

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА

На правах рукописи УДК

Дроздов Сергей Александрович

**Эмиссионные характеристики внутренних
областей галактик в инфракрасном и
субмиллиметровом диапазонах**

01.03.02 – Астрофизика и звездная астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д.ф.-м.н., профессор Щекинов Ю.А.

Москва – 2022

Оглавление

Глава 1. Введение	4
1.1. Цели работы и актуальность	8
1.2. Научная новизна	9
1.3. Научная значимость	10
1.4. Положения, выносимые на защиту	11
1.5. Апробация работы	12
1.6. Публикации по теме диссертации	14
1.7. Личный вклад	15
Глава 2. Температура пыли в горячей плазме	16
2.1. Введение к Главе 2	16
2.2. Температура пыли за фронтом ударной волны	19
2.2.1. Функция распределения температуры пыли	21
2.3. Тепловой спектр пыли, окруженной горячей плазмой	26
2.4. Обсуждение результатов	28
2.5. Заключение к главе 2	31
Глава 3. Спектр эмиссии пыли в остывающем газе	33
3.1. Введение к главе 3	33
3.2. Тепловая эволюция газа за фронтом ударной волны	35
3.3. Модель тепловой эволюции пыли	37
3.4. Статистическая модель расчёта ФРТ.	39
3.5. Результаты	41
3.5.1. Усреднённая по ФРТ пыли температура	42
3.5.2. Эволюция спектра эмиссии пыли	43
3.6. Заключение к главе 3	50

Глава 4. Разрушение пыли в горячих газодинамических течениях	51
4.1. Введение к главе 4	51
4.2. Построение карт излучения пыли	52
4.3. Разрушение пыли	53
4.4. Заключение к главе 4	58
Глава 5. Горячий ветер над ОВ-ассоциациями	60
5.1. Введение к главе 5	60
5.2. Модель	61
5.3. Результаты	66
5.3.1. Динамика пузырей	66
5.3.2. Эмиссия газа	73
5.3.3. Эмиссия пыли в горячем газе	77
5.4. Обсуждение	80
5.5. Заключение к главе 5	81
Глава 6. Заключение	85
Приложение А.	88
А.1. Доля поглощенной энергии	88
А.2. Начальная температура пылинки	88
А.3. Теплоемкость	90
А.4. Коэффициент поглощения	90
А.5. Расчет функции распределения температуры	91
А.6. Число пылинок	92
Список литературы	94

Глава 1

Введение

Современная астрофизика – это всеволновая наука, которая на сегодняшний день описывает весь наблюдаемый спектр электромагнитных (ЭМ) волн. Важным для понимания процессов, протекающих во Вселенной, является инфракрасный (ИК) диапазон (1–700 мкм), а также смежный к нему субмиллиметровый (300 мкм–1 мм) диапазон. Впервые ИК излучение было открыто Гершелем в 1800 году. В 60-х годах прошлого века начали проводиться первые астрономические наблюдения неба [1] в ближнем ИК диапазоне. Из-за сильного поглощения в атмосфере наблюдателю на поверхности Земли доступна только малая часть спектра в этих диапазонах. Вследствие этого телескопы необходимо было поднимать или на аэростатах, или в горы, либо выводить на орбиту.

Одним из основных источников излучения в ИК диапазоне является пыль. Она встречается повсеместно в межзвёздной среде (МЗС) Галактики и за её пределами [2]. В Млечном пути (МП) большая её часть сосредоточена в газовом диске, что заметно в наблюдениях в виде сильного поглощения излучения оптического и ультрафиолетового (УФ) диапазонов в плоскости диска. Наибольшее поглощение наблюдается в направлении холодных молекулярных облаков, где она играет ключевую роль в процессе звездообразования (ЗО). Нагрев пыли в результате столкновения с частицами газа позволяет отводить в виде теплового излучения пылинок лишнее тепло из молекулярного облака, обеспечивая его коллапс. Пыль может способствовать формированию молекул на своей поверхности, вплоть до самых сложных [3, 4]. В то же время пылевые частицы хорошо поглощают энергичные фотоны, что защищает от разрушения молекулы в плотных газовых конденсациях. Пылинки, кото-

рые обладают вытянутой геометрической структурой, имеют пространственную ориентацию вдоль силовых линий магнитного поля МП, что приводит к поляризации излучения в Галактике. Это является важным инструментом исследования магнитного поля в МЗС [5].

Нагретая пыль, как отмечалось выше, сама является источником излучения. В МЗС основной механизм нагрева пылинок происходит через поглощения фотонов видимого и УФ диапазонов, которые излучаются в первую очередь звёздным населением Галактики. Звёзды ранних спектральных классов являются мощными источниками УФ излучения. Вокруг них формируются области ионизованного водорода (НИ), которые также являются мощными источниками в ИК диапазоне [6, 7]. Высокоэнергичные кванты от молодых звёзд в ОВ-ассоциациях, поглощённые пылью, вызывают температурные флуктуации, особенно заметные у мелких пылинок. Впервые это было описано в работах [8, 9], а впоследствии детально изучено в работах [10, 11, 12]. Мощными источниками ИК излучения, которое ассоциируется с тепловой эмиссией пыли, являются остатки сверхновых звёзд (см., например, [13]). В горячем газе за фронтом ударной волны нагрев пыли будет, помимо УФ и рентгеновского излучения, осуществляться за счёт столкновений с частицами горячего газа [14, 15]. На поздних стадиях, когда собственное излучение остатка становится несущественным, а газ за фронтом ударной волны всё ещё достаточно горячий ($T \sim 10^6 - 10^7$ К), основным источником нагрева пыли становятся столкновения с частицами газа. Такие внешние условия, когда пыль греется преимущественно столкновениями, встречаются во множестве объектов: сверхоболочках от множественных вспышек сверхновых вокруг областей ЗО, галактических ветрах [16] или, как в нашей Галактике, в горячем газе Северного полярного шпура [17].

Понимание тепловых и эмиссионных свойств пыли важно также для интерпретации наблюдаемых спектров в ИК диапазоне от скоплений галактик

[18]. В скоплениях пыль выносится в межгалактическое пространство вместе с горячим газом, выметаемым из галактик в результате вспышек ЗО [19, 20]. Впервые присутствие пыли в межгалактическом пространстве заметили по эффектам покраснения фоновых источников [21, 22, 23], а впоследствии обнаружили и её собственную эмиссию [24]. Пылинки в скоплениях галактик находятся в горячей ($1 - 5$ КэВ) и разреженной плазме ($10^{-5} - 10^{-3}$ см $^{-3}$). Пыль в таких экстремальных условиях будет разрушаться под воздействием налетающих частиц газа [25, 26], при этом тем быстрее, чем меньше радиус пылинки. Поэтому распределение пыли будет меняться в таких условиях, что будет влиять на наблюдаемый ИК спектр излучения [27]. Учёт этого эффекта важен при моделировании эмиссии пыли в горячем газе скоплений галактик и не только, так как такие характеристики плазмы можно встретить и в расширяющихся остатках сверхновых, и в горячих ветрах над областями ЗО.

Пыль в центральной молекулярной зоне (ЦМЗ) будет греться как столкновениями с частицами газа, так и в результате поглощения фотонов. ЦМЗ – это область в центральной части Галактики, ограниченная размером примерно 250 пк [28], которая характеризуется высокой плотностью газа и большой дисперсией скоростей. Такие экстремальные свойства окружающего вещества позволяют исследовать процессы ЗО в исключительных условиях. Скорость звездообразования в ЦМЗ оценивается в $SFR = 0.04 - 0.1 M_{\odot}/\text{год}$, а полная масса газа $4 - 7 \times 10^7 M_{\odot}$ [29]. В то же время из соотношения Кенниката-Шмидта [30] темп звездообразования в ЦМЗ получается больше наблюдаемого на 1-2 порядка [31]. Это несоответствие наблюдаемых и предсказанных величин требует более детального исследования. Наблюдения ИК эмиссии от пыли может дать нам информацию об окружении, в котором она находится, и о механизмах её нагрева. Эта задача является очень важной для понимания процессов, которые идут в ЦМЗ, так как часто по температурам пыли, оцененным по наблюдениям спектра, восстанавливается температура газа. Однако

отмечается несоответствие между наблюдаемой температурой пыли и газа в ЦМЗ, хотя ранние теоретические модели [32] предсказывали их связь при высоких лучевых концентрациях газа. Так, из наблюдений в центре Галактики получена оценка температуры газа в $60 - 100$ К, в то время как оценка температуры пыли составляет $\sim 20 - 30$ К [33].

При наблюдении ЦМЗ в ИК диапазоне на луч зрения будет попадать большое количество областей ЗО, которые лежат вне этой зоны. Поэтому, чтобы получить параметры излучения и свойства пыли в ЦМЗ, нам необходимо выделять и оценивать влияние эмиссии от пыли, лежащей вдоль луча зрения, которая будет находиться в принципиально других условиях, а именно в разреженной ($n \approx 10^{-4} - 10^{-1}$ см $^{-3}$) и горячей ($T \approx 3 \times 10^7 - 10^6$ К) плазме, заполняющей расширяющиеся пузыри вокруг областей ЗО. Такие условия, как отмечалось выше, будут приводить к сильным температурным флуктуациям пылинок, заметным образом искажающим спектр излучения. Эти искажения могут менять наше представление о природе пыли в ЦМЗ и её окружении. Кроме того, количество областей ЗО на луче зрения по направлению к ЦМЗ известно с большой неопределённостью. Из оценок распределения массы НП в зависимости от галактоцентрического расстояния на рисунке 1.1 (см. подробнее [34]) можно оценить, что основная масса областей ЗО находится не далее $R_G \simeq 3 - 6$ кпк от центра МП. В Главе 5 мы рассматриваем область ЗО в этой внутренней области Галактики, учитывая, что поиск и отождествление новых ОВ-ассоциаций и вычет их вклада в эмиссионные характеристики пыли из ЦМЗ важны для решения наблюдаемых особенностей центра Галактики.

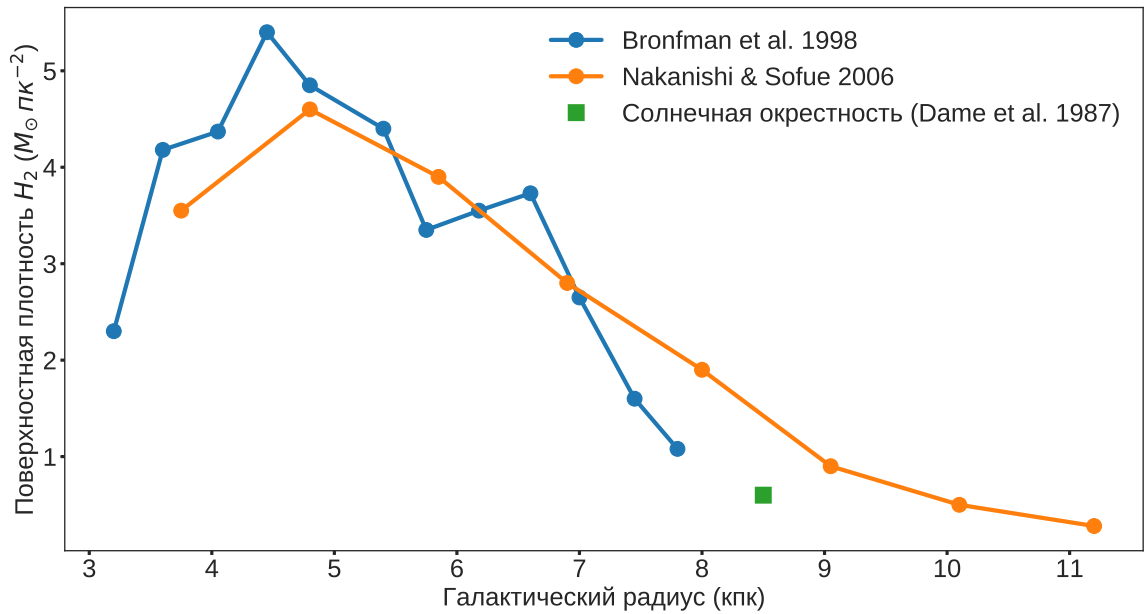


Рис. 1.1. Радиальное распределение поверхностной плотности H₂, как функции галактоцентрического расстояния. Иллюстративный рисунок из работы [34]

1.1. Цели работы и актуальность

Исследование процессов, протекающих в объектах, о которых упоминалось выше, предполагает достоверную интерпретацию наблюдаемых спектров в ИК диапазоне, где основным источником излучения является пыль. Она, находясь в условиях горячей и разреженной плазмы, будет испытывать сильные температурные флуктуации (подробнее об этом пойдёт речь в Главе 2-3), что не позволяет рассматривать её температурное поведение, как стационарный процесс. Следовательно, необходимо построение математической модели стохастического нагрева пылинок в горячем газе для изучения эмиссионных характеристик в ИК диапазоне пыли. Поэтому целью данного диссертационного исследования является:

- Построение функций распределения температур силикатных и графитовых пылинок разных размеров в зависимости от параметров окружающего газа (температуры и плотности). Расчёт суммарного спектра излучения, который получается интегрированием по спектру размеров

пылинок, а также изучение его эволюционных особенностей. Исследование эмиссионной способности пыли, нагреваемой в стохастическом режиме в газе за фронтами ударных волн.

- Разработка статистического метода построения функций распределения температур пылинок, который являлся бы более быстрым методом, чем описанный ранее в работе [35] итеративный метод. Рассмотрение тепловой эволюции газа за фронтом ударной волны в процессе его остывания. Анализ теплового поведения пыли, а также изучение влияния изменения параметров остывающего газа на эмиссионные характеристики пыли.
- Разработка метода построения карт излучения пыли в горячих газодинамических течениях при трёхмерном моделировании. Оценка влияния процесса разрушения пылинок на их светимость при моделировании сверхоболочек над галактикой со вспышкой звёздообразования. Моделирование формирования истечений над областями ЗО и создание карт излучения в ИК диапазоне. Изучение возможности обнаружения молодых звёздных скоплений по эмиссионным характеристикам пыли в горячих "шапках" – над областями звёздообразования.

1.2. Научная новизна

- Впервые показано, что эмиссионная способность мелкой пыли ($a \leq 100 \text{ \AA}$), нагреваемой в стохастическом режиме столкновениями с частицами газа, заметно превосходит таковую для крупной пыли ($a > 100 \text{ \AA}$) и для пыли, температура которой оценена из предположения о равновесии между нагревом и охлаждением.
- Впервые исследовано тепловое поведение стохастически нагреваемой

пыли в остывающем газе за фронтом ударной волны. Показано, что тепловые режимы мелкой пыли ($a < 300 \text{ \AA}$) и более крупной различаются. Мелкие пылинки за счёт растущей эффективности передачи энергии со стороны частиц остывающего газа продолжают нагреваться, но в то же время крупные начинают остывать сразу.

- Впервые представлен метод учёта влияния разрушения пылинок на эмиссию пыли в ИК диапазоне в горячих газодинамических течениях, полученных в результате численного моделирования.
- Впервые показано, что эмиссионные характеристики пыли в горячем газе расширяющихся пузырей могут служить для идентификации маломассивных звёздных скоплений, особенно в направлении на центр Галактики.

1.3. Научная значимость

В последние несколько лет заметно возрос интерес к исследованию теплового режима пыли в центральных (ядерных) областях галактик, в окружении квазаров и областей активного звездообразования (вспышек звездообразования) как в локальной Вселенной, так и на больших красных смещениях, вплоть до начала периода реионизации. В этой связи можно указать несколько примеров направлений современных исследований: центр нашей Галактики – Центральная молекулярная зона с радиусом ~ 100 пк вокруг источника SgrA*, где наблюдается избыток инфракрасной эмиссии пыли (см., например, [36, 37]), галактика Arp220 вместе с популяцией ярких инфракрасных галактик ULIRGs – UltraLuminous Infrared Galaxies (см., например, [38, 39, 40, 41]), квазары на красных смещениях в эпоху реионизации $z \gtrsim 6$ (см., например, [42, 43]), пыль на больших красных смещениях – программа REBELS (см.,

например, [44, 45]). Во всех этих случаях тепловой режим пыли неявно предполагается стационарным, то есть эффектами стохастического нагрева пренебрегается. Вместе с тем, как следует из результатов, полученных в диссертации, при стохастическом нагреве излучательная способность пыли на единицу массы может быть заметно выше, чем для “равновесной” пыли. Пренебрежение этим обстоятельством может приводить к заметным ошибкам в определении температуры пыли, её массы и мощности нагревающих источников, и в целом к ошибочной интерпретации результатов наблюдений.

1.4. Положения, выносимые на защиту

1. При стохастическом нагреве пыли отнесённая к единице массы излучательная способность мелких пылинок ($a < 100 \text{ \AA}$) существенно превосходит таковую для крупных пылинок и пылинок с равновесной температурой. Это наблюдательно проявляется в бимодальности эмиссионного спектра пыли с пиками на коротких ($\lambda \sim 30 \text{ мкм}$) и длинных ($\lambda \sim 300 \text{ мкм}$) волнах и в цветовых характеристиках виновской части спектра.
2. В остывающем газе тепловые режимы мелкой ($a < 300 \text{ \AA}$) и более крупной пыли различаются: мелкие пылинки на начальном этапе эволюции (~ 3 млн. лет) продолжают нагреваться, пока окружающая плазма не остынет до температуры $T \sim 3 \times 10^6 \text{ К}$. Следовательно, суммарный спектр пыли в этот период эволюции определяется более горячей мелкой пылью.
3. В расширяющихся гигантских сверхоболочках вокруг ОВ-ассоциаций большая часть пыли сохраняется, благодаря большому различию динамического времени сверхоболочек и времени разрушения пылинок. Пузыри от коллективных вспышек сверхновых в ОВ-ассоциациях малой

массы ($\sim 10^3\text{--}10^4 M_{\odot}$) за пределами одной шкалы высоты их распределения $z_0 \sim 100$ пк могут достигать высоты ~ 400 пк над плоскостью Галактического диска. Их эмиссионные характеристики, определяемые неравновесной пылью, могут служить для идентификации маломассивных звездных скоплений, особенно в направлении центра Галактики ($-30^\circ < l < 30^\circ$ и $-5^\circ < b < 5^\circ$).

1.5. Апробация работы

Все результаты и положения, которые выносятся на защиту, апробированы в публикациях и обсуждены на всероссийских и международных конференциях. Результаты были представлены на следующих конференциях:

1. Актуальные проблемы внегалактической астрономии. ПРАО АКЦ, г. Пущино, 18-21.04 2017, «Эмиссионный спектр остатка сверхновой в области субмиллиметрового минимума» (устный доклад)
2. Актуальные проблемы внегалактической астрономии. ПРАО АКЦ, г. Пущино, 24-27.04 2018, «Спектральные особенности тепловой эмиссии многотемпературной пыли в центральной молекулярной зоне Галактики» (устный доклад)
3. Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра. ИКИ РАН, г. Москва, 2018. «Бимодальный спектр тепловой эмиссии пыли в горячих остатках сверхновых и центральных областей галактик» (постер)
4. Актуальные проблемы внегалактической астрономии. ПРАО АКЦ, г. Пущино, 24-26.04 2019, «Особенности эмиссии пыли в горячей плазме» (устный доклад)

5. 21 Gamow International Conference, Odessa, Ukraine, 15-21.08 2019. «Dust temperature in hot plasma» (постер)
6. Diversity of the local Universe. SAO RAS, 30.09-4.10 2019, «Emission characteristics of dust in cooling plasma» (постер)
7. Современная звёздная астрономия. SAO РАН, п. Нижний Архыз, 7-11.10 2019. «Моделирование спектра в субмиллиметровой и ИК области молодого звёздного скопления» (устный доклад)
8. Планетообразование и звёздообразование. АКЦ ФИАН, г. Москва, 12-13.11. 2019. «Модель стохастического нагрева пыли за фронтами ударных волн» (устный доклад)
9. Планетообразование и звёздообразование. АКЦ ФИАН, г. Москва, 10-11.11. 2020. «Диагностика этапов жизни звёздных скоплений в ИК диапазоне» (устный доклад)
10. Конференция «Идеи С.Б. Пикельнера и С.А. Каплана и современная астрофизика». ГАИШ МГУ, г. Москва, 8-12.02 2021. «Слабый галактический ветер в спокойных галактиках» (устный доклад)
11. 1st Moscow International Conference on mm/submm Astronomy. ASC LPI, Moscow, 12-15.04 2021. «Emission from hot bubbles by a quiescent star formation» (устный доклад)
12. Всероссийская астрономическая конференция. ГАИШ МГУ, г. Москва. 23-28.08 2021. «Эмиссия пыли в областях звёздообразования» (устный доклад)
13. Планетообразование и звёздообразование. АКЦ ФИАН, г. Москва, 23-24.11. 2021. «Эмиссия пыли в областях звёздообразования» (устный доклад)

14. Конференция, посвящённая 90-летию Николая Семёновича Кардашёва. «Вселенная: от большого взрыва до наших дней». АКЦ ФИАН, г. Москва, 25-26.04.2022. «ИК эмиссия пыли в горячих ветрах молодых OB-ассоциаций» (устный доклад)

1.6. Публикации по теме диссертации

Все результаты диссертационной работы опубликованы в рецензируемых журналах. Всего опубликовано 4 научные работы, которые изданы в рецензируемых журналах, входящих в международные базы цитирования Web of science и Scopus и удовлетворяющих требованиям Высшей аттестационной комиссии (ВАК) при Министерстве науки и высшего образования Российской Федерации.

1. **A1** Drozdov S.A., Shchekinov Yu.A. «Temperature of Dust in Hot Plasmas». *Astrophysics*, 2019. 62, № 4, pp. 540–555.
2. **A2** Drozdov S.A. "Emission Spectrum of Dust in a Cooling Gas". *Astrophysics*. 2021. 64, № 1, pp. 126–140.
3. **A3** Drozdov S.A., Vasiliev E.O. "Dust Destruction in Hot Gas Dynamic Flows". *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. 2021. 48, № 10, pp. 327–331.
4. **A4** Drozdov S.A., Vasiliev E.O., Ryabova M.V., Shchekinov Yu.A., Nath B.B. "Bubbles and OB associations". *Open Astronomy*. 2022. 31, №1, pp. 154-165.

1.7. Личный вклад

Автор диссертационной работы совместно с научным руководителем и соавторами активно участвовал в постановке исследовательских задач, выборе методов их решения, разработке программных пакетов для численного моделирования, интерпретации и обсуждения результатов и формулировке выводов. Во всех выносимых на защиту результатах вклад автора является основным и определяющим. Автор диссертации лично провёл следующие работы:

- В работе **1** автор самостоятельно разработал программный пакет для построения функций распределения температур пыли в горячем газе на основе итеративного метода. Численный код реализован на языке программирования Python и C. С помощью численного кода получены автором все результаты, которые описаны в работе.
- В работе **2** автор самостоятельно провёл все исследования и написал текст работы.
- В работе **3** автор самостоятельно разработал и применил метод учёта влияния разрушения пылинок на эмиссионные карты в ИК диапазоне в горячих газодинамических течениях. Также автор подготовил текст статьи.
- В работе **4** автором получены карты ИК эмиссии и оценки наблюдаемой температуры пыли в горячем ветре над OB-ассоциацией. Также автор подготовил текст соответствующих глав статьи.

Глава 2

Температура пыли в горячей плазме

2.1. Введение к Главе 2

Горячая пыль с температурой $T_d \gtrsim 20$ К встречается повсеместно в областях активного звездообразования ЗО, остатках сверхновых, галактических ветрах, в сверхярких инфракрасных галактиках. Механизмы нагрева ее различаются: в некоторых случаях – в областях ЗО преобладает нагрев ультрафиолетовым звездным излучением, в других – в горячем окологалактическом и межгалактическом газе, основной вклад вносит столкновительный нагрев за фронтами ударных волн. Примером горячей пыли ($T_d = 22\text{--}26$ К) за фронтом сильной ударной волны может служить пыль остатка сверхновой SN 1987 А в Большом Магеллановом облаке [13]. Еще более высокие температуры – $T_d \simeq 30\text{--}50$ К, демонстрирует пыль в сверхярких инфракрасных галактиках (ULIRGs – UltraLuminous Infrared Galaxies), (см., например, [46, 47, 48]). Хотя в части галактик этого типа пыль греется преимущественно звездным излучением, как, например, в ближайшей к нам A920 (см. обсуждение в [49]), в некоторых из них – “оптически ярких” по терминологии [48], вклад ударных волн в нагрев пыли может быть сравним с вкладом звездного излучения.

В нашей Галактике горячая пыль, нагретая ударными волнами, представлена, например, рентгеновским газом в Северном полярном шпуре – области в северо-восточной части галактических координат ($l = 0\text{--}45^\circ$, $b = 3\text{--}85^\circ$), окаймляющей Fermi-Bubbles [5]. В этом случае ударные волны являются единственным источником нагрева пыли, независимо от происхождения Северного полярного шпура, поскольку поле ультрафиолетового излучения в этой области не превышает заметно $F_{UV} \sim 1$ в единицах Хабинга (см., напри-

мер, обсуждение в [17]). По-видимому, близкими характеристиками обладает и пыль в протяженных областях горячего “коронального” газа в межзвездной среде Галактики – областях, занятых слившимися остатками сверхновых. Объемная доля газа может достигать 50–90% [50, 51], и хотя массовая доля такого газа составляет всего $\sim 10^{-3}$ [51], наиболее молодые и плотные области его могут быть различимы в тепловой эмиссии пыли в общем фоне (см. оценки ниже).

Безусловный интерес представляет пыль в окологалактических гало, в горячем газе скоплений галактик и в межгалактической среде (см. обзор [52]). В настоящее время единственный источник данных о пыли в таком окружении – это измерения экстинкции и покраснения фоновых источников оптического излучения (см., например, [53]), которые, как правило, отягощены наблюдательной селекцией из-за возможного неоднородного распределения поглощающих областей. С этой точки зрения, прямые наблюдения тепловой эмиссии пыли могут оказаться дополнительным источником информации, как это продемонстрировано в [54] для скоплений галактик.

Таким образом, понимание теплового режима пыли в горячем газе с “рентгеновскими” температурами и ее эмиссионных характеристик важно для корректного описания физического состояния межзвездного и окологалактического газа нашей и других галактик. К этому же ряду можно отнести морфологию, физическое состояние и эволюционный статус Северного полярного шпура, его связи с Fermi-Bubbles, а также газа у основания Fermi-Bubbles в центральной области Галактики. С этой целью в настоящей работе мы исследуем тепловой режим и эмиссионный спектр пыли, погруженной в горячий газ, нагретый предположительно сильной ударной волной. Более конкретно, исследуются временные вариации (“флуктуации”) температуры пылинок, возникающие вследствие того, что в условиях нагрева пыли в разреженной горячей плазме время остывания каждой отдельной пылинки может оказать-

ся короче времени, в течении которого частицы плазмы нагревают пылинку при столкновениях с ней. Возможность флуктуаций температуры мелких пылинок под действием ультрафиолетовых (УФ) квантов была предложена впервые в работе [8]. Детальное исследование этого явления в межзвездной среде было выполнено в работе [11].

Исследование флуктуаций температуры пыли в горячей плазме остатков сверхновых было впервые детально описано в [55, 35]. Существенным отличием нагрева пылинок УФ излучением в межзвездной среде и неупругими столкновениями частиц горячей плазмы состоит в величине передаваемой энергии в однократном акте поглощения УФ кванта или столкновения с частицей горячей плазмы. В первом случае типичная энергия кванта составляет ~ 10 эВ, во втором – энергия, полученная от столкнувшейся с пылинкой частицей плазмы может превышать $\gtrsim 100$ эВ. Иными словами, чтобы поддерживать заданное значение средней температуры пылевой частицы требуется по крайней мере на порядок большее количество поглощенных УФ квантов, чем столкнувшихся с ней частиц горячей плазмы. Поэтому при заданной средней температуре пылинок ее флуктуации в горячей плазме будут всегда больше.

Важным следствием временных флуктуаций температуры отдельных пылинок является их влияние на тепловой спектр всей массы пыли [35, 11]. Мы анализируем возможность идентификации физического состояния горячей плазмы по характеристикам теплового спектра пыли в области пика и в релей-джинсовской области. Мы ограничиваемся здесь обсуждением общих характеристик эмиссионного спектра; приложения к конкретным объектам будут описаны отдельно. В Параграфе 2.2 мы приводим функции распределения температуры пылинок с разным размером в зависимости от плотности и температуры окружающей плазмы, в Параграфе 2.3 анализируется их суммарный (интегрированный по спектру размеров пылинок) тепловой спектр и обсуждается его эволюционные особенности, в Параграфе 2.4 приводится об-

суждение результатов, Параграф 2.5 содержит заключение, вспомогательные функции, величины и процедуры приведены в Приложении.

2.2. Температура пыли за фронтом ударной волны

За фронтом ударной волны температура пыли определяется балансом столкновений с пылинкой тепловых ионов и электронов и ее радиационным остыванием [35, 56, 57, 58]; в настоящем разделе мы следуем описанию [35]. Скорость нагрева отдельной пылинки равна

$$H = \pi a^2 \sum_{e,i} n_k \int_0^{\infty} f_k(E) v_k(E) \sigma_k(E) E \eta(E) dE, \quad (2.1)$$

a – радиус пылинки, $f_k(E)$ – максвелловская функция распределения электронов ($k = e$) и ионов ($k = i$), $v_k(E)$ – скорость частиц плазмы, $\sigma_k(E)$ – сечение столкновения частицы плазмы с пылинкой (в общем случае учитывает кулоновскую фокусировку), $\eta(E)$ – доля энергии, передаваемая частицей плазмы на нагрев пылинки. Учитывая, что сечения столкновений и доли энергии, идущие на нагрев для электронов и ионов по порядку величины близки (см., например, приложение А в [59]), различия в скоростях нагрева столкновениями с электронами и ионами в (2.1) определяются в основном различиями в их тепловых скоростях, $v_e(E) = \sqrt{m_i/m_e} v_i(E) \geq 42 v_i(E)$, поэтому мы будем учитывать только вклад от электронных столкновений. Для $\eta(E)$ мы использовали выражение, приведенное в [35], см. Приложение А.1. В расчетах мы будем учитывать также нагрев пылинки фоновым реликтовым (микроволновым) излучением с температурой $T_{\text{СМВ}} = 2.7$ К, который поддерживает минимальную температуру пыли (см. Приложение А.5).

Радиационное остывание отдельной пылинки, имеющей температуру T_d , определяется выражением [56]

$$\Lambda = 4\pi a^2 \sigma_{\text{SB}} \langle Q_{\text{abs}} \rangle T_d^4 \quad (2.2)$$

σ_{SB} – постоянная Стефана–Больцмана, $\langle Q_{\text{abs}} \rangle \propto a T_d^2$ – усредненная по планковскому спектру эффективность поглощения пылинки (см. Приложение A.4).

В условиях разреженной плазмы существенным оказывается радиационное охлаждение пылинки между двумя последовательными столкновениями нагревающих ее электронов. Каждое столкновение электрона с пылинкой сопровождается скачкообразным¹ увеличением ее температуры: при температуре плазмы $T \sim 10^6$ К характерная величина этого скачка составляет примерно $\Delta T_d \sim 6 \text{ К}/a_{0.1}$ [35]. Если время остывания пылинки $\tau_c \sim 10^6 T_d^{-3}$ оказывается короче времени ее нагрева столкновениями с электронами τ_E , то пылинка будет испытывать резкие скачки температуры, сопровождаемые длительными $t \sim \tau_E$ промежутками остывания. Это выполняется при условии

$$\frac{4\pi}{3} n_e v_e C_m(T_d) \rho_d a^2 < \langle Q_{\text{abs}} \rangle \sigma_{\text{SB}} T_d^3, \quad (2.3)$$

где $C_m(T_d)$ – удельная (на грамм вещества) теплоемкость пылинки, ρ_d – плотность вещества пылинки, $\langle Q_{\text{abs}} \rangle$ – усредненная по планковскому распределению эффективность поглощения пылинки (см. Приложение A.4), σ_{SB} – постоянная Стефана–Больцмана, T_d – температура пылинки. В горячей плазме в широком интервале плотностей условие (2.3) выполняется даже для крупных пылинок $a \simeq 0.1$ мкм (см. рис 1 в [35]).

¹ Время установления теплового равновесия внутри пылинки после передачи ей энергии от электрона существенно короче остальных времён задачи.

2.2.1. Функция распределения температуры пыли

Для расчета функции распределения температуры (ФРТ) пыли $P(a, T)$ мы использовали подход, развитый в работе [35] (краткое описание дано в Приложении А.5). На рис. 2.1 приведены примеры ФРТ пылинок для набора температур (для панелей в вертикальном направлении) и концентраций (для панелей в горизонтальном направлении) плазмы. Общим для этих распределений является узкое распределение для крупных частиц ($z > 0.05$ мкм) и все более широкое для частиц меньших размеров, для которых порция энергии от отдельного электрона ($\Delta E \sim 0.01$ эВ) сравнима с энтальпией частицы. Для мелких частиц ФРТ демонстрирует протяженный хвост в области высоких температур $T \gtrsim \Delta E/k_B \sim 100$ К. В области низких температур при $n \lesssim 0.3$ см⁻³ распределение для мелких пылинок тянется и в область $T \lesssim 5$ К: легко оценить, что пылинки с радиусом $a = 0.003$ мкм в плазме с $T = 10^6$ К и $n = 0.01$ см⁻³ между двумя последовательными столкновениями остынет от своей максимальной температуры до $T_d \simeq 5$ К.

Углеродные частицы имеют более широкие распределения температуры при одинаковых размерах пылевых частиц и параметров окружающей плазмы. Эта особенность была впервые обнаружена в работе [35] и в области низких температур объясняется различиями в теплоемкостях $C_m(T)$ и коэффициентах абсорбции $\langle Q_{\text{abs}} \rangle$ для углеродной и силикатной пыли. Действительно, количество пылинок, занимающих область низких температур, определяется тем, как быстро пылинки охлаждаются за время между двумя последовательными столкновениями пылинки и электронов. Учитывая, что время охлаждения пылинки пропорционально $\tau_c \propto C_m / \langle Q_{\text{abs}} \rangle$, отношение времени охлаждения углеродных пылинок к времени охлаждения силикатных в области высоких температур – например, $T_d \simeq 300$ К, откуда начинается охлаждение пылинок с радиусом $a = 0.003$ мкм, будет $\tau_c(\text{C})/\tau(\text{Si}) \simeq 0.9$.

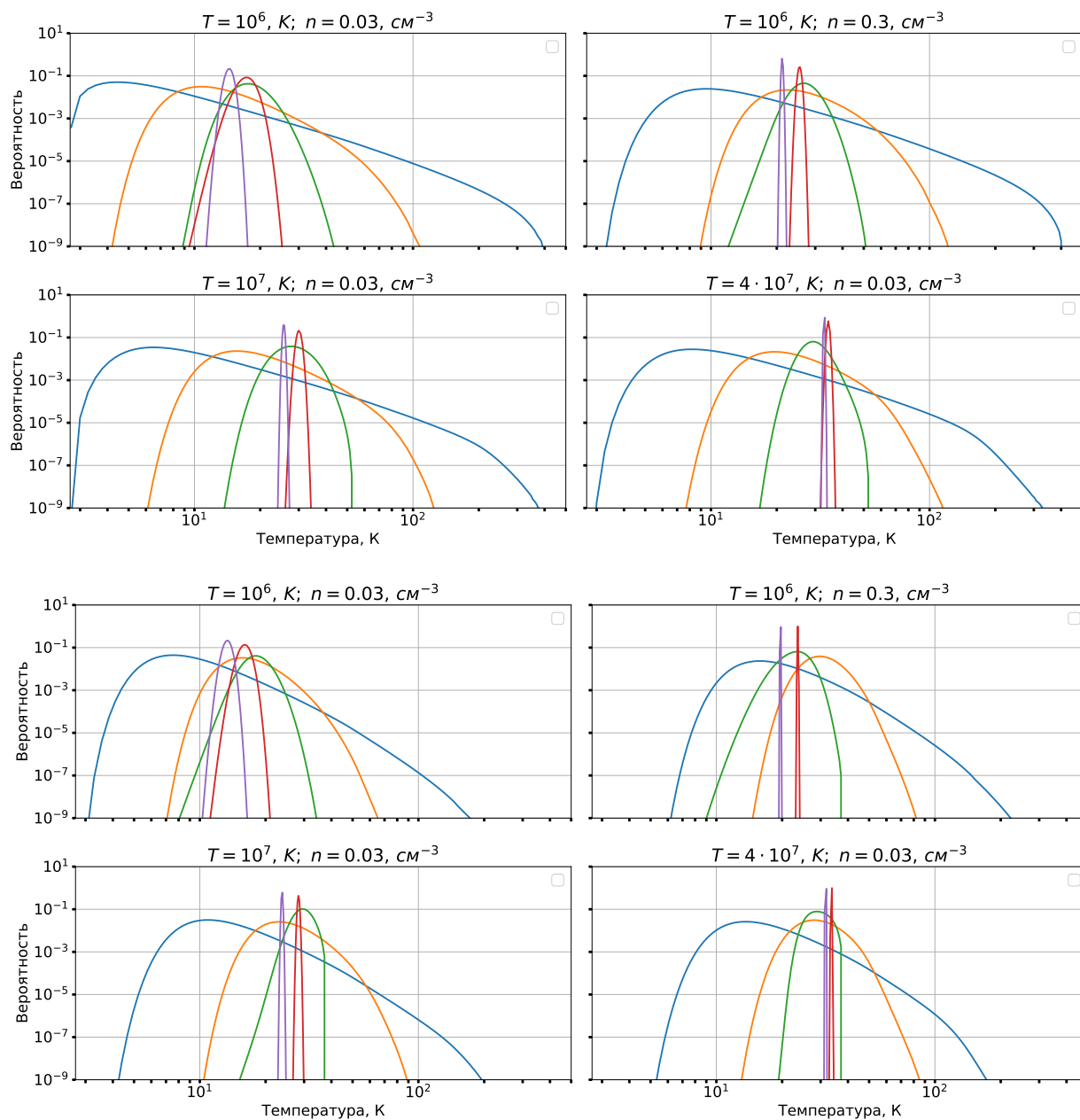


Рис. 2.1. Функции распределения температуры углеродных (*верхняя панель*) и силикатных (*нижняя панель*) пылинок с различными параметрами среды. Кривые приведены для размеров пылинок $a = 30\text{\AA}$, 100\AA , 300\AA , $0.1\ \mu\text{м}$, $0.3\ \mu\text{м}$, начиная от более широких к узким распределениям. Результат диссертанта из работы **A1**

В области высоких температур видимое, хотя и незначительное, более широкое распределение для углеродных частиц объясняется тем, что для них один акт столкновения электрона приводит к несколько большему увеличению температуры, чем для силикатных пылинок – это видно из рисунка A.1 (Приложение A.2), где на правой панели приведено отношение температур углеродных к температурам силикатных пылинок после столкновения с ними электронов заданной энергии.

В отсутствии флуктуаций (далее будем условно говорить о таком состоянии как о равновесном) температура пылинки зависит от радиуса примерно² как $T(a) \propto a^{-1/6}$ – это легко понять из сравнения скоростей нагрева (2.1) и охлаждения (2.2) пылинки (см. также §8.2 в книге [60]). Асимметричная, смещенная в область низких температур и протяженным “хвостом” в области высоких температур, форма ФРТ пыли требует дополнительного определения температуры пыли, а именно: средняя по ФРТ температура $\langle T(a) \rangle = \int T' P(a, T') dT'$, средняя по эмиссионному квази-планковскому спектру $\langle T(a) \rangle_s = \int \int T' P(a, T') \tilde{B}_\nu(T') dT' d\nu$.

Эти зависимости проиллюстрированы на рисунке 2.2; здесь $B_\nu(T)$ – функция Планка, $\tilde{B}_\nu(T) \propto \nu^\beta B_\nu(T)$ – квази-планковская функция, β – спектральный индекс пыли. Если не оговорено отличное, в настоящей работе мы принимаем для простоты анализа $\beta = 2$ – значение, часто принимаемое при анализе спектров пыли в горячей плазме окрестностей галактик в скоплениях [61, 62], хотя отклонения от этого значения могут быть заметны (см., например, [63]). Различия средних температур и их отличие от “равновесной” показывает, насколько могут отличаться простые оценки тепловых и эмиссионных свойств пыли от действительности, в пренебрежении флуктуациями температуры пылинок, особенно, если принять во внимание сильную зависимость эмиссии пыли от ее температуры.

² если температура окружающей плазмы не слишком высоки: $T \lesssim 10^6$ К.

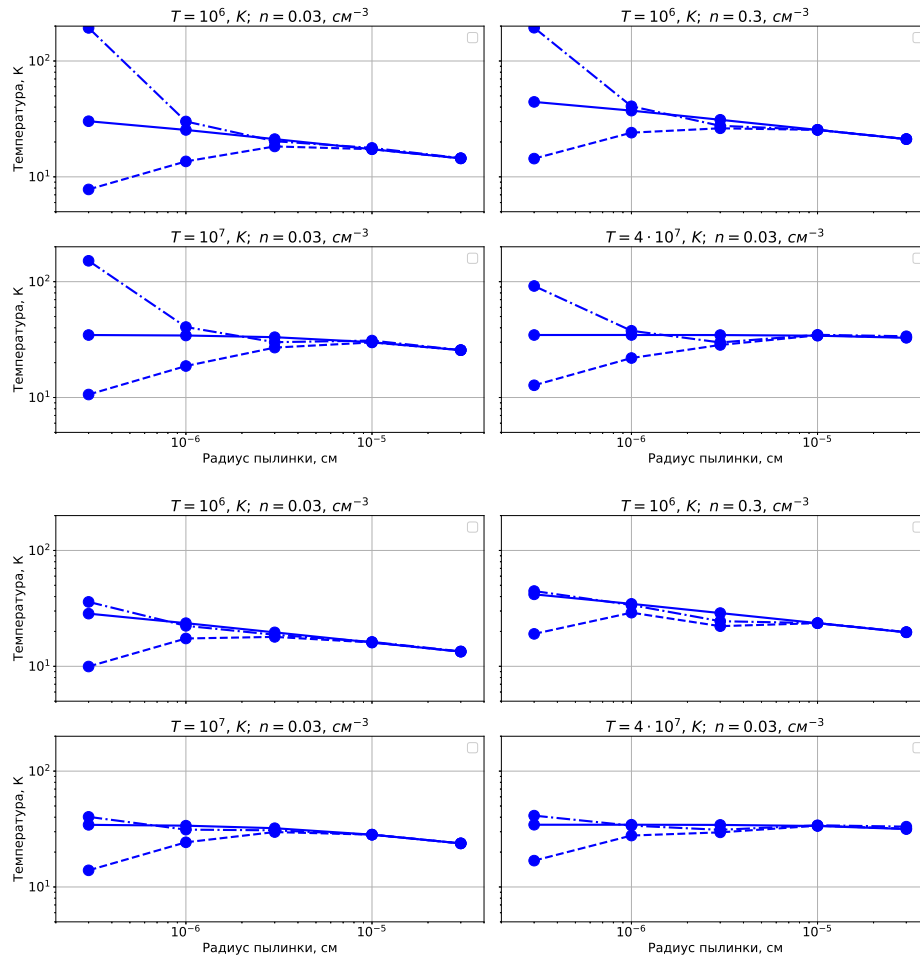


Рис. 2.2. Зависимость средней по ФРТ температуры пылинки (*штриховая линия*), средней по модифицированному планковскому спектру (*штрих-пунктирная*), равновесной (*сплошная линия*), от радиуса пылинки: углеродные (верхняя панель) и силикатные пылинки (нижняя панель). Верхние четыре панели отображают графитовые пылинки, нижние – силикатные. Над рисунками указаны температура и плотность для которых были получены расчёты. Спектр пылинок по размеру взят из [64]. Результат диссертанта из работы **A1**

Легко видеть, что удельная (на единицу массы) эмиссионная способность пылинки с температурой $\langle T(a) \rangle$, определенной по ФРТ меньше такой для пылинок с “равновесной” температурой. В самом деле, массовая спектральная эмиссионная способность пылинки радиуса a в максимуме функции $\tilde{B}_{\nu_p}(T)$ имеет порядок

$$\ell_a = \frac{L_{\nu_p,a}}{M_{d,a}} = \frac{q\langle T(a) \rangle^5}{\rho_d a} \sim \left(\frac{\langle T(a) \rangle}{T(a)} \right)^5 \ell_e \ll \ell_e, \quad (2.4)$$

здесь для оценки светимости пылинки функция $\tilde{B}_{\nu_{\max}}(T)$ ее температура была принята равной средней по ФРТ $\langle T(a) \rangle$, коэффициент $q = 1.4 \cdot 10^{-60}$; $T(a)$ – равновесная температура пылинки, $\ell_{a,e}$ – равновесная удельная эмиссионная способность, ν_p – частота, соответствующая максимуму функции $\tilde{B}_{\nu_p,a}$. Например, эта разница для углеродных пылинок с $a = 100 \text{ \AA}$ может достигать более порядка величины $\ell_a \sim 0.01\ell_{a,e}$ (см. рис. 2.6). Очевидно поэтому, что оценка массы пыли, основанная на предположении о ее “равновесной” температуре, может заметно отличаться от истинного значения.

С другой стороны, удельная излучательная способность пылинки с температурой, оцененной по ее эмиссионному спектру $\langle T(a) \rangle_s$ оказывается заметно выше того, что можно ожидать от пыли с “равновесной” температурой:

$$\ell_{a,s} = \frac{L_{\nu_p,s,a}}{M_{d,a}} = \frac{q\langle T(a) \rangle_s^5}{\rho_d a} \sim \left(\frac{\langle T(a) \rangle_s}{T(a)} \right)^5 \ell_{a,e}, \quad (2.5)$$

что дает $\ell_{a,s} \sim 2 \cdot 10^4 \ell_{a,e}$ для углеродных пылинок с радиусом $a = 100 \text{ \AA}$. Различия в удельных светимостях проиллюстрированы на рисунке 2.3. Это обстоятельство может оказаться существенным при интерпретации наблюдаемых тепловых спектров пыли, учитывая, что мелкие пылинки всегда преобладают в распределении по размерам. Отметим, что для силикатных пылинок $\langle T(a) \rangle_s$ практически совпадает с равновесной температурой, лишь незначительно превышая ее для частиц с $a \lesssim 100 \text{ \AA}$ (рис. 2.2).

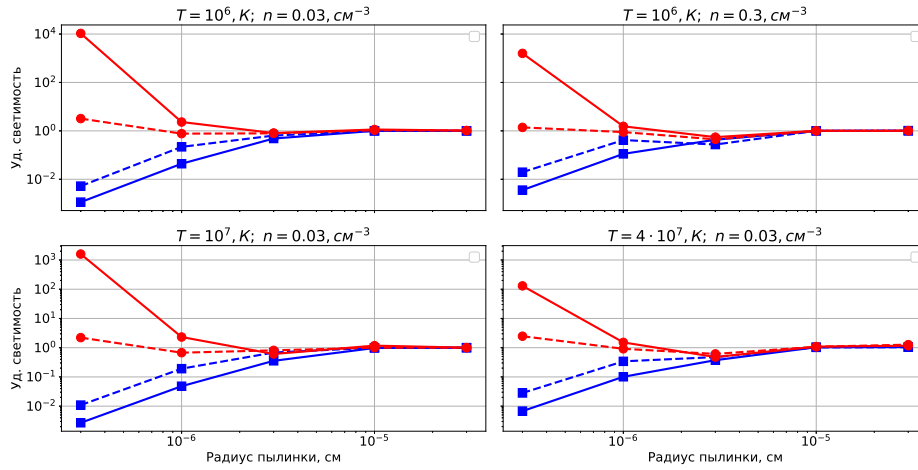


Рис. 2.3. Зависимость удельных светимостей пылинок ℓ как они определены выше, соответствующими средней по ФРТ температуре (*штриховая линия*), средней по модифицированному планковскому спектру (*сплошная линия*), от радиуса пылинки: углеродные (линии с кружочками) и силикатные пылинки (линии с квадратиками). Результат диссертанта из работы **A1**

2.3. Тепловой спектр пыли, окруженной горячей плазмой

Учитывая, что распределение пылинок по размерам характеризуется существенным преобладанием мелких пылинок по сравнению с крупными, приведенные особенности функций распределения могут вызвать заметные отклонения эмиссионного теплового спектра всего ансамбля пылинок от стандартного модифицированного планковского. Это обусловлено двумя причинами: во-первых, преобладающее количество мелких пылинок в области низких температур может усиливать (уширять) рэлей-джинсовскую область спектра, во-вторых, незначительная фракция ($\sim 10^{-6}$) мелких частиц с высокой температурой ($T \sim 300$ К) может усиливать участок виновской области спектра, благодаря тому, что полная интегрированная излучательная способность пылинки растет как $\propto T^6$.

В расчетах спектра мы примем для простоты распределение пылинок

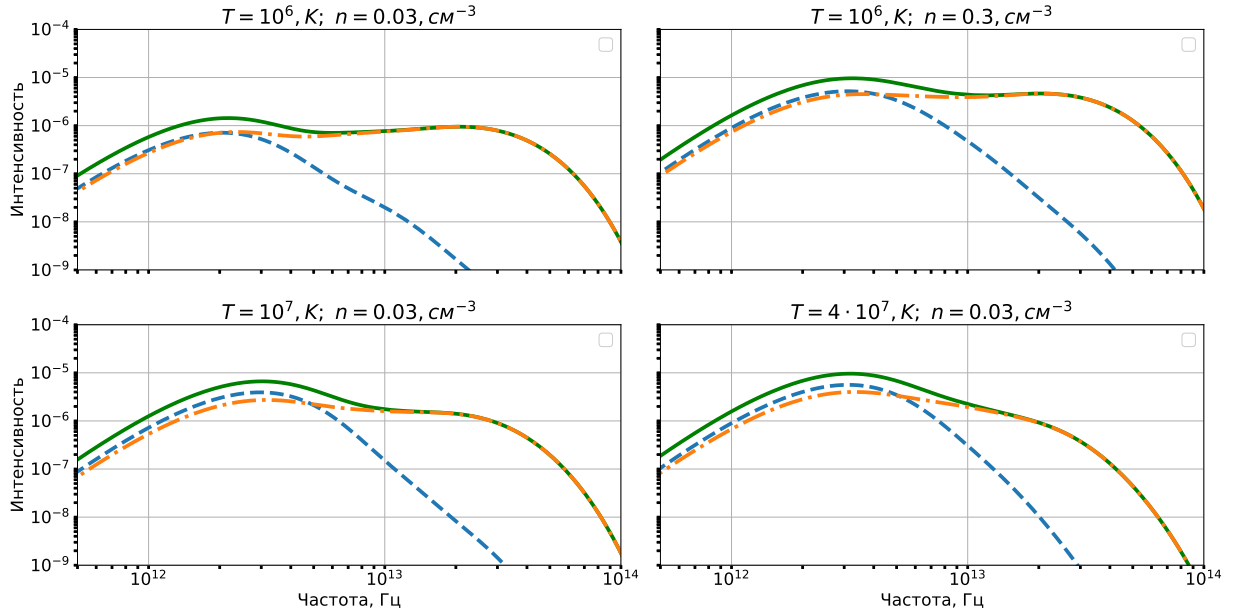


Рис. 2.4. Спектры излучения смеси равных по массе углеродных и силикатных пылинок, погруженных в среду с различными параметрами. *Штриховая* линия показывает вклад от силикатной составляющей, *штрих-пунктирная* – от углеродной составляющей, *сплошная* – суммарный спектр. Результат диссертанта из работы **A1**.

по размерам, описанное в работе [64] – MNR-распределение: $dn(a)/da \propto a^{-\alpha}$ в пределах от $a_{\min} = 30\text{\AA}$ до $a_{\max} 0.3 \text{ мкм}$ (см., например, в [65]), $\alpha = 3.5$ [66]. На рисунке 2.4 приведены примеры тепловых эмиссионных спектров смеси равных по массе углеродной и силикатной пыли с флуктуирующей температурой для плазменного окружения с параметрами, указанными на рисунке 2.1.

Суммарный спектр излучения комплекса пыли, отнесенный к ее M_d определяется выражением

$$\mathcal{F}_\nu \equiv \frac{F(\nu)}{M_d} = \frac{1.5}{4\pi\rho_d} (a_2^{0.5} - a_1^{0.5})^{-1} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^{-3.5} \int 4\pi a^2 Q_{abs}(a, \nu) B_\nu(T_d) G(a, T_d) dT_d da, \quad (2.6)$$

$B_\nu(T_d)$ – функция Планка, $Q_{abs}(a, \nu)$ – коэффициент поглощения (см. A.5 и A.6), $G(a, T_d)$ – ФРТ (см. A.9).

Легко видеть, что спектры демонстрируют бимодальное (двухпиковое) распределение, как если бы на луч зрения попадали две области, в которых пыль имеет разную температуру. Бимодальный вид тепловой эмиссии типичен для пыли с флуктуирующей температурой, особенно для пыли, окруженной горячей плазмой, где высокотемпературные “хвосты” в ФРТ более развиты, чем при нагреве пыли ультрафиолетовым излучением. Впервые примеры бимодальных спектров были описаны в работах [11, 35] и недавно – в [67]. Если аппроксимировать такие бимодальные распределения суперпозицией спектров пыли с разными температурами, то положения максимумов соответствуют “равновесным” температурам пыли, приведенным на рисунке 2.6. С увеличением плотности плазмы температуры эквивалентной “равновесной” пыли сближаются, однако, даже при $n \gtrsim 10 \text{ см}^{-3}$ пики различимы. Увеличение температуры плазмы приводит к смещению пиков в область более высоких значений, однако различия в температурах “равновесной” пыли остаются практически неизменными – в один порядок величины.

2.4. Обсуждение результатов

Для того, чтобы иллюстрировать различие между бимодальным эмиссионным спектром, обусловленным флуктуациями температуры пыли со спектром от пыли с бимодальным распределением температуры, мы аппроксимируем спектр, приведенный на рисунке 2.4, двухтемпературным спектром от двух облаков пыли с температурами T_c и T_h и массами M_c и M_h , соответственно. На рисунке 2.5 показаны спектры излучения пыли единичной полной массы, полученные с учётом ее стохастического нагрева в различном окружении и аппроксимации их моделями двухтемпературных спектров. Здесь уместно отметить следующее важное обстоятельство. Эмиссионный пик в области низких частот связан с пиком ФРТ для углеродных и силикатных пылинок,

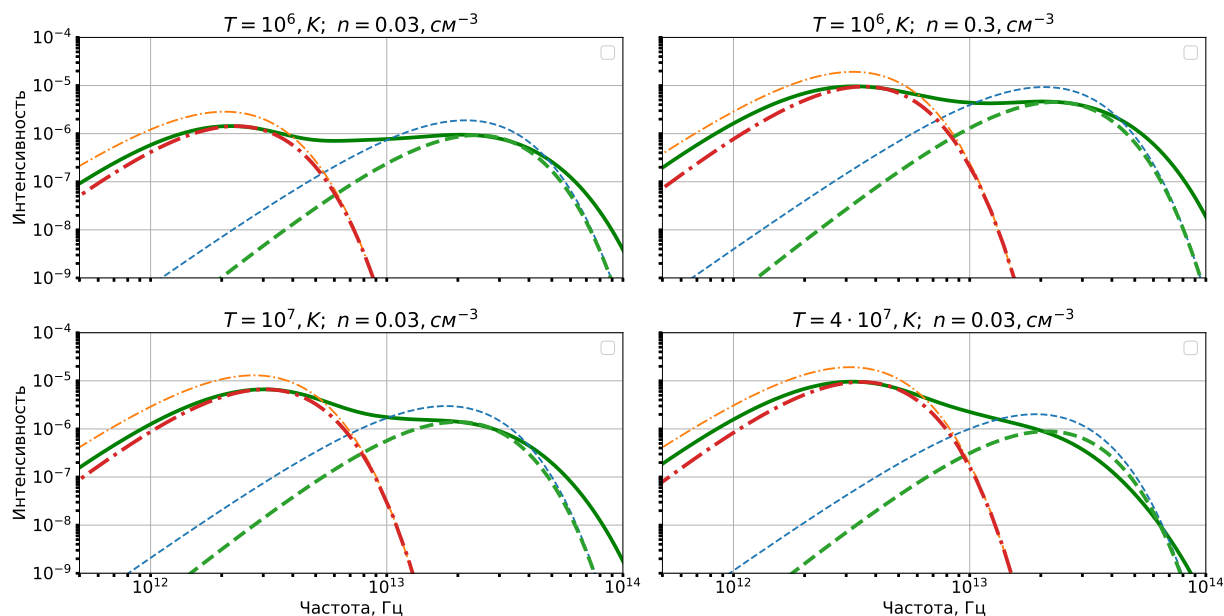


Рис. 2.5. Спектры пыли, испытывающей температурные флуктуации – *сплошная линия*, и его аппроксимация двухтемпературными распределениями: *пунктирной* линией показан горячий компонент, *штрих-пунктирной* – холодный; надписи сверху показывают параметры плазмы, в которую погружена пыль. Толстыми линиями показаны аппроксимации для спектрального индекса $\beta = 2$, тонкие линии того же стиля соответствуют $\beta = 1.5$. Для наглядности аппроксимации для $\beta = 1.5$ показаны с массовыми коэффициентами увеличенными в 1.5 раза. Результат диссертанта из работы **A1**.

Таблица 2.1. Массовые коэффициенты M_c и M_h для набора параметров плазмы.

	$T^3 = 10^6; n = 0.03$	$T = 10^6; n = 0.3$	$T = 10^7; n = 0.03$	$T = 4 \cdot 10^7; n = 0.03$
M_c	4566.26	3357.98	5135.35	3828.24
M_h	0.024	0.144	0.091	0.042

пик же на высоких частотах обязан главным образом избытку мелких углеродных частиц в высокотемпературном “хвосте” ФРТ. При аппроксимации спектра пыли с флуктуирующей температурой составным спектром от двух облаков с разной температурой пыли значения этих температур T_1 и T_2 подгоняются под частоты максимумов эмиссионного спектра, а массы пыли – под амплитуды максимумов. Учитывая, что интенсивность эмиссии в максимуме эмиссии пыли $\propto M_d T_d^{3+\beta}$, результатом аппроксимации оказывается зависимость $M_d \propto T_d^{-(3+\beta)}$ – с этим связана хорошо известная проблема вырождения ‘масса–температура’ для пыли (см., например, [68, 69]). Прямым следствием этого оказывается сильное отличие оценок массы пыли, находящейся в окружении горячей плазмы, аппроксимацией ее наблюдаемого спектра суперпозицией “равновесных”. Для примера мы приводим здесь оценки масс, аппроксимирующих спектр, приведенный на рисунке 2.4. Если брать массовый коэффициент равным единице для двухтемпературного распределения пыли, то получается гораздо большее значение потока, чем у пыли в условиях стохастического нагрева. В таком случае, для точной “подгонки” коэффициент искусственно занижается для как можно более точной аппроксимации. Массовые коэффициенты M_c и M_h , соответствующие лучшей двух-температурной аппроксимации на рисунке 2.5 приведены в Табл. 2.1.

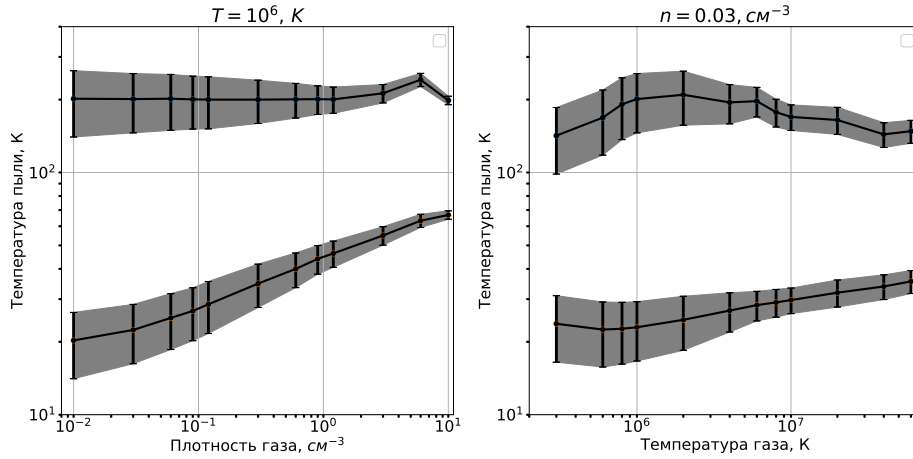


Рис. 2.6. Пример зависимости температуры максимумов квази-планковских спектров в модели двух-температурной пыли, полученных аппроксимацией спектра флуктуирующей температуры пыли, показанного на рисунке 2.5. Результат диссертанта из работы А1.

2.5. Заключение к главе 2

В работе проанализированы тепловые свойства пыли, погруженной в горячую плазму и проявляющей флуктуации температуры и особенности ее эмиссионных спектров. Показано, что

- отнесенная к единице массы излучательная способность пылинок малых размеров ($a \lesssim 100 \text{ \AA}$) существенно превосходит таковую для более крупных пылинок и для пылинок с фиксированной температурой, определяемой балансом нагрева и радиационного охлаждения;
- эмиссионный спектр пыли проявляет бимодальную (двухпиковую) форму, напоминающую спектр двухтемпературной пыли: пик в области низких ($\nu \sim 2 \text{ ТГц}$) обусловлен сильным максимумом функции распределения пылинок в области низких температур ($T_d \sim 5\text{--}6 \text{ К}$), пик спектра на высоких частотах ($\nu \sim 20 \text{ ТГц}$) связан с избытком мелких пылинок с высокой ($T_d \sim 10^2 \text{ К}$) температурой;
- основной вклад в высокочастотный избыток эмиссии вносят углеродная

пыль, благодаря большему (по сравнению с силикатной пылью) избытку мелких углеродных пылинок с высокими температурами.

Глава 3

Спектр эмиссии пыли в остывающем газе

3.1. Введение к главе 3

Межзвездная среда заполнена ударными волнами (УВ) – многие ее динамические особенности и спектральные свойства определяются действием сверхновых, звездного ветра, ионизационных фронтов и др. [70, 71]¹. Структура МЗС, в том числе крупномасштабная (например, Северный Полярный шпур, см. [17]) определяются, по-видимому, коллективными вспышками сверхновых [72, 50, 73, 74, 75, 76]. Важная задача, которая ставится при исследовании этих объектов – это диагностика газа, нагретого в результате действия ударных волн. Один из способов оценки параметров среды – это наблюдение ИК-излучения от нагретой за фронтами ударных волн пыли, как было предложено в пионерских работах [14, 59]. Тепловые свойства пыли описывались в более поздних работах [77, 58]. В настоящей работе мы рассматриваем влияние стохастического нагрева пыли за фронтами радиационных ударных волн на их эмиссионный спектр.

В расширяющемся остатке сверхновой столкновительный нагрев, как правило, преобладает над нагревом от УФ-квантов межзвездного поля излучения. Мелкие пылинки испытывают более редкие удары с темпом: $\nu_{coll} = 2\pi a^2 n V_t$ (n – концентрация плазмы, V_t – тепловая скорость частиц, a – радиус пылинки), время между которыми превышает время остывания пылинки (см. Параграф 2.2). В результате этого каждая отдельная пылинка испытывает температурные флуктуации той или иной амплитуды. Такой режим нагрева

¹ Также подробно об этом написано в книге Т.А. Лозинской "Взрывы звёзд и звёздный ветер в галактиках". Издательство КРАСАНД, Москва, 2012.

называется стохастическим [35]. Амплитуда температурных вариаций пыли при стохастическом нагреве в условиях горячей плазмы ($T_g = 10^6 - 10^7$ К) заметно превышает таковую при нагреве пыли УФ квантами межзвёздного поля излучения (см. Параграф 3.3). По этой причине эффекты флуктуаций температуры за фронтами УВ могут проявляться заметнее. За фронтами радиационных ударных волн режим стохастического нагрева пылинок изменяется по мере эволюции параметров остывающей плазмы, а именно: вследствие уменьшения температуры и соответствующего увеличения плотности газа $n \propto T^{-1}$ частота столкновений будет увеличиваться приблизительно как $\propto T^{-1/2}$. Более того, уменьшение температуры газа может приводить к увеличению доли энергии, теряемой частицами плазмы в пылинке (см. рис. 3.4). Это обстоятельство может существенно влиять на эмиссионный спектр пыли. Его исследованию посвящена настоящая работа.

Глава построена следующим образом. Процесс остывания газа и его характерные темпы обсуждаются в Параграфе 3.2, а модель нагрева пылинок приводится в Параграфе 3.3. Здесь по сравнению с Главой 2 (см. [78]) мы используем новый статистический метод для построения функций распределения температур пылинок, который является более универсальным для расчёта в плотной и горячей среде, подробнее этот метод обсуждается в Параграфе 3.4. Изменение параметров среды в связи с остыванием газа будет отражаться в эмиссионных спектрах пыли в ИК диапазоне (см. Параграф 3.5). Подобные изменения могут служить характерным индикатором процессов, которые идут в некоторых областях межзвёздной среды с высокой температурой газа, и обеспечивать диагностику состояния газовой среды в этих областях. В Параграфе 6 мы кратко суммируем основные результаты.

3.2. Тепловая эволюция газа за фронтом ударной волны

Уравнение остывания элемента газа за фронтом УВ определяется выражением [79]:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{2n}{3k_B}\Lambda(T) \quad (3.1)$$

где $n = 4n_0T_0/T$, а n_0 – плотность перед фронтом УВ (т.е. фоновая плотность), $T_0 = 3\mu m_p v_s^2/16k_B$ – температура газа сразу за фронтом УВ, μ – молекулярный вес, m_p – масса протона, k_B – постоянная Больцмана, $\Lambda(T)$ – функция охлаждения газа.

Задаются плотность фоновой среды, по которой проходит ударная волна: $n_0 = 0.3, 1, 3, \text{ см}^{-3}$ и скорость ударной волны $v_s = 10^3 \text{ км/с}$, что соответствует начальной температуре газа $T_0 = 2.2 \times 10^7 \text{ К}$, газ за фронтом считается полностью ионизованным и остается таковым до конца счета, поскольку время остывания газа короче характерного времени рекомбинации [79], счет заканчивается при температуре $5 \times 10^5 \text{ К}$. Функция охлаждения газа задаётся в виде таблицы со значениями температур от 10^5 К до 10^8 К . Данные взяты из [79]. Фрагмент зависимости функции охлаждения от температуры приведен на рисунке 3.1, левая панель. На рисунке 3.1 (центральная и правая панели) показаны зависимости изменения температуры и плотности от времени; время нормировано на характерное время охлаждения

$$\tau_{cool} \sim \frac{T}{|\frac{dT}{dt}|} = \left(\frac{8n_0T_0\Lambda(T)}{3k_B T^2} \right)^{-1} \quad (3.2)$$

где T – характерная температура, до которой остывает газ равная половине начальной температуры.

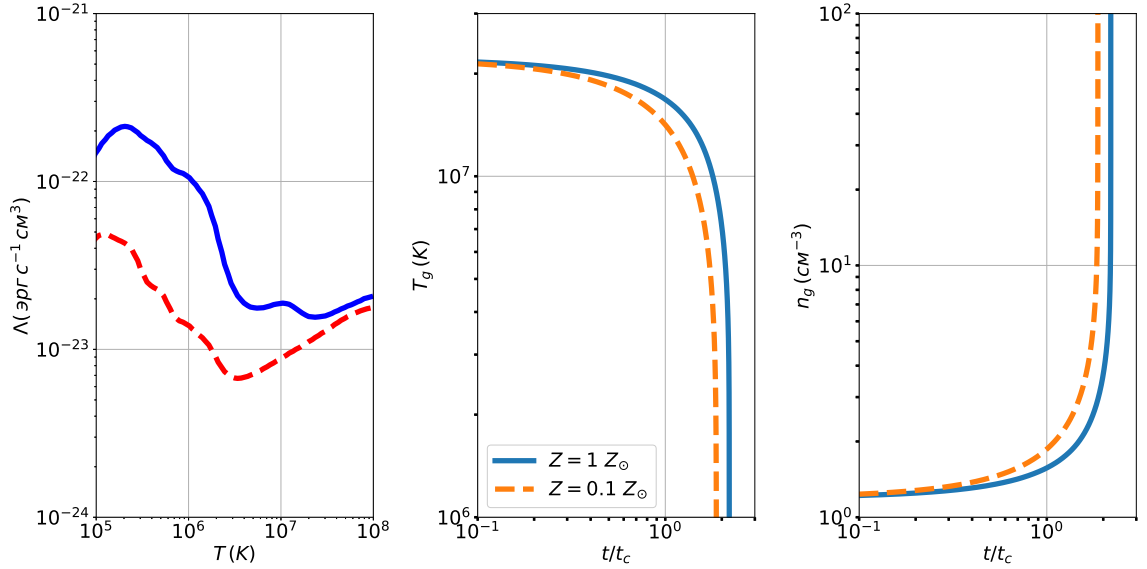


Рис. 3.1. Левая панель функция остывания газа $\Lambda(T)$ для значения металличности $1 Z_{\odot}$ в зависимости от температуры газа [79]. Изменение температуры газа (центральная панель) и плотности (правая панель) со временем в процессе остывания газа, начальная плотность газа $n_0 = 0.3 \text{ cm}^{-3}$. Время остывания выражено в характерных временах остывания газа в два раза от начальной температуры $T_0 = 2.2 \times 10^7 \text{ K}$, а характерное время равно $t_c = 1.6$ млн. лет для $Z = Z_{\odot}$, и $t_c = 3.35$ млн. лет для $Z = 0.1 Z_{\odot}$. Сплошная линия - металличность газа $Z = Z_{\odot}$, а пунктирная – $0.1 Z_{\odot}$. Зависимость температур и плотности газа от металличности проявляется, как легко видеть, только в длительности остывания. Иллюстративный рисунок диссертанта из работы **A2**.

3.3. Модель тепловой эволюции пыли

Рассматривается объём газа, содержащий единичный по массе элемент пыли. Нагрев пыли в условиях высокой температуры и концентрации газа происходит в основном за счёт ударов частиц газа о пылинку. Нагревом за счёт поглощения УФ квантов, как отмечалось выше, можно пренебречь по сравнению со столкновительным механизмом передачи энергии, так как типичное значение энергии УФ квантов межзвёздного поля излучения составляет ~ 10 эВ, в то время как средняя кинетическая энергия электрона в газе с температурой 10^6 К около 130 эВ, большая часть которой может передаваться на нагрев пылинок (см. Параграф 3.5). За счёт этого температура пылинок в горячей плазме испытывает большие флуктуации, чем при нагреве УФ-квантами, сильно искажая эмиссионный спектр по сравнению с изотермическим распределением. Основной вклад в нагрев пылинок будет происходить за счёт столкновения с электронами, из-за различия в массах частота столкновений электронов с пылинками выше, чем у ионов $v_e \simeq 42.8v_i$. Поэтому в построении ФРТ для пыли учитывается только столкновения с электронами, концентрация которых предполагается равной концентрации частиц газа.

В расчетах мы пренебрегаем влиянием заряда пылинки на сечение столкновения электрона с ней, полагая, что межзвёздное поле излучения, а также излучение от ударной волны компенсирует приток отрицательного заряда электронов на пылинку [80, 26]. В этом случае поток отрицательного заряда на пылинку за счет тепловых электронов компенсируется фотоионизацией пылинки оптическими и ультрафиолетовыми квантами. Действительно, принимая для плотности квантов межзвёздного поля значение Хабинга-Дрейна $\approx 4 \times 10^{-14}$ эрг см $^{-3}$ для квантов с длиной волны около $\lambda \sim 1000\text{\AA}$ [81]. В окрестности ОВ-ассоциаций, где происходят наиболее частые вспышки сверхновых поток может превышать значение Хабинга-Дрейна на порядок на вре-

менах до $\gtrsim 100$ млн. лет [82]. Отсюда следует оценка скорости фотоэффекта на единичной поверхности пылинки $\nu_{ph} \sim (1 - 10) \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Некоторый вклад в фотоионизацию пылинок дает и эмиссия от ударной волны [80]. Заряд, который пылинки приобретают от столкновений с тепловыми электронами плазмы, определяется частотой налипания их на пылинку. Эта частота на единицу поверхности пылинки составляет $\nu_e = n_e v_{T,e} (\langle s_e \rangle - \langle \delta \rangle) g(-\phi)$, $\langle s_e \rangle$ – средняя вероятность налипания электрона на пылинку $\langle \delta \rangle$ – средняя вероятность выбивания с поверхности пылинки вторичного электрона, $g(\phi) = e^\phi$, если $\phi < 0$, $g(\phi) = 1 + \phi$ в противном случае, $\phi = Ze^2/kT$, Z – заряд пылинки [25], численное значение частоты налипания электронов на пылинку $\nu_e < n_e v_{T,e} \sim 4 \times 10^8 n_e T_6^{1/2} e^{Ze^2/kTa} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($T_6 = 10^{-6}T$), для отрицательно заряженной пылинки $Z < 0$. Легко видеть, что при $n_e < (0.25 - 2.5) \text{ см}^{-3}$ пылинка заряжена положительно, при бóльших значениях заряд ее отрицателен. Однако для интересующих нас концентраций газа частота фотоэффектов и частота налипания электронов остаются сравнимыми, поэтому заряд пылинки остается существенно меньше равновесного столкновительного значения, определяемого тепловыми электронами $|Z| \sim 2kTa/e^2$, при котором влияние кулоновских сил оказывается заметным (см. более подробное обсуждение в [26]).

Функция распределения по скоростям электронов принимается максвелловской, вклад нетепловых электронов за фронтом ударной волны с энергией > 10 кэВ, согласно [83], мал и не учитывается в этой работе. Доля энергии, передаваемая пылинке при соударении, определяется выражением [35]:

$$\eta(E) = \begin{cases} E, & E < E_* \\ (1 - [1 - (E_*/E)^{3/2}]^{2/3}) E, & E > E_*, \end{cases} \quad (3.3)$$

где $E_* = 1.4 \times 10^{-8} \left(\frac{a}{10^{-4}}\right)^{2/3} (\rho_d)^{2/3}$, a – радиус пылинки, ρ_d – плотность сорта пыли, E – энергия падающего электрона.

Пылинка после поглощения кинетической энергии электрона остывает за счёт излучения в ИК области. Уравнение, описывающее изменение её температуры, имеет следующий вид:

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{4\pi a^2 \sigma_{SB} (\langle Q_{abs} \rangle_r T_r^4 - \langle Q_{abs} \rangle_d T_d^4)}{C(T_d)} \quad (3.4)$$

где T_r – температура фотонов реликтового излучения равная 2.7 К, которые не дают пылинкам остывать ниже этого значения, σ_{SB} – постоянная Стефана-Больцмана, T_d – текущая температура пыли, $C(T_d)$ - теплоёмкость пыли, взятая из работ [11, 35], а $\langle Q_{abs} \rangle_r$ и $\langle Q_{abs} \rangle_d$ – коэффициенты поглощения реликтовых фотонов и излучения ИК квантов, соответственно, усреднённых по планковскому спектру: $\langle Q_{abs} \rangle \propto aT^2$, что соответствует частотной зависимости $Q_{abs} \propto a\nu^{-\beta}$; в настоящей работе принято для простоты $\beta = 2$, точные выражения для коэффициентов поглощения графитовых и силикатных пылинок приведены в [81] (см., также Приложение A.4).

Время остывания пылинки от начальной температуры вслед за поглощением энергии электрона до заданной температуры определяется выражением

$$\tau_c = \int_{T_d}^{T_{d,\Delta E}} \frac{dT'_d}{|dT'_d/dt|} \quad (3.5)$$

где $T_{d,\Delta E}$ – температура после поглощения энергии ΔE , и определяемая выражением:

$$\Delta E = \int_{T_i}^{T_{d,\Delta E}} C(T_d) dT \quad (3.6)$$

3.4. Статистическая модель расчёта ФРТ.

В работе [35] описывается модель построения ФРТ для пылинок с использованием итерационного метода, основанного на свёртке функции остывания пыли и распределения по энергиям сталкивающихся электронов. Если

время остывания пылинки много меньше, чем среднее время между соударениями, то можно ограничиваться одним этапом итераций для построения ФРТ. Однако, при рассмотрении крупных пылинок в достаточно плотной и горячей среде, где среднее время между соударениями сравнимо с временем остывания пылинки, необходим учёт множественных ударов, что требует нескольких итераций. Увеличение количества итераций сильно замедляет время расчётов, поэтому для построения ФРТ в средах с высокой плотностью необходимо использовать другой, более экономичный метод, а именно – статистический.

Метод реализован в виде прямого моделирования столкновений электронов с пылинкой. Основным параметром, который определяет точность метода является количество соударений пылинки с электронами. Предположим, что мы описываем N_e случаев столкновений электронов с пылинкой. Полное время, которое требуется пылинке, чтобы испытать N_e столкновений определяется выражением: $\tau_f = N_e \tau_{coll}$, где $\tau_{coll}^{-1} = \nu_{coll}$ определено выше. Времена событий соударения выбираются случайным образом на интервале от 0 до τ_f .

Каждому событию соударения присваивается значение энергии падающего электрона в соответствии с распределением Максвелла, что определяет начальную температуру пылинки после соударения с электроном. Для каждого случая рассчитывается функция изменения температуры пылинки $T_d(t)$, согласно уравнению (3.4). Чтобы учесть вероятность найти пылинку с температурой T_d в данный момент времени, мы определяем для каждого значения температуры статистический вес: $\eta_i(T_d) = \delta t_i(T_d) / \tau_f$, где $\delta t_i(T_d)$ – время, проведённое пылинкой при температуре T_d . Суммированием по всем случаям соударений в итоге получаем значение ФРТ для данной температуры пылинки:

$$G(a, T_d) = \sum_i^{N_e} \eta_i(T_d) \quad (3.7)$$

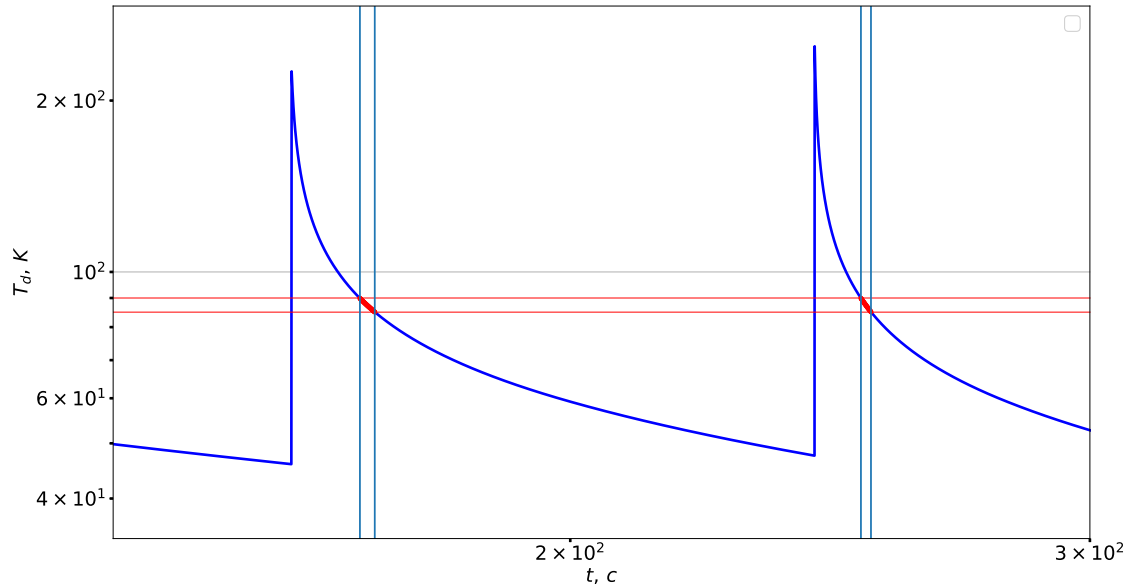


Рис. 3.2. Фрагмент зависимости температуры пылинки от времени. Иллюстративный рисунок диссертанта из работы **A2**.

Схематично зависимость температуры пылинки от времени представлена на рисунке 3.2, где показано изменение $T_d(t)$ под воздействием соударений с электронами. Жирной полосой выделен некоторый интервал, для которого происходит считывание весового коэффициента по всем случаям столкновений. Таким образом, мы перебираем все значения в температурном диапазоне для всех событий столкновений пылинки с электронами.

3.5. Результаты

Для наглядности эволюции ФРТ пыли в остывающем газе мы определяем характерную температуру пыли и показываем её изменение. При этом отличия в усреднённых температурах пыли в случаях солнечной металличности и $0.1 Z_{\odot}$ незначительны, поэтому далее рассматривается только результаты для $Z = Z_{\odot}$.

3.5.1. Усреднённая по ФРТ пыли температура

После выполнения расчётов мы получаем ФРТ для разных размеров пылинок на сетке параметров остывающего газа для трёх значений начальной фоновой плотности газа. Для наглядности, чтобы качественно охарактеризовать эволюцию ФРТ мы оцениваем значение температуры, усреднённой по функции распределения:

$$\langle T_d(a) \rangle_G = \frac{\int G(a, T'_d) T'_d dT'_d}{\int G(a, T'_d) dT'_d} \quad (3.8)$$

Ниже на рисунке 3.3 показаны зависимости такой характерной температуры графитовых пылинок от изменяющихся параметров газа. Как можно видеть из графиков, значения температуры пыли $\langle T_d(a) \rangle$ растут в процессе остывания газа только для пылинок малых размеров ($a = 30 \text{ \AA}$). Чем больше размер пылинки, тем при меньших плотностях и больших температурах прекращается рост усреднённой по ФРТ температуры ($a = 100 \text{ \AA}$), или даже начинается её уменьшение вместе с охлаждением плазмы. Это легко объясняется тем, что крупные пылинки испытывают большее в единицу времени количество столкновений с электронами, поэтому температурные флуктуации для них менее существенны и их температура следует за температурой плазмы. Так, для крупных пылинок ($a = 300, 1000, 3000 \text{ \AA}$) значение характерной температуры падает сразу с началом остывания газа.

Существенным при этом, особенно для мелких пылинок, является и немонотонная зависимость эффективности нагрева пылинок, а именно, величина передаваемой электроном энергии пылинке. Это проявляется в немонотонной зависимости средней по функции распределения температуры пыли $\langle T_d(a) \rangle_G$ от температуры газа, видимой на графиках рисунке 3.3 для мелкой пыли. В частности, как видно из рисунка 3.3, максимум эффективности передачи энергии пылинке радиусом 100 \AA в остывающем газе с начальной плотностью $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$ достигается при параметрах плазмы: $T_g = 3.4 \times 10^6$

К, $n_e = 7.7 \text{ см}^{-3}$ и времени после начала остывания $t = 3.5 \times 10^6$ млн. лет; с начальной плотностью $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ параметры плазмы: $T_g = 5 \times 10^6 \text{ К}$, $n_e = 17.5 \text{ см}^{-3}$, $t = 10^6$ млн. лет; и с начальной плотностью $n_0 = 3 \text{ см}^{-3}$ температура $\langle T_d(a) \rangle_G$ для пылинки размером 100 \AA начинает убывать при параметрах газа: $T_g = 3.8 \times 10^6 \text{ К}$, $n_e = 70 \text{ см}^{-3}$, $t = 3.7 \times 10^5$ млн. лет.

В качестве иллюстрации этого эффекта на рисунке 3.4 показаны зависимости энергии, поглощённой пылинкой после столкновения с электроном, от изменения параметров газа в процессе остывания. Энергия электрона, падающего на пылинку, задаётся как средняя тепловая энергия газа: $E_k = 3kT/2$, где k - постоянная Больцмана, T - температура газа. Эффективность передачи энергии определяется выражением (3.4). Таким образом, мы видим, что изломы в графиках, как на рисунке 3.3, так и на рисунке 3.4 происходят при близких значениях плотности. А различия можно объяснить тем, что при построении усреднённых по ФРТ температур энергия электронов не фиксирована, а задана максвелловским распределением. В результате этого излом в функции эффективности передачи энергии начинает проявляться на зависимости усреднённой температуры от параметров газа чуть позже по времени в процессе остывания. Излом зависимости $\langle T(a) \rangle_G$ объясняется тем, что растёт эффективность передачи кинетической энергии $\eta(E)$ от падающих на пылинку электронов (как показано на рис. 3.4), затем передача энергии при столкновении с электронами достигает максимума и начинает падать с уменьшением температуры, что вызывает смещение ФРТ пыли в низкотемпературную часть.

3.5.2. Эволюция спектра эмиссии пыли

Эволюция ФРТ пылинок в процессе остывания газа имеет наблюдательные проявления, легко различимые на двухцветных диаграммах. В качестве

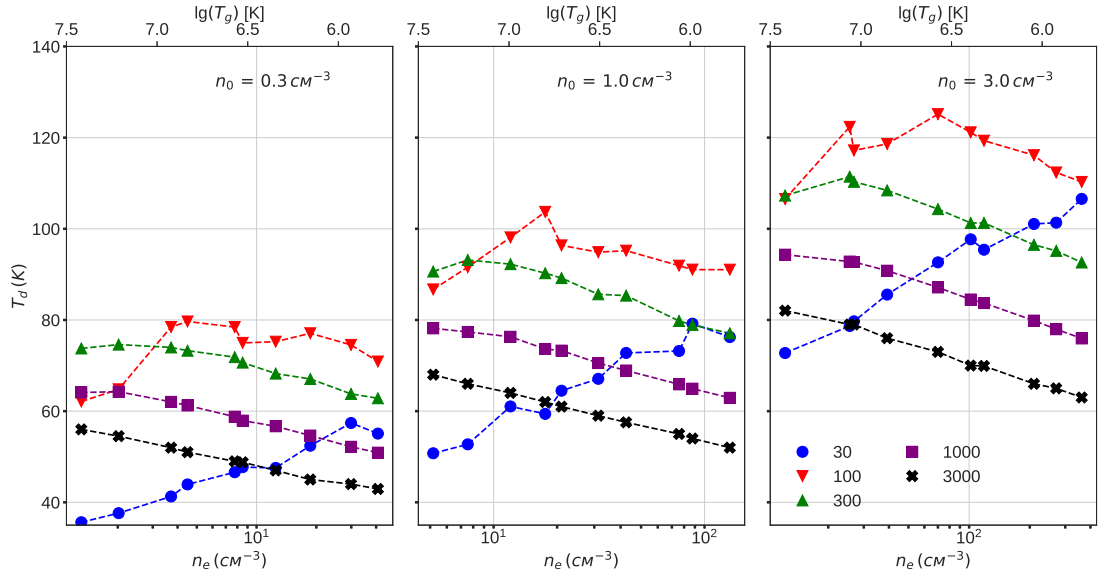


Рис. 3.3. Зависимость средней температуры $\langle T_d(a) \rangle_G$, определённой по ФРТ, в остывающем газе для разных размеров пылинок от концентрации и температуры газа. Даны зависимости для трёх разных начальных значений концентрации газа: $n_0 = [0.3, 1.0, 3.0] \text{ cm}^{-3}$. Зависимости построены для графитовой пыли. Результат диссертанта из работы **A2**.

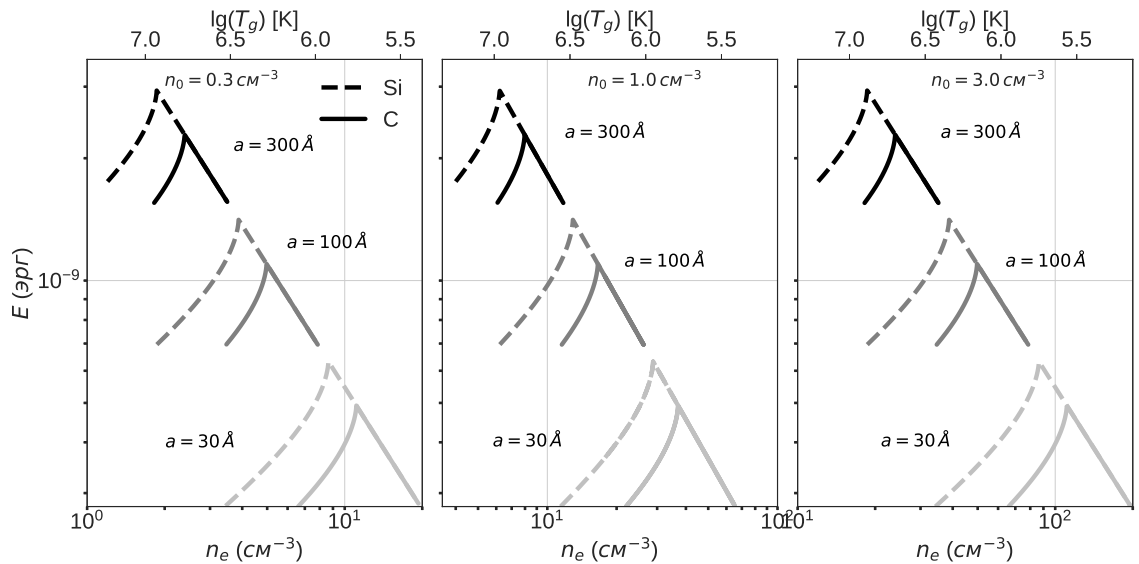


Рис. 3.4. Фрагменты зависимости энергии, передаваемой пылинке при столкновении с электроном, обладающим энергией $E_k = 3kT_g/2$, где T_g – температура газа, от концентрации электронов остывающего газа. Зависимости даны для разных начальных плотностей газа и размеров пылинок. Иллюстративный рисунок диссертанта из работы **A2**.

иллюстрации мы строим диаграмму "цвет–цвет" эмиссии пыли, находящейся за фронтом ударной волны. Такие диаграммы являются хорошим и наглядным способом диагностики изменения эмиссионного спектра (см., например [84, 85]).

Ниже на рисунке 3.5 показана диграмма "цвет–цвет" для пыли в остывающем газе. Легко видеть, что на начальном этапе (до момента времени $(4 - 5) \times 10^5$ лет) в процессе остывания плазмы диаграммы "цвет–цвет" описывают эволюционные треки, однозначно соответствующие тепловому состоянию окружающей остывающей плазмы, и в этом смысле дают возможность её наблюдательной диагностики. Почти во всех диапазонах изменение эволюционной последовательности "цвет–цвет" происходит с характерным изломом диаграммы, после которого направление эволюционной последовательности меняется на обратное. Таким образом, в процессе остывания газа спектр смещается сначала в длинноволновую часть, а после достижения некоторой критической температуры газа, в коротковолновую.

Точки поворота эволюционной диаграммы можно видеть на рисунке 3.6, где демонстрируется изменение полной светимости пыли в процессе остывания газа. Точки излома эволюционной диаграммы "цвет–цвет" примерно совпадают с моментом остывания газа, при котором начинает уменьшаться светимость пыли. Природа изломов на рисунке 3.5 и на рисунке 3.6 одна и та же и объясняется уменьшением температуры газа ниже некоторого критического значения. Это описывалось выше и демонстрируется на рисунке 3.4.

Использование диаграмм "цвет–цвет" даёт возможность диагностики теплового состояния окружающей плазмы. На рисунке 3.7 (левая панель) показан типичный спектр эмиссии пыли, находящейся в остывающем газе. Легко видеть, что в остывающем газе спектр пыли отличается от эмиссии пыли в стационарной плазме, где наблюдается характерная двухпиковая форма, ко-

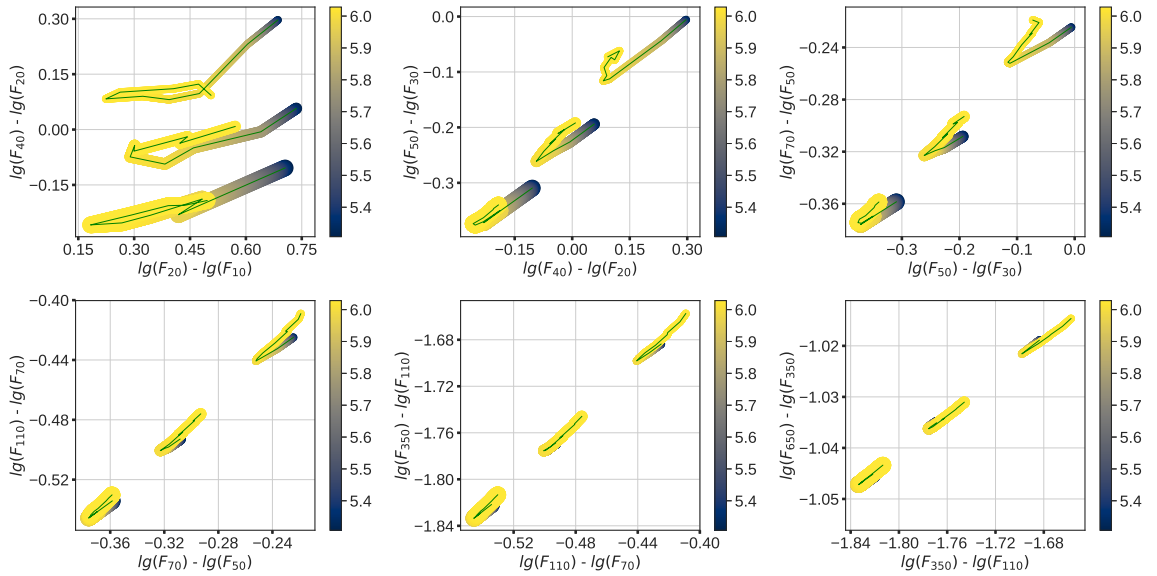


Рис. 3.5. Диаграмма "цвет-цвет" эмиссии пыли за фронтом ударной волны в процессе остывания газа. Оттенком серого показано значение логарифма времени в годах, как указано на цветовой шкале справа. Разным размером отмечены диаграммы "цвет-цвет" для разных значений начальной плотности: от самых маленьких маркеров до самых крупных меняется значение $n_0 = [0.3, 1.0, 3.0]$ см^{-3} соответственно. Изменение температуры и плотности плазмы вдоль эволюционных треков диаграммы "цвет-цвет" происходят с тепловой историей, показанной на рисунке 3.1 для моментов времени, указанных на цветowych линейках, которые нормированы на начальную плотность газа, показанных справа. Результат диссертанта из работы **A2**.

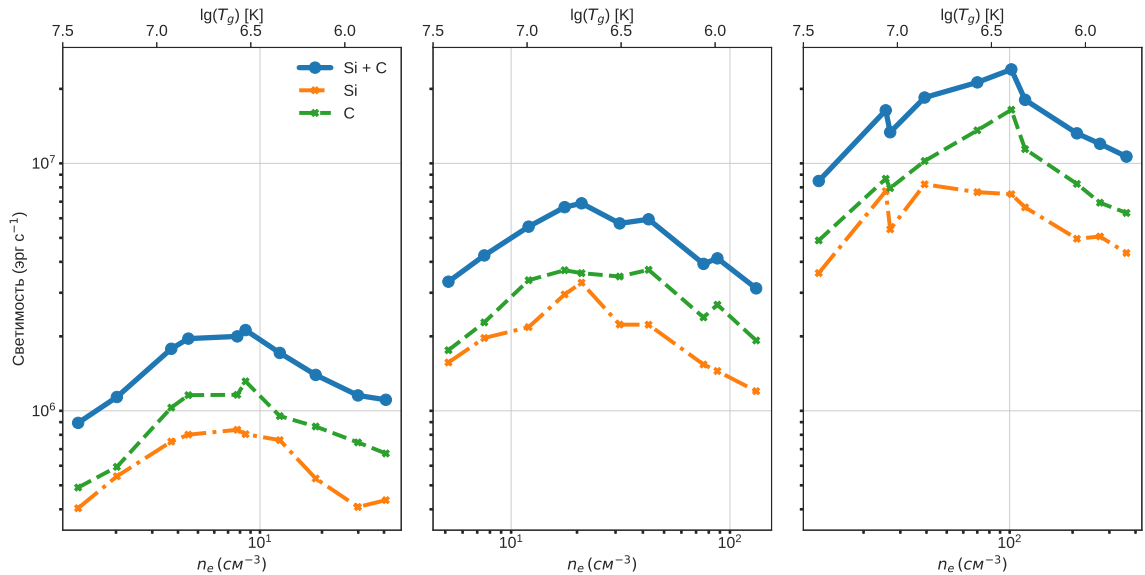


Рис. 3.6. Изменение тепловой светимости пыли в процессе остывания газа за фронтом ударной волны. Левая панель соответствует начальной фоновой плотности газа $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$, средняя: $n_0 = 1.0 \text{ см}^{-3}$, правая: $n_0 = 3.0 \text{ см}^{-3}$. Значения светимости приведены для единичной массы пыли. Результат диссертанта из работы **A2**.

торая не может быть аппроксимированна однотемпературным распределением пыли (см. [78]). Для примера мы сравниваем спектр, полученный с учётом температурных флуктуаций, с квази-планковским спектром облака пыли, попадающего на луч зрения, состоящей из пылинок с средневзвешенным радиусом $\langle a \rangle = 0.1$ мкм, определяемым согласно [68]. Пыль состоит из двух сортов: силикатной и графитовой с плотностями: 3.2 г/см³ и 2.2 г/см³ соответственно. Показатель поглощения пыли $\beta = 2$. Так же, как и в случае с флуктуирующей пылью, мы предполагаем, что масса излучающей пыли единична². Температура пыли T_{eq} (далее такую температуру мы называем "равновесной") считается из условия теплового равновесия потока энергии от столкновения с электронами и тепловой эмиссией пылинок: $H_{coll}(\langle a \rangle, T_g, n_e) = L_{IR}(\langle a \rangle, T_{eq})$, где H_{coll} – вычисляется с помощью выражения представленного в работе [83], а T_g – температура газа. Для того чтобы спектр средневзвешенной пыли максимально точно описывал эмиссию флуктуирующей пыли, мы умножаем значение спектральной светимости средневзвешенной пыли на массовый коэффициент m_d , так чтобы значения максимумов двух спектров совпали. Легко видеть, что на рисунке 3.7 мы пренебрегли вкладом спектральных особенностей в области от 10 до 20 мкм связанных с полициклическими ароматическими углеводородами (ПАУ). ПАУ эффективно разрушаются в плазме с температурой больше 10^6 К и плотностью порядка 1 см⁻³, и время их жизни не превышает 10^3 лет [86], что существенно меньше характерного времени остывания газа $t_c \sim 10^6$ лет.

Эволюцию эмиссионного спектра в остывающем газе можно видеть на рисунке 3.7 (правая панель). Хорошо видно, что с уменьшением температуры газа продолжает расти излучение в коротковолновой области спектра, так как увеличивается температура мелких пылинок (30 Å, 100 Å). При остывании газа до минимального значения $T_g = 0.65 \times 10^6$ К пылинки радиуса 100 Å уже

² В Приложении A.6 описан способ подсчёта количества пылинок в единичной массе пыли.

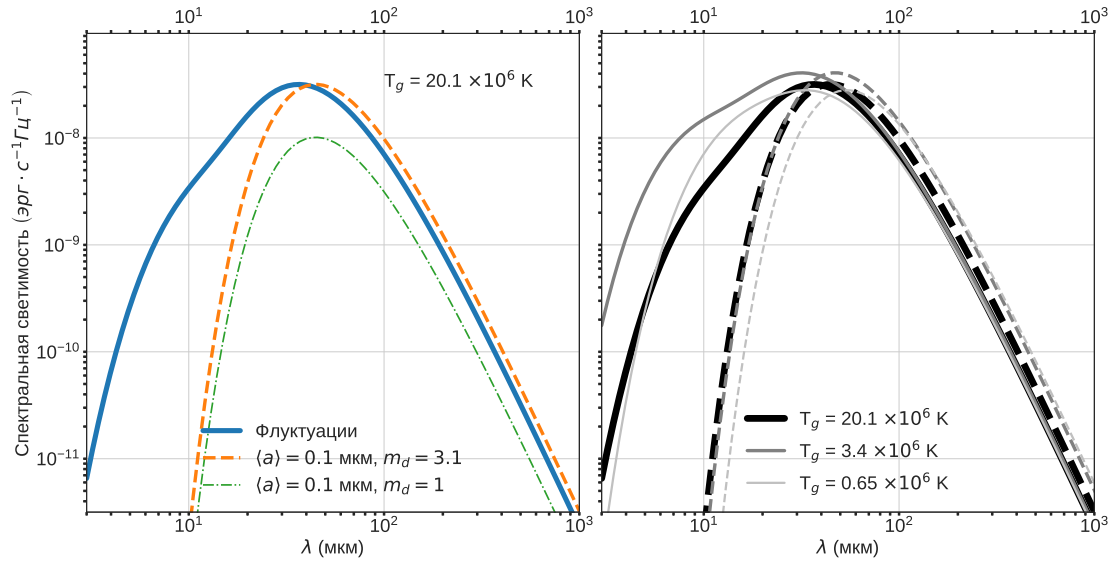


Рис. 3.7. На левой панели показан спектр излучения пыли за фронтом ударной волны. Параметры окружающего газа: $n_e = 1.3 \text{ см}^{-3}$; $T_g = 2 \times 10^7 \text{ К}$. Сплошной линией показан спектр эмиссии модельной пыли, толстой пунктирной линией и тонкой штрихпунктирной – спектры излучения средневзвешенной пыли радиусом 0.1 мкм с различными массовыми коэффициентами. Значение температуры графитовых пылинок $T_C = 61 \text{ К}$, а силикатных $T_{Si} = 59 \text{ К}$. На правой панели представлена эволюция спектра излучения пыли за фронтом ударной волны в процессе остывания газа. Толстой сплошной линией показан спектр эмиссии пыли при температуре $T_g = 2 \times 10^7 \text{ К}$, пунктирной – спектр эмиссии средневзвешенной пыли радиуса 0.1 мкм с равновесной температурой указанной выше, массовый коэффициент $m_d = 3.1$; сплошной линией и пунктирной средней толщины – для температуры газа $T_g = 3.4 \times 10^6 \text{ К}$, а температуры средневзвешенной пыли: $T_C = 58 \text{ К}$, $T_{Si} = 54$, массовый коэффициент $m_d = 5.2$; тонкой сплошной и пунктирной линиями – для температуры газа $T_g = 0.65 \times 10^6 \text{ К}$, а температуры средневзвешенной пыли: $T = 51 \text{ К}$, $T_{Si} = 47$, массовый коэффициент $m_d = 7.1$. Показатель поглощения пыли на всех панелях $\beta = 2$. Результат диссертанта из работы **A2**.

прогреваются не так эффективно и дают меньший вклад в коротковолновой части спектра.

На рисунке 3.8 строятся эволюционные диаграммы "цвет-цвет" для спектры пыли в остывающем газе и средневзвешенной пыли с равновесной температурой. Значения длин волн, для которых строится диаграмма такие же, как и на рисунке 3.5. Диаграмма строится для значения начальной плотности $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$. Из этого рисунка можно видеть, что на коротких длинах волн возникает максимальное отличие между спектром средневзве-

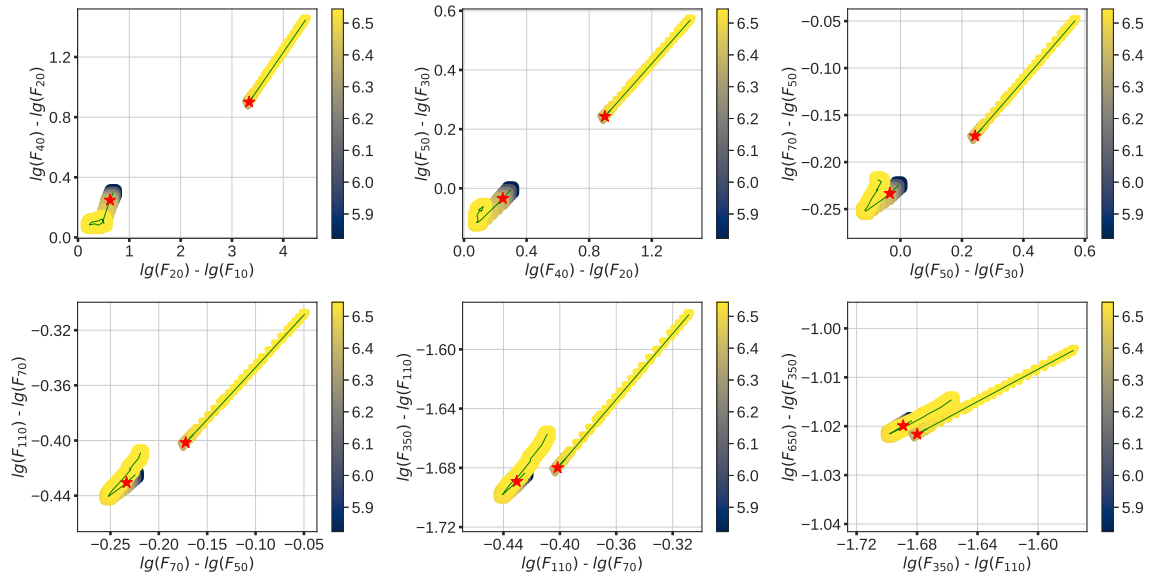


Рис. 3.8. Эволюционная диаграмма "цвет–цвет" для модельного спектра пыли, полученного с учётом температурных флуктуаций (маркеры большего размера) и спектра средневзвешенной пыли с показателем поглощения $\beta = 2$ (маркеры меньшего размера). Изменение температуры и плотности плазмы вдоль эволюционных треков диаграммы "цвет–цвет" происходят с тепловой историей, показанной на рисунке 3.1, для моментов времени указанных на цветовых линейках. Время задано в значениях логарифма количества лет с момента начала остывания. Звездой отмечен момент времени 2 млн. лет. Начальная плотность остывающего газа $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$. Результат диссертанта из работы **A2**.

шенной пыли и спектром пылинок с температурными флуктуациями. Это связано с тем, что мелкие пылинки, испытывающие температурные флуктуации в широких пределах, могут нагреваться до температур более 200 К, давая сильный вклад в коротковолновую часть спектра.

Эволюционные диаграммы спектра пыли с равновесной температурой так же испытывают излом, однако после излома вырождаются, то есть совпадают с кривыми до излома. Легко видеть, что эволюционные кривые, соответствующие стохастическому тепловому режиму пылинок в целом лежат заметно отлично от кривых для равновесной температуры пыли. Это обстоятельство может служить для диагностики плазмы. В целом, анализ наблюдательных значений на диаграммах "цвет–цвет" и их сравнение с модельными диаграммами может быть использован в качестве инструмента диагностики.

3.6. Заключение к главе 3

В настоящей работе мы рассматривали эффекты стохастического нагрева пыли в остывающей изначально горячей плазме. Мы показали, что:

1) Тепловые свойства пыли за фронтами ударных волн существенно неравновесны – пылинки разных размеров демонстрируют принципиально разную тепловую эволюцию. Это обстоятельство проявляется в особенностях спектра их суммарной эмиссии. По мере остывания газа пылинки с радиусом 30 \AA продолжают нагреваться, так как растёт эффективность передачи энергии при столкновениях с электронами. Пылинки радиусом 100 \AA вначале продолжают нагреваться, но после достижения максимума эффективности передачи энергии начинают остывать вместе с газом. Более крупная пыль ($a \geq 300 \text{ \AA}$) начинает остывать сразу вместе с газом, что слабо сказывается на суммарном спектре, который определяется преимущественно мелкими пылинками.

2) Эмиссионные спектры пыли, окружённой горячей остывающей плазмой, принципиально отличаются от квази-планковских спектров пыли с равновесной температурой. Эти отличия связаны с тем, что для мелких пылинок существенны эффекты температурных флуктуаций, которые усиливают их эмиссию в коротковолновой части спектра. Зависимость стохастического нагрева пылинок от теплового состояния плазмы позволяет использовать особенности спектра пылинок с флуктуирующей температурой для диагностики окружающей их плазмы. В качестве "инструмента" такой диагностики могут служить диаграммы "цвет-цвет" на временах $t < (4 - 5) \times 10^5$ лет в коротковолновой (виновской) области эмиссионного спектра пыли.

Глава 4

Разрушение пыли в горячих газодинамических течениях

4.1. Введение к главе 4

Коллективные вспышки сверхновых в галактиках с активным процессом звёздообразования могут приводить к образованию протяжённых выбросов горячего газа [87], которые наблюдаются в рентгеновском [88, 89] и инфракрасном (ИК) диапазонах [16, 90, 91]. Эмиссия в ИК диапазоне связана с пылевыми частицами, которые производятся при вспышках сверхновых, переносятся вместе с горячим газом.

Пылинки в горячем газе испытывают стохастический нагрев при столкновениях с электронами за фронтами ударных волн, причём флуктуации температуры тем сильнее, чем меньше размер пылинки. Самые мелкие частицы могут прогреваться вплоть до температур ~ 500 К и выше [78, 35], что приводит к избытку излучения в коротковолновой части спектра. Столкновения с протонами способствуют эффективному разрушению частиц наименьших размеров [25] и тем самым также меняют заметным образом спектральное распределение. По этой причине учёт разрушения пылинок важен для моделирования излучения пыли в горячем газе, где пылевые частицы могут находиться в агрессивном окружении $\sim 30 - 100$ млн. лет [92].

Описание движения пылинок в газе должно представлять собой в общем случае динамику системы лагранжевых частиц. Распределение пыли по размерам в межзвездной среде оказывается довольно крутым: $f(a) \sim a^{-3.5}$ [64]. Для полидисперсной пыли с размерами в интервале $30-3000 \text{ \AA}$ это означает

одну крупную частицу на $\sim 10^7$ мелких. Из-за этого соотношения, в основном, ограничиваются рассмотрением частиц только одного размера (сорта). Однако для расчета эмиссионных характеристик и массы пыли необходимо учитывать несколько размеров, поскольку в случае указанного выше распределения по размерам мелкие частицы определяют экстинкцию, а крупные – массу.

При таком количестве мелких частиц, приходящихся на одну крупную, практически невозможно отслеживать траектории частиц. В некоторых случаях можно применять гибридные схемы расчета динамики, основанные на усреднении взаимодействия между газом и пылевыми частицами (см., например, [93] и ссылки в ней). При этом надо еще иметь в виду, что часть пылевых частиц испаряется в процессе их взаимодействия с газом. Таким образом, общая задача для описания движения пылевых частиц оказывается практически не реализуемой. В этом случае имеет смысл рассмотреть приближенные методы для конкретных физических условий.

В этой главе мы приводим описание такой методики учёта разрушения пыли в горячем газе и приводим пример расчёта эмиссионных характеристик пыли в галактическом ветре.

4.2. Построение карт излучения пыли

Влияние стохастического нагрева на эмиссионный спектр описывается с помощью функций распределения температур (ФРТ). Методика расчёта ФРТ пылинок описана в Параграфе 3.4. При построении карт эмиссии галактического ветра мы предполагаем, что наблюдатель находится на удалении достаточном, чтобы считать лучи зрения к разным частям ветра параллельными друг другу. Общее число ячеек в расчётной области 10^7 , что делает построение ФРТ для каждой из ячеек очень длительной процедурой. Поэтому,

для оптимизации расчётов, мы строим библиотеку ФРТ на сетке параметров газа 50×50 : где концентрация меняется от $n = 3 \times 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ до $n = 10^3 \text{ см}^{-3}$, а температура от $T = 10^4 \text{ К}$ до $T = 10^8 \text{ К}$. Из этой библиотеки мы выбираем ФРТ для тех параметров газа, которые максимально близки к значениям, полученным при моделировании в конкретной ячейке.

Модель теплоёмкости пыли, которая нами используется, описана в приложении А.3, а в приложении А.4 описаны зависимости коэффициентов поглощения пыли от длины волны, используемые в наших расчётах. Для каждой счётной ячейки строится суммарный спектр излучения всех сортов и размеров пыли для единичной массы и затем умножается на массу пыли в этой ячейке. Масса пыли предполагается пропорциональной массе газа в ячейке с коэффициентом пропорциональности $1/120$. После итоговые спектры суммируются вдоль луча зрения.

4.3. Разрушение пыли

Пылевые частицы при столкновениях с протонами в горячем газе постепенно испаряются [25] с характерным временем примерно равным [81]:

$$\tau_s \approx 10^5 (1 + T_{g,6}^{-3}) a_{0.1} n_p^{-1} \quad (4.1)$$

где τ_s выражается в годах, $a_{0.1}$ – радиус пылинки в единицах 0.1 мкм , n_p – концентрация протонов в см^{-3} , $T_{g,6} = T_g/10^6 \text{ К}$ – температура газа. Этот процесс продолжается пока газ остается достаточно горячим, то есть, в течение времени короче локального время охлаждения газа с металличностью Z в солнечных единицах: $t_c \sim 10^5 T_{g,6} n_p^{-1} Z^{-1}$ лет (см., например, [79]). Нагрев газа внутри сверхоболочек может производиться ударными волнами от вспышек сверхновых в области звездообразования. Эффективность нагрева элемента газа пропорциональна частоте прохождений ударных волн от сверх-

новых, следовательно, характерное время нагрева напрямую зависит от частоты вспышек сверхновых: $t_h \sim \nu_{SN}^{-1}$ (здесь учитываются только первичные ударные волны, с этой точки зрения, эта оценка снизу) и пылевые частицы эффективно разрушаются в горячем газе пока $t_h \lesssim t_c$.

Для описания динамики пыли в газе с высокой температурой, поддерживаемой множественными и частыми ударными волнами, можно воспользоваться двумя обстоятельствами: во-первых, пространственные распределения плотности газа и пыли, температуры в таком горячем газе не будут испытывать значительных флуктуаций (объемный фактор заполнения газа с существенными флуктуациями величин заметно меньше единицы), как например, во внутренних областях (кавернах) сверхоболочек, и во-вторых, пылевые частицы имеют скорость порядка скорости газа. Можно ожидать, что в горячем, почти однородном газе пылинка определенно разрушится, если время испарения (4.1) окажется меньше динамического времени t_{dyn} для газопылевого течения. Из близости скоростей пыли и газа следует, что масса пыли пропорциональна массе газа, это позволяет рассчитать спектральные характеристики горячих газопылевых течений и оценить массу пыли различных размеров. Отметим, что в незамагниченной среде время нетеплового разрушения пылевых частиц за фронтами ударных волн определяется временем торможения частиц, $\tau_{ns} \sim 2 \times 10^5 T_{g,6}^{-0.5} a_{0.1} n_p^{-1}$ лет [25], следовательно, характерное время совместного (теплового и нетеплового) разрушения в горячем газе оказывается порядка $\tau_s \sim \tau_{ns}$.

Таким образом, в численном моделировании динамики горячих газопылевых структур отношение времени жизни пылинки к динамическому времени, $\eta(a) = \tau_s(a)/t_{dyn}$, можно использовать для оценки эффективности разрушения пылевых частиц: при значении $\eta(a) < 1$ считаем, что частицы размера a разрушаются в численной ячейке и они не учитываются при вычислениях эмиссии и массы пыли. Соответственно, при $\eta \geq 1$ пыль заданного размера

выживает. Еще одной необходимой величиной для этих вычислений является содержание пыли в газе, определяемое, например, из металличности газа, которая в численном моделировании может либо полагаться постоянной, либо рассчитываться как динамически пассивная компонента.

Этот приближенный метод достаточно прост, поскольку основан на соотношении характерных времен, может быть применен на этапе обработки результатов и не требует затратных расчетов, совместных с газовой динамикой. Предлагаемый метод приводит к нижним оценкам массы и светимости выжившей пыли, в частности, по той причине, что пыль вбрасывается в горячий газ на протяжении всего времени вспышек звезд в скоплении. Поэтому в газе присутствует пыль "разных возрастов". Однако поступление пыли происходит неравномерно во времени. Если предположить, что масса произведенной пыли пропорциональна массе сверхновой, то большая часть пыли будет вбрасываться на начальных этапах вспышки звездообразования: более 80% массы пыли будет добавляться в первую половину периода звездообразования (~ 7.5 млн. лет, если массы сверхновых лежат в интервале $10-40 M_{\odot}$). То есть, оценки массы и светимости выжившей пыли, полученные на основе предложенного метода, будут более реалистичны для сверхоболочек большего возраста. После прекращения поступления пыли в газ (например, после окончания вспышки звездообразования) пыль будет продолжать разрушаться до тех пор пока газ остается горячим. Отметим, что время испарения мелких пылинок с радиусом 30 \AA составляет ~ 30 млн. лет для характерных условий во внутренних областях горячих пузырей: $T_g \sim 10^7$ К, $n_p \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, а время охлаждения такого горячего газа существенно длинее, ~ 300 млн. лет.

В недавних наблюдениях обнаружено, что сверхновые являются основными поставщиками пыли в МЗС [13], так они выбрасывают почти на порядок больше пыли, чем звезды асимптотической ветви гигантов за время

нахождения на этой стадии [94]. При этом высокоскоростные ударные волны от сверхновых способствуют эффективному переносу пыли внутри горячего пузыря, в отличие от сравнительно медленных ветров от звёзд поздних стадий.

Характеристики гигантских горячих структур, наблюдаемых в окрестности галактик с различным темпом звездообразования [92, 89], могут быть воспроизведены с помощью численных моделей множественных вспышек сверхновых [95]. В качестве примера рассмотрим модель динамики газа в гигантских горячих пузырях, расположенных в центральной области нашей Галактики [88]. Подобная структура может быть образована в результате последовательных взрывов сверхновых в стратифицированной газовой среде с шкалой высот газового слоя 100 парсек, начальная средняя плотность в плоскости диска ($z = 0$) составляет 0.3 см^{-3} . Вспышка звездообразования с темпом $0.4 M_{\odot}/\text{год}$ происходит в плоскости диска. Предполагается, что начальная функция масс звёзд соответствует функции Солпитера и массы сверхновых лежат в интервале $10\text{--}40 M_{\odot}$. Функция охлаждения для радиационно остывающего газа взята из работы [79].

На рис. 4.1 показан срез распределения плотности и температуры в горячем ветре, близком по характеристикам к пузырям, наблюдаемым в нашей Галактике [88]. Динамическое время (возраст пузыря) для эпохи, представленной на рисунке, составляет 25 млн. лет. Из рисунка 4.1 видно, что характерные значения плотности и температуры в оболочке составляют $n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10^6 \text{ К}$, это соответствует времени жизни пылинок с радиусом 30 \AA порядка 3 млн. лет, которое значительно меньше динамического времени пузыря. Поэтому можно считать всю пыль этого размера разрушенной к этому моменту времени. Во внутренней части пузыря для типичных значений $n \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10^7 \text{ К}$ время жизни таких же пылинок оказывается на порядок больше и, следовательно, они выживают.

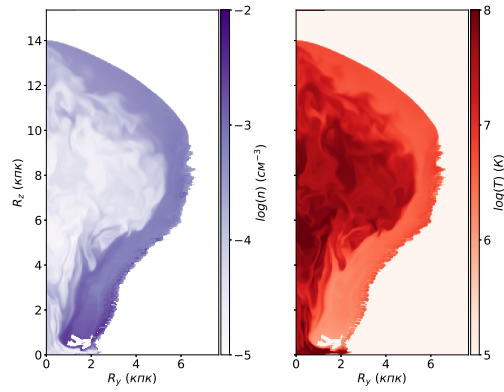


Рис. 4.1. Распределение логарифма плотности, n , (левая панель) и температуры, T , (правая) газа в горячем ветре. Совместный результат из работы **A3**.

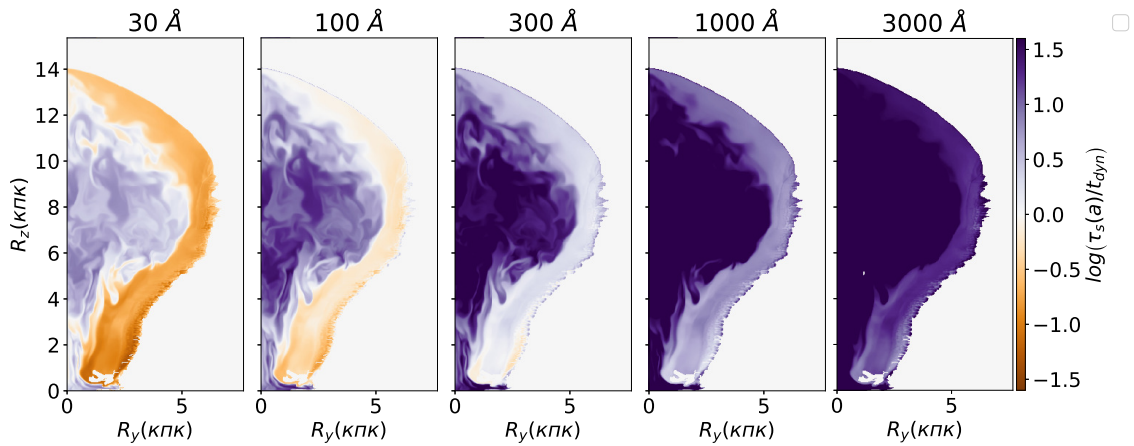


Рис. 4.2. Карты распределения времени жизни пылинок в горячем пузыре. Цветом показан логарифм отношения времени жизни пылинок с размерами (слева направо): 30\AA , 100\AA , 300\AA , 1000\AA , 3000\AA к динамическому времени $t_{dyn} = 25$ млн. лет. Результат диссертанта из работы **A3**.

На рис. 4.2 представлены карты отношения времени жизни пылинки к динамическому времени горячего ветра: $\eta(a)$ в проекции ZY для разных размеров. Выживание пыли определяется этим отношением, т.е. все ячейки, где η больше единицы для данного радиуса пыли, будут учитываться при расчёте эмиссионных характеристик, который детально описан в работе [96].

На рисунка 4.3 показаны карты излучения горячего пузыря в ИК диапазоне (3-3000 мкм) без учёта разрушения пыли (левая панель) и с учётом (правая). Можно заметить, что в случае пыли с учётом разрушения пылинок поверхностная яркость в несколько ($\sim 3 - 10$) раза меньше, чем в случае

без учётом разрушения. Это объясняется тем, что мелких пылинок, которые прогреваются до высокой температуры в результате стохастического нагрева, становится существенно меньше. Полная ИК светимость пузыря в диапазоне 3-3000 мкм падает более чем в 2 раза. Обратим внимание, что заметное влияние на нагрев пылинок может оказывать ультрафиолетовое (УФ) от звёздного населения диска галактики. Однако, часть этого излучения, идущего извне пузыря, будет поглощаться в холодной оболочке на малых высотах над плоскостью диска, а поток излучения от родительского звездного скопления окажется несущественным на высотах больше ~ 1 кпк, в том числе и потому, что характерная энергия УФ кванта примерно в 10 раз ниже энергии электронов в горячем газе.

Часто при интерпретации наблюдаемых эмиссионных характеристик предполагается, что пылинки имеют одинаковый размер и температуру (например, [16], хотя см. [65]). Из этого следует, что полная светимость пропорциональна массе пыли $L \sim M_d$. Тогда для случая изображённого на рис. 4.3 отношение массы пыли без разрушения к массе пыли с учётом разрушения примерно равно 3.7. Существенно иной получается оценка, если учитывать только те пылинки, чьё время жизни оказалось больше возраста пузыря. В этом случае, массовая доля разрушенной пыли составит всего 5×10^{-3} .

Этот метод может быть применён в оценках эмиссионных характеристик газопылевых истечений как из локальных [97], так из ранних галактик на больших красных смещениях.

4.4. Заключение к главе 4

Описан метод оценки влияния разрушения пылевых частиц нескольких размеров в горячем газе на эмиссионные свойства в ИК диапазоне. В основе метода лежит анализ соотношения характерных времен, в частности, срав-

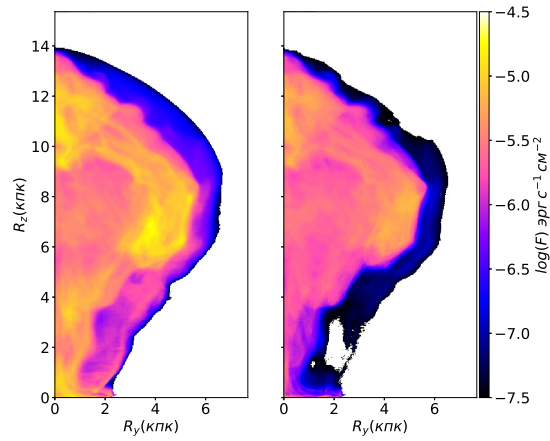


Рис. 4.3. Поверхностная яркость в ИК диапазоне (3-3000 мкм) пыли в горячем ветре без учёта разрушения пылинок (левая панель) и с учётом (правая панель). Результат диссертанта из работы **А3**.

нение времен жизни пылинок различного размера и динамического времени газопылевого течения. Для примера рассчитаны эмиссионные характеристики пыли с учётом и без разрушения пылинок в горячем газе галактического ветра. Получены оценки изменения полной светимости и массы пыли.

Глава 5

Горячий ветер над ОВ-ассоциациями

5.1. Введение к главе 5

Звёзды рождаются в группах и скоплениях с начальной функцией масс $dN/dM \sim M^{-\alpha}$, $\alpha = 1.25 - 2.25$ в пределах масс от 300 до $3 \times 10^7 M_{\odot}$ (см., например, [98]). Скопления средних и больших масс $M \gtrsim 10^3 M_{\odot}$ более или менее легко идентифицируются, тогда как нижний предел массы скоплений $M_{min} \sim 300 M_{\odot}$ плохо определён, особенно в внутренней части галактического диска на галактоцентрическом расстоянии $r \lesssim 3 - 5$ кпк с довольно плотным звёздным окружением. Проблема усугубляется при учёте поглощения излучения на пыли – это не позволяет наблюдать ОВ-ассоциации в направлении центра Галактики дальше 3 кпк [99]. Однако величина нижнего предела для звёздных скоплений имеет большое значение для понимания процесса звёздообразования. В частности, он определяет наименьшую массу, при которой взаимосвязь между скоростью звёздообразования и массой газа перестаёт работать [100].

Авторы [101, 102] первыми предложили связь между яркими точечными источниками дальнего инфракрасного излучения с ультракомпактными областями НП, являющимися маркерами образования ОВ звёзд. Позже ([103], см. также ссылки внутри) и [99] использовали молекулярные (CO и CS) линии для измерения кинематических расстояний до соответствующих областей звёздообразования. В этих случаях наблюдались более плотные газовые фрагменты (с концентрацией $n \sim 10^3 - 10^5 \text{ см}^{-3}$) и относительно молодые звёздные скопления, а следовательно более рассеянные из них пропущены. Поэтому,

желательно, найти новые подходы к поиску областей звёздообразования. В этой главе мы приводим аргументы в пользу образования оболочек вспышками сверхновых вокруг компактных звёздных скоплений с возрастом $t_{\text{ОВ}} \geq 10$ млн. лет в качестве маркеров ОВ-ассоциаций.

Малая часть звёзд в скоплениях имеет большие массы и заканчивает свою жизнь взрывами сверхновых. В результате образуются истечения из газового диска, в некоторых случаях, достигая нескольких килопарсек, вокруг массивных звёздных скоплений (см., например, [104]). В маломассивных скоплениях множественные вспышки сверхновых могут сформировать только небольшие прорывы горячего газа [105, 106, 107]. Однако, газовый диск Галактики может быть прорван всего несколькими взрывами сверхновых, если они находятся в скоплениях, расположенных на половине шкалы высоты над диском [99, 108, 109]. Наблюдательные проявления таких прорывов можно найти в $\text{H}\alpha$ обзорах (см., например, [110]). Такие газовые структуры, расположенные над плоскостью диска, могут указывать на низлежащие звёздные скопления. Можно думать, что морфология и эмиссионные свойства этих структур чувствительны к характеристикам окружающего газа и, как таковые, могут быть использованы для оценок массы скоплений.

5.2. Модель

Мы проводим трёхмерное гидродинамическое моделирование взрывов сверхновых внутри скопления, расположенного в галактическом диске в декартовой системе координат. Мы задаём газовый диск так, чтобы он изначально находился в гидростатическом равновесии в гравитационном потенциале (см., например, [111, 112, 113, 51]), который состоит из двух компонент: гало тёмной материи (ТМ) и барионного диска. В цилиндрических координатах с осью z , перпендикулярной диску, z -составляющая гравитационного уско-

рения, обусловленного гало ТМ, вычисляется по профилю Наварро-Френка-Уайта: $g_{DM}(z) = GM_{DM}(r)z/r^3$, где M_{DM} – это масса тёмной материи заключённая в радиус r , и мы принимаем вириальный радиус гало равным ~ 200 кпк и параметр концентрации $c = 12$, как для нашей Галактики [114].

Барионный диск предполагается самогравитирующим с изотермическим распределением скоростей. В этом случае ускорение, перпендикулярное диску: $g_*(z) = 2\pi G\Sigma_* \tanh(z/z_*)$, где Σ_* и z_* звёздная поверхностная плотность и шкала высот звёздного диска, соответственно. Вклад газового диска включён, следуя [51], делением $g_*(z)$ на $f_* = \Sigma_*/(\Sigma_* + \Sigma_{gas})$ с предположением, что газовый диск не является самогравитирующим. Мы располагаем скопление на галактоцентрическом расстоянии $R_G = 3$ кпк, для которого значение величины z_* предполагается равной 0.3 кпк, как было рассчитано для солнечной окрестности [115]. Звёздная поверхностная плотность равна $\Sigma_* = 180 M_\odot \text{ пк}^{-2}$, а газовая равна $\Sigma_g = 11.5 M_\odot \text{ пк}^{-2}$. Последняя очень близка к наблюдаемой плотности в диске нашей Галактики на солнечном радиусе [116, 117] и рассмотрена в [51]; плотность в плоскости диска $n_0 = 3 \text{ см}^{-3}$. Наша модель согласуется с моделью гравитационного потенциала, построенной [116] для галактоцентрического расстояния 3 кпк (рис. 7 в [116]). Наш выбор обусловлен следующими двумя причинами: а) существенное число неразрешённых звёздных скоплений, ожидаемых для этого галактоцентрического расстояния (см., например, [99]) соотношение относительных высот газового и звёздных дисков наиболее благоприятны для взрывов сверхновых в молодых звёздных скоплениях с формированием вертикальных газовых структур, поднимающихся над диском.

Профиль плотности газа находится из гидростатического равновесия. На больших высотах концентрация задаётся неизменной и равной 10^{-2} см^{-3} . Начальная температура газа $9 \times 10^3 \text{ К}$; металличность газа предполагается постоянной равной солнечному значению для всей вычислительной области.

Стандартное моделирование выполняется с физическим размером ячейки 4 пк в области расчётов с $128 \times 128 \times 192$ ячеек, что соответствует $512 \times 512 \times 768$ пк³. В нескольких запусках область расчёта была расширена до $768 \times 768 \times 1024$ пк³ и 1024^3 пк³. Во всех случаях выбранный размер ячеек близок к пределу, достаточному для разрешения фазы Седова-Тейлора [118]: отношение радиусов охлаждения и инжекции энергии превышает фактор 3. В наших симуляциях радиус охлаждения газа с солнечной металличностью за ударными волнами с $T \sim 10^7$ К это $l_c \sim 12n_0^{-1}$ пк для скорости охлаждения принятой из [79]. Мы провели исследование для одной из моделей, представленных в этой главе, с вдвое лучшим разрешением, и мы не обнаружили каких-либо существенных изменений в представляющих интерес физических величинах.

Сверхновые распределены случайным образом в скоплении с радиусом 10 пк. Для принятого здесь пространственного разрешения объём скопления состоит из сотни ячеек. В пределах этого объёма 10-20 сверхновых взрываются за ~ 20 млн. лет с темпом $\sim 0.5 - 1$ сверхновая за 1 млн. лет. Типичный пример расположения сверхновых показан на рис. 5.1. Несмотря на то, что положение последующих взрывов сверхновых является случайным, общая динамика растущего сверхпузыря устойчива относительно конкретной реализации. Это обстоятельство легко понять, поскольку радиус остатка сверхновой может вырасти за 1 млн. лет до размеров 30-50 пк, что заметно больше размера скопления. Случайное распределение позволяет нам легко избежать численных неопределённостей при моделировании сильных ударных волн, которые также называются "чётно-нечётные" неустойчивости, описанные [119]. Мы рассчитываем три модели: в первой центр скопления расположен в плоскости диска ($z = 0$), а в других он смещён над диском на высоту $z = 20$ и 60 пк. В обоих случаях смещение скопления меньше половины высоты шкалы диска для галактоцентрического расстояния равного 3 кпк. Энергия и мас-

са выброшенного вещества каждой сверхновой впрыскивается в одну ячейку для стандартного пространственного разрешения 4 пк или области радиуса 4 пк в случае лучшего разрешения; предполагается, что энергия сверхновой составляет 10^{51} эрг. Массы массивных звёзд – предшественников сверхновых в скоплении распределяются случайным образом в пределах от 8 до $40 M_{\odot}$ в соответствии с начальной функцией масс Солпитера. Расчёт начинается, когда происходит взрыв самой массивной звезды. Интервалы времени между последовательными взрывами сверхновых в среднем соответствуют времени жизни массивных звёзд, которые соотносятся с массой звёзд как $\log(t_l) = 10.04 - 3.8054 \log M + 1.0646 \log^2 M$ [120], где t_l выражено в годах. Даже в тех случаях, когда мы рассматриваем небольшое количество членов в скоплении (особенно для скопления с 10 сверхновыми), форма общего пузыря незначительно зависит от начального пространственного распределения сверхновых. Кроме того, размер скопления довольно мал, и различия в расположении сверхновых внутри ассоциации не влияют на результаты. Таким образом, глобальная динамика пузыря определяется свойствами диска и количеством сверхновых.

Код основан на подходе нерасщеплённой схемы невозрастания полной вариации (TVD), который позволяет отслеживать ударные волны с высоким разрешением и предотвращает нефизические осциляции. Мы применяем монотонные противопоточные схемы для законов сохранения (MUSCL-Hancock схема) и метод Хартена-Лакса-ван Лира (HLLC) методы (см., например [121]) как аппроксимации решения Римана. Этот код успешно прошёл весь набор тестов, предложенных в [122]. Например, хорошо воспроизводится тест с одиночным остатком сверхновой на седовской стадии (см. рис. 1 в [123]). Также хорошо описывается и расширение остатка сверхновой в фазе доминирования массы выброса и его переход к адиабатическому расширению (см. Дополнение А в [123]). Это полностью согласуется с хорошо известными аналити-

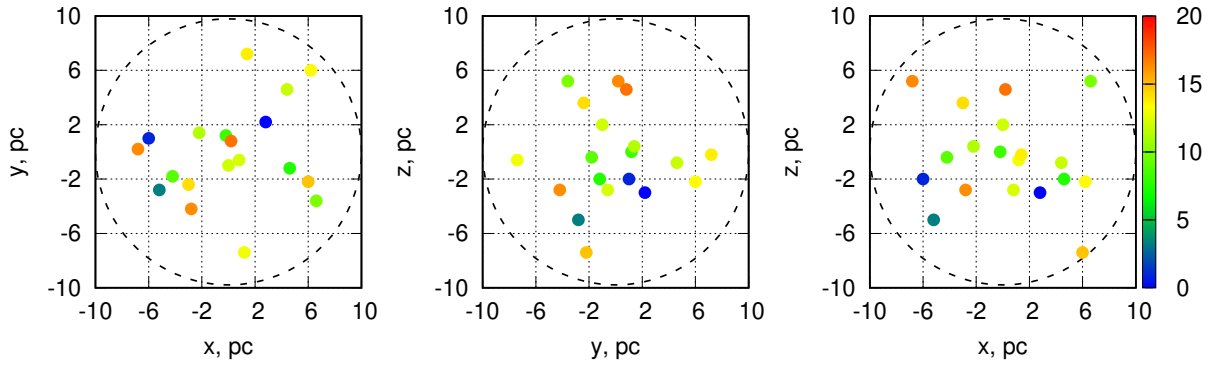


Рис. 5.1. Проекция положений взрывов сверхновых на плоскости (x, y) , (y, z) и (x, z) (слева на право), круги, отмеченные пунктирными линиями показывают радиус скопления, цветом показано время, когда взрывается следующая сверхновая, квадраты отмечают проекции численных ячеек. Точные позиции генерируются случайным образом и не совпадают с центром ячейки. Однако, энергия взрыва сверхновой предполагается вбрасывается в центр куба ячейки. Совместный результат из работы **A4**.

ческим и численным решениями (см., например, [124]). Метод решения уравнений газовой динамики, реализуемый в нашем коде, идентичен тому, что описан в [125], где можно найти результаты нескольких других тестов. Граничные условия являются периодическими для x - и y -направлений, и свободными по z . Временной шаг выбирается как минимальное значение из условия Куранта-Фридрихса-Леви и времени охлаждения по всей сетке.

В моделировании уравнение для энергии учитываются процессы радиационного охлаждения и нагрева. Неравновесная функция охлаждения взята из [126, 79]. Эта функция получена для изохорического охлаждения газа от 10^8 К до 10 К и включает все ионизационные состояния H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, Fe, а также кинетику молекулярного водорода при $T < 10^4$ К. Диффузный нагрев представляет собой фотоэлектрический нагрев пылинок [127], который, как полагают, является доминирующим в межзвёздной среде, а именно в тёплом нейтральном газе, рассматриваемом здесь [128]. В наших расчётах темп нагрева предполагается постоянным по времени и экспоненциально падающим вдоль вертикального направления над диском галактики [51], что

достаточно для стабилизации радиационного охлаждения окружающего газа при $T = 9 \times 10^3$ К. Поскольку любое отклонение скорости нагрева в невозмущённом газе нарушает баланс между охлаждением и нагревом и стимулирует тепловую неустойчивость, что приводит к перераспределению массы газа в межзвёздном диске (см., например, [111, 112]). При таком выборе источников нагрева, в отсутствие сильных возмущений от взрывов сверхновых начальные распределения плотности и температуры остаются в гидростатическом равновесии в течении более 30 млн. лет с высокой точностью – отклонение не превышает нескольких процентов. Поэтому, начальное гидростатическое равновесие слоя межзвёздного газа под действием внешнего гравитационного потенциала от звёздного диска и ТМ является очень стабильным, и возможные небольшие отклонения не влияют на общий динамический сценарий.

5.3. Результаты

5.3.1. Динамика пузырей

Вертикальные срезы в (x, z) плоскости на рис. 5.2-5.3 показывают эволюцию плотности и температуры для двух скоплений состоящих из 20 и 10 сверхновых, соответственно, с центрами в плоскости диска ¹ ($z = 0$). рис. 5.4 представляет собой пример 3D структуры температуры и плотности в пузыре, соответствуя модели на рис. 5.2. В возрасте ~ 10 млн. лет пузырь расширяется вокруг скопления с 20 сверхновыми до размеров сравнимыми с характерной шкалой высоты диска. После этого он продолжает расширять-

¹ Мы выбираем (x, z) -плоскость для визуализации только для примера. Все остальные вертикальные (вдоль оси z) срезы, что пересекают $x = 0$ выглядят очень похоже на то, что показано на рис. 5.2-5.3, что видно из рис. 5.4. Мы не показываем срезы в плоскости (x, y) , так как наша цель здесь – вертикальное изображение растущего пузыря над звёздным скоплением, что можно наблюдать над плоскостью диска галактики за несколько килопарсек. Подробное описание динамики пузыря в стратифицированной среде можно найти здесь [75].

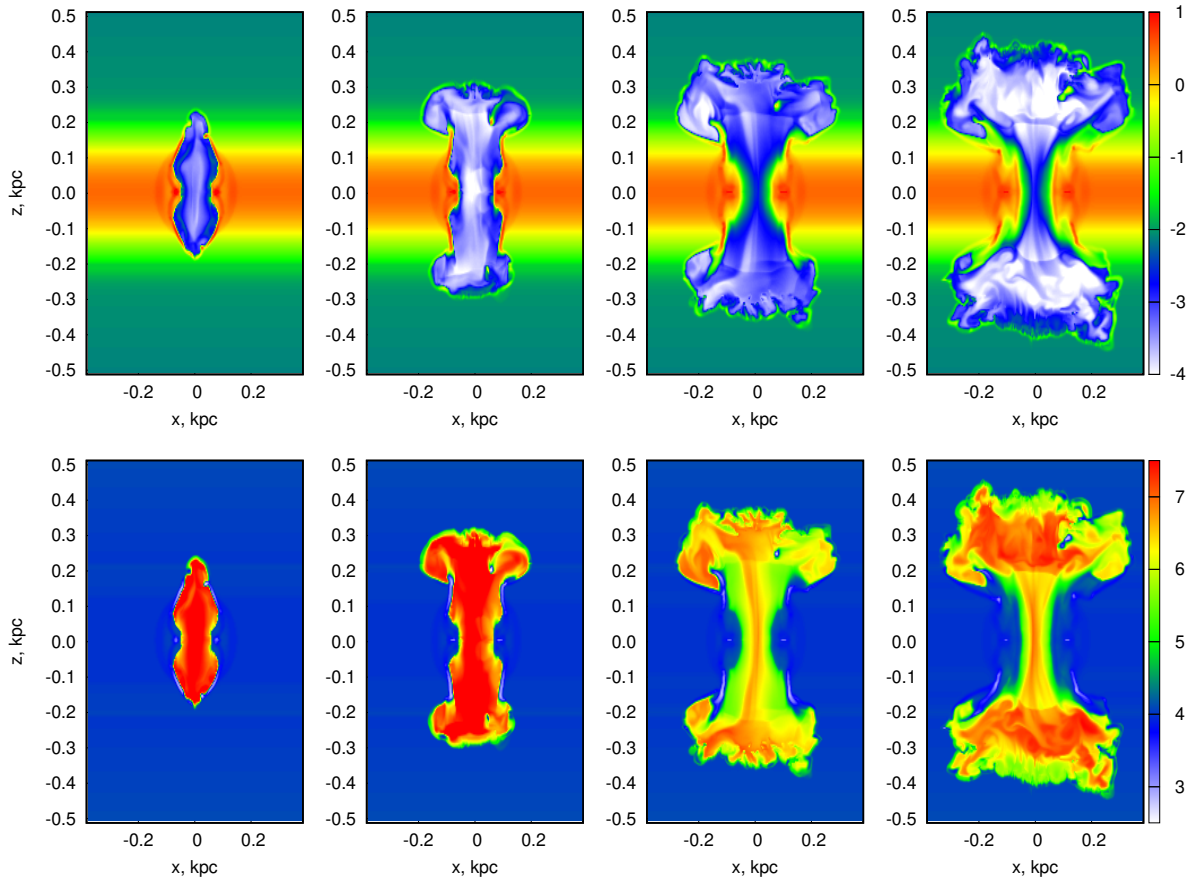


Рис. 5.2. Двумерные срезы концентрации газа ($\log(n, \text{см}^{-3})$ верхняя панель) и температуры ($\log(T, \text{K})$ нижняя панель) для скопления с 20 сверхновыми, расположенного в плоскости диска ($z = 0$) в моменты времени 12, 14, 16 и 18 млн.лет (слева на право) после взрыва первой сверхновой. Центр скопления расположен в $(x, z) = (0, 0)$. Совместный результат из работы **A4**.

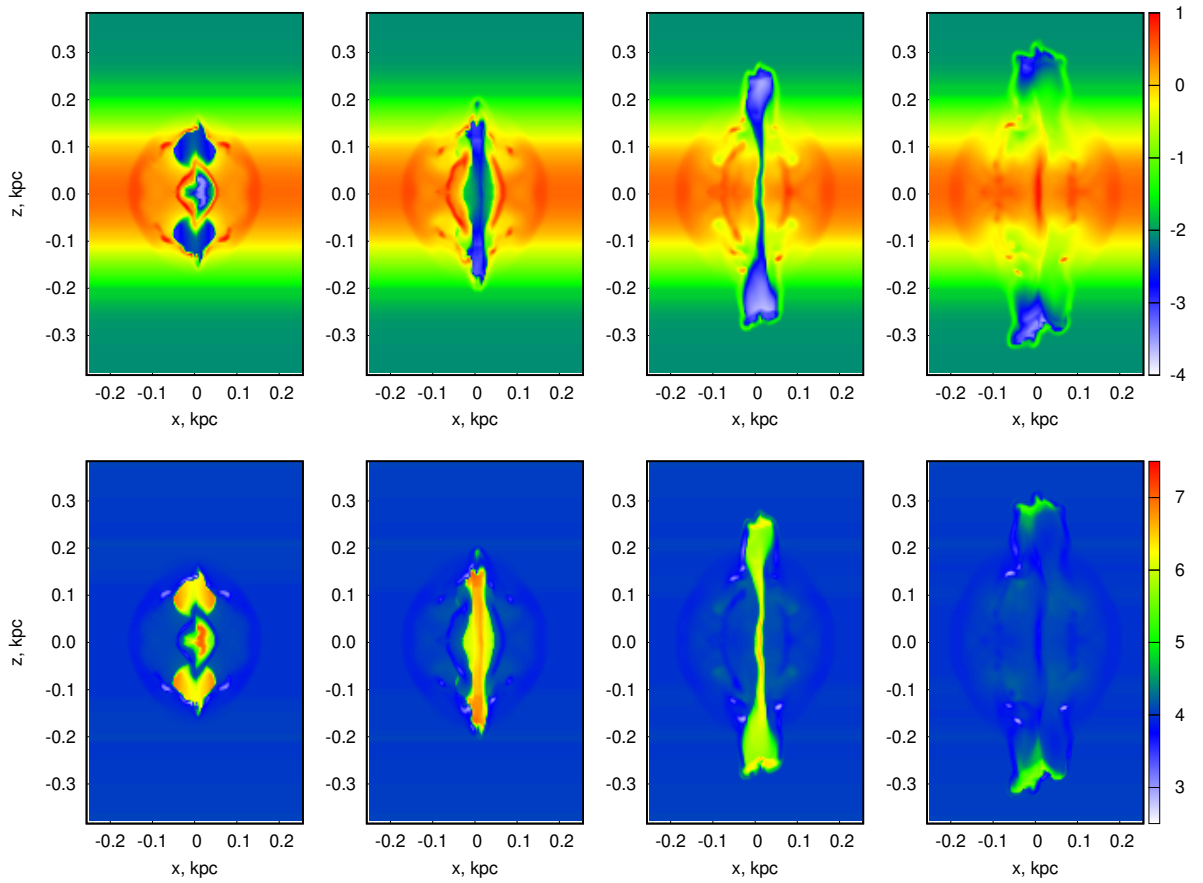


Рис. 5.3. То же самое, что и на рис. 5.2, но для скопления, состоящего из 10 сверхновых. Центр скопления расположен в $(x, z) = (0, 0)$. Совместный результат из работы **A4**.

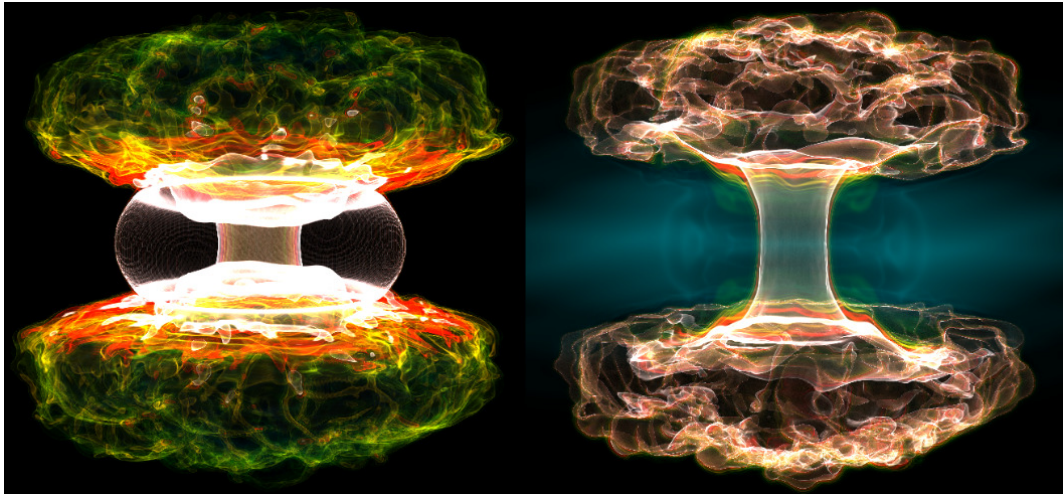


Рис. 5.4. 3D-изображение растущего пузыря, показанного на рис. 5.2 для возраста 18 млн.лет. На левой и правой панелях показаны распределения плотности и температуры, соответственно. Для большей ясности, плотность ограничена в пределах $n = 10^{-4} - 1 \text{ см}^{-3}$, температура заключена в пределах от $T = 10^3 \text{ К}$ до $T = 10^5 \text{ К}$. Чтобы устранить довольно сильный вклад от газового диска, его вклад был вычтен из левой панели; тонкий артефакт эллиптической формы остался от процедуры вычитания. Мы используем пакет **yt** из [129] для создания этого изображения. Совместный результат из работы **A4**.

ся преимущественно в вертикальном направлении. После времени ~ 12 млн. лет пузырь демонстрирует признаки формирования истечения, которое происходит при $t \simeq 14$ млн. лет. Далее большая часть энергии, вбрасываемой последующими сверхновыми, передаётся непосредственно в гало (см. панели для $t = 16$ и 18 млн. лет) из-за очень низкой плотности в каверне, созданной на предыдущем этапе. Можно ожидать, что после $t \sim 24$ млн. лет, когда взорвутся все сверхновые скопления, каверна заполнится газом из диска галактики за следующий 1 млн. лет, в то время, когда газ над плоскостью диска будет сохранять свою высокую температуру в течении нескольких миллионов лет. Фрагменты разрушенного газового слоя будут падать на диск в течении гораздо более длительного периода [130]. Нужно отметить, что газ, невозмущённый взрывами сверхновых, сохраняет первоначальное гидростатическое распределение даже в поздние моменты времени $t = 18$ млн. лет, как вид-

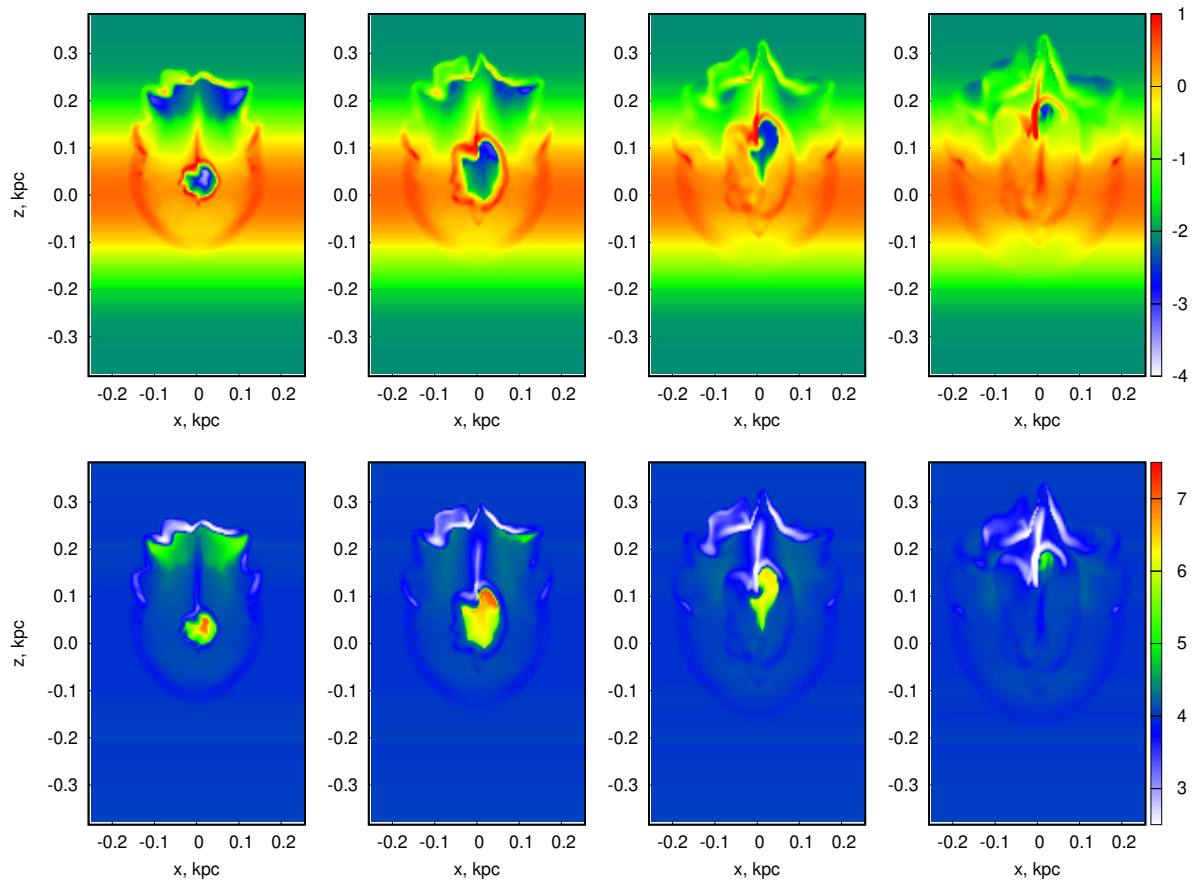


Рис. 5.5. То же, что и на рис. 5.2, но для скопления содержащего 10 сверхновых, расположенное на высоте 20 пк над плоскостью галактики, т.е. центр скопления расположен $(x, z) = (0, 0.02)$. Совместный результат из работы **A4**.

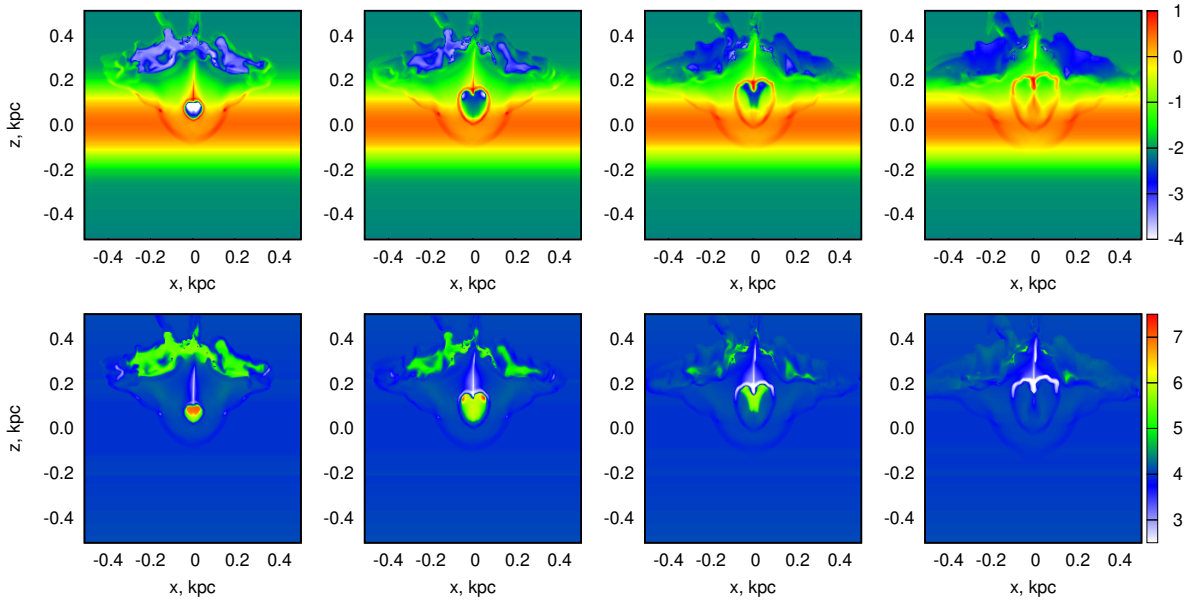


Рис. 5.6. То же, что и на рис. 5.2, но для скопления содержащего 10 сверхновых, расположенное на высоте 60 пк над плоскостью галактики, т.е. центр скопления расположен $(x, z) = (0, 0.06)$. Совместный результат из работы **A4**.

но, например, в распределениях на всех высотах близких к вертикальным границам счётной области на рис. 5.2-5.6.

Как упоминалось выше, звёздные скопления распределены выше или ниже плоскости диска. Сверхновые в таких скоплениях могут взорваться на высотах значительно больших чем радиус скопления. Молодые (≤ 5 млн. лет) звёздные скопления были обнаружены в околосолнечной окрестности на высотах, до ~ 100 пк над плоскостью диска [108]. Такая высота это примерно половина характерной шкалы высот газового диска для солнечного галактоцентрического расстояния. Поскольку газовый диск становится толще к центру Галактики, то можно ожидать, что молодые звёздные скопления могут располагаться на аналогичных или даже больших высотах над плоскостью диска. Таким образом, может быть интересным рассмотреть взрывы сверхновых в скоплениях, расположенных близко к плоскости диска и немного выше половины шкалы высот диска.

Рис. 5.5-5.6 показывают эволюцию плотности для двух скоплений, со-

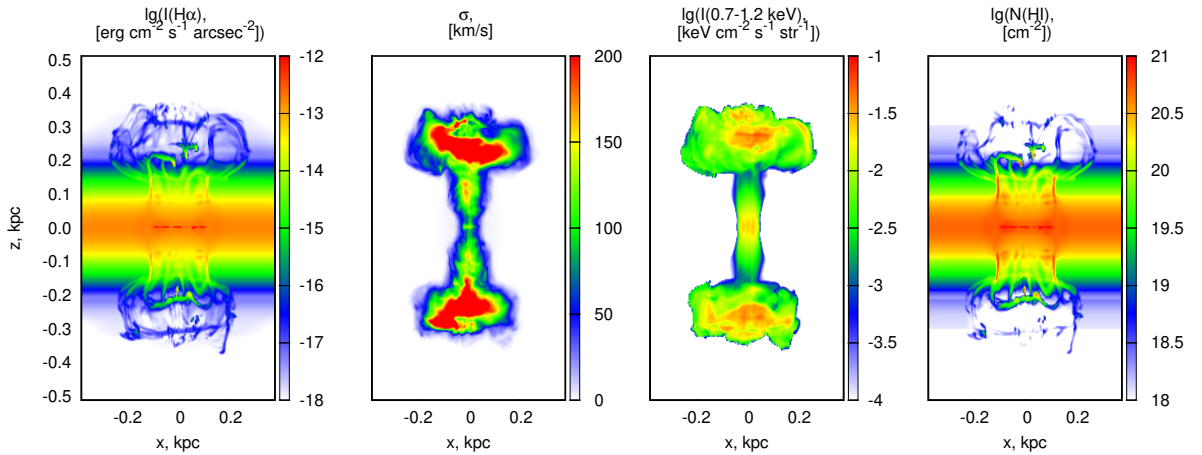


Рис. 5.7. На панелях слева направо: интенсивность в линии $H\alpha$ ($\lg[I(H\alpha)$, $\text{эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ угл.сек}^{-2}$]), дисперсия скоростей ионизованного газа (σ , км/с), рентгеновская интенсивность в полосе 0.7-1.2 кэВ $\lg(I(0.7 - 1.2)$, $\text{кэВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1}$) и лучевая концентрация HI ($\lg[N(\text{HI})$, см^{-2}]). Для скопления содержащего 20 сверхновых и расположенного в плоскости ($z = 0$) на момент 16 млн. лет с момента первой вспышки. Совместный результат из работы **A4**.

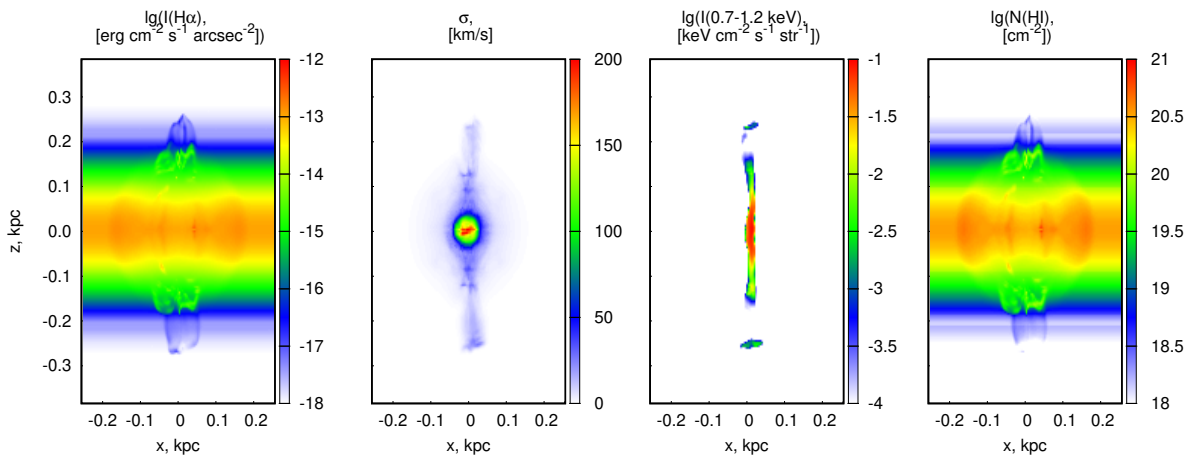


Рис. 5.8. Так же как и на рис. 5.7, но для скопления с 10 сверхновыми, расположенными в плоскости ($z = 0$) через 16 млн. лет спустя первого взрыва сверхновой. Совместный результат из работы **A4**.

стоящих из 10 сверхновых, расположенных над плоскостью диска на 20 и 60 пк, соответственно. Они находятся на $1/3$ и $3/5$ от шкалы высот диска и на расстоянии ~ 3 кпк от центра Галактики. Можно видеть, что пузыри, образованные из сверхновых этих скоплений, сливаются с межзвёздной средой примерно за $t \sim 16 - 18$ млн. лет, аналогично тем, что находятся в плоскости диска (рис. 5.3). Однако для скоплений, расположенных выше или ниже плоскости диска, новые различимые структуры формируются выше или ниже диска на $\sim 1 - 3$ шкалы высот. Они содержат тёплый диффузный газ с $n \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$, и существуют в течение более длительного характерного времени ($t \sim 18$ млн. лет), чем те, которые сформированы на аналогичных высотах для скоплений в плоскости диска (см. правую панель на рис. 5.3). Более того, асимметрия в расположении этих структур: либо выше, либо ниже плоскости диска, – может предоставить дополнительную информацию о высоте, на которой расположен источник энергии истечения – скопление звёзд. Стоит отметить, что в случае скопления, расположенного на высоте 60 пк, газ, возмущённый взрывами сверхновых, распространяется близко к границам расчётной области за $t \sim 18$ млн. лет (см. правую панель рис. 5.6). Однако это не имеет значения для дальнейшей эволюции, поскольку газ является дозвуковым, а вынос массы незначителен.

5.3.2. Эмиссия газа

Структуры, описанные выше, могут быть обнаружены в различных линиях и диапазонах длин волн. Для расчёта характеристик эмиссии коэффициенты излучения водорода и коэффициенты Гаунта берутся из [81], мы используем ионный состав газа, соответствующий темпу охлаждения при заданной температуре [79]. С учётом этих предположений мы моделируем эмиссионные свойства и распределение скоростей вдоль луча зрения и строим карту излу-

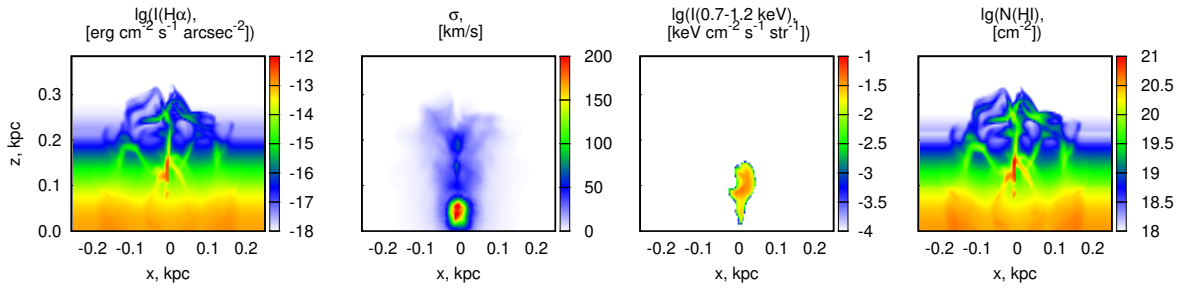


Рис. 5.9. Интенсивность излучения в линии $H\alpha$, дисперсия скоростей ионизованного газа, рентгеновская интенсивность в полосе 0.7-1.2 кэВ и лучевая концентрация HI (слева направо) для скопления с 10 сверхновыми расположенного на высоте $z = 20$ пк над плоскостью диска на 16 млн. лет спустя первого взрыва сверхновой. Показаны только карты над плоскостью диска. Результат диссертанта из работы **A4**.

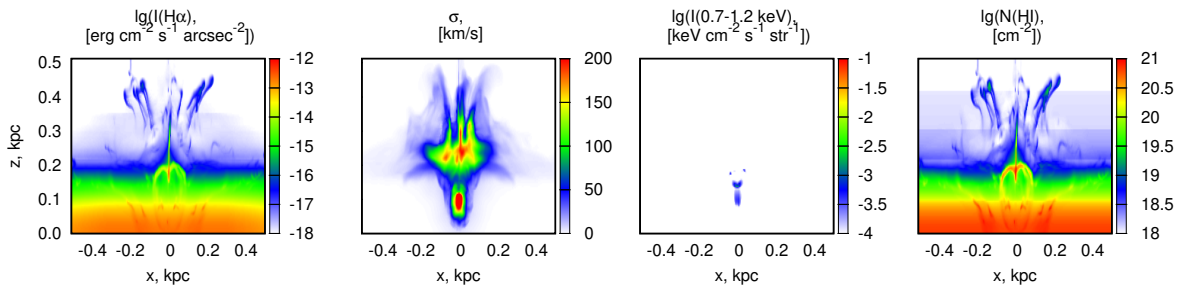


Рис. 5.10. То же самое, что и на рис. 5.9, но для скопления с 10 сверхновыми расположенного на высоте $z = 60$ пк над плоскостью диска спустя 16 млн. лет после взрыва первой сверхновой. Совместный результат из работы **A4**.

чения и скоростей (см. также [50, 131, 123]). Рисунки 5.7-5.10 демонстрируют интенсивность в линии $\text{H}\alpha$, дисперсию скоростей ионизованного газа, рентгеновскую интенсивность в полосе 0.7-1.2 кэВ и лучевую концентрацию HI для моделей показанных на рисунках 5.2-5.6 на момент времени $t = 16$ млн. лет (правая средняя панель). Обращаем внимание, что рисунки 5.7-5.8 показывают карты для всего диска, в то время как рисунках 5.9-5.10 демонстрируют эмиссионные характеристики только над плоскостью диска. Это связано с тем, что газ под плоскостью диска лишь незначительно возмущён вспышками сверхновых в скоплении, что расположено над плоскостью диска. В каждой модели можно отметить область, близкую в плоскости диска с небольшим эмиссионным избытком. Эти особенности вызваны возмущениями плотности, образованными в результате слияния ранних остатков сверхновых (см. срезы плотности на рис. 5.2-5.6).

Для скопления, содержащего 20 сверхновых, малозаметные в линии $\text{H}\alpha$ структуры можно обнаружить на протяжении до ~ 3 шкал высот, или $|z| \sim 0.3$ кпк (левая панель на рис. 5.7), дисперсия скоростей в этих структурах оказывается выше чем $\sim 50 \text{ км с}^{-1}$ (левая средняя панель). Такой газ имеет определённое местоположение на диаграмме "интенсивность $\text{H}\alpha$ – дисперсия скоростей", что соответствует низкой $\text{H}\alpha$ интенсивности и высокому значению дисперсии скоростей [132, 133, 134, 131, 135]. Горячий газ, вытекающий из диска, имеет достаточно высокую температуру, чтобы излучать в рентгеновском диапазоне. Лучевая концентрация HI в диске значительна для ослабления интенсивности рентгеновского излучения ниже 0.3 кэВ, так что здесь мы рассматриваем энергетический диапазон 0.7-1.2 кэВ (правая средняя панель). Потенциально обнаружимы рентгеновские пятна, расположенные симметрично выше и ниже плоскости диска. Стоит отметить, что рентгеновское пятно в плоскости диска исчезает менее чем через 1 млн. лет после окончания взрывов сверхновых из-за эффективного сжатия газа в плоскости диска. В то время,

когда рентгеновские "шапки" над и под плоскостью диска остаются видными в течении следующих нескольких миллионов лет. Их форма очень похожа на рентгеновские структуры, наблюдаемые в центре Галактики (см. так же рис. 6 и 1 в дополнениях, соответственно, [136, 137]). Рентгеновские структуры, образованные меньшим числом сверхновых (см. рис. 5.8-5.10) выглядят как узкие "каналы" и похожи на маленькие "нити" (chimneys), видимые на рис. 6 в [136]. Газ в этих структурах сильно ионизован, так что на картах H α можно найти только несколько сгустков нейтрального газа (правая панель).

После всех вспышек в скоплении с 10 сверхновыми, расположенном в плоскости диска, нет никаких различимых структур (рис. 5.8). Во время эволюции можно обнаружить только пузыри, образованные отдельными взрывами сверхновых, так как промежуток времени между последующими взрывами больше, чем продолжительность сжатия. На рис. 5.8 показаны распределения для момента времени после 4 млн. лет спустя вспышки последней сверхновой (см. эволюцию на рис. 5.3), таким образом, эти распределения представляют собой последний период фазы сжатия горячей каверны.

Для скопления над плоскостью диска появляется (рис. 5.5-5.6) несколько заметных газовых структур, которые можно найти в H α и H β эмиссии (см. левую и правую панели на рис. 5.9-5.10). Они находятся на ~ 3 шкалах высот (~ 0.3 кпк), хотя ещё более заметны для скоплений на небольших высотах $\sim 1/5 - 1/2$ шкалы высоты или $\sim 20 - 60$ пк. Скопления на маленьких ($\lesssim 20$ пк) или больших ($\gtrsim 60$ пк) высотах не образуют никаких истечений, так как на малых высотах сверхновые не могут образовать коллективный выброс (см. описание выше и рис. 5.3), в то время как на больших высотах выметаемая масса слишком мала для формирования структуры. Заметим, что для скоплений на больших высотах энергия, вбрасываемая сверхновыми, легко уходит в вертикальном направлении, а объём высокоскоростного газа больше, чем для скопления на меньших высотах. В результате на больших

высотах появляется область с высокой дисперсией скоростей (см. левую среднюю панель рис. 5.10).

5.3.3. Эмиссия пыли в горячем газе

Пылинки в горячем газе нагреваются одновременно за счёт столкновения с частицами газа за фронтом ударной волны и ультрафиолетовым (УФ) излучением, создаваемым звёздной компонентой диска. Тепловое поведение пылевых частиц само по себе неравновесно, так как пылинки испытывают скачки температур после поглощений УФ квантов или после столкновений с частицами газа и остывают между ними, как описано выше в Главе 3. Частота столкновений или поглощений определяет возможность равновесного приближения при расчёте нагрева пылевых частиц. Среднее время между событиями столкновения с частицами газа будет в первую очередь зависеть от плотности газа, характерных скоростей частиц и размеров пылинки. А в случае с фотонами частота поглощения квантов зависит от плотности поля излучения и также от размера частиц. На рис. 5.11 показаны соотношения между потоками тепла, нагревающими пылинку при столкновениях с частицами газа и при поглощении УФ квантов, для разных размеров частиц пыли. Можно видеть, что мелкие пылинки преимущественно нагреваются за счёт ударного механизма, тогда как крупные – интенсивнее за счёт поглощения фотонов. Это связано с тем, что коэффициент поглощения пыли, в рассматриваемом нами диапазоне длин волн $\lambda = 900 - 2100 \text{ \AA}$, в среднем заметно меньше единицы и увеличивается с размером пылинки. Коэффициенты поглощения и излучения пыли берутся из [81] и [138]. Поле излучения мы считаем однородным и стационарным во времени. Из рисунка 5.2 можно видеть какие характерные параметры газа чаще встречаются в таких пузырях, что соответствует более интенсивному нагреву для мелкой пыли $a < 300 \text{ \AA}$ ударным

механизмом, а для крупной при поглощении УФ квантов. Однако в расчётах необходимо учитывать и тот факт, что мелкая пыль, находясь в горячем газе, будет разрушаться. Здесь мы учитываем только один механизм разрушения, а именно испарение от налетающих частиц газа. Характерное время жизни пылинок в горячей плазме можно оценить с помощью выражения:

$$\tau_l = 10^5 (1 + T_6) \frac{a_{0.1}}{n_H} \quad (5.1)$$

где τ_l – время жизни в годах, $a_{0.1} = a/(10^{-5} \text{ см})$, где a – радиус пылинки, $T_6 = T/(10^6 \text{ К})$ и n_H – температура и плотность газа соответственно. Для характерного значения температуры и плотности в горячем пузыре можно оценить, что время жизни пылинок размером 30 \AA в таком газе не будет превышать 10 млн. лет. Это значит, что мелкая пыль ($a < 300 \text{ \AA}$), для которой заметны температурные флуктуации от налетающих электронов и УФ квантов будет эффективно разрушаться в горячем ветре и будет давать меньший вклад в тепловую эмиссию, чем крупные пылинки. Подробнее о оценках влияния разрушения пыли на эмиссию в горячих ветрах написано в Главе 4. Скорость нагрева от столкновения с электронами взята из [83]. Локальная плотность энергии УФ излучения в пределах одной шкалы высоты диска принимается фиксированной и равной $u_* = 1.5 \times 10^{-13} \text{ эрг см}^{-3}$, это в три раза больше, чем поле в солнечной окрестности [139], так как поверхностная плотность звёзд в наших расчётах берётся примерно в три раза больше, чем вокруг Солнца. Популяция пылевых частиц в нашем моделировании состоит из графитовых и силикатных пылинок пяти размеров: 30, 100, 300, 1000, 3000 \AA , распределённых согласно [64]. Массовое соотношение газа к пыли равно 1/120. На рис. 5.12 (левая панель) представлена полная ИК поверхностная яркость ($\lambda \sim 3 - 3000 \text{ мкм}$) и температура пыли, рассчитанная по максимуму спектра (правая панель). Пузырь образован скоплением с 20 сверхновыми спустя 16 млн. лет спустя первой вспышки. Стоит отметить, что здесь не отоб-

ражена эмиссия пыли в диске.

Так как излучательная способность пыли в основном определяется более мелкими пылинками, то ИК яркость и температуру пыли в горячей плазме пузыря определяет в большей степени столкновения с частицами газа. Стоит отметить, что яркие "шапки" достигают высот $|z| \sim 0.4$ кпк. Они более выражены по сравнению с общей $\text{H}\alpha$ эмиссией (см. левую панель на рис. 5.7). Пространственное распределение температуры пыли аналогично рентгеновскому в диапазоне 0.7 – 1.2 кэВ (см. третью панель на рис. 5.7). Можно видеть, что значительный коэффициент заполнения объёма горячим газом в пузырях может быть обнаружен в пузыре, образованном скоплением с 20 сверхновыми. Следовательно, эмиссия пыли может быть использована для идентификации скоплений, состоящих из 20 сверхновых, то есть более массивных, чем $\sim 3 \times 10^3 M_{\odot}$ (предполагая одну сверхновую на $150 M_{\odot}$).

Стоит отметить, что температура пыли в низких и средних галактических широтах обычно ниже 20 К (см. среднюю панель рис. 9 в [5]). Считается, что эти температуры определяются локальным ультрафиолетовым фоном (см. например раздел 9 в [140]). В то же время на карте температуры пыли, полученной в рамках проекта Planck (см. среднюю панель на рис. 9 в [5]), есть достаточно много небольших участков с более высокими значениями температуры пыли, 23-27 К, расположенных вблизи Галактической плоскости. На рис. 5.12 видно, что температура пыли в "шапках" достигает ~ 25 К и даже выше, это близко к значениям в этих наблюдаемых пятнах с типичным угловым размером около нескольких градусов или физическим размером 0.2–0.4 кпк на расстоянии в несколько килопарсек. Следовательно, эмиссия пылевых "шапок" может быть использована при поиске остатков вспышек сверхновых звёзд в маломассивных OB-ассоциациях.

Ещё в качестве примера можно рассмотреть случай галактик с активным звездообразованием, например, NGC 891. В ней наблюдаются [16] мощ-

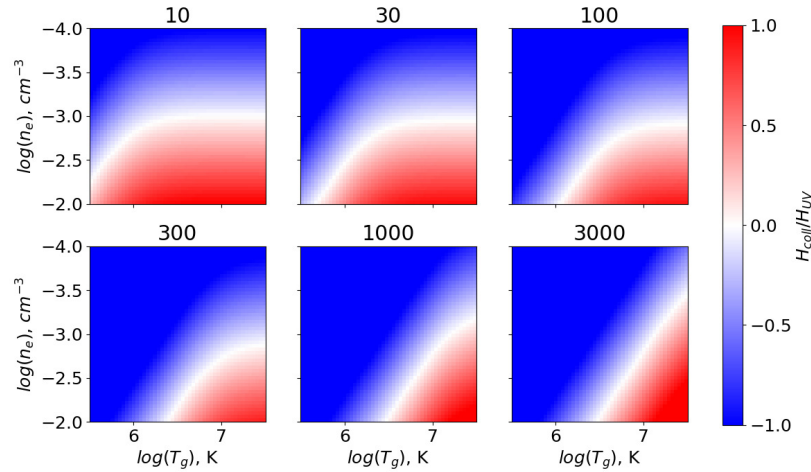


Рис. 5.11. Логарифм отношения темпов нагрева пылинок от столкновения с частицами газа и нагрева при поглощении УФ квантов для разных размеров пылинок. Над каждой панелью приведены размеры пылинок в ангстремах. Интервалы приведённых параметров характерны для горячих пузырей (см. рис. 5.2). Плотность поля излучения равна $u_* = 1.5 \times 10^{-13}$ эрг см^{-3} . Иллюстративный рисунок диссертанта.

ные истечения горячего газа в ИК, в линии $\text{H}\alpha$ и в рентгеновском диапазоне. Аналогичные истечения получены в моделировании [95], где рассматривается эволюция пузыря над плоскостью галактики после взрыва 300 сверхновых. На рис. 5.13 показана карта наблюдаемых температур пыли в таком пузыре. Видно, что температура пыли на больших высотах (> 200 пк) в пузырях соответствует наблюдаемой (23-27 К).

5.4. Обсуждение

В этой главе мы неявно предполагали, что радиальный градиент плотности в диске оказывает незначительное влияние на динамику растущих пузырей и их эмиссионные характеристики. Такое предположение основано на том, что во всех рассматриваемых нами случаях характерные масштабы слияния остатков сверхновых и образования вертикального истечения значительно короче по сравнению с изменением шкалы высоты в диске Галактики.

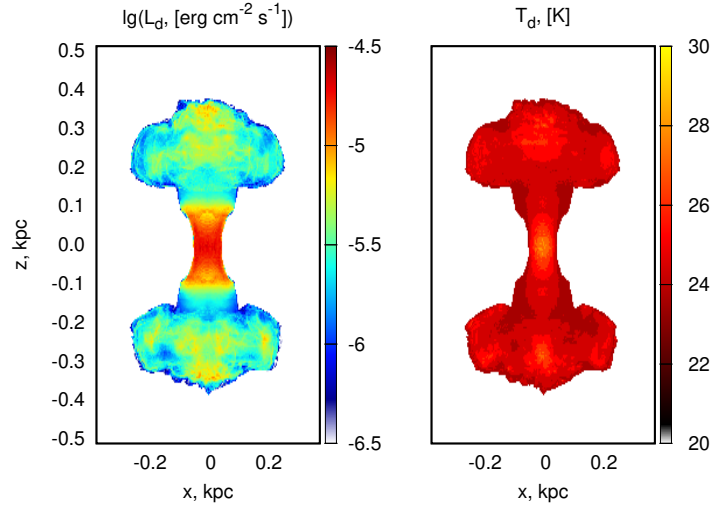


Рис. 5.12. Полная ИК поверхностная яркость ($\log(L_d, \text{эрг с}^{-1} \text{ см}^{-3})$, левая панель) и температура пыли (T_d К, правая панель) в горячем газе скопления 20 сверхновых расположенного в плоскости ($z = 0$) на 16 млн. лет спустя вспышки первой сверхновой. Результат диссертанта из работы **A4**.

Однако, эффекты радиального градиента плотности в диске могут иметь последствия в карликовых галактиках, где газовые диски являются толстыми и диффузными, а отношение характерного вертикального масштаба ($\gtrsim 0.1$) к радиальному больше, чем в спиральных галактиках ($\lesssim 0.03$) (см., например, [141]). Мы также предположили, что газовый диск находится в гидростатическом равновесии, и пренебрегли локальными турбулентными движениями. В то время как наличие турбулентности приводит к более быстрому сжатию каверн после окончания вспышек сверхновых (см. срезы на рис. 5.2-5.6), однако это вряд ли изменит глобальную динамику пузыря (см., для примера, [75, 142]).

5.5. Заключение к главе 5

Мы изучили эволюцию пузырей, сформированных несколькими сверхновыми (до 20) в галактическом диске. Такое число сверхновых может быть

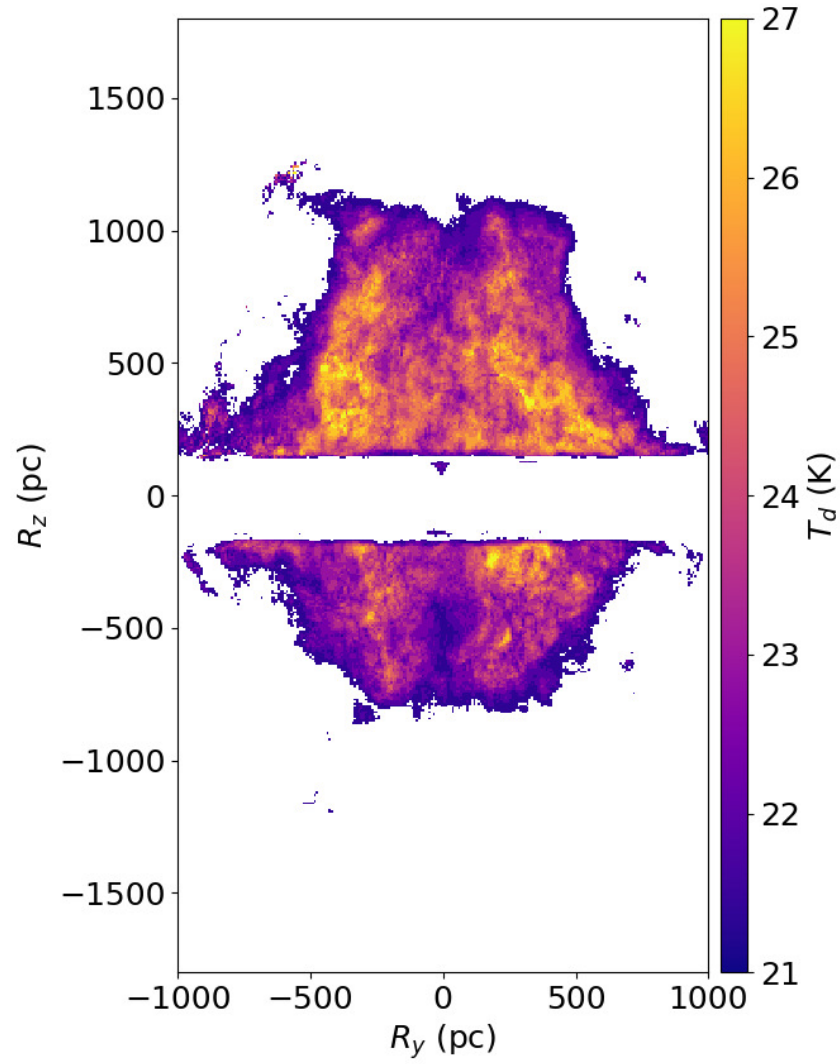


Рис. 5.13. Температура пыли (T_d K) в горячем газе скопления 300 сверхновых расположенного в плоскости ($z = 0$) на 15 млн. лет спустя вспышки первой сверхновой. Температура пыли в диске галактики не изображена. Иллюстративный рисунок диссертанта.

присуще небольшой ОВ-ассоциации. Морфология пузырей зависит как от свойств диска, так и от свойств самого скопления, в частности, толщина диска, плотность газа в плоскости диска и высота скопления над диском, размер скопления и т.д. Мы показали следующее:

- энергии, вбрасываемой скоплением с ~ 20 сверхновыми в плоскости диска, достаточно, чтобы сформировать истечение на галактоцентрическом расстоянии ~ 3 кпк, которое может достигать 2-3 шкал высот, газ в истечении может излучать в линии $\text{H}\alpha$ и рентгеновских лучах (0.7-1.2 кэВ) на протяжении нескольких млн. лет;
- скопление, образованное ~ 10 сверхновыми в плоскости диска, неспособно создать истечение над диском;
- скопление, сформированное ~ 10 сверхновыми и расположенное на высоте $\sim 0.2 - 0.5$ шкалы высот над плоскостью диска, создаёт заметные $\text{H}\alpha$, рентгеновские и ИК структуры, достигающие размеров $\sim 0.5 - 2$ шкал высот, которые можно обнаружить по эмиссии в этих диапазонах и по дисперсии скоростей ионизованного газа.
- скопление, образованное $\gtrsim 20$ сверхновыми, находящееся в плоскости диска, может создавать яркие в ИК диапазоне пылевые "шапки" на 2-3 шкалах высот. Наблюдаемая температура пыли в таких "шапках" $\gtrsim 20$ К, которая определяется в первую очередь пылинками малых размеров, нагревающимися преимущественно столкновениями с частицами горячей плазмы пузыря.

Таким образом, газовые структуры над диском галактики, образованные несколькими взрывами сверхновых в маломассивных ОВ-ассоциациях, могут быть обнаружены с помощью карт дисперсии скоростей ионизованного газа, карт интенсивности $\text{H}\alpha$, в линиях HI 21 см, в рентгеновском диапазоне и ИК

эмиссии от нагретой пыли. В целом, эти характеристики представляют собой набор наблюдательных проявлений присутствия низлежащих звёздных скоплений, которые могут не наблюдаются непосредственно. Морфология и эмиссионные свойства таких структур чувствительны как к параметрам окружающего газа, так и к характеристикам самого звёздного скопления, и могут быть использованы для оценок массы скопления.

Глава 6

Заключение

Настоящая диссертационная работа посвящена исследованию стохастического нагрева пыли в горячем газе за фронтами ударных волн, а также её эмиссионным характеристикам в остывающем газе с помощью численного моделирования.

1. Проанализированы тепловые свойства пыли, испытывающей температурные флуктуации, и особенности её эмиссионных спектров. Показано, что отнесённая к единице масса излучательная способность пылинок малых размеров ($a \lesssim 100 \text{ \AA}$) существенно превосходит таковую для более крупных пылинок и для пылинок с фиксированной температурой, определяемой балансом нагрева и охлаждения. Эмиссионный спектр пыли ведёт себя как распределение излучения двухтемпературной пыли с пиками на высоких ($\nu \sim 20 \text{ ТГц}$) частотах, что связано с излучением мелкой пыли с большой температурой ($T_d \sim 10^2 \text{ К}$), и низких частотах ($\nu \sim 2 \text{ ТГц}$), что определяется максимумом функций распределения температур пылинок на малых температурах ($T_d \sim 10 \text{ К}$). Вклад графитовых пылинок в эмиссию на высоких частотах выше, так как меньшая теплоёмкость углеродной пыли прогреваться до более высоких температур, чем силикатная.
2. Изучена тепловая эволюция пыли, испытывающей стохастический нагрев, в остывающем газе за фронтом сильной ударной волны. Мы показали, что тепловые свойства пыли за фронтами ударных волн существенно неравновесны – пылинки разных размеров демонстрируют разную тепловую эволюцию. По мере остывания пылинки малых размеров

(с радиусом 30 \AA) продолжают нагреваться с уменьшением температуры окружающего газа, так как растёт эффективность передачи энергии при столкновении с электронами. Пылинки с радиусом 100 \AA вначале продолжают нагреваться, но после достижения максимума эффективности передачи энергии начинают остывать вместе с газом. Крупная пыль ($> 300 \text{ \AA}$) начинает остывать сразу вместе с газом, что слабо сказывается на суммарном спектре, который определяется преимущественно мелкими пылинками. Эти обстоятельства проявляются в особенностях спектра эмиссии суммарной по всем размерам пылинок. Такие спектры принципиально отличаются от квази-планковских спектров пыли с равновесной температурой. Зависимость стохастического нагрева пылинок от теплового состояния плазмы позволяет использовать особенности спектра пылинок с флуктуирующей температурой для диагностики окружающей их плазмы. В качестве инструмента такой диагностики могут выступать диаграммы "цвет-цвет" в коротковолновой части эмиссионного спектра пыли.

3. Предложен метод оценки влияния разрушения пылевых частиц в горячем газе при построении карт ИК эмиссии газодинамических течений, полученных в численных расчётах, а также получены оценки изменения полной светимости и массы пыли. В основе метода лежит анализ характерных времён, в частности соотношение времени жизни пылинок разного размера при определённых параметрах газа вокруг к динамическому времени газопылевых течений. Эта методика применяется при моделировании горячего пузыря над OB-ассоциацией в диске Галактики. Пыль в таких горячих "шапках", которые будут подниматься на высоту до ~ 0.5 кпк, будет выживать на временах больше, чем динамическое время развития пузыря, а также нагреваться горячим газом

на фронтах ударных волн. Наблюдаемая температура пыли $T_d \gtrsim 20$ К в этих "шапках" будет выделяться на фоне более холодной ($T_d < 20$ К) "фоновой" пыли, нагреваемой диффузным УФ полем. Это, вместе с анализом дисперсии скоростей, с проявлениями в рентгене, в линиях H I 21 см и H α , может представлять собой набор наблюдаемых проявлений присутствия низлежащих звёздных скоплений, которые иначе недоступны для наблюдения.

Приложение А

А.1. Доля поглощенной энергии

Доля поглощаемой кинетической энергии электрона, падающего на пылинку, определяется выражением (см. [55])

$$\eta(E) = \begin{cases} 1, & E < E_* \\ 1 - [1 - (E_*/E)^{3/2}]^{2/3}, & E > E_*, \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

$E_* = 1.4 \times 10^{-8} \left(\frac{a}{\mu}\right)^{2/3} \rho_g^{2/3}$, ρ_g – плотность вещества пылинки.

А.2. Начальная температура пылинки

Столкновение одного электрона с энергией E сопровождается увеличением температуры пылинки до значения $T_{d,E}$, определяемого уравнением [35]

$$\Delta E = \int_{T_i}^{T_{d,E}} (T'_d) dT'_d, \quad (\text{A.2})$$

где $\Delta E = \eta(E)E$ – энергия, переданная пылке столкнувшейся с ней частицей плазмы, $C(T)$ – теплоемкость пылинки¹, T_i – температура пылинки перед столкновением с ней электрона. Зависимость T_d от ΔE приведена в А.1. На рис. А.1 показаны графики температуры пылинки сразу после столкновения в зависимости от энергии столкнувшегося с ней электрона.

¹ Мы предполагаем, следуя [35], что энергия ΔE перераспределяется по всему объему пылинки за время, существенно короче, чем время ее радиационного остывания. Такое предположение справедливо, поскольку характерное время теплопроводности $\Delta t \sim a^2/D_T \gtrsim a^2$ с, D_T – коэффициент температуропроводности

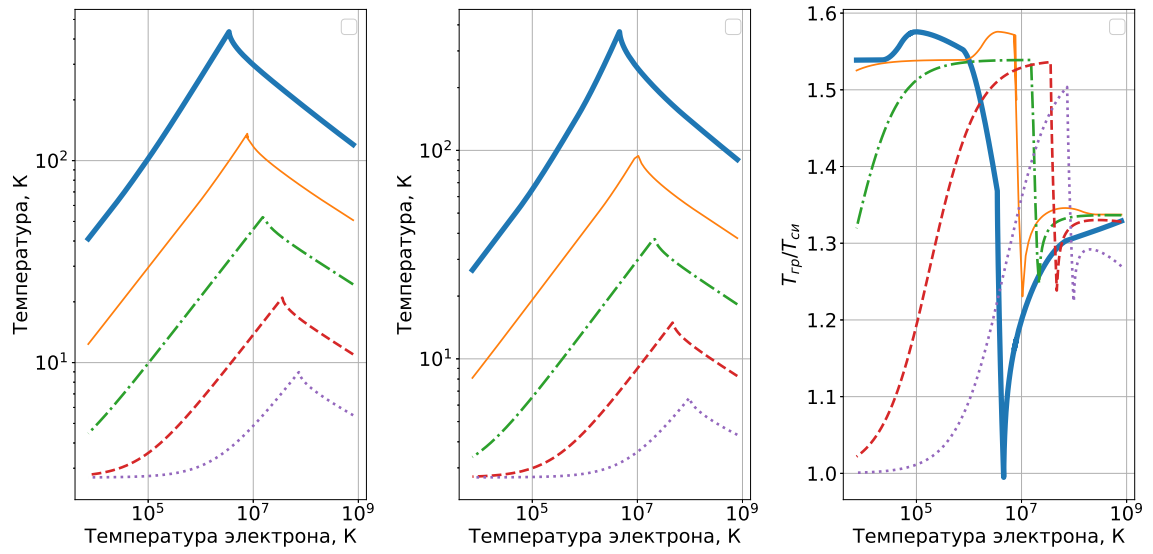


Рис. А.1. Зависимость начальной температуры пылинки от кинетической энергии поглощенного электрона 2.1 для углеродных (слева) и силикатных (в центре) пылинок. На правой панели показано отношение этих температур – углеродных к силикатным. Энергии электронов указаны в градусах E/k . На левой и средней панелях размеры пылинок сверху вниз: 30 Å, 100 Å, 300 Å, 1000 Å, 3000 Å. Энергия падающего электрона приведена в К. Иллюстративный рисунок диссертанта из работы **A2**.

А.3. Теплоемкость

Теплоёмкость пыли, используемая в нашей модели взяты из работы [35, 11]. Для углеродной пыли

$$C(T)/V = \begin{cases} 3.84 \times 10^2 T^2 & T \leq 60 K \\ 2.32 \times 10^3 T^{1.56} & 60 \leq T \leq 100 K \\ 5.61 \times 10^3 T^{1.37} & 100 \leq T \leq 470 K \\ 7.74 \times 10^5 T^{0.57} & 470 \leq T \leq 1070 \\ 4.14 \times 10^7 & T \geq 1070 K \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

где $C(T)$ - теплоёмкость пыли в эрг·К⁻¹ и V - объём пылинки в см³.

Для силикатной пыли

$$C(T)/V = \begin{cases} 1.4 \cdot 10^3 T^2 & T \leq 50 K \\ 2.2 \cdot 10^4 T^{1.3} & 50 \leq T \leq 150 K \\ 4.8 \cdot 10^5 T^{0.68} & 150 \leq T \leq 500 K \\ 3.41 \cdot 10^7 & T \geq 500 K. \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

А.4. Коэффициент поглощения

Для эффективности поглощения инфракрасного излучения использованы аппроксимации описанные в [143], (см. также обсуждение в разделе 24.1 в книге [81])

$$Q_{abs}(a, \lambda) \approx \begin{cases} 1.0 \cdot 10^{-3} \left(\frac{a}{10^{-5}\text{см}}\right) \left(\frac{\lambda}{10^{-2}\text{см}}\right)^{-2} & \text{углерод, } \lambda \geq 3 \cdot 10^{-3}\text{см} \\ 1.4 \cdot 10^{-3} \left(\frac{a}{10^{-5}\text{см}}\right) \left(\frac{\lambda}{10^{-2}\text{см}}\right)^{-2} & \text{силикаты, } \lambda \geq 2 \cdot 10^{-3}\text{см} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

где a -радиус пылинки, а λ - длина волны. Отсюда усреднение $Q_{abs}(a, \lambda)$ по планковскому спектру дает [81]

$$\langle Q_{abs} \rangle = \begin{cases} 0.08aT^2 & \text{— для углеродной пыли} \\ 0.126aT^2 & \text{— для силикатов} \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

где a выражено в см, а T в К.

А.5. Расчет функции распределения температуры

После столкновения с электроном пылинка остывает со скоростью

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{4\pi a^2}{C(T_d)} \sigma_{\text{SB}} [\langle Q_{abs}(a) \rangle_{T_0} T_0^4 - \langle Q_{abs}(a) \rangle_{T_d} T_d^4], \quad (\text{A.7})$$

где σ_{SB} – постоянная Стефана-Больцмана, $\langle Q_{abs}(a) \rangle_T$ – усредненный по планковскому спектру коэффициент поглощения пылинки, определяемый выражением А.6, T_0 – эффективная температура фонового излучения, поддерживающего минимальный уровень температуры пыли, вдали от звезд мы принимаем, следуя [35], $T_0 = 2.7$ К. Доля времени, в течении которого пылинка, нагретая электронным ударом до температуры $T_{d,E}$ (А.2), будет в процессе охлаждения между двумя последовательными столкновениями электронов иметь температуру в интервале $[T_d, T_d + dT_d]$ равна

$$P_E(a, T_d) dT_d = e^{-\tau_E/\tau_c} \frac{dt}{\tau_c}, \quad (\text{A.8})$$

здесь τ_E – характерное время столкновения электрона с энергией E с пылинкой, τ_c – время остывания пылинки $\tau_c = \int_{T_d}^{T_{d,E}} dT'_d / |dT'_d/dt|$ от ее исходного значения $T_{d,E}$. Вероятность того, что пылинка имеет температуру $[T_d, T_d + dT_d]$ определяется интегрированием $P_E(a, T_d)$ по максвелловскому распределению электронов.

В тех случаях, когда частота ударов по пылинке высока, особенно для крупных пылинок, необходимо учитывать, при построении функции распределения вероятности, возможность повторного удара электрона до полного остывания. Этот эффект можно учесть, как было показано в работе [35], с помощью повторного интегрирования по спектру распределения энергии электронов и по начальной температуре пыли, так как момент прогрева может наступить, когда пылинка находится при любой температуре в пределах $2.7 \leq T_d \leq T_0$. В таком случае итоговая функция распределения с учётом возможного вторичного удара получается из выражения:

$$G_2(a, T_d) = \pi a^2 n_e \tau_{coll} \int_{T_0}^{T_d} G_1(a, T_i) \times \left[\int_{T_0}^{\infty} P_E(a, T_d) f(E) v(E) dE \right] dT_i \quad (\text{A.9})$$

где $G_1(a, T_d)$ - функция распределения вероятности для одиночного удара, T_0 - нижняя возможная температура пыли $\approx 2.7 \text{ K}$. Для самой крупной пыли возможен учёт третьего удара, в таком случае итерация повторяется.

А.6. Число пылинок

Для нахождения числа пылинок необходимо знать нормировочный коэффициент C непрерывного спектра размеров пылинок: $n(a) = Ca^{-3.5}$. Найти его можно с помощью выражения

$$\int_{a_{min}}^{a_{max}} m_d(a) n(a) da = M_d \quad (\text{A.10})$$

где a_{min} - минимальный размер пыли, a_{max} - максимальный размер пыли, а $m_d(a)$ - масса отдельной пылинки, M_d - полная масса сорта пыли.

Однако, в этой работе используется дискретный спектр размеров пылинок: 30 \AA , 100 \AA , 300 \AA , 1000 \AA , 3000 \AA , которые распределены согласно

Таблица A.1. Число пылинок разных размеров в единичной массе пыли.

a (мкм)	3×10^{-3}	0.01	0.03	0.1	0.3
N_{gr}	9.4×10^{17}	1.4×10^{16}	2.9×10^{14}	4.4×10^{12}	9.4×10^{10}
N_{sil}	6.4×10^{17}	9.5×10^{15}	2×10^{14}	3×10^{12}	6.4×10^{10}

степенному закону $n(a) = Ca^{-3.5}$. Считая массу графитовой и силикатной пыли одинаковой, а их полную массу нормированной на 1 г, находим коэффициент C из выражения:

$$\sum_i Ca_i^{-3.5} 4/3\pi a_i^3 \rho_d = 0.5 \quad (\text{A.11})$$

где суммирование происходит по всем размерам пылинок из используемого нами дискретного спектра, a_i – радиус пылинки. Зная нормировочный коэффициент C , мы определяем число пылинок соответствующее разным размерам (см. таб. A.1). Коэффициент $C = 9.5 \times 10^{-6} \text{ см}^{3.5}$ для силикатных пылинок и $C = 1.4 \times 10^{-5} \text{ см}^{3.5}$ для графитовых.

Список литературы

1. Walker H. J. A brief history of infrared astronomy // *Astronomy and Geophysics*. 2000. Vol. 41, no. 5. P. 10.
2. 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).
3. Gould R. J., Gold T., Salpeter E. E. The Interstellar Abundance of the Hydrogen Molecule. II. Galactic Abundance and Distribution. // *Astrophys. J.* 1963. Vol. 138. P. 408.
4. Bron E., Le Bourlot J., Le Petit F. Surface chemistry in the interstellar medium. II. H₂ formation on dust with random temperature fluctuations // *Astron. and Astrophys.* 2014. Vol. 569. P. A100. [arXiv:astro-ph.GA/1407.4473](https://arxiv.org/abs/1407.4473).
5. Planck Collaboration, Abergel A., Ade P. A. R. et al. Planck 2013 results. XI. All-sky model of thermal dust emission // *Astron. and Astrophys.* 2014. Vol. 571. P. A11. [arXiv:astro-ph.GA/1312.1300](https://arxiv.org/abs/1312.1300).
6. Pavlyuchenkov Y. N., Kirsanova M. S., Wiebe D. S. Infrared emission and the destruction of dust in HII regions // *Astronomy Reports*. 2013. Vol. 57, no. 8. P. 573–585. [arXiv:astro-ph.GA/1307.6504](https://arxiv.org/abs/1307.6504).
7. De Buizer J. M., Lim W., Karnath N. et al. Surveying the Giant HII Regions of the Milky Way with SOFIA: IV. Sgr D, W42, and a Reassessment of the Giant HII Region Census // *arXiv e-prints*. 2022. P. [arXiv:2205.06220](https://arxiv.org/abs/2205.06220). [arXiv:astro-ph.GA/2205.06220](https://arxiv.org/abs/2205.06220).
8. Greenberg J. M. Interstellar Grains // *Nebulae and Interstellar Matter* / Ed. by B. M. Middlehurst, L. H. Aller. 1968. P. 221.
9. Greenberg J. M., Hong S. S. The Chemical Composition and Distribution of Interstellar Grains (review) // *Galactic Radio Astronomy* / Ed. by F. J. Kerr, S. C. Simonson. Vol. 60. 1974. P. 155.
10. Purcell E. M. Interstellar grains as pinwheels. // *The Dusty Universe* / Ed.

- by G. B. Field, A. G. W. Cameron. 1975. P. 155–167.
11. Draine B. T., Anderson N. Temperature fluctuations and infrared emission from interstellar grains. // [Astrophys. J.](#) 1985. Vol. 292. P. 494–499.
 12. Draine B. T., Li A. Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains // [Astrophys. J.](#) 2001. Vol. 551, no. 2. P. 807–824. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0011318](#).
 13. Indebetouw R., Matsuura M., Dwek E. et al. Dust Production and Particle Acceleration in Supernova 1987A Revealed with ALMA // [Astrophys. J. Let.](#) 2014. Vol. 782, no. 1. P. L2. [arXiv:astro-ph.SR/1312.4086](#).
 14. Burke J. R., Silk J. Dust Grains in a Hot Gas. Basic Physics // [Astrophys. J.](#) 1974. Vol. 190. P. 1–10.
 15. 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.
 16. Yoon J. H., Martin C. L., Veilleux S. et al. Exploring the dust content of galactic haloes with Herschel III. NGC 891 // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2021. Vol. 502, no. 1. P. 969–984. [arXiv:astro-ph.GA/2012.08686](#).
 17. Shchekinov Y. Multi-Wavelength Observations and Modeling of Loop I // [Galaxies.](#) 2018. Vol. 6, no. 2. P. 62.
 18. Planck Collaboration, Adam R., Ade P. A. R. et al. Planck intermediate results. XLIII. Spectral energy distribution of dust in clusters of galaxies // [Astron. and Astrophys.](#) 2016. Vol. 596. P. A104. [arXiv:astro-ph.CO/1603.04919](#).
 19. Larson R. B. Effects of supernovae on the early evolution of galaxies // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1974. Vol. 169. P. 229–246.
 20. Mac Low M.-M., Ferrara A. Starburst-driven Mass Loss from Dwarf Galaxies: Efficiency and Metal Ejection // [Astrophys. J.](#) 1999. Vol. 513, no. 1. P. 142–155. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9801237](#).

21. Zwicky F. The Coma Cluster of Galaxies // [PASP](#). 1951. Vol. 63, no. 371. P. 61.
22. Zwicky F. New Observations of Importance to Cosmology // *Problems of Extra-Galactic Research* / Ed. by G. C. McVittie. Vol. 15. 1962. P. 347.
23. Karachentsev I. D., Lipovetskii V. A. Absorbing Material in Clusters of Galaxies. // *Astron. J.* 1968. Vol. 45. P. 1148.
24. Stickel M., Klaas U., Lemke D., Mattila K. Far-infrared emission from intracluster dust in Abell clusters // [Astron. and Astrophys.](#) 2002. Vol. 383. P. 367–383. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0112063](#).
25. Draine B. T., Salpeter E. E. On the physics of dust grains in hot gas. // [Astrophys. J.](#) 1979. Vol. 231. P. 77–94.
26. 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.
27. Polikarpova O. L., Shchekinov Y. A. Dust in galaxy clusters // [Astronomy Reports](#). 2017. Vol. 61, no. 2. P. 89–102.
28. Morris M., Serabyn E. The Galactic Center Environment // [An. Rev. Astron. Astrophys.](#) 1996. Vol. 34. P. 645–702.
29. Longmore S. N., Bally J., Testi L. et al. Variations in the Galactic star formation rate and density thresholds for star formation // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2013. Vol. 429, no. 2. P. 987–1000. [arXiv:astro-ph.GA/1208.4256](#).
30. Kennicutt J., Robert C. The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies // [Astrophys. J.](#) 1998. Vol. 498, no. 2. P. 541–552. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9712213](#).
31. Kruijssen J. M. D., Longmore S. N., Elmegreen B. G. et al. What controls star formation in the central 500 pc of the Galaxy? // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2014. Vol. 440, no. 4. P. 3370–3391. [arXiv:](#)

- [iv:astro-ph.GA/1303.6286](#).
32. Hollenbach D. J., Tielens A. G. G. M. Photodissociation regions in the interstellar medium of galaxies // [Reviews of Modern Physics](#). 1999. Vol. 71, no. 1. P. 173–230.
 33. Longmore S. N., Rathborne J., Bastian N. et al. G0.253 + 0.016: A Molecular Cloud Progenitor of an Arches-like Cluster // [Astrophys. J.](#) 2012. Vol. 746, no. 2. P. 117. [arXiv:astro-ph.GA/1111.3199](#).
 34. Heyer M., Dame T. M. Molecular Clouds in the Milky Way // [An. Rev. Astron. Astrophys.](#) 2015. Vol. 53. P. 583–629.
 35. Dwek E. Temperature Fluctuations and Infrared Emission from Dust Particles in a Hot Gas // [Astrophys. J.](#) 1986. Vol. 302. P. 363.
 36. Clark J. S., Patrick L. R., Najarro F. et al. Constraining the population of isolated massive stars within the Central Molecular Zone // [Astron. and Astrophys.](#) 2021. Vol. 649. P. A43. [arXiv:astro-ph.GA/2102.08126](#).
 37. Lu X., Li S., Ginsburg A. et al. ALMA Observations of Massive Clouds in the Central Molecular Zone: Ubiquitous Protostellar Outflows // [Astrophys. J.](#) 2021. Vol. 909, no. 2. P. 177. [arXiv:astro-ph.GA/2101.07925](#).
 38. Sakamoto K., Martín S., Wilner D. J. et al. Deeply Buried Nuclei in the Infrared-luminous Galaxies NGC 4418 and Arp 220. II. Line Forests at $\lambda = 1.4\text{--}0.4$ mm and Circumnuclear Gas Observed with ALMA // [Astrophys. J.](#) 2021. Vol. 923, no. 2. P. 240. [arXiv:astro-ph.GA/2109.08437](#).
 39. Dwek E., Arendt R. G. Dust Masses, Compositions, and Luminosities in the Nuclear Disks and the Diffuse Circumnuclear Medium of Arp 220 // [Astrophys. J.](#) 2020. Vol. 901, no. 1. P. 36. [arXiv:astro-ph.GA/2008.04196](#).
 40. Aalto S., Müller S., König S. et al. The hidden heart of the luminous infrared galaxy IC 860. I. A molecular inflow feeding opaque, extreme nuclear activity // [Astron. and Astrophys.](#) 2019. Vol. 627. P. A147. [arXiv:astro-ph.GA/1905.07275](#).

41. Baba S., Imanishi M., Izumi T. et al. The Extremely Buried Nucleus of IRAS 17208-0014 Observed at Submillimeter and Near-infrared Wavelengths // *Astrophys. J.* 2022. Vol. 928, no. 2. P. 184. [arXiv:astro-ph.GA/2202.11105](#).
42. Bañados E., Venemans B. P., Mazzucchelli C. et al. An 800-million-solar-mass black hole in a significantly neutral Universe at a redshift of 7.5 // *Nature*. 2018. Vol. 553, no. 7689. P. 473–476. [arXiv:astro-ph.GA/1712.01860](#).
43. Decarli R., Walter F., Venemans B. P. et al. An ALMA [C II] Survey of 27 Quasars at $z > 5.94$ // *Astrophys. J.* 2018. Vol. 854, no. 2. P. 97. [arXiv:astro-ph.GA/1801.02641](#).
44. Ferrara A., Sommovigo L., Dayal P. et al. The ALMA REBELS Survey. Epoch of Reionization giants: Properties of dusty galaxies at $z \sim 7$ // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2022. Vol. 512, no. 1. P. 58–72. [arXiv:astro-ph.GA/2202.07666](#).
45. Dayal P., Ferrara A., Sommovigo L. et al. The ALMA REBELS survey: the dust content of $z \sim 7$ Lyman break galaxies // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2022. Vol. 512, no. 1. P. 989–1002. [arXiv:astro-ph.GA/2202.11118](#).
46. Rangwala N., Maloney P. R., Glenn J. et al. Observations of Arp 220 Using Herschel-SPIRE: An Unprecedented View of the Molecular Gas in an Extreme Star Formation Environment // *Astrophys. J.* 2011. Vol. 743, no. 1. P. 94. [arXiv:astro-ph.CO/1106.5054](#).
47. da Cunha E., Walter F., Smail I. R. et al. An ALMA Survey of Sub-millimeter Galaxies in the Extended Chandra Deep Field South: Physical Properties Derived from Ultraviolet-to-radio Modeling // *Astrophys. J.* 2015. Vol. 806, no. 1. P. 110. [arXiv:astro-ph.GA/1504.04376](#).
48. Fan L., Han Y., Nikutta R. et al. Infrared Spectral Energy Distribution Decomposition of WISE-selected, Hyperluminous Hot Dust-obscured Galaxies // *Astrophys. J.* 2016. Vol. 823, no. 2. P. 107. [arXiv:astro-ph.GA/1604.01467](#).

49. Shchekinov Y. A., Vasiliev E. O. Hot Dust in Ultraluminous Infrared Galaxies // [Astrophysics](#). 2017. Vol. 60, no. 4. P. 449–461.
50. 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](#).
51. Li M., Bryan G. L., Ostriker J. P. Quantifying Supernovae-driven Multiphase Galactic Outflows // [Astrophys. J.](#) 2017. Vol. 841, no. 2. P. 101. [arXiv:astro-ph.GA/1610.08971](#).
52. Tumlinson J., Peeples M. S., Werk J. K. The Circumgalactic Medium // [An. Rev. Astron. Astrophys.](#) 2017. Vol. 55, no. 1. P. 389–432. [arXiv:astro-ph.GA/1709.09180](#).
53. 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](#).
54. Yamada K., Kitayama T. Infrared Emission from Intracluster Dust Grains and Constraints on Dust Properties // [Publ. of the Astr. Soc. of Japan](#). 2005. Vol. 57. P. 611–619. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0506143](#).
55. Dwek E. The Detection of Cold Dust in Cassiopeia A: Evidence for the Formation of Metallic Needles in the Ejecta // [Astrophys. J.](#) 2004. Vol. 607, no. 2. P. 848–854. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0401074](#).
56. 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.
57. Guhathakurta P., Draine B. T. Temperature Fluctuations in the Interstellar Grains. I. Computational Method and Sublimation of Small Grains // [Astrophys. J.](#) 1989. Vol. 345. P. 230.
58. Bocchio M., Jones A. P., Verstraete L. et al. Dust heating. Photon absorption

- versus electron collisions // *Astron. and Astrophys.* 2013. Vol. 556. P. A6.
59. Dwek E., Werner M. W. The infrared emission from supernova condensates // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 248. P. 138–151.
60. Kruegel E. The physics of interstellar dust. 2003.
61. Davies J. I., Bianchi S., Cortese L. et al. The Herschel Virgo Cluster Survey - VIII. The Bright Galaxy Sample // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2012. Vol. 419, no. 4. P. 3505–3520. [arXiv:astro-ph.CO/1110.2869](https://arxiv.org/abs/astro-ph/1110.2869).
62. Fuller C., Davies J. I., Smith M. W. L. et al. H-ATLAS: the far-infrared properties of galaxies in and around the Coma cluster // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2016. Vol. 458, no. 1. P. 582–602. [arXiv:astro-ph.GA/1603.02970](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1603.02970).
63. Eales S., Smith M. W. L., Auld R. et al. Can Dust Emission be Used to Estimate the Mass of the Interstellar Medium in Galaxies—A Pilot Project with the Herschel Reference Survey // *Astrophys. J.* 2012. Vol. 761, no. 2. P. 168. [arXiv:astro-ph.CO/1202.0547](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/1202.0547).
64. Mathis J. S., Rumpl W., Nordsieck K. H. The size distribution of interstellar grains. // *Astrophys. J.* 1977. Vol. 217. P. 425–433.
65. Compiègne M., Verstraete L., Jones A. et al. The global dust SED: tracing the nature and evolution of dust with DustEM // *Astron. and Astrophys.* 2011. Vol. 525. P. A103. [arXiv:astro-ph.GA/1010.2769](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1010.2769).
66. 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](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1302.5452).
67. Camps P., Misselt K., Bianchi S. et al. Benchmarking the calculation of stochastic heating and emissivity of dust grains in the context of radiative transfer simulations // *Astron. and Astrophys.* 2015. Vol. 580. P. A87. [arXiv:astro-ph.IM/1506.05304](https://arxiv.org/abs/astro-ph.IM/1506.05304).
68. Hildebrand R. H. The determination of cloud masses and dust characteristics

- from submillimetre thermal emission. // . 1983. Vol. 24. P. 267–282.
69. Helou G. Far Infrared Emission from Galactic and Extragalactic Dust // *Interstellar Dust* / Ed. by L. J. Allamandola, A. G. G. M. Tielens. Vol. 135. 1989. P. 285.
70. Ostriker J. P., McKee C. F. Astrophysical blastwaves // *Reviews of Modern Physics*. 1988. Vol. 60, no. 1. P. 1–68.
71. Draine B. T., McKee C. F. Theory of interstellar shocks. // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 1993. Vol. 31. P. 373–432.
72. Sharma P., Roy A., Nath B. B., Shchekinov Y. In a hot bubble: why does superbubble feedback work, but isolated supernovae do not? // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2014. Vol. 443, no. 4. P. 3463–3476. [arXiv:astro-ph.GA/1402.6695](https://arxiv.org/abs/1402.6695).
73. Sarkar K. C., Nath B. B., Sharma P. Multiwavelength features of Fermi bubbles as signatures of a Galactic wind // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2015. Vol. 453, no. 4. P. 3827–3838. [arXiv:astro-ph.GA/1505.03634](https://arxiv.org/abs/1505.03634).
74. Kim C.-G., Ostriker E. C. Numerical Simulations of Multiphase Winds and Fountains from Star-forming Galactic Disks. I. Solar Neighborhood TIGRESS Model // *Astrophys. J.* 2018. Vol. 853, no. 2. P. 173. [arXiv:astro-ph.GA/1801.03952](https://arxiv.org/abs/1801.03952).
75. Fielding D., Quataert E., Martizzi D. Clustered supernovae drive powerful galactic winds after superbubble breakout // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2018. Vol. 481, no. 3. P. 3325–3347. [arXiv:astro-ph.GA/1807.08758](https://arxiv.org/abs/1807.08758).
76. Vasiliev E. O., Shchekinov Y. A., Nath B. B. Launching of hot gas outflow by disc-wide supernova explosions // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2019. Vol. 486, no. 3. P. 3685–3696. [arXiv:astro-ph.GA/1901.00821](https://arxiv.org/abs/1901.00821).
77. Douvion T., Lagage P. O., Cesarsky C. J., Dwek E. Dust in the Tycho, Kepler and Crab supernova remnants // *Astron. and Astrophys.* 2001. Vol. 373. P. 281–291.

78. Drozdov S. A., Shchekinov Y. A. Temperature of Dust in Hot Plasmas // [Astrophysics](#). 2019. Vol. 62, no. 4. P. 540–555, [A1].
79. 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](#).
80. Shull J. M. Heating and ionization by X-ray photoelectrons. // [Astrophys. J.](#) 1979. Vol. 234. P. 761–764.
81. Draine B. T. *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*. 2011.
82. Parravano A., Hollenbach D. J., McKee C. F. Time Dependence of the Ultraviolet Radiation Field in the Local Interstellar Medium // [Astrophys. J.](#) 2003. Vol. 584, no. 2. P. 797–817. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0202196](#).
83. Dwek E. The Infrared Diagnostic of a Dusty Plasma with Applications to Supernova Remnants // [Astrophys. J.](#) 1987. Vol. 322. P. 812.
84. Yuan F., Buat V., Burgarella D. et al. The spectral energy distribution of galaxies at $z > 2.5$: Implications from the Herschel/SPIRE color-color diagram // [Astron. and Astrophys.](#) 2015. Vol. 582. P. A90. [arXiv:astro-ph.GA/1506.07397](#).
85. Cortese L., Fritz J., Bianchi S. et al. PACS photometry of the Herschel Reference Survey - far-infrared/submillimetre colours as tracers of dust properties in nearby galaxies // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2014. Vol. 440, no. 1. P. 942–956. [arXiv:astro-ph.GA/1402.4524](#).
86. Micelotta E. R., Jones A. P., Tielens A. G. G. M. Polycyclic aromatic hydrocarbon processing in a hot gas // [Astron. and Astrophys.](#) 2010. Vol. 510. P. A37. [arXiv:astro-ph.GA/0912.1595](#).
87. Veilleux S., Cecil G., Bland-Hawthorn J. Galactic Winds // [An. Rev. Astron. Astrophys.](#) 2005. Vol. 43, no. 1. P. 769–826. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0504435](#).
88. Predehl P., Sunyaev R. A., Becker W. et al. Detection of large-scale X-ray

- bubbles in the Milky Way halo // *Nature*. 2020. Vol. 588, no. 7837. P. 227–231. [arXiv:astro-ph.GA/2012.05840](#).
89. Tüllmann R., Pietsch W., Rossa J. et al. The multi-phase gaseous halos of star forming late-type galaxies. I. XMM-Newton observations of the hot ionized medium // *Astron. and Astrophys.* 2006. Vol. 448, no. 1. P. 43–75. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0510079](#).
90. Alton P. B., Davies J. I., Bianchi S. Dust outflows from starburst galaxies // *Astron. and Astrophys.* 1999. Vol. 343. P. 51–63.
91. Planck Collaboration, Abergel A., Ade P. A. R. et al. Planck intermediate results. XVII. Emission of dust in the diffuse interstellar medium from the far-infrared to microwave frequencies // *Astron. and Astrophys.* 2014. Vol. 566. P. A55. [arXiv:astro-ph.GA/1312.5446](#).
92. Heckman T. M., Armus L., Miley G. K. On the Nature and Implications of Starburst-driven Galactic Superwinds // *Astrophys. J. Suppl.* 1990. Vol. 74. P. 833.
93. 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](#).
94. Ventura P., Dell’Agli F., Lugaro M. et al. Gas and dust from metal-rich AGB stars // *Astron. and Astrophys.* 2020. Vol. 641. P. A103. [arXiv:astro-ph.SR/2007.02120](#).
95. Vasiliev E. O., Drozdov S. A., Shchekinov Y. A. H α emission from gaseous structures above galactic discs // *Open Astronomy*. 2022. Vol. 31, no. 1. P. 99–105.
96. Drozdov S. A. Emission Spectrum of Dust in a Cooling Gas // *Astrophysics*. 2021. Vol. 64, no. 1. P. 126–140, [A2].
97. Drozdov S. A., Vasiliev E. O., Ryabova M. V. et al. Bubbles and OB associations // *Open Astronomy*. 2022. —. Vol. 31, no. 1. P. 154–165, [A4].

98. Krumholz M. R., McKee C. F., Bland-Hawthorn J. Star Clusters Across Cosmic Time // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 2019. Vol. 57. P. 227–303. [arXiv:astro-ph.GA/1812.01615](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1812.01615).
99. Bronfman L., Casassus S., May J., Nyman L. Å. The radial distribution of OB star formation in the Galaxy // *Astron. and Astrophys.* 2000. Vol. 358. P. 521–534. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0006104](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0006104).
100. Kruijssen J. M. D., Longmore S. N. An uncertainty principle for star formation - I. Why galactic star formation relations break down below a certain spatial scale // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2014. Vol. 439, no. 4. P. 3239–3252. [arXiv:astro-ph.GA/1401.4459](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1401.4459).
101. Wood D. O. S., Churchwell E. The Morphologies and Physical Properties of Ultracompact H II Regions // *Astrophys. J. Suppl.* 1989. Vol. 69. P. 831.
102. Wood D. O. S., Churchwell E. Massive Stars Embedded in Molecular Clouds: Their Population and Distribution in the Galaxy // *Astrophys. J.* 1989. Vol. 340. P. 265.
103. Wouterloot J. G. A., Brand J. IRAS sources beyond the solar circle. VII. The $\hat{1}2\hat{C}/\hat{1}3\hat{C}$ ratio in the far outer Galaxy. // *Astr. and Astroph. Suppl. Ser.* 1996. Vol. 119. P. 439–457.
104. Bagetakos I., Brinks E., Walter F. et al. The Fine-scale Structure of the Neutral Interstellar Medium in Nearby Galaxies // *Astron. J.* 2011. Vol. 141, no. 1. P. 23. [arXiv:astro-ph.CO/1008.1845](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/1008.1845).
105. Heiles C. HI shells, supershells, shell-like objects, and “worms”. // *Astrophys. J. Suppl.* 1984. Vol. 55. P. 585–595.
106. Heiles C., Reach W. T., Koo B.-C. Radio Recombination Lines from Inner Galaxy Diffuse Gas. II. The Extended Low-Density Warm Ionized Medium and the “Worm-ionized Medium” // *Astrophys. J.* 1996. Vol. 466. P. 191.
107. Normandeau M., Taylor A. R., Dewdney P. E. A galactic chimney in the Perseus arm of the Milky Way // *Nature.* 1996. Vol. 380, no. 6576.

- P. 687–689.
108. Zari E., Hashemi H., Brown A. G. A. et al. 3D mapping of young stars in the solar neighbourhood with Gaia DR2 // *Astron. and Astrophys.* 2018. Vol. 620. P. A172. [arXiv:astro-ph.SR/1810.09819](https://arxiv.org/abs/1810.09819).
 109. Damiani F., Prisinzano L., Pillitteri I. et al. Stellar population of Sco OB2 revealed by Gaia DR2 data // *Astron. and Astrophys.* 2019. Vol. 623. P. A112. [arXiv:astro-ph.SR/1807.11884](https://arxiv.org/abs/1807.11884).
 110. Haffner L. M., Reynolds R. J., Tuftes S. L. et al. The Wisconsin H α Mapper Northern Sky Survey // *Astrophys. J. Suppl.* 2003. Vol. 149, no. 2. P. 405–422. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0309117](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309117).
 111. de Avillez M. A. Disc-halo interaction - I. Three-dimensional evolution of the Galactic disc // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2000. Vol. 315, no. 3. P. 479–497. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0001315](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0001315).
 112. Hill A. S., Joung M. R., Mac Low M.-M. et al. Vertical Structure of a Supernova-driven Turbulent, Magnetized Interstellar Medium // *Astrophys. J.* 2012. Vol. 750, no. 2. P. 104. [arXiv:astro-ph.GA/1202.0552](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1202.0552).
 113. Walch S., Girichidis P., Naab T. et al. The SILCC (SIMulating the LifeCycle of molecular Clouds) project - I. Chemical evolution of the supernova-driven ISM // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2015. Vol. 454, no. 1. P. 238–268. [arXiv:astro-ph.GA/1412.2749](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1412.2749).
 114. Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering // *Astrophys. J.* 1997. Vol. 490, no. 2. P. 493–508. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9611107](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9611107).
 115. Gilmore G., Reid N. New light on faint stars - III. Galactic structure towards the South Pole and the Galactic thick disc. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1983. Vol. 202. P. 1025–1047.
 116. Kalberla P. M. W. Dark Matter in the Milky Way. I. The Isothermal Disk Approximation // *Astrophys. J.* 2003. Vol. 588, no. 2. P. 805–823.

117. Kalberla P. M. W., Kerp J. The HI Distribution of the Milky Way // [An. Rev. Astron. Astrophys.](#) 2009. Vol. 47, no. 1. P. 27–61.
118. Kim C.-G., Ostriker E. C. Momentum Injection by Supernovae in the Interstellar Medium // [Astrophys. J.](#) 2015. Vol. 802, no. 2. P. 99. [arXiv:astro-ph.GA/1410.1537](#).
119. Quirk J. J. A contribution to the great Riemann solver debate // [International Journal for Numerical Methods in Fluids](#). 1994. Vol. 18, no. 6. P. 555–574. <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/fld.1650180603>.
URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/fld.1650180603>.
120. Iben I. *Stellar Evolution Physics 2 Volume Hardback Set*. 2012.
121. Toro E. [Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics. Second edition](#). Springer-Verlag, 1999. Vol. 2.
122. 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](#).
123. 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](#).
124. Truelove J. K., McKee C. F. Evolution of Nonradiative Supernova Remnants // [Astrophys. J. Suppl.](#) 1999. Vol. 120, no. 2. P. 299–326.
125. Khoperskov S. A., Vasiliev E. O., Khoperskov A. V., Lubimov V. N. [Numerical code for multi-component galaxies: from N-body to chemistry and magnetic fields](#) // [Journal of Physics Conference Series](#). Vol. 510 of [Journal of Physics Conference Series](#). 2014. P. 012011. [arXiv:physics.comp-ph/1502.02935](#).
126. 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](#).
127. Bakes E. L. O., Tielens A. G. G. M. The Photoelectric Heating Mechanism for Very Small Graphitic Grains and Polycyclic Aromatic Hydrocarbons // [Astrophys. J.](#) 1994. Vol. 427. P. 822.
128. Wolfire M. G., Hollenbach D., McKee C. F. et al. The Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium // [Astrophys. J.](#) 1995. Vol. 443. P. 152.
129. Turk M. J., Smith B. D., Oishi J. S. et al. yt: A Multi-code Analysis Toolkit for Astrophysical Simulation Data // [Astrophys. J. Suppl.](#) 2011. Vol. 192, no. 1. P. 9. [arXiv:astro-ph.IM/1011.3514](#).
130. Fraternali F. [Gas Accretion via Condensation and Fountains](#) // Gas Accretion onto Galaxies / Ed. by A. Fox, R. Davé. Vol. 430 of Astrophysics and Space Science Library. 2017. P. 323. [arXiv:astro-ph.GA/1612.00477](#).
131. Vasiliev E. O., Moiseev A. V., Shchekinov Y. A. Velocity dispersion of ionized gas and multiple supernova explosions // [Baltic Astronomy](#). 2015. Vol. 24. P. 213–220.
132. Martínez-Delgado I., Tenorio-Tagle G., Muñoz-Tuñón C. et al. Three-dimensional Spectroscopy of Blue Compact Galaxies: Diagnostic Diagrams // [Astron. J.](#) 2007. Vol. 133, no. 6. P. 2892–2897. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0703165](#).
133. Moiseev A. V., Lozinskaya T. A. Ionized gas velocity dispersion in nearby dwarf galaxies: looking at supersonic turbulent motions // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2012. Vol. 423, no. 2. P. 1831–1844. [arXiv:astro-ph.CO/1203.6213](#).
134. Egorov O. V., Lozinskaya T. A., Moiseev A. V., Smirnov-Pinchukov G. V. The supergiant shell with triggered star formation in the dwarf irregular galaxy IC 2574: neutral and ionized gas kinematics // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2014. Vol. 444, no. 1. P. 376–391. [arXiv:astro-ph.GA/1407.2048](#).
135. Egorov O. V., Lozinskaya T. A., Moiseev A. V., Shchekinov Y. A. Com-

- plexes of triggered star formation in supergiant shell of Holmberg II // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2017. Vol. 464, no. 2. P. 1833–1853. [arXiv:astro-ph.GA/1609.00650](#).
136. Ponti G., Morris M. R., Terrier R. et al. The XMM-Newton view of the central degrees of the Milky Way // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2015. Vol. 453, no. 1. P. 172–213. [arXiv:astro-ph.HE/1508.04445](#).
137. Ponti G., Hofmann F., Churazov E. et al. An X-ray chimney extending hundreds of parsecs above and below the Galactic Centre // [Nature](#). 2019. Vol. 567, no. 7748. P. 347–350. [arXiv:astro-ph.HE/1904.05969](#).
138. Laor A., Draine B. T. Spectroscopic Constraints on the Properties of Dust in Active Galactic Nuclei // [Astrophys. J.](#) 1993. Vol. 402. P. 441.
139. Habing H. J. The interstellar radiation density between 912 Å and 2400 Å // [Bull. of the Astr. Inst. of the Netherlands](#). 1968. Vol. 19. P. 421.
140. Draine B. T. Interstellar Dust Grains // [An. Rev. Astron. Astrophys.](#) 2003. Vol. 41. P. 241–289. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0304489](#).
141. Puche D., Westpfahl D., Brinks E., Roy J.-R. Holmberg II: A Laboratory for Studying the Violent Interstellar Medium // [Astron. J.](#) 1992. Vol. 103. P. 1841.
142. Vasiliev E. O., Shchekinov Y. A., Nath B. B. Launching of hot gas outflow by disc-wide supernova explosions // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2019. Vol. 486, no. 3. P. 3685–3696. [arXiv:astro-ph.GA/1901.00821](#).
143. Draine B. T. Infrared emission from dust in shocked gas // [Astrophys. J.](#) 1981. Vol. 245. P. 880–890.