

УДК 524.5+524.352-85

ДИНАМИКА ОБОЛОЧКИ СВЕРХНОВОЙ В ОБЛАЧНОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

© 2015 г. В. В. Королев¹, Е. О. Васильев^{2*}, И. Г. Коваленко¹, Ю. А. Щекинов³

¹Волгоградский государственный университет, Волгоград, Россия

²Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета,
Ростов-на-Дону, Россия

³Физический факультет Южного федерального университета, Ростов-на-Дону, Россия

Поступила в редакцию 03.12.2014 г.; принята в печать 22.01.2015 г.

В трехмерной осесимметричной модели исследована эволюция остатка сверхновой в облачной среде в зависимости от объемного фактора заполнения облаками. В модели учтены перемешивание тяжелых элементов (металлов), выброшенных сверхновой, и их вклад в радиационные потери. Показано, что взаимодействие оболочки сверхновой с облачной фазой межзвездной среды приводит к неодновременному и в среднем более раннему началу радиационной фазы в разных частях оболочки сверхновой. Рост объемного фактора заполнения облаков f приводит к уменьшению времени перехода оболочки в радиационную фазу и ее среднего радиуса, что обусловлено увеличением потерь энергии оболочкой в облачной среде. При эффективном развитии гидродинамических неустойчивостей в оболочке сверхновой тепловая энергия падает согласно $E_t \sim t^{-2.3}$ как в случае распространения остатка сверхновой по однородной, так и по облачной среде. Найдено, что при объемном факторе заполнения $f \gtrsim 0.1$ далеко позади глобального ударного фронта от сверхновой формируется слой с избытком кинетической энергии и импульса, который запирает горячий газ каверны в центральной области остатка сверхновой. Металлы, выброшенные сверхновой, также оказываются заключенными в центральной области остатка, где сохраняется практически начальная (высокая) металличность. Таким образом, взаимодействие оболочки сверхновой с облачной межзвездной средой существенным образом изменяет динамику и структуру распределения газа в остатке. Это сказывается на наблюдаемых характеристиках остатка и в частности приводит к значительным флуктуациям меры эмиссии газа с $T > 10^5$ К и значения дисперсии скоростей ионизованного газа.

DOI: 10.7868/S0004629915070051

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что межзвездная среда в галактиках неоднородна и турбулентна. Значительную роль в поддержке турбулентных течений играют вспышки сверхновых (см., например, [1]). Контрасты плотности в неоднородной межзвездной среде по отношению к среднему значению лежат в интервале от ~ 1 (в диффузной среде) до 1000 и выше (в молекулярных облаках). Взаимодействие ударных волн от сверхновых с неоднородностями плотности — облаками — может вызывать сжатие, разрушение, испарение и ускорение этих неоднородностей [2]. Очевидны и эффекты обратного влияния облаков на динамику ударных волн от сверхновых. Несмотря на многочисленные численные исследования разрушения отдельных облаков [3] и ансамбля облаков [4], некоторые вопросы и детали

процесса взаимодействия до конца не изучены, и в частности остается неясной зависимость особенностей динамики остатка от количества облаков в межзвездной среде — фактора заполнения.

В целом общая картина эволюции остатка может существенно зависеть от характеристик неоднородности среды, в которой он расширяется. Это стало понятным в самых первых исследованиях динамики течений с массовым нагружением, а именно течений с добавлением вещества в общее течение газа почти стационарными облаками [5]. В случае ударной волны от сверхновых подобные течения могут формироваться в облачной среде с превышением плотности в облаках выше 1000 в близкой окрестности сверхновой, либо с превышением плотности 10–100 далеко от сверхновой, когда ударная волна от сверхновой станет достаточно слабой, чтобы не разрушить полностью облака. В промежуточных режимах характер течений может меняться в процессе их эволюции: часть облаков,

*E-mail: eugstar@mail.ru

прошедших первыми через фронт, разрушается, и ударный фронт ослабевает, а облака, находившиеся вверх по течению, слабо обдираются ударной волной и добавляют небольшую часть своей массы в общий газовый поток. Фрагменты разрушенных облаков сталкиваются между собой, частично сливаясь и разрушаясь, что приводит к появлению турбулентных потоков далеко за глобальным фронтом ударной волны и наступлению фазы перемешивания в течении газа [4]. В целом могут формироваться слои с различными свойствами, отличающимися динамикой, структурой, тепловыми характеристиками и химическим составом, вследствие того, что, во-первых, ударные волны могут изменять ионизационный и молекулярный состав вещества (см., например, [6, 7]), а во-вторых, нагруженные течения сами по себе подвержены гидродинамическим неустойчивостям [8].

Особый интерес при распространении ударного фронта по облачной среде представляет влияние охлаждения газа. Как было упомянуто, ударные волны разрушают молекулы, ионизируют газ и тем самым влияют на скорость тепловых потерь и дальнейшую химико-динамическую эволюцию облаков и всего течения газа. Отдельные области изначально адиабатического фронта могут становиться радиационными в разное время. В зависимости от размера и плотности облаков перед фронтом, кинетическая энергия и импульс упорядоченного радиально расширяющегося фронта от сверхновой будут теряться при взаимодействии с облаками. Кроме этого, облака, находившиеся в квазиравновесии с внешней средой, после возмущения их внешних слоев ударным фронтом, могут начать как сжиматься и в дальнейшем стать протозвездным облаком, так и расширяться и в последнем случае добавлять газ в общее течение за фронтом.

Не менее важным является процесс обогащения межзвездной среды тяжелыми элементами — металлами. При вспышках сверхновых металлы выбрасываются в межзвездный газ и перераспределяются в нем на большие масштабы. Обычно неявно предполагается, что при этом металлы достаточно быстро перемешиваются с газом. Однако как теоретические, так и наблюдательные исследования последнего десятилетия показали, что процесс перемешивания может занимать длительное время в зависимости от механизмов и свойств окружающей среды. О низкой эффективности перемешивания можно судить по наблюдениям неоднородностей в распределении дейтерия [9], кислорода [10, 11] и других химических элементов [12, 13] в широкой пространственной шкале.

Очевидно, что турбулентные течения, охлаждение и нагрев газа играют определяющую роль в перераспределении и перемешивании металлов в

межзвездной среде. Впервые процесс перемешивания в межзвездной среде был исследован численно в работе [14]: характерное время перемешивания химических неоднородностей в среде, возбуждаемой множественными достаточно частыми вспышками сверхновых, оказалось порядка 100 млн лет. Проблема перемешивания металлов оказывается важной и для межгалактической среды [15–18], где в отличие от межзвездной среды нет подкачки энергии от частых вспышек сверхновых. Очевидно, что в областях с низкой скоростью звездообразования и редкими вспышками сверхновых перемешивание будет неполным. В случае взрыва одиночной сверхновой в среде без вариаций плотности эффективность перемешивания также оказывается низкой и ограничивается ранними стадиями расширения с достаточно большим числом Маха [19]. Однако, поскольку существование значительных неоднородностей (облаков) в среде неизбежно изменяет характер течения, то эти перемены коснутся и перераспределения тяжелых элементов. Можно ожидать, что турбулентные течения, возникающие при разрушении облаков, будут способствовать перемешиванию вещества облаков с тяжелыми элементами, выброшенными сверхновыми.

По физическим и динамическим свойствам остаток сверхновой может быть разделен на две области: горячую каверну и оболочку. Под каверной будем понимать горячий газ в центральной области остатка, содержащий в том числе высокообогащенный тяжелыми элементами газ. Под оболочкой сверхновой подразумевается нагретый ударной волной от сверхновой межзвездный газ. Таким образом, следует иметь в виду, что неоднородности плотности в межзвездной среде (облака) могут добавлять вещество как в оболочку — при их обдирании глобальным ударным фронтом от сверхновой, — так и в горячую каверну — если облака остались не полностью разрушенными после прохождения ударного фронта.

Процесс распространения оболочки сверхновой в двухфазной межзвездной среде тесно связан с проблемой формирования мощных галактических истечений (outflows) или ветров (см., например, [20–22]). В этом случае множественные когерентные вспышки сверхновых [23] должны образовать общую сверхоболочку, которая движется по неоднородной межзвездной среде и прорывает галактический диск. Очевидно, клочковатость межзвездной среды увеличивает рассеяние энергии и импульса, меняет свойства течения в образующейся горячей каверне и окружающей ее сверхоболочке, и существенно ослабляет эффективность их трансформации в крупномасштабное вертикальное истечение межзвездного газа [8, 24, 25]. Таким образом, изучение динамики оболочки сверхновой в облачной среде чрезвычайно важно и с точки

зрения крупномасштабной динамики межзвездной среды. В недавней работе [26] были проведены расчеты динамики остатка сверхновой в облачной среде в трехмерном описании, направленные на тщательный анализ радиального распределения импульса и энергии в зависимости от свойств окружающей межзвездной среды. В настоящей работе мы концентрируемся главным образом на зависимости динамики остатка и его наблюдательных свойств от вклада облаков в полную плотность межзвездной среды, или более конкретно, от объемного фактора заполнения среды. Для этого мы вынуждены проводить численные эксперименты в широком интервале параметров для модели облачной среды, соответствующей тому или иному значению фактора заполнения. По этой же причине мы были вынуждены ограничиться трехмерным осесимметричным описанием.

В работе исследуется динамика остатка сверхновой в облачной среде в зависимости от объемного фактора заполнения облаков; учитывается перераспределение (перемешивание) тяжелых элементов, выброшенных при взрыве сверхновой в окружающую среду и их влияние на радиационные потери. Рассмотрение динамики перемешивания и статистических свойств распределения тяжелых элементов будет проведено в отдельной работе, здесь же мы ограничимся только описанием общих характеристик, необходимых для расчета радиационного охлаждения.

2. МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ

2.1. Газовая динамика

В рассматриваемой модели движение межзвездного газа описывается следующей системой уравнений газовой динамики:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla(\rho_m \mathbf{v}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} + p) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla((E + p)\mathbf{v}) = n\Gamma - n^2\Lambda(T), \quad (4)$$

$$E = \frac{\rho v^2}{2} + \frac{p}{\gamma - 1}, \quad (5)$$

$$p = nk_B T, \quad (6)$$

где ρ , ρ_m — плотности газа и металлов, n — концентрация газа, p — давление, \mathbf{v} — скорость, E —

полная энергия единицы объема газа, T — термодинамическая температура, $\Lambda(T)$ — функция охлаждения, Γ — функция нагрева, $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. Металличность газа в абсолютных единицах определяется как отношение плотностей металлов и газа $Z = \rho_m/\rho$. Динамика металлов описывается как перенос пассивной скалярной компоненты, которая имеет такое же поле скоростей, как и у газа [14, 16].

Задача исследуется в приближении осевой симметрии, т.е. все параметры газа задаются в цилиндрических координатах и предполагаются функциями вида $f = f(r, z)$. Решение приведенной выше системы уравнений производится численно с помощью явной конечнообъемной схемы без расщепления потоков величин по пространству с TVD-условием (Total Variation Diminishing — уменьшения полной вариации). Эта схема относится к типу MUSCL (Monotonic Upstream-Centered Scheme for Conservation Laws — монотонная противопоточная схема для законов сохранения) [27–30], причем для повышения точности при расчете потоков на границах ячеек применялся приближенный метод Хартена–Лакса–ван-Леера с учетом контактного разрыва (HLLC) [28, 31, 32]. Она имеет по пространству третий порядок точности в областях гладкого течения и первый порядок точности на скачках, что обеспечивает стабильный и корректный расчет трансзвуковых режимов и течений с ударными волнами. Порядок точности по времени равен двум, что достигается благодаря использованию пошаговой схемы пересчета типа Рунге–Кутты. Для учета источниковых членов, отвечающих за тепловые процессы, был использован метод расщепления по физическим процессам, т.е. решение исходной системы уравнений получалось в результате совместного решения уравнений адвекции и уравнения изменения тепловой энергии за счет радиативных нагрева и охлаждения.

2.2. Тепловые процессы

В обогащенном металлами столкновительном газе с металличностью $Z \gtrsim 0.1 Z_\odot$ вклад от охлаждения на металлах становится определяющим при $T \lesssim 10^7$ К (см., например, [33, 34]). В остатке охлаждения газа несущественно до тех пор, пока время радиационного охлаждения не становится короче возраста оболочки, после чего газ начинает терять тепловую энергию. До начала радиационной фазы характерные времена процессов ионизации и рекомбинации ионов металлов в остатке короче возраста оболочки, и следовательно, ионный состав газа находится в столкновительном равновесии. По мере остывания столкновительное равновесие нарушается из-за того, что времена рекомбинации

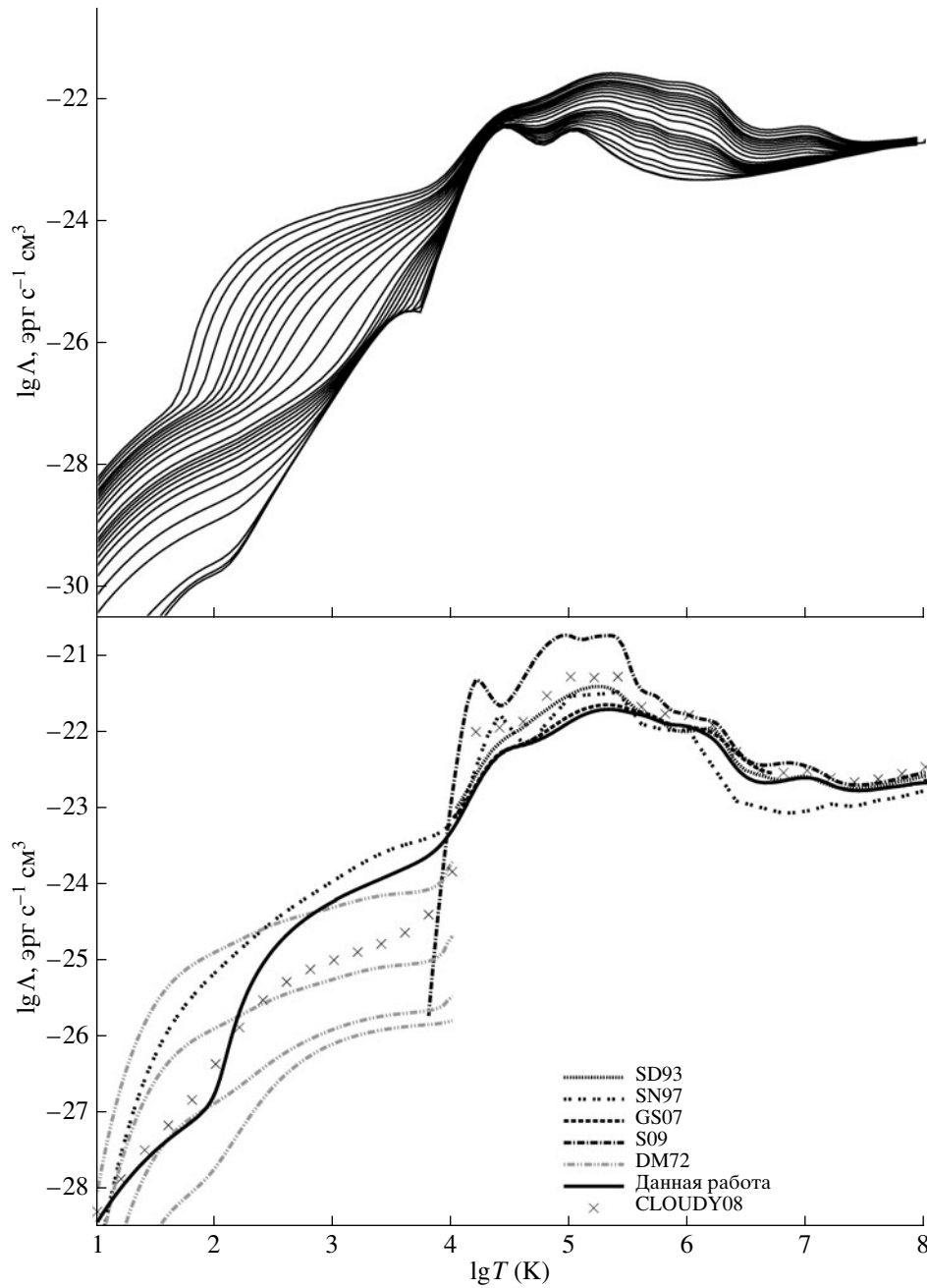


Рис. 1. Вверху — функции охлаждения газа для 24 значений металличности в интервале $10^{-6} - 2 Z_{\odot}$, используемых в этой работе. Внизу — функции охлаждения для солнечной металличности в изохорическом газе, рассчитанные с помощью метода [35], и функции охлаждения, полученные в следующих предыдущих работах: [36] — SD93, выбрана неравновесная функция; [37] — SN97; [38] — GS07; [39] — S09 и [40] — DM72 для значений относительной ионизации $f_i = n_e/n_H = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, 0.1$, которым соответствует расположение сверху вниз штрих-пунктирных линий с двумя точками. Функция охлаждения, полученная с помощью вычислительного кода CLOUDY [41, v.08], показана крестиками (молекулы H_2 не учитывались в равновесном расчете).

ионов металлов становятся длиннее времени охлаждения. Таким образом, газ остается в ионизационном состоянии, соответствующим более высокой температуре, чем это было бы в столкновительном равновесии. Этим ограничено приближение равновесной ионизации, и после начала радиационной

фазы следует использовать функции охлаждения, полученные для зависящего от времени ионного состава газа — неравновесные функции охлаждения [33, 35].

Для расчета неравновесных функций охлаждения газа необходимо решить систему из более

чем 90 дифференциальных уравнений для каждого из ионных состояний основных элементов. Далее для полученного ионного состава следует найти сумму всех энергетических потерь за счет процессов столкновительной ионизации, возбуждения, рекомбинации и т.д. Очевидно, что подобный самосогласованный расчет ионизационной кинетики и функций охлаждения для двух- или трехфазной (обогащенной металлами) межзвездной среды на сегодняшний день трудно реализовать в многомерной газовой динамике из-за огромных затрат счетного времени. Поэтому используются предварительно вычисленные таблицы для функций охлаждения. В таблицах скорости охлаждения представлены всего для нескольких (от 3 до 8) значений металличности газа (см., например, [36]), что явно недостаточно для корректного исследования тепловой эволюции газа в перемешивающихся средах, учитывая нелинейную зависимость функции охлаждения от металличности (см., например, [36]). Поэтому, используя метод [33, 35], мы рассчитали изохорические функции охлаждения газа для 24 значений металличности в интервале $(10^{-6} - 2) Z_{\odot}$ (рис. 1). Сетка по металличности построена таким образом, чтобы разница между соседними значениями металличности не превышала 10 раз, при этом скорости охлаждения для соседних значений металличности при любом фиксированном значении температуры в интервале $10 \text{ K} < T < 10^8 \text{ K}$ не превышала 1.5 раза. Рассчитанные скорости охлаждения близки к функциям, полученным в [36, 38], для $T > 10^4 \text{ K}$ и функциям из работы [37] в интервале $10 \text{ K} < T < 10^4 \text{ K}$ (рис. 1).

Скорость оболочки сверхновой падает со временем, и газ, пересекающий фронт, нагревается до меньшей температуры $T \sim v^2$. Ионизационная и тепловая эволюция такого газа может отличаться от эволюции газа, изначально нагретого до нескольких млн К (см., например, [42]). За фронтом сильной ударной волны время релаксации ионного состава оказывается короче времени охлаждения, поэтому газ за фронтом ударной волны с температурой $T_s \gtrsim 3 \times 10^5 \text{ K}$ за короткое время достигает теплового и ионизационного состояния такого, как если бы он начинал охлаждение от $T = 10^8 \text{ K}$ [42]. Поскольку ударная волна от сверхновой остается в наших расчетах достаточно сильной, то без значительных ошибок можно использовать предварительно вычисленные неравновесные функции охлаждения для газа, охлаждающегося от $T = 10^8 \text{ K}$.

2.3. Начальные условия

Мы рассматриваем эволюцию остатка сверхновой с энергией 10^{51} эрг в облачной среде с концентрацией межоблачного газа $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$

и температурой $T = 9 \times 10^3 \text{ K}$, что соответствует значениям в межзвездной среде нашей и других галактик. Концентрация газа и температура внутри облаков равны соответственно $n = 15 \text{ см}^{-3}$ и $T = 60 \text{ K}$. Облака находятся в динамическом равновесии с окружающей средой.

В начальный момент в центральную область радиусом 3 пк добавляется энергия 10^{51} эрг, масса газа $M_g = 21 M_{\odot}$ и масса металлов $M_m = 2.1 M_{\odot}$, что соответствует массе предсверхновой $M_* = 25 M_{\odot}$ [43]. Таким образом, металличность газа в сброшенном веществе (эжекте) составит $5 Z_{\odot}$. В предварительных расчетах значение металличности в невозмущенной облачной и межоблачной средах варьировалось от $[Z/H] = -3$ до $[Z/H] = -1$, но существенного влияния на результаты не найдено. Поэтому для более ясного представления перераспределения металлов было выбрано значение $[Z/H] = -3$. Это позволяет легко найти соответствующую скорость нагрева, при которой в начальном состоянии облака находятся в равновесии с межоблачным газом. Для выбранной металличности скорость нагрева $\Gamma = 10^{-25} \text{ эрг с}^{-1}$. Столь низкое значение металличности существенно меньше наблюдаемых величин в современной межзвездной среде спиральных галактик, но для некоторых карликовых галактик оно вполне допустимо (см., например, [44]). Его использование не принципиально с точки зрения динамики взаимодействия остатка сверхновой с облачной средой, за исключением только того, что общие радиационные потери в газе между фронтом ударной волны и поверхностью эжекты ослаблены, и поэтому остаток дольше пребывает на адиабатической фазе.

Облака распределяются случайно и равномерно вокруг сверхновой. Для описания неоднородностей в облачной среде введем объемный фактор заполнения f , который равен отношению всего объема облаков к объему счетной области¹. Мы исследуем эволюцию остатка сверхновой в облачной среде с фактором заполнения от 0.02 до 0.2. Размер счетной области составлял 75×150 пк с ячейками размером 0.075 пк, что соответствует числу ячеек

¹ В осесимметричном подходе облака представляют собой торы, и, следовательно, расположение облаков оказывается более разреженным по сравнению с истинно трехмерным подходом. Однако отличие среднего расстояния между облаками в осесимметричной и полностью трехмерной моделях для рассматриваемого интервала объемного фактора заполнения составит $\lesssim 30\%$, что позволяет говорить об удовлетворительной применимости осесимметричного подхода. Заметим, что для динамики ударной волны более важным является вопрос о доле поверхности оболочки, взаимодействующей с облаками, — факторе поверхностного заполнения (см. ниже формулу (7)), который для этих подходов не различается.

1000 × 2000. Радиусы облаков распределены согласно нормальному закону со средним значением 1.5 пк и дисперсией 1 пк, и таким образом, радиусы облаков в основном лежат в интервале от 0.5 до 2.5 пк, и число ячеек на радиус облака варьируется от примерно 6 до 33. Этого мало для изучения эволюции разрушения отдельного облака с ударной волной [3], но вполне достаточно для исследования взаимодействия оболочки сверхновой с ансамблем облаков. Расчеты с разрешением сетки, в 2 и 4 раза большим (2000 × 4000 и 4000 × 8000, соответственно), показали несущественную разницу в общей картине взаимодействия и в статистических характеристиках физических свойств газа. В работе [3] было указано, что для изучения динамики разрушения отдельного облака ударным фронтом необходимо разрешение порядка 100 ячеек на радиус облака. В расчетах с разрешением 4000 × 8000 число ячеек на радиус облака меняется от 25 до 130, что позволяет достаточно хорошо отслеживать эволюцию средних и крупных облаков.

3. ЭВОЛЮЦИЯ ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ В ОБЛАЧНОЙ СРЕДЕ

На рис. 2 представлена эволюция плотности, температуры и металличности газа после взрыва сверхновой в среде с плотностью $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$ и фактором заполнения облаками $f = 0.05$. Очевидной особенностью эволюции остатка сверхновой в облачной среде по сравнению со взрывом в однородной среде является сильное искажение ударного фронта почти сразу после взрыва из-за облаков, находящихся близко к месту взрыва. В однородной среде форма оболочки сверхновой остается близкой к сферической, пока не начнут развиваться гидродинамические (Релея–Тейлора), а на радиационной фазе и тепловая неустойчивости. Таким образом, при взрыве в однородной среде оболочка будет иметь форму, близкую к сферической, примерно до момента времени, соответствующего времени охлаждения $t_c \sim 10^6$ лет. В облачной среде искажения оболочки возникают сразу, как только фронт достигнет облака, наиболее близкого к месту взрыва.

С другой стороны, взаимодействие ударной волны и облака может приводить к раннему (преждевременному) началу радиационной фазы в соответствующей части оболочки сверхновой. Более того, при взрыве сверхновой в облачной среде ударный фронт обдирает плотные и холодные облака, расположенные близко к месту взрыва, почти полностью разрушая их, и вещество этих облаков поступает в горячую разреженную каверну, увеличивая внутри плотность и усиливая потери тепловой энергии горячим газом каверны.

Таким образом, при взрыве сверхновой в облачной среде радиационная фаза начинается неодновременно во всей оболочке (см. определение оболочки сверхновой и горячей каверны во Введении), что заметно на графике для момента времени $t = 1.3 \times 10^5$ лет $< t_c$ рис. 2. При этом, чем больше объемный фактор заполнения f , тем большая часть оболочки взаимодействует с облаками, и тем раньше она переходит на радиационную фазу. Поверхностный фактор — доля поверхности оболочки, которая взаимодействует с облаками — составляет примерно $f_s \simeq f R_s / 4a$ ($R_s \simeq (Et^2/\rho)^{1/5}$ — радиус оболочки сверхновой, a — средний радиус облаков), или в нормированном виде

$$f_s \simeq 0.7 \left(\frac{f}{0.05} \right) \left(\frac{E}{10^{51} \text{ эрг}} \frac{0.1 \text{ см}^{-3}}{n} \right)^{1/5} \times \left(\frac{t}{10^5 \text{ лет}} \right)^{2/5} \left(\frac{1 \text{ пк}}{a} \right). \quad (7)$$

Легко видеть, что для объемного фактора заполнения $f = 0.05$ к моменту $t = 2.3 \times 10^5$ лет почти вся поверхность оболочки сверхновой успевает провзаимодействовать с облаками, и поэтому к этому времени вся оболочка переходит в радиационную фазу. Этот пример показывает, что массовое нагружение может значительно изменить динамику всего остатка сверхновой.

Рассмотрим эволюцию оболочки сверхновой более подробно. Из-за облаков, находившихся близко ($r \lesssim 10$ пк), ударный фронт ослабляется и искажается; последнее хорошо заметно при сравнении распределения плотности в верхней и нижней (относительно начала координат) полуплоскостях. Видно, что облака, расположенные внутри сферы $r \lesssim 10$ пк, к $t \sim (0.5-1) \times 10^5$ лет почти полностью разрушены (рис. 2). Облака, расположенные дальше ($r \sim 10-20$ пк), при прохождении ударной волны теряют значительную долю массы, а наиболее массивные из них выживают и ускоряются. По мере движения в горячем разреженном газе происходит их дальнейшее разрушение. Достигая радиуса $r \gtrsim 20$ пк, ударный фронт ослабляется настолько, что большая часть проходящих через него облаков выживает, хотя обдирается за счет неустойчивости Кельвина–Гельмгольца происходит довольно эффективно. После $t \sim 2 \times 10^5$ лет ударная волна от сверхновой уже не способна ускорять облака. К моменту окончания расчета $t = 3.5 \times 10^5$ лет облака на расстояниях $r \sim 20-30$ пк превращаются в протяженные объекты, а находившиеся на радиусах $r \gtrsim 50$ пк облака сохраняются после взаимодействия с оболочкой

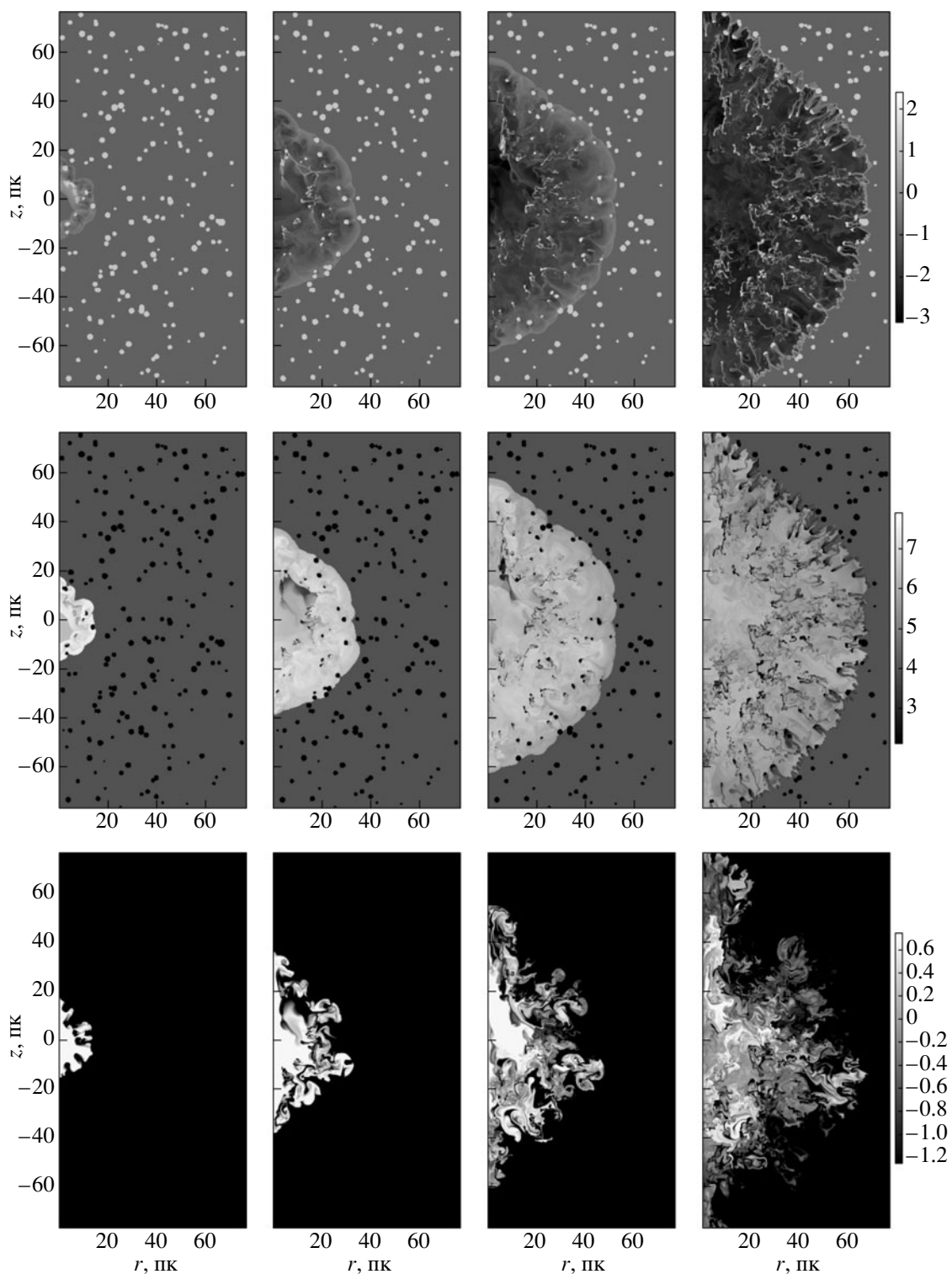


Рис. 2. Карты распределения плотности (верхний ряд), температуры (средний ряд) и металличности (нижний ряд) газа в моменты времени $t = 8.8 \times 10^3$, 4.4×10^4 , 1.3×10^5 , 3.5×10^5 лет (слева направо) после взрыва сверхновой в среде с фактором заполнения $f = 0.05$.

сверхновой. Внешние части этих облаков² обдираются за счет развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и за ними тянутся хвосты, похожие на кометные, но в целом наиболее крупные из них сохраняют форму, близкую к сферической.

Давление внутри фрагментов и протяженных хвостов значительно ниже, чем в горячей каверне, поэтому эти структуры, с одной стороны, обжимаются внешним давлением, а с другой, постепенно разрушаются из-за развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца за время от нескольких десятков до сотен тысяч лет. Только на поздних временах $t \gtrsim 2.5 \times 10^5$ лет, когда оболочка сверхновой охладится и замедлится до малых чисел Маха, давление в облаках, пересекающих фронт, станет близким к давлению во внешних частях оболочки сверхновой. Отметим, что поскольку газ внутри фрагментов имеет почти начальную температуру облака (60 К), и в хвостах, тянущихся за облаками, температура также ниже окружающей, то внутри каверны формируется крайне неоднородное распределение температуры (рис. 2). Таким образом, взаимодействие остатка сверхновой с облачной средой характеризуется значительными неоднородностями плотности и температуры газа как в оболочке сверхновой, так и внутри горячей каверны.

Оболочка сверхновой взаимодействует с множеством облаков, разрушая их и передавая им часть кинетической энергии. При этом значительная доля этой энергии переходит в энергию хаотических движений фрагментов, окруженных горячим газом каверны. На рис. 2 внутри каверны можно заметить много фрагментов облаков, которые сталкиваются между собой, образуя вторичные ударные и звуковые волны, новые облака и вихри, тем самым переводя кинетическую энергию в тепловую. На ранних этапах эволюции оболочки сверхновой ($t \sim (0.5 - 1) \times 10^5$ лет) вещество из разрушенных облаков поступает в горячую оболочку, увеличивая среднюю плотность газа, что может приводить к раннему началу охлаждения каверны.

Металлы, изначально заключенные в малом объеме, распространяются вслед за ударной волной. Газ с высокой металличностью является наиболее горячим и разреженным внутри каверны, и время его охлаждения значительно превышает возраст оболочки. При взрыве сверхновой в однородной среде благоприятные условия для развития гидродинамических неустойчивостей на границе каверны и оболочки возникают с началом ради-

ационной фазы, т.е. после существенного охлаждения газа в оболочке и сопутствующего падения давления в каверне. За счет развития неустойчивостей небогатый плотный газ оболочки перемешивается с высокометаллическим разреженным газом каверны; при этом эффективность перемешивания, очевидно, оказывается низкой (см., например, [19, 45, 46]).

При взаимодействии с облачной средой глобальный ударный фронт значительно искажается, а облака за фронтом частично или полностью разрушаются, что приводит к образованию в горячей обогащенной металлами каверне множества локальных ударных волн и плотных хаотически распределенных фрагментов еще на адиабатической фазе расширения сверхновой (рис. 2). Энергия локальных ударных волн и разрушение фрагментов за счет гидродинамических неустойчивостей способствуют увеличению массы обогащенного газа. Следовательно, меняется эффективность перемешивания металлов внутри оболочки. Подробный статистический анализ распределения металлов и эффективности перемешивания будет проведен в отдельной работе.

4. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ФАКТОРА ЗАПОЛНЕНИЯ

Как было отмечено ранее, большая плотность газа в облаках способствует более раннему началу радиационной фазы в тех частях оболочки сверхновой, которые с ними взаимодействуют. При этом фронт искажается тем сильнее, чем больше фактор объемного заполнения. На рис. 3 показаны распределения плотности, температуры и металличности среды с факторами заполнения $f = 0.05, 0.1, 0.2$ в момент времени $t = 3.5 \times 10^5$ лет после взрыва сверхновой. Хорошо видно, что при увеличении фактора заполнения форма ударного фронта сверхновой становится все более сложной, и средний радиус оболочки сверхновой уменьшается. На рис. 4 представлена эволюция среднего радиуса оболочки сверхновой в среде с факторами заполнения $f = 0.05, 0.1, 0.2$. Различие в среднем размере оболочки проявляется почти с самого начала эволюции и к конечному времени достигает примерно 1.3 и 1.5 для факторов объемного заполнения 0.05 и 0.2, соответственно.

В эволюции оболочки сверхновой легко выделить адиабатическую ($r \sim t^{2/5}$) и радиационную ($r \sim t^{1/4}$) фазы (рис. 4). Как говорилось выше, увеличение фактора заполнения ускоряет наступление радиационной фазы примерно как $f^{-1/2}$: влияние облаков на момент начала радиационной фазы оказывается заметным при $f = 0.05$, когда переход

² Описание деталей динамической эволюции облаков приводится для расчета с разрешением 4000×8000 , что соответствует от 25 до 130 ячеек на радиус облака и вполне соответствует рекомендациям из работы [3] для изучения разрушения отдельного облака.

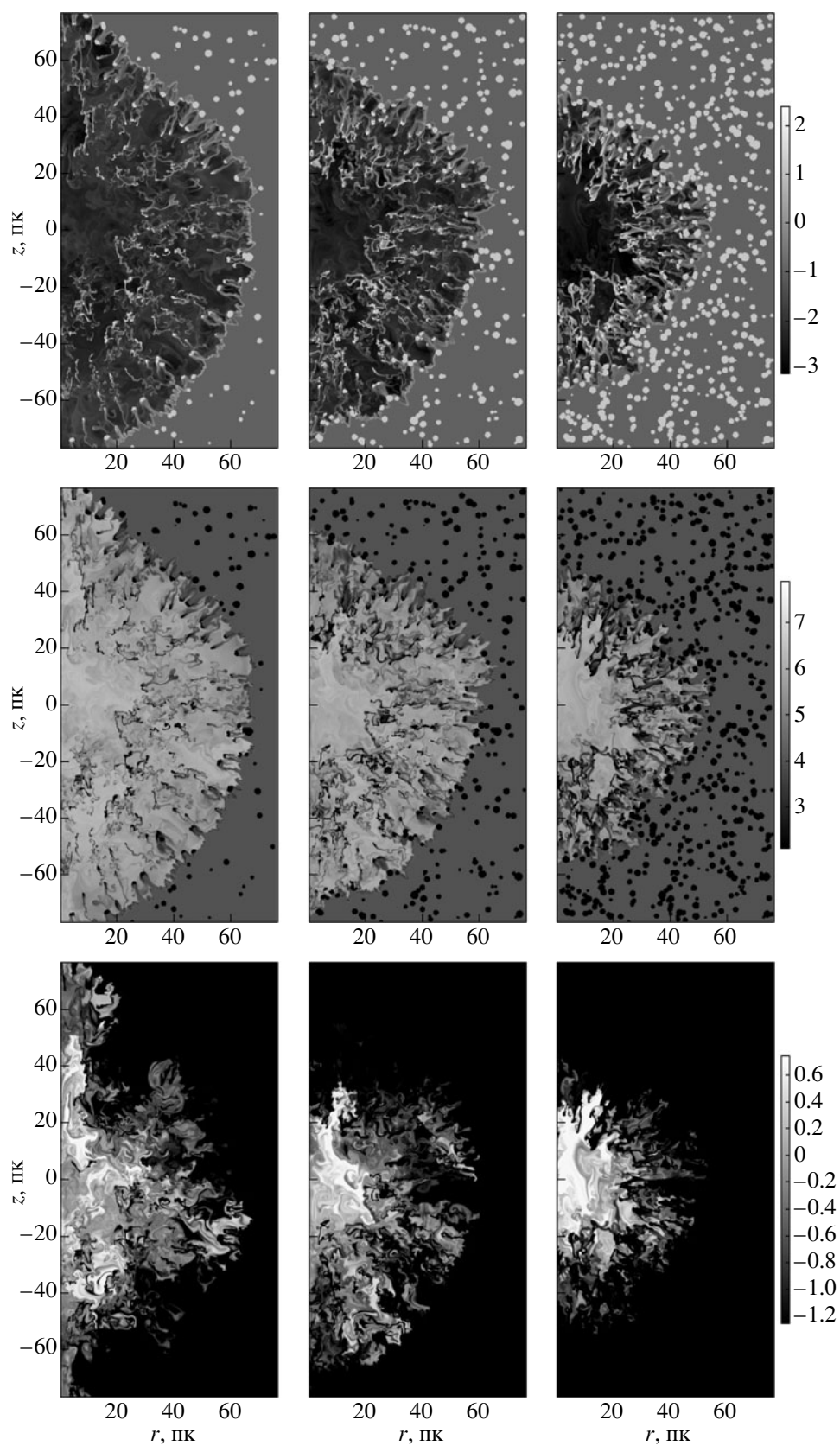


Рис. 3. Карты распределения плотности (верхний ряд), температуры (средний ряд) и металличности (нижний ряд) газа в конечный момент времени $t = 3.5 \times 10^5$ лет после взрыва сверхновой в среде с фактором заполнения $f = 0.05, 0.1, 0.2$ (слева направо).

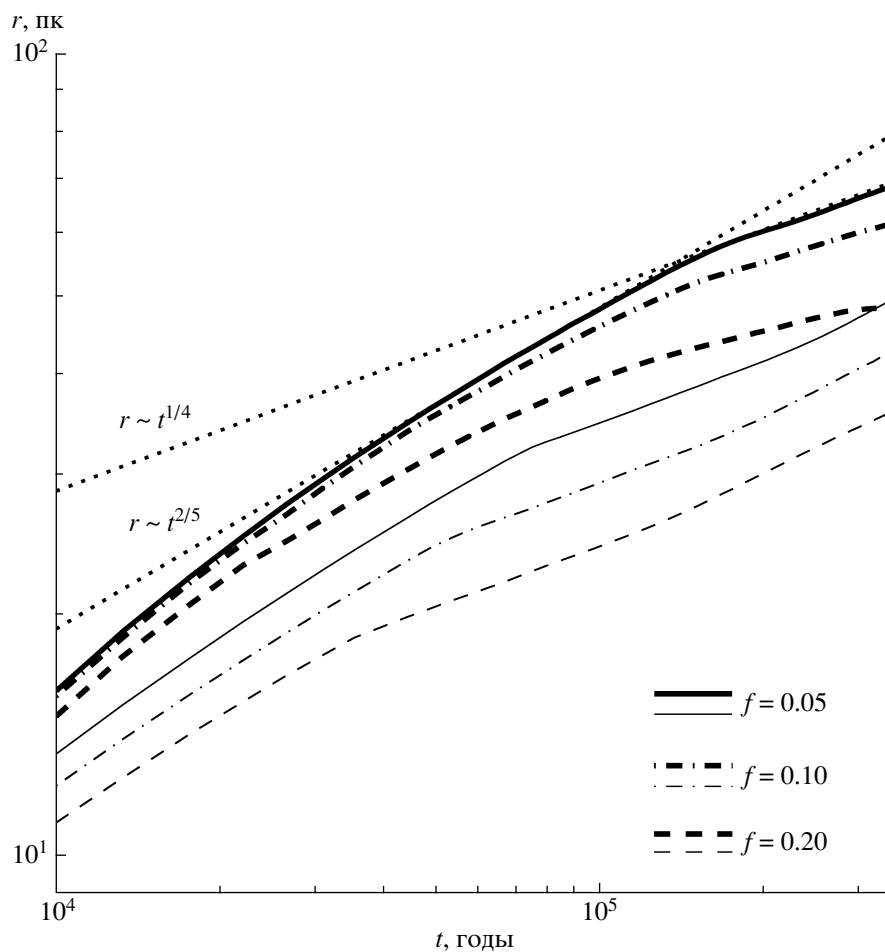


Рис. 4. Средний радиус оболочки сверхновой при взрыве в облачной среде с фактором заполнения $f = 0.05, 0.1, 0.2$ (жирные сплошная, штрих-пунктирная и штриховая линии, соответственно) и при взрыве в среде с однородно распределенным газом облачной среды (соответствующие тонкие линии). Пунктирными линиями показаны зависимости $r \sim t^{2/5}$ и $r \sim t^{1/4}$, соответствующие адиабатической и радиационной фазам эволюции сверхновой.

к оортовскому расширению происходит при $t \sim 1.5 \times 10^5$ лет; при $f \sim 0.1$ и $f \sim 0.2$ охлаждение становится важным к $t \sim 10^5$ лет и $t \sim 0.7 \times 10^5$ лет, соответственно. Последующее увеличение фактора заполнения приводит не только к еще более скорому наступлению радиационной фазы, но и к изменению закона расширения оболочки по сравнению с оортовским законом $r \sim t^{1/4}$ — для $f \sim 0.2$ отличия заметны на временах $t \gtrsim 1.5 \times 10^5$ лет. Оболочка быстро тормозится, и после $t \sim 2.7 \times 10^5$ лет ее размер почти не меняется, что соответствует полной потере глобальным ударным фронтом оболочки сверхновой кинетической энергии и передаче импульса облачной компоненте среды.

Для иллюстрации влияния неоднородности межзвездной среды на динамику остатка произведем гомогенизацию среды, т.е. распределим *однородно* массу облачной фазы в диффузную среду с постоянной плотностью так, чтобы полная

масса газа сохранялась. В таком случае плотность гомогенной диффузной среды увеличится в χf раз относительно плотности фонового межоблачного газа исходной неоднородной среды, где коэффициент $\chi = 140$ — превышение плотности в облачной фазе над фоновым значением. Это значит, что радиус остатка на адиабатической фазе будет меньше в $\sim (140f)^{-2/5}$ раз по сравнению с эволюцией в облачной среде с поверхностным фактором $f_s \ll 1$. На рис. 4 тонкими линиями показан радиус оболочки сверхновой при взрыве в гомогенизированной среде. Заметим, что в этом случае размеры оболочки меньше, а переход на радиационную фазу происходит раньше в сравнении с облачной средой, даже несмотря на то, что среднее значение плотности в гомогенизированной среде ниже, чем плотность в облаках.

Рост фактора поверхностного заполнения (7) по мере распространения сферической ударной волны в облачной среде происходит пропорционально

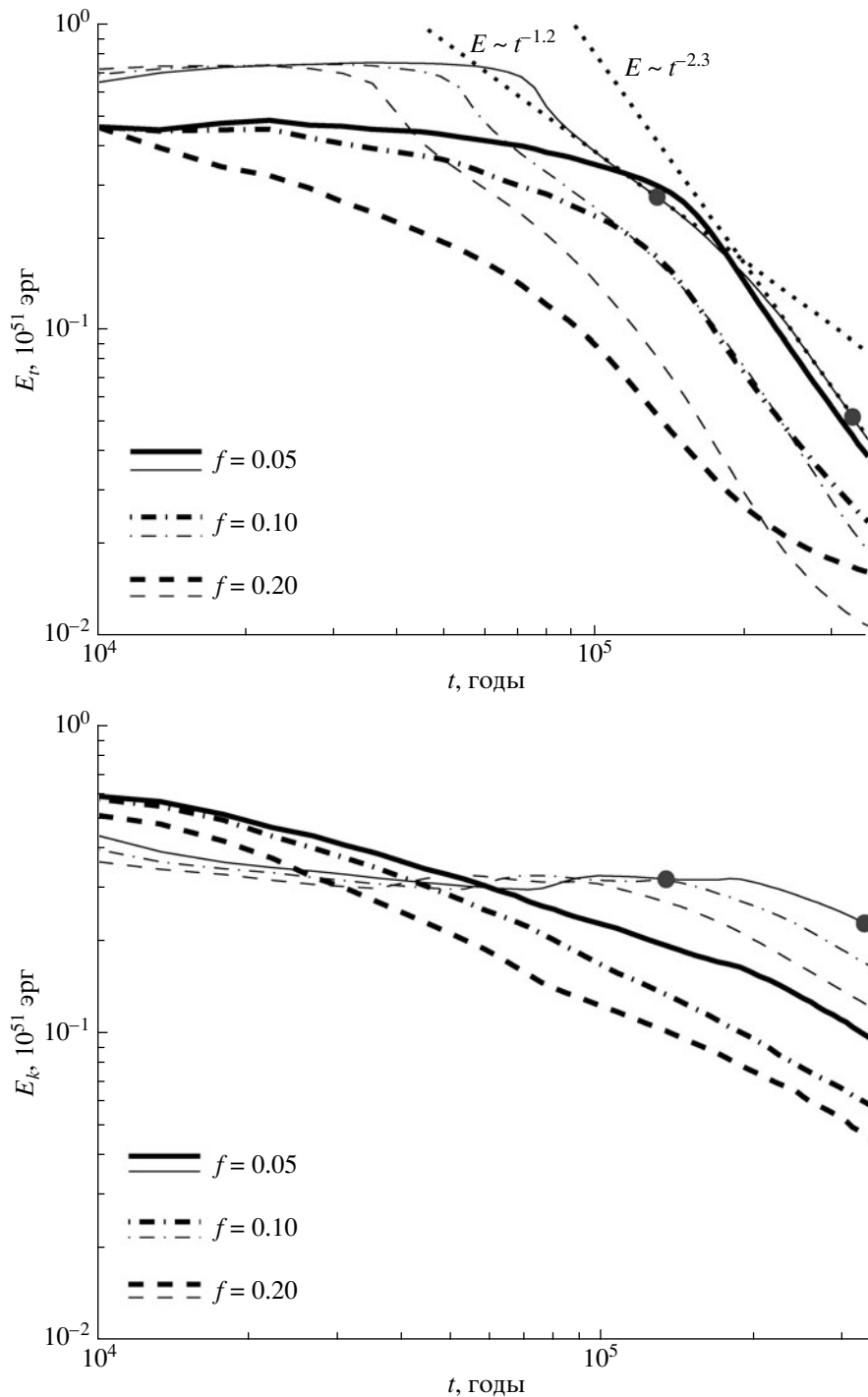


Рис. 5. Тепловая (вверху) и кинетическая (внизу) энергия оболочки сверхновой в облачной среде (жирные линии) и среде с однородно распределенной массой облаков (тонкие линии). Модели для фактора объемного заполнения $f = 0.05, 0.1, 0.2$ показаны соответственно сплошной, штриховой и штрих-пунктирной линиями. Пунктирными линиями показаны зависимости $E \sim t^{-1.2}$ и $E \sim t^{-2.3}$. Кружками отмечены моменты времени $t = 1.3 \times 10^5$ и 3.2×10^5 лет.

радиусу волны. Однако сечение отдельного облака существенно меньше полной поверхности оболочки сверхновой, поэтому ударная волна огибает облако, теряя незначительную часть своей энергии и импульса. В том случае, когда масса облаков

перераспределена гомогенно, оболочка сверхновой с первых мгновений распространяется в среде с повышенной плотностью, что и приводит к раннему началу радиационной фазы. Таким образом, негомогенное распределение вещества перед фрон-

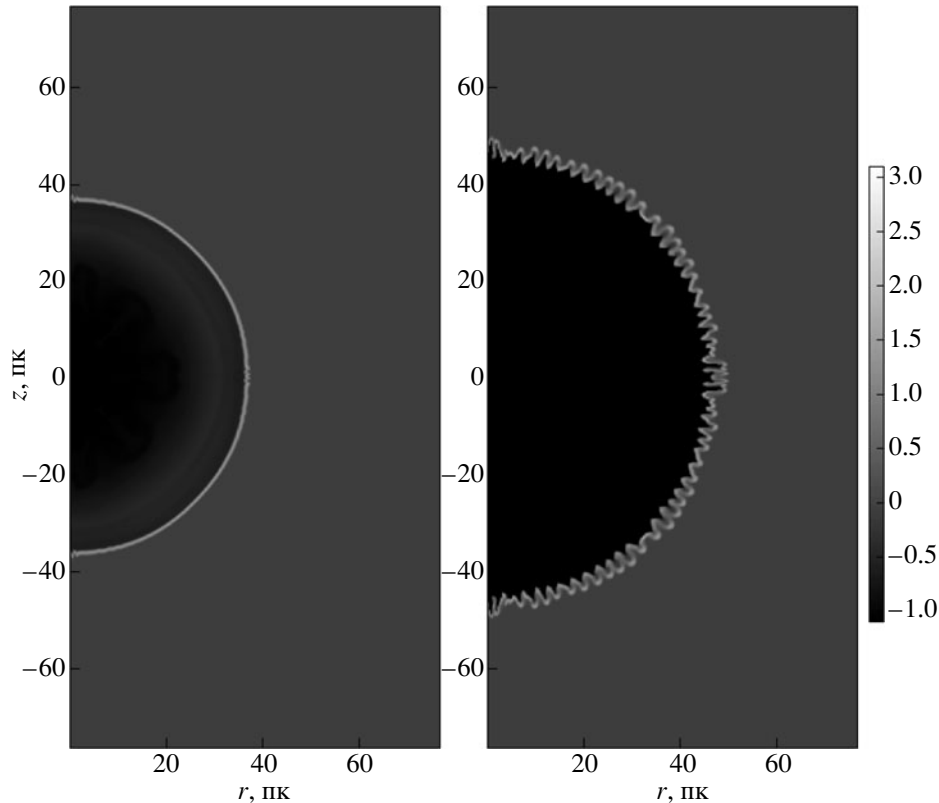


Рис. 6. Карты распределения плотности газа в моменты времени $t = 1.3 \times 10^5$ лет (слева) и $t = 3.2 \times 10^5$ лет (справа) после взрыва сверхновой в однородной среде с плотностью $\chi f \rho$ для $f = 0.05$.

том ударной волны существенным образом влияет на начало радиационной фазы и скорость потерь энергии остатком сверхновой и может приводить к заметным отличиям от того, что имеет место при расширении остатков в гомогенной среде [47, 48].

На рис. 5 представлена эволюция тепловой и кинетической энергии остатка сверхновой³ в среде с однородно перераспределенным газом из облачной среды (тонкие линии) и при взрыве в облачной среде (жирные линии). Хорошо видно, что в случае однородной среды тепловая энергия постоянна до начала радиационной фазы. Затем тепловая энергия уменьшается со временем как $\sim t^{-1.2}$ [49, 50] вплоть до начала развития гидродинамических неустойчивостей в оболочке сверхновой, т.е. разрушения оболочки, после чего в оболочке устанавливается темп потерь тепловой энергии $\sim t^{-2.3}$ (тонкие линии на рис. 5).

Для примера на рис. 6 представлены распределения плотности газа в моменты времени $t = 1.3 \times 10^5$, 3.2×10^5 лет после взрыва сверхновой в однородной среде с плотностью $\chi f \rho$ для $f = 0.05$. На

рис. 5 эти моменты времени отмечены кружками. Хорошо видно, что при возрасте $t = 1.3 \times 10^5$ лет оболочка сверхновой находится на радиационной фазе, но неустойчивостей еще не заметно. При $t \sim 2 \times 10^5$ лет начинается рост неустойчивостей в оболочке и их переход на нелинейную стадию, к возрасту $t \gtrsim 3 \times 10^5$ лет фрагментация оболочки проявляется достаточно явно (рис. 6). При развитии неустойчивостей в оболочке ее поверхность и толщина растут, газ расширяется адиабатически и тепловая энергия падает. Появление неустойчивостей сопровождается потерей строго радиального движения расширения оболочки и появлением тангенциальных течений газа в растущих фрагментах оболочки, которые в дальнейшем могут сталкиваться между собой. Вследствие этого в момент начала разрушения оболочки сверхновой, кинетическая энергия начинает уменьшаться (тонкие линии на нижнем графике рис. 5).

В облачной среде радиационная фаза начинается неодновременно в оболочке сверхновой: раньше в тех частях оболочки, которые взаимодействуют с облаками. Поэтому в негетогенном случае тепловая энергия падает начиная с самых ранних этапов расширения оболочки, и с увеличением фактора заполнения потери энергии растут (жирные линии на рис. 5). После того как охлаждение начнется

³ Тепловая (кинетическая) энергия остатка есть суммарная тепловая (кинетическая, включая все хаотические движения газа) энергия газа, заключенного внутри сферы радиуса r , представленного на рис. 4.

во всей оболочке, включая те ее области, которые взаимодействовали только с межоблачным газом, темп потерь тепловой энергии установится согласно закону $\sim t^{-2.3}$, т.е. таким же как и после начала разрушения оболочки при распространении остатка сверхновой по однородной среде. Кинетическая энергия остатка в облачной среде начинает уменьшаться сразу после первого взаимодействия с облачной средой. При малом факторе заполнения $f \lesssim 0.05$ темп потерь кинетической энергии усиливается после начала охлаждения во всей оболочке и зависит от времени как $\sim t^{-0.9}$ (см., например, жирную сплошную линию на рис. 5 после $t \sim 2 \times 10^5$ лет). Для большего фактора заполнения развитие неустойчивостей в оболочке (и вообще в остатке сверхновой) начинается значительно раньше, поэтому кинетическая энергия падает как $\sim t^{-0.9}$, начиная с возраста остатка $t \sim 10^4$ лет.

Более эффективные потери энергии оболочкой, распространяющейся в облачной среде с высоким фактором заполнения, очевидно, проявляются в уменьшении объема, занимаемого горячим газом: при увеличении фактора $f =$ с 0.05 до 0.2 объем газа с температурой $T > 10^6$ К и $T = 10^5 - 10^6$ К уменьшается примерно в 10 раз (жирные линии на рис. 7). Несмотря на то, что масса газа в облачной среде растет примерно пропорционально фактору заполнения, масса и объем горячего ($T > 10^6$ К) и теплого ($T = 10^5 - 10^6$ К) газа быстро падает при увеличении фактора заполнения от 0.05 до 0.2: уменьшение массы горячей компоненты может достичь 40–200 раз для одинакового момента времени (жирные линии на рис. 7).

При взрыве в облачной среде массовая доля горячей фазы оказывается меньше, чем при взрыве в однородном газе с усредненной плотностью. Это связано, во-первых, с тем, что в случае облачной среды ударная волна распространяется по межоблачному газу с плотностью заметно ниже, чем в однородном газе с размазанными облаками, а во-вторых, собственно с наличием холодных и плотных облаков, которые ударная волна огибает и частично разрушает. Температура газа во фрагментах оказывается значительно ниже, чем при взаимодействии ударного фронта с менее плотным межоблачным газом. Фрагменты облаков постепенно испаряются, пополняя диффузную (10^4 К $< T < 10^5$ К) и теплую (10^5 К $< T < 10^6$ К) фазы остатка сверхновой, и следовательно массовая доля этих фаз со временем увеличивается.

Как уже отмечалось выше, наличие облачной фазы приводит к передаче импульса от оболочки сверхновой фрагментам и локальным ударным волнам и вихревым течениям, сформированным после разрушения облаков. Насколько эффективно тормозится ударный фронт и формируются локальные

ударные волны, можно заключить из зависимости кинетической энергии $E_k(r)$ слоя газа с радиусом r и потока импульса через внешнюю поверхность этого слоя $J_p(r)$. На рис. 8 представлены величины E_k и J_p для факторов заполнения среды $f = 0.05, 0.1, 0.2$ в момент времени $t = 3.5 \times 10^5$ лет после взрыва сверхновой. Заметно, что с увеличением фактора заполнения область с максимальной кинетической энергией смещается внутрь оболочки. Взаимодействие глобального ударного фронта с облаками приводит к ослаблению ударной волны и турбулизации зафронтного течения, в котором формируется слой газа из разрушающихся облаков. По мере увеличения фактора объемного заполнения толщина этого облачного слоя также увеличивается, достигая в среднем половины радиуса остатка. При этом происходит перераспределение кинетической энергии между глобальным ударным фронтом и множеством образующихся при разрушении облаков вихрей.

Обратим внимание на то, что большая часть кинетической энергии остатка содержится во фрагментах разрушенных облаков. При вспышке сверхновой в среде с низким фактором заполнения кинетическая энергия главным образом сосредоточена в окрестности глобального ударного фронта. Хорошо видно, что при $f = 0.2$ основная доля кинетической энергии газа сосредоточена во внутренней области $r \sim 25 - 40$ пк, в то время как средний радиус оболочки достиг почти 50 пк (рис. 4). Аналогичным образом ведет себя и поток импульса газа. Важно отметить, что газовый слой, заключающий основную долю кинетической энергии и импульса остатка, практически запирает горячий газ каверны в центральной области остатка сверхновой (рис. 3).

Следовательно, рост объемного фактора заполнения приводит к существенному перераспределению энергии и импульса оболочки сверхновой. Образованный из фрагментов облаков слой, содержащий основную часть энергии и импульса остатка, имеет сильно нерегулярную структуру, похожую на сетку, в узлах которой расположены еще более плотные и холодные фрагменты. В дальнейшем эти фрагменты продолжают разрушаться, и при этом импульс передается на все меньшие и меньшие масштабы.

Распространяясь в облачной среде, глобальный ударный фронт разделяется на множество отдельных локальных ударных волн (рис. 3), теряя значительную часть своей энергии и импульса. Такая ослабленная ударная волна перестает эффективно разрушать прошедшие через нее облака. Однако поскольку облака подверглись (пусть и незначительно) влиянию ударной волны, они выходят из

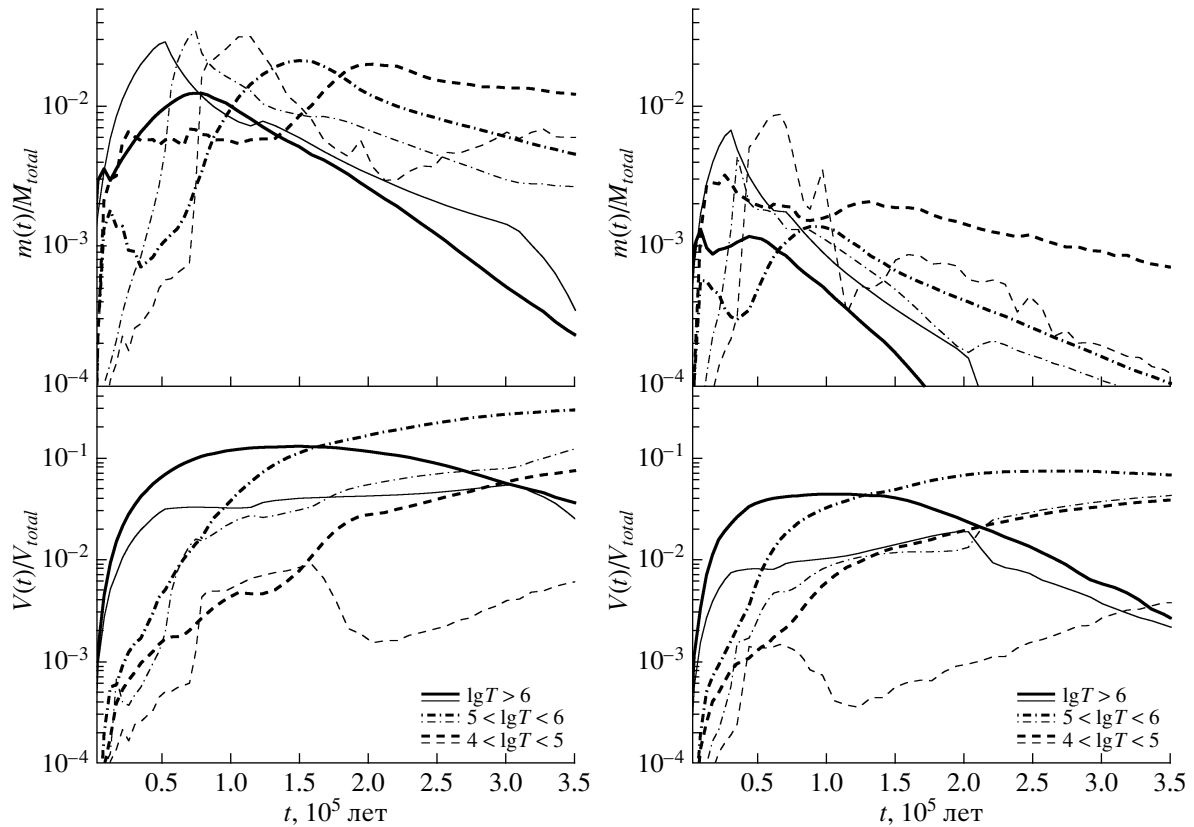


Рис. 7. Эволюция нормированной массы (верхний ряд графиков) и объема (нижний ряд графиков) газа с температурой в интервалах $T > 10^6$ К, $T = 10^5 - 10^6$ К и $T = 10^4 - 10^5$ К (сплошная, штрих-пунктирная и штриховая линии, соответственно) для $f = 0.05$ (левые графики) и 0.2 (правые графики).

состояния динамического равновесия с окружающим газом, начинают слабо испаряться и добавляют небольшую долю своей массы в общее течение⁴. В результате формируется поток газа, обладающий свойствами течения с массовым нагружением [5]. Для $f = 0.1$ такая картина достигается к моменту времени $\sim 2 \times 10^5$ лет, а для $f = 0.2$ это происходит раньше — к $t \sim 1.3 \times 10^5$ лет. В дальнейшем глобальный ударный фронт тормозится и, передав почти весь свой импульс облакам, останавливается. Для $f = 0.2$ средний радиус оболочки перестает увеличиваться начиная с $t \sim 3 \times 10^5$ лет (рис. 4), так что течение за фронтом фактически стабилизируется. В случае меньшего объемного фактора заполнения $f = 0.1$ отклонение от закона расширения для радиационной фазы $r \sim t^{1/4}$ заметно начиная с $t \sim 2 \times 10^5$ лет, но эффекты нагружения не столь сильны, и оболочка еще расширяется к моменту окончания расчета.

Для минимального фактора заполнения $f = 0.05$ ударная волна остается сильной на большом расстоянии от места взрыва сверхновой, и

облака позади фронта быстро разрушаются в первую очередь за счет действия неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, течение переходит в турбулентный режим с активным динамическим обменом массой и импульсом между облаками и межоблачным газом — наступает фаза перемешивания [3, 4, 51]. Таким образом, при увеличении фактора заполнения влияние ударной волны от сверхновой на эффективность разрушения облаков значительно падает с увеличением радиуса оболочки сверхновой. Однако из-за большого числа облаков их фрагменты и хвосты взаимодействуют между собой и усиливают разрушение. И хотя плотность газа в этих протяженных транзитных структурах остается довольно высокой, масса фрагментов постепенно уменьшается, и газ переходит в межоблачную среду. Поэтому в газе за фронтом ударной волны от сверхновой, распространяющейся по облачной среде с объемным фактором заполнения $f \sim 0.1 - 0.2$, проявляются характерные черты течения с массовым нагружением даже для облаков с большим контрастом плотности $\chi \sim 140$. При дальнейшем увеличении фактора заполнения ударный фронт от сверхновой быстро тормозится, и облака разрушаются слабо, т.е. малая часть

⁴ Исследование скорости массовых потерь облаками выходит за рамки нашей работы и будет проведено отдельно.

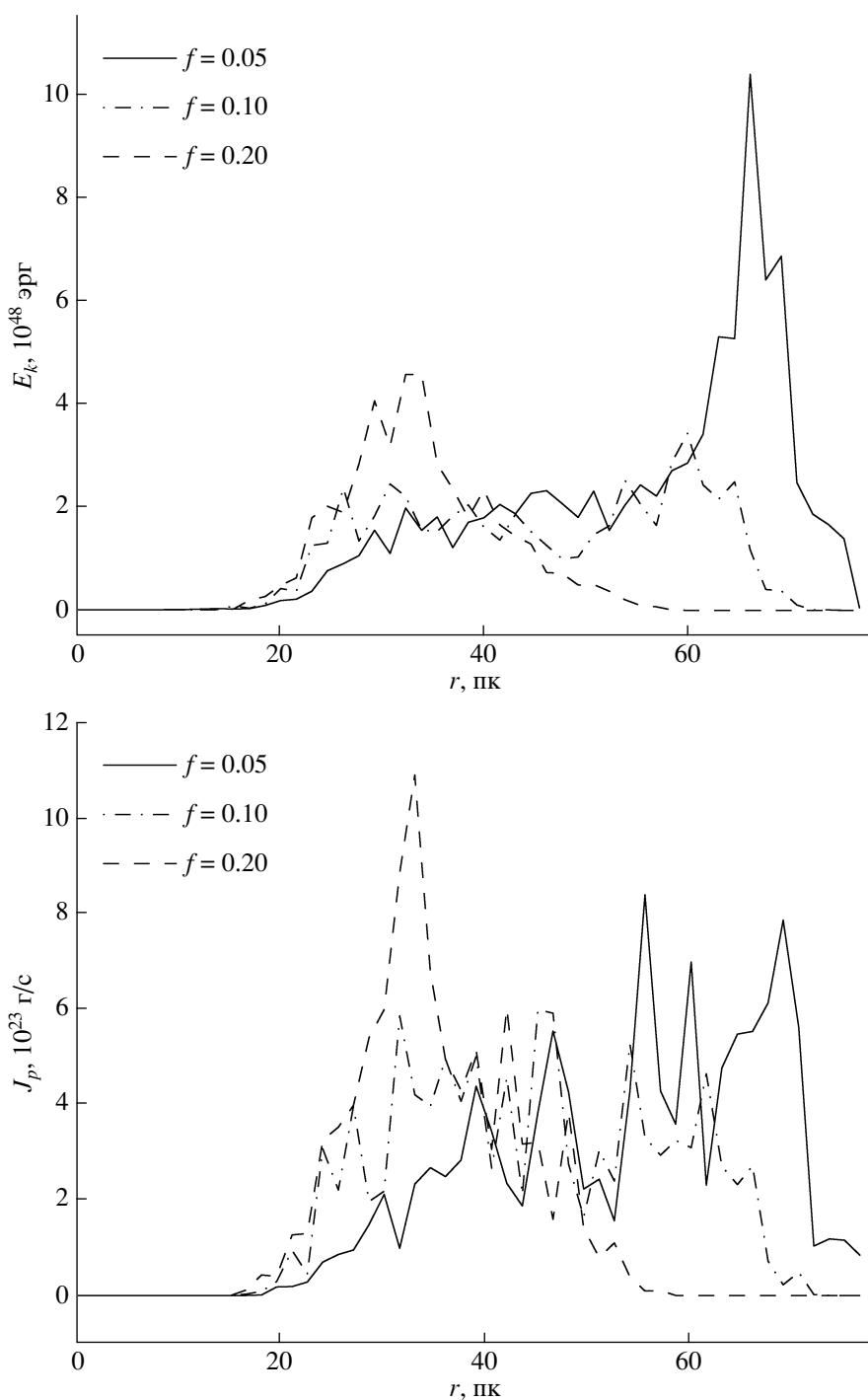


Рис. 8. Кинетическая энергия оболочки радиуса r (вверху) и поток импульса через поверхность радиуса r (внизу) для $f = 0.05, 0.1, 0.2$ (сплошная, штрих-пунктирная и штриховая линии, соответственно) для момента времени $t = 3.5 \times 10^5$ лет после взрыва сверхновой.

массы облаков поступает в межоблачную среду — свойства течения с нагрузением пропадают, и фаза перемешивания вещества облаков не появляется [4].

Как видно, присутствие облачной фазы оказы-

вает определяющее влияние на динамику оболочки сверхновой, особенно при большом значении объемного фактора заполнения ($f \sim 0.1-0.2$): меняется не только характер распространения ударной волны от сверхновой, но и динамика газа далеко

за ударным фронтом, т.е. течение газа во всей каверне. Разрушение облаков добавляет в общее течение холодный газ, что приводит к сильным флуктуациям температуры и давления. Таким образом, меняется тепловая и динамическая эволюция горячей каверны.

Следует ожидать, что неомогенность газа перед фронтом ударной волны от сверхновой будет влиять и на перераспределение выброшенных ею металлов. Обсуждение этого процесса мы приведем в отдельной работе. Здесь только отметим один из результатов, качественно характеризующий эффективность перемешивания металлов. На рис. 3 представлено распределение металличности газа для момента времени $t = 3.5 \times 10^5$ лет после взрыва сверхновой в среде с факторами заполнения $f = 0.05, 0.1, 0.2$. Хорошо видно, что при увеличении фактора заполнения металлы фактически запираются в окрестности центральной части остатка сверхновой, где сохраняется высокая металличность газа. Это — очевидное следствие формирования плотного слоя из разрушенных облаков, содержащего основную долю импульса и кинетической энергии остатка сверхновой. Видно, что в некоторых местах газ с повышенной металличностью проникает внутрь данного слоя, где металлы быстро перемешиваются с малометаллическим газом благодаря хаотическим течениям в слое. При этом масса обогащенного газа растет с увеличением фактора заполнения.

5. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ

Особенности динамической и тепловой эволюции остатка сверхновой, обусловленные облаками в окружающей среде, непременно должны проявляться в эмиссионных характеристиках. Следовательно, по интенсивности потерь энергии в различных спектральных диапазонах (см., например, [52, 53]) можно оценить характер распределения газа и металлов.

На рис. 7 видно, что масса горячего газа быстро убывает во всех рассматриваемых моделях. Заметим, что при взрыве в однородной среде с плотностью $\chi f \rho$ масса горячего газа больше, чем в облачной среде с фактором заполнения f , плотностью межоблачной фазы ρ и облаков $\chi \rho$. Следовательно, ожидаемая светимость в рентгеновском диапазоне будет выше от остатка сверхновой в однородной среде, чем в облачной. Увеличение плотности среды способствует как понижению светимости, так и уменьшению длительности яркой рентгеновской фазы. В облачной среде рост фактора заполнения ведет к тому же: максимальное значение полной массы горячего газа и рентгеновской светимости с увеличением фактора заполнения от 0.05 до

0.2 падает примерно в 2 раза⁵, а длительность яркой рентгеновской фазы ограничена возрастом $t \lesssim 1.5 \times 10^5$ лет для фактора заполнения 0.05 и $t \lesssim 0.75 \times 10^5$ лет для $f = 0.2$. Для остатка сверхновой в среде с $f = 0.05$, начиная с $t \sim 10^5$ лет, основная доля газа находится в теплой фазе ($10^5 \text{ K} < T < 10^6 \text{ K}$), в то время как в среде с $f = 0.2$ газ быстро охлаждается до $T < 10^5 \text{ K}$. Таким образом, с увеличением фактора заполнения (или для однородной среды с ростом плотности) следует ожидать изменения эмиссионных характеристик остатка сверхновой, например, в рентгеновской области, в линиях высокоионизованного кислорода и, возможно, в рекомбинационных линиях водорода и гелия.

Чтобы проиллюстрировать это обстоятельство, на рис. 9 представлена эволюция меры эмиссии газа с температурой $T > 10^5 \text{ K}$ вдоль лучей зрения с прицельным расстоянием $r = 0$ и 10 пк, параллельных оси z (для того, чтобы избежать влияния особенностей распределения среды вдоль единственного луча, было проведено усреднение по 10 соседним лучам). При взрыве в однородной среде значения меры эмиссии вдоль лучей с этими прицельными расстояниями отличаются несущественно. В течение первых $(0.3-0.5) \times 10^5$ лет масса газа с температурой $T > 10^5 \text{ K}$ меняется незначительно, и мера эмиссии остается почти постоянной. Видно, что мера эмиссии растет при увеличении внешней плотности газа. Последующее резкое падение связано с переходом оболочки к радиационной фазе (рис. 4, 5), что выражается в уменьшении массы и резком насыщении объемов горячего и теплого газа (рис. 7). В дальнейшем мера эмиссии монотонно падает тем быстрее, чем выше плотность окружающей среды.

При взрыве сверхновой в облачной среде переход к радиационной фазе растянут во времени из-за меньшей плотности газа между облаками (рис. 4, 5), поэтому мера эмиссии дольше остается почти неизменной. Распределение плотности в остатке сильно неоднородно (рис. 3), что при высоком факторе заполнения выражается в образовании слоя из разрушенных фрагментов облаков (рис. 8). На луч зрения $r = 10$ пк попадает большее число фрагментов облаков, имеющих температуру значительно меньшую, чем 10^5 K , поэтому после начала радиационной фазы мера эмиссии оказывается сравнимой для $f = 0.05$ или меньшей в несколько раз для $f = 0.2$, чем в случае однородной среды (рис. 9). На больших прицельных расстояниях мера эмиссии быстро падает. Таким образом, при

⁵ Полная масса газа в расчетной области составляет $5.2 \times 10^4 M_{\odot}$ и $1.8 \times 10^5 M_{\odot}$ для факторов заполнения 0.05 и 0.2, соответственно.

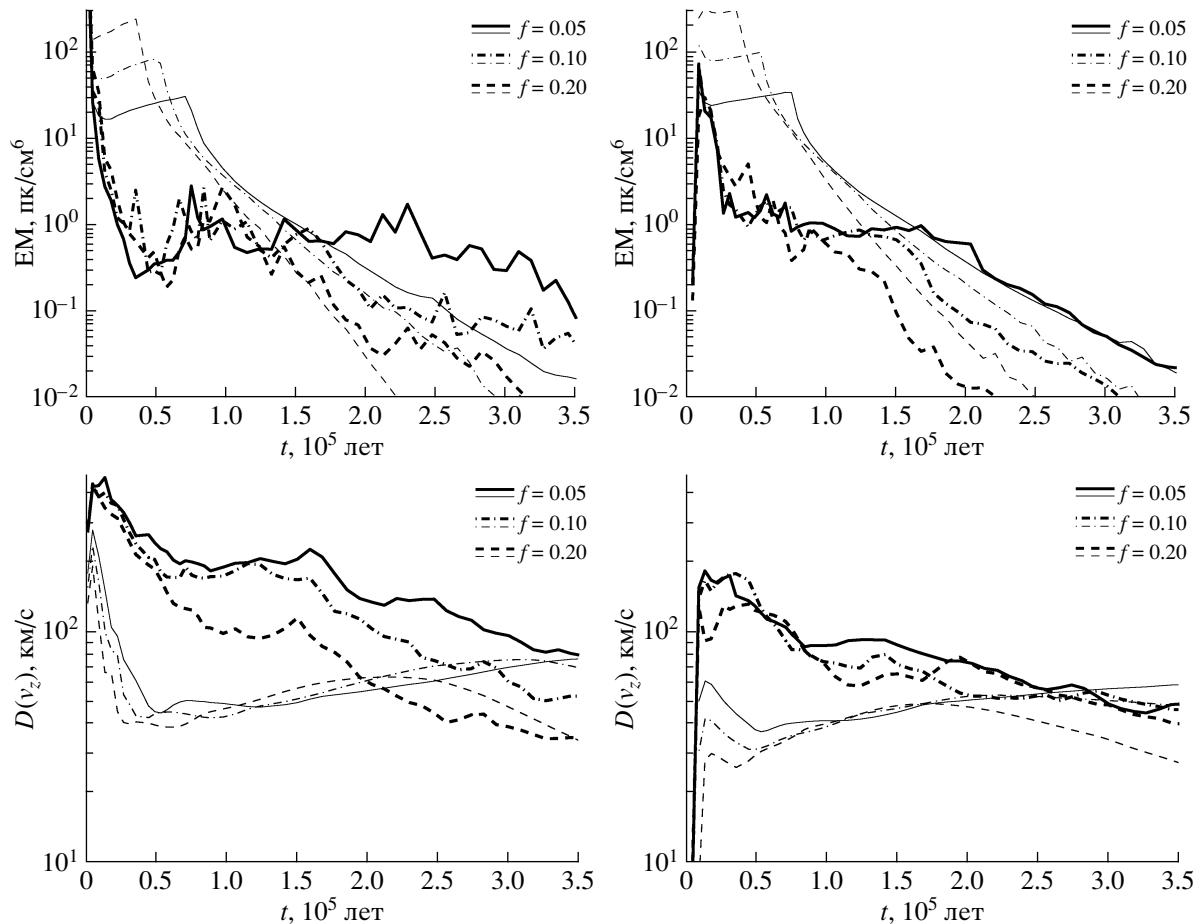


Рис. 9. Эволюция меры эмиссии (верхние графики) горячего и тепло-горячего ($T > 10^5$ К) газа и дисперсии скоростей ионизованного газа (нижние графики) вдоль лучей зрения с прицельным расстоянием $r = 0$ и 10 пк, параллельных оси z . Левые графики соответствуют горячему газу, левые — тепло-горячему.

взрыве сверхновой в облачной среде ожидаются значительные вариации меры эмиссии газа с $T > 10^5$ К при изменении прицельного расстояния.

Торможение оболочки сверхновой должно проявляться в изменении ширины рекомбинационных линий водорода и ионов металлов. Дисперсия скоростей ионизованного газа с увеличением возраста должна уменьшаться тем сильнее, чем эффективнее охлаждение газа. На рис. 9 показана эволюция дисперсии скоростей ионизованного газа (предполагается, что газ с $T > 10^4$ К полностью ионизован) вдоль лучей зрения с прицельным расстоянием $r = 0$ и 10 пк, параллельных оси z . После значительного падения в начале эволюции остатка дисперсия скоростей остается почти неизменной до начала радиационной фазы. В случае однородной среды с незначительным вкладом облачной компоненты $f \leq 0.05$ дисперсия растет монотонно. В более плотной среде, соответствующей достаточно большому вкладу облаков $f > 0.05$, начальное увеличение дисперсии сменяется уменьшением при $t \sim 2 \times 10^5$. Это связано с взаимодействием более

сильной обратной ударной волны и быстро охлаждающейся оболочки сверхновой. Для однородной среды, соответствующей большему вкладу облаков, обратная ударная волна догоняет головной фронт раньше. В этот момент дисперсия достигает локального максимума, а после взаимодействия ударных фронтов она падает. После начала радиационной фазы отличия дисперсии скоростей вдоль лучей с прицельными параметрами $r = 0$ и 10 пк минимальны. Заметим, что дисперсия скоростей при расширении оболочки в однородной среде определяется максимальной величиной проекции скорости на луч зрения, т.е. скоростью головной или обратной ударной волны.

В случае взрыва сверхновой в облачной среде дисперсия скоростей оказывается выше, чем в случае взрыва сверхновой в однородном газе, что связано с низкой плотностью межоблачного газа и, следовательно, более высокой скоростью расширения остатка. Благодаря неоднородному распределению газа как перед фронтом, так и внутри остатка, обратная ударная волна не является хоро-

шо центрированной, поэтому дисперсия скоростей со временем в среднем уменьшается. На рис. 9 хорошо видно, что при $t \gtrsim 1.5 \times 10^5$ лет поведение дисперсии скоростей меняется при изменении прицельного параметра: при $r = 0$ дисперсия зависит от фактора заполнения, но при переходе к $r = 10$ пк отличия становятся незначительными. Заметим, что для лучей, близких к оси, максимальные значения скорости достигаются в центральной области каверны горячего газа, практически свободного от фрагментов облаков. В этой области течения близки к радиальным. Увеличению прицельного расстояния соответствует уменьшение проекции скорости на луч зрения для радиальных течений, вследствие чего дисперсия скоростей падает. Однако при увеличении фактора заполнения появляется слой из разрушенных облаков, между плотными фрагментами остаются узкие каналы, заполненные горячим разреженным газом. Течение такого газа, очевидно, отлично от радиального, а скорости в нем достаточно высокие. Поэтому на большом прицельном расстоянии и при высоком факторе заполнения максимальные скорости газа достигаются именно в течении горячего газа по каналам внутри слоя разрушенных облаков. Непрерывающиеся столкновения фрагментов в этом слое приводят к постепенному уменьшению дисперсии скоростей. Таким образом, значительные вариации некоторых величин — например, меры эмиссии теплого газа и дисперсии скоростей — в зависимости от объемного фактора заполнения и прицельного расстояния могут служить косвенным индикатором характера неоднородности в межзвездной среде, в которую расширяется остаток.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрена эволюция остатка сверхновой после взрыва в облачной среде. Исследована зависимость динамики остатка, физических свойств газа от объемного фактора заполнения облаками f . В модели учтено перемешивание тяжелых элементов, выброшенных при взрыве сверхновой в окружающую среду. В частности, показано следующее.

1. Наличие облаков приводит к неодновременному и раннему (преждевременному) переходу отдельных частей оболочки сверхновой в радиационную фазу. Этот переход характеризуется значительными неоднородностями плотности и температуры газа как в оболочке сверхновой, так и внутри горячей каверны. Увеличение объемного фактора заполнения среды облаками уменьшает время перехода к радиационной фазе.

2. При росте объемного фактора заполнения облаков средний радиус оболочки сверхновой уменьшается, различие в размере оболочки проявляется почти с самого начала эволюции и к моменту

времени $t = 3.5 \times 10^5$ лет достигает примерно 1.3 и 1.7 для факторов объемного заполнения 0.05 и 0.2, соответственно.

3. При расширении ударной волны от сверхновой в гомогенную среду с постоянной плотностью, равной усредненной плотности $\chi f \rho$ (где χ — превышение плотности газа в облаках над плотностью ρ в межоблачной газе), размер оболочки сверхновой оказывается меньше, и переход на радиационную фазу происходит раньше, чем в случае взрыва сверхновой в облачной среде с объемным фактором заполнения f .

4. Начало радиационной стадии сопровождается развитием гидродинамических неустойчивостей в оболочке сверхновой, вследствие чего тепловая энергия падает быстрее, а именно по закону $E_t \sim t^{-2.3}$ как в случае распространения остатка сверхновой по однородной, так и по облачной среде. Начиная с этого момента, кинетическая энергия оболочки уменьшается за счет взаимодействия между собой фрагментов оболочки.

5. Эффективные потери энергии оболочкой, распространяющейся в облачной среде с высоким фактором заполнения, приводят к уменьшению объема, занимаемого горячим газом: при увеличении фактора f с 0.05 до 0.2 объем газа с температурой $T > 10^6$ К и $T = 10^5 - 10^6$ К уменьшается примерно в 10 раз, а масса газа в этих температурных интервалах падает еще больше — в 40–200 раз.

6. Увеличение объемного фактора заполнения облаков приводит к существенному радиальному перераспределению кинетической энергии и импульса между глобальным ударным фронтом от сверхновой и множеством вихрей, возникающих в процессе разрушения облаков: при $f \gtrsim 0.1$ позади глобального ударного фронта формируется газовый слой с избытком кинетической энергии и импульса, причем основная доля кинетической энергии и импульса слоя сосредоточена в фрагментах разрушенных облаков. Этот слой с избыточной кинетической энергией и импульсом практически запирает горячий газ каверны в центральной области остатка сверхновой при $f \gtrsim 0.1$, благодаря чему в горячем газе сохраняется практически начальная (высокая) металличность.

Таким образом, взаимодействие оболочки сверхновой с облачной межзвездной средой существенно изменяет эволюцию всего остатка сверхновой, а именно меняет динамику и структуру распределения газа, что проявляется в наблюдательных характеристиках остатка сверхновой. В частности, при взрыве сверхновой в облачной среде ожидаются значительные флуктуации меры эмиссии газа с $T > 10^5$ К и дисперсии скоростей

ионизованного газа и их зависимость от прицельного расстояния.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 12-02-00365, 12-02-00917, 12-02-92704, 15-02-08293). Е.О.В. благодарен за поддержку фонду “Династия” и Министерству образования и науки (проект 213.01-11/2014-5). В.В.К. и И.Г.К. благодарны за поддержку Российскому Фонду Фундаментальных Исследований (грант 15-42-02682).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. G. Elmegreen and J. Scalo, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **42**, 211 (2004).
2. C. F. McKee and J. P. Ostriker, *Astrophys. J.* **218**, 148 (1977).
3. R. I. Klein, C. F. McKee, and P. Colella, *Astrophys. J.* **420**, 213 (1994).
4. A. Y. Poludnenko, A. Frank, and E. G. Blackman, *Astrophys. J.* **576**, 832 (2002).
5. T. W. Hartquist and J. E. Dyson, *Astrophys. and Space Sci.* **144**, 615 (1988).
6. H. Koyama and S. Inutsuka, *Astrophys. J.* **532**, 980 (2000).
7. D. Hollenbach and C. F. McKee, *Astrophys. J.* **342**, 306 (1989).
8. Yu. A. Shchekinov, *Geophys. and Astrophys. Fluid Dyn.* **82**, 69 (1996).
9. E. B. Jenkins, T. M. Tripp, P. R. Woniak, U. J. Sofia, and G. Sonneborn, *Astrophys. J.* **520**, 182 (1999).
10. D. M. Meyer, M. Jura, and J. A. Cardelli, *Astrophys. J.* **493**, 222 (1998).
11. R. E. Luck, V. V. Kovtyukh, and S. M. Andrievsky, *Astron. J.* **132**, 902 (2006).
12. E. A. Karitskaya, N. G. Bochkarev, V. V. Shimansky, and G. A. Galazutdinov, *ASP Conf. Ser.* **445**, 335 (2011).
13. T. J. Satterfield, A. M. Katz, A. R. Sibley, G. M. MacAlpine, and A. Uomoto, *Astron. J.* **144**, 27 (2012).
14. M. A. de Avillez and M.-M. Mac Low, *Astrophys. J.* **581**, 1047 (2002).
15. A. Ferrara, M. Pettini, and Yu. A. Shchekinov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **319**, 539 (2000).
16. С. Ю. Дедиков, Ю. А. Щекинов, *Астрон. журн.* **81**, 11 (2004).
17. S. Yu. Dedikov, Yu. A. Shchekinov, and E. O. Vasiliev, *Odessa Astron. Publ.* **21**, 29 (2008).
18. Е.О. Васильев, С. Ю. Дедиков, Ю. А. Щекинов, *Астрофиз. бюлл.* **64**, 333 (2009).
19. Е. О. Васильев, Э. И. Воробьев, Е. Е. Матвиенко, А. О. Разумов, Ю. А. Щекинов, *Астрон. журн.* **89**, 987 (2012).
20. S. Veilleux, G. Cecil, and J. Bland-Hawthorn, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **43**, 769 (2005).
21. S. Recchi and G. Hensler, *Astron. and Astrophys.* **476**, 841 (2007).
22. J. L. Cooper, G. V. Bicknell, R. S. Sutherland, and J. Bland-Hawthorn, *Astrophys. J.* **674**, 157 (2008).
23. B. B. Nath and Yu. A. Shchekinov, *Astrophys. J.* **777**, 12 (2013).
24. A. A. Suchkov, V. G. Berman, T. M. Heckman, and D. S. Balsara, *Astrophys. J.* **463**, 528 (1996).
25. S. A. Silich, J. Franco, J. Palous, and G. Tenorio-Tagle, *Astrophys. J.* **468**, 722 (1996).
26. D. Martizzi, C.-A. Faucher-Giguère, and E. Quataert, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* (2015, в печати); e-Print arXiv:1409.4425 [astro-ph.GA] (2014).
27. A. Harten, *SIAM J. Numer. Anal.* **1**, 1 (1978).
28. B. van Leer, *J. Comput. Phys.* **32**, 101 (1979).
29. E. F. Toro, *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics. A Practical Introduction* (Berlin: Springer, 1997).
30. А.Г. Куликовский, Н.В. Погорелов, А.Ю. Семенов, *Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений* (М.: Физматлит, 2001).
31. B. van Leer, *J. Comput. Phys.* **23**, 263 (1977).
32. B. van Leer, *J. Comput. Phys.* **23**, 276 (1977).
33. E. O. Vasiliev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **414**, 3145 (2011).
34. R. Wiersma, J. Schaye, and B. D. Smith, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **393**, 99 (2009).
35. E. O. Vasiliev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **431**, 638 (2013).
36. R. S. Sutherland and M. A. Dopita, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **88**, 253 (1993).
37. M. Spaans and C. Norman, *Astrophys. J.* **483**, 87 (1997).
38. O. Gnat and A. Sternberg, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **168**, 213 (2007).
39. K. M. Schure, D. Kosenko, J. S. Kaastra, R. Keppens, and J. Vink, *Astron. and Astrophys.* **508**, 751 (2009).
40. A. Dalgarno and R. A. McCray, *Ann. Rev. Astrophys. and Astron.* **10**, 375 (1972).
41. G. J. Ferland, K. T. Korista, D. A. Verner, J. W. Ferguson, J. B. Kingdon, and E. M. Verner, *Publs Astron. Soc. Pacif.* **110**, 761 (1998).
42. E. O. Vasiliev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **419**, 3641 (2012).
43. S. A. Woosley and T. A. Weaver, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **101**, 181 (1995).
44. E. Tolstoy, V. Hill, and M. Tosi, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **47**, 371 (2009).
45. Ch.-Y. Wang and R. A. Chevalier, *Astrophys. J.* **549**, 1119 (2001).
46. E. O. Vasiliev, E. I. Vorobyov, and Yu. A. Shchekinov, *Astron. and Astrophys.* **489**, 505 (2008).
47. D. P. Cox, *Astrophys. J.* **78**, 159 (1972).
48. R. A. Chevalier, *Astrophys. J.* **188**, 501 (1974).
49. D. F. Cioffi, C. F. McKee, and E. Bertschinger, *Astrophys. J.* **334**, 252 (1988).
50. K. Thornton, M. Gaudlitz, H.-Th. Janka, and M. Steinmetz, *Astrophys. J.* **500**, 95 (1998).
51. Е. Е. Матвиенко, Ю. А. Щекинов, *Астрон. журн.* **84**, 128 (2007).
52. C. F. McKee, in: *Supernovae: A Survey of Current Research*, eds M. J. Rees and R. J. Stoneham (Dordrecht: Reidel, 1982), p. 433.
53. R. L. White and K. S. Long, *Astrophys. J.* **373**, 543 (1990).