G. G. A prescription for the turbulent heating of astrophysical plasmas // *MNRAS*. — 2010. — Vol. 409, no. 1. — P. L104–L108.
92. Tong Yuguang, Vasko Ivan Y., Artemyev Anton V. et al. Statistical Study of Whistler Waves in the Solar Wind at 1 au // *ApJ*. — 2019. — Vol. 878, no. 1. — P. 41.
93. Braginskii S. I. Transport Processes in a Plasma // *Reviews of Plasma Physics*. — 1965. — Vol. 1. — P. 205.
94. Spitzer Lyman, Härm Richard. Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas // *Physical Review*. — 1953. — Vol. 89, no. 5. — P. 977–981.

95. Spitzer L. Physics of Fully Ionized Gases. — 1962.
96. Cowie L. L., McKee C. F. The evaporation of spherical clouds in a hot gas. I. Classical and saturated mass loss rates. // ApJ. — 1977. — Vol. 211. — P. 135–146.
97. Giuliani J. L. Jr. On the dynamics in evaporating cloud envelopes // ApJ. — 1984. — Vol. 277. — P. 605–614.
98. Bale S. D., Pulupa M., Salem C. et al. Electron Heat Conduction in the Solar Wind: Transition from Spitzer-Härm to the Collisionless Limit // ApJL. — 2013. — Vol. 769, no. 2. — P. L22.
99. Balbus S. A., McKee C. F. The evaporation of spherical clouds in a hot gas. III - Suprathermal evaporation // ApJ. — 1982. — Vol. 252. — P. 529–552.
100. Orlando S., Bocchino F., Reale F. et al. The Importance of Magnetic-Field-Oriented Thermal Conduction in the Interaction of SNR Shocks with Interstellar Clouds // ApJ. — 2008. — Vol. 678, no. 1. — P. 274–286.
101. Levinson Amir, Eichler David. Inhibition of Electron Thermal Conduction by Electromagnetic Instabilities // ApJ. — 1992. — Vol. 387. — P. 212.
102. Riquelme Mario A., Quataert Eliot, Verscharen Daniel. PIC Simulations of the Effect of Velocity Space Instabilities on Electron Viscosity and Thermal Conduction // ApJ. — 2016. — Vol. 824, no. 2. — P. 123.
103. Roberg-Clark G. T., Drake J. F., Reynolds C. S., Swisdak M. Suppression of Electron Thermal Conduction in the High β Intracluster Medium of Galaxy Clusters // ApJL. — 2016. — Vol. 830, no. 1. — P. L9.
104. Komarov S., Schekochihin A. A., Churazov E., Spitkovsky A. Self-inhibiting thermal conduction in a high- β , whistler-unstable plasma // Journal of Plasma Physics. — 2018. — Vol. 84, no. 3. — P. 905840305.
105. Drake J. F., Pfrommer C., Reynolds C. S. et al. Whistler-regulated Magnetohydrodynamics: Transport Equations for Electron Thermal Conduction in the High- β Intracluster Medium of Galaxy Clusters // ApJ. — 2021. — Vol. 923, no. 2. — P. 245.
106. Meinecke Jena, Tzeferacos Petros, Ross James S. et al. [Strong suppression of heat conduction in a laboratory replica of galaxy-cluster turbulent plasmas](#) // Science Advances. — 2022. — Vol. 8, no. 10. — P. eabj6799.
107. Green Samuel, Mackey Jonathan, Haworth Thomas J. et al. Thermal emission from bow shocks. I. 2D hydrodynamic models of the Bubble Nebula // A&A. — 2019. — Vol. 625. — P. A4.

108. Hummer D. G. Total Recombination and Energy Loss Coefficients for Hydrogenic Ions at Low Density for $10 < T/E/Z/2 < 10/7K$ // MNRAS. — 1994. — Vol. 268. — P. 109.
109. Bjorkman J. E., Cassinelli J. P. Equatorial Disk Formation around Rotating Stars Due to Ram Pressure Confinement by the Stellar Wind // ApJ. — 1993. — Vol. 409. — P. 429.
110. Parker E. N. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. // ApJ. — 1958. — Vol. 128. — P. 664.
111. Schöller M., Hubrig S., Fossati L. et al. B fields in OB stars (BOB): Concluding the FORS 2 observing campaign // A&A. — 2017. — Vol. 599. — P. A66.
112. Mackey Jonathan, Green Samuel, Moutzouri Maria et al. PION: simulating bow shocks and circumstellar nebulae // MNRAS. — 2021. — Vol. 504, no. 1. — P. 983–1008.
113. Meyer D. M.-A., Pohl M., Petrov M., Egberts K. Mixing of materials in magnetized core-collapse supernova remnants // MNRAS. — 2023. — Vol. 521, no. 4. — P. 5354–5371.
114. Meyer D. M. A., Mignone A., Kuiper R. et al. Bow shock nebulae of hot massive stars in a magnetized medium // MNRAS. — 2017. — Vol. 464, no. 3. — P. 3229–3248.
115. Li Pak Shing, Martin Daniel F., Klein Richard I., McKee Christopher F. A Stable, Accurate Methodology for High Mach Number, Strong Magnetic Field MHD Turbulence with Adaptive Mesh Refinement: Resolution and Refinement Studies // ApJ. — 2012. — Vol. 745, no. 2. — P. 139.
116. Zank G. P., Sterken V., Giacalone J. et al. The Early History of Heliospheric Science and the Spacecraft That Made It Possible // Space Sci. Rev.. — 2022. — Vol. 218, no. 4. — P. 34.
117. Herbst Konstantin, Baalman Lennart R., Bykov Andrei et al. Astrospheres of Planet-Hosting Cool Stars and Beyond · When Modeling Meets Observations // Space Sci. Rev.. — 2022. — Vol. 218, no. 4. — P. 29.
118. Axford W. I. The Interaction of the Solar Wind With the Interstellar Medium // NASA Special Publication / Ed. by Charles P. Sonett, Paul Jerome Coleman, John Marsh Wilcox. — 1972. — Vol. 308. — P. 609.
119. Cranfill Charles William. Flow Problems in Astrophysical Systems. // Ph. D. thesis / University of California, San Diego, United States. — 1974.

120. Nerney Steven, Suess S. T., Schmah E. J. Flow downstream of the heliospheric terminal shock: The magnetic field on the heliopause // *J. Geophys. Res.* — 1993. — Vol. 98, no. A9. — P. 15169–15176.
121. Hillas A. M. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays // *ARA&A.* — 1984. — Vol. 22. — P. 425–444.
122. Smith Randall K., Brickhouse Nancy S., Liedahl Duane A., Raymond John C. Collisional Plasma Models with APEC/APED: Emission-Line Diagnostics of Hydrogen-like and Helium-like Ions // *ApJL.* — 2001. — Vol. 556, no. 2. — P. L91–L95.
123. Arnaud K. A. XSPEC: The First Ten Years // *Astronomical Data Analysis Software and Systems V* / Ed. by George H. Jacoby, Jeannette Barnes. — Vol. 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series.* — 1996. — P. 17.
124. Mestre Enrique, de Oña Wilhelmi Emma, Torres Diego F. et al. Probing the hadronic nature of the gamma-ray emission associated with Westerlund 2 // *MNRAS.* — 2021. — Vol. 505, no. 2. — P. 2731–2740.
125. Bykov Andrei M., Marcowith Alexandre, Amato Elena et al. High-Energy Particles and Radiation in Star-Forming Regions // *Space Sci. Rev.* — 2020. — Vol. 216, no. 3. — P. 42.
126. Stevens Ian R., Hartwell Joanna M. The cluster wind from local massive star clusters // *MNRAS.* — 2003. — Vol. 339, no. 1. — P. 280–288.
127. Bykov A. M., Uvarov Yu A., Kalyashova M. E. et al. X-ray emission from Westerlund 2 detected by SRG/ART-XC and Chandra: search for radiation of TeV leptons // *MNRAS.* — 2023. — Vol. 525, no. 1. — P. 1553–1561.
128. Kavanagh Patrick J. Thermal and non-thermal X-ray emission from stellar clusters and superbubbles // *Astrophys. Space Sci.* — 2020. — Vol. 365, no. 1. — P. 6.
129. Luo Ding, McCray Richard, Mac Low Mordecai-Mark. X-Rays from Colliding Stellar Winds // *ApJ.* — 1990. — Vol. 362. — P. 267.
130. Pittard J. M., Parkin E. R. 3D models of radiatively driven colliding winds in massive O + O star binaries - III. Thermal X-ray emission // *MNRAS.* — 2010. — Vol. 403, no. 4. — P. 1657–1683.
131. Pittard J. M., Romero G. E., Vila G. S. Particle acceleration and non-thermal emission in colliding-wind binary systems // *MNRAS.* — 2021. — Vol. 504, no. 3. — P. 4204–4225.

132. Ackermann M., Ajello M., Baldini L. et al. Search for Extended Sources in the Galactic Plane Using Six Years of Fermi-Large Area Telescope Pass 8 Data above 10 GeV // *ApJ*. — 2017. — Vol. 843, no. 2. — P. 139.
133. H. E. S. S. Collaboration, Abramowski A., Acero F. et al. Revisiting the Westerlund 2 field with the HESS telescope array // *A&A*. — 2011. — Vol. 525. — P. A46.
134. Bykov A. M., Kalyashova M. E. Modeling of GeV-TeV gamma-ray emission of Cygnus Cocoon // *Advances in Space Research*. — 2022. — Vol. 70, no. 9. — P. 2685–2695.
135. Townsley L., Feigelson E., Montmerle T. et al. Parsec-Scale X-ray Flows in High-Mass Star-Forming Regions // *X-Ray and Radio Connections* / Ed. by L. O. Sjouwerman, K. K. Dyer. — 2005. — P. 3.04.
136. Fujita Yutaka, Hayashida Kiyoshi, Takahashi Hiroaki, Takahara Fumio. Suzaku Observation of Diffuse X-Ray Emission from the Open Cluster Westerlund 2: a Hypernova Remnant? // *PASJ*. — 2009. — Vol. 61. — P. 1229.
137. Crowther Paul A., Broos Patrick S., Townsley Leisa K. et al. X-ray properties of early-type stars in the Tarantula Nebula from T-ReX // *MNRAS*. — 2022. — Vol. 515, no. 3. — P. 4130–4150.
138. Sasaki Manami, Knies Jonathan, Haberl Frank et al. First studies of the diffuse X-ray emission in the Large Magellanic Cloud with eROSITA // *A&A*. — 2022. — Vol. 661. — P. A37.
139. Law C., Yusef-Zadeh F. X-Ray Observations of Stellar Clusters Near the Galactic Center // *ApJ*. — 2004. — Vol. 611, no. 2. — P. 858–870.
140. Wang Q. Daniel, Dong Hui, Lang Cornelia. The interplay between star formation and the nuclear environment of our Galaxy: deep X-ray observations of the Galactic centre Arches and Quintuplet clusters // *MNRAS*. — 2006. — Vol. 371, no. 1. — P. 38–54.
141. Kuznetsova Ekaterina, Krivonos Roman, Clavel Maïca et al. Investigating the origin of the faint non-thermal emission of the Arches cluster using the 2015-2016 NuSTAR and XMM-Newton X-ray observations // *MNRAS*. — 2019. — Vol. 484, no. 2. — P. 1627–1636.
142. Pavlinsky M., Tkachenko A., Levin V. et al. The ART-XC telescope on board the SRG observatory // *A&A*. — 2021. — Vol. 650. — P. A42.
143. Sunyaev R., Arefiev V., Babushkin V. et al. SRG X-ray orbital observatory. Its telescopes and first scientific results // *A&A*. — 2021. — Vol. 656. — P. A132.

144. Townsley Leisa K., Broos Patrick S., Garmire Gordon P., Povich Matthew S. The Massive Star-forming Regions Omnibus X-ray Catalog, Third Installment // *ApJS*. — 2019. — Vol. 244, no. 2. — P. 28.
145. Bednarek W. γ -ray production in young open clusters: Berk 87, Cyg OB2 and Westerlund 2 // *MNRAS*. — 2007. — Vol. 382, no. 1. — P. 367–376.
146. Manolakou K., Horns D., Kirk J. G. Spectral evolution of non-thermal electron distributions in intense radiation fields // *A&A*. — 2007. — Vol. 474, no. 3. — P. 689–700.
147. Badmaev D. V., Bykov A. M., Kalyashova M. E. Core-collapse supernova inside the core of a young massive star cluster: 3D MHD simulations // *MNRAS*. — 2024. — Vol. 527, no. 2. — P. 3749–3760.
148. Smartt S. J. Observational Constraints on the Progenitors of Core-Collapse Supernovae: The Case for Missing High-Mass Stars // *PASA*. — 2015. — Vol. 32. — P. e016.
149. Reynolds Stephen P. [Dynamical Evolution and Radiative Processes of Supernova Remnants](#) // *Handbook of Supernovae* / Ed. by Athem W. Alsabti, Paul Murdin. — Springer International Publishing AG, 2017. — P. 1981.
150. Woltjer L. Supernova Remnants // *ARA&A*. — 1972. — Vol. 10. — P. 129.
151. Sedov L. I. *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*. — New York: Academic Press, 1959.
152. Taylor Geoffrey. The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. I. Theoretical Discussion // *Proceedings of the Royal Society of London Series A*. — 1950. — Vol. 201, no. 1065. — P. 159–174.
153. Vink Jacco. Supernova remnants: the X-ray perspective // *A&AR*. — 2012. — Vol. 20. — P. 49.
154. Kuranz C. C., Park H. S., Huntington C. M. et al. How high energy fluxes may affect Rayleigh-Taylor instability growth in young supernova remnants // *Nature Communications*. — 2018. — Vol. 9. — P. 1564.
155. Meyer D. M. A., Langer N., Mackey J. et al. Asymmetric supernova remnants generated by Galactic, massive runaway stars // *MNRAS*. — 2015. — Vol. 450, no. 3. — P. 3080–3100.
156. Jun Byung-Il, Norman Michael L. On the Origin of Strong Magnetic Fields in Young Supernova Remnants // *ApJ*. — 1996. — Vol. 465. — P. 800.

157. Dwarkadas Vikram V. The Evolution of Supernovae in Circumstellar Wind Bubbles. II. Case of a Wolf-Rayet Star // *ApJ*. — 2007. — Vol. 667, no. 1. — P. 226–247.
158. Orlando S., Miceli M., Petruk O. et al. 3D MHD modeling of the expanding remnant of SN 1987A. Role of magnetic field and non-thermal radio emission // *A&A*. — 2019. — Vol. 622. — P. A73.
159. Orlando S., Ono M., Nagataki S. et al. Hydrodynamic simulations unravel the progenitor-supernova-remnant connection in SN 1987A // *A&A*. — 2020. — Vol. 636. — P. A22.
160. Orlando S., Wongwathanarat A., Janka H. T. et al. The fully developed remnant of a neutrino-driven supernova. Evolution of ejecta structure and asymmetries in SNR Cassiopeia A // *A&A*. — 2021. — Vol. 645. — P. A66.
161. Orlando S., Wongwathanarat A., Janka H. T. et al. Evidence for past interaction with an asymmetric circumstellar shell in the young SNR Cassiopeia A // *A&A*. — 2022. — Vol. 666. — P. A2.
162. Vink Jacco. [Physics and Evolution of Supernova Remnants](#). — Springer Nature, 2020.
163. Ferrand Gilles, Warren Donald C., Ono Masaomi et al. From Supernova to Supernova Remnant: Comparison of Thermonuclear Explosion Models // *ApJ*. — 2021. — Vol. 906, no. 2. — P. 93.
164. Badmaev D. V., Bykov A. M. Wind of a young massive star colliding with a supernova remnant shell // *Journal of Physics Conference Series*. — Vol. 2103 of *Journal of Physics Conference Series*. — 2021. — P. 012013.
165. Velázquez P. F., Meyer D. M. A., Chiotellis A. et al. The sculpting of rectangular and jet-like morphologies in supernova remnants by anisotropic equatorially confined progenitor stellar winds // *MNRAS*. — 2023. — Vol. 519, no. 4. — P. 5358–5372.
166. Chevalier R. A. Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with an external medium. // *ApJ*. — 1982. — Vol. 258. — P. 790–797.
167. Nadezhin D. K. On the Initial Phase of Interaction Between Expanding Stellar Envelopes and Surrounding Medium // *Astrophys. Space Sci.* — 1985. — Vol. 112, no. 2. — P. 225–249.
168. Matzner Christopher D., McKee Christopher F. The Expulsion of Stellar Envelopes in Core-Collapse Supernovae // *ApJ*. — 1999. — Vol. 510, no. 1. — P. 379–403.

169. Dwarkadas Vikram V., Chevalier Roger A. Interaction of Type IA Supernovae with Their Surroundings // *ApJ*. — 1998. — Vol. 497, no. 2. — P. 807–823.
170. Petruk O., Kuzyo T., Orlando S. et al. Magneto-hydrodynamic simulations of young supernova remnants and their energy-conversion phase // *MNRAS*. — 2021. — Vol. 505, no. 1. — P. 755–770.
171. Truelove J. Kelly, McKee Christopher F. Evolution of Nonradiative Supernova Remnants // *ApJS*. — 1999. — Vol. 120, no. 2. — P. 299–326.
172. Chevalier Roger A., Liang Edison P. The Interaction of Supernovae with Circumstellar Bubbles // *ApJ*. — 1989. — Vol. 344. — P. 332.
173. Whalen Daniel, van Veelen Bob, O’Shea Brian W., Norman Michael L. The Destruction of Cosmological Minihalos by Primordial Supernovae // *ApJ*. — 2008. — Vol. 682, no. 1. — P. 49–67.
174. Telezhinsky I., Dwarkadas V. V., Pohl M. Acceleration of cosmic rays by young core-collapse supernova remnants // *A&A*. — 2013. — Vol. 552. — P. A102.
175. Dwarkadas Vikram V. The Evolution of Supernovae in Circumstellar Wind-Blown Bubbles. I. Introduction and One-Dimensional Calculations // *ApJ*. — 2005. — Vol. 630, no. 2. — P. 892–910.
176. Das Samata, Brose Robert, Meyer Dominique M. A. et al. Spectral softening in core-collapse supernova remnant expanding inside wind-blown bubble // *A&A*. — 2022. — Vol. 661. — P. A128.
177. Dwarkadas Vikram V. Ionization-Gasdynamic Simulations of Wind-Blown Nebulae around Massive Stars // *Galaxies*. — 2022. — Vol. 10, no. 1. — P. 37.
178. Meyer D. M. A., Petrov M., Pohl M. Wind nebulae and supernova remnants of very massive stars // *MNRAS*. — 2020. — Vol. 493, no. 3. — P. 3548–3564.
179. Wilkin Francis P. Exact Analytic Solutions for Stellar Wind Bow Shocks // *ApJL*. — 1996. — Vol. 459. — P. L31.
180. Inoue Tsuyoshi, Yamazaki Ryo, Inutsuka Shu-ichiro. Turbulence and Magnetic Field Amplification in Supernova Remnants: Interactions Between a Strong Shock Wave and Multiphase Interstellar Medium // *ApJ*. — 2009. — Vol. 695, no. 2. — P. 825–833.
181. Asplund Martin, Grevesse Nicolas, Sauval A. Jacques, Scott Pat. The Chemical Composition of the Sun // *ARA&A*. — 2009. — Vol. 47, no. 1. — P. 481–522.
182. Limongi Marco, Chieffi Alessandro. Presupernova Evolution and Explosive Nucleosynthesis of Rotating Massive Stars in the Metallicity Range $-3 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0$ // *ApJS*. — 2018. — Vol. 237, no. 1. — P. 13.

183. Moderski Rafał, Sikora Marek, Coppi Paolo S., Aharonian Felix. Klein-Nishina effects in the spectra of non-thermal sources immersed in external radiation fields // MNRAS. — 2005. — Vol. 363, no. 3. — P. 954–966.
184. Bykov A. M., Ellison D. C., Gladilin P. E., Osipov S. M. Ultrahard spectra of PeV neutrinos from supernovae in compact star clusters // MNRAS. — 2015. — Vol. 453, no. 1. — P. 113–121.
185. Toro E. F., Spruce M., Speares W. Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver // Shock Waves. — 1994. — Vol. 4, no. 1. — P. 25–34.