

На правах рукописи

Бадмаев Данр Владимирович

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

Специальность 1.3.1 — физика космоса, астрономия

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2024

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук.

Научный руководитель: Быков Андрей Михайлович,
д.ф.-м.н., проф., чл.-корр. РАН,
руководитель отделения ОФПАФА
ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН,

Официальные оппоненты: Догель Владимир Александрович,
д.ф.-м.н., проф.,
главный научный сотрудник
Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН,

Петросян Аракел Саркисович,
д.ф.-м.н., проф.,
зав. сектором динамики атмосфер и климата
Институт космических исследований РАН,

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки
Институт ядерных исследований РАН

Защита состоится 18 декабря 2024 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета 34.01.04 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук по адресу: 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А. Ф. Иоффе и на веб-сайте ФТИ www.ioffe.ru.

Автореферат разослан . . . октября 2024 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
к. ф.-м. н.

Штернин П.С.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. 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 $\gtrsim 8M_{\odot}$, 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 ~ 1 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 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

¹протяженные нитевидные структуры конечной толщины в астрофизике называют филаментами.

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 эффективно 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 результирующих 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 запол-

нения $\lesssim 10\%$. 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. Основные результаты диссертации опубликованы в 5 статьях в реферируемых журналах. 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» (HEA-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.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы и приложений. Объем работы составляет 115 страниц, 42 рисунка и 6 таблиц. Список литературы включает в себя 185 наименований.

Содержание работы

Первая глава посвящена разработке 3D МГД модели ударных плазменных течений в ядре ММЗС, в котором сталкиваются десятки мощных ($P_w \sim 10^{36} - 10^{38}$ эрг s^{-1}) ветров массивных звезд ранних спектральных классов. 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 важно в контексте механики ускорения частиц КЛ в подобных системах.

В *разделе 1.1* дана информация об эволюции массивных звезд в ММЗС и характеристиках звездных ветров на разных стадиях звездной эволюции. Значительная часть массивных звезд ($M_* > 8M_\odot$) рождается, эволюционирует и умирает во вспышке СН в составе ММЗС [12], чей эволюционный возраст не превышает ~ 10 млн лет при весьма компактных размерах системы ~ 1 пк [13]. ММЗС могут содержать десятки и сотни ярких массивных звезд, находящихся на различных стадиях эволюции: ОВ-звезды главной последовательности (ГП), холодные сверхгиганты (CSG) и звезды Вольфа-Райе (WR). Наличие и длительность следующих за ГП стадий определяется начальной массой звезды, ее металличностью, вращением, и темпом потери массы через звездный ветер [14]. Выделенные стадии эволюции разительно отличаются друг от друга по спектральным характеристикам (T_* , L_*) и, как следствие, по параметрам звездного ветра (\dot{M} , v_w). Для простоты в модели полагается, что в пределах каждой стадии параметры ветра остаются постоянными. В результате взаимодействия множества плотно расположенных сверхзвуковых ветров внутри ядра ММЗС образуется горячая среда со сложной геометрией конкурирующих течений и множеством ударных волн торможения.

В *разделе 1.2* описаны положения и методы, использованные при построении модели ядра ММЗС. В качестве образца для построения модели было выбрано скопление Wd1, подробно изученное приборами с высоким угловым разрешением в радио [15], оптическом [16] и рентгеновском диапазонах [17]. Наблюдения выявили богатую популяцию молодых массивных звезд, заключенную в центральном ядре скопления радиусом около 2 пк [18]. Модель имеет несколько ключевых параметров: полная механическая мощность \dot{E}_{cl} , полный темп потери массы \dot{M}_{cl} , радиус скопления r_{cl} , а также количества звезд в каждом спектральном классе. В частности, наблюдения Wd1 выявили ~ 100 ярких ОВ-звезд [16], 24 WR-звезды [19] и 10 CSG-звезд [20]. Наблюдаемое количественное соотношение звезд в разных спектральных классах примерно соблюдено в рамках модели, тогда как полное число звезд ограничено 60. Это число оптимально с учетом ограничений, накладываемых разрешением сетки (500^3 или 0.008 пк пиксел $^{-1}$). Установлено следующее распределение звезд по классам: 40 звезд О-класса, 15 WR-звезд, 5 CSG-звезд. Расположение 60 звезд разыгрывается случайно и равномерно в шаре радиусом 2 пк. Всего было выполнено 8 расчетов, в которых исследовались предельные режимы теплопроводности, зависимости от разрешения сетки, размера скопления, а также вариации темпа потери массы и полной механической энергии, выделяемой в системе. Полная механическая мощность 60 источников $\dot{E}_{cl} \sim 10^{39}$ эрг s^{-1} . Для инициализации ветров используется модель ветра вращающейся

звезды [21] на расстояниях много больших ее радиуса:

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

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

где $\alpha = 0.35$ [21], $\zeta = 2.6$ для O и WR и $\zeta = 0.5$ для CSG ветров [22], $\Omega = \sqrt{2}v_{\text{rot}}/v_{\text{esc}} < 0.99$ – параметр вращения [23], v_{esc} – вторая космическая скорость, $v_{\text{rot}} = R_*\omega_*$ – линейная экваториальная скорость вращения звезды и θ – полярный угол. 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* [14]. Вращение ветра и его замагниченность учитываются через азимутальные компоненты скорости и магнитного поля:

$$v_\phi(r, \theta) = v_{\text{rot}} \frac{R_*}{r} \sin \theta, \quad (3)$$

$$B_\phi(r, \theta) = B_* \left(\frac{R_*}{r} \right) \left[\frac{v_\phi(r, \theta)}{v_r(\theta)} \right] \left(\frac{r}{R_*} - 1 \right), \quad (4)$$

где величина B_* задает напряженность магнитного поля вблизи звездной поверхности и для O- и WR-звезд полагается равной 100 Гс. Магнитное поле в ветре соответствует спиральной модели Паркера [24]. Такая инициализация находится в согласии с моделями ветров для изолированных массивных звезд [23, 25, 26]. Код PLUTO интегрирует следующую систему одножидкостных МГД уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{m} \otimes \mathbf{v} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{B} + \mathbf{I} p_{\text{tot}}) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p_{\text{tot}}) \mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})] = \nabla \cdot \mathbf{F}_c + \Phi(T, \rho), \quad (7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \otimes \mathbf{B} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{v}) = 0, \quad (8)$$

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

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}}{2\rho} + \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{2}. \quad (9)$$

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. Условия на границах расчетной области позволяют веществу свободно ее покидать.

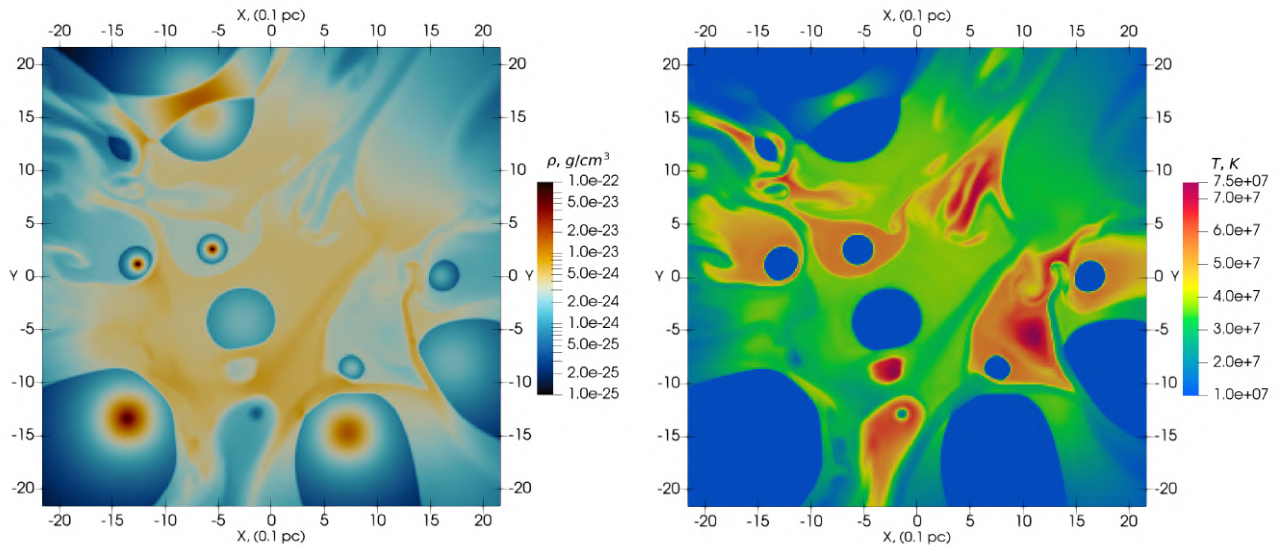


Рис. 1: Слева: карта плотности в центральном Oxy -сечении ядра ММЗС, раскрывающая сложную геометрию результирующих коллективных течений плазмы. Справа: карта температуры в том же сечении, полученная в рамках одножидкостной 3D МГД симуляции.

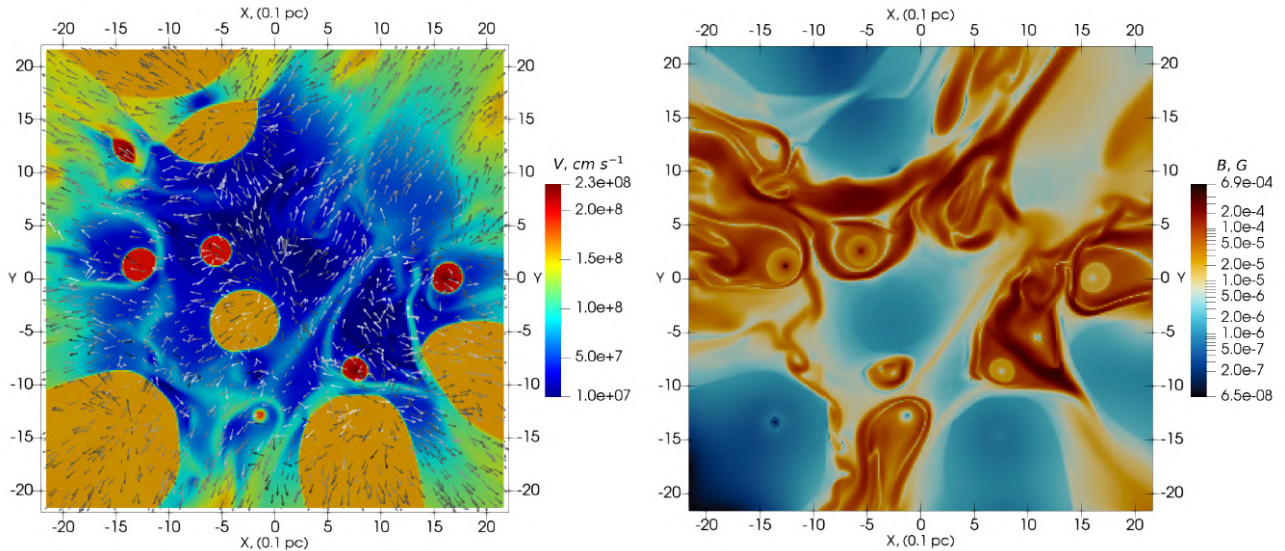


Рис. 2: Слева: карта поля скоростей в центральном Oxy -сечении ядра ММЗС, стрелками показаны локальные направления течений вещества. Справа: карта напряженности магнитного поля в том же сечении, видна сильная перемежаемость поля под напором звездных ветров.

В разделе 1.3 представлены результаты 3D МГД моделирования. Объемные карты плотности, температуры, скорости и магнитных полей демонстрируют сложную картину взаимодействия натекающих друг на друга мощных сверхзвуковых ветров. Из сравнения 2D карт легко видеть, что кинетическая энергия ветров активно преобразуется в тепловую и магнитную составляющие. Полученное отношение $E_{th}/E_{tot} \approx 50\%$ после стабилизации плазменных течений говорит об установлении равновесия между тепловой и кинетической энергиями внутри ядра ММЗС, что обеспечивает условия для последующего формирования коллективного ветра скопления за пределами его ядра [27]. Плотность газа в ядре составляет $\sim 10^{-23}$ г см $^{-3}$. Типичная скорость потока в центральной части ядра скопления, где ветры испытывают

лобовое столкновение с результирующим (коллективным) потоком вещества из центра ММЗС, составляет $\gtrsim 100 \text{ км с}^{-1}$, а температура достигает рентгеновских величин $\gtrsim 10^7 \text{ К}$, см. рис. 1 и 2. Термализованное вещество ветра ускоряется по направлению из центра скопления вдоль каналов, обтекающих зоны инъекции ветров (области с фиксированными граничными условиями). Ускорение термализованного вещества происходит в результате возникновения градиента температуры. Расчет с учетом теплопроводности показывает, что она влияет на распределение температуры внутри ядра скопления на масштабе времени в несколько тысяч лет. Магнитные поля в скоплении сильно перемежаемы и сосредоточены в филаментах, где амплитуды полей достигают величин $\gtrsim 100 \text{ мкГс}$ ($|\mathbf{B}|_{\text{max}} \approx 500 \text{ мкГс}$) на масштабах $\sim 0.5 \text{ пк}$. Мощные ветры WR-звезд доминируют в пространстве, концентрируя поля вблизи менее мощных звезд O-типа. Прослеживается сходимость объемного фактора заполнения усиленных магнитных полей с напряженностью $|\mathbf{B}| > 100 \text{ мкГс}$ к величине $\sim 10\%$. Наличие филаментов с высокими магнитными полями в ядре скопления делает ММЗС благоприятными объектами для ускорения галактических КЛ с энергиями выше 10 ТэВ. Это позволяет понять происхождение зарегистрированного гамма-излучения с энергиями в несколько ТэВ из окрестностей ММЗС Wd1 и Wd2 южной обсерваторией H.E.S.S. [7, 28, 29] и мотивирует поиск подобных источников в северном небе обсерваториями нового поколения Тайга и Cherenkov Telescope Array.

В разделе 1.4 обсуждается методика получения тепловых спектров рентгеновского излучения горячей плазмы на основе данных модели для случаев неравновесной [30] и равновесной температуры электронов за фронтами ударных волн с большим числом Маха. Показано, что рентгеновские спектры горячей плазмы зависят от объема механической энергии, поступающей от молодых массивных звезд посредством ветров, степени ее термализации, объемов выбрасываемого вещества (т.е. темпов потери массы звездами) и теплопроводности. В то время как для всех рассмотренных случаев форма спектра практически не изменяется, рентгеновские светимости, полученные для моделей с различной механической светимостью, размером ядра ММЗС и теплопроводностью, могут заметно различаться. Они, как правило, хорошо соответствуют наблюдениям известных галактических ММЗС. Моделирование структуры магнитного поля обеспечивает основу для исследований диффузного нетеплового излучения ММЗС.

В разделе 1.5 просуммированы результаты первой главы, которые опубликованы в работе [A3].

Вторая глава посвящена непосредственному применению построенной в первой главе 3D МГД модели плазменных течений в ядре ММЗС при поиске нетеплового излучения ТэВ-ных лептонов в скоплении Wd2 с помощью телескопов *Chandra* и *ART-XC* им. М.Н. Павлинского обсерватории Спектр Рентген-Гамма.

В разделе 2.1 приведен обзор наблюдений галактических ММЗС Wd1 и Wd2 рентгеновскими [17, 31] и гамма-обсерваториями [5, 28, 29]. ММЗС Wd2 наблюдалось в июне–июле 2022 года телескопом *ART-XC* в диапазоне энергий 4–12 кэВ, его данные были проанализированы совместно с архивными наблюдениями *Chandra* за 2018 год 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].

В разделе 2.2 показано, как построенная МГД модель ядра ММЗС с ее тепловыми спектрами может быть полезна при анализе реальных наблюдательных данных. Для этой задачи был скорректирован размер и звездный состав модельного скопления первой главы, чтобы воспроизвести наблюдаемые характеристики Wd2. Внимание сосредоточено на массивных звездах с быстрыми ветрами и высоким темпом потери массы, поскольку они, в основном, определяют механическую светимость скопления. Таким образом, было инициализировано 20 ветров массивных O- и WR-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 был продиктован фактом исследования кольца $2' - 3'$, охватывающего периметр ядра Wd2, и составил 3.6 пк. Рентгеновский спектр Wd2 и его окрестностей простирается, по крайней мере, до 12 кэВ, а его аппроксимация требует наличия двух тепловых плазменных компонент с температурами электронов около 0.1 и 1 кэВ, а также дополнительной жесткой компоненты [31], представляющей собой либо очень горячую оптически тонкую тепловую 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.

В разделе 2.3 просуммированы результаты второй главы, которые опубликованы в работе [A4].

Третья глава посвящена 3D МГД расчету структуры и эволюции плазменных потоков и магнитных полей в ядре ММЗС типа Wd1, возмущенного СН. Рассмотрены центральное и периферийное положения СН, выбрасывающей $10M_{\odot}$ эжекты с энергией 10^{51} эрг в околосредную среду. Эволюция системы прослеживается в течение времени прохождения ударной волны СН через скопление и вплоть до ее релаксации к исходному состоянию.

В разделе 3.1 приведен обзор данных о вспышках СН в ММЗС, эволюции ОСН и их автомодельных решений. Учитывая количество массивных ($M_* > 8 M_{\odot}$, $N_* \sim 100$) звезд в ядрах ММЗС возрастом < 10 млн лет, средняя частота вспышек СН в скоплении типа Wd1 может достигать ~ 1 шт. в 10 тыс. лет [17, 6]. Система может претерпевать последовательные эпизоды возмущения и релаксации, вызванные распространяющимися ударными волнами от остатков периодически вспыхивающих СН. Протяженные структуры ударных течений и усиленных магнитных полей являются ключевыми компонентами моделей ускорения частиц и нетеплового излучения в ММЗС.

В разделе 3.2 обсуждается способ инициализации ОСН внутри построенной в первой главе модели плазменных течений в ядре ММЗС при ограниченном динамическом диапазоне. Для моделирования ОСН (типа Ib/c) внутри

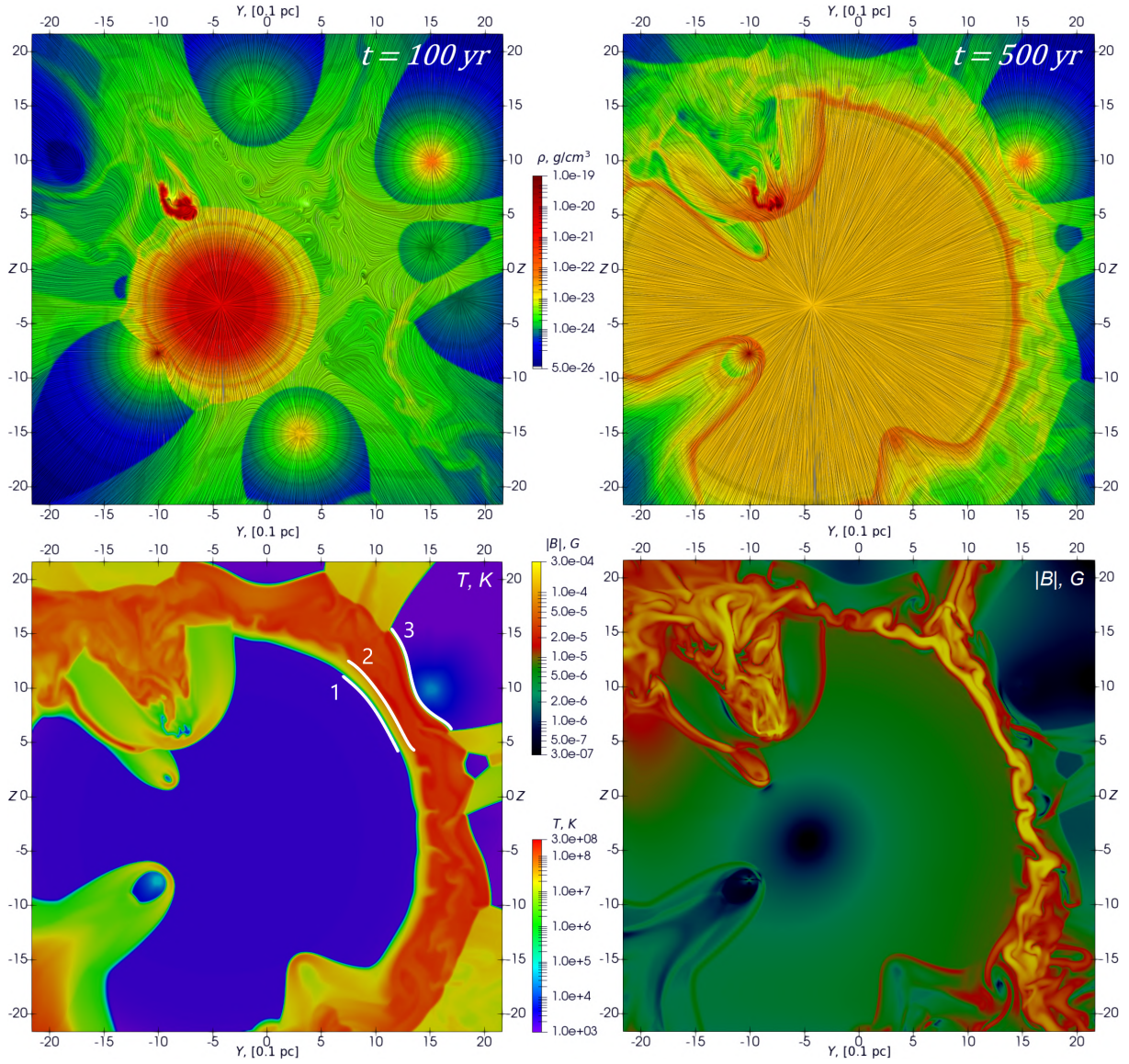


Рис. 3: Расширение ОСН, расположенного вблизи центра скопления. Вверху: карты плотности и линии тока (темные полупрозрачные линии) в моменты $t_{\text{snr}} = 100$ и $t_{\text{snr}} = 500$ лет, слева направо. Внизу: карты температуры и напряженности магнитного поля при $t_{\text{snr}} = 500$ лет. Белые 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 yz -плоскости в точке $x = -2.7$.

ММЗС использован так называемый метод врезки [32]. Это позволяет проследить одномерную (1D) эволюцию молодого ОСН, начиная с момента времени $t_0 \approx 10^{-2}$ лет после коллапса ядра до момента времени $t_{\text{map}} \approx 30$ лет, когда фронт ударной волны остатка, распространяющийся через WR-ветер прародителя, расширяется до масштаба $\gtrsim 0.1$ пк, адекватного для разрешения 0.008 пк пиксел $^{-1}$. Затем полученное 1D решение изотропно погружается в 3D домен, содержащий смоделированную ранее в главе 1 среду ядра ММЗС, на место области инъекции ветра прародителя. Начальные распределения плотности, давления и скорости в ОСН соответствуют классическим автомоделным решениям [33, 34].

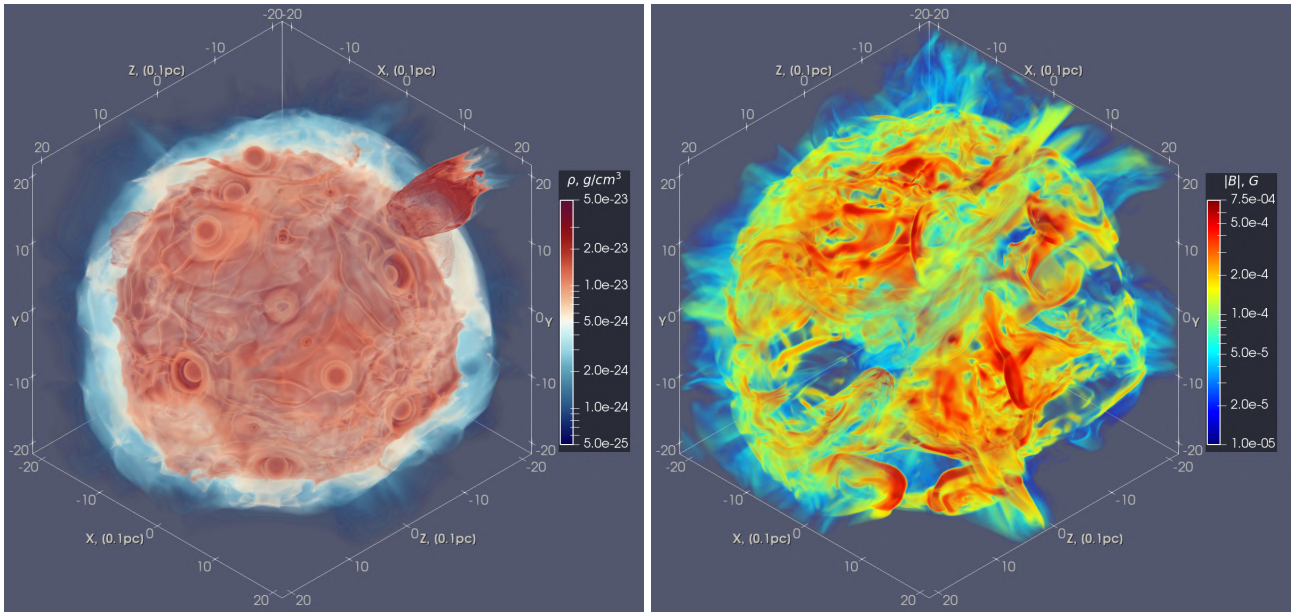


Рис. 4: Слева: объемное распределение плотности на поверхности оболочки центрально расположенного ОСН, показанное в виде 3D изображения, $t_{\text{sur}} = 500$ лет; красный «сгусток» вверху справа — оболочка CSG-ветра; контактный разрыв расположен на границе красного и голубого слоев. Справа: соответствующая карта напряженности магнитного поля в оболочке ОСН, поля в филаментах могут заметно превышать величину 500 мкГс.

В разделе 3.3 представлены результаты 3D МГД моделирования расширения молодого ОСН внутри ядра ММЗС. Существенных различий в распределениях плотности, температуры и напряженности магнитного поля не обнаружено между случаями периферийной и центральной СН. Скорость распространения ударной волны ОСН в среде $v_{\text{sh}} \approx 3000 \text{ км с}^{-1}$. Общая сферическая структура остатка сохраняется при расширении, см. рис. 3. Локальная структура и морфология расширяющейся оболочки ОСН определяются ветрами соседних звезд. Передняя ударная волна остатка сметает на своем пути звездные ветры, создавая многочисленные головные ударные структуры различной геометрии. Передняя ударная волна также ответственна за нагрев захваченного диффузного вещества межзвездной среды ММЗС до температур $\sim 10^8 \text{ К}$. Толщина слоя межзвездного газа с плотностью $n \sim 4 \text{ см}^{-3}$ за фронтом ударной волны составляет $\approx 0.5 \text{ пк}$. Вспышка СН нарушает исходную конфигурацию магнитных полей, обеспечивая им дополнительное сжатие в оболочке остатка, ср. рис. 2, 3 и 4. Заметим, что в некоторых областях филаментов величина магнитного поля может достигать значений $\sim 750 \text{ мкГс}$. Магнитные поля имеют широкий диапазон напряженностей с различными факторами объемного заполнения, что показано на рис. 5. При прохождении ударной волны ОСН через скопление магнитные поля с напряженностью от 3 до 30 мкГс занимают большую часть объема ядра. Однако в полную энергию магнитных полей скопления основной вклад вносят поля с напряженностью значительно выше 30 мкГс. При этом значительный вклад вносят области с напряженностью свыше 100 мкГс, занимающие всего несколько процентов объема ядра ММЗС. Наличие таких магнитных полей обеспечивает нетепловое рентгеновское синхротронное излучение частицами с энергией в несколько десятков ТэВ, ускоренными на ударных волнах в скоплении. Вре-

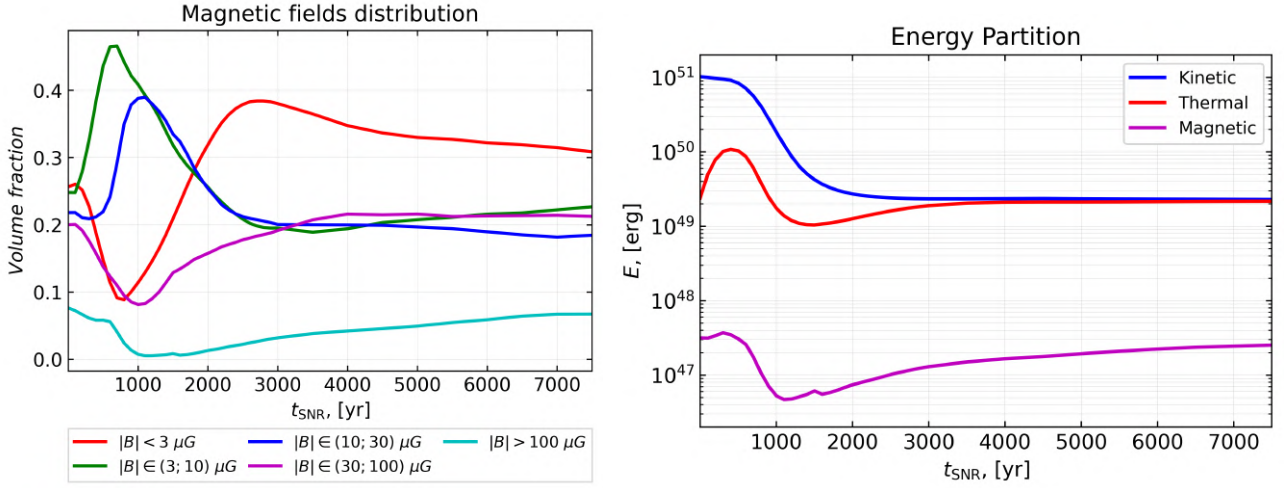


Рис. 5: Слева: объемные факторы заполнения магнитных полей в разных диапазонах абсолютной величины напряженности как функции времени t_{SNR} для центрального остатка; во время распространения ударной волны остатка по ядру скопления объемно доминирует диапазон $|\mathbf{B}| \in (3; 30)$ мкГс. Справа: объемные интегралы кинетической, тепловой и магнитной энергий как функции времени t_{SNR} .

мя пересечения ядра ММЗС оболочкой ОСН составляет $\lesssim 1000$ лет в зависимости от положения СН. Общая структура потоков восстанавливается за ~ 3500 лет с последующим сглаживанием мелкомасштабных возмущений в течение нескольких тысяч лет. С точки зрения энергетических компонентов, см. рис. 5, системе требуется ~ 4000 лет, чтобы достичь динамической релаксации, при этом магнитным полям требуется $\gtrsim 5000$ лет. Отслеживание примеси эжекты в общей массе диффузного газа в ядре ММЗС также показывает, что релаксация состава происходит за время $t_{\text{SNR}} \lesssim 5000$ лет, когда последние сильно разбавленные вкрапления эжекты покидают расчетный объем, вне зависимости от начального положения ОСН. Временная эволюция центрального и периферийного ОСН несколько различается, но в обоих случаях релаксация происходит примерно за одинаковое время. Разреженная и обогащенная тяжелыми элементами эжекта замещает межзвездное вещество в 50 – 80% объема ядра ММЗС (в зависимости от позиции СН) примерно через 1000 лет после вспышки, с постепенным уменьшением до $< 5\%$ объема в следующие 3000 лет.

В разделе 3.4 представлены рассчитанные в рамках модели тепловые рентгеновские спектры в диапазоне энергий 0.5–12 кэВ, соответствующие периодам времени, близким к вспышке СН. Распространение ударной волны ОСН и обогащенной металлами эжекты через межзвездную среду ядра скопления приводит к увеличению интенсивности теплового рентгеновского излучения в первые 1000 лет после вспышки. Полученные спектры используются для анализа рентгеновских наблюдений ММЗС. Наконец, кратко обсуждается применимость 3D МГД модели ядра ММЗС с ОСН к проблеме ускорения частиц и нетеплового излучения.

В разделе 3.5 просуммированы результаты третьей главы, которые опубликованы в работе [A5].

Четвертая глава посвящена 2D МГД моделированию столкновения ударной волны ОСН с ветром соседней массивной звезды. Эта пара объек-

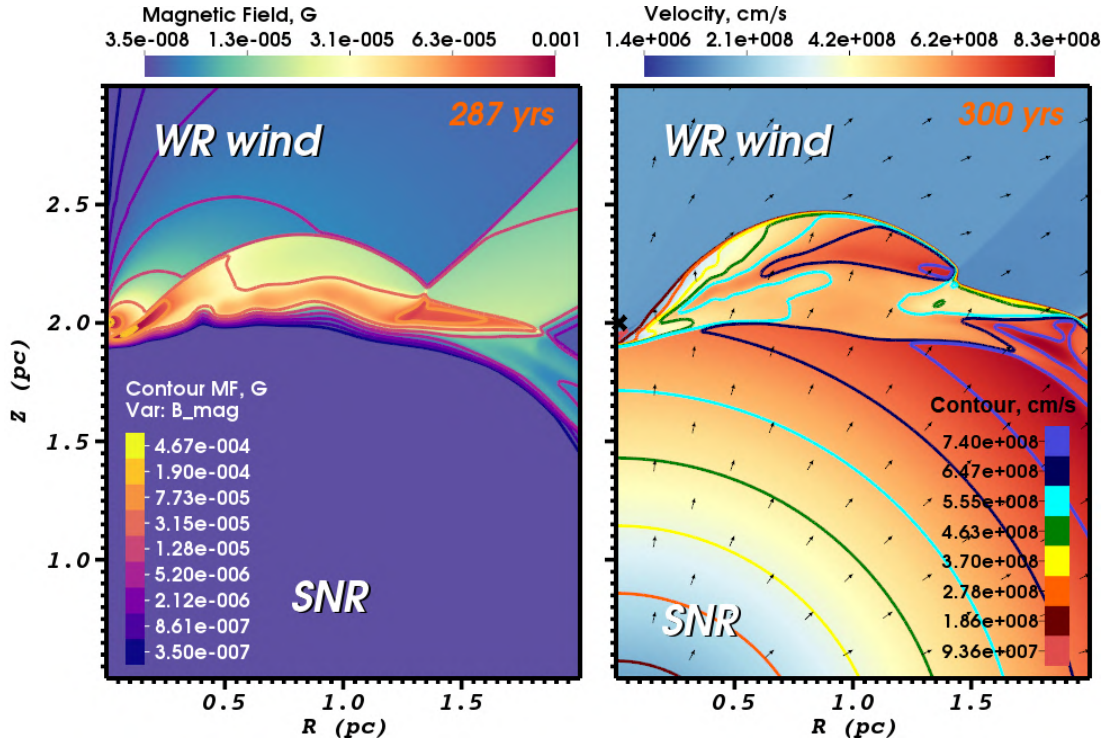


Рис. 6: Слева: 2D карта магнитного поля в момент, когда оболочка ОСН прошла фронт головной ударной волны ветра соседа; формируется крыловидная структура с усиленным магнитным полем. Справа: 2D карта поля скоростей в более поздний момент времени; черные стрелки указывают локальные направления течения.

тов составляет изолированную систему. Данная модель рассчитана для двух масштабов: (1) разреженная ОВ-ассоциация с расстоянием между звездой-источником ветра и звездой-прародителем СН ~ 1 пк и (2) компактное ММЗС с расстоянием между звездами ~ 0.1 пк.

В разделе 4.1 дано подробное описание 2D МГД модели и численной схемы. Первым делом рассчитывается взаимодействие ветров прародителя и соседа; полагается, что ветер прародителя имеет большую механическую мощность, а конкурирующий с ним сосед формирует вокруг себя головную ударную структуру. После установления равновесия между ветрами на месте прародителя инициализируется ОСН, соответствующий решениям [33, 34]. Параметры вспышки: $E_0 \sim 10^{51}$ эрг, $v_{ej} \sim 10^4$ км с $^{-1}$, $M_{ej} \sim 5M_{\odot}$. Модели звездных ветров соответствуют описанию из первой главы.

В разделе 4.2 приведены результаты моделирования взаимодействия ОСН и звездного ветра длительностью ~ 100 лет. Общая морфология течений и особенности магнитных полей во время столкновения показаны на рис. 6 для случая ОВ-ассоциации. При столкновении формируется крыловидная область ветра, сжатого на передней ударной волне ОСН, плотность структуры ~ 1 см $^{-3}$. Схожая крыловидная морфология наблюдается и в случае компактного ММЗС. Ударная волна ОСН сталкивается с головной ударной волной соседнего ветра, имея скорость $v_{ej} \approx 8000$ км с $^{-1}$, и далее за время $\lesssim 100$ лет (в зависимости от масштаба системы) тормозится до скоростей 5000–6000 км с $^{-1}$. Кинетическая энергия потоков термализуется, нагревая вещество до рентгеновских температур ~ 1 –10 кэВ. В области сильного сжатия магнитные поля возрастают до ~ 100 мкГс и выше. Встречные сверхзвуковые

МГД потоки обеспечивают благоприятные условия для эффективного ускорения частиц механизмом Ферми I до энергий 0.1–1 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]).

В разделе 4.3 просуммированы результаты четвертой главы, которые опубликованы в работах [A1-A2].

В **заключении** приведены основные результаты диссертации:

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 заполнения $\lesssim 10\%$. 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.

Список публикаций по теме диссертации

В публикациях, где соискатель является первым автором, вклад диссертанта в работу определяющий. Для публикаций, где соискатель не является первым автором, в скобках указан личный вклад диссертанта.

- [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; (3D МГД моделирование плазменных течений в ядре ММЗС Wd2, участие в обсуждении результатов и подготовке текста публикации.);
- [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.

Литература

1. Draine B. T. *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*. — Princeton University Press, 2011.
2. Berezhinskii V. S., Bulanov S. V., Dogiel V. A., Ptuskin V. S. *Astrophysics of cosmic rays*. — Amsterdam: North-Holland, edited by Ginzburg, V.L., 1990.
3. Heiles C. Clustered Supernovae versus the Gaseous Disk and Halo // *ApJ*. — 1990. — Vol. 354. — P. 483.
4. Bykov A. M., Charbonnel C., Hennebelle P. et al. Editorial to the Topical Collection on Star Formation // *Space Sci. Rev.*. — 2020. — Vol. 216, no. 4. — P. 53.
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 A. M. Nonthermal particles and photons in starburst regions and superbubbles // *Astron. Astrophys. Rev.*. — 2014. — Vol. 22. — P. 77.
7. Aharonian F., Yang R., de Oña Wilhelmi E. Massive stars as major factories of Galactic cosmic rays // *Nature Astronomy*. — 2019. — Vol. 3. — P. 561–567.
8. Budnev N., Astapov I., Bezyazeekov 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. A simple and accurate Riemann solver for isothermal MHD // *Journal of Computational Physics*. — 2007. — Vol. 225, no. 2. — P. 1427–1441.
12. Adamo A., Zeidler P., Kruijssen J. M. D. et al. Star Clusters Near and Far; Tracing Star Formation Across Cosmic Time // *Space Sci. Rev.* — 2020. — Vol. 216, no. 4. — P. 69.
13. Portegies Zwart S. F., McMillan S. L. W., Gieles M. Young Massive Star Clusters // *ARA&A*. — 2010. — Vol. 48. — P. 431–493.
14. 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.
15. 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.
16. 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.
17. Munro M. P., Law C., Clark J. S. et al. Diffuse, Nonthermal X-Ray Emission from the Galactic Star Cluster Westerlund 1 // *ApJ*. — 2006. — Vol. 650, no. 1. — P. 203–211.
18. Beasor E. R., Davies B., Smith N. et al. The Age of Westerlund 1 Revisited // *ApJ*. — 2021. — Vol. 912, no. 1. — P. 16.
19. Crowther P. 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.
20. Clark J. S., Negueruela I., Crowther P. A., Goodwin S. P. On the massive stellar population of the super star cluster Westerlund 1 // *A&A*. — 2005. — Vol. 434, no. 3. — P. 949–969.
21. 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.
22. Kudritzki R.-P., Puls J. Winds from Hot Stars // *ARA&A*. — 2000. — Vol. 38. — P. 613–666.
23. Langer N., García-Segura G., Mac Low M.-M. 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.
24. Parker E. N. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. // *ApJ*. — 1958. — Vol. 128. — P. 664.
25. Mackey J., Green S., Moutzouri M. et al. PION: simulating bow shocks and circumstellar nebulae // *MNRAS*. — 2021. — Vol. 504, no. 1. — P. 983–1008.
26. 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.
27. Chevalier R. A., Clegg A. W. Wind from a starburst galaxy nucleus // *Nature*. — 1985. — Vol. 317, no. 6032. — P. 44–45.
28. 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.
29. Mestre E., de Oña Wilhelmi E., Torres D. 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.
30. Raymond J. C., Ghavamian P., Bohdan A. et al. Electron-Ion Temperature Ratio in Astrophysical Shocks // *ApJ*. — 2023. — Vol. 949, no. 2. — P. 50.
31. Fujita Y., Hayashida K., Takahashi H., Takahara F. Suzaku Observation of Diffuse X-Ray Emission from the Open Cluster Westerlund 2: a Hypernova Remnant? // *PASJ*. — 2009. — Vol. 61. — P. 1229.
32. 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.
33. Chevalier R. A. Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with an external medium. // *ApJ*. — 1982. — Vol. 258. — P. 790–797.
34. 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.