

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМЕНИ П. Н. ЛЕБЕДЕВА
АСТРОКОСМИЧЕСКИЙ ЦЕНТР

На правах рукописи

Дедиков Святослав Юрьевич

Разрушение космической пыли за фронтами ударных волн в неоднородных средах

Специальность 1.3.1 – «Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Васильев Евгений Олегович

Москва – 2025

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Разрушение межзвездной пыли в остатке сверхновой в неоднородной среде	13
1.1. Введение	13
1.2. Описание модели	14
1.2.1. Начальные условия	14
1.2.2. Методы расчета динамики газа и пыли	17
1.2.3. Разрушение пыли	20
1.3. Эволюция остатка и разрушение пыли	23
1.3.1. Распространение ударной волны в неоднородной среде	23
1.3.2. Динамика и эволюция пыли	28
1.4. Выводы	36
Глава 2. Газ и пыль в различных тепловых фазах и светимость остатка сверхновой	37
2.1. Введение	37
2.2. Пыль в различных тепловых фазах	38
2.3. Инфракрасная эмиссия пыли и газа в остатке сверхновой	46
2.3.1. Расчет эмиссии пыли и газа	47
2.3.2. Особенности инфракрасной эмиссии остатка сверхновой в неоднородной среде	50
2.4. Выводы	56
Глава 3. Инфракрасное и рентгеновское излучение остатка сверхновой в неоднородной среде	58
3.1. Введение	58

3.2.	Механизмы охлаждения горячего газа	60
3.3.	Эволюция остатка	61
3.4.	Распределение газа и пыли	62
3.5.	Поверхностная яркость	66
3.6.	Отношение IRX	68
3.7.	Выводы	74
Глава 4. Взаимодействие диффузных запыленных облаков с ударной волной		75
4.1.	Введение	75
4.2.	Прохождение ударной волны по облаку	76
4.3.	Методы отслеживания вещества облака	77
4.4.	Эволюция облака при прохождении ударной волны	81
4.5.	Динамика пыли в облаке	84
4.6.	Транспорт пыли в скоплениях галактик	87
4.7.	Выводы	88
Заключение		90
Приложение А. Взаимодействие ударной волны с неоднородной средой: зависимость от разрешения сетки		93
Приложение Б. Расчет эмиссии в линиях ионов		97
Список литературы		99

Введение

Космическая пыль обнаружена на различных масштабах – от межпланетной и межзвездной среды до скоплений галактик и межгалактического пространства [1, 2, 3], от околосолнечной окрестности до галактик в ранней Вселенной на красных смещениях вплоть до $z \sim 14$ [4]. Пыль играет фундаментальную роль в формировании планет и звезд, эволюции галактик [5, 6], в охлаждении газа и его химической эволюции, переносе излучения в межзвездной среде и в окрестности сверхмассивных черных дыр в центральных областях галактик [7]. Пыль перерабатывает до 30% всего излучения звезд в инфракрасное [8]. Пылинки являются резервуаром металлов и катализатором в образовании молекул водорода, воды и других соединений как в богатых, так и в бедных металлами галактиках и областях звездообразования [9].

Пылинки образуются путем термической конденсации в ветрах звезд асимптотической ветви гигантов, планетарных туманностях и выброшенном сверхновыми веществе. Пылинки могут расти посредством холодной аккреции на ядра в плотных холодных межзвездных облаках [10]. В разрушении пыли в межзвездной среде доминируют три процесса: тепловое и инерционное (кинетическое) испарение за фронтами сильных ударных волн [11, 12, 13, 14], разрушение при взаимных столкновениях пылинок в межзвездных облаках [15, 16, 17].

Соотношение между процессами разрушения и образования пыли в галактиках еще не вполне понятно. Оценки темпов разрушения и образования пыли в нашей Галактике и других галактиках демонстрируют существенное расхождение в пользу разрушения. Несоответствие этих оценок является важной проблемой в нашем понимании процессов в межзвездной среде в масштабах галактик.

Актуальность работы

Проблема несоответствия производства и разрушения пыли в межзвездной среде остается нерешенной и достаточно острой [10, 18, 19, 20]. За последние тридцать лет сделан ряд оценок темпов образования и разрушения межзвездной пыли в галактиках, и все они демонстрируют существенное расхождение между темпами образования и разрушения пыли (недавние оценки обсуждаются в работах [18, 19, 20]). Суммарный темп образования пыли в Галактике в планетарных туманностях, атмосферах красных гигантов и сверхгигантов, в ветрах углеродных звезд и выбросах сверхновых II типа оценивается как $\dot{M}_d^+ \sim 0,005 M_\odot/\text{год}$, при этом предполагается образование $\sim 0,1 M_\odot$ пыли на одну сверхновую [10]. Рост частиц пыли посредством коагуляции в межзвездной среде также считается эффективным механизмом для плотных облаков. Однако недавние исследования продемонстрировали, что этот механизм довольно чувствителен к условиям окружающей среды и не может быть надежным источником пополнения пыли [21, 22, 23]

Обычно считается, что частицы пыли эффективно разрушаются за фронтами сильных ударных волн со скоростями $v_s \geq 150$ км/с и в горячем газе с температурой $T \gtrsim 10^6$ К вследствие теплового и инерционного (кинетического) испарения [24, 11, 12], при взаимных столкновениях частиц пыли в среде с меньшей температурой [15, 16, 25]. Характерное время жизни частицы пыли в межзвездной среде Галактики из-за испарения оценивается от $t_{sp} \lesssim 3 \times 10^8$ лет [13, 26] до $t_{sp} \lesssim 3 \times 10^9$ лет [14, 27], что приводит к темпу разрушения пыли $\dot{M}_d^- \lesssim (0,1 - 0,01) M_\odot/\text{год}$.

Некоторые механизмы могут уменьшить это расхождение, например, возможное разделение пыли и газа [28, 29, 30], рост частиц пыли в межзвездной среде [31, 32, 33, 34, 10, 35, 36, 37, 38] и образование пыли в условиях сверхзвуковой турбулентности [28, 29, 39, 40, 41, 42, 43]. Однако, такая значительная разница между $\dot{M}_d^-$ и $\dot{M}_d^+$ требует рассмотрения любых воз-

можностей для снижения эффективности разрушения межзвездной пыли за фронтами ударных волн.

Вместе с тем, до сих пор оценки темпов разрушения пыли основывались на исследовании динамики сильных ударных волн остатков сверхновых в однородной среде. Важно рассмотреть вопрос о разрушении межзвездной пыли в более реалистичных условиях – при расширении остатка сверхновой в неоднородной (облачной) среде.

Цель работы – исследование динамики и разрушения межзвездной пыли за фронтами ударных волн в облачной среде, влияния неоднородностей окружающей среды на эффективность разрушения межзвездной пыли ударными волнами в остатках сверхновых, поиск наблюдательных проявлений, характерных для этих процессов.

- Изучение эффективности разрушения межзвездной пыли в остатке сверхновой в зависимости от степени неоднородности среды, в которой расширяется остаток.
- Исследование тепловой эволюции остатка сверхновой, расширяющегося в неоднородной среде.
- Исследование эмиссии остатка сверхновой в инфракрасном диапазоне с учетом разрушения нагретой пыли и определение наблюдательных проявлений свойств неоднородностей в среде, в которой расширяется остаток.
- Исследование влияния особенностей расширения остатка сверхновой в неоднородной среде на соотношение между инфракрасной и рентгеновской светимостью.
- Определение условий разрушения пыли и ее выноса из облаков при

распространении ударных волн в облачной среде.

Научная новизна работы

1. Впервые определено влияние неоднородностей межзвездной среды, в которой расширяется остаток сверхновой, на эффективность разрушения пыли.
2. Показано, что распределение пыли по тепловым фазам газа внутри остатка сверхновой зависит от степени неоднородности среды, в которой он расширяется.
3. Показано, что неоднородность среды, в которой расширяется остаток сверхновой, существенно влияет на эмиссию остатка в инфракрасном диапазоне.
4. Впервые показана зависимость отношения светимостей остатка сверхновой в инфракрасном и рентгеновском диапазонах (IRX) от прицельного параметра (расстояния между лучом зрения и направлением на центр остатка), степени неоднородности среды, возраста остатка.
5. Найдено, что при взаимодействии радиационно охлаждающихся облаков с ударными волнами пылевые частицы сохраняются и переносятся с веществом облака. При разрушении слабо охлаждающихся (адиабатических) облаков крупные пылевые частицы эффективно покидают родительское облако, мелкие частицы остаются связанными с веществом разрушенного облака.

Научная и практическая значимость работы

1. Полученные оценки эффективности разрушения межзвездной пыли в остатках сверхновых в зависимости от степени неоднородности среды

могут быть использованы для уточнения темпа разрушения пыли в галактиках.

2. Проведенные расчеты эмиссии остатка сверхновой в неоднородных средах могут быть использованы для интерпретации и планирования наблюдений в дальнем инфракрасном, рентгеновском диапазонах с помощью существующих и проектируемых телескопов, например, «Миллиметрон», «Спектр-РГ» и др.
3. Полученные оценки условий сохранения пыли внутри межзвездных и межгалактических облаков при взаимодействии с ударными волнами, условий сегрегации пыли по размерам, ее переноса из облаков в межоблачную среду могут быть использованы для уточнения содержания пыли в межзвездной и межгалактической средах.

Методология и методы исследования

Результаты, изложенные в тексте диссертации, получены с использованием методов численного моделирования трехмерной многокомпонентной динамики газа и полидисперсной пыли. Для газодинамических расчетов применяется конечно-объемная схема с использованием приближенного метода годуновского типа, хорошо зарекомендовавшая себя в различных астрофизических расчетах [44, 45]. Для описания динамики пыли используется метод «суперчастиц» [46], также реализованный в широко применяемых астрофизических пакетах PLUTO [47] и RAMSES [48]. Эмиссия остатка сверхновой в линиях тяжелых элементов получена на основе самосогласованных расчетов ионизационных состояний элементов и теплового состояния газа по методике [49]. Суммарные скорости охлаждения и нагрева рассчитаны с использованием пакета CLOUDY [50].

Достоверность полученных результатов

Достоверность подтверждается использованием хорошо разработанных численных методов, сравнением тестовых расчетов с известными аналитическими и численными результатами. Достаточность выбранного пространственного разрешения вычислительной сетки в газодинамических расчетах проверена тестами. Достоверность обоснована апробацией основных результатов на научных конференциях и публикацией в российских и международных рецензируемых журналах.

Положения, выносимые на защиту

Все результаты, выносимые на защиту, являются новыми.

1. Разрушение межзвездной пыли, нагребенной оболочкой сверхновой, оказывается менее эффективным при ее расширении в более неоднородной (облачной) среде. После нескольких характерных времен охлаждения газа доля разрушенной пыли достигает предельного значения и слабо зависит от средней плотности газа при заданном уровне вариаций плотности.
2. Светимость остатка сверхновой в инфракрасных линиях низкоионизованных металлов [O III] 88 мкм, [C II] 158 мкм, [N II] 205 мкм увеличивается при его расширении в более неоднородной (облачной) среде. Светимость в этих линиях превышает пылевую в континууме под линиями в ~ 10 -300 раз.
3. Отношение светимостей в инфракрасном и рентгеновском диапазонах IRX значительно (~ 3 -30 раз) изменяется в зависимости от возраста остатка и прицельного параметра. Для остатков сверхновых, расширяющихся в среде с более высокими вариациями плотности, величина IRX

оказывается выше благодаря менее эффективному разрушению пыли и большему падению рентгеновской эмиссии.

4. При взаимодействии радиационно охлаждающихся облаков с сильной ударной волной пылевые частицы сохраняются и переносятся с веществом родительского облака. В отсутствие радиационных потерь мелкие пылевые частицы увлекаются облаком; крупные пылевые частицы, для которых время торможения заметно длиннее времени прохождения ударной волны, отстают от ускоряемого ударной волной облака и покидают его.

Публикации

Основное содержание диссертации изложено в пяти научных статьях, опубликованных в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК при Минобрнауки:

- A1. Dedikov, S.Yu. Inhibited destruction of dust by supernova in a clumpy medium / S.Yu. Dedikov, E.O. Vasiliev // *New Astronomy*. – 2025. – V.114. – id.102293.
- A2. Дроздов, С.А. Эмиссия в дальнем инфракрасном диапазоне от позднего остатка сверхновой в неоднородной среде / С.А. Дроздов, С.Ю. Дедиков, Е.О. Васильев // *Астрофизический бюллетень*. – 2025. – том 80. – № 1. – С.23–38.

Drozdov, S.A. Far-Infrared Emission from a Late Supernova Remnant in an Inhomogeneous Medium / S.A. Drozdov, S.Yu. Dedikov, E.O. Vasiliev // *Astrophysical Bulletin*. – 2025. – Vol. 80. – No. 1. – pp. 22–37.
- A3. Дедиков С.Ю. Инфракрасное и рентгеновское излучение остатка сверхновой в неоднородной среде / С.Ю. Дедиков, Е.О. Васильев // *Астрономический журнал*. – 2025. – том 102. – № 3. – С.159–169.

Dedikov, S.Yu. Infrared and X-ray Emission of Supernova Remnant in a Clumpy Medium / S.Yu. Dedikov, E.O. Vasiliev // Astronomy Reports. – 2025. – V.69. – Issue1. – pp. 1-13.

A4. Dedikov, S. Tracking Dusty Cloud Crushed by a Hot Flow / S. Dedikov, E. Vasiliev // Universe. – 2024. – V.10. – no.4:155.

A5. Дедиков С.Ю. Динамика газа и пыли при взаимодействии диффузных облаков с ударной волной / С.Ю. Дедиков, Е.О. Васильев // Краткие сообщения по физике. – 2024. – № 12. – С.3–12.

Dedikov, S.Yu. Dynamics of Gas and Dust during Interaction of Diffuse Clouds with a Shock Wave / S.Yu. Dedikov, E.O. Vasiliev // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2024. – Vol. 51. – No.12. – pp. 493–499.

Общий объем опубликованных работ по теме диссертации составляет 62 страницы.

Апробация работы

Основные результаты, изложенные в диссертации, докладывались на следующих 5 российских и 2 международных конференциях:

- всероссийская конференция «Ультрафиолетовая Вселенная – 2023» (Москва, 2023),
- всероссийская конференция «Звездообразование и планетообразование» (Москва, 2023, 2024),
- всероссийская астрономическая конференция ВАК-2024 «Современная астрономия: от ранней Вселенной до экзопланет и черных дыр» (Нижний Архыз 2024),
- всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (Москва, 2023),

- международная конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (Москва, 2024),
- 3-я международная конференция «Субмиллиметровая и миллиметровая астрономия: цели и инструменты» (Москва, 2025)

Личный вклад

Численные трехмерные многокомпонентные расчеты динамики газа и пыли выполнены лично автором диссертации. Пакет программ для обработки результатов этих расчетов создан автором. Диссертант активно участвовал в постановке задач, анализе и обсуждении результатов, самостоятельно выполнил обработку данных, полученных в численных расчетах. Диссертант внес определяющий вклад в написание текста статей [A1, A3–A5], в работе [A2] участие было равным с другими соавторами.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и двух приложений. Полный объем диссертации составляет 117 страниц, включая 32 рисунка и 2 таблицы. Список литературы содержит 168 наименований.

Глава 1

Разрушение межзвездной пыли в остатке сверхновой в неоднородной среде

1.1. Введение

Исследуем эффективность разрушения пыли в остатке сверхновой, расширяющемся в неоднородной (облачной) среде. Известно, что при температуре ниже $T \sim 10^6$ К скорость испарения пыли быстро падает как $\propto T^3$ [51]. В неоднородной среде ударная волна в плотном фрагменте распространяется со скоростью $v_s \propto \rho_c^{-1/2}$ (где ρ_c – плотность фрагмента). Для типичного контраста плотности в межзвездных облаках и фрагментах $\delta = \rho_c/\rho_i \geq 10$ (где ρ_i – плотность межоблачной среды) даже для сильных ударных волн $v_s > 150$ км/с скорость падает ниже 50 км/с, то есть температура газа за фронтом, которая меняется как $T \propto \rho_c^{-1}$, оказывается меньше 10^5 К, что существенно ниже температуры газа, в котором эффективно разрушается пыль. Следовательно, при достаточно большой общей площади плотных фрагментов и облаков эффективность их разрушения ударными волнами от сверхновых может быть значительно подавлена [52, 53].

Уже после нескольких тысяч лет расширения остатка сверхновой масса ранее существовавшей в межзвездной среде пыли, нагребенной оболочкой, может достигать нескольких солнечных масс [54, 55], что значительно превышает массу пыли, произведенной на фазе свободного разлета сверхновой, которая по оценкам оказывается меньше $1 M_\odot$ [56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67]. Вместе с тем, ударная волна остатка сверхновой может обеспечивать разрушение пыли на протяжении десятков тысяч лет. Поэтому

при рассмотрении эффективности разрушения пыли в остатках сверхновых в первую очередь необходимо исследовать динамику пыли, существовавшей в межзвездной среде до взрыва и нагребенной ударной волной остатка. В дальнейшем не будем учитывать пыль, произведенную на фазе свободного разлета сверхновой.

Для количественного исследования влияния неоднородности межзвездной среды на разрушение пыли применяется трехмерная многожидкостная газодинамическая модель с полидисперсной пылью.

1.2. Описание модели

1.2.1. Начальные условия

Рассмотрим динамику и разрушение полидисперсных пылевых частиц в остатке сверхновой в неоднородной (облачной) межзвездной среде. Для описания поля плотности неоднородного газа используется модуль `pyFC`¹ [68], который генерирует логнормальные «фрактальные кубы». В этой модели флуктуации плотности газа в окружающей среде имеют логнормальное распределение и пространственный степенной спектр Колмогорова (показатель степени $\beta = 5/3$). Поле плотности имеет среднее значение $\langle \rho \rangle$ и стандартное отклонение логарифма плотности σ . Независимо от изменений плотности предполагается равновесное давление в исходном состоянии $\rho T = \text{const}$, с нулевыми скоростями газа и пыли. Фрактальное распределение характеризуется также наименьшим волновым числом k_{min} . Изменяя это значение, мы ограничиваем выборку пространственными масштабами меньше N_c/k_{min} , где N_c - количество ячеек вдоль одного направления фрактального куба. k_{min} определяет наибольший пространственный размер флуктуаций плотности. В рассматриваемых моделях дисперсия логарифма плотности σ варьируется от 0,2 до

¹ Программный пакет доступен по адресу <https://bitbucket.org/pandante/pyfc/src/master/>

3,0, так что контраст плотности достигает 300 для наибольшего значения. Предельное волновое число k_{min} принимается равным от 4 до 20, что соответствует наибольшей длине флуктуаций от 25 до 5 пк для $N_c = 256$ в области объемом $(96 \text{ пк})^3$; пространственное разрешение при этом составляет 0,375 пк. Этого достаточно для разрешения характерного масштаба охлаждения, оцениваемого как $\lambda_t \sim 5 n^{-1} T_6^{1,5}$ пк (где $T_6 = T/10^6 \text{ К}$), и, соответственно, для адекватного расчета динамики остатка сверхновой в неоднородной среде со средней плотностью $\langle n \rangle \sim 1 \text{ см}^{-3}$.

Выбор диапазона наибольших пространственных размеров флуктуаций 5–25 пк обусловлен имеющимися данными о характерных размерах межзвездных облаков в областях, близких к районам активного звездообразования. В частности, характерные размеры гигантских молекулярных облаков в Галактике и других спиральных галактиках лежат в диапазоне 5–30 пк [69, 70, 71].

В начальный момент времени пыль следует распределению плотности газа с отношением плотностей пыли и газа, равным 0,01, что стандартно для солнечной металличности, принятой в рассматриваемых моделях. В начальный момент задаются полидисперсные пылевые частицы с размерами в соответствии со степенным законом с наклоном $-3,5$, предложенным в работе [72] (далее – степенное распределение MRN), в диапазоне 0,003 - 0,3 мкм, разбитом на $N_s = 11$ равных интервалов в логарифмическом масштабе. Также рассмотрен случай изначально монодисперсных пылевых частиц размером $a_0 = 0,1 \text{ мкм}$. Монодисперсное распределение по размерам постепенно эволюционирует до полидисперсного вследствие испарения и увеличения числа мелких частиц. В рассматриваемых моделях мы предполагаем минимальный радиус пылевых частиц 0,001 мкм. Параметры моделей обобщены в таблице 1.1.

При взрыве сверхновой в малую область инжектируются масса и энергия. Размер этой области составляет 1,5 пк; при стандартном пространствен-

Таблица 1.1. Параметры моделей (из работы диссертанта [A1])

Модель	Поле плотности	k_{min}	σ	Размер пыли(мкм)/ N_s
$hp0$	однородное	–	–	полидисперсная 0,003–0,3 / 11
$lp1$	логнормальное	16	0,2	полидисперсная 0,003–0,3 / 11
$lp2$	логнормальное	16	0,8	полидисперсная 0,003–0,3 / 11
$lp3$	логнормальное	16	1,5	полидисперсная 0,003–0,3 / 11
$lp4$	логнормальное	16	2,2	полидисперсная 0,003–0,3 / 11
$lp5$	логнормальное	16	3,0	полидисперсная 0,003–0,3 / 11
$hm0$	однородное	–	–	монодисперсная 0,1 / 1
$lm1$	логнормальное	16	0,2	монодисперсная 0,1 / 1
$lm2$	логнормальное	16	0,8	монодисперсная 0,1 / 1
$lm3$	логнормальное	16	1,5	монодисперсная 0,1 / 1
$lm4$	логнормальное	16	2,2	монодисперсная 0,1 / 1
$lm5$	логнормальное	16	3,0	монодисперсная 0,1 / 1
$lm6$	логнормальное	4	2,2	монодисперсная 0,1 / 1
$lm7$	логнормальное	8	2,2	монодисперсная 0,1 / 1
$lm8$	логнормальное	12	2,2	монодисперсная 0,1 / 1
$lm9$	логнормальное	20	2,2	монодисперсная 0,1 / 1

ном разрешении в 0,375 пк на радиус этой области приходится четыре ячейки. Энергия одной сверхновой равна 10^{51} эрг и добавляется в виде тепловой энергии. Масса инжектируемых газа и металлов составляет $30 M_\odot$ и $10 M_\odot$, соответственно.

Для учета радиационных потерь в расчетах используется неравновесная функция охлаждения [73, 49], полученная для изохорического процесса охлаждения газа от 10^8 до 10 К, включающего ионизационную кинетику всех ионных состояний следующих химических элементов: H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si и Fe. Нагрев газа задается так, чтобы стабилизировать среду, не возмущен-

ную ударной волной от сверхновой: $nT \simeq 10^4 \text{ см}^{-3}\text{К}$.

Среднее значение концентрации газа $n_0 = \langle n \rangle = 1 \text{ см}^{-3}$, при этом полная масса в вычислительной области одинакова для всех моделей из таблицы 1.1.

Дополнительно рассмотрены модели со средней концентрацией газа, равной 0,3, 3 и 10 см^{-3} для неоднородной среды с параметрами модели $lp4$, то есть $\sigma = 2,2$ и $k_{min} = 16$. В этих расчетах пространственное разрешение выбрано равным 0,5, 0,375 и 0,1875 пк, соответственно.

Эволюция остатка сверхновой в наших моделях рассматривается до возраста 100 тыс. лет, что составляет несколько характерных времен охлаждения газа в оболочке сверхновой.

1.2.2. Методы расчета динамики газа и пыли

Для численного решения уравнений газовой динамики используется программный пакет [44, 45], основанный на явной конечно-объемной схеме Годуновского типа без расщепления потоков величин по пространству с условием уменьшения полной вариации (total variation diminishing — TVD), которая позволяет отслеживать с высоким разрешением ударные волны и предотвращает нефизичные осцилляции. Схема относится к типу монотонных противопоточных схем (Monotonic Upstream-Centered Scheme for Conservation Laws — MUSCL-Hancock). Для повышения точности при расчете потоков на границах ячеек применяется приближенный метод Хартена–Лакса–ван Лира (Haarten–Lax–van Leer-Contact — HLLC) для решения задачи Римана (см., например, [74]). Используемый газодинамический код [44, 45] успешно прошел набор тестов, предложенных в работе [75].

Динамика пыли описывается с помощью метода макрочастиц («суперчастиц»), аналогичного предложенному в [46]. Масса пыли перераспределяется между многими «суперчастицами» пыли. «Суперчастица» представляет со-

бой конгломерат одинаковых микрочастиц — пылинок. Для каждой «суперчастицы» решаются уравнения движения с учетом взаимного влияния на газ за счет сил трения [76, 77, 12], уравнение для изменения радиуса пылинки из-за процессов теплового (в горячем газе) и кинетического (вследствие движения газа относительно пыли) испарения [11]. Более подробно методы были рассмотрены в [47], [48] и реализованы в используемом программном пакете [55].

Чтобы отслеживать перенос пыли, задается по крайней мере одна «суперчастица» на вычислительную ячейку. Для полидисперсной пыли задается одна «суперчастица» в каждом интервале размеров пылинок. Это приводит к общему количеству «суперчастиц» пыли в вычислительной области $256^3 N_s \sim 16 N_s$ миллионов, где N_s - количество размеров пыли. Каждая «суперчастица» содержит общую массу частиц пыли конкретного размера внутри ячейки. Таким образом, общая масса пыли в ячейке является суммой масс «суперчастиц» в этой ячейке.

Пылевая компонента моделируется как совокупность макрочастиц, динамика которых определяется системой обыкновенных дифференциальных уравнений [55]:

$$\frac{d\mathbf{x}_d}{dt} = \mathbf{v}_d \quad (1.1)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_d}{dt} = \mathbf{a}_d - \frac{\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_{gas}}{\tau_s} \quad (1.2)$$

где $\mathbf{x}_d$ и $\mathbf{v}_d$ - векторы положения и скорости пылевой частицы, $\mathbf{a}_d$ - вектор ускорения внешними силами (за исключением силы трения газ-пыль), $\mathbf{v}_{gas}$ - вектор скорости газа. Время торможения пылевой частицы τ_s определяется формулой из работы Эпштейна [76] со сверхзвуковой коррекцией [77]:

$$\tau_s = \frac{m_d}{\pi a^2 \rho_{gas} \xi |v_d - v_{gas}|}, \quad (1.3)$$

здесь m_p , a и v_p - масса, размер и скорость пылевой частицы, ρ_{gas} и v_{gas} -

плотность и скорость газа, и коэффициент коррекции

$$\xi = \left[1 + \frac{128k_B T_{gas}}{9\pi m_H (v_p - v_{gas})^2} \right]^{1/2} \quad (1.4)$$

где k_B – постоянная Больцмана, T_{gas} – температура газа, m_H – масса протона.

Система уравнений движения становится жесткой, если время торможения будет значительно короче газодинамического шага по времени. Для простых оценок времени торможения достаточно использовать выражение [76]

$$\tau_s \simeq \frac{\rho_m a}{\rho_{gas} \sigma_T} \quad (1.5)$$

где ρ_m – плотность вещества пылинки, a – размер пылинки, ρ_{gas} – плотность газа, σ_T – средняя тепловая скорость газа. В диффузной межзвездной среде с концентрацией газа 1 см^{-3} и температурой 10^4 К время торможения малых частиц размером $a \lesssim 0,01 \text{ мкм}$ составляет около 10^5 лет. В горячем газе внутри остатка сверхновой оно уменьшается до $\sim 10^2 - 10^3$ лет для $n_{gas} \sim 10^{-1} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ и $T \sim 10^8 \text{ К}$ на стадии свободного разлета.

Для учета воздействия пыли на газ рассчитывается сила трения, которая пропорциональна относительной скорости движения частицы пыли и газа [78]:

$$\mathbf{f}_d = -\rho_d \frac{\mathbf{v}_{gas} - \mathbf{v}_d}{\tau_s} \quad (1.6)$$

где $\mathbf{v}_{gas}$, $\mathbf{v}_d$ – скорости газа и частицы пыли, τ_s – время торможения.

В уравнении для полной энергии газа нужно учесть работу силы трения:

$$\mathbf{v}_d \mathbf{f}_d = \mathbf{v}_{gas} \mathbf{f}_d + \rho_d \frac{(\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_{gas})^2}{\tau_s} \quad (1.7)$$

В уравнения для импульса и энергии добавляются слагаемые, ответственные за взаимодействие в пылью с учетом уравнений (1.6)-(1.7):

$$\frac{\partial(\rho_{gas} \mathbf{v}_{gas})}{\partial t} + \dots = \dots + \mathbf{f}_d \quad (1.8)$$

и

$$\frac{\partial E_{gas}}{\partial t} + \dots = \dots + \mathbf{v}_d \mathbf{f}_d. \quad (1.9)$$

1.2.3. Разрушение пыли

В горячем газе среди механизмов разрушения пыли доминирует тепловое испарение, обусловленное столкновениями пылинок с ионами газа. В работе [11] рассчитан темп испарения графитовых, силикатных и железных пылинок (Рис. 1.1), и для диапазона температур газа $10^5 \lesssim T \lesssim 10^9$ К он может быть аппроксимирован формулой [51]

$$\frac{da}{dt} \approx -\frac{1 \times 10^{-6}}{1 + T_6^{-3}} n_H \text{ мкм/год} \quad (1.10)$$

где n_H – концентрация атомов водорода, T_6 – температура газа в миллионах К.

Соответствующее время теплового испарения равно

$$\tau_{sp} = \frac{a}{|da/dt|} \approx 1 \times 10^5 [1 + T_6^{-3}] \frac{(a/0,1 \text{ мкм})}{n_H} \text{ лет} \quad (1.11)$$

Так, в остатке сверхновой с концентрацией $n_H \approx 1 \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_6 \gtrsim 1$ пылинка с начальным радиусом 0,1 мкм может сохраняться до $\sim 10^5$ лет.

При прохождении ударных волн также может быть существенным инерционное (кинетическое) испарение вследствие резкого ускорения потока газа относительно пылинок. Для учета инерционного испарения используется аппроксимация из [55] результатов расчетов [79]:

$$\frac{da}{dt} = 4 \times 10^{-4} n_{gas} \exp\left(-\frac{4 \times 10^2}{|v_p - v_{gas}|}\right) |v_p - v_{gas}|^{-0.7} \text{ мкм/год}, \quad (1.12)$$

где скорости в км/с. В горячем газе остатка сверхновой роль инерционного (кинетического) испарения меньше, чем теплового, и его вклад составляет

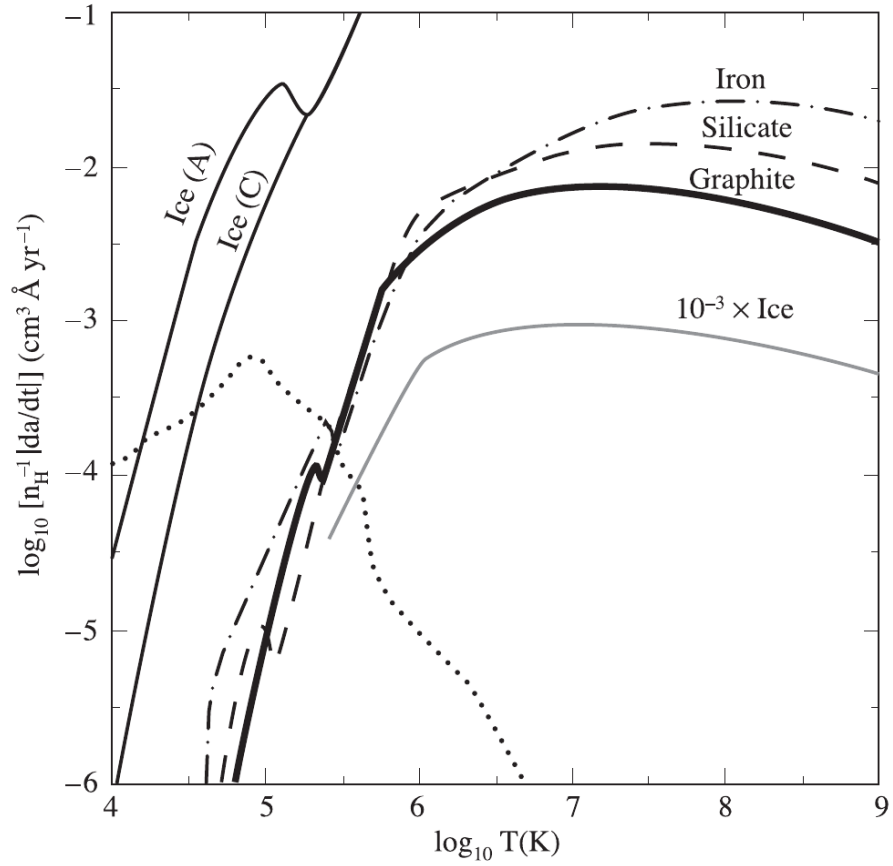


Рис. 1.1. Зависимость темпа теплового испарения пыли от температуры газа для пылинок разного состава (из работы [11]).

$\sim 15\%$ [55]. Уравнения (1.10) и (1.12) используются для расчета изменения размеров пылинок.

При температуре $T \lesssim 10^5$ К частицы пыли могут разрушаться дроблением при столкновениях пылинок друг с другом (shattering). Процесс эффективен при наличии значительного количества частиц малого размера, имеющих высокие относительные скорости [16, 80, 81]. Оценим массовую долю пылинок с необходимой для эффективного дробления дисперсией скоростей $\sigma_v \gtrsim 30$ км с⁻¹ (например, [81]). Рассмотрим только пылинки, находящиеся в газе с температурой $T \lesssim 10^5$ К. В наших расчетах массовая доля такой пыли резко возрастает до $\sim 0,2$ к моменту ~ 70 тыс. лет в остатке, расширяющемся в однородной среде. В неоднородной среде эта доля начинает расти раньше, но достигает меньших значений, например, в среде с дисперсией $\sigma = 2,2$ она

составляет около $\sim 0,04$ при 20 тыс. лет.

Такова оценка массы пыли, содержащейся в условиях, благоприятных для разрушения при взаимных столкновениях, но это не означает, что пыль остается в таких условиях в течение достаточного периода времени. Некоторые оценки показывают, что этот процесс становится важным на временных масштабах дольше, чем $\sim 1 - 5$ млн. лет в теплой ионизированной среде с $(T, n) = (8 \times 10^3 \text{ K}, 0,1 \text{ см}^{-3})$, и дольше, чем несколько десятков млн лет в теплой $(6 \times 10^3 \text{ K}, 0,3 \text{ см}^{-3})$ и холодной $(10^2 \text{ K}, 30 \text{ см}^{-3})$ нейтральной среде [80].

Для условий в остатках сверхновых временная шкала разрушения при взаимных столкновениях составляет $\sim 4 - 40$ млн. лет [82]. Применяя постобработку к результатам трехмерного моделирования эволюции остатка сверхновой, авторы [19] пришли к выводу, что взаимные столкновения пылинок могут быть существенны для разрушения ранее существовавшей пыли в остатке сверхновой старше нескольких сотен тысяч лет. Этот временной масштаб значительно дольше, чем конечное время расчетов в наших моделях. Тем не менее, эти оценки являются модельно-зависимыми. Вопрос об изменении размеров пылинок при взаимных столкновениях заслуживает отдельного исследования.

Считается, что в присутствии магнитных полей усиливается роль взаимных столкновений пылинок в разрушении пыли (см., например, [83, 84]). Из-за бетатронного ускорения более крупные частицы достигают более высоких скоростей, поэтому они подвергаются эффективному разрушению. Соответственно, пренебрежение взаимными столкновениями в магнитных полях может привести к недооценке общей скорости разрушения пыли. Однако, это зависит от эффективности охлаждения и от неоднородности среды. Кроме того, быстрое снижение давления за фронтом ударной волны приводит не только к уменьшению теплового испарения, но и к бетатронному замедлению

частиц в магнитном поле за фронтом ударной волны [83]. В этих условиях значительную роль должны играть статистические свойства неоднородного поля плотности. Например, отмечено, что в турбулентных замагниченных потоках вследствие силы Лоренца существует связь газ-пыль, что обеспечивает пылинкам относительную защиту от взаимных столкновений [48]. Эти исследования демонстрируют очень сложное поведение пылинок в магнитном поле и показывают, что эффективность взаимных столкновений частиц пыли заслуживает дальнейшего рассмотрения, в особенности для неоднородной замагниченной межзвездной среды.

1.3. Эволюция остатка и разрушение пыли

1.3.1. Распространение ударной волны в неоднородной среде

На рис. 1.2 показано распространение ударной волны от взрыва сверхновой в среде с различным распределением плотности для момента времени $t = 50$ тыс. лет после взрыва. Черная линия показывает внешнюю границу остатка сверхновой, определяемую скачком скорости на фронте ударной волны.

Во-первых, можно отметить увеличение неоднородностей внутри остатка с ростом значения σ . Фрагменты, расположенные очень близко к месту взрыва, полностью разрушились. Фрагменты, расположенные дальше, разрушаются лишь частично, они выживают за фронтом ударной волны даже в окружающей среде с умеренной дисперсией плотности в модели $lp3$ при $\sigma = 1, 5$. Они не поддерживаются далее внешним давлением, расширяются и пополняют горячую разреженную внутреннюю часть остатка теплым более плотным газом, который содержит пылевые частицы, не затронутые разрушением. Таким образом, разрушение фрагментов приводит к увеличению

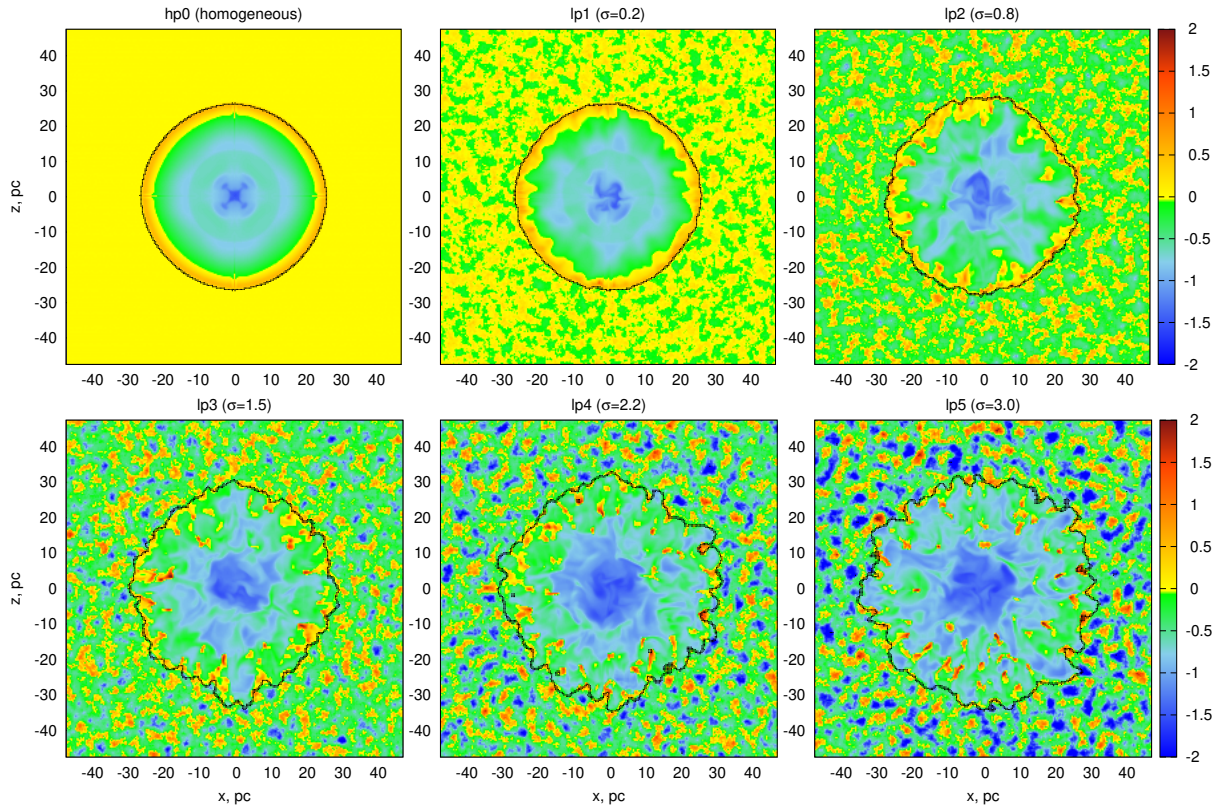


Рис. 1.2. Двумерные срезы распределения концентрации газа ($\log[n, \text{см}^{-3}]$) для возраста остатка сверхновой 50 тыс. лет в однородной среде (модель *hp0*, левая верхняя панель) и в неоднородной среде (модели *lp1..lp5*, остальные панели в верхнем и нижнем ряду в порядке возрастания флуктуаций плотности), для значений $\sigma = 0, 2, 0, 8, 1, 5, 2, 2$ и $3, 0$ при фиксированном волновом числе $k_{min} = 16$. Черная линия показывает внешнюю границу остатка сверхновой, определенную по скачку скорости на фронте ударной волны. Из работы диссертанта [A1].

радиационных потерь.

Во-вторых, более высокий контраст плотности в неоднородностях приводит к более быстрому проникновению ударной волны через неоднородную среду, как видно на рис. 1.3. Ударная волна огибает плотную область, проникает в межоблачный газ низкой плотности и после прохождения более плотного препятствия движется с более высокой скоростью $v \propto \rho^{-1/2}$ в окружающем газе (например, [85, 86, 87]). Таким образом, в более неоднородной среде (с более высоким значением σ) ударная волна между фрагментами остатка

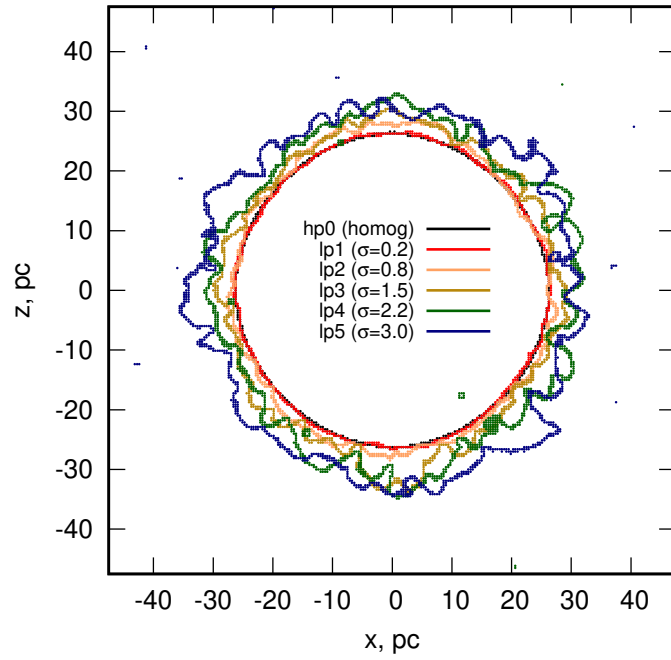


Рис. 1.3. Внешняя граница остатка сверхновой, определенная по скачку скорости на фронте ударной волны для моделей *hp0* и *lp1..lp5*, возраст остатка $t = 50$ тыс. лет. Граница остатка также показана черной линией на рис. 1.2. Из работы диссертанта [A1].

ся адиабатической в течение более длительного времени и распространяется через диффузный газ низкой плотности с более высокой скоростью.

Вследствие такого распространения ударной волны масса газа внутри остатка увеличивается в процессе эволюции в более неоднородной среде с ростом σ (верхняя панель рис. 1.4). В среде с малой амплитудой неоднородности ($\sigma \lesssim 0, 2$, как в моделях *hp0* и *lp1*) после фазы свободного разлета (несколько тысяч лет) нагребенная масса эволюционирует как $\sim t^{6/5}$ до $\sim 30 - 40$ тыс. лет, что соответствует адиабатической фазе, и как $\sim t^{3/4}$ позднее, когда существенны радиационные потери. Увеличение амплитуды неоднородности приводит к смещению фаз в разных частях оболочки вследствие их взаимодействия с окружающим газом различной плотности. В межоблачной среде низкой плотности переходы между режимами расширения, от свободного разлета к адиабатической фазе и затем к радиационной, происходят позже, ударная волна движется с более высокой скоростью и охватывает больший объем,

включая плотные фрагменты. Как следствие, масса газа внутри остатка увеличивается с ростом амплитуды неоднородности среды.

Растет и масса пыли внутри остатка (нижняя панель на рис. 1.4). Частицы пыли в межзвездной среде нагребаются вместе с газом и пересекают фронт ударной волны. В зависимости от локальной скорости ударной волны условия за фронтом могут быть благоприятными для разрушения пыли. Это приводит к уменьшению общей массы пыли, что видно на нижней панели рис. 1.4, где сплошными линиями показаны модели с учетом разрушения пыли, пунктирными – без разрушения.

При изменении средней плотности окружающей межзвездной среды $\langle n \rangle = 0,3$ и 3 см^{-3} полная масса газа в остатке следует аналогичному степенному закону, как видно на рисунке 1.5: адиабатическая ($\sim t^{6/5}$) и радиационная ($\sim t^{3/4}$) фазы. Только для $\langle n \rangle \gtrsim 3 \text{ см}^{-3}$ расширение остатка значительно замедляется после $\lesssim 80$ тыс. лет, потому что поток становится сильно нагруженным, и общая масса растет медленнее, чем $\sim t^{0,4}$ [85]. Для $\langle n \rangle = 10 \text{ см}^{-3}$ расширение пузыря становится подобным после ~ 40 тыс. лет.

Важно отметить, что влияние типа распределения частиц пыли по размерам на динамику остатка сверхновой пренебрежимо мало – эволюция остатка почти одинакова в моделях как с исходно монодисперсной ($hm0, lm1..lm5$), так и с полидисперсной ($hp0, lp1..lp5$) пылью. Кроме того, пространственный размер неоднородностей также не оказывает заметного влияния на глобальный приток пылевой массы через поверхность остатка в модели $lm4$ и наборе моделей $lm6..lm9$ с максимальным пространственным размером, изменяющимся от 25 до 5 пк для фиксированной дисперсии $\sigma = 2,2$. Рассмотрим далее модели с различным значением дисперсии логарифма плотности σ и сосредоточимся на моделях с полидисперсной пылью $hp0, lp1..lp5$ (Таблица 1.1).

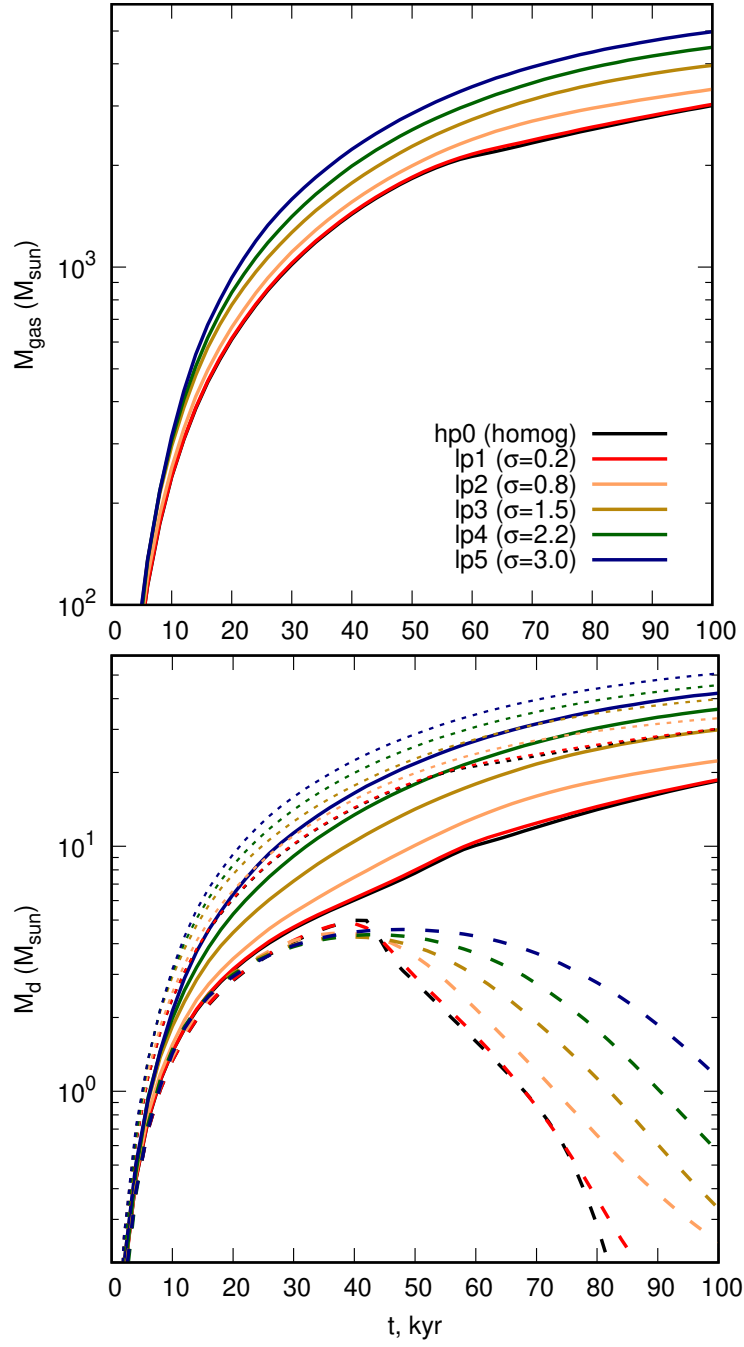


Рис. 1.4. Эволюция массы газа (верхняя панель) и пыли (нижняя панель) внутри остатка сверхновой для моделей $hp0$ и $lp1..lp5$. Сплошные линии соответствуют эволюции с разрушением пыли, пунктирные – без учета разрушения пыли; штриховые линии на нижней панели соответствуют массе пыли в горячем газе ($T > 10^6$ K). Из работы диссертанта [A1].

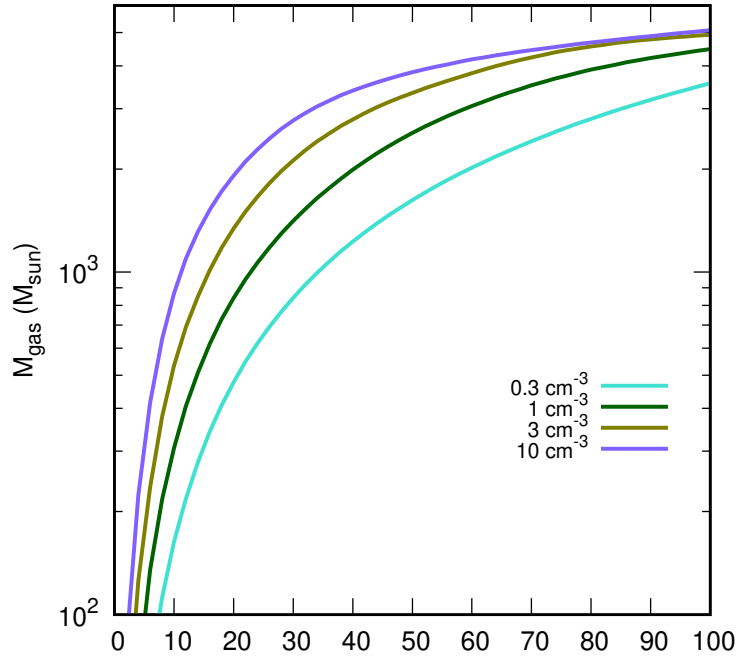


Рис. 1.5. Масса газа в остатке сверхновой аналогично верхней панели рис. 1.4, но для модели *lp4* (неоднородная среда с дисперсией $\sigma = 2, 2$) со средними значениями концентраций 0,3, 1, 3 и 10 cm^{-3} . Из работы диссертанта [A1].

1.3.2. Динамика и эволюция пыли

На рис. 1.6 на верхней панели представлена эволюция доли массы «выжившей» (сохранившейся за фронтом) пыли $f_m = M_d/M_{d0}$, т.е. отношение общей массы пыли внутри остатка сверхновой (за фронтом ударной волны) с учетом разрушения к таковой при отсутствии процессов разрушения пылинок M_{d0} . Эволюция обеих масс в моделях с полидисперсной пылью *hp0* и *lp1..lp5* приведена на нижней панели рис. 1.4.

Во всех моделях с полидисперсной пылью (сплошные линии на верхней панели рис. 1.6) наблюдается значительное падение доли f_m в первые 1-2 тыс. лет, когда ударная волна нагревает газ до $T \sim 10^7 \text{ K}$. Для однородной среды (модель *hp0*) этот период соответствует переходу от свободного разлета к адиабатической фазе. В момент $t \sim 2 - 3$ тыс. лет можно отметить небольшую разницу между эволюцией в однородной и неоднородных средах. При

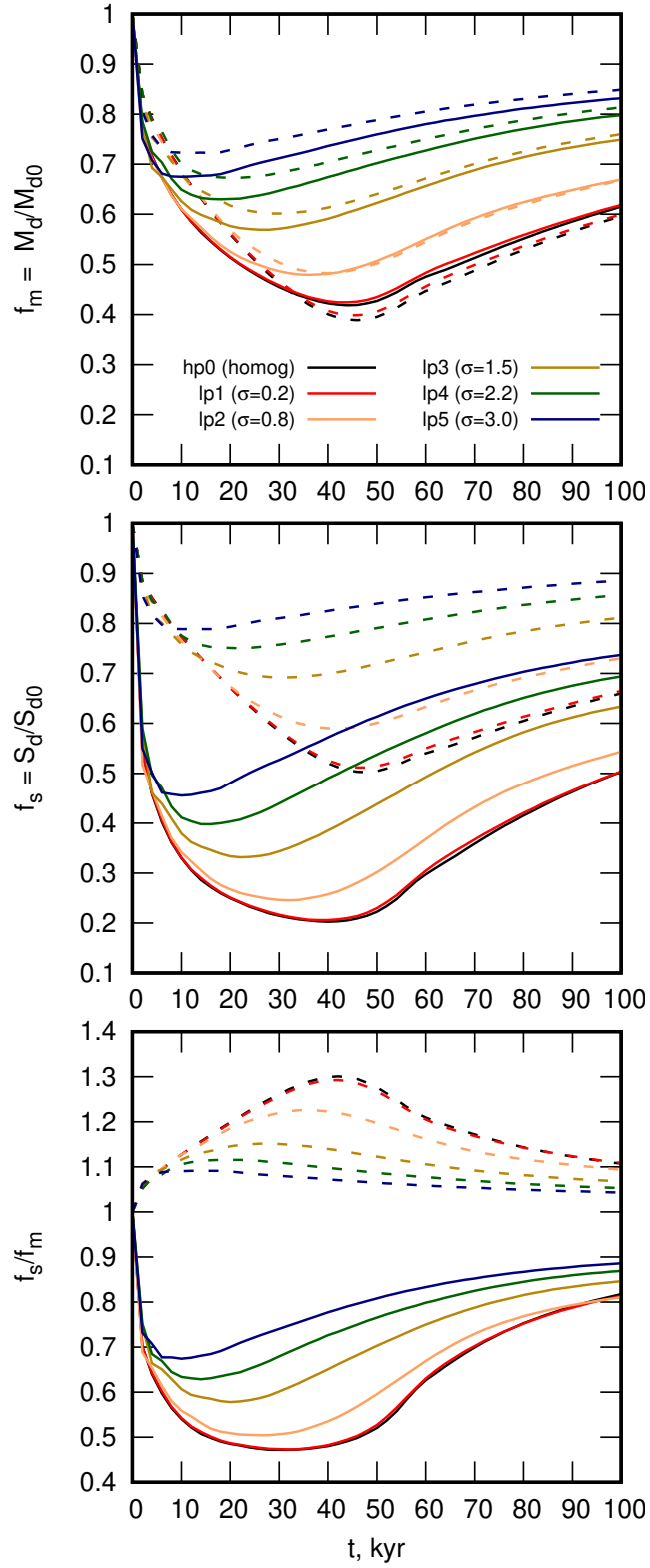


Рис. 1.6. Эволюция доли массы «выжившей» пыли, доли кумулятивной поверхности «выжившей» пыли внутри остатка сверхновой и их отношения: $f_m = (M_d/M_{d0})$ (верхняя панель), $f_s = (S_d/S_{d0})$ (средняя панель), $f_s/f_m = (S_d/S_{d0})/(M_d/M_{d0})$ (нижняя панель). Сплошные и штриховые линии соответствуют моделям с полидисперсной и изначально монодисперсной пылью, соответственно. Из работы диссертанта [A1].

$t \gtrsim 10$ тыс. лет разница увеличивается и становится более выраженной (верхняя панель рис. 1.6). Доля массы «выжившей» пыли f_m уменьшается до тех пор, пока скорость ударной волны не упадет ниже определенного порога, зависящего от σ . Прежде чем этот порог будет достигнут, пыль, пересекающая ударный фронт, эффективно испаряется, поскольку внутренняя часть остатка все еще горячая, особенно для слабо неоднородной среды с дисперсией $\sigma \lesssim 1,5$ (модели $lp1..lp3$).

В более неоднородных средах (модели $lp4..lp5$) радиационные потери внутри остатка выше из-за массы разрушенных облаков, расположенных в самой внутренней части остатка. Это приводит к более раннему началу радиационной фазы с последующим замедлением наиболее массивной части оболочки и понижением температуры газа внутри остатка, что неизбежно приводит к подавлению разрушения пыли. Остаток продолжает расширяться и нагревать межзвездную пыль, и доля массы «выжившей» пыли начинает расти. Точка минимума f_m соответствует окончанию эффективного разрушения пылинок. По истечении этого времени масса пыли в остатке увеличивается вследствие нагревания ранее существовавшей пыли. В однородной среде это происходит сразу после того, как оболочка стала сильно радиационной, $t \sim 40$ тыс. лет (см. черную линию на верхней панели рис. 1.6). В неоднородной среде с $\sigma = 2,2$ (модель $lp4$) это происходит раньше: после периода 10 тыс. лет доля f_m начинает расти и следует за эволюцией массы газа на радиационной стадии $M \sim t^{3/4}$.

Таким образом, неоднородность среды напрямую влияет на выживание пылинок при испарении: чем выше амплитуда неоднородности плотности, тем большее количество пыли выживает. В первую очередь это происходит из-за того, что ударный фронт охватывает большее количество газа и пыли при распространении через более неоднородную среду (рис. 1.4). Большая часть пыли содержится в плотных фрагментах, где ударная волна распространя-

ется с меньшей скоростью и не может нагреть газ настолько, чтобы сделать испарение эффективным. Видно, что массовая доля выжившей пыли растет примерно в 1,7 раз при сравнении моделей *hp0* и *lp5* для времен ~ 40 и ~ 10 тыс. лет соответственно, когда начинается радиационная фаза. В ходе дальнейшей эволюции оболочка нагребает межзвездную пыль, и разница между моделями *hp0* и *lp5* уменьшается до коэффициента около 1,3 при $t = 100$ тыс. лет (конечное время расчетов).

Также рассмотрена эволюция остатка сверхновой в среде с монодисперсными частицами пыли. В этих моделях доли массы «выжившей» пыли показывает аналогичное поведение (см. модели *hm0* и *lm4..lm5*, пунктирные линии на верхней панели рис. 1.6). Несколько более медленное уменьшение в ранние времена по сравнению с моделями с полидисперсной пылью объясняется отсутствием мелких частиц $a \lesssim 0,01$ мкм, которые эффективно испаряются в этот период.

Доля массы «выжившей» пыли существенно не отличается для моделей с первоначально моно- и полидисперсными частицами. В случае меньшего исходного размера монодисперсной пыли по сравнению с $a_0 = 0,1$ мкм, разница между моделями *hm0* и *lm5* становится больше, но только до начала радиационной фазы. Позднее доминирует по массе нагребенная пыль, не подвергнутая испарению, и эта разница приближается к значению 1,3 при $t = 100$ тыс. лет.

Для распределения размеров пыли по степенному закону MRN $n(a) \propto a^{-3,5}$ малые частицы наиболее эффективно испаряются. Также мелкие частицы пыли обычно горячее – в равновесии их температура изменяется примерно как $T_d \propto a^{-1/6}$, и определяют излучение пыли на более высоких частотах. Чтобы проиллюстрировать это, рассмотрим, как изменяется суммарная площадь поверхности пылинок при расширении остатка сверхновой в неоднородной среде.

На средней панели рис. 1.6 представлено отношение суммарной площади поверхности разрушенных частиц пыли за фронтом ударной волны к таковой без учета разрушения пыли $f_s = (S_d/S_{d0})$, далее – доля кумулятивной поверхности «выжившей» пыли. Как было отмечено в разделе 1.2.2, динамика пыли описывается с помощью метода «суперчастиц». Каждая суперчастица состоит из большого числа идентичных микрочастиц – пылинок. Легко посчитать количество пылинок в «суперчастице» и их суммарную площадь поверхности.

Для полидисперсной пыли мелкие пылинки размером $a \lesssim 0,01$ мкм более эффективно разрушаются в горячем газе в течение первых 10 тыс. лет. Для степенного распределения MRN по размерам такие пылинки вносят вклад в общую поверхность больше, чем в общую массу, таким образом, f_s падает быстрее и до меньших значений, чем f_m . Значение f_s уменьшается в 3 раза для остатка в однородной среде (сплошная черная линия, модель $hp0$). Неблагоприятные условия для мелких пылинок поддерживаются в остатке до перехода к радиационной фазе при $t \sim 30 - 40$ тыс. лет. К этому времени суммарная площадь поверхности пылинок уменьшается почти в 5 раз. Неоднородность окружающего газа приводит к значительному подавлению разрушения пыли (см. модели $lp1..lp5$), таким образом, суммарная площадь поверхности пыли увеличивается.

На более поздних стадиях суммарная площадь поверхности пыли демонстрирует рост, что обеспечивается как менее эффективным испарением после замедления ударной волны в плотных фрагментах, так и нагребанием межзвездной пыли расширяющимся остатком сверхновой. До 100 тыс. лет доля кумулятивной поверхности «выжившей» пыли увеличивается в два раза по сравнению с минимальным значением, достигнутым в момент начала радиационной фазы в остатке сверхновой.

В моделях с исходно монодисперсной пылью эволюция массовой и по-

верхностной долей f_m и f_s , представленная пунктирными линиями на верхней и средней панелях рис. 1.6, уменьшается до тех пор, пока не начнется радиационная фаза. Их поведение зависит от перехода в радиационную фазу и аналогично поведению в моделях с полидисперсной пылью, описанных выше.

Различие между эволюцией массовой и поверхностной долей f_m и f_s удобно иллюстрировать их соотношением, представленным на нижней панели рис. 1.6. Для полидисперсной пыли отношение f_s/f_m определяется испарением мелких пылинок. Суммарная площадь поверхности зависит от размера пылинок как $\sim a^{-0,5}$ для степенного распределения MRN, тогда как масса $M(a) \sim a^{0,5}$. Следовательно, разрушение мелких пылинок приводит к заметному падению отношения f_s/f_m в течение первых 10 тыс. лет (цветные линии, модели *lp1..lp5*). При $t \lesssim 30$ тыс. лет скорость ударной волны остается больше 100 км/с для однородной и слабо неоднородной среды. Период с низким отношением f_s/f_m продолжается до начала радиационной фазы. Этот период короче для более высокого значения σ и для более высокой средней плотности газа. Для $\sigma = 0$ он завершается к 40 – 50 тыс. лет (сплошная черная линия, модель *hp0*), тогда как для $\sigma = 2,2$ – уже к ~ 20 тыс. лет (сплошная красная линия, модель *lp4*).

Для монодисперсной пыли суммарная площадь поверхности зависит от размера пылинки как $\sim a^2$, в то время как общая масса $\sim a^3$, величина f_s/f_m пропорциональна $\sim 1/a(t) \sim \dot{a}t$, до того, как испарение останется эффективным (для $T > 10^6$ К скорость испарения $\dot{a}$ слабо зависит от температуры газа и составляет около $\sim 10^{-3}n$ мкм/тыс. лет, см. уравнение (1.10)). Это соответствует линейной части кривой для эволюции в однородной среде (пунктирная черная линия, модель *hm0*). Увеличение неоднородности окружающего газа приводит к более раннему нарушению этой зависимости. В более поздние времена отношение стремится к 1 из-за роста доли нагретой пыли, не под-

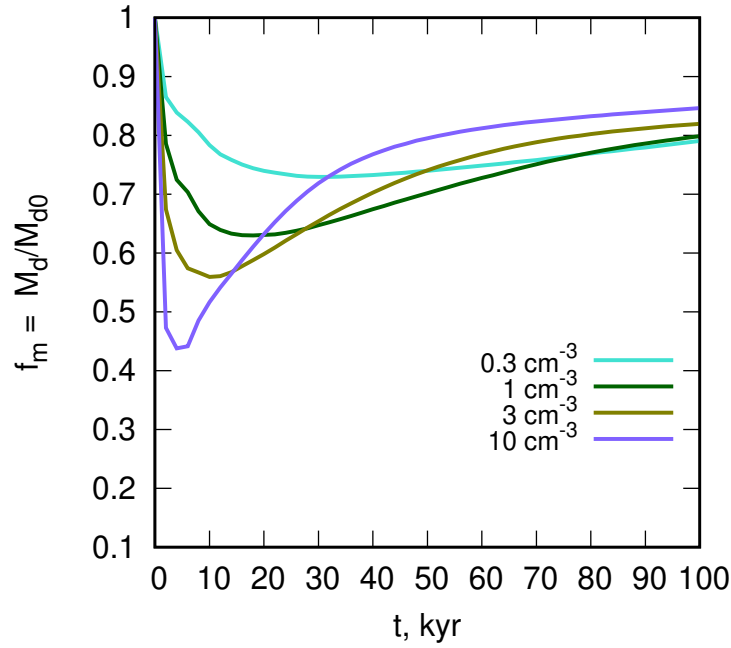


Рис. 1.7. Доля массы «выжившей» пыли аналогично верхней панели на рис. 1.6, но для модели *lp4* (неоднородная среда с дисперсией $\sigma = 2,2$) со средними концентрациями 0,3, 1, 3 и 10 cm^{-3} . Из работы диссертанта [A1].

вергшейся разрушению, в общей массе пыли внутри остатка.

Эволюция доли массы «выжившей» пыли f_m определяется взаимосвязью между радиационным охлаждением газа и испарением пыли в различных условиях. При высоких значениях $\langle n \rangle$ более эффективное испарение пыли на ранних стадиях быстро ослабевает, когда оболочка переходит к радиационному расширению. В результате испарение прекращается, и величина f_m растет. В условиях с более низкой средней плотностью газ за фронтом ударной волны дольше остается горячим, испарение $\propto \langle n \rangle$ менее интенсивно, поэтому f_m уменьшается медленнее и начинает расти после перехода к радиационной стадии, как видно на рис. 1.7. Для значения концентрации 1 cm^{-3} доля «выжившей» массы пыли $f_m = M_d/M_{d0}$ достигает минимального значения $\sim 0,6$ к моменту ~ 15 тыс. лет. Для более высокой средней плотности f_m становится ниже и сдвигается к более раннему времени, например, она составляет $\sim 0,4\text{--}0,5$ в момент ~ 4 тыс. лет для $\langle n \rangle = 10 \text{ cm}^{-3}$ (рис. 1.7). Позднее, по мере

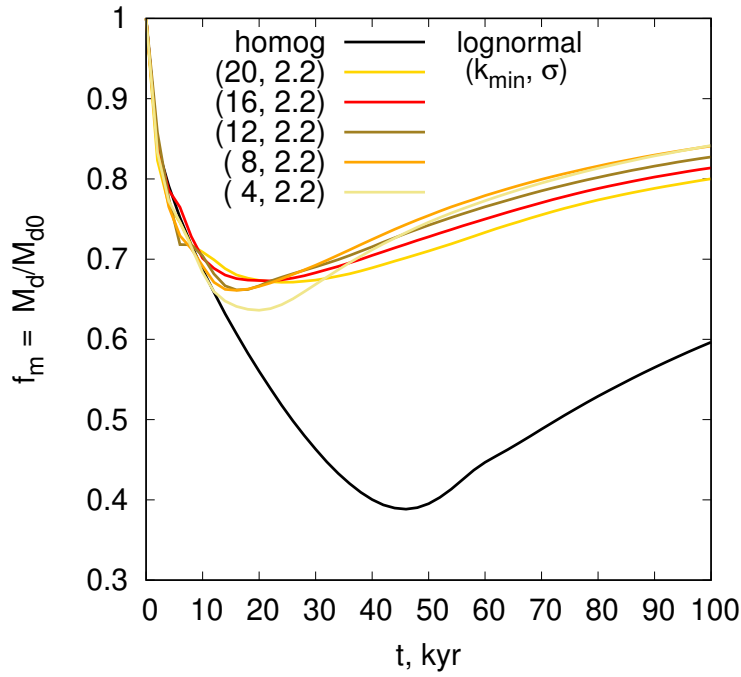


Рис. 1.8. Эволюция доли массы «выжившей» пыли для моделей *lm6..lm9* с разным волновым числом k_{min} и фиксированной дисперсией $\sigma = 2,2$. Черная линия соответствует однородному случаю. Рисунок подготовлен диссертантом (иллюстративный материал).

нагревания пыли, f_m растет как $\sim t^{0,3}$ (рис. 1.7). На более поздних стадиях эффекты массового нагружения препятствуют росту f_m как $\sim t^{0,1}$, поэтому f_m почти насыщается на уровне $\sim 0,8$, что близко к f_m для средней концентрации 1 см^{-3} .

Отметим, что расчеты моделей с разным максимальным пространственным размером неоднородностей (от 5 до 25 пк, что соответствует волновому числу k_{min} от 20 до 4) и монодисперсной пылью *lm6..lm9* продемонстрировали слабую зависимость глобального притока пылевой массы, средневзвешенной (по массе) скорости оболочки, доли массы «выжившей» пыли от максимального размера флуктуаций в указанном диапазоне. Например, на рис. 1.8 показана эволюция доли массы «выжившей» пыли в зависимости от k_{min} для фиксированного значения $\sigma = 2,2$. Видно, что вариация максимального размера флуктуаций практически не влияет на эффективность разрушения пыли в неоднородной среде.

Результаты, рассмотренные выше, меняются несущественно при увеличении пространственного разрешения вычислительной сетки. Подробности приведены в Приложении [A](#).

1.4. Выводы

Проведено численное моделирование динамики пыли и газа при расширении остатка сверхновой в неоднородной среде. Найдено, что:

- Разрушение межзвездной пыли, нагретой расширяющейся оболочкой сверхновой, оказывается менее эффективным при эволюции в неоднородной среде: до 2-х раз больше пыли выживает в более облачной среде.
- Изменение средней плотности газа слабо влияет на долю сохранившейся пыли на временах больше нескольких характерных времен охлаждения.

Результаты, полученные в этой главе, опубликованы в статье [\[A1\]](#).

Глава 2

Газ и пыль в различных тепловых фазах и светимость остатка сверхновой

2.1. Введение

Благодаря инфракрасным (ИК) обзорам Галактики и Магеллановых облаков [88, 89, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 96, 97] понимание эмиссионных свойств в ИК диапазоне, морфологии и эволюции остатков сверхновых значительно улучшилось. Большая часть наблюдаемых остатков моложе нескольких тысяч лет (например, [98]) и, следовательно, их ИК излучение, по-видимому, связано с пылью, произведенной сверхновой. Однако, несколько остатков имеют большой возраст, поэтому ожидается, что именно нагретая межзвездная пыль обуславливает их ИК светимость. Ее величина должна зависеть от эволюции массы горячего газа в остатке, которая определяется свойствами среды.

Межзвездная пыль, проникающая далеко за фронт ударной волны остатка сверхновой, оказывается в горячем газе, и ее по массе становится больше, чем пыли, произведенной при взрыве сверхновой, уже через несколько тысяч лет эволюции остатка. Поэтому ее вклад в инфракрасную светимость остатка будет возрастать. Пылевые частицы в горячем газе нагреваются и разрушаются, что приводит к изменению их эмиссионных свойств. Нагретая пыль находится в толстом слое за фронтом ударной волны, размер этого слоя постепенно уменьшается за счет падения скорости расширения оболочки и торможения пыли в нем [54, 55]. Пыль постепенно оказывается в газе с меньшей температурой и ее эффективное испарение прекращается.

Светимость остатка складывается из эмиссии нагретых пыли, излучающей в континууме, и газа, охлаждающегося в линиях ионов и атомов металлов. Динамика охлаждения горячего газа при расширении оболочки сверхновой зависит от свойств окружающей среды, точнее, от плотности и металличности газа, степени его неоднородности. Изучению влияния неоднородностей окружающей среды на ИК излучение остатка сверхновой посвящена эта глава.

2.2. Пыль в различных тепловых фазах

Пыль, попадая в горячий газ, нагревается и излучает в инфракрасном диапазоне, охлаждая газ. Итоговая картина, которую можно наблюдать в инфракрасном диапазоне, зависит от особенностей распределения газа и пыли в остатке сверхновой по тепловым фазам. Рассмотрим тепловую эволюцию газа и пыли для моделей из главы 1.

На рис. 2.1 представлено распределение массы газа в остатке в различных тепловых фазах: горячей ($T > 10^6$ K), тепло-горячей ($10^5 - 10^6$ K), диффузной ($10^4 - 10^5$ K), тепло-нейтральной ($10^3 - 10^4$ K) и холодной ($T < 10^3$ K). При эволюции в однородной среде (черная линия) горячая фаза (левая панель) является доминирующей, пока остаток адиабатический, то есть до возраста ~ 40 тыс. лет. После этого газ переходит в тепло-горячую и диффузную фазы (см. вторую и третью панели). При $t \sim 60$ тыс. лет тепло-нейтральная фаза быстро растет и достигает более 20% уже при $t \gtrsim 70$ тыс. лет (четвертая панель). Этот газ заключен в плотной оболочке сверхновой. За время 100 тыс. лет (к моменту окончания расчета) газ не охлаждается ниже 10^3 K (пятая панель). Видно, что при расширении остатка в однородной среде есть четкая эволюционная последовательность тепловых фаз: каждая фаза доминирует в свою эпоху, они не смешиваются друг с другом за исключением довольно

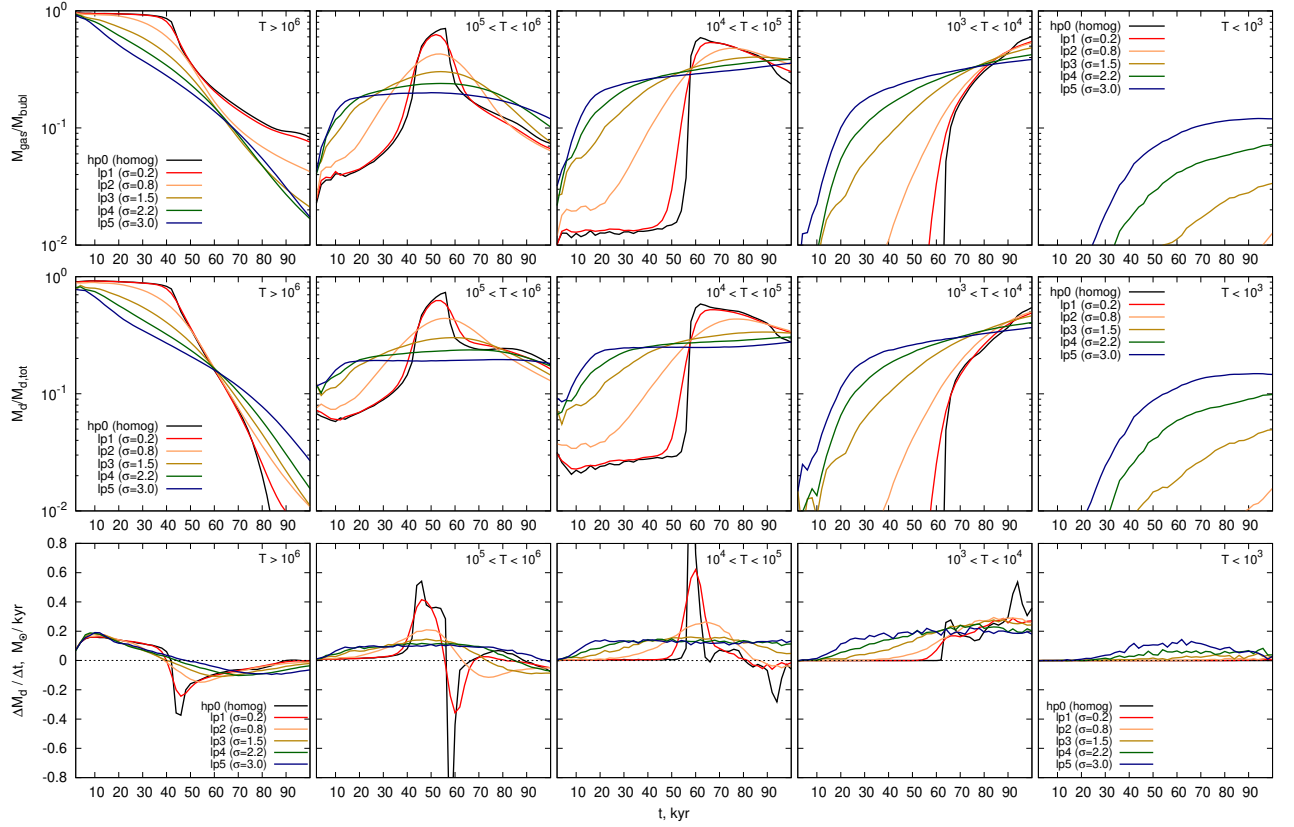


Рис. 2.1. Полная масса газа (верхний ряд) и пыли (средний ряд), заключенная в различных тепловых фазах газа в остатке сверхновой, отнесенная к полной массе газа и пыли в остатке соответственно для моделей *hp0*, *lp1*..*lp5*, (см. таблицу 1.1) для полидисперсной пыли с размерами в диапазоне 0,003–0,3 мкм в 11 интервалах. Скорость роста массы пыли $\Delta M_d / \Delta t$ (в $M_\odot$ / тыс. лет) в различных тепловых фазах газа (нижний ряд) в остатке сверхновой для тех же моделей. Из работы диссертанта [A1].

коротких периодов.

В неоднородной среде радиационная фаза начинается раньше в тех частях оболочки, где она взаимодействует с плотными сгустками. Это происходит почти сразу после начала расчета из-за усиленного охлаждения. Как следствие, с ранних времен доля газа в горячей фазе постепенно уменьшается (цветные линии на левой панели): она становится ниже для больших σ из-за более высокого объемного фактора заполнения плотными фрагментами. Это приводит к более раннему появлению тепло-горячего, диффузного, тепло-нейтрального газа (см. вторую-четвертую панели). Для $\sigma \gtrsim 1,5$ заметная доля

газа обнаруживается в холодной фазе (пятая панель). Тепло-нейтральная и холодная фазы расположены внутри тех фрагментов, которые не были полностью разрушены ударной волной и остались далеко позади фронта в горячем газе остатка из-за неэффективного ускорения (см. рис. 1.2)

На первый взгляд, масса пыли, ассоциированной с тепловыми фазами газа, повторяет распределение по тепловым фазам самого газа (см. средний ряд на рис. 2.1). Однако можно отметить несколько отличий. Наиболее существенное – для горячей фазы, где эволюция массовых долей пыли и газа изменяется при $t \sim 60$ тыс. лет (близко к точке пересечения всех линий на левой средней панели рис. 2.1).

Рассмотрим эволюцию в однородной среде (модель $hr\theta$). Пылинки попадают в горячий газ за фронтом ударной волны на стадии адиабатического расширения остатка, когда скорость ударной волны велика ($v_s \gtrsim 200$ км/с) и достаточна для нагрева газа до температуры выше 10^6 К. В этот период и до начала радиационной стадии ($t \sim 40$ тыс. лет) доли газа в горячей фазе и пыли, ассоциированной с этим газом, близки к единице (см. черные линии, соответствующие модели $hr\theta$ на левой верхней и средней панелях на рис. 2.1). В горячем газе расширяющегося остатка пылинки ускоряются и двигаются в потоке. После перехода на радиационную стадию ($t \sim 40$ тыс. лет) начинается эффективное торможение оболочки. Ударная волна ослабевает, и газ нагревается только до температур $< 10^6$ К. Пыль, нагретая в этот период, попадает в более холодную фазу, что проявляется в быстром росте массы пыли и газа в тепло-горячей фазе (второй столбец на рис. 2.1). При этом скорость расширения оболочки становится меньше скорости пылинок в горячем газе внутри остатка, поэтому такие пылинки постепенно догоняют оболочку [54, 55]. Таким образом, со временем вся пыль из горячей фазы переходит в более холодный газ оболочки. После достижения $\sim 50 - 60$ тыс. лет горячий газ почти освобождается от пыли в течение $10 - 20$ тыс. лет: доля пыли, свя-

занная с горячим газом, уменьшается с $\sim 0,1$ при ~ 60 тыс. лет до $\lesssim 0,01$ при $\gtrsim 80$ тыс. лет, в то время как доля горячего газа составляет $\sim 0,1$ при 100 тыс. лет.

Перераспределение пыли между различными тепловыми фазами газа хорошо отслеживается по скорости роста массы пыли в остатке $\Delta M_d / \Delta t$ (нижний ряд на рис. 2.1). В однородной среде (черная линия) масса пыли в горячей фазе растет со скоростью $\sim 0,1 M_\odot / \text{тыс.лет}$ до возраста ~ 40 тыс. лет. После этого начинается радиационная стадия, скорость роста массы пыли в горячей фазе резко падает и становится отрицательной (левая панель), т.е. пыль покидает горячий газ и переходит в тепло-горячий газ. Скорость роста массы пыли в тепло-горячей фазе резко увеличивается в момент ~ 40 тыс. лет (вторая нижняя панель). Позднее подобный перенос пыли из более горячей фазы в более холодную можно наблюдать на третьей-четвертой панелях в нижнем ряду.

В неоднородной среде переход оболочки сверхновой от адиабатической стадии к радиационной менее выражен. Тепловая структура оболочки оказывается смешанной: при движении ударной волны сквозь плотные облака радиационное охлаждение становится более эффективным, тогда как межоблачная среда с низкой плотностью за фронтом остается адиабатической. Облака, расположенные ближе к центру взрыва, разрушаются полностью. По мере расширения скорость ударной волны падает, и более отдаленные от центра облака частично разрушаются и выживают. Таким образом, в неоднородной среде газ, по которому прошла ударная волна, переходит не только в горячую фазу, как в однородной среде, но и в другие фазы. Газ из разрушенных облаков составляет тепло-горячую и диффузную фазы, более плотный газ облаков – тепло-нейтральную. Эти отличия усиливаются с ростом флуктуаций плотности. В результате массовая доля горячего газа постепенно уменьшается с ростом значения σ (левая верхняя панель на рис. 2.1). Доли

газа в других тепловых фазах эволюционируют более гладко с ростом σ (см. вторую-четвертую панели в верхнем ряду).

В течение первых ~ 40 тыс. лет скорость роста массы пыли в горячей фазе слабо зависит от величины σ (левая нижняя панель на рис. 2.1). Прирост массы пыли прекращается в момент ~ 40 тыс. лет, когда начинается радиационная стадия. В некоторых областях оболочки, расширяющихся в межоблачной среде, охлаждение становится эффективным в более позднее время. Эти области замедляются позже, и пыль, заключенная в горячем газе за оболочкой, догоняет ее позже. Таким образом, для более высокого σ доля пыли в горячей фазе лучше соответствует доле горячего газа (левая верхняя и средняя панели на рис. 2.1). Для $\sigma \gtrsim 0,8$ масса пыли, заключенная в других тепловых фазах, увеличивается с почти постоянной скоростью благодаря повышенному охлаждению из-за роста плотности газа, поступающего из облаков, разрушенных ударной волной (нижний ряд на рис. 2.1).

В целом, масса пыли, поступающей из разрушенных облаков в горячий газ, превышает потери массы от испарения пылинок. Для сред с более высокой σ эта масса больше, как показано пунктирными линиями на нижней панели рис. 1.4 главы 1. Таким образом, увеличение массы пыли в горячей фазе с ростом значения σ (модели *lp1..lp5*, левая панель в среднем ряду на рис. 2.1) определяется пылинками, изначально заключенными в плотных фрагментах.

На Рис. 2.2 представлены функции распределения масс пылинок f_d по размерам в остатке сверхновой для трех значений возраста; в начальный момент задано степенное распределение MRN. В процессе испарения крупные пылинки теряют массу, что видно из уменьшения их массовой доли и увеличения вклада мелких пылинок: наклон распределения становится более плоским со временем.

На Рис. 2.3 представлены функции распределения масс пылинок, связанных с различными тепловыми фазами газа. В момент времени $t = 50$ тыс. лет

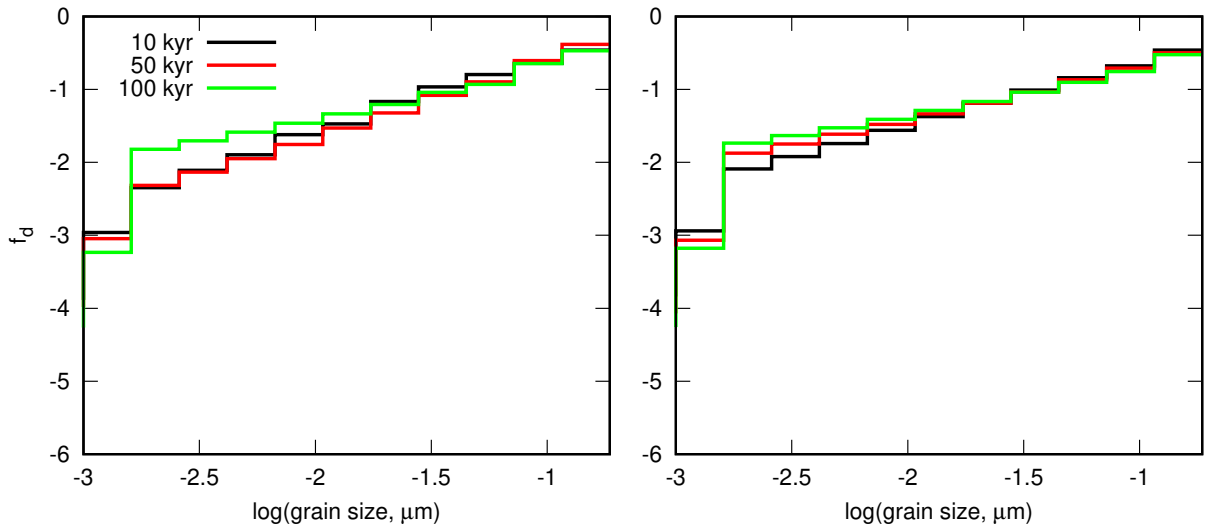


Рис. 2.2. Функция распределения масс пылинок по размерам внутри остатка для однородной (левая панель, модель $hp0$) и неоднородной среды (правая панель, модель $lp4$) для остатков возрастом 10, 50 и 100 тыс. лет. Из работы диссертанта [A1].

(левая верхняя панель) преобладает тепло-горячая фаза (зеленая линия), где содержится большая часть массы пыли (см. рис. 2.1). С горячей фазой связаны только крупные пылинки размером $a \sim 0,1$ мкм (красная линия). Позднее, к моменту $t = 100$ тыс. лет (левая нижняя панель), пыль перераспределяется почти поровну между диффузной (синяя линия) и тепло-нейтральной (розовая линия) фазами. В тепло-горячем газе можно встретить только крупные пылинки размером $a \sim 0,1$ мкм. В других тепловых фазах (самая горячая и самая холодная) пыль почти отсутствует. В горячей фазе это происходит из-за испарения пылинок либо перехода в более холодные фазы.

Такое распределение может соответствовать двум популяциям пыли внутри остатка. Одна представляет собой «холодную» пыль, связанную с диффузной и тепло-нейтральной газовыми фазами, функция распределения масс таких пылинок близка к исходной. Другая состоит из «горячих» пылинок размером более 0,1 мкм и находящихся в горячем (в момент 50 тыс. лет, красная линия слева вверху) или тепло-горячем (в момент 100 тыс. лет, зеленая линия слева внизу) газе. Массовая доля второй популяции – более 10%.

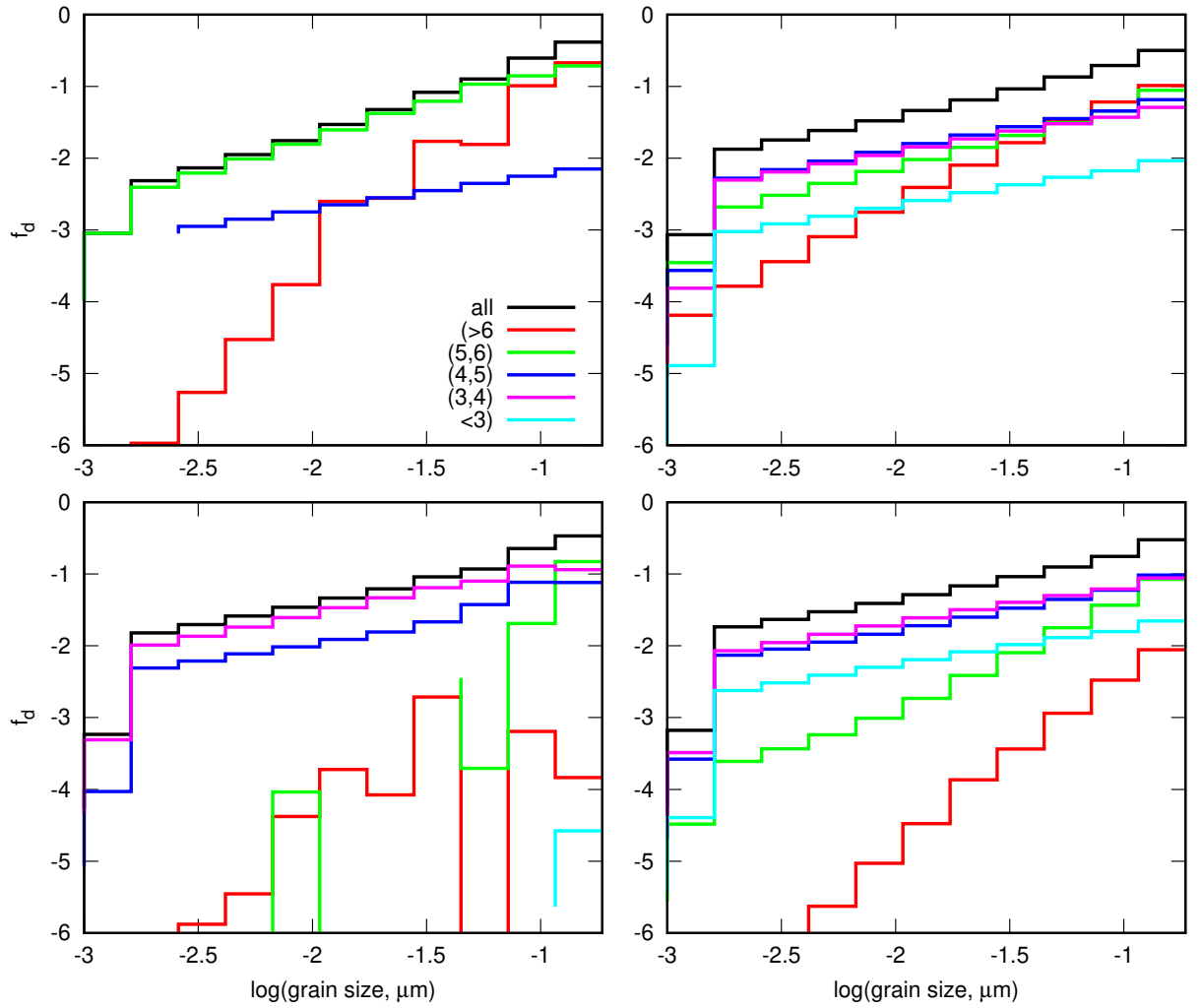


Рис. 2.3. Функция распределения масс пылинок, находящихся в различных тепловых фазах газа, по размерам для возраста остатка 50 тыс. лет (верхний ряд) и 100 тыс. лет (нижний ряд) в однородной (левый столбец, модель *hp0*) и неоднородной среде (правый столбец, модель *lp4*). Из работы диссертанта [A1].

Предполагая скорость охлаждения частицы радиуса a как $L \sim n_e T^{1.5}$ в тепловом равновесии [99], где n_e и T - концентрация электронов и температура газа, можно ожидать заметного влияния второй популяции на общий спектр пыли. Поскольку популяция пыли, связанная с высокотемпературным газом, является более горячей, даже несколько процентов доли такой пыли может вносить значительный вклад в эмиссию пыли [99].

В неоднородной среде функции распределения масс пылинок по размерам более регулярны: они имеют собственный наклон для каждой тепловой

фазы (см. правый столбец на рис. 2.3). Для низкотемпературных фаз наклоны f_d близки к наклону для всей пыли (черная линия). В горячем газе распределение размеров пылинок демонстрирует более крутой наклон за счет эффективного разрушения более мелких пылинок. Со временем газ охлаждается, и пыль, связанная с горячей фазой, переходит в более холодные фазы. Таким образом, наклоны f_d для пыли в горячей и тепло-горячей фазах становятся круче со временем. Наклон для горячей фазы изменяется с $\sim 1,5$ для 50 тыс. лет до $\sim 2,5$ для 100 тыс. лет (см. красные линии, правый ряд на рис. 2.3). В тепло-горячей фазе наклон меняется от ~ 1 для 50 тыс. лет до $\sim 1,5$ для 100 тыс. лет (см. зеленые линии, правый ряд на рис. 2.3).

Изменение средней плотности окружающего газа приводит к вариациям эффективности испарения пыли и распределения пыли по размерам (рис. 2.4). Для частиц в горячем газе наклон функции распределения масс пылинок по размерам становится более плоским в остатке, расширяющемся в газе низкой плотности, например, для концентрации $\langle n \rangle = 0,3 \text{ см}^{-3}$ наклон равен 1,5 для времени 100 тыс. лет (верхняя серая линия на левой панели рис. 2.4). Увеличение концентрации газа относительно значения 1 см^{-3} обеспечивает более эффективное разрушение пыли. Наклон f_d становится лишь немного круче (почти 2), но массовая доля пылинок размером 0,1 мкм падает значительно: она уменьшается с 1% для 1 см^{-3} до 0,01% и 0,001% для 3 и 10 см^{-3} , соответственно, к моменту 100 тыс. лет (левая панель на рис. 2.4). Поэтому можно сделать вывод о почти полном отсутствии пыли в горячем газе остатка, расширяющегося в среде с $\langle n \rangle \gtrsim 3 \text{ см}^{-3}$.

Для тепло-горячей фазы доля пыли в газе с концентрацией $\langle n \rangle \sim 0,3 \text{ см}^{-3}$ составляет около 10% в момент 100 тыс. лет (правая панель на рис. 2.4), она остается практически постоянной с ~ 20 тыс. лет. Наклон f_d составляет около 0,7, что близко к начальному значению, равному 0,5. В тепло-горячей фазе больше крупных пылинок по сравнению с горячей фазой, где их доля резко па-

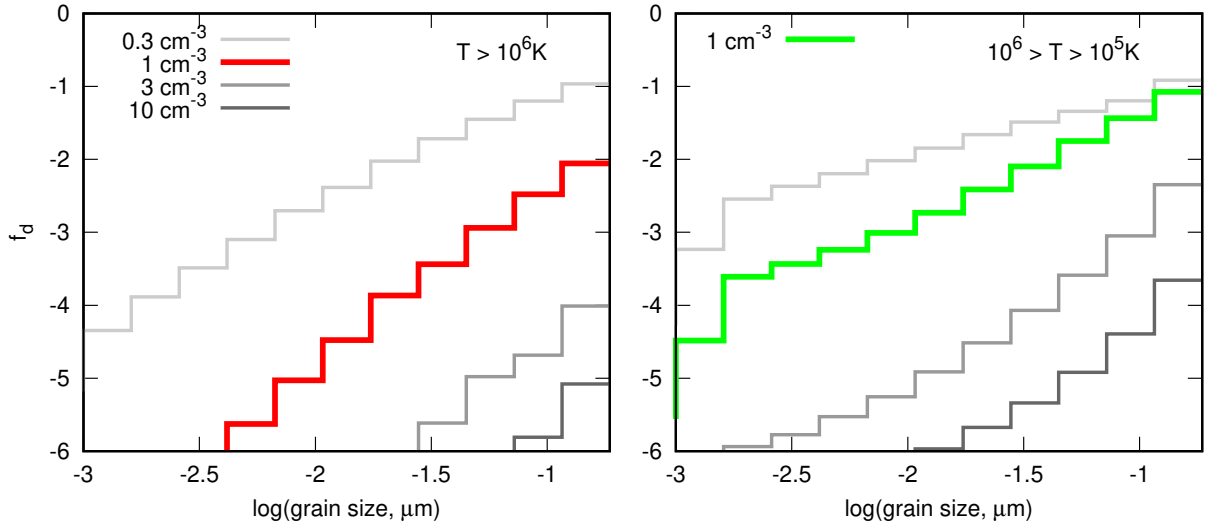


Рис. 2.4. Функция распределения масс пылинок, находящихся в горячей (левая панель) и тепло-горячей (правая панель) тепловых фазах газа для остатка возрастом 100 тыс. лет в неоднородной среде (модель $lp4$) со средней концентрацией газа $\langle n \rangle = 0,3, 1, 3, 10 \text{ см}^{-3}$. Цветом обозначены распределения для 1 см^{-3} (что соответствует нижней левой панели на рис. 2.3). Из работы диссертанта [A1].

дает с увеличением средней плотности. Для концентрации газа $\langle n \rangle \sim 1 \text{ см}^{-3}$ доля крупных пылинок в тепло-горячей фазе уменьшается незначительно. Однако пылинки меньших размеров разрушаются эффективнее, наклон становится более крутым с индексом около 1,5. Дальнейшее увеличение средней плотности окружающего газа приводит к значительному уменьшению доли крупных пылинок. Это дает довольно низкую долю крупных частиц: около 1% и 0,03% для 3 и 10 см^{-3} соответственно. Эти значения достаточно малы, но они примерно на 1,5–2 порядка выше, чем для горячей фазы.

2.3. Инфракрасная эмиссия пыли и газа в остатке сверхновой

После нескольких тысяч лет расширения остатка сверхновой масса нагребенной пыли может достигнуть нескольких солнечных масс (см. [54, 55],

а также Рис. 1.4 главы 1), что значительно превышает массу пыли, произведенной в сверхновой, которая по оценкам оказывается меньше $1M_{\odot}$ ([60, 57]). Поэтому в дальнейшем в суммарной ИК эмиссии остатка вклад от нагретой межзвездной пыли становится заметным, если не доминирующим. Очевидно предположить, что произведенная пыль должна быть горячее, чем нагретая. Однако, проникающая далеко за фронт межзвездная пыль тоже оказывается в горячем газе, и поскольку ее по массе становится больше, ее вклад в ИК светимость остатка будет возрастать [100].

Исследуем влияние неоднородностей окружающей среды, в которой расширяется остаток сверхновой, на инфракрасное излучение остатка. Для этого рассмотрим эмиссионные свойства пыли и газа в моделях эволюции остатка сверхновой, описанных в главе 1.

На рис. 2.5 представлены распределения плотности газа и пыли (левая и средняя колонки панелей) для остатка сверхновой возрастом 40 тыс. лет, расширяющегося в среде с низким ($\sigma = 0, 2$, верхний ряд) и высоким ($\sigma = 2, 2$, нижний ряд) уровнем флуктуаций плотности. Благодаря инерции межзвездная пыль проникает далеко за фронт ударной волны (показан серой линией на рис. 2.5) и попадает в газ с $T \gtrsim 10^6$ К и $n \lesssim 0.1 \text{ см}^{-3}$, в котором существуют благоприятные условия как для испарения частиц, так и для их эффективной эмиссии.

2.3.1. Расчет эмиссии пыли и газа

Пылевые частицы в горячем газе остатка сверхновой нагреваются, в основном, при столкновениях с электронами [11] и излучают эту энергию в ИК диапазоне. В равновесии темпы охлаждения и нагрева равны:

$$L_{d,IR}(a, T_{eq}) = H_{coll}(a, T_g, n_e)n_d(a), \quad (2.1)$$

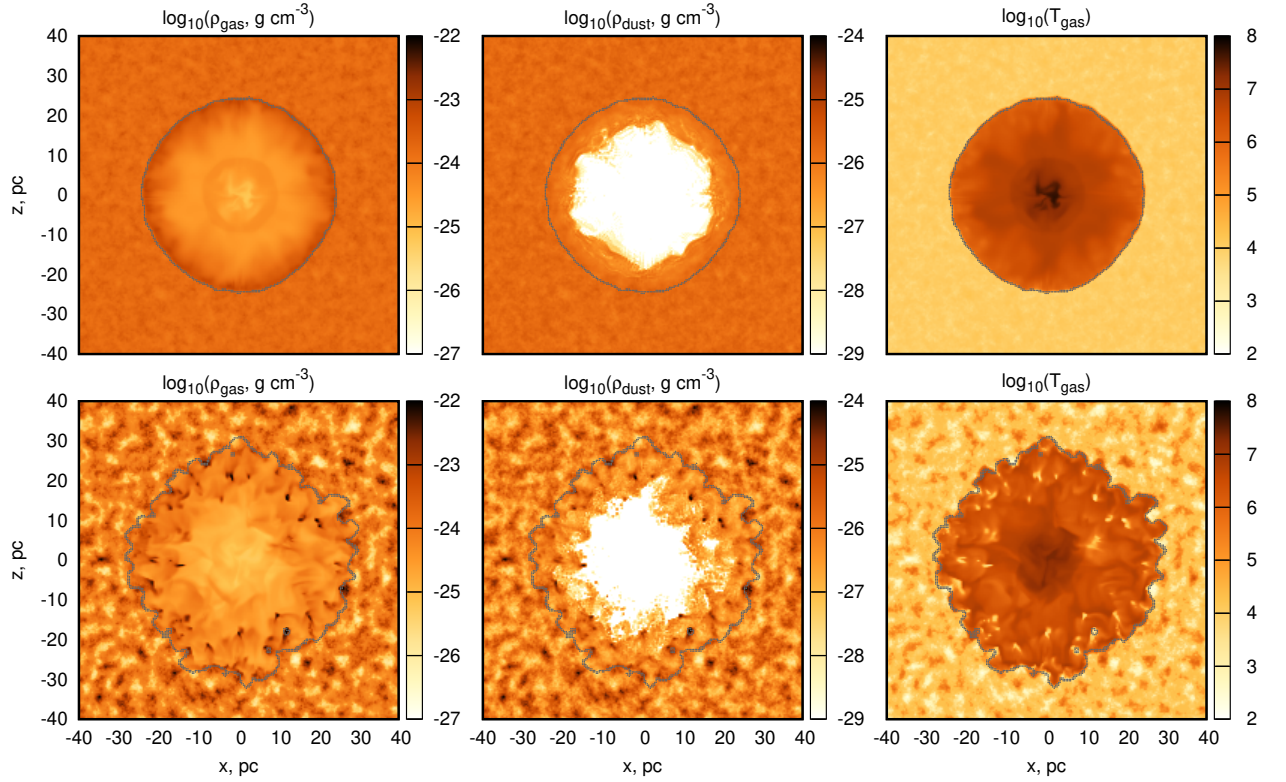


Рис. 2.5. Распределения плотности газа (слева), межзвездной пыли (посередине) и температуры газа (справа) в плоскости, проходящей через центр остатка сверхновой, расширяющегося в неоднородной среде со средней плотностью $\langle n \rangle = 1 \text{ см}^{-3}$ и дисперсией $\sigma = 0,2$ (верхний ряд) и 2,2 (нижний ряд) в момент времени 40 тыс. лет. Серая линия соответствует внешней границе остатка сверхновой, определенной по скачку скорости газа. Из работы диссертанта [A2].

где a – размер частицы, T_g – температура газа, n_e – концентрация электронов, $n_d(a)$ – концентрация пылинок размера a [99]. Темп нагрева пылинки радиуса a составляет [99]:

$$H(a, T_g, n_e) = 5.38 \times 10^{-18} n_e a_{\mu\text{m}} T_g^{3/2} h(a, T_g) \quad (2.2)$$

где $h(a, T_g) = 1$ для $T_g < T_1(a)$ и $h(a, T_g) = [T_g/T_1(a)]^{-3/2}$ для $T_g > T_1(a)$, $T_1(a) = 3 \times 10^5 (a/0.0005 \mu\text{m})^{3/4}$.

Отметим, что мелкие частицы с размером $a \sim 30 \text{ \AA}$ могут испытывать сильные температурные флуктуации в горячем газе [101], поскольку характерное время остывания пылинки оказывается сравнимым или меньше сред-

него времени между столкновениями. Учет этого механизма требует построения функций распределения температуры пылинок [102], основанного на прямом моделировании столкновения частиц с пылинкой методом Монте-Карло, что сделать самосогласованно в трехмерной совместной динамике пыли и газа затруднительно. Вместе с тем, возможно выполнить расчет ИК эмиссии мелких пылинок с учетом стохастического нагрева по результатам трехмерного моделирования динамики остатка сверхновой. Для расчета температуры таких пылевых частиц используется хорошо известный стохастический метод [103]. Построение функций распределения температуры пылинок основано на прямом моделировании столкновения частиц с пылинкой при помощи метода Монте-Карло [104]. Спектр излучения рассчитывается в диапазоне длин волн от 1 мкм до 1000 мкм. Для построения карт эмиссии пыли суммируются спектры от всех пылинок, находящихся под воздействием локальных физических условий в каждой из численных ячеек вдоль луча зрения.

Для оценки температуры пыли использовался модифицированный планковский спектр с показателем поглощения $\beta = 2$ [105], температуру максимума которого можно определить следующим образом (см., например, уравнение I.76 в работе [106]):

$$T_d = \frac{hc}{k_B \lambda_{max}} \frac{1}{(4 + \beta) + W[-(4 + \beta)\exp(-(4 + \beta))]} \quad (2.3)$$

где $W[.]$ – W –функция Ламберта, λ_{max} – длина волны максимума спектральной светимости.

В работе [100] показано, что основной вклад в светимость в области максимума спектра ($\lambda \simeq 100$ мкм) вносят крупные пылинки с размером $a \gtrsim 500$ Å, в коротковолновой части ($\lambda < 40$ мкм) доминирует излучение от мелких частиц с $a \lesssim 200$ Å. Вклады от мелкой пыли расширяют спектр в область меньших длин волн и, по-видимому, смещают его максимум. Согласно уравнению (2.3) температура крупной пыли с размером ~ 1200 Å составля-

ет около 40 К, мелкие частицы с размером $\sim 75 \text{ \AA}$ «нагреты» до 60 К, для $a \sim 30 \text{ \AA}$ – почти до 80 К. При этом температура пыли для суммарного спектра оказывается около 40 К, что соответствует характерному значению для крупной пыли. В процессе рассматриваемого здесь периода эволюции остатка сверхновой картина сохраняется: температура пыли определяется крупными частицами с размером $\gtrsim 1000 \text{ \AA}$.

Для расчета светимости в линиях металлов вычисляется излучательная способность каждого элемента газа (ячейки сетки), определяемая температурой газа и концентрацией соответствующего ионного состояния. Используется неравновесная функция охлаждения, которая включает эволюцию ионизационных состояний основных элементов, определяющих охлаждение: H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, Fe [49]. Далее, вдоль каждого луча зрения производится интегрирование эмиссии в линии. Более подробно методика расчета светимости описана в Приложении Б.

2.3.2. Особенности инфракрасной эмиссии остатка сверхновой в неоднородной среде

На рис. 2.6 показаны карты поверхностной яркости (вдоль луча зрения, суммирование по оси z и в интервале длин волн от 1 до 1000 мкм) в ИК диапазоне от пыли в остатке с возрастом 20 и 50 тыс. лет, расширяющегося в среде с небольшими ($\sigma = 0,2$) и сильными ($\sigma = 2,2$) флуктуациями плотности. Следует отметить, что поверхностная яркость распределена почти однородно, что ожидаемо, поскольку пыль в остатке сосредоточена в толстой оболочке. Небольшие флуктуации возникают из-за неоднородностей среды, по которой распространяется оболочка (рис. 2.5). При этом поверхностная яркость остатка падает со временем и с увеличением степени неоднородности среды. Первое связано с охлаждением газа, второе – с большей долей плотных и холодных

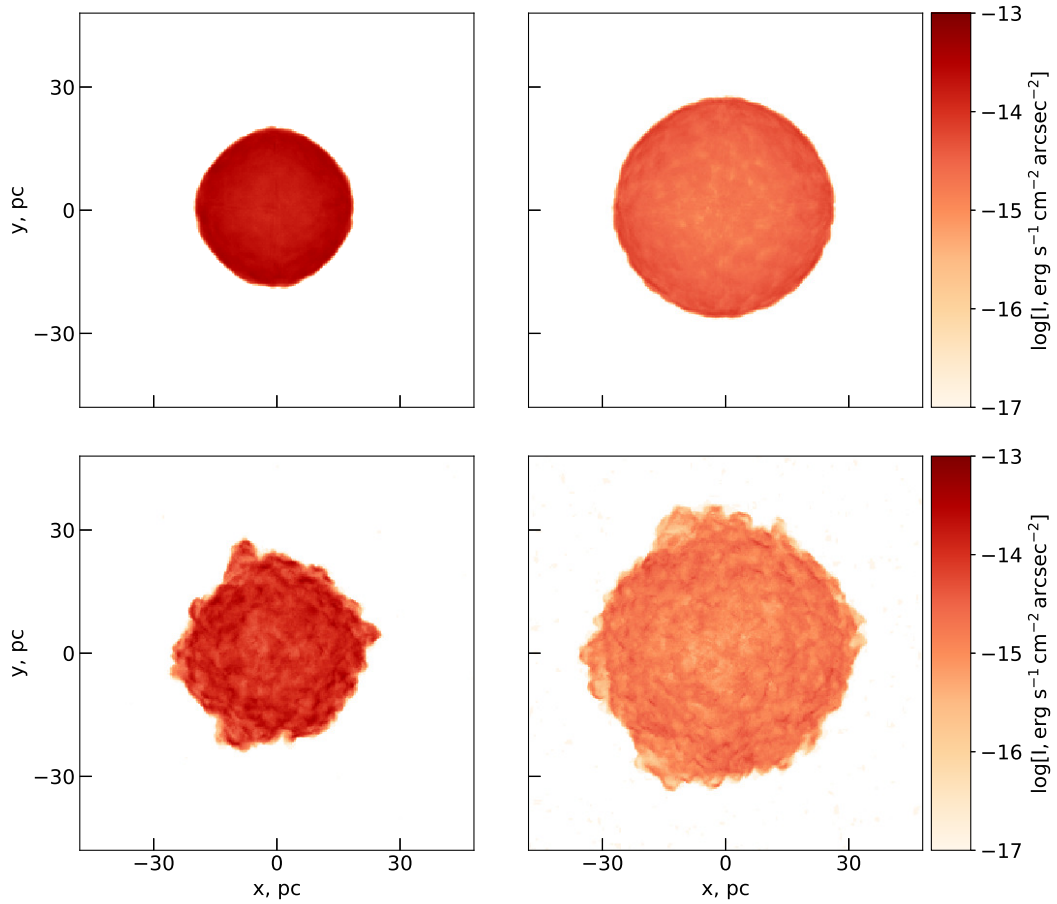


Рис. 2.6. Карты поверхностной яркости в ИК диапазоне от межзвездной пыли в оболочке сверхновой, расширяющейся в неоднородной среде с дисперсией логарифма плотности $\sigma = 0,2$ (верхний ряд), $2,2$ (нижний ряд) в моменты времени 20 тыс. лет (слева) и 50 тыс. лет (справа). Из работы диссертанта [A2].

областей (фрагментов), которые ударная волна от сверхновой не в состоянии разрушить и нагреть.

В первые несколько тысяч лет масса нагретой пыли быстро растет вплоть до наступления адиабатической фазы (см. рис. 1.4), после чего темп поступления межзвездной пыли сокращается. Примерно к этому времени ИК светимость пыли в остатке (в интервале длин волн 1–1000 мкм) достигает максимума $L \sim (4 - 8) \times 10^4 L_{\odot}$ [100]. Далее, эта величина падает благодаря уменьшению температуры газа и к возрасту остатка ~ 50 тыс. лет достигает $\sim 10^4 L_{\odot}$. В газе с $T \lesssim 10^5$ К эффективность нагрева пылевых частиц суще-

ственно падает и поэтому ИК светимость остатка катастрофически уменьшается ниже $10^3 L_{\odot}$ после того, как бóльшая часть массы оболочки сверхновой окажется холоднее 10^5 К. Для остатка, расширяющегося в слабо неоднородной среде с $\sigma \lesssim 0,2$ тепловые фазы оболочки ясно выражены во времени (см. рис. 2.1): $T \gtrsim 10^6$ К – до 40 тыс. лет, то есть до начала радиационной фазы, $T \sim 10^5 - 10^6$ К – от 40 до 60 тыс. лет, $T \lesssim 10^5$ К – после 60 тыс. лет.

При эволюции в более неоднородной среде различные тепловые фазы газа, с которыми ассоциирована пыль, можно обнаружить внутри остатка почти в любой момент времени после первых нескольких тысяч лет. По этой причине при расширении в неоднородных средах внутри остатка значительно дольше сохраняется газ с $T \gtrsim 10^5$ К. В сильно неоднородной среде с $\sigma \gtrsim 2,2$ ИК светимость остатка убывает с постоянным темпом в течение всего рассматриваемого периода эволюции и к возрасту ~ 70 тыс. лет оказывается на уровне $\sim 3 \times 10^3 L_{\odot}$, что почти на порядок выше, чем в случае эволюции в слабо неоднородной среде. Таким образом, инфракрасная светимость пыли заметно зависит от степени неоднородности газа, в котором расширяется остаток сверхновой [100].

После начала радиационного охлаждения в массивной оболочке остатка сверхновой на фоне пылевого континуума появляются сильные линии ионов металлов. На рис. 2.7 показана эволюция полной светимости остатка в инфракрасных линиях низкоионизованных металлов [OIII] 88 мкм, [CII] 158 мкм, [NII] 205 мкм и [CI] 369 мкм для разных дисперсий логарифма плотности σ . Видно, что светимость ионов металлов в остатке существенно зависит от степени неоднородности среды: в сильно неоднородной среде светимость на ранних стадиях растет быстрее и достигает максимума раньше, чем в слабо неоднородном случае. При этом для линий [CII] 158 мкм, [NII] 205 мкм и [CI] 369 мкм светимость в сильно неоднородной среде значительно выше, чем в слабо неоднородной, на рассматриваемом интервале времен.

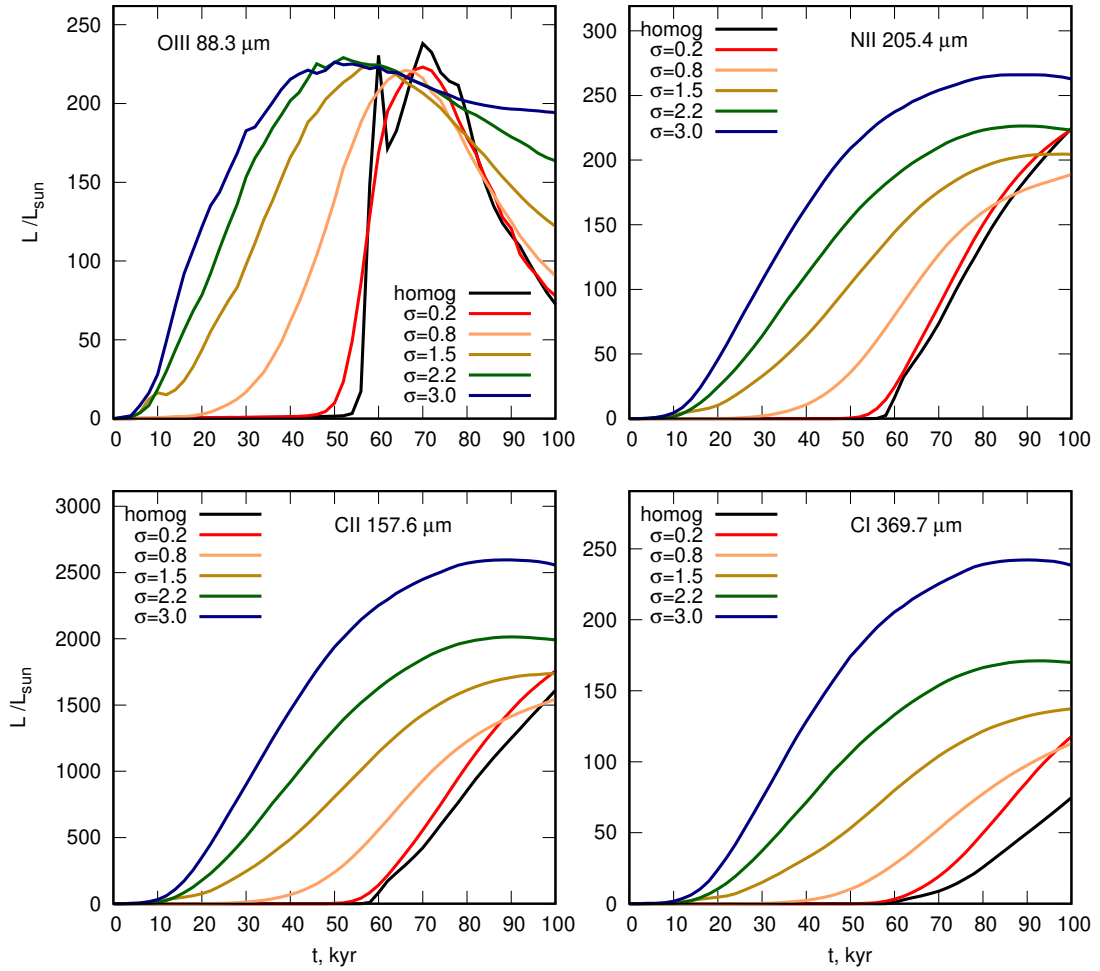


Рис. 2.7. Зависимость полной светимости остатка в инфракрасных линиях [OIII] 88 мкм, [CII] 158 мкм, [NII] 205 мкм и [CI] 369 мкм от времени для различных значений дисперсии σ . Средняя плотность газа – 1 см^{-3} . Рисунок подготовлен диссертантом (иллюстративный материал).

На рис. 2.8 показана эволюция отношения светимостей в линиях [OIII] 88 мкм, [CII] 158 мкм, [NII] 205 мкм и в континууме под линией в полосе шириной 8 ГГц в зависимости от суммарной светимости пыли в дальнем ИК диапазоне $\lambda = 100 - 1000$ мкм. Как упонималось выше, начало радиационной фазы зависит от дисперсии плотности σ в окружающем газе. Поэтому в слабо неоднородной среде ($\sigma = 0,2$) линии становятся достаточно сильными (светимость в линии превышает лежащий под ней континуум) только в оболочках сверхновых с возрастом старше 50 тыс. лет. С увеличением дисперсии

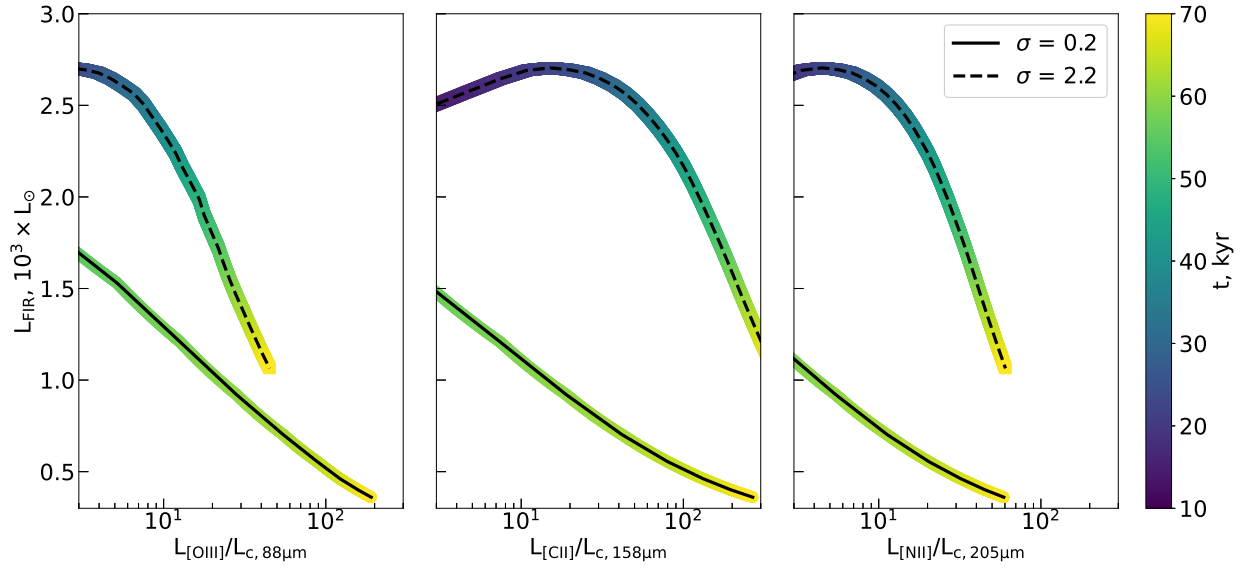


Рис. 2.8. Зависимость отношения светимости в различных спектральных линиях L_i к светимости непрерывного спектра излучения пыли под линией в полосе шириной 8 ГГц $L_{c,i}$ от светимости в дальнем ИК диапазоне L_{FIR} ($\lambda = 100 - 1000$ мкм). Цветом показан возраст остатка в тысячах лет. Сплошная линия – значения для остатка, эволюционирующего в среде с дисперсией логарифма плотности газа $\sigma = 0,2$, пунктирная – $\sigma = 2,2$. Из работы диссертанта [A2].

плотности в среде радиационная фаза наступает раньше: для $\sigma = 2,2$ сильные линии металлов появляются уже в оболочке с возрастом ~ 30 тыс. лет. Значительная часть излучения в линиях приходит от неразрушенных фрагментов за фронтом ударной волны. На рис. 2.8 эволюционные диаграммы для двух значений σ заметно отличаются, следовательно, могут быть использованы для определения свойств среды, в которой расширяется остаток сверхновой.

Линии металлов и их отношения могут служить для определения характеристик среды, в которой расширяется остаток. На рис. 2.9 видно, что области значений отношения светимостей в линиях существенно отличаются для остатков, эволюционирующих в слабо и сильно неоднородном газе. Для промежуточных значений дисперсии логарифма плотности газа эволюционные треки лежат между линиями, представленными на диаграмме.

Поверхностная яркость остатка сверхновой в континууме в полосе 8 ГГц

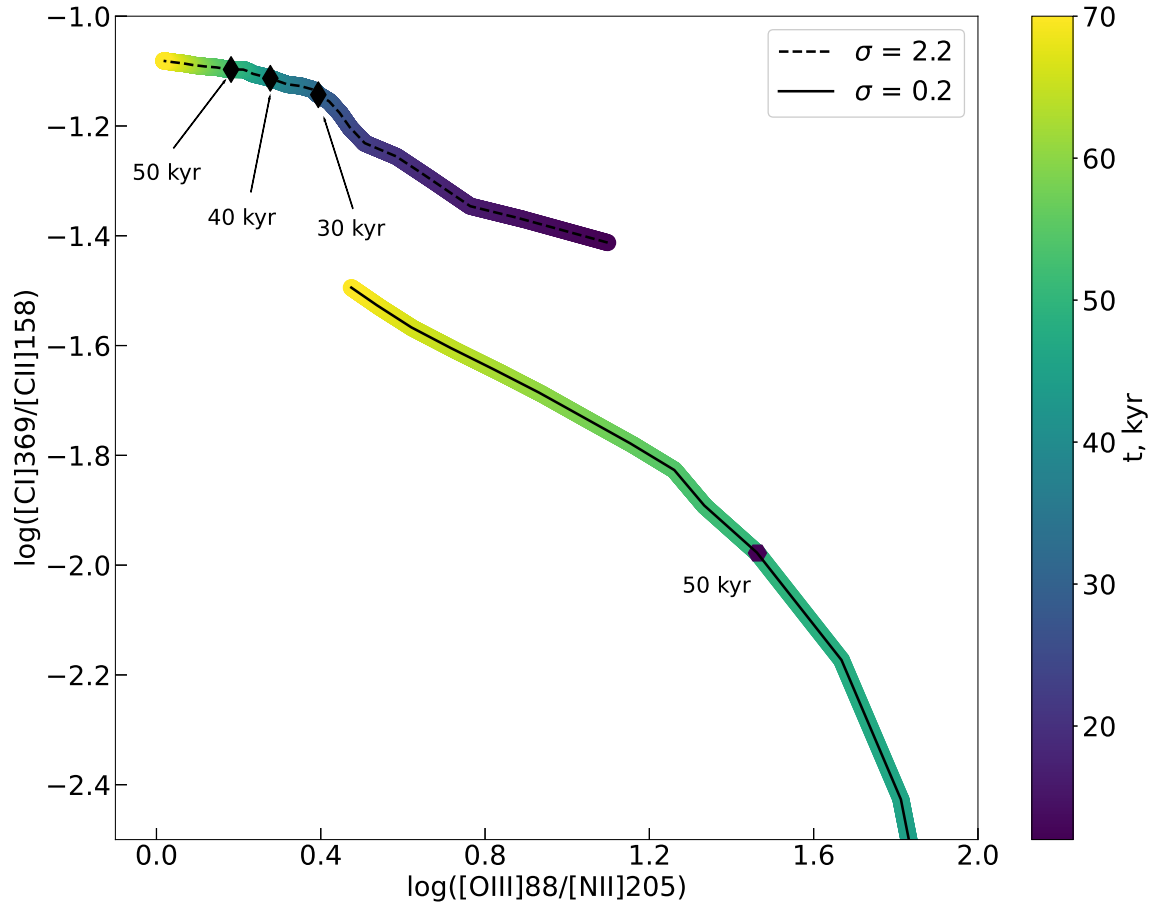


Рис. 2.9. Отношения светимости в спектральных линиях. Цветом показан возраст остатка в тысячах лет. Сплошная линия – значения для остатка, расширяющегося в среде с дисперсией логарифма плотности газа $\sigma = 0,2$, пунктирная – $\sigma = 2,2$. Средняя концентрация газа – 1 см^{-3} . Символами отмечены различные моменты времени. Из работы диссертанта [A2].

на частоте 2 ТГц ($\lambda \simeq 158 \text{ мкм}$) оказывается для возраста от ~ 20 до 60 тыс. лет на уровне в среднем $\sim 10 \text{ МЯн/ср}$. В этот период поток в линии [CII] 158мкм существенно зависит от дисперсии плотности в неоднородной среде (рис. 2.8–2.9). Это связано с динамикой расширения остатка, охлаждением оболочки, огибанием плотных газопылевых фрагментов и заключением их в пределы остатка (нижний ряд рис. 2.5). Светимость в линии [CII] 158 мкм быстро растет после начала охлаждения оболочки и прекращения эффективного разрушения фрагментов, превышая континуум в $\gtrsim 100$ раз

(рис. 2.8), и затем остается на этом уровне. Так для $\sigma \sim 0,2$ светимость достигает таких высоких значений к возрасту $\gtrsim 60$ тыс. лет, а для $\sigma \sim 2,2$ уже к $\gtrsim 40$ тыс. лет. Интенсивность этой линии после насыщения достигает $\sim 2 \times 10^{-16}$ Вт/(м²·ср). Похожая картина наблюдается для других ИК линий, например, [OIII] 88 мкм, [NII] 205 мкм и лежащего под ними пылевого континуума, хотя превышение светимостей в этих линиях над континуумом ниже, чем для [CII] 158 мкм, достигая всего $\gtrsim 10-50$ раз (рис. 2.8). Полученные значения ИК интенсивностей в континууме и линиях вполне доступны для изучения остатков в Галактике, Магеллановых облаках на спектрометре высокого разрешения в рамках планируемого космического проекта «Миллиметр» [107, 108]. Для приведенного выше значения яркости остатка в континууме отношения $S/N \sim 3$ предполагается достигнуть за время наблюдений ~ 1 часа при ширине канала 1 МГц. Таким образом, детектирование ИК линий может служить достаточно хорошим индикатором уровня неоднородности среды, в которой расширяется остаток.

2.4. Выводы

Исследована тепловая эволюция и инфракрасная эмиссия остатка сверхновой, расширяющегося в неоднородной среде. Найдено, что:

- При эволюции остатка сверхновой в однородной среде пыль эффективно разрушается в горячем газе или переходит в более холодные фазы на временах нескольких характерных времен охлаждения (для $\langle n \rangle \sim 1 \text{ см}^{-3}$ $t \sim 100$ тыс. лет), поэтому в горячей фазе пыли практически не остается.
- В неоднородной среде в горячей фазе присутствует небольшая доля крупных пылинок за счет продолжающегося поступления из более хо-

лодных и плотных фрагментов разрушенных облаков.

- Светимость остатка сверхновой в инфракрасных линиях ионов [O III] 88 мкм, [C II] 158 мкм, [N II] 205 мкм увеличивается при его расширении в более неоднородной среде и превышает светимость пыли в континууме под линиями в $\sim 10 - 300$ и более раз.

Результаты, полученные в этой главе, опубликованы в статьях [A1] и [A2].

Глава 3

Инфракрасное и рентгеновское излучение остатка сверхновой в неоднородной среде

3.1. Введение

При адиабатическом расширении остатка сверхновой ударный фронт движется по межзвездной среде со скоростью выше 200 км/с, поэтому температура газа в нагретой оболочке достигает нескольких миллионов градусов и более. Находящиеся в среде пылевые частицы попадают в горячий газ, где они способны как существенно охлаждать газ [109, 110, 111, 112], так и быстро разрушаться за счет теплового испарения [12]. Поэтому остатки сверхновых являются лабораторией для изучения эффективности этих процессов.

Вклад от пыли в охлаждение горячей запыленной (dusty) плазмы определяется из отношения потерь энергии в инфракрасной эмиссии пылевых частиц L_{IR} к излучению в рентгеновском диапазоне от атомных процессов L_X , то есть за счет тормозного излучения и эмиссии в линиях высокоионизованных ионов металлов [113, 114]:

$$IRX \equiv L_{IR}/L_X. \quad (3.1)$$

Отношение IRX оказалось заметно больше единицы для нескольких остатков сверхновых [114, 115], что свидетельствует в пользу доминирующей роли пыли в охлаждении горячего газа. Позднее [93, 116] на основе наблюдений ИК телескопов Spitzer и AKARI [117, 118] и рентгеновских данных телескопа Chandra¹ получили значения IRX для большего числа остатков в Большом

¹ <http://hea-www.cfa.harvard.edu/ChandraSNR/>

Магеллановом облаке (БМО) и провели сравнение с остатками в Галактике. Они пришли к выводу о более эффективном охлаждении на пыли, хотя охлаждение за счет атомных процессов не является пренебрежимым. Отношение IRX в остатках БМО оказалось систематически ниже, чем у Галактических. По-видимому, это отражает свойства межзвездной среды в БМО, в частности, более низкое содержание пыли в газе. Простое сравнение наблюдаемых значений с теоретической функцией охлаждения на пыли [113, 99] показало разницу более, чем на порядок. Это может быть объяснимо разрушением пыли или локальными вариациям пыли в среде перед фронтом ударной волны. От пространственного распределения газа и пыли зависит морфология остатка сверхновой и, следовательно, отношение IRX , на что указали [119] при исследовании 20 остатков сверхновых в Галактике. [114] отмечал возможное влияние на величину IRX свойств среды и взаимодействия остатка сверхновой с окружающими облаками.

Обратим внимание, что в анализ включались, в основном, достаточно молодые остатки сверхновых с возрастом от нескольких сотен до тысяч лет (например, [116]). К этому времени оболочка сверхновой нагребает не слишком большую массу, а в горячем газе эжекты (вещества, выброшенного сверхновой) присутствуют пылевые частицы, произведенные на ранних этапах эволюции остатка (например, [120]). Эта пыль разрушается не полностью во внутренних областях остатков сверхновых [121, 122, 54, 123, 124], и ее излучение может давать вклад в ИК светимость. На более поздних временах в оболочке содержится уже значительно большая масса нагребенной межзвездной пыли, и ее излучение будет доминирующим в ИК светимости остатка.

При расширении в неоднородной среде оболочка сверхновой взаимодействует с газом разной плотности и ударная волна проникает в области с меньшей плотностью с большей скоростью и, наоборот, тормозится в плотных облаках [85, 86, 87]. В среде с низким уровнем возмущений форма остатка сверх-

новой близка к сферической, при увеличении флуктуаций плотности внешняя поверхность оболочки становится сильно изрезанной, за фронтом сохраняются многочисленные фрагменты. Особенности эволюции остатка сверхновой подробно описаны в главе 1.

Межзвездная пыль благодаря своей инерции проникает далеко за фронт ударной волны и попадает в газ с $T \gtrsim 10^6$ К и $n \lesssim 0,1$ см⁻³ ([55], см. также раздел 1.3). В этих условиях частицы подвергаются эффективным столкновениям с протонами и электронами, что приводит к потерям ими массы и энергии. По мере расширения остатка сверхновой газ охлаждается. Оболочка тормозится, и пылинки, находящиеся далеко за фронтом ударной волны, могут ее догонять и переходить из горячего газа эжекты в холодный газ оболочки [55]. В этом случае их излучательная способность заметно снижается.

Рассмотрим эволюцию излучения в таких поздних остатках сверхновых, исследуем отношение IRX при расширении остатка в неоднородной среде. Ограничим рассмотрение эмиссионных свойств газа и пыли в остатке сверхновой с одной стороны возрастом 10 тыс. лет, что связано в возможным заметным вкладом от пыли, произведенной (инжектированной) сверхновой, динамика которой не учитывается в наших расчетах. К этому возрасту масса нагребенной межзвездной пыли оказывается в несколько раз выше (см. [54, 55], а также раздел 1.3). С другой стороны, газ в остатке, расширяющимся в среде с концентрацией ~ 1 см⁻³, эффективно охлаждается и к возрасту 100 тыс лет масса горячего газа в остатке сверхновой, излучающего в рентгеновском диапазоне, становится незначительной.

3.2. Механизмы охлаждения горячего газа

Для исследования отношения IRX в остатке сверхновой рассчитаем потери энергии ИК эмиссии пылевых частиц и газа в рентгеновском диапазоне

от атомных процессов.

Для учета охлаждения газа на пыли в наших моделях в уравнение для энергии газа добавлено охлаждение за счет ИК излучения пылевых частиц:

$$\frac{\partial E_{gas}}{\partial t} + \dots = \dots - L_{d,IR}. \quad (3.2)$$

В равновесии темпы охлаждения и нагрева равны (уравнение (2.1)), поэтому для расчета $L_{d,IR}$ используем уравнение (2.2). На рис. 3.1 представлена функция охлаждения для пылевых частиц со степенным распределением MRN по размерам в диапазоне 30 – 3000 Å.

Для расчета охлаждения газа за счет атомных процессов в горячей плазме используется методика, описанная в работе [49], и пакет CLOUDY [125]. Полный темп охлаждения включает потери за счет рентгеновского излучения в диапазоне 0,3–2,1 кэВ. На рис. 3.1 приведены функции охлаждения и вклад от рентгеновского излучения. Можно заметить экспоненциальное падение вклада рентгеновской эмиссии при температуре $T < 10^6$ К.

3.3. Эволюция остатка

Масса пыли в обложке возрастает по мере расширения остатка сверхновой (см. раздел 1.3). Ее вклад в охлаждение доминирует при $T \gtrsim 10^6$ К в газе с солнечной металличностью (рис. 3.1). Такие температуры в остатке сверхновой достигаются либо в течение первых 10–20 тыс. лет, либо позже в самых внутренних, сильно разреженных частях остатка. Таким образом, учет охлаждения на пыли приводит к уменьшению радиуса остатка по сравнению со случаем охлаждения только за счет атомных процессов в горячей плазме. Различие в размере оболочки постепенно нарастает. При учете охлаждения газа на пыли к возрасту 100 тыс. лет (концу расчета) радиус остатка, расширяющегося в однородной среде, уменьшается на ~ 3 пк или около 10% от

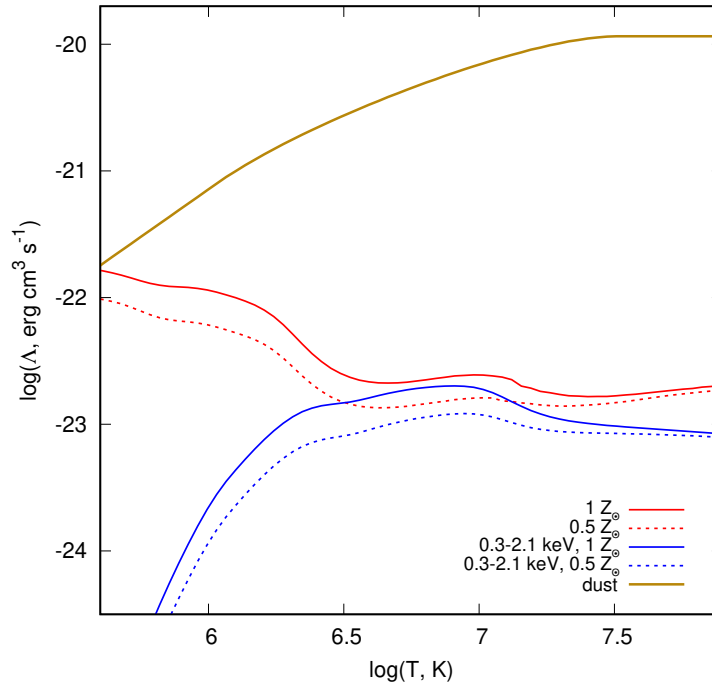


Рис. 3.1. Функции охлаждения газа с металличностью $1Z_{\odot}$ (красная сплошная линия) и $0,5Z_{\odot}$ (красная штриховая линия) [49] и потери за счет рентгеновского излучения в диапазоне 0,3–2,1 кэВ (синие линии). Потери за счет ИК излучения пылевых частиц со степенным распределением MRN по размерам [72] в диапазоне 30–3000 Å (желтая линия). Из работы диссертанта [A3].

текущего радиуса оболочки. При увеличении неоднородности среды различие значений среднего радиуса уменьшается.

3.4. Распределение газа и пыли

Поскольку распределение поверхностной яркости остатка сверхновой близко к сферическому (рис. 2.6), то далее можно провести усреднение по углу и рассматривать эволюцию радиальных профилей величин.

Рассчитаем распределение величины $A(y, z)$ вдоль луча зрения в направлении x , усредненное по кольцевым слоям с прицельным радиусом b :

$$\langle A(b) \rangle = \frac{\sum A(y, z) \Delta S(b)}{\sum \Delta S(b)} \quad (3.3)$$

где $b^2 = (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2$, $(y_0, z_0) \equiv (0, 0)$ – координаты места взрыва

сверхновой, $\Delta S(b)$ – площадь кольца.

На рис. 3.2 представлены профили поверхностной плотности пыли (а) и газа (b) от прицельного расстояния ($b = 0$ соответствует месту взрыва сверхновой). В слабо неоднородной среде оболочка сверхновой ясно выражена. На периферии луч пересекает оболочку по касательной. Поэтому поверхностная плотность газа Σ_{gas} (штриховые линии) повышается на больших расстояниях от центра остатка b и достигает максимума примерно равном размеру остатка. После начала радиационной фазы ($t \sim 40$ тыс. лет) оболочка становится тоньше и плотнее, с увеличением возраста максимум величины Σ_{gas} повышается. Как отмечалось выше, в сильно неоднородной среде фронт ударной волны распространяется между плотными фрагментами, огибая и частично разрушая их, поэтому значительная часть массы газа, содержащаяся внутри них, остается далеко позади ударной волны. Луч зрения даже с небольшим b пересекает их, и профиль поверхностной плотности газа (сплошные линии) оказывается более плоским по сравнению со случаем эволюции в слабо неоднородной среде.

Пылевые частицы, находящиеся в горячем газе с $T_{gas} > 10^6$ К, эффективно нагреваются и излучают в ИК диапазоне (рис. 3.3а). Профили поверхностной плотности такой пыли обрываются на заметно меньших прицельных радиусах (рис. 3.2а), чем профили плотности газа (панель b), поскольку, во-первых, частицы разрушаются в таких агрессивных условиях, во-вторых, они переходят в газ с более низкой температурой после начала радиационной фазы, поскольку оболочка сверхновой тормозится, и частицы, сохраняющие более высокую скорость, догоняют плотную и холодную оболочку [55, 126]. В сильно неоднородной среде пыль, поступающая из слабо разрушенных фрагментов, находящихся в горячем газе, частично восполняет потери, и в этом случае плотность пыли уменьшается медленнее (ср. сплошные и штриховые линии на рис. 3.2а).

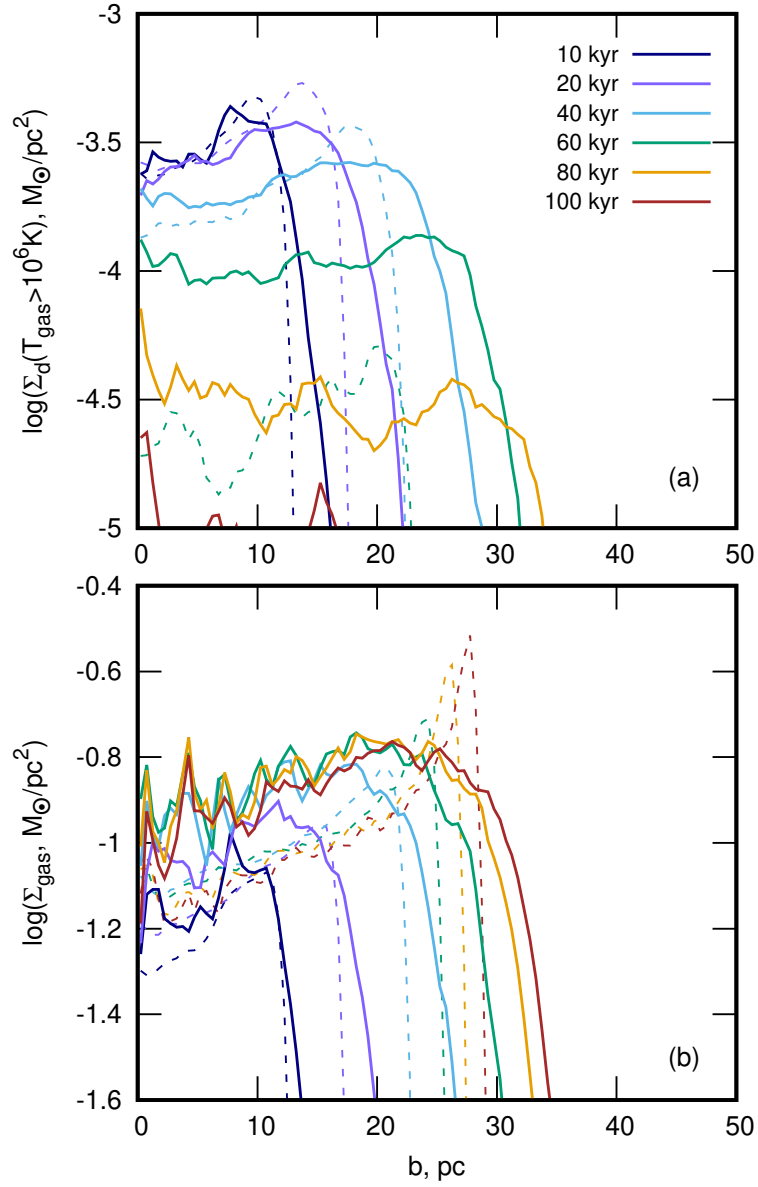


Рис. 3.2. Поверхностные плотности пыли, находящейся в газе с $T_{\text{gas}} > 10^6$ К, (панель а) и газа (панель b) от прицельного расстояния ($b = 0$ соответствует месту взрыва сверхновой). Распределения для остатка сверхновой в неоднородной среде с низкой дисперсией логарифма плотности ($\sigma = 0,2$) показаны пунктирными линиями, с высокой дисперсией ($\sigma = 2,2$) – сплошными линиями. Цвет линии соответствует возрасту остатка. Из работы диссертанта [A3].

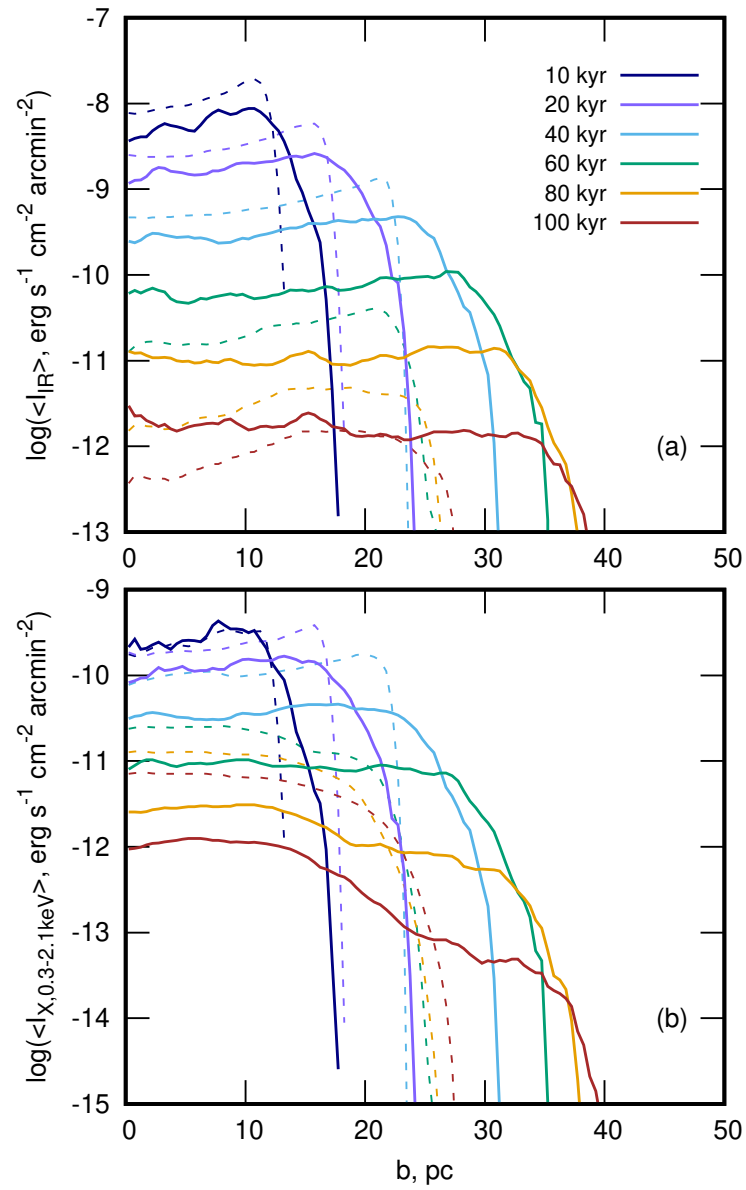


Рис. 3.3. Поверхностные яркости ИК эмиссии от пыли (а) и рентгеновского излучения газа в интервале 0,3–2,1 кэВ (б) от прицельного расстояния. Распределения для остатка сверхновой в неоднородной среде с низкой дисперсией ($\sigma = 0,2$) показаны пунктирными линиями, с высокой дисперсией ($\sigma = 2,2$) – сплошными линиями. Цвет линии соответствует возрасту остатка. Из работы диссертанта [A3].

Газ с $T > 10^6$ К значительную часть своей энергии высвечивает в рентгеновском диапазоне (рис. 3.3b). При эволюции в слабо неоднородной среде до начала радиационной фазы (возраст остатка меньше 40 тыс. лет) такой горячий газ заполняет весь остаток: эжекту и оболочку. Затем оболочка быстро охлаждается и он остается только эжекте, где температура падает заметно медленнее. Поэтому даже для возраста 100 тыс. лет поверхностная яркость в рентгеновском диапазоне остается на порядок меньшей, чем была на адиабатической фазе при $\sim 10 - 30$ тыс. лет.

При расширении в сильно неоднородной среде в молодом (~ 10 тыс. лет) остатке ударная волна полностью разрушает облака в окружающей среде, и поверхностная яркость оказывается на том же уровне, что в случае небольших неоднородностей. Позднее ударная волна огибает часть облаков, не разрушая их полностью, наиболее горячий газ остается сосредоточен в центральной области остатка, он оказывается запертым фрагментами разрушенных облаков [85]. Поэтому поверхностная яркость остатка, эволюционирующего в сильно неоднородной среде, падает быстрее с возрастом, и на больших прицельных расстояниях это уменьшение усиливается.

3.5. Поверхностная яркость

На рис. 3.3 представлены профили поверхностной яркости пыли (панель а) и горячего газа (панель b). Распределения ИК эмиссии пыли слабо зависят от прицельного расстояния, особенно при расширении остатка в сильно неоднородной среде (сплошные линии). Некоторое увеличение яркости к периферии остатка при эволюции в почти однородном газе связано со значительной концентрацией межзвездных пылевых частиц в оболочке. До начала радиационной фазы (возраст меньше ~ 40 тыс. лет) похожее поведение наблюдается для профилей поверхностной яркости излучения горячего газа в

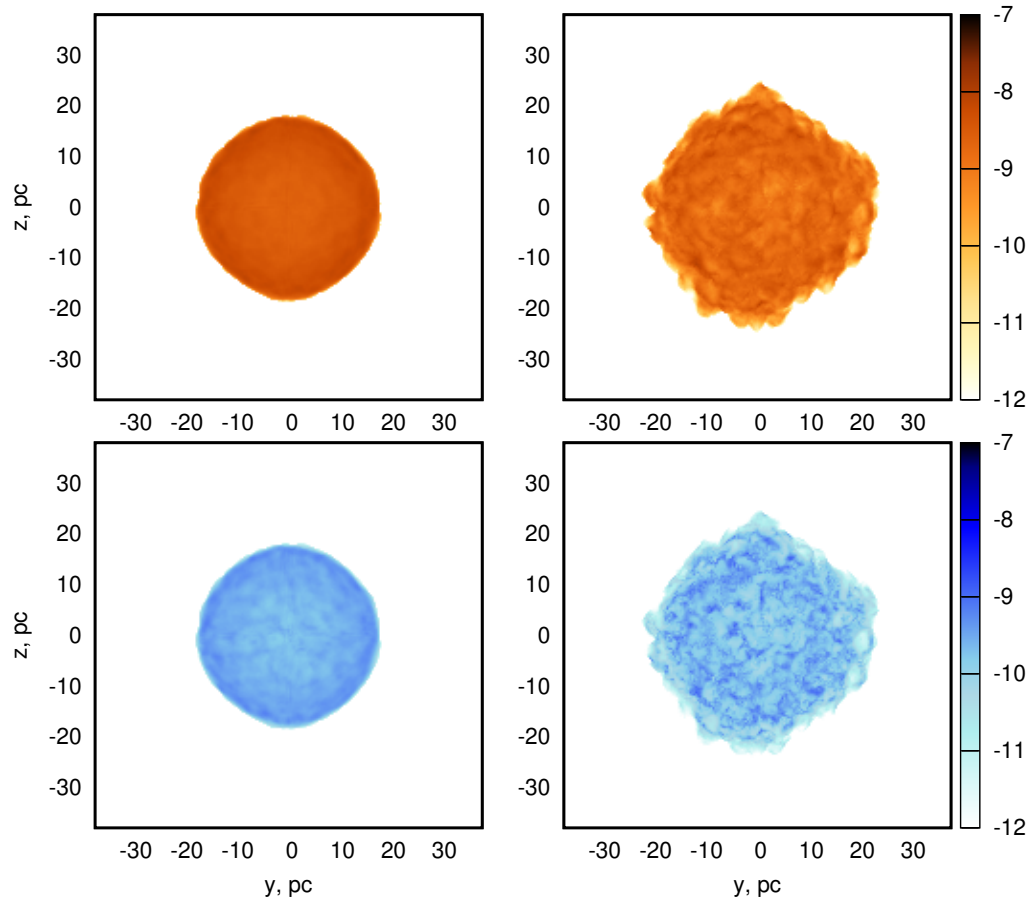


Рис. 3.4. Карты поверхностной яркости ИК эмиссии от пыли (верхний ряд) и рентгеновского излучения газа в интервале 0,3–2,1 кэВ (нижний ряд) для остатка сверхновой возрастом 20 тыс. лет в неоднородной среде с дисперсией плотности $\sigma = 0,2$ (левая колонка) и $\sigma = 2,2$ (правая колонка) – сплошными линиями. Цветовая шкала показывает логарифм яркости в единицах $\text{эрг сек}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ угл мин}^{-2}$. Из работы диссертанта [A3].

мягком рентгеновском диапазоне (панель b). Для примера на рис. 3.4 показаны карты поверхностной яркости в ИК и рентгеновской эмиссии остатка сверхновой.

Отличия становятся явными позже и связаны с более быстрым остыванием газа в областях, близких к оболочке сверхновой. Во внутренней части остатка газ тоже остывает, и хотя его плотность ниже, его эмиссионная способность остается еще высокой из-за медленного остывания газа в разреженных областях. Наиболее явно это можно заметить для возраста $\gtrsim 80$ тыс.

лет в модели с сильно неоднородной средой. Заметим, что здесь еще играет роль эффект «запирания» горячего газа полуразрушенными облаками в центральной области остатка при эволюции в средах с высоким массовым нагружением [85].

Наблюдаемая температура газа в остатке сверхновой, определяемая из рентгеновского спектра, зависит от условий внутри сверхновой и применяемой модели рентгеновского спектра. В основном, используется модель одно-электронной неравновесной ионизации. В этом случае в наблюдениях измеряется температура, взвешенная с мерой эмиссии [127]:

$$\langle T_X(y, z) \rangle_{EM} = \frac{\sum_x T_{gas}(x, y, z) \Delta EM(x, y, z)}{\sum_x \Delta EM(x, y, z)} \quad (3.4)$$

где $\Delta EM(x, y, z) = n_e n_p \Delta x$. Рассчитаем карту $\langle T_X(x, y) \rangle_{EM}$ для горячего газа с $T_{gas} > 3 \times 10^5$ К и затем, усредняя карту $\langle T_X(y, z) \rangle_{EM}$ по кольцевым слоям с прицельным радиусом b согласно уравнению (3.3), получим профиль средней температуры газа $\langle T_X(b) \rangle_{EM} \equiv \langle T_X(b) \rangle$. На рис. 3.5 представлен профиль этой величины для остатка сверхновой, эволюционирующего в неоднородной среде с дисперсией $\sigma = 0,2$ (штриховые линии) и $\sigma = 2,2$ (сплошные линии). Хорошо видно, что профили средней температуры $\langle T_X(b) \rangle$ похожи на распределения поверхностной яркости рентгеновского излучения газа в интервале 0,3–2,1 кэВ (рис. 3.3).

3.6. Отношение IRX

Используя рис 3.3, построим на рис. 3.6 профили величины IRX от прицельного параметра. При эволюции остатка в слабо неоднородной среде ($\sigma = 0, 2$) в адиабатической фазе IRX падает примерно от ~ 30 для возраста 10 тыс. лет до ~ 3 для 40 тыс. лет на небольших прицельных расстояниях из-за более быстрого падения излучения пыли за счет замедления роста мас-

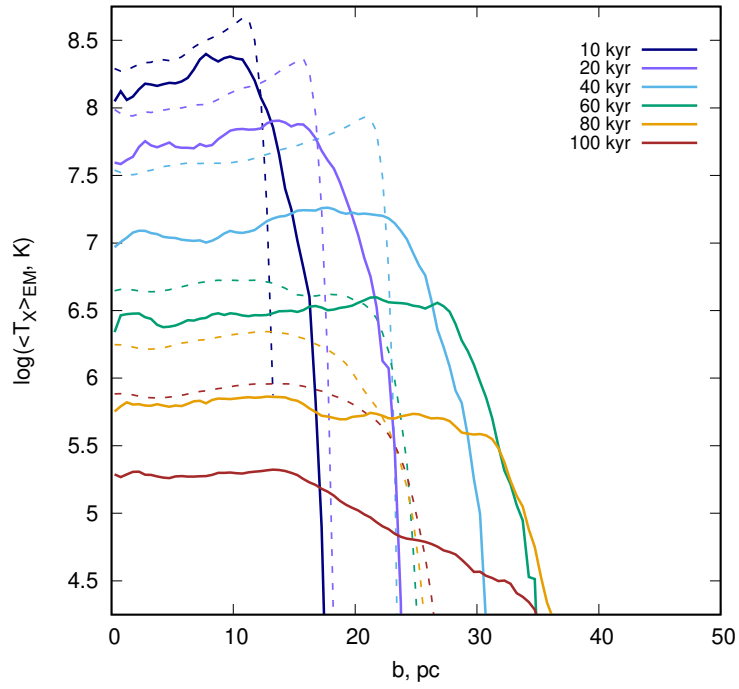


Рис. 3.5. Температура газа $\langle T_X(b) \rangle$, взвешенная с мерой эмиссии для остатка сверхновой в неоднородной среде с $\sigma = 0,2$ (штриховые линии) и $\sigma = 2,2$ (сплошные линии). Из работы диссертанта [A3].

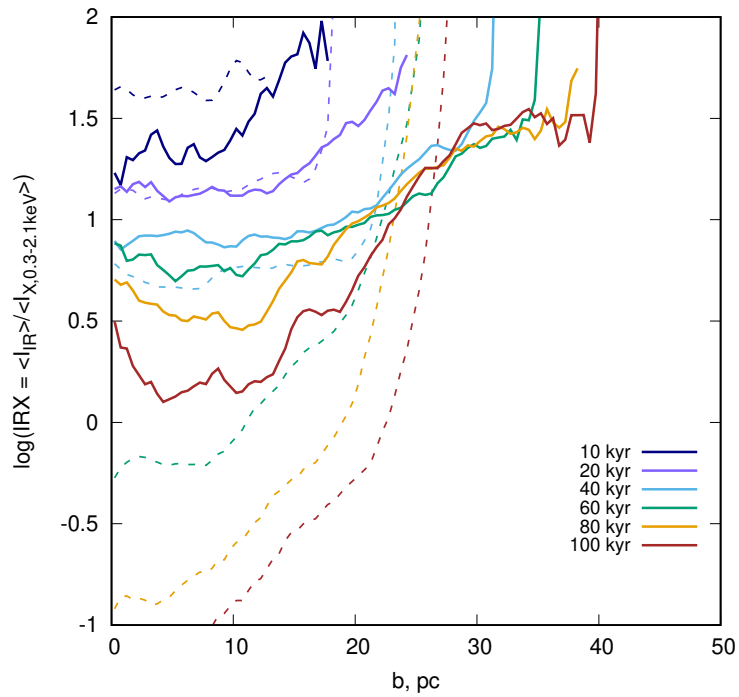


Рис. 3.6. Параметр IRX для остатка сверхновой в неоднородной среде с $\sigma = 0,2$ (штриховые линии) и $\sigma = 2,2$ (сплошные линии). Из работы диссертанта [A3].

сы пыли, находящейся в горячем газе (см. рис. 3.3). После начала радиационной фазы пыль преимущественно переходит в более холодные тепловые фазы (см. раздел 3.2), и соотношение IRX падает меньше 1. Отметим, что несмотря на эффективное охлаждение газа в оболочке, в центральной области остатка сверхновой некоторая масса горячего газа сохраняется до возраста ~ 100 тыс. лет из-за низкой плотности газа, примерно равной $\sim 0,1 \text{ см}^{-3}$. В этих условиях время охлаждения для газа солнечной металличности с $T \gtrsim 10^6 \text{ К}$ составляет $\gtrsim 3 \times 10^5$ тыс. лет. На большем прицельном расстоянии отношение возрастает из-за увеличивающейся массы пыли на луче зрения и падения массы горячего газа. Почти вертикальные отрезки линий соответствуют отсутствию горячего газа в оболочке сверхновой на поздних временах.

В случае эволюции остатка в сильно неоднородной среде зависимость отношения IRX от времени оказывается слабой (сплошные линии на рис. 3.6). На малых прицельных расстояниях величина IRX изменяется в $\sim 3 - 4$ раза на протяжении эволюции от 10 до 100 тыс. лет. Это обусловлено поступлением пыли в горячий газ из разрушающихся облаков и запиранием (сохранением) горячего газа в центральной области остатка сверхновой (см. раздел 3.2). Начиная с ~ 40 тыс. лет на расстояниях $b \gtrsim 25 \text{ пк}$ отношение IRX оказывается примерно постоянным на уровне ~ 30 . Это поведение связано в проникновением ударной волны между облаками, которые она уже не может разрушить, но способна нагревать межоблачный газ до температуры выше 10^6 К . В этих условиях ударная волна остается адиабатической продолжительный период эволюции остатка, и соотношение почти не меняется, что похоже на поведение на $b \lesssim 15 \text{ пк}$ в первые 15–20 тыс. лет расширения остатка.

Комбинируя рис. 3.5 и 3.6, построим на рис. 3.7а диаграмму $T_X - IRX$ для остатка сверхновой в неоднородной среде². При увеличении возраста остатка точки смещаются в сторону меньшей температуры. Области значений для

² Если не указано другое значение, то металличность газа равна солнечному значению.

остатков, эволюционирующих в средах с низкой и высокой дисперсией логарифма плотности, перекрываются для возраста менее 20 тыс. лет (см. правый верхний угол диаграммы). Для более поздних остатков области значений довольно хорошо различимы. При низкой дисперсии отношение IRX падает быстрее. Отметим, что некоторые точки на больших прицельных расстояниях (пустые светлые символы) соответствуют высоким значениям IRX , однако значения потоков на таких расстояниях малы.

Уменьшение металличности газа приводит к более продолжительному адиабатическому расширению остатка. Поэтому температура газа дольше будет оставаться высокой, поэтому точки на диаграмме $T_X - IRX$ сместятся в область высоких температур, что ясно видно для остатков, эволюционирующих в газе с металличностью $0,5Z_\odot$ на рис. 3.7b. Если проследить эволюцию остатков сверхновых позже 100 тыс. лет, то значения для этого возраста сместятся в область меньших температур. Вообще, положение точек на диаграмме определяется началом эффективных радиационных потерь. В случае увеличения средней плотности газа точки для остатка сверхновой равного возраста будут смещаться в область низких температур.

Из сравнения диаграмм можно заметить некоторое увеличение величины IRX для меньшей металличности для поздних остатков (более заметно в модели с низкой дисперсией плотности). Несмотря на более низкое отношение пыли к газу, оболочка сверхновой остается дольше адиабатической и нагревает больше газа и пыли.

Наблюдаемые значения для известных остатков сверхновых с возрастом больше ~ 10 тыс. лет показаны на диаграмме $T_X - IRX$ (рис. 3.7): крупными символами на панели (a) объекты в Галактике, на панели (b) в БМО, металличность газа в котором примерно равна половине солнечного значения [129]. Свойства остатков приведены по данным из табл 3.1. С одной стороны, можно заметить, что наблюдаемые точки близки к полученным в моделях. Для неко-

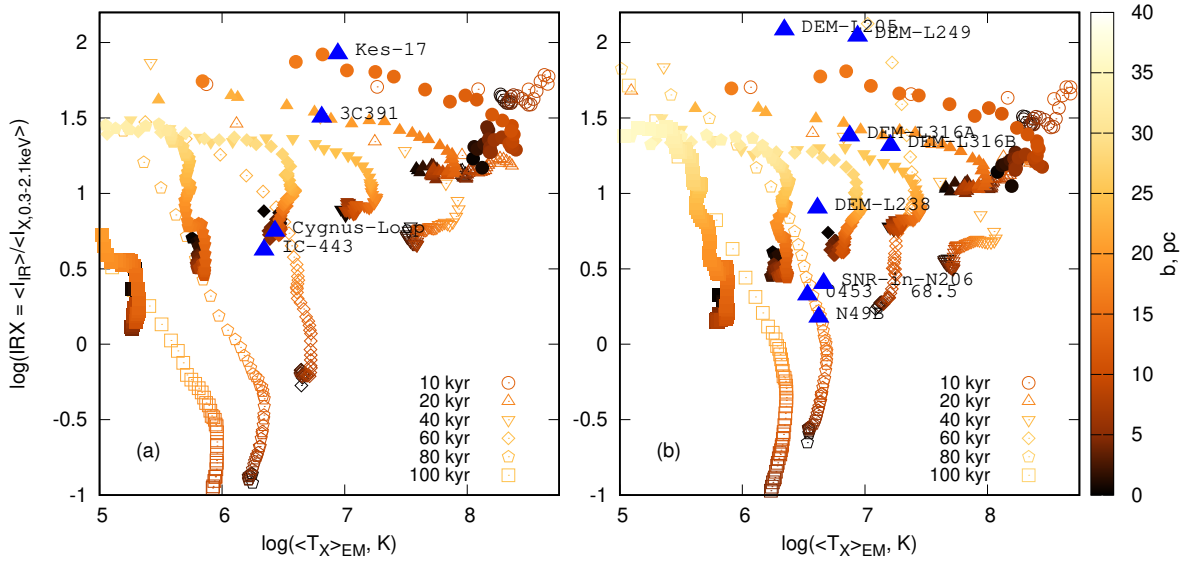


Рис. 3.7. Диаграмма $T_X - IRX$ для остатка сверхновой в неоднородной среде с $\sigma = 0,2$ (пустые символы) и $\sigma = 2,2$ (заполненные символы) для солнечной металличности (панель а) и $0,5Z_\odot$ (б). Типы символов показывают различному возрасту остатка сверхновой. Цветовая шкала соответствует прицельному расстоянию в парсеках. Крупными символами показаны значения для известных остатков сверхновых в Галактике (а) и БМО (б) по данным из табл 3.1. Имена объектов указаны рядом с соответствующим символом. Из работы диссертанта [A3].

торых, в частности, для остатка сверхновой Kes-17 положение на диаграмме близко к модельным точкам, соответствующим его возрасту. С другой стороны, такие совпадения могут быть случайными, учитывая широкий разброс точек на диаграммах, полученных в численных моделях, для остатка одного возраста в зависимости от прицельного расстояния, а из наблюдений известно только среднее значение для всего остатка. Также, например, положение на диаграмме для остатка IC443 не соответствует его возрасту, поскольку он, вероятно, эволюционирует в заметно более плотной среде, как следует из рентгеновских [130, 131] и ИК [132] наблюдений. Отметим, что при увеличении средней плотности в среде точки одного возраста остатка на диаграмме $T_X - IRX$ смещаются влево: при расширении остатка в более плотной среде молодому остатку сверхновой будут соответствовать меньшие значения T_X .

Таблица 3.1. Остатки сверхновых (из работы диссертанта [A3])

Название	IRX	$T_e(10^6\text{K})$	Возраст, тыс. лет	Ссылка
Остатки в БМО				
0453-68.5	2.12 ± 0.57	3.4	13	[93, 116]
N49B	1.51 ± 0.39	4.2	10	[93, 116]
DEM L205	121 ± 29.2	2.2	35	[93, 116]
SNR in N206	2.52 ± 0.66	4.6	25	[93, 116]
DEM L238	7.97 ± 2.11	4.1	10-15	[93, 116]
DEM L249	110 ± 30	8.7	10-15	[93, 116]
DEM L316B	20.7 ± 5.73	16.2	≥ 42	[93, 116]
DEM L316A	24.0 ± 6.55	7.5	27-39	[93, 116]
Остатки в Галактике				
3C 391	32	6.5	9	[116, 128]
Cygnus Loop	5.6	2.7	10	[116, 128]
IC 443	4.2	2.2	20	[116, 128]
Kes 17	84	8.8	8.9	[116, 128]

Вообще, при взаимодействии остатка сверхновой с плотными (молекулярными) облаками [133, 134] возникают структуры со сложной морфологией в рентгеновском и ИК диапазонах [135, 136], которые могут увеличивать разброс точек на диаграмме $T_X - \text{IRX}$.

Полученные в численных моделях распределения поверхностной яркости в ИК и рентгеновском диапазонах не являются плоскими от прицельного параметра (рис. 3.3), что связано со неоднородностью окружающей среды. Усреднение по остатку (т.е. по площади) ведет к потере этой информации. То есть, оценка вклада в охлаждение газа за счет ИК излучения пыли будет искажена. Поэтому более адекватное сравнение с наблюдениями возможно при

получении пространственных карт величин T_X и IRX для остатков сверхновых. Подобные карты позволят лучше оценить вклад пыли в охлаждение газа в остатках сверхновых в отличие от средних значений для всего остатка [116].

3.7. Выводы

Рассмотрено отношение светимостей в ИК и рентгеновском диапазонах для остатка сверхновой, расширяющегося в неоднородной среде, IRX , в рамках трехмерной динамики газа и межзвездных полидисперсных пылевых частиц. Исследована эволюция пространственного распределения поверхностных яркостей рентгеновского излучения от горячего газа внутри остатка сверхновой и ИК эмиссии от нагретой оболочки, средней температуры горячего газа. В результате было получено следующее:

- Величина IRX значительно (~ 3 – 30 раз) изменяется в остатке сверхновой в зависимости от его возраста и прицельного параметра.
- Эволюция области значений для остатка сверхновой на диаграмме T_X – IRX определяется степенью неоднородности среды.
- В сильно неоднородной среде высокие значения IRX поддерживаются благодаря менее эффективному разрушению пыли и более значительному падению рентгеновской эмиссии.
- В газе с меньшими значениями металличности сохраняются высокие значения температуры и IRX .

Результаты, полученные в этой главе, опубликованы в статье [A3].

Глава 4

Взаимодействие диффузных запыленных облаков с ударной волной

4.1. Введение

В главе 1 показано, что внутри остатка сверхновой, расширяющегося в неоднородной среде, пыль сохраняется в небольших плотных фрагментах (см. также рис. 2.5). Целесообразно рассмотреть вопрос о том, будут ли разрушены подобные фрагменты горячим потоком за время, сравнимое со временем прохождения ударной волны по этим фрагментам, и какова будет судьба пыли в них. Эта задача близка к известной задаче о взаимодействии ударных волн с межзвездными облаками, исследованной в ряде работ (см. ниже), однако картина эволюции пыли в таких условиях остается неясной.

Взаимодействие ударных волн с межзвездными облаками играет важную роль в формировании многофазной межзвездной среды [137, 138]. Сжатие газа за фронтами ударных волн, возможно, приводит к стимулированию звездообразования [139]. Поддержание сверхзвуковой турбулентности в межзвездной среде также связано с взаимодействием ударных волн и облаков [140, 141].

Содержание пыли в межзвездной среде относительно мало: составляет порядка 1% от массы газа. При этом пространственные флуктуации отношения масс пыли и газа, по-видимому, могут быть значительными [28]. Так, в работе [142] в рамках двумерной многожидкостной газодинамики была исследована эволюция этого отношения при взаимодействии ударной волны с плотным (отношение плотностей газа в облаке и среде $\sim 10^3$) адиабатическим

облаком, найдены заметные флуктуации пространственного распределения отношения плотностей пыли и газа. Время охлаждения газа в таком облаке оказывается сравнимым со временем прохождения ударной волны по облаку, поэтому радиационные потери должны играть существенную роль в эволюции облака [143]. Очевидно, изменения тепловой эволюции будут влиять на динамику пылевых частиц.

4.2. Прохождение ударной волны по облаку

Разрушение межзвездных облаков ударными волнами численно исследуется уже более полувека ([144, 145, 146, 147, 148, 149, 52, 150, 151] и др.). Классическая постановка задачи: изолированное немагнитное облако взаимодействует с сильной ударной волной. Рассмотрим облако радиусом r_0 и плотностью ρ_c , находящееся в равновесии с окружающей средой плотностью ρ_b . При взаимодействии ударной волны, распространяющейся по окружающему газу со скоростью v_b , с облаком ее скорость внутри облака будет составлять $v_s = \chi^{1/2}v_b$, где $\chi = \rho_c/\rho_b$ – превышение плотности в облаке над фоном [152, 153]. Тогда характерное время прохождения ударной волны по облаку или время разрушения облака равно $t_{cc} = \chi^{1/2}r_0/v_b$ [52]. Радиационное охлаждение газа в облаке за фронтом ударной волны определяется временем $t_{cool} \sim k_B T/n\Lambda$, где k_B – постоянная Больцмана, T_c и n_c – температура и концентрация газа в облаке, Λ – темп охлаждения.

При распространении ударной волны газ в облаке нагревается, что приводит как к расширению газа и полному разрушению облака, так и к повышению темпа охлаждения вещества, принадлежащего облаку [52, 53, 143]. При эффективном охлаждении газа в облаке формируются плотные конденсации. В случае незначительных радиационных потерь облако за фронтом нагревается адиабатически. Этот переход определяется металличностью га-

за и превышением плотности в облаке над фоном.

Основной вывод упомянутых выше многочисленных работ: облако, эволюционирующее адиабатически или с незначительными радиационными потерями, разрушается в течение нескольких времен прохождения ударной волны по облаку за счет развития гидродинамических неустойчивостей, таких как Релея-Тейлора, Рихтмайера-Мешкова и Кельвина-Гельмгольца.

В последнее время интерес к этим моделям возрос в связи с проблемами увлечения массы (mass entrainment) в галактических истечениях [154, 155], обогащения окологалактической и межгалактической среды тяжелыми элементами и пылью [3, 156], образования и выживания пыли в эжекте сверхновой [157, 123]. Полученные из наблюдений оценки скоростей газа в этих процессах превышают сотни км/с [158].

С учетом результатов главы 1 о наличии в остатке сверхновой в неоднородной среде плотных фрагментов с неразрушенной пылью рассмотрим эволюцию пыли, изначально сосредоточенной в облаке, при взаимодействии с ударной волной.

4.3. Методы отслеживания вещества облака

Для исследования процессов разрушения облака, переноса массы, обогащения среды металлами, следует правильно отслеживать вещество (газ и пыль), принадлежащее облаку. Для этого в численных расчетах такой газ или пыль помечают некоторым индикатором, а затем отслеживают распространение или перемешивание такого индикатора в среде. Широко используются два подхода для отслеживания вещества облака: по «цветной» жидкости и по лагранжевым частицам.

Первый основан на эволюции концентрации индикатора – «цветной» жидкости [159]. В начальный момент значение концентрации «цветной» жид-

кости равно $C = 1$ внутри облака и нулю за его пределами. Переменная концентрации обновляется с помощью той же численной схемы, что и другие переменные газа. Эволюция «цветной» жидкости описывается дополнительным уравнением непрерывности:

$$\frac{\partial(\rho C)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho C \mathbf{v}) = 0 \quad (4.1)$$

В процессе эволюции газ облака перемешивается с окружающим газом, и концентрация «цвета» принимает значения в диапазоне $0 < C < 1$. В любой ячейке плотность вещества облака есть $\rho_c = \rho C$. Масса окрашенной жидкости, которая связана с материалом облака, зависит от выбора уровня концентрации, используемой для ограничения облака. Обычно это значение принимают равным $C = 0,1$ [159].

Этот подход часто используется для отслеживания жидкости, хотя он подвержен численной диффузии (см. обсуждение, например, [159, 160]).

Второй метод отслеживания вещества облака – использование лагранжевых частиц. Лагранжевы частицы пассивно следуют за потоками газа и предоставляют информацию о состоянии окружающих их элементов газа (например, [161, 162, 163]). Они представляют собой ансамбль частиц, скорость которых равна эйлеровой скорости газа в ячейке, где находится частица:

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{v}_g \quad (4.2)$$

где $\mathbf{v}_g$ – вектор скорости газа в ячейке. Эта система решается совместно с газодинамическими уравнениями. Метод лагранжевых частиц тоже не лишен численных проблем [162].

В расчетах количество лагранжевых частиц, заключенных в ячейку, должно быть достаточно большим для разумного отслеживания газа в облаке. Обычно это число составляет около десяти частиц на ячейку (например, [162]). В нашей задаче облако может быть разрушено, а его материал распре-

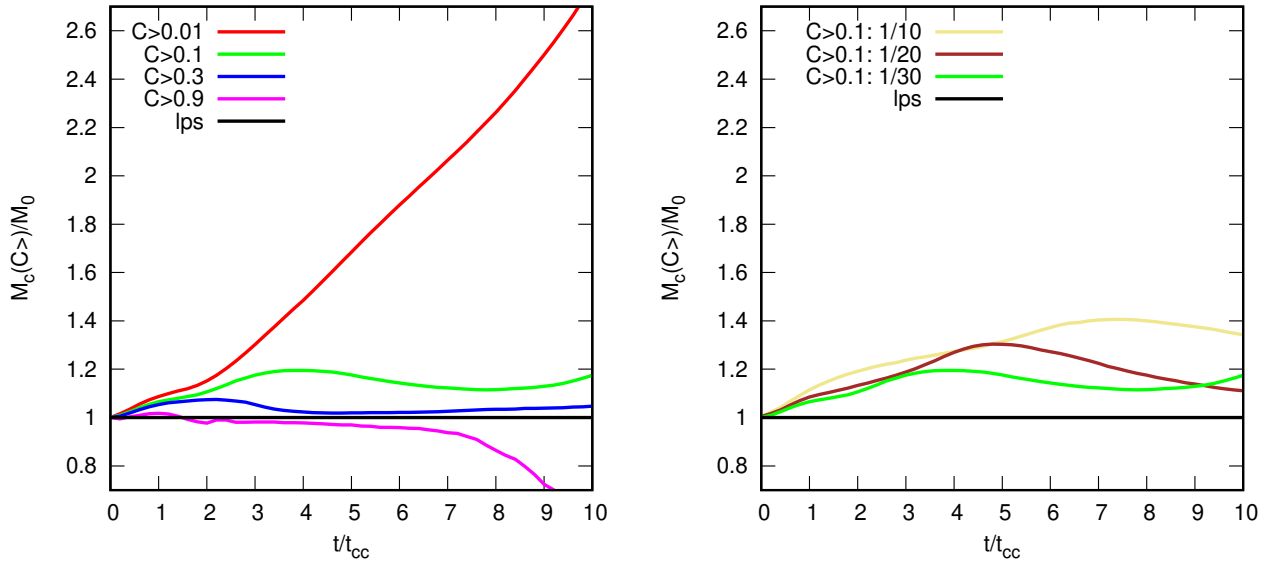


Рис. 4.1. Левая панель: массовая доля окрашенного газа в процессе разрушения облака ударной волной для концентраций «цвета» $C > 0,01; 0,1; 0,3; 0,9$ (цветные линии). Правая панель: массовая доля окрашенного газа в расчетах с разным пространственным разрешением (отношение размера ячейки к радиусу облака приведено в легенде) для концентрации «цвета» $C > 0,1$. Масса газа, отслеживаемого лагранжевыми частицами, показана черной линией – она постоянна. Массы нормированы на начальную массу облака M_0 . Время приведено в единицах времени разрушения облака t_{cc} . Из работы диссертанта [A4].

делен по большему объему, поэтому мы используем больше частиц. Каждая лагранжева частица прослеживает массовую долю облака, равную M_0/N_L (где N_L - общее число частиц). Таким образом, общая масса этих частиц остается постоянной по определению.

Рассмотрим эволюцию массы облака при отслеживании его вещества двумя вышеописанными методами. Результаты получены трехмерным численным моделированием с использованием программного пакета, описанного в разделе 1.2.2 [164].

На Рис. 4.1 показана массовая доля окрашенного газа для различных уровней концентрации индикатора C : $M_c(C >)/M_0$ (левая панель). В процессе эволюции индикатор, заключенный первоначально внутри облака, перемешивается с окружающим бесцветным газом, в том числе из-за численной

диффузии. К моменту $t \sim t_{cc}$ масса окрашенного газа с уровнем $C > 0,9$ остается близкой к начальной массе облака, при этом для $C > 0,1$ масса окрашенного газа возрастает примерно на 5%. Для меньшего значения $C > 0,01$ этот прирост составляет около 10%. В дальнейшем отношение $M_c(C >)/M_0$ для $C > 0,9$ остается примерно постоянным до момента $t \sim 3t_{cc}$ и начинает значительно падать после $\sim 7t_{cc}$. Отношение $M_c(C >)/M_0$ для $C > 0,1$ изменяется слабо и растет не более чем на 20% к конечному моменту $10t_{cc}$, тогда как для уровня $10t_{cc}$ оно растет монотонно до более чем 2,6. Масса, отслеживаемая лагранжевыми частицами, остается постоянной.

Увеличение численного разрешения приводит к более точному отслеживанию вещества облака. На правой панели на рис. 4.1 представлена массовая доля окрашенного газа для расчетов с различным пространственным разрешением (отношение размера ячейки к радиусу облака) для $C > 0,1$. Как и ожидалось, с увеличением разрешения отношение становится ближе к единице, однако это требует больших вычислительных ресурсов.

Следует отметить, что увеличение массы окрашенного газа можно рассматривать как перемешивание вещества облака с окружающим газом. В этом смысле такое увеличение является результатом не только частичного перемешивания с межоблачной средой, но также и численной диффузии. Облако, разрушенное ударной волной или ветром, проходит фазу перемешивания (например, [53]); ее продолжительность определяется неустойчивостью Кельвина – Гельмгольца. Однако охлаждение может начать играть роль в динамике газа за фронтом ударной волны. Его влияние зависит от металличности, скорости ударной волны и внешних источников нагрева. При некоторых (достаточно широких) условиях охлаждение может стать эффективным, и развитие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца подавляется.

Пыль в облаке рассматривается как ансамбль инерционных частиц (метод подробно описан в главе 1). В некоторых работах (например, [155]) пыль

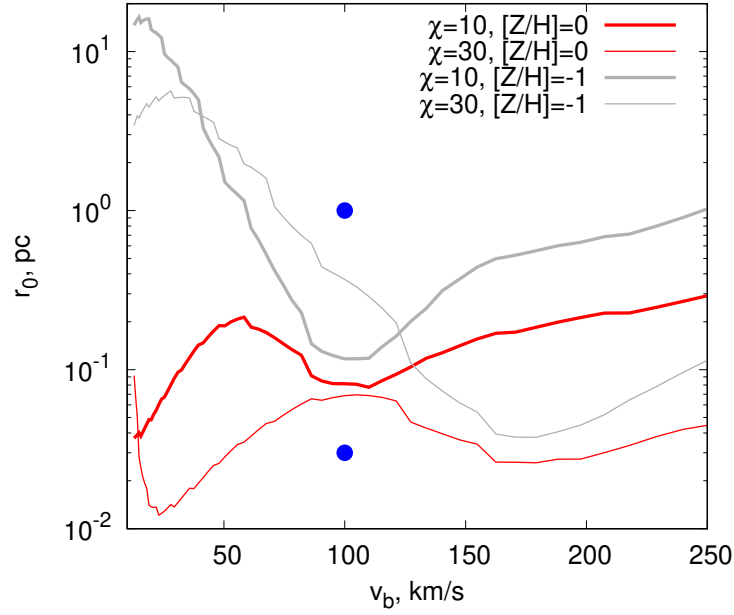


Рис. 4.2. Зависимость начального радиуса облака r_0 от скорости ударной волны v_b в окружающей среде, для равенства времен разрушения облака и охлаждения газа за фронтом ударной волны в облаке, $t_{cc} = t_{cool}$, для металличности газа (как в облаке, так и в окружающей среде) $[Z/H] = 0$ (красные линии) и -1 (серые линии) и значения превышения плотности $\chi = 10$ (толстые линии) и 30 (тонкие линии). Из работы диссертанта [A5].

описывается лагранжевыми частицами (уравнение (4.2)). Однако, учет инерционности важен для более корректного отслеживания эволюции пыли, в том числе ее разрушения (см. обсуждение в [164]).

Изучим эти процессы с использованием трехмерного моделирования динамики взаимодействия ударной волны с облаками разного размера.

4.4. Эволюция облака при прохождении ударной волны

На рис. 4.2 показано соотношение между начальным радиусом облака и скоростью ударной волны в среде для равенства времен разрушения облака и охлаждения газа за фронтом ударной волны в облаке: $t_{cc} = t_{cool}$ (используется изохорическая функция охлаждения из работы [49]). Газ в крупных облаках со значением радиуса выше линий эффективно охлаждается после

прохождения ударной волны, и значительная его часть переходит в плотные и холодные фрагменты. Мелкие облака нагреваются ударной волной и впоследствии разрушаются. То есть, облака с параметрами, лежащими выше кривых на рис. 4.2, являются радиационными, ниже – адиабатическими.

Рассмотрим эволюцию диффузных облаков с радиусами 1 и 0,03 пк, взаимодействующих с ударной волной со скоростью $v_b = 100$ км/с. На диаграмме «размер облака – скорость ударной волны» (рис. 4.2) видно (синие символы), что эти параметры соответствуют заведомо радиационному и адиабатическому облакам для металличности $[Z/H] = 0$ и величины превышения плотности в облаках $\chi = 10$ (толстая красная линия). Концентрация окружающего газа равна $0,1 \text{ см}^{-3}$. Для простоты предполагается, что пыль изначально находится только в облаке. Отношение плотностей пыли к газу внутри облака составляет 0,01. Пыль изначально полагалась монодисперсной с размером $a = 0,1$ мкм. Для отделения вещества, принадлежащего облаку, от окружающего газа применяется метод «цветной жидкости» [159]: в начальный момент времени значение «цвета» в облаке $C = 1$ и 0 вне него. В начальный момент времени центр облака имеет координаты $(x_0, y_0, z_0) = (0, 0, 2r_0)$. Число ячеек на радиус облака в расчетах составляло 20, что достаточно для адекватного отслеживания тепловой структуры облака [165]. Число «суперчастиц» пыли задавалось равным 8 миллионам.

Приведем распределения газодинамических величин и плотности пыли в облаках для позднего момента времени $t = 20t_{cc}$, когда эволюционные особенности проявляются явно. На рис. 4.3 показаны группы панелей для диффузных облаков с $\chi = 10$ и радиусами $r_0 = 1$ пк (а), 0,03 пк (б). В каждой группе представлены распределения плотности газа, температуры, концентрации «цвета» и плотности пыли (слева направо) вдоль среза, проходящего через центр облака в направлении распространения ударной волны (ось z).

Нужно отметить, что в области $z \sim (50 - 60)r_0$ находится множество

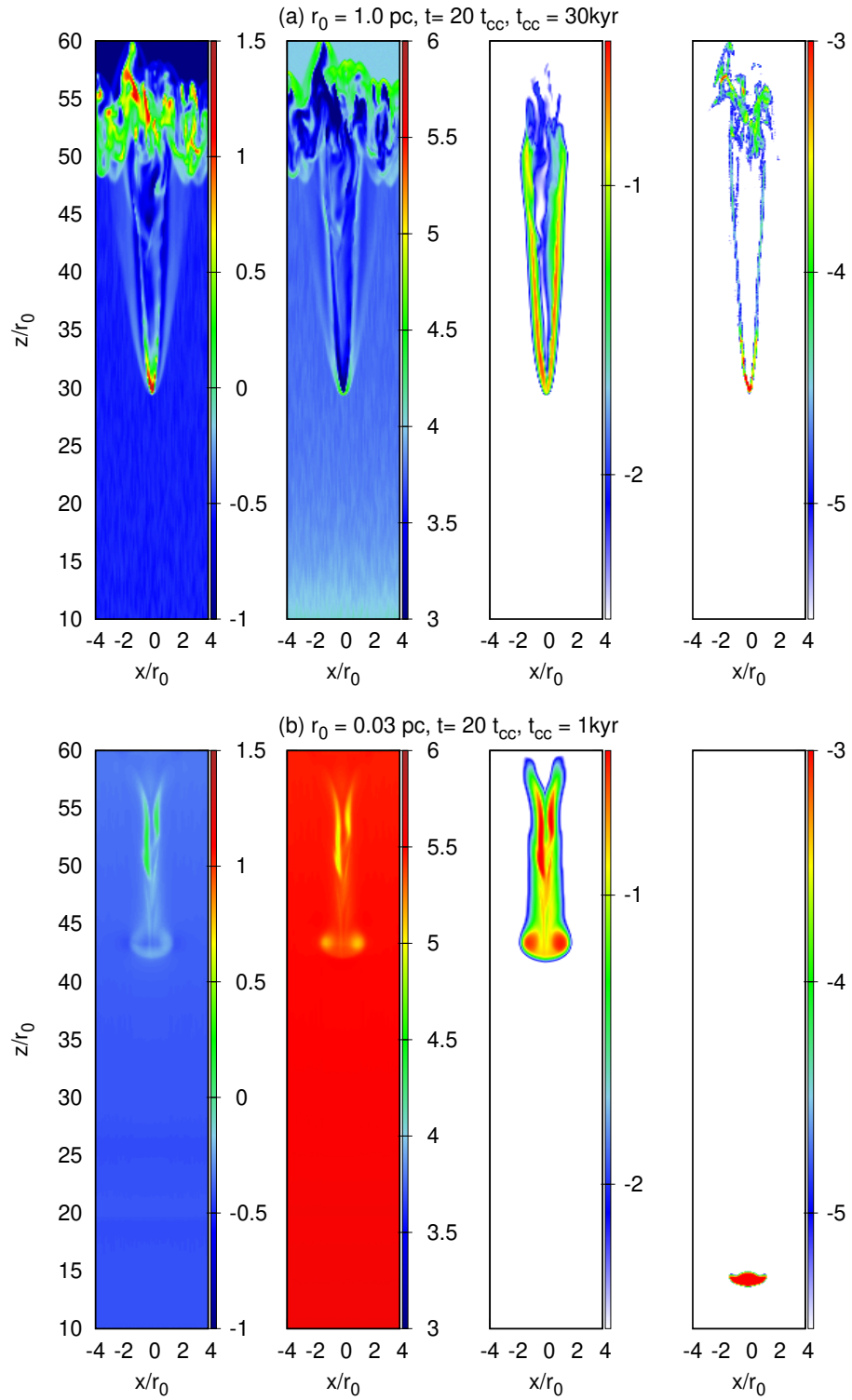


Рис. 4.3. Распределения газодинамических величин и плотности пыли вдоль среза, проходящего через центр облака в направлении распространения ударной волны (снизу вверх вдоль оси z), для облаков с $\chi = 10$ и радиусами $r_0 = 1$ пк (а), 0.03 пк (б) в момент времени $t = 20t_{cc}$. В каждой группе показаны плотность газа $\log(n, \text{см}^{-3})$ (первая панель в каждой группе), температура $\log(T, \text{К})$ (вторая), концентрация «цвета» $\log C$ (третья), плотность пыли $\log(\rho_d/m_p, \text{см}^{-3})$ (четвертая панель). Из работы диссертанта [A5].

фрагментов, образованных в результате охлаждения ударного фронта (масса этих фрагментов заметно выше начальной массы облака). С уменьшением радиуса облака конечное время расчета становится короче, поэтому влияние охлаждения на ударную волну падает. Для меньшего размера облака ударная волна остается адиабатической, ее скорость не уменьшается и к моменту $t = 20t_{cc}$ ударный фронт находится за пределами показанной области на рис. 4.3. Для того, чтобы легко отделить вещество, принадлежащее облаку в начальный момент, приведено распределение концентрации «цвета» C (третья панель).

На распределении плотности газа (рис. 4.3) видно, что с уменьшением радиуса вещество облака сосредоточено в менее компактной области: для $r_0 = 1$ пк (группа панелей а) к моменту времени $t = 20t_{cc}$ сформировался плотный и холодный фрагмент размером менее $0,5 r_0$, расположенный около $(x, z) \sim (0, 30)r_0$. Для меньшего размера $r_0 = 0,03$ пк (группа панелей б) облако фактически разрушено, газ, принадлежавший облаку, нагрелся до температуры окружающей среды.

4.5. Динамика пыли в облаке

Пыль в радиационно охлаждающемся диффузном облаке, в основном, остается связанной с газом. За фронтом ударной волны газ быстро охлаждается и собирается в плотные фрагменты, передача импульса которым от ударной волны не эффективна. Для радиуса облака $r_0 = 1$ пк (группа панелей (а) на рис. 4.3) видно, что максимумы плотности газа и пыли пространственно совпадают. Распределения газа, изначально принадлежащего облаку, и пыли оказываются близки (ср. панели для концентрации «цвета» и плотности пыли в группе (а)).

При уменьшении роли охлаждения перепады плотности газа в облаке

остаются незначительными, импульс ударной волны передается газу облака более эффективно в отличие от более инерционных крупных частиц пыли (напомним, что размер пылевых частиц в облаке равен 0,1 мкм). Для облаков с размером, близким к критическому значению на диаграмме «размер облака – скорость ударной волны» (рис. 4.2), пыль и газ облака пространственно разделяются вследствие прохождения ударной волны. Для меньшего радиуса 0,03 пк пыль неэффективно переносится ударной волной: расстояние между газом облака и пылевым фрагментом увеличивается, форма этого фрагмента меньше отличается от первоначальной сферической (см. панели (b) на рис. 4.3).

Таким образом, динамика пыли при взаимодействии облака с ударной волной существенно зависит от соотношения времен охлаждения и разрушения облака. В радиационно охлаждающихся облаках ($t_{cc}/t_{cool} > 1$) после взаимодействия с ударной волной значительная доля вещества сжимается в плотный фрагмент, передать импульс которому сложно. В слабо охлаждающихся или адиабатических облаках ($t_{cc}/t_{cool} \lesssim 1$) флуктуации плотности в облаке после прохождения ударной волны значительно меньше, поверхность фрагментов больше и передача импульса газу становится более эффективной.

Пылевые частицы более инерционны. Время ускорения (торможения) частиц описывается уравнением (1.5), в радиационных облаках оно быстро падает из-за увеличения плотности газа и оказывается меньше времени разрушения облака. Адиабатически эволюционирующие облака разрушаются быстрее, чем достаточно крупная пыль может быть ускорена. Это хорошо видно из сравнения распределения плотностей газа и пыли на рис. 4.3.

При уменьшении размера пылевых частиц время их ускорения уменьшается, и они увлекаются потоком газа более эффективно. На рис. 4.4 показаны распределения плотности пыли после взаимодействия облака радиусом $r_0 = 0,03$ пк с ударной волной в момент времени $t = 20t_{cc}$ для монодисперс-

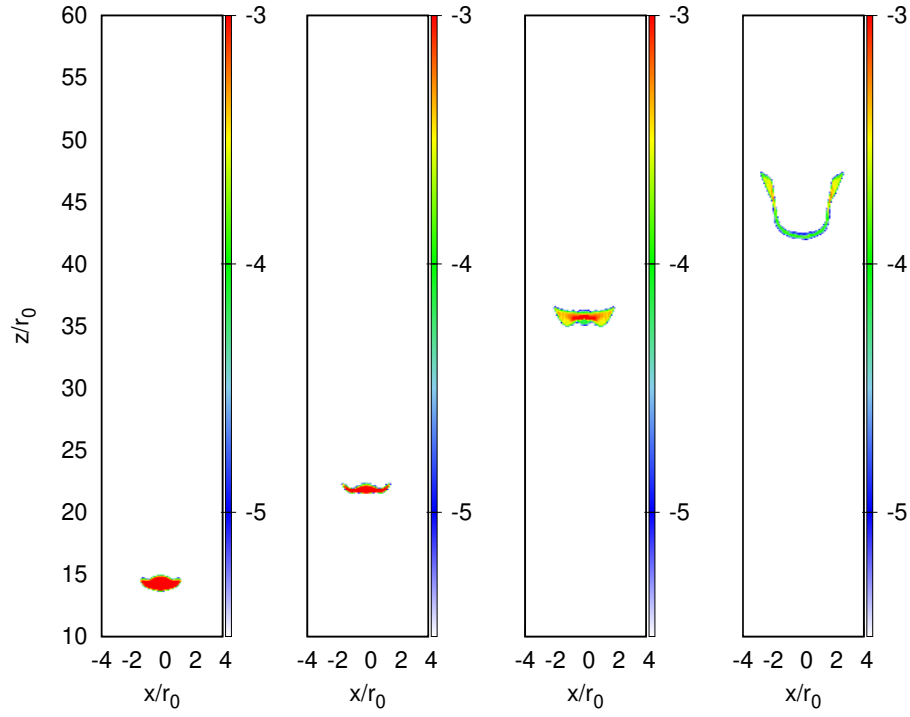


Рис. 4.4. Распределения плотности пыли вдоль среза облака с радиусом $r_0 = 0,03$ пк в момент времени $t = 20t_{cc}$ для пылевых частиц с начальным размером $a = 0,1$ мкм (левая панель), $0,03$ мкм (вторая панель), $0,01$ мкм (третья панель), $0,003$ мкм (правая панель). Из работы диссертанта [A5].

ных пылевых частиц с различным начальным размером. Распределение газа для этой модели представлено на первой панели группы (b) рис. 4.3. Видно, что для меньшего размера пространственное разделение пыли и газа уменьшается и для $a = 0,003$ мкм их распределения оказываются близки.

В межзвездной среде и облаках частицы пыли распределены по размерам в широком интервале размеров [72]. Поэтому при адиабатическом ($t_{cc}/t_{cool} \lesssim 1$) взаимодействии облака с ударной волной происходит сегрегация пылевых частиц, принадлежащих облаку, вдоль движения облака, мелкие частицы увлекаются облаком, а крупные частицы покидают газ облака, формируя флуктуации плотности пыли за фронтом ударной волны. При высокой скорости ударной волны ($v_b \gtrsim 200$ км/с) пыль при попадании в горячий газ за фронтом уменьшается в размере благодаря тепловому испарению [11]. В слу-

чае значительных радиационных потерь ($t_{cc}/t_{cool} > 1$) при взаимодействии облака с ударной волной основная часть массы пыли сохраняется в плотном и холодном фрагменте [164]. Таким образом, диаграмма «размер облака – скорость ударной волны» (рис. 4.2) определяет эффективность выживания пыли при взаимодействии ударных волн с межзвездными облаками.

Процесс перераспределения пылевых частиц по размерам при взаимодействии облаков с ударными волнами может оказаться важным и для их транспорта из галактик в окологалактическую и межгалактическую среду, и для объяснения измерений экстинкции в скоплениях галактик (см. обзор [3]).

4.6. Транспорт пыли в скоплениях галактик

Полученные результаты могут быть существенны для исследования происхождения и эволюции пыли в среде скоплений галактик. В наблюдениях было продемонстрировано присутствие пыли на масштабах нескольких мегапарсек, со значительной массой пыли [166, 167]. Понятно, что перенос частиц неэкранированной пыли на такие большие расстояния в горячей среде скоплений сопровождается разрушением пылинок путем теплового и инерционного испарения. Поэтому обычно предполагается, что такой перенос осуществляется плотными и холодными газовыми облаками и сгустками, содержащими пыль.

Известно, что частицы пыли разрушаются в довольно плотной ($n > 10^{-3}$ см $^{-3}$) и горячей ($T > 10^6$ К) среде скоплений галактик с характерным временем разрушения, близким ко времени выноса вещества из галактик [3]. Предполагается, что пыль, выброшенная из галактик, заключена в более плотных газовых облаках. В таких условиях пыль выживает в течение времени, сравнимого со временем жизни облаков, которые разрушаются гидродинамическими неустойчивостями. После разрушения облаков частицы пыли размером

0,1 мкм испаряются за время ~ 100 млн лет.

Однако, в нашей работе [164] показано, что в таких условиях охлаждение становится эффективным в самые ранние времена, и развитие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца подавляется. В частности, установлено, что разрушение облака размером 100 пк с металличностью выше $0,1 Z_{\odot}$, взаимодействующего с горячим потоком в среде скоплений галактик, будет задерживаться до нескольких времен прохождения ударной волны для такого облака.

Разрушение пылевых облаков, взаимодействующих с горячим потоком, тесно связано с адекватной интерпретацией измерений поглощения в среде скоплений галактик. Наблюдаемый большой разброс значений поглощения может быть связан не только с неопределенностями наблюдений (например, см. [3, 168]), но также с некорректными выводами о разрушении пылевых облаков, движущихся в горячем газе.

4.7. Выводы

В рамках трехмерного моделирования исследована динамика взаимодействия ударных волн с запыленными диффузными облаками. Найдено, что:

- В процессе разрушения небольших облаков, эволюционирующих адиабатически, происходит сегрегация пылевых частиц, принадлежащих облаку: крупные частицы пыли остаются далеко позади газовых фрагментов облака, мелкие частицы остаются связанными с веществом разрушенного облака.
- В радиационно охлаждающихся облаках пыль вне зависимости от ее размера сохраняется в плотных холодных фрагментах облака.

- Эффективность выживания пыли при взаимодействии ударных волн с межзвездными облаками определяется соотношениями времен охлаждения газа, разрушения облака и ускорения частиц.

Результаты, полученные в этой главе, опубликованы в статьях [A4] и [A5].

Заключение

Вопросы формирования, эволюции и разрушения космической пыли являются актуальными как в рамках исследования межзвездной среды, так и для изучения процессов звездообразования, эволюции галактик. В этой связи важно достичь понимания баланса пыли в масштабах галактик, что невозможно без детального исследования условий и процессов разрушения пыли. Именно эти вопросы и являются предметом исследования в настоящей работе.

Перечислим основные результаты и выводы работы.

1. Разрушение межзвездной пыли, нагребенной расширяющейся оболочкой сверхновой, оказывается менее эффективным при эволюции в неоднородной среде: до 2-х раз больше пыли выживает в более облачной среде.
2. Изменение средней плотности газа слабо влияет на долю сохранившейся пыли на временах больше нескольких характерных времен охлаждения.
3. При эволюции остатка сверхновой в однородной среде пыль эффективно разрушается в горячем газе или переходит в более холодные фазы на временах нескольких характерных времен охлаждения (для $\langle n \rangle \sim 1 \text{ см}^{-3}$ $t \sim 100$ тыс. лет), поэтому в горячей фазе пыли практически не остается.
4. При эволюции в неоднородной среде в горячей фазе газа остатка сверхновой присутствует небольшая доля крупных пылинок за счет продолжающегося поступления из более холодных и плотных фрагментов разрушенных облаков.
5. Светимость остатка сверхновой в инфракрасных линиях ионов [O III] 88

мкм, [C II] 158 мкм, [N II] 205 мкм увеличивается при его расширении в более неоднородной среде и превышает светимость пыли в континууме под линией в ~ 10 –300 и более раз.

6. Величина отношения инфракрасной светимости пыли к рентгеновской светимости газа IRX значительно ($\sim 3 - 30$ раз) изменяется в остатке сверхновой в зависимости от его возраста и прицельного параметра.
7. Эволюция области значений для остатка сверхновой на диаграмме $T_X - IRX$ определяется степенью неоднородности среды.
8. При эволюции остатка в сильно неоднородной среде высокие значения IRX поддерживаются благодаря менее эффективному разрушению пыли и более значительному падению рентгеновской эмиссии.
9. При расширении остатка в газе с меньшими значениями металличности сохраняются высокие значения температуры и IRX .
10. В процессе разрушения небольших облаков, эволюционирующих адиабатически, происходит сегрегация пылевых частиц, принадлежащих облаку: крупные частицы пыли остаются далеко позади газовых фрагментов облака, мелкие частицы остаются связанными с веществом разрушенного облака.
11. В радиационно охлаждающихся облаках пыль вне зависимости от ее размера сохраняется в плотных холодных фрагментах облака.
12. Эффективность выживания пыли при взаимодействии ударных волн с межзвездными облаками определяется соотношениями времен охлаждения газа, разрушения облака и ускорения частиц.

Благодарности

Автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность научному руководителю Евгению Олеговичу Васильеву за интересную совместную работу, большую поддержку, неоценимую помощь в решении разных задач, ценные советы, доверие и терпение.

Также автор выражает благодарность Сергею Александровичу Дроздову за огромное количество ценных замечаний и плодотворных обсуждений.

Приложение А

Взаимодействие ударной волны с неоднородной средой: зависимость от разрешения сетки

В наших моделях исследуется эволюция остатка сверхновой с пространственным разрешением сетки 0,375 пк. Для проверки достоверности результатов сравним расчеты для разного пространственного разрешения вычислительной сетки.

Общее количество частиц составляет около 200 миллионов для сетки из 256^3 ячеек и 11 размеров пылинок для полидисперсного случая. Для в два раза лучшего разрешения требуется более одного миллиарда частиц. В случае первоначально монодисперсной пыли требования к процессорному времени и оперативной памяти, необходимых для расчета динамики частиц пыли, становятся слабее, но остаются существенными для газовой динамики. Поэтому рассмотрим зависимость результатов от разрешения для менее трудоемкой задачи.

Рассмотрим взаимодействие плоскопараллельного ударного фронта с неоднородной средой. Инжектируем энергию в несколько ячеек вдоль границы $(x - y)$ сетки. Энергию добавляем в тепловой форме. Плотность энергии 3×10^{-9} эрг см $^{-3}$, это значение близко к значению внутри остатка сверхновой радиуса ~ 15 пк. Полученную плоскопараллельную ударную волну можно рассматривать как часть оболочки сверхновой. На внутренней границе $(x - y)$ задано условие отражения. Ударный фронт распространяется в z -направлении. Поле неоднородностей плотности генерируется с использованием той же процедуры, которая описана в разделе 1.2.1. Здесь дисперсия плотности σ принимается равной 2,2, а волновое число $k_{min} = 16$. Таким образом, распределение плотности в этой модели аналогично распределению в

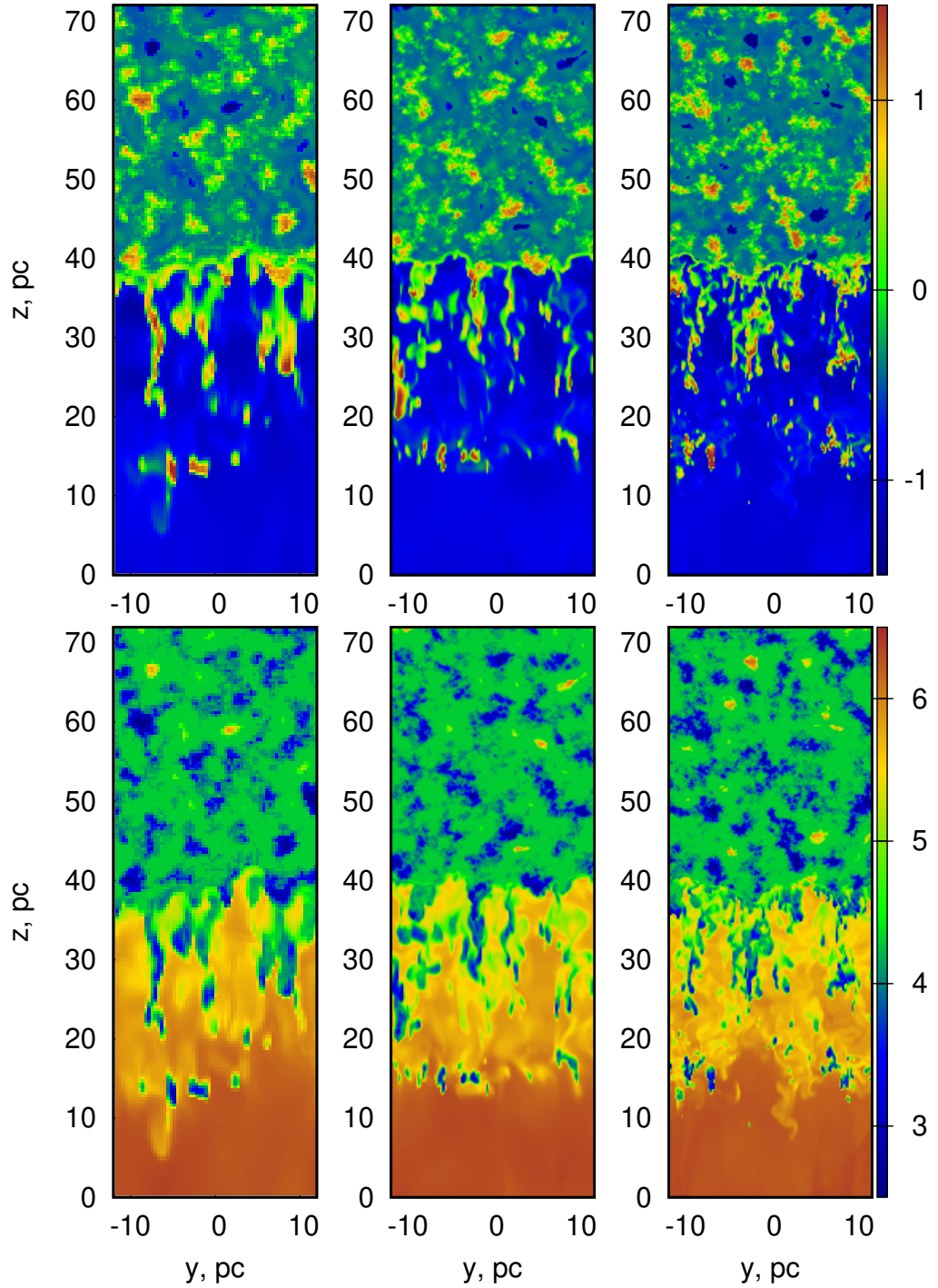


Рис. А.1. Двумерные срезы распределения концентрации ($\log[n, \text{см}^{-3}]$, верхний ряд) и температуры газа ($\log[T, \text{K}]$, нижний ряд) в момент 150 тыс. лет после начала распространения фронта ударной волны в неоднородной среде с дисперсией логарифма плотности $\sigma = 2,2$ и волновым числом $k_{min} = 16$. Размер ячейки на левой панели составляет 0,375 пк, на средней – в 2 раза меньше, на правой – в 4 раза меньше. Из работы диссертанта [A1].

модели $lm4$. В начальный момент задается монодисперсная пыль размером $a_0 = 0,1$ мкм.

Рассмотрим вычислительную область $(L_x \times L_y \times L_z) = (24 \times 24 \times 72 \text{ пк})^3$ с пространственным разрешением 0,375 пк и увеличиваем это разрешение в два и четыре раза: 0,18175 и 0,09375 пк. На рис. A.1 представлены двумерные срезы концентрации газа для этих размеров ячеек. Можно заметить, что распределения плотности для различного пространственного разрешения похожи. Положение фронта ударной волны почти не зависит от разрешения. Конечно, толщина фронта уменьшается с увеличением разрешения, больше фрагментов и других деталей можно найти для самого высокого разрешения. Тем не менее, значения, усредненные по большим областям на сетке, остаются близкими для этих расчетов.

Рассчитаем эволюцию доли массы «выжившей» пыли и кумулятивной поверхности и их соотношение за фронтом ударной волны аналогично тому, как это было сделано для остатка сверхновой (Рис. 1.6 главы 1). На Рис. A.2 показаны эти величины для различного пространственного разрешения. Можно отметить, что значения долей массы «выжившей» пыли и кумулятивной поверхности отличаются менее чем на 5% для моделей со стандартным размером ячейки 0,375 пк и в 4 раза меньшим 0,09375 пк.

Таким образом, можно заключить, что расчеты с выбранным пространственным разрешением 0,375 пк адекватно описывают динамику газа и пыли при взаимодействии ударной волны с неоднородной средой.

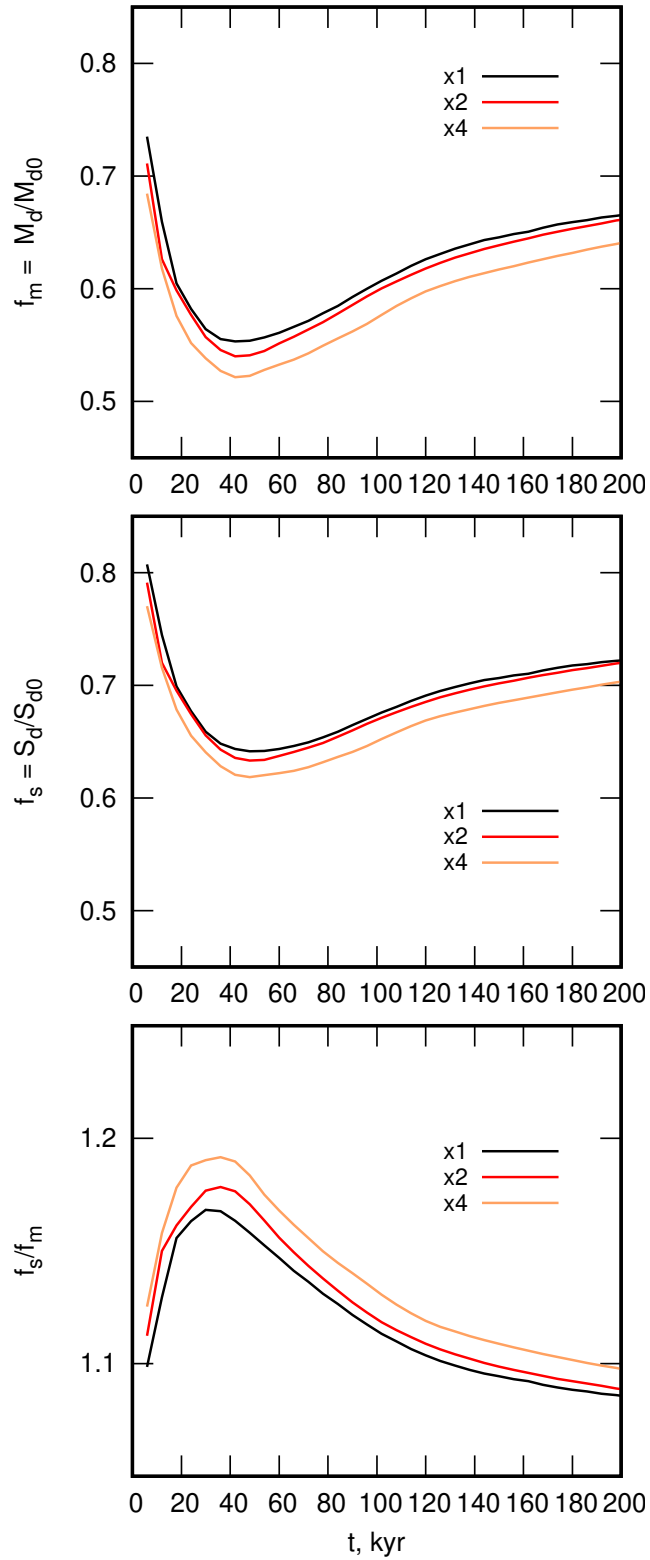


Рис. А.2. Доля массы «выжившей» пыли, доля кумулятивной поверхности «выжившей» пыли за фронтом ударной волны и их отношение: $f_m = (M_d/M_{d0})$ (верхняя панель), $f_s = (S_d/S_{d0})$ (средняя панель), $f_s/f_m = (S_d/S_{d0})/(M_d/M_{d0})$ (нижняя панель). Черная линия соответствует эволюции в неоднородной среде с пространственным разрешением 0,375 пк (отмечена как $x1$). Цветные линии соответствуют расчетам с размерами ячейки в 2 ($x2$) и 4 ($x4$) раза меньше. Из работы диссертанта [A1].

Приложение Б

Расчет эмиссии в линиях ионов

Эмиссионная способность газа (светимость единицы объема) в линиях тяжелых элементов рассчитывается из таблиц, полученных в моделях неравновесного охлаждения газа от температуры 10^8 К до 10 К [73, 49]. Вычисление функции охлаждения $\Lambda(T, Z)$ (Z - металличность) включает ионизационную кинетику всех ионных состояний основных химических элементов: H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, Fe. В таблицах для каждого значения температуры имеется ионный состав газа и эмиссионная способность в линиях атомов и ионов, в том числе [OIII] 88 мкм, [CII] 158 мкм, [NII] 205 мкм и [CI] 369 мкм. На рис. Б.1 и Б.2 показаны зависимости от температуры относительных концентраций и светимостей в линиях этих ионов.

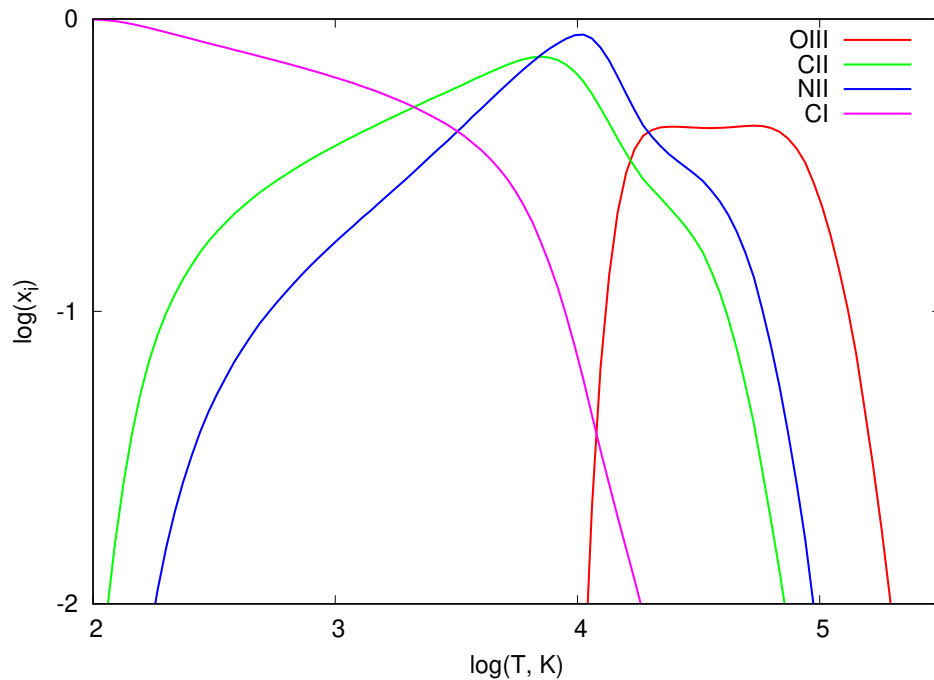


Рис. Б.1. Относительная концентрация ионов [OIII/O], [CII/C], [NII/N] и [CI/C] в газе, охлаждающемся изохорически от 10^8 К до 10 К, с солнечной металличностью. Рисунок подготовлен диссертантом (иллюстративный материал).

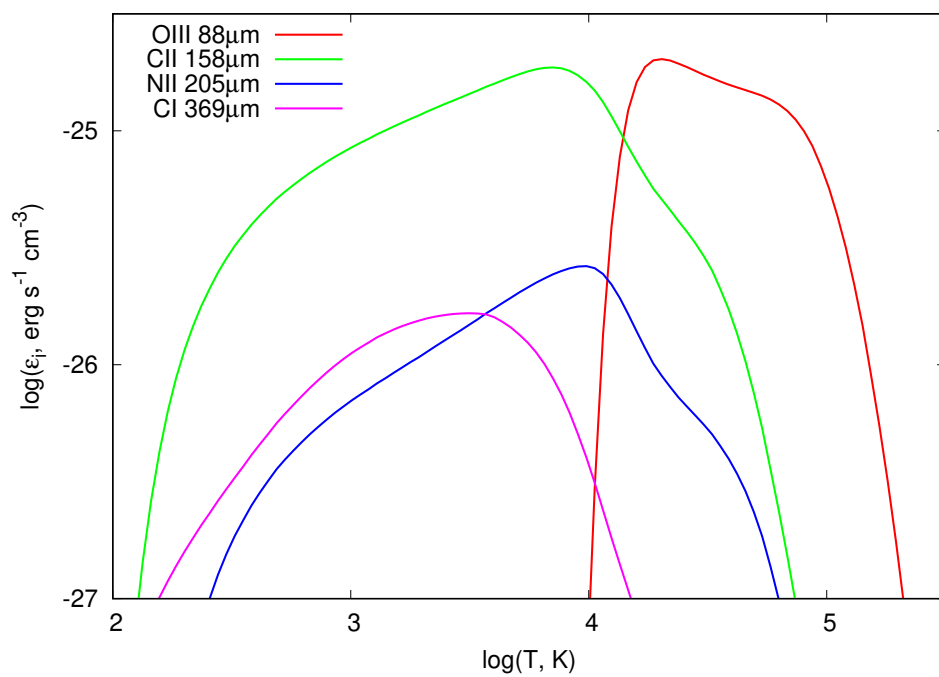


Рис. Б.2. Эмиссионная способность газа в линиях [OIII] 88 мкм, [CII] 158 мкм, [NII] 205 мкм и [CI] 369 мкм. Газ солнечной металличности охлаждается изохорически от 10^8 К до 10 К. Рисунок подготовлен диссертантом (иллюстративный материал).

Список литературы

1. Mendis D. A., Rosenberg M. Cosmic Dusty Plasmas // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 1994. — . Vol. 32. P. 419–463.
2. Whittet D. C. B. *Dust in the Galactic Environment* (Third Edition). 2022.
3. Shchekinov Y. A., Nath B. B., Vasiliev E. O. Dust in Clusters of Galaxies // *Universe*. 2022. — . Vol. 8, no. 4. P. 212. [arXiv:astro-ph.GA/2203.14073](https://arxiv.org/abs/2203.14073).
4. Shchekinov Y. A., Nath B. B. Dust at the Cosmic Dawn // *Galaxies*. 2025. Vol. 13, no. 3. URL: <https://www.mdpi.com/2075-4434/13/3/64>.
5. Hirashita H., Ferrara A. Effects of dust grains on early galaxy evolution // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2002. — . Vol. 337, no. 3. P. 921–937. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0209034](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0209034).
6. Höfner S., Olofsson H. Mass loss of stars on the asymptotic giant branch. Mechanisms, models and measurements // *Astron. and Astrophys Rev.* 2018. — . Vol. 26, no. 1. P. 1.
7. Hickox R. C., Alexander D. M. Obscured Active Galactic Nuclei // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 2018. — . Vol. 56. P. 625–671. [arXiv:astro-ph.GA/1806.04680](https://arxiv.org/abs/1806.04680).
8. Bernstein R. A., Freedman W. L., Madore B. F. The First Detections of the Extragalactic Background Light at 3000, 5500, and 8000 Å. I. Results // *Astrophys. J.* 2002. — . Vol. 571, no. 1. P. 56–84. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0112153](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0112153).
9. Hirashita H., Hunt L. K., Ferrara A. Dust and hydrogen molecules in the extremely metal-poor dwarf galaxy SBS 0335-052 // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2002. — . Vol. 330, no. 1. P. L19–L23. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0201112](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0201112).
10. Draine B. T. *Interstellar Dust Models and Evolutionary Implications* // *Cosmic Dust - Near and Far* / Ed. by T. Henning, E. Grün, J. Steinacker.

- Vol. 414 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 2009. — . P. 453. [arXiv:astro-ph.GA/0903.1658](#).
11. Draine B. T., Salpeter E. E. On the physics of dust grains in hot gas. // [Astrophys. J.](#) 1979. — . Vol. 231. P. 77–94.
 12. Draine B. T., Salpeter E. E. Destruction mechanisms for interstellar dust. // [Astrophys. J.](#) 1979. — . Vol. 231. P. 438–455.
 13. McKee C. Dust Destruction in the Interstellar Medium // Interstellar Dust / Ed. by L. J. Allamandola, A. G. G. M. Tielens. Vol. 135. 1989. — . P. 431.
 14. Jones A. P., Tielens A. G. G. M. The formation of small grains in shocks in the ISM // The Diffuse Interstellar Bands / Ed. by A. G. G. M. Tielens. 1994. — . P. 79–83.
 15. Borkowski K. J., Dwek E. The Fragmentation and Vaporization of Dust in Grain-Grain Collisions // [Astrophys. J.](#) 1995. — . Vol. 454. P. 254.
 16. Jones A. P., Tielens A. G. G. M., Hollenbach D. J. Grain Shattering in Shocks: The Interstellar Grain Size Distribution // [Astrophys. J.](#) 1996. — . Vol. 469. P. 740.
 17. Slavin J. D., Jones A. P., Tielens A. G. G. M. Shock Processing of Large Grains in the Interstellar Medium // [Astrophys. J.](#) 2004. — . Vol. 614, no. 2. P. 796–806.
 18. Mattsson L. The Minimal Astration Hypothesis-a Necessity for Solving the Dust Budget Crisis? // [Research Notes of the American Astronomical Society](#). 2021. — . Vol. 5, no. 12. P. 288. [arXiv:astro-ph.GA/2112.07735](#).
 19. Kirchschrager F., Mattsson L., Gent F. A. Supernova induced processing of interstellar dust: impact of interstellar medium gas density and gas turbulence // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2022. — . Vol. 509, no. 3. P. 3218–3234. [arXiv:astro-ph.GA/2109.01175](#).
 20. Péroux C., De Cia A., Howk J. C. Observed dust surface density across cosmic times // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2023. — . Vol. 522, no. 4.

- P. 4852–4861.
21. Ferrara A., Viti S., Ceccarelli C. The problematic growth of dust in high-redshift galaxies // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2016. — . Vol. 463, no. 1. P. L112–L116. [arXiv:astro-ph.GA/1606.07214](#).
 22. Ceccarelli C., Viti S., Balucani N., Taquet V. The evolution of grain mantles and silicate dust growth at high redshift // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2018. — . Vol. 476, no. 1. P. 1371–1383. [arXiv:astro-ph.GA/1802.01142](#).
 23. Priestley F. D., De Looze I., Barlow M. J. The efficiency of grain growth in the diffuse interstellar medium // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2021. — . Vol. 502, no. 2. P. 2438–2445. [arXiv:astro-ph.GA/2101.04710](#).
 24. Barlow M. J. The destruction and growth of dust grains in interstellar space - I. Destruction by sputtering. // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1978. — . Vol. 183. P. 367–395.
 25. Bocchio M., Marassi S., Schneider R. et al. Dust grains from the heart of supernovae // [Astron. and Astrophys.](#) 2016. — . Vol. 587. P. A157.
 26. Jones A. P., Tielens A. G. G. M., Hollenbach D. J., McKee C. F. Grain Destruction in Shocks in the Interstellar Medium // [Astrophys. J.](#) 1994. — . Vol. 433. P. 797.
 27. Slavin J. D., Dwek E., Jones A. P. Destruction of Interstellar Dust in Evolving Supernova Remnant Shock Waves // [Astrophys. J.](#) 2015. — . Vol. 803, no. 1. P. 7. [arXiv:astro-ph.GA/1502.00929](#).
 28. Hopkins P. F., Lee H. The fundamentally different dynamics of dust and gas in molecular clouds // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2016. — . Vol. 456, no. 4. P. 4174–4190. [arXiv:astro-ph.GA/1510.02477](#).
 29. Mattsson L., Bhatnagar A., Gent F. A., Villarroel B. Clustering and dynamic decoupling of dust grains in turbulent molecular clouds // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2019. — . Vol. 483, no. 4. P. 5623–5641. [arXiv:astro-ph.GA/1811.01082](#).

30. Mattsson L., Hedvall R. Acceleration and clustering of cosmic dust in a gravo-turbulent gas I. Numerical simulation of the nearly Jeans-unstable case // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2022. — . Vol. 509, no. 3. P. 3660–3676. [arXiv:astro-ph.GA/2111.01289](#).
31. Draine B. T. Evolution of interstellar dust. // *The Evolution of the Interstellar Medium* / Ed. by L. Blitz. Vol. 12 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. 1990. — . P. 193–205.
32. Chokshi A., Tielens A. G. G. M., Hollenbach D. Dust Coagulation // [Astrophys. J.](#) 1993. — . Vol. 407. P. 806.
33. Dwek E. The Evolution of the Elemental Abundances in the Gas and Dust Phases of the Galaxy // [Astrophys. J.](#) 1998. — . Vol. 501. P. 643. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9707024](#).
34. Calura F., Pipino A., Matteucci F. The cycle of interstellar dust in galaxies of different morphological types // [Astron. and Astrophys.](#) 2008. — . Vol. 479, no. 3. P. 669–685. [arXiv:astro-ph/0706.2197](#).
35. Mattsson L. Dust in the early Universe: evidence for non-stellar dust production or observational errors? // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2011. — . Vol. 414, no. 1. P. 781–791. [arXiv:astro-ph.CO/1102.0570](#).
36. Inoue A. K. The origin of dust in galaxies revisited: the mechanism determining dust content // [Earth, Planets and Space](#). 2011. — . Vol. 63, no. 10. P. 1027–1039.
37. Ginolfi M., Graziani L., Schneider R. et al. Where does galactic dust come from? // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2018. — . Vol. 473, no. 4. P. 4538–4543. [arXiv:astro-ph.GA/1707.05328](#).
38. Heck P. R., Greer J., Kööp L. et al. Lifetimes of interstellar dust from cosmic ray exposure ages of presolar silicon carbide // [Proceedings of the National Academy of Science](#). 2020. — . Vol. 117, no. 4. P. 1884–1889.
39. Mattsson L., De Cia A., Andersen A. C., Petitjean P. Dust-depletion se-

- quences in damped Lyman- α absorbers. II. The composition of cosmic dust, from low-metallicity systems to the Galaxy // *Astron. and Astrophys.* 2019. — . Vol. 624. P. A103. [arXiv:astro-ph.GA/1901.04710](#).
40. Mattsson L. Galactic dust evolution with rapid dust formation in the interstellar medium due to hypersonic turbulence // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2020. — . Vol. 491, no. 3. P. 4334–4344. [arXiv:astro-ph.GA/1911.12751](#).
41. Mattsson L. On the grain-sized distribution of turbulent dust growth // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2020. — . Vol. 499, no. 4. P. 6035–6043. [arXiv:astro-ph.GA/2010.01953](#).
42. Li X.-Y., Mattsson L. Dust Growth by Accretion of Molecules in Supersonic Interstellar Turbulence // *Astrophys. J.* 2020. — . Vol. 903, no. 2. P. 148. [arXiv:astro-ph.GA/2009.00151](#).
43. Commerçon B., Lebreuilly U., Price D. J. et al. Dynamics of dust grains in turbulent molecular clouds. Conditions for decoupling and limits of different numerical implementations // *Astron. and Astrophys.* 2023. — . Vol. 671. P. A128. [arXiv:astro-ph.GA/2301.04946](#).
44. Vasiliev E. O., Nath B. B., Shchekinov Y. Evolution of multiple supernova remnants // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2015. — . Vol. 446, no. 2. P. 1703–1715. [arXiv:astro-ph.GA/1401.5070](#).
45. Vasiliev E. O., Shchekinov Y. A., Nath B. B. Evolution of clustered supernovae // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2017. — . Vol. 468, no. 3. P. 2757–2770. [arXiv:astro-ph.GA/1703.07331](#).
46. Youdin A., Johansen A. Protoplanetary Disk Turbulence Driven by the Streaming Instability: Linear Evolution and Numerical Methods // *Astrophys. J.* 2007. — . Vol. 662, no. 1. P. 613–626. [arXiv:astro-ph/0702625](#).
47. Mignone A., Flock M., Vaidya B. A Particle Module for the PLUTO Code.

- III. Dust // *Astrophys. J. Suppl.* 2019. — . Vol. 244, no. 2. P. 38. [arXiv:astro-ph.EP/1908.10793](#).
48. Moseley E. R., Teyssier R., Draine B. T. Dust dynamics in RAMSES - I. Methods and turbulent acceleration // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2023. — . Vol. 518, no. 2. P. 2825–2844. [arXiv:astro-ph.GA/2204.07681](#).
49. Vasiliev E. O. Non-equilibrium cooling rate for a collisionally cooled metal-enriched gas // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2013. Vol. 431, no. 1. P. 638–647. [arXiv:astro-ph.CO/1302.0159](#).
50. Ferland G. J., Korista K. T., Verner D. A. et al. CLOUDY 90: Numerical Simulation of Plasmas and Their Spectra // *PASP*. 1998. — . Vol. 110, no. 749. P. 761–778.
51. Draine B. T. *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*. Princeton University Press, 2011.
52. Klein R. I., McKee C. F., Colella P. On the Hydrodynamic Interaction of Shock Waves with Interstellar Clouds. I. Nonradiative Shocks in Small Clouds // *Astrophys. J.* 1994. — . Vol. 420. P. 213.
53. Nakamura F., McKee C. F., Klein R. I., Fisher R. T. On the Hydrodynamic Interaction of Shock Waves with Interstellar Clouds. II. The Effect of Smooth Cloud Boundaries on Cloud Destruction and Cloud Turbulence // *Astrophys. J. Suppl.* 2006. — . Vol. 164, no. 2. P. 477–505. [arXiv:astro-ph/0511016](#).
54. Slavin J. D., Dwek E., Mac Low M.-M., Hill A. S. The Dynamics, Destruction, and Survival of Supernova-formed Dust Grains // *Astrophys. J.* 2020. — . Vol. 902, no. 2. P. 135. [arXiv:astro-ph.HE/2009.01895](#).
55. Vasiliev E. O., Shchekinov Y. A. Dust evolution in a supernova interacting with the ISM // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2024. — . Vol. 527, no. 3. P. 8755–8767. [arXiv:astro-ph.GA/2308.03106](#).
56. Matsuura M., Dwek E., Meixner M. et al. Herschel Detects a Massive Dust

- Reservoir in Supernova 1987A // [Science](#). 2011.—. Vol. 333, no. 6047. P. 1258. [arXiv:astro-ph.SR/1107.1477](#).
57. Matsuura M., Dwek E., Barlow M. J. et al. A Stubbornly Large Mass of Cold Dust in the Ejecta of Supernova 1987A // [Astrophys. J.](#) 2015.—. Vol. 800, no. 1. P. 50. [arXiv:astro-ph.SR/1411.7381](#).
 58. Wesson R., Bevan A. Observational Limits on the Early-time Dust Mass in SN 1987A // [Astrophys. J.](#) 2021.—. Vol. 923, no. 2. P. 148. [arXiv:astro-ph.SR/2111.06896](#).
 59. Rho J., Kozasa T., Reach W. T. et al. Freshly Formed Dust in the Cassiopeia A Supernova Remnant as Revealed by the Spitzer Space Telescope // [Astrophys. J.](#) 2008.—. Vol. 673, no. 1. P. 271–282. [arXiv:astro-ph/0709.2880](#).
 60. Barlow M. J., Krause O., Swinyard B. M. et al. A Herschel PACS and SPIRE study of the dust content of the Cassiopeia A supernova remnant // [Astron. and Astrophys.](#) 2010.—. Vol. 518. P. L138. [arXiv:astro-ph.GA/1005.2688](#).
 61. De Looze I., Barlow M. J., Swinyard B. M. et al. The dust mass in Cassiopeia A from a spatially resolved Herschel analysis // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2017.—. Vol. 465, no. 3. P. 3309–3342. [arXiv:astro-ph.GA/1611.00774](#).
 62. Niculescu-Duvaz M., Barlow M. J., Bevan A. et al. The dust mass in Cassiopeia A from infrared and optical line flux differences // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2021.—. Vol. 504, no. 2. P. 2133–2145. [arXiv:astro-ph.GA/2103.12705](#).
 63. Gomez H. L., Krause O., Barlow M. J. et al. A Cool Dust Factory in the Crab Nebula: A Herschel Study of the Filaments // [Astrophys. J.](#) 2012.—. Vol. 760, no. 1. P. 96. [arXiv:astro-ph.GA/1209.5677](#).
 64. Temim T., Dwek E. The Importance of Physical Models for Deriving Dust Masses and Grain Size Distributions in Supernova Ejecta. I. Radiatively Heated Dust in the Crab Nebula // [Astrophys. J.](#) 2013.—. Vol. 774, no. 1.

- P. 8. [arXiv:astro-ph.GA/1302.5452](#).
65. De Looze I., Barlow M. J., Bandiera R. et al. The dust content of the Crab Nebula // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2019.—. Vol. 488, no. 1. P. 164–182. [arXiv:astro-ph.HE/1906.02203](#).
 66. Stanimirović S., Bolatto A. D., Sandstrom K. et al. Spitzer Space Telescope Detection of the Young Supernova Remnant 1E 0102.2-7219 // [Astrophys. J. Let.](#) 2005.—. Vol. 632, no. 2. P. L103–L106. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0509786](#).
 67. Sandstrom K. M., Bolatto A. D., Stanimirović S. et al. Measuring Dust Production in the Small Magellanic Cloud Core-Collapse Supernova Remnant 1E 0102.2-7219 // [Astrophys. J.](#) 2009.—. Vol. 696, no. 2. P. 2138–2154. [arXiv:astro-ph/0810.2803](#).
 68. Lewis G. M., Austin P. H. An iterative method for generating scaling log-normal simulations // in 11th Conference on Atmospheric Radiation, American Meteorological Society Conference Series, eds. G. Smith, and J. Brodie. 2002. P. 1–4.
 69. Heyer M., Krawczyk C., Duval J., Jackson J. M. Re-Examining Larson’s Scaling Relationships in Galactic Molecular Clouds // [Astrophys. J.](#) 2009.—. Vol. 699, no. 2. P. 1092–1103. [arXiv:astro-ph/0809.1397](#).
 70. Colombo D., Hughes A., Schinnerer E. et al. The PdBI Arcsecond Whirlpool Survey (PAWS): Environmental Dependence of Giant Molecular Cloud Properties in M51 // [Astrophys. J.](#) 2014.—. Vol. 784, no. 1. P. 3. [arXiv:astro-ph.GA/1401.1505](#).
 71. Khoperskov S. A., Vasiliev E. O., Ladeyschikov D. A. et al. Giant molecular cloud scaling relations: the role of the cloud definition // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2016.—. Vol. 455, no. 2. P. 1782–1795. [arXiv:astro-ph.GA/1508.04966](#).
 72. Mathis J. S., Ruml W., Nordsieck K. H. The size distribution of interstellar

- grains. // [Astrophys. J.](#) 1977. Vol. 217. P. 425–433.
73. Vasiliev E. O. Non-equilibrium ionization states and cooling rates of photoionized enriched gas // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2011. Vol. 414, no. 4. P. 3145–3157. [arXiv:astro-ph.CO/1009.1026](#).
 74. Toro E. [Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction](#). Springer Berlin Heidelberg, 2009. ISBN: 9783540498346. URL: <https://books.google.ru/books?id=SqEjX0um8o0C>.
 75. Klingenberg C., Schmidt W., Waagan K. Numerical comparison of Riemann solvers for astrophysical hydrodynamics // [Journal of Computational Physics](#). 2007. — . Vol. 227, no. 1. P. 12–35. [arXiv:astro-ph/0711.4141](#).
 76. Epstein P. S. On the Resistance Experienced by Spheres in their Motion through Gases // [Physical Review](#). 1924. — . Vol. 23, no. 6. P. 710–733.
 77. Baines M. J., Williams I. P., Asebiomo A. S. Resistance to the motion of a small sphere moving through a gas // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1965. — . Vol. 130. P. 63.
 78. Weidenschilling S. J. Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1977. — . Vol. 180. P. 57–70.
 79. Nozawa T., Kozasa T., Habe A. Dust Destruction in the High-Velocity Shocks Driven by Supernovae in the Early Universe // [Astrophys. J.](#) 2006. — . Vol. 648, no. 1. P. 435–451. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0605193](#).
 80. Hirashita H., Yan H. Shattering and coagulation of dust grains in interstellar turbulence // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2009. — . Vol. 394, no. 2. P. 1061–1074. [arXiv:astro-ph/0812.3451](#).
 81. Murga M. S., Wiebe D. S., Sivkova E. E., Akimkin V. V. SHIVA: a dust destruction model // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2019. — . Vol. 488, no. 1. P. 965–977. [arXiv:astro-ph.GA/1906.11308](#).
 82. Martínez-González S., Wünsch R., Silich S. et al. Supernovae within

- Pre-existing Wind-blown Bubbles: Dust Injection versus Ambient Dust Destruction // *Astrophys. J.* 2019. — . Vol. 887, no. 2. P. 198. [arXiv:astro-ph.GA/1911.05079](#).
83. McKee C. F., Hollenbach D. J., Seab G. C., Tielens A. G. G. M. The Structure of Time-dependent Interstellar Shocks and Grain Destruction in the Interstellar Medium // *Astrophys. J.* 1987. — . Vol. 318. P. 674.
 84. Seab C. G. Grain Destruction, Formation, and Evolution // *Interstellar Processes* / Ed. by D. J. Hollenbach, J. Thronson, Harley A. Vol. 134. 1987. — . P. 491.
 85. Korolev V. V., Vasiliev E. O., Kovalenko I. G., Shchekinov Y. A. Dynamics of a supernova envelope in a cloudy interstellar medium // *Astronomy Reports*. 2015. — . Vol. 59, no. 7. P. 690–708. [arXiv:astro-ph.GA/1506.09038](#).
 86. Slavin J. D., Smith R. K., Foster A. et al. Numerical Simulations of Supernova Remnant Evolution in a Cloudy Interstellar Medium // *Astrophys. J.* 2017. — . Vol. 846, no. 1. P. 77. [arXiv:astro-ph.HE/1708.02646](#).
 87. Wang Y., Bao B., Yang C., Zhang L. The impact of different interstellar medium structures on the dynamical evolution of supernova remnants // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2018. — . Vol. 478, no. 3. P. 2948–2961.
 88. Arendt R. G. An Infrared Survey of Galactic Supernova Remnants // *Astrophys. J. Suppl.* 1989. — . Vol. 70. P. 181.
 89. Saken J. M., Fesen R. A., Shull J. M. An IRAS Survey of Galactic Supernova Remnants // *Astrophys. J. Suppl.* 1992. — . Vol. 81. P. 715.
 90. Ita Y., Onaka T., Kato D. et al. AKARI IRC Survey of the Large Magellanic Cloud: Outline of the Survey and Initial Results // *Publ. of the Astr. Soc. of Japan*. 2008. — . Vol. 60. P. S435. [arXiv:astro-ph/0808.3022](#).
 91. Kato D., Ita Y., Onaka T. et al. AKARI Infrared Camera Survey of the Large Magellanic Cloud. I. Point-source Catalog // *Astron. J.* 2012. — . Vol. 144, no. 6. P. 179. [arXiv:astro-ph.CO/1210.3465](#).

92. Pinheiro Gonçalves D., Noriega-Crespo A., Paladini R. et al. The MIPS GAL View of Supernova Remnants in the Galactic Plane // *Astron. J.* 2011. — . Vol. 142, no. 2. P. 47. [arXiv:astro-ph.GA/1104.2894](#).
93. Seok J. Y., Koo B.-C., Onaka T. A Survey of Infrared Supernova Remnants in the Large Magellanic Cloud // *Astrophys. J.* 2013. — . Vol. 779, no. 2. P. 134. [arXiv:astro-ph.HE/1312.0460](#).
94. Chawner H., Marsh K., Matsuura M. et al. A catalogue of Galactic supernova remnants in the far-infrared: revealing ejecta dust in pulsar wind nebulae // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2019. — . Vol. 483, no. 1. P. 70–118. [arXiv:astro-ph.GA/1811.00034](#).
95. Chawner H., Gomez H. L., Matsuura M. et al. A complete catalogue of dusty supernova remnants in the Galactic plane // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2020. — . Vol. 493, no. 2. P. 2706–2744. [arXiv:astro-ph.GA/2001.05504](#).
96. Millard M. J., Ravi A. P., Rho J., Park S. A Spectroscopic Study of Supernova Remnants with the Infrared Space Observatory // *Astrophys. J. Suppl.* 2021. — . Vol. 257, no. 2. P. 36. [arXiv:astro-ph.GA/2108.07461](#).
97. Matsuura M., Ayley V., Chawner H. et al. Spitzer and Herschel studies of dust in supernova remnants in the Small Magellanic Cloud // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2022. — . Vol. 513, no. 1. P. 1154–1174. [arXiv:astro-ph.HE/2203.01931](#).
98. Milisavljevic D., Temim T., De Looze I. et al. A JWST Survey of the Supernova Remnant Cassiopeia A // *Astrophys. J. Let.* 2024. — . Vol. 965, no. 2. P. L27. [arXiv:astro-ph.HE/2401.02477](#).
99. Dwek E., Arendt R. G. Dust-gas interactions and the infrared emission from hot astrophysical plasmas. // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 1992. — . Vol. 30. P. 11–50.
100. Drozdov S. A., Dedikov S. Y., Vasiliev E. O. Far-Infrared Emission from a Late Supernova Remnant in an Inhomogeneous Medium // *Astrophysical*

- Bulletin. 2025. — . Vol. 80, no. 1. P. 22–37.
101. Dwek E. Temperature Fluctuations and Infrared Emission from Dust Particles in a Hot Gas // [Astrophys. J.](#) 1986. — . Vol. 302. P. 363.
 102. Drozdov S. A., Shchekinov Y. A. Temperature of Dust in Hot Plasmas // [Astrophysics](#). 2019. — . Vol. 62, no. 4. P. 540–555.
 103. Draine B. T., Anderson N. Temperature fluctuations and infrared emission from interstellar grains. // [Astrophys. J.](#) 1985. — . Vol. 292. P. 494–499.
 104. Drozdov S. A. Emission Spectrum of Dust in a Cooling Gas // [Astrophysics](#). 2021. — . Vol. 64, no. 1. P. 126–140.
 105. Draine B. T., Lee H. M. Optical Properties of Interstellar Graphite and Silicate Grains // [Astrophys. J.](#) 1984. — . Vol. 285. P. 89.
 106. Galliano F. A Nearby Galaxy Perspective on Interstellar Dust Properties and their Evolution // [Habilitation Thesis](#). 2022. — . P. 1. [arXiv:astro-ph.GA/2202.01868](#).
 107. Kardashev N. S., Novikov I. D., Lukash V. N. et al. Review of scientific topics for the Millimetron space observatory // [Physics Uspekhi](#). 2014. — . Vol. 57, no. 12. P. 1199–1228. [arXiv:astro-ph.IM/1502.06071](#).
 108. Novikov I. D., Likhachev S. F., Shchekinov Y. A. et al. Objectives of the Millimetron Space Observatory science program and technical capabilities of its realization // [Physics Uspekhi](#). 2021. — . Vol. 64, no. 4. P. 386–419.
 109. Ostriker J., Silk J. Dust Cooling of Hot Gas // [Astrophys. J. Let.](#) 1973. — . Vol. 184. P. L113.
 110. Burke J. R., Silk J. Dust Grains in a Hot Gas. Basic Physics // [Astrophys. J.](#) 1974. — . Vol. 190. P. 1–10.
 111. Silk J., Burke J. R. Dust Grains in a Hot Gas. 11. Astrophysical Applications // [Astrophys. J.](#) 1974. — . Vol. 190. P. 11–18.
 112. Smith R. K., Krzewina L. G., Cox D. P. et al. Time-dependent Cooling and Grain Destruction in Hot Dusty Plasmas: A Simplified Model and Principal

- Results // [Astrophys. J.](#) 1996. — . Vol. 473. P. 864.
113. Dwek E. The Infrared Diagnostic of a Dusty Plasma with Applications to Supernova Remnants // [Astrophys. J.](#) 1987. — . Vol. 322. P. 812.
 114. Dwek E., Petre R., Szymkowiak A., Rice W. L. IRAS Observations of Supernova Remnants: A Comparison between Their Infrared and X-Ray Cooling Rates // [Astrophys. J. Let.](#) 1987. — . Vol. 320. P. L27.
 115. Graham J. R., Evans A., Albinson J. S. et al. IRAS Observations of Collisionally Heated Dust in Large Magellanic Cloud Supernova Remnants // [Astrophys. J.](#) 1987. — . Vol. 319. P. 126.
 116. Seok J. Y., Koo B.-C., Hirashita H. Dust Cooling in Supernova Remnants in the Large Magellanic Cloud // [Astrophys. J.](#) 2015. — . Vol. 807, no. 1. P. 100. [arXiv:astro-ph.GA/1506.07926](#).
 117. Meixner M., Gordon K. D., Indebetouw R. et al. Spitzer Survey of the Large Magellanic Cloud: Surveying the Agents of a Galaxy's Evolution (SAGE). I. Overview and Initial Results // [Astron. J.](#) 2006. — . Vol. 132, no. 6. P. 2268–2288. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0606356](#).
 118. Onaka T., Matsuhara H., Wada T. et al. The Infrared Camera (IRC) for AKARI – Design and Imaging Performance // [Publ. of the Astr. Soc. of Japan](#). 2007. — . Vol. 59. P. S401. [arXiv:astro-ph/0705.4144](#).
 119. Koo B.-C., Lee J.-J., Jeong I.-G. et al. Infrared Supernova Remnants and their Infrared-to-X-ray Flux Ratios // [Astrophys. J.](#) 2016. — . Vol. 821, no. 1. P. 20. [arXiv:astro-ph.GA/1602.03955](#).
 120. Todini P., Ferrara A. Dust formation in primordial Type II supernovae // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2001. — . Vol. 325, no. 2. P. 726–736. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0009176](#).
 121. Micelotta E. R., Dwek E., Slavin J. D. Dust destruction by the reverse shock in the Cassiopeia A supernova remnant // [Astron. and Astrophys.](#) 2016. — . Vol. 590. P. A65. [arXiv:astro-ph.GA/1602.02754](#).

122. Micelotta E. R., Matsuura M., Sarangi A. Dust in Supernovae and Supernova Remnants II: Processing and Survival // [Space Sci. Rev.](#). 2018. — . Vol. 214, no. 2. P. 53.
123. Kirchschrager F., Schmidt F. D., Barlow M. J. et al. Dust survival rates in clumps passing through the Cas A reverse shock - I. Results for a range of clump densities // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2019. — . Vol. 489, no. 4. P. 4465–4496. [arXiv:astro-ph.SR/1908.10875](#).
124. Priestley F. D., Chawner H., Matsuura M. et al. Revisiting the dust destruction efficiency of supernovae // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2021. — . Vol. 500, no. 2. P. 2543–2553. [arXiv:astro-ph.GA/2011.00937](#).
125. Ferland G. J., Chatzikos M., Guzmán F. et al. The 2017 Release Cloudy // [Revista Mexicana Astronom. Astrofís.](#) . 2017. — . Vol. 53. P. 385–438. [arXiv:astro-ph.GA/1705.10877](#).
126. Dedikov S. Y., Vasiliev E. O. Inhibited destruction of dust by supernova in a clumpy medium // [New Astronomy](#). 2025. — . Vol. 114. P. 102293. [arXiv:astro-ph.GA/2404.18317](#).
127. Leahy D., Wang Y., Lawton B. et al. Emission Measures and Emission-measure-weighted Temperatures of Shocked Interstellar Medium and Ejecta in Supernova Remnants // [Astron. J.](#) 2019. — . Vol. 158, no. 4. P. 149. [arXiv:astro-ph.GA/1902.08284](#).
128. Ranasinghe S., Leahy D. A Statistical Analysis of Galactic Radio Supernova Remnants // [Astrophys. J. Suppl.](#) 2023. — . Vol. 265, no. 2. P. 53. [arXiv:astro-ph.GA/2302.06593](#).
129. Pei Y. C. Interstellar Dust from the Milky Way to the Magellanic Clouds // [Astrophys. J.](#) 1992. — . Vol. 395. P. 130.
130. Troja E., Bocchino F., Reale F. XMM-Newton Observations of the Supernova Remnant IC 443. I. Soft X-Ray Emission from Shocked Interstellar Medium // [Astrophys. J.](#) 2006. — . Vol. 649, no. 1. P. 258–267. [arXiv:astro-ph.GA/0605101](#).

[iv:astro-ph/astro-ph/0606313](#).

131. Troja E., Bocchino F., Miceli M., Reale F. XMM-Newton observations of the supernova remnant IC 443. II. Evidence of stellar ejecta in the inner regions // [Astron. and Astrophys.](#) 2008. — . Vol. 485, no. 3. P. 777–785. [arXiv:astro-ph/0804.1049](#).
132. Li J., Jiang B., Zhao H. Dust Mass Associated with the Supernova Remnant IC 443 When Emission Meets Extinction // [Astrophys. J.](#) 2022. — . Vol. 927, no. 2. P. 226. [arXiv:astro-ph.HE/2202.05174](#).
133. White R. L., Long K. S. Supernova Remnant Evolution in an Interstellar Medium with Evaporating Clouds // [Astrophys. J.](#) 1991. — . Vol. 373. P. 543.
134. Chevalier R. A. Supernova Remnants in Molecular Clouds // [Astrophys. J.](#) 1999. — . Vol. 511, no. 2. P. 798–811. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9805315](#).
135. Braun R., Strom R. G. The structure and dynamics of evolved supernova remnants. The IC 443 complex. // [Astron. and Astrophys.](#) 1986. — . Vol. 164. P. 193–207.
136. Bykov A. M., Krassilchtchikov A. M., Uvarov Y. A. et al. Isolated X-Ray-Infrared Sources in the Region of Interaction of the Supernova Remnant IC 443 with a Molecular Cloud // [Astrophys. J.](#) 2008. — . Vol. 676, no. 2. P. 1050–1063. [arXiv:astro-ph/0801.1255](#).
137. Cox D. P., Smith B. W. Large-Scale Effects of Supernova Remnants on the Galaxy: Generation and Maintenance of a Hot Network of Tunnels // [Astrophys. J. Let.](#) 1974. — . Vol. 189. P. L105.
138. McKee C. F., Ostriker J. P. A theory of the interstellar medium: three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. // [Astrophys. J.](#) 1977. — . Vol. 218. P. 148–169.
139. Elmegreen B. G., Lada C. J. Sequential formation of subgroups in OB associations. // [Astrophys. J.](#) 1977. — . Vol. 214. P. 725–741.

140. Vazquez-Semadeni E., Ostriker E. C., Passot T. et al. [Compressible MHD Turbulence: Implications for Molecular Cloud and Star Formation](#) // Protostars and Planets IV / Ed. by V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell. 2000. — . P. 3. [arXiv:astro-ph/9903066](#).
141. Mac Low M.-M., Klessen R. S. Control of star formation by supersonic turbulence // [Reviews of Modern Physics](#). 2004. — . Vol. 76, no. 1. P. 125–194. [arXiv:astro-ph/0301093](#).
142. Monceau-Baroux R., Keppens R. Shock-cloud interaction and gas-dust spatial separation // [Astron. and Astrophys.](#) 2017. — . Vol. 600. P. A134.
143. Yirak K., Frank A., Cunningham A. J. Self-convergence of Radiatively Cooling Clumps in the Interstellar Medium // [Astrophys. J.](#) 2010. — . Vol. 722, no. 1. P. 412–424. [arXiv:astro-ph.SR/0912.4777](#).
144. Sgro A. G. The collision of a strong shock with a gas cloud: a model for Cassiopeia A. // [Astrophys. J.](#) 1975. — . Vol. 197. P. 621–634.
145. Woodward P. R. Shock-driven implosion of interstellar gas clouds and star formation. // [Astrophys. J.](#) 1976. — . Vol. 207. P. 484–501.
146. Nittmann J., Falle S. A. E. G., Gaskell P. H. The dynamical destruction of shocked gas clouds // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1982. — . Vol. 201. P. 833–847.
147. Tenorio-Tagle G., Rozyczka M. The hydrodynamics of clouds overtaken by supernova remnants. I - Cloud crushing phenomena // [Astron. and Astrophys.](#) 1986. — . Vol. 155, no. 1. P. 120–128.
148. Bedogni R., Woodward P. R. Shock wave interactions with interstellar clouds. // [Astron. and Astrophys.](#) 1990. — . Vol. 231. P. 481–498.
149. Stone J. M., Norman M. L. The Three-dimensional Interaction of a Supernova Remnant with an Interstellar Cloud // [Astrophys. J. Let.](#) 1992. — . Vol. 390. P. L17.
150. Mac Low M.-M., McKee C. F., Klein R. I. et al. Shock Interactions with Mag-

- netized Interstellar Clouds. I. Steady Shocks Hitting Nonradiative Clouds // [Astrophys. J.](#) 1994. — . Vol. 433. P. 757.
151. Matvienko E. E., Shchekinov Y. A. The dynamics of the shock disruption of interstellar clouds // [Astronomy Reports](#). 2007. — . Vol. 51, no. 2. P. 109–118.
 152. Bychkov K. V., Pikelner S. B. Interstellar density fluctuations and the disparity between the optical and X-ray velocities of supernova remnants. // [Soviet Astronomy Letters](#). 1975. — . Vol. 1. P. 14–16.
 153. McKee C. F., Cowie L. L. The interaction between the blast wave of a supernova remnant and interstellar clouds. // [Astrophys. J.](#) 1975. — . Vol. 195. P. 715–725.
 154. Zhang D., Thompson T. A., Quataert E., Murray N. Entrainment in trouble: cool cloud acceleration and destruction in hot supernova-driven galactic winds // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2017. — . Vol. 468, no. 4. P. 4801–4814. [arXiv:astro-ph.GA/1507.01951](#).
 155. Gronke M., Oh S. P. The growth and entrainment of cold gas in a hot wind // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2018. — . Vol. 480, no. 1. P. L111–L115. [arXiv:astro-ph.GA/1806.02728](#).
 156. Shchekinov Y. A., Vasiliev E. O., Shustov B. M. Initial episodes of the chemical evolution of the intergalactic medium // [Physics Uspekhi](#). 2023. — . Vol. 66, no. 11. P. 1071–1094.
 157. Silvia D. W., Smith B. D., Shull J. M. Numerical Simulations of Supernova Dust Destruction. I. Cloud-crushing and Post-processed Grain Sputtering // [Astrophys. J.](#) 2010. — . Vol. 715, no. 2. P. 1575–1590. [arXiv:astro-ph.GA/1001.4793](#).
 158. Veilleux S., Maiolino R., Bolatto A. D., Aalto S. Cool outflows in galaxies and their implications // [Astron. and Astrophys Rev.](#) 2020. — . Vol. 28, no. 1. P. 2. [arXiv:astro-ph.GA/2002.07765](#).

159. Xu J., Stone J. M. The Hydrodynamics of Shock-Cloud Interactions in Three Dimensions // [Astrophys. J.](#) 1995. — . Vol. 454. P. 172.
160. de Avellez M. A., Mac Low M.-M. Mixing Timescales in a Supernova-driven Interstellar Medium // [Astrophys. J.](#) 2002. — . Vol. 581, no. 2. P. 1047–1060. [arXiv:astro-ph/0208441](#).
161. Federrath C., Glover S. C. O., Klessen R. S., Schmidt W. Turbulent mixing in the interstellar medium: an application for Lagrangian tracer particles // [Physica Scripta Volume T.](#) 2008. — . Vol. 132. P. 014025. [arXiv:astro-ph/0805.0196](#).
162. Vazza F., Gheller C., Brunetti G. The mixing and transport properties of the intra cluster medium: a numerical study using tracers particles // [Astron. and Astrophys.](#) 2010. — . Vol. 513. P. A32. [arXiv:astro-ph.CO/0910.1925](#).
163. Dubey A., Daley C., ZuHone J. et al. Imposing a Lagrangian Particle Framework on an Eulerian Hydrodynamics Infrastructure in FLASH // [Astrophys. J. Suppl.](#) 2012. — . Vol. 201, no. 2. P. 27.
164. Dedikov S., Vasiliev E. Tracking Dusty Cloud Crushed by a Hot Flow // [Universe.](#) 2024. — . Vol. 10, no. 4. P. 155. [arXiv:astro-ph.GA/2404.00381](#).
165. Farber R. J., Gronke M. The survival of multiphase dusty clouds in hot winds // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2022. — . Vol. 510, no. 1. P. 551–567. [arXiv:astro-ph.GA/2107.07991](#).
166. Ménard B., Scranton R., Fukugita M., Richards G. Measuring the galaxy-mass and galaxy-dust correlations through magnification and reddening // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2010. — . Vol. 405, no. 2. P. 1025–1039. [arXiv:astro-ph.CO/0902.4240](#).
167. Peek J. E. G., Ménard B., Corrales L. Dust in the Circumgalactic Medium of Low-redshift Galaxies // [Astrophys. J.](#) 2015. — . Vol. 813, no. 1. P. 7. [arXiv:astro-ph.GA/1411.3333](#).
168. Muller S., Wu S. Y., Hsieh B. C. et al. Searching for Dust in the Intracluster

Medium from Reddening of Background Galaxies // [Astrophys. J.](#) 2008. —
. Vol. 680, no. 2. P. 975–980. [arXiv:astro-ph/0801.2613](#).