

УДК 524.7:524.5; 524.354; 524.5–782

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БЮДЖЕТ HI-ОБОЛОЧЕК, ОБРАЗОВАННЫХ МНОЖЕСТВЕННЫМИ ВСПЫШКАМИ СВЕРХНОВЫХ

© 2022 Е. О. Васильев^{1,2,3*}, Ю. А. Щекинов^{2,4}

¹Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, 344006 Россия

²Физический институт им. П. Н. Лебедева, Москва, 119991 Россия

³Институт астрономии РАН, Москва, 119017 Россия

⁴Рамановский исследовательский институт, Бангалор, 560080 Индия

Поступила в редакцию 28 сентября 2021 года; после доработки 21 ноября 2021 года; принята к публикации 21 ноября 2021 года

Крупные оболочки HI размером несколько сотен пк и более, наблюдаемые в видимых под умеренным углом ($i \lesssim 50^\circ$) близких галактиках, образованы действием множественных вспышек сверхновых в звездных скоплениях. Для оценки кумулятивной энергии этих сверхновых часто пользуются соотношением, полученным для эволюции одной сверхновой в однородной среде. В работе исследуются неточности, возникающие при оценке полной энергии сверхновых по измеренным в наблюдениях значениям радиуса и скорости оболочки, плотности газа перед фронтом оболочки. Проведен анализ этих величин, полученных из «синтетических наблюдений» результатов трехмерного моделирования динамики оболочки от множественных сверхновых в стратифицированной межзвездной среде. Показано, что при использовании соотношения для одной сверхновой значение полной энергии может быть как переоценено, так и недооценено в несколько раз и более. Обсуждается зависимость оценки полной энергии от свойств газа (плотность, металличность), значений шкалы высоты диска, числа сверхновых и применимость этой оценки для интерпретации наблюдений HI-оболочек в близких галактиках.

Ключевые слова: галактики: межзвездная среда — межзвездная среда: оболочки — ударные волны — остатки сверхновых

1. ВВЕДЕНИЕ

В умеренно наклоненных ($i \lesssim 50^\circ$) близких, в том числе карликовых, галактиках обнаружены многочисленные оболочки в эмиссии атомарного водорода HI различного размера и возраста (например, Bagetakos et al. 2011, Brinks and Bajaja 1986, Egorov et al. 2017; 2014; 2018; 2021, Heiles 1979; 1984, Puche et al. 1992, Walter and Brinks 1999, Weisz et al. 2009). Образование этих структур в межзвездной среде (МЗС) связывают с когерентным действием звездных ветров и вспышек сверхновых (SN) (например, McCray and Kafatos 1987, Weaver et al. 1977) в молодых звездных скоплениях, которые наблюдаются в центральных областях HI-оболочек (например, Weisz et al. 2009).

Используя диаграммы «цвет–звездная величина» и историю звездообразования для звезд, находящихся внутри HI-оболочки, можно оценить, достаточно ли энергии, высвобожденной при звездообразовании, для формирования HI-оболочки (Heiles 1979, Puche et al. 1992, Weisz et al. 2009).

Поскольку оболочки обнаружены в эмиссии атомарного водорода, они уже потеряли значительную часть своей энергии в излучении, следовательно, они не находятся на адиабатической (седовской) фазе расширения, на которой полная энергия оболочки может быть оценена как $E_0 \sim MV^2$ (Cox 1972), где M — полная масса газа внутри оболочки, V — скорость расширения оболочки. Для оболочки на радиационной фазе минимальная энергия, требуемая для ее формирования, согласно Chevalier (1974) может быть оценена как

$$E_0 = 5.3 \times 10^{43} \text{ (erg)} r_{\text{HI}}^{3.12} v_s^{1.4} n_0^{1.12}, \quad (1)$$

где r_{HI} — радиус оболочки HI в парсеках, v_s — скорость расширения оболочки в км с^{-1} , n_0 — концентрация газа перед фронтом ударной волны в см^{-3} . Строго говоря, эта оценка вряд ли может дать какой-либо предел для множественных вспышек SN, поскольку она основана на аппроксимации эволюции одной сверхновой в однородной (не стратифицированной) среде, в то время как динамика оболочки в стратифицированной среде зависит от направления (вдоль или поперек диска), и часть

*E-mail: eugstar@mail.ru

инжектированной энергии может быть потеряна при выбросе.

Звездные скопления рождаются в стратифицированной межзвездной среде. Поэтому оболочка, сформированная вспышками СН в скоплении, при достижении размера, сравнимого со шкалой высоты газа в диске, расширяется в вертикальном (поперечном к плоскости диска) направлении быстрее, чем в плоскости диска. При этом впоследствии образуется гантелеобразная структура, а затем возможен прорыв диска (см., например, McCray and Kafatos 1987). Таким образом, более высокие значения скорости расширения в вертикальном направлении, очевидно, могут приводить к завышению полной энергии в соотношении (1).

Определенно, динамика оболочки зависит от шкалы высот диска, числа сверхновых и возраста оболочки. Можно считать, что в достаточно толстых дисках расширение оболочки происходит в почти однородной среде (это явление имеет место при размере оболочки меньше шкалы высоты диска), и форма оболочки будет близка к сферической. Однако при увеличении числа сверхновых (для более массивных звездных скоплений) размер формирующейся оболочки может стать больше шкалы высоты даже в толстых дисках, что приведет к отличиям от сферической формы.

В соотношении (1) входят величины, определяемые для различных частей оболочки: радиус оболочки измеряется в картинной плоскости, то есть в плоскости диска для галактик, видимых плашмя, в то время как скорость расширения — вдоль луча зрения, то есть в вертикальном (поперек диска) направлении (см., например, Puche et al. 1992). Иногда только одна компонента скорости (положительная или отрицательная) в спектре HI используется при оценке скорости расширения. Вторая компонента может отсутствовать, например, из-за низкой плотности или более высокой ионизации газа в соответствующей части оболочки (см., например, Egorov et al. 2014, Puche et al. 1992). Отметим, что ее отсутствие может быть также результатом прорыва диска и формирования истечения газа; в этом случае инжектируемая энергия теряется преимущественно в вертикальном направлении (Fielding et al. 2018, Shchekinov 2018). Следовательно, применение соотношения (1) для оболочек в стратифицированных средах может приводить к некорректному расчету полной энергии.

Оценка объемной плотности газа перед фронтом ударной волны от множественных вспышек СН, по-видимому, является наиболее неопределенной в соотношении (1). Во-первых, поскольку предполагается, что газ перед фронтом почти нейтрален: $n_0 \simeq n_{\text{HI}}$; во-вторых, для расчета концентрации атомарного водорода n_{HI} необходимо значение шкалы высот газа (см., например, Puche

et al. 1992). Это значение можно получить несколькими способами, однако в таком случае требуется определение кривой вращения газа, поверхностной плотности газа и предположение об изотермичности газа. Очевидно, что определение этих величин сопряжено с существенными трудностями, а указанное предположение вряд ли выполняется в межзвездной среде галактик даже со слабым звездообразованием.

Таким образом, радиус, скорость расширения и плотность, входящие в соотношение (1), содержат неопределенности, связанные с некоторыми теоретическими предположениями, используемыми для расчета этих величин. В данной работе рассматривается, каким образом эти предположения влияют на оценку энергии, необходимой для образования сверхоболочек HI. В разделе 2 приводится описание модели и начальных условий. В разделе 3 описаны результаты, в разделе 4 обсуждаются некоторые ограничения модели и наблюдений. В разделе 5 приведены наши выводы.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Исследуем эволюцию множественных вспышек СН в звездном скоплении, находящемся в галактическом диске, с помощью численного решения уравнений трехмерной газовой динамики с учетом радиационного охлаждения в декартовой геометрии. Первоначально считаем, что газовый диск находится в гидростатическом равновесии в гравитационном потенциале (как и во многих предыдущих статьях, см., например, de Avillez 2000, Hill et al. 2012, Li et al. 2017, Vasiliev et al. 2019, Walch et al. 2015, и др.), который состоит из двух компонентов: гало темной материи (ТМ) и барионного диска. Профиль гало ТМ взят из Navarro et al. (1997), вириальный радиус выбирается равным 30 кпк, параметр концентрации $c = 4.5$, что близко к значениям для карликовой галактики Holmberg II (Puche et al. 1992). Для звездного диска ускорение перпендикулярно его плоскости и составляет $g_*(z) = 2\pi G \Sigma_* \tanh(z/z_*)$, где Σ_* и z_* — звездная поверхностная плотность и шкала высоты звездного диска. Вклад от газового диска учитывается путем деления $g_*(z)$ на фактор $f_* = \Sigma_*/(\Sigma_* + \Sigma_{\text{gas}})$ (Li et al. 2017), это неявно подразумевает, что самогравитация не учитывается в газовом диске. Отметим, что в нашей модели эффекты самогравитации могут быть существенны только в наиболее плотных фрагментах на малых пространственных масштабах, близких к размеру нескольких ячеек сетки, и пренебрежение этими эффектами не оказывает никакого влияния на глобальную динамику вспышек СН.

В начальный момент времени значение плотности газа в плоскости диска составляет 0.9 см^{-3} , температура газа равна $9 \times 10^3 \text{ К}$. Металличность

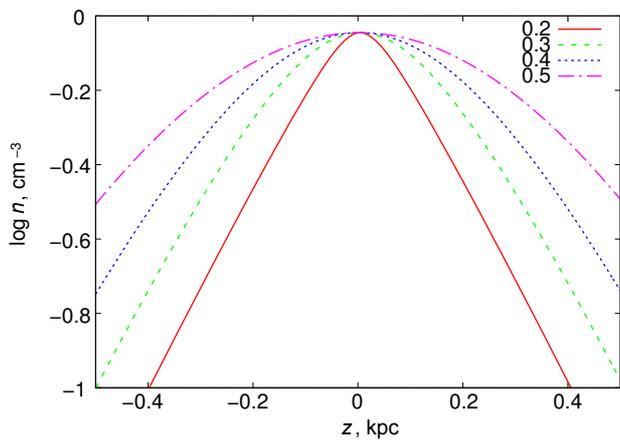


Рис. 1. Начальные распределения (профили) плотности газа в направлении z диска со шкалой высоты $z_0 = 0.5, 0.4, 0.3, 0.2$ кпк (пунктирная, штриховая и сплошная линии соответственно).

газа в расчетах остается постоянной и равной солнечной в пределах всей вычислительной области. На больших высотах над плоскостью диска плотность газа предполагается однородной и равной 10^{-3} см^{-3} . Звездная и газовая поверхностные плотности, звездная шкала высоты подбирались так, чтобы получить несколько значений шкалы высоты газового диска: $z_0 = 0.5, 0.4, 0.3, 0.2$ кпк при фиксированной объемной плотности газа в плоскости диска. На рис. 1 показаны начальные вертикальные профили плотности газа для рассматриваемых моделей.

Считаем, что сверхновые в скоплении распределены случайно, и радиус скопления равен 30 пк. Случайные положения и моменты вспышек сверхновых рассчитываются один раз при начальной инициализации, так что во всех моделях рассматривается одинаковая конфигурация: сверхновые взрываются в те же моменты времени и в тех же местах. Во всех моделях центр скопления расположен в плоскости диска и совпадает с центром расчетной области: $z = 0, x = 0, y = 0$. Влияние положения скопления относительно плоскости диска будет рассмотрено в отдельной работе.

При взрыве каждой СН в малую область инжектируются масса и энергия. Размер этой области составляет 4 пк; при стандартном пространственном разрешении в 4 пк область занимает одну ячейку. Энергия одной СН равна 10^{51} эрг и добавляется в виде тепловой энергии. Массы массивных звезд—прародителей сверхновых в скоплении распределены случайно в пределах 8–40 M_\odot , согласно начальной функции масс Солпитера. Число массивных звезд предполагается равным 100, что соответствует полной массе скопления порядка $1.5 \times 10^4 M_\odot$ (в предположении одной СН на $150 M_\odot$). Начало расчетов соответствует взрыву

наиболее массивной СН. Интервалы между последующими вспышками СН соответствуют в среднем времени жизни массивных звезд, значение которого связано со звездной массой (Iben 2012) как

$$\lg t_l[\text{yr}] = 10.04 - 3.8054 \lg M + 1.0646 \lg^2 M.$$

Расчеты проводятся до 26 млн. лет, что немного превышает наибольшее значение времени жизни массивных звезд, которое составляет около 24 млн. лет для звезды $8 M_\odot$.

Для численного решения уравнений газовой динамики используется явная схема без расщепления потоков величин по пространству с условием уменьшения полной вариации (total variation diminishing, TVD), которая позволяет отслеживать с высоким разрешением ударные волны и предотвращает нефизические осцилляции. Схема относится к типу монотонных противопоточных схем (Monotonic Upstream-Centered Scheme for Conservation Laws, MUSCL-Hancock). Для повышения точности при расчете потоков на границах ячеек применяется приближенный метод Хартена—Лакса—ван Лира (Harten—Lax—van Leer-Contact, HLLC) для решения задачи Римана (см., например, Toro 1999). Программный пакет успешно прошел весь набор газодинамических тестов, предложенный в работе Klingenberg et al. (2007).

Для учета радиационных потерь в расчетах используется неравновесная функция охлаждения (Vasiliev 2011; 2013), полученная для изохорического процесса охлаждения газа от 10^8 К до 10 К , включающего ионизационную кинетику всех ионных состояний следующих химических элементов: H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si и Fe.

Газ может нагреваться за счет фотоэлектрического нагрева пылевых частиц (Bakes and Tielens 1994); этот процесс считается доминирующим в нагреве межзвездного газа. Любое отклонение темпа нагрева в невозмущенном газе нарушает баланс между охлаждением и нагревом, стимулирует развитие тепловой неустойчивости и приводит к перераспределению массы межзвездного газа в диске (см., например, de Avillez 2000, Hill et al. 2012). Для того чтобы избежать влияния этих эффектов в расчетах, предполагается экспоненциальное уменьшение темпа нагрева в направлении, перпендикулярном плоскости диска, с характерным масштабом, равным газовой шкале высоты диска (Li et al. 2017). Такие предположения позволяют успешно стабилизировать радиационное охлаждение окружающего газа при $T = 9 \times 10^3 \text{ К}$ в начальный момент и получить равновесный газовый диск на временном масштабе, превосходящем время расчета.

Приведем описание одного из этапов получения величин, входящих в соотношение (1). При

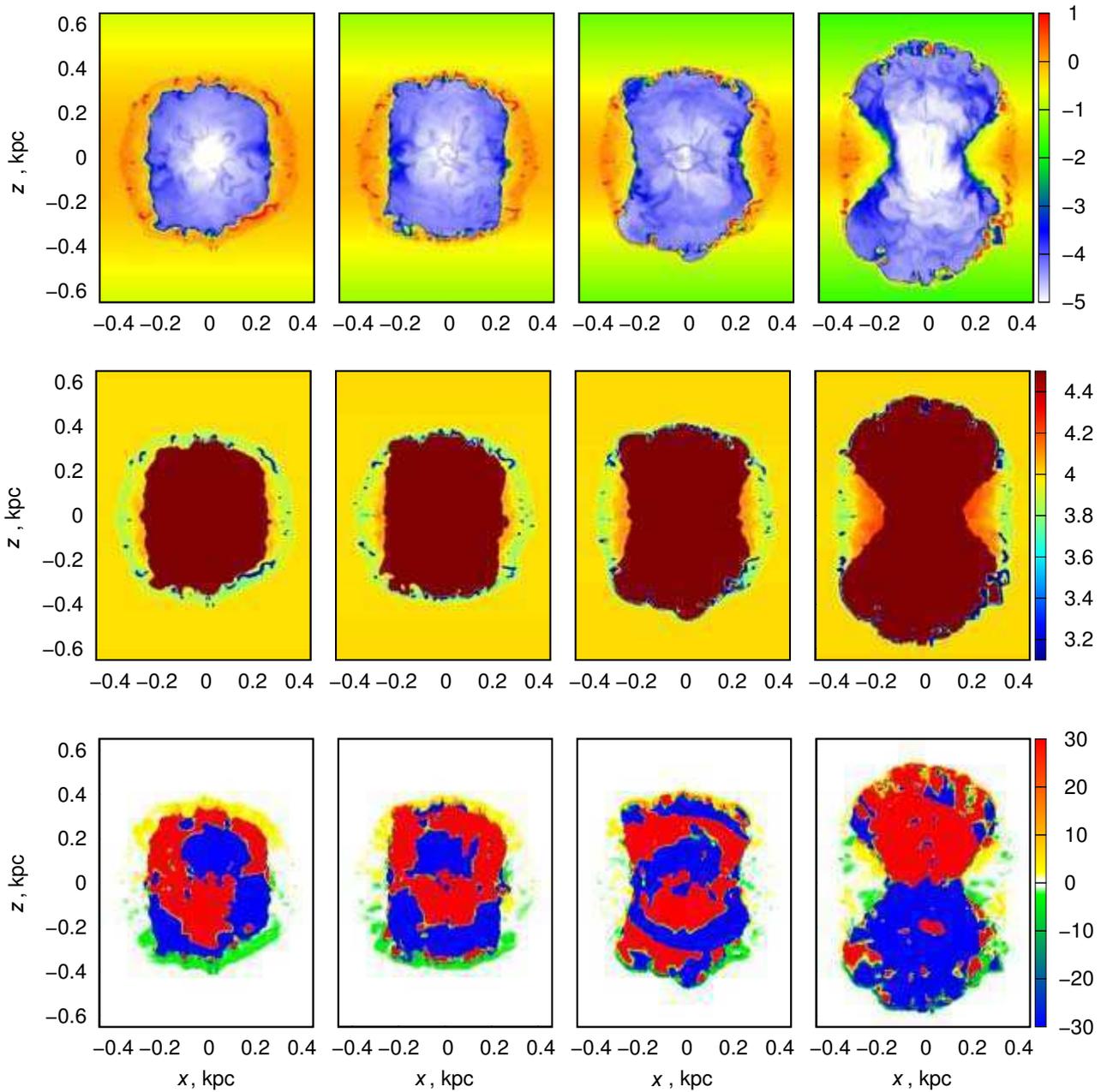


Рис. 2. Распределения (2D-срезы, проходящие через центр скопления): плотности газа $\lg n$ [cm^{-3}] (верхний ряд), температуры $\lg T$ [K] (средний ряд) и вертикальной (z) компоненты скорости в km s^{-1} (нижний ряд) для пузыря, эволюционирующего в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.5, 0.4, 0.3, 0.2$ кпк (слева направо) в момент времени $t = 24$ млн. лет.

обработке результатов численных расчетов радиус и скорость расширения пузыря, сформированного множественными вспышками СН, находятся из синтетического спектра линии 21 см атомарного водорода. Для получения куба данных в линии 21 см рассчитывается спиновая температура каждого элемента газа (ячейки сетки), определяемая столкновениями с атомами (Field 1958); коэффициенты столкновения взяты из работ Kuhlen et al.

(2006) и Liszt (2001). Относительные концентрации электронов и атомов водорода HI при заданной температуре находятся из вычисленных ранее таблиц для соответствующих функций охлаждения (Vasiliev 2013). Яркостная температура в линии 21 см HI вдоль луча зрения в интервале скоростей $(v, v + \Delta v)$ рассчитывается как $T_v^b = T_H(1 - e^{-\tau_v})$, где $T_H = \Sigma_i N_i / \Sigma_i (N_i / T_i)$ — среднегармоническое значение спиновой температуры элементов («об-

лаков») газа в интервале скоростей ($v, v + \Delta v$) на луче зрения (Kahn 1955), N_i — лучевая концентрация H I-элемента газа, τ_v — оптическая толщина в линии 21 см в интервале скоростей ($v, v + \Delta v$).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Для оценки значения энергии с помощью соотношения (1) рассчитываются лучевые концентрации H I в перпендикулярном к диску направлении и синтетические спектры в линии H I 21 см для каждой из численных моделей. Затем, используя этот куб данных, получаем радиус оболочки H I, скорость расширения оболочки в вертикальном направлении и часть данных, необходимых для определения объемной плотности газа в плоскости диска. Кроме этого, рассмотрим, как соотносятся значения радиуса и скорости расширения, полученные по H I-спектрам и напрямую из численных моделей. Перед тем, как перейти к этим расчетам, опишем структуру оболочки H I.

3.1. Структура пузыря

На рис. 2 представлены двумерные вертикальные срезы (в направлении z для $y = 0$, то есть проходящие через центр скопления) плотности газа (верхний ряд), температуры (средний) и вертикальной (z) компоненты скорости (нижний) для пузыря, эволюционирующего в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.5, 0.4, 0.3, 0.2$ кпк (слева направо) в момент времени $t = 24$ млн. лет, практически сразу после прекращения взрывов SN. Здесь не представлено описание эволюции пузыря, поскольку это вопрос был исследован детально ранее многими авторами (см., например, Fielding et al. 2018, Vasiliev et al. 2017, и ссылки в них). Обратим внимание на некоторые особенности пространственных распределений плотности, температуры и вертикальной скорости.

На срезах плотности (верхний ряд панелей) видны плотные оболочки, окружающие горячие внутренности пузырей. В модели со значением шкалы высоты $z_0 = 0.5$ кпк форма оболочки в среднем близка к сферической. Для остальных моделей оболочки имеют форму, вытянутую в вертикальном направлении, что наиболее заметно для меньшего значения шкалы высоты $z_0 = 0.2$ кпк: форма оболочки почти гантелеобразная. Можно заметить, что во всех случаях оболочки становятся явно толще при приближении к плоскости диска, в то время как другие их части на больших высотах оказываются тонкими и тем тоньше, чем выше они находятся над диском. В этих близких к плоскости диска частях оболочки сосредоточена значительная масса плотного газа, так что эти области будут соответствовать высоким лучевым концентрациям H I при синтетических наблюдениях диска плашмя (face-on,

$i = 0$). Эти части оболочки содержат теплый (с температурой около нескольких тысяч градусов) атомарный и ионизованный газ, а также некоторое число компактных холодных (с температурой ниже 10^3 К) фрагментов (см. средний ряд панелей на рис. 2). Внутри оболочки расположен горячий газ с температурой $T \gtrsim 10^7$ К (на рисунке цветовая шкала ограничена значительно меньшей величиной для представления значений температуры в плотной оболочке, однако почти весь газ внутри оболочки имеет температуру $T \gtrsim 10^7$ К). Надо отметить, что здесь представлен момент времени почти сразу после прекращения взрывов SN, поэтому эффективность нагрева (доля оставшейся энергии от инжектированной за все время) и объемный фактор заполнения горячим газом, находящимся в этой части пузыря, близки к единице (см., например, Vasiliev et al. 2015; 2017).

В нижнем ряду рис. 2 видно, что вертикальная компонента скорости газа в оболочке в окрестности плоскости диска близка к нулю, в то время как на больших высотах оболочка расширяется со сверхзвуковой скоростью, $|v_z| \sim 10\text{--}20$ км с⁻¹, причем большая скорость соответствует меньшему значению шкалы высоты (см. панели слева направо). Скорости горячего газа внутри пузыря оказываются существенно выше 30 км с⁻¹ — выбранного максимального значения на рисунке. Поэтому необходимо отметить, что распределение скоростей газа внутри горячего пузыря имеет сложную структуру: первичные ударные волны от сверхновых и вторичные звуковые и ударные волны, возникающие при пересечениях первичных между собой, при взаимодействии с плотным газом оболочки могут нагревать и ускорять его, передавая ему часть энергии и импульса (см. Приложение). Таким образом, тепловая и динамическая структуры тонкой оболочки могут меняться.

3.2. Синтетические спектры H I

Для расчета лучевой концентрации H I в z -направлении, то есть при расположении диска плашмя ($i = 0$), нужно просуммировать лучевые концентрации каждого элемента (численной ячейки) вдоль луча зрения. Отметим, что в наблюдениях пространственное разрешение обычно существенно ниже, чем в проведенных расчетах, поэтому в результате нашего подхода получим карты лучевых концентраций с относительно высоким разрешением.

В верхнем ряду рис. 3 представлены карты полной лучевой концентрации H I (для всех значений скорости газа) в вертикальном направлении для диска со шкалой высоты $z_0 = 0.5, 0.4, 0.3$ и 0.2 кпк в момент времени $t = 24$ млн. лет. На полученных картах легко видеть оболочку — толстую окружность с лучевой концентрацией выше

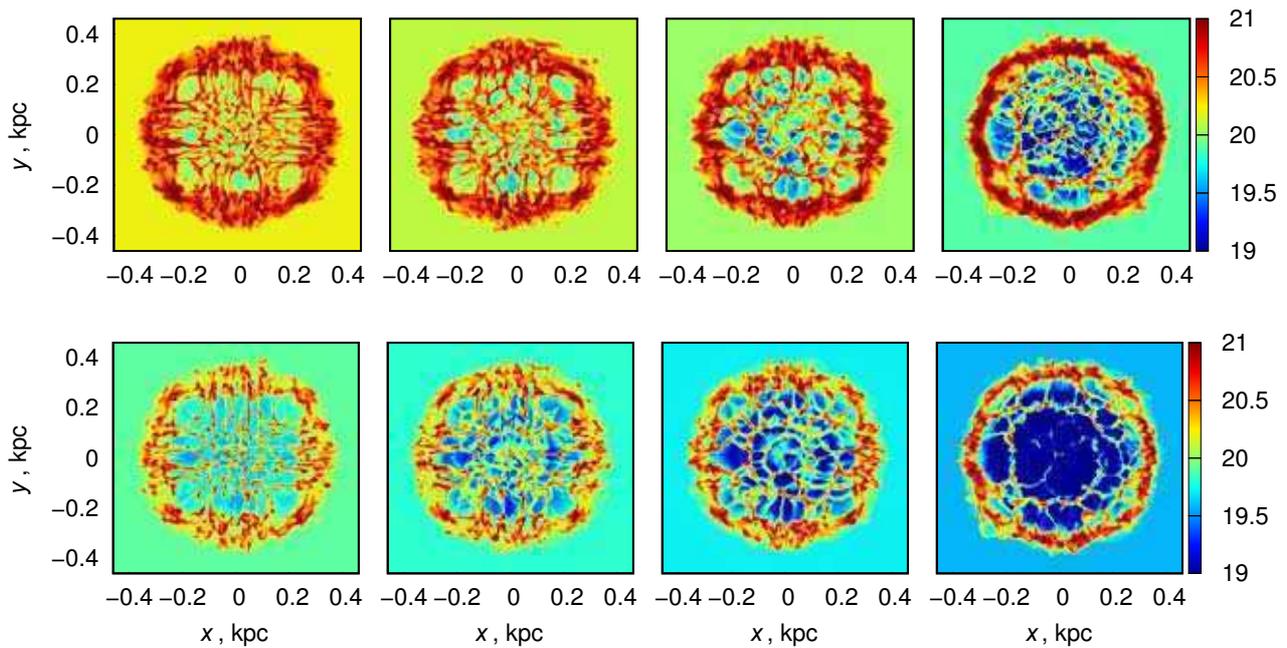


Рис. 3. Лучевая концентрация ($\lg N(\text{HI}) [\text{см}^{-2}]$) для всего газа (верхний ряд) и для газа со скоростями $|v_z| < 1 \text{ км с}^{-1}$ (нижний ряд) в вертикальном направлении (вид сверху на диск) со шкалой высоты диска $z_0 = 0.5, 0.4, 0.3$ и 0.2 кпк (панели слева направо) в момент $t = 24$ млн. лет.

$N_{\text{HI}} \gtrsim 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Внутри оболочек встречается много небольших областей с близким значением N_{HI} . Эти области соответствуют плотным фрагментам оболочек, находящимся на больших высотах (см. верхний ряд рис. 2). Число таких областей уменьшается с понижением значения шкалы высоты, что отражает тот факт, что оболочка на больших высотах становится тоньше (верхний ряд рис. 2). Очевидно, фоновое значение лучевой концентрации также уменьшается с понижением шкалы высоты, поскольку начальная плотность в плоскости диска одинакова во всех расчетах.

Для выделения вкладов от различных частей оболочки в полную лучевую концентрацию HI возьмем спектральное разрешение по скорости равным $\Delta v = 1 \text{ км с}^{-1}$, то есть будем суммировать лучевую концентрацию HI по интервалам Δv . В нижнем ряду рис. 3 показаны карты лучевой концентрации газа в интервале $|v_z| < 1 \text{ км с}^{-1}$ в z -направлении для диска со шкалой высоты $z_0 = 0.5, 0.4, 0.3$ и 0.2 кпк в момент времени $t = 24$ млн. лет. Эти карты в основном соответствуют газу в оболочке, находящемуся вблизи плоскости диска и имеющему почти нулевые вертикальные скорости (см. нижний ряд рис. 2). В центральной части карт встречаются области высокой лучевой концентрации — это плотный газ во фрагментах с низкой скоростью на больших высотах над диском. Число этих областей растет с увеличением шкалы высоты диска.

Для получения куба данных HI-спектров яркостная температура в линии 21 см HI рассчитывается для каждого интервала скоростей $(v, v + \Delta v)$. На рис. 4 представлен пример спектра вдоль одного из лучей зрения, проходящего через центральную часть пузыря, эволюционирующего в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.3$ кпк, в момент времени $t = 24$ млн. лет. Хорошо выделяются две компоненты скорости расширяющейся оболочки. Двумя крупными точками отмечены средние значения скорости каждой компоненты.

3.3. Зависимость «радиус–скорость»

В результате численных расчетов имеется полная информация о распределении плотности и скоростей газа, то есть можно найти радиус оболочки и скорость расширения для любой части оболочки. Поскольку здесь исследуются оболочки в плоскости диска для любого момента времени можно вычислить из площади, занимаемой пузырем (оболочкой и горячим газом каверны) на высоте $z = 0$.

Скорость расширения оболочки определить несколько сложнее из-за ее несферичной формы, разной толщины и т.д. Поэтому величину скорости расширения будем находить локально — для небольшой части оболочки. Локальную скорость расширения определим как средневзвешенное (по массе газа) значение проекции скорости на луч

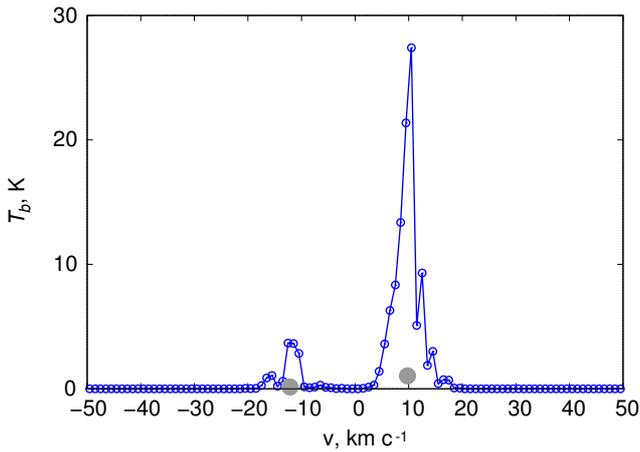


Рис. 4. Распределение яркостной температуры по скоростям (спектр) вдоль одного из лучей зрения, проходящего через центральную часть пузыря, эволюционирующего в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.3$ кпк, в момент времени $t = 24$ млн. лет. Двумя крупными точками отмечены средние значения скорости каждой компоненты. Спектр рассчитан с разрешением 1 км с^{-1} .

зрения, проходящий через центр пузыря. Учитываем только плотную часть оболочки и только одну из компонент, например, «верхнюю» или «нижнюю» (луч пересекает оболочку дважды). Для исключения влияния сильных вариаций скорости усреднение проведем по площадке 3×3 ячейки, то есть 12×12 пк (разрешение в наших расчетах 4 пк). Для вычисления скорости в плоскости диска v_r выберем центральный луч зрения параллельно оси x , тогда радиальная проекция на луч зрения есть x -компонента скорости в каждой численной ячейке. Аналогично для нахождения скорости расширения в вертикальном направлении возьмем лучи зрения параллельно оси z , в этом случае вертикальная проекция — z -компонента скорости в каждой численной ячейке.

На рис. 5а показана эволюция радиуса, на рис. 5б — локальная скорость расширения пузыря в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.5$ и 0.2 кпк. Значения радиуса в этих моделях совпадают друг с другом и следуют зависимости $r \sim t^{0.56}$, что довольно близко к решению для ветра $r \sim t^{3/5}$. Значения скорости определялись усреднением по небольшому числу численных ячеек — наиболее плотных областей оболочки, — поэтому эти зависимости недостаточно гладкие. Значения локальной скорости оболочки в выбранном направлении не всегда следуют автомодельной зависимости для ветра: $v \sim t^{-2/5}$, хотя на отдельных отрезках времени близки к ней. Это несоответствие связано с взаимодействием локальных областей плотной оболочки со звуковыми и ударными волнами, проходящими из горячей каверны, а также с неболь-

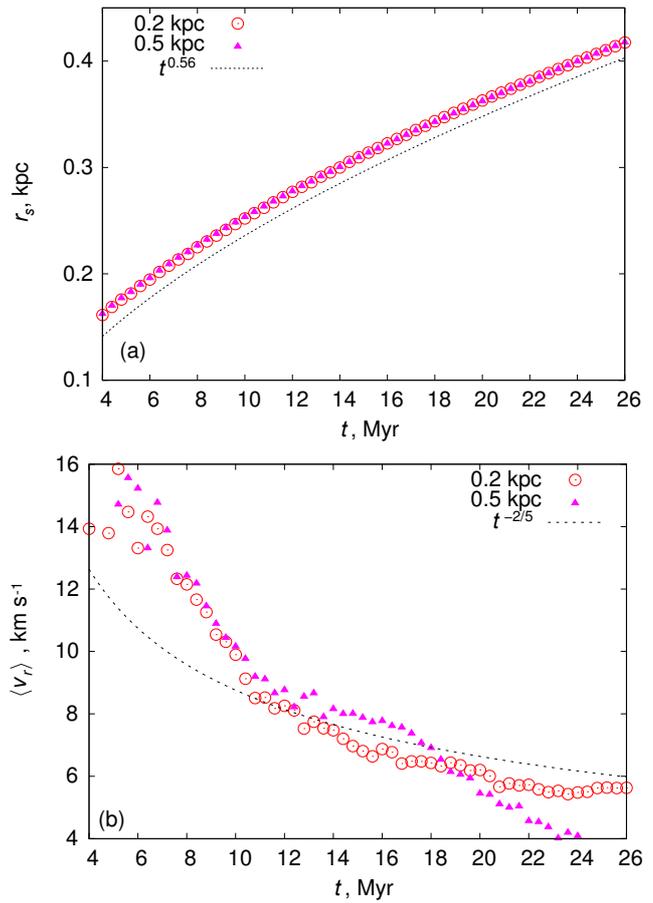


Рис. 5. Радиус (а) и локальная скорость расширения (б) пузыря в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.5$ и 0.2 кпк. Значения радиуса и скорости определялись усреднением данных численных расчетов (см. подробности в тексте).

шим числом ячеек, используемых в нашей методике получения значения скорости (см. Приложение).

Несмотря на существенные особенности в определении скорости оболочки, сравним значения локальных скоростей в плоскости диска и вертикальном направлении. На рис. 6 показана зависимость этих значений для пузыря, эволюционирующего в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.5$ и 0.2 кпк. При расширении пузыря в стратифицированной среде скорость в вертикальном направлении ожидается выше, чем в плоскости диска. Такое поведение хорошо видно на представленной зависимости. Для большей шкалы высоты диска скорости незначительно отличаются. В случае низкой шкалы высоты различия проявляются в течение первых миллионов лет эволюции, и к возрасту оболочки порядка 5 млн. лет отношение скоростей достигает фактора примерно 1.5. Отметим, что на диаграмме легко видеть момент прорыва диска: при $t \sim 15$ млн. лет вертикальная скорость начинает увеличиваться.

В наблюдениях радиус оболочки в плоскости

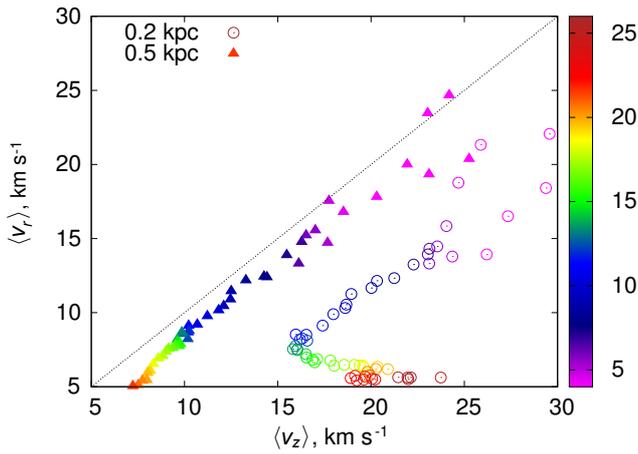


Рис. 6. Зависимость значения средней вертикальной (z -компонента) скорости газа в локальной части оболочки, расположенной в полярной области, от средней скорости газа в плоскости диска для пузыря, эволюционирующего в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.5$ и 0.2 кпк (треугольники и кружки соответственно). Возраст пузыря показан цветом вдоль эволюционного трека (цветовая шкала в млн. лет).

диска и скорость расширения перпендикулярно диску определяют из данных по линии 21 см НІ. Используя карты лучевых концентраций и куб данных спектров НІ для наших численных моделей, рассчитаем эти величины. На картах лучевой концентрации НІ для газа с $|v_z| < 1$ км с⁻¹ (рис. 3) найдем внешнюю границу оболочки, где лучевая концентрация превышает в два раза фоновое значение, то есть фактически по максимуму лучевой концентрации. Радиус оболочки определим как квадратный корень из значения площади, заключенной внутри этой внешней границы оболочки. Скорость расширения определяется из усреднения нескольких спектров 21 см НІ вдоль лучей зрения в центральной области пузыря (пример одного из таких спектров приведен на рис. 4).

На рис. 7 представлена эволюция радиуса пузыря в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.5$ и 0.2 кпк. При сравнении со значением радиуса, определенного напрямую из численных расчетов (рис. 5), видно, что радиус по данным НІ несколько меньше и следует более пологой зависимости, $r \sim t^{0.53}$. Это, по-видимому, связано с учетом только части газа со скоростями $|v_z| < 1$ км с⁻¹. В тонком диске радиус оболочки монотонно возрастает на протяжении рассматриваемого периода эволюции. Для большой шкалы высоты, $z_0 = 0.5$ кпк, отмечается существенное замедление роста радиуса после 10–12 млн. лет и остановка роста примерно после 20 млн. лет, что можно объяснить применяемым методом определения внешней границы оболочки на картах лучевой концентрации (см. предыдущий

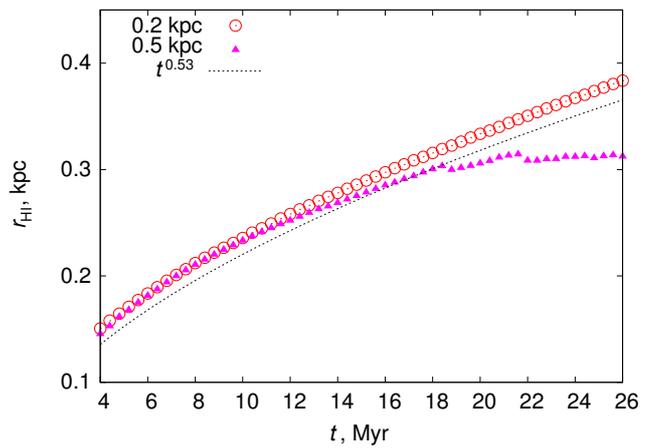


Рис. 7. Радиус пузыря по данным из синтетических карт лучевой концентрации НІ (см. рис. 3), эволюционирующего в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.5$ и 0.2 кпк.

абзац), который приводит к значительной неоднородности границы (сравните левую и правую панели в нижнем ряду рис. 3), что, в том числе, связано с торможением оболочки и исчезновением вертикальных течений в части оболочки, расширяющейся в направлении параллельном плоскости диска (см. левую и правую панели нижнего ряда рис. 2).

Скорость расширения оболочки в наблюдениях определяется из спектров линии НІ 21 см. На рис. 4 показан пример спектра для одного из лучей зрения, и серыми крупными символами отмечены значения средних скоростей, которые будем использовать далее. Два значения соответствуют частям оболочки, расширяющимся в противоположные стороны по отношению к наблюдателю.

На рис. 8 показана зависимость значений скорости расширения оболочки, определенных из синтетических спектров v_{HI} и усредненных по площадке $\langle v_z \rangle$ для пузыря, эволюционирующего в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.5$ и 0.2 кпк (треугольники и кружки соответственно). Показаны значения скоростей для одной и той же части пузыря — одна и та же компонента скорости расширения пузыря. Видно, что величина скорости v_{HI} , определяемая по спектрам линии НІ, вполне хорошо согласуется со значением усредненной по массе скорости газа вдоль нескольких лучей зрения, пересекающих оболочку в полярной области пузыря, $\langle v_z \rangle$. Некоторые отличия видны только для поздних этапов расширения. Отметим, что при ухудшении спектрального и/или пространственного разрешения точность определения v_{HI} падает, и различие будет увеличиваться.

Теперь рассмотрим, как связаны радиус оболочки в плоскости диска и скорость расширения оболочки в полярной области, определенные

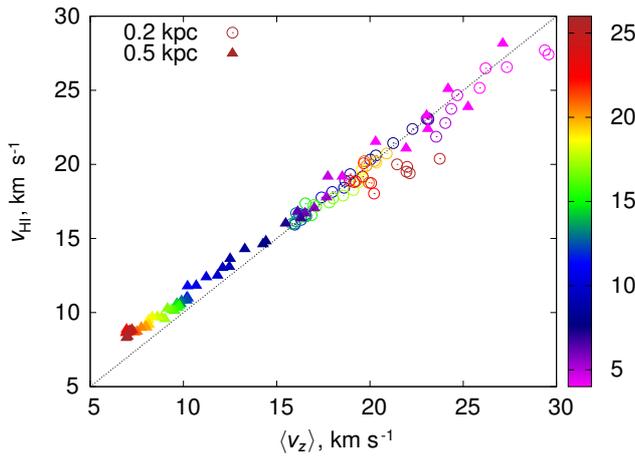


Рис. 8. Зависимость значения вертикальной (z -компонента) скорости газа в оболочке, усредненной по площадке из 3×3 лучей зрения (12×12 пк²) в полярной области оболочки, от средней скорости, определенной по спектрам НI 21 см (см. рис. 4) для пузыря, эволюционирующего в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.5$ и 0.2 кпк (треугольники и кружки соответственно). Показаны значения скоростей для одной и той же части пузыря — одна и та же компонента скорости расширения пузыря. Возраст пузыря показан цветом вдоль эволюционного трека (цветовая шкала в млн. лет).

по синтетическим данным НI. На рис. 9 показана зависимость «радиус–скорость» для пузыря, эволюционирующего в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.5, 0.4, 0.3$ и 0.2 кпк. На зависимости видны многочисленные немонотонные интервалы, причем их больше для моделей с меньшей шкалой высоты диска. Такое поведение связано с обсуждавшимся выше изменением температуры и скорости газа в оболочке при ее сложном взаимодействии с ударными и звуковыми волнами, приходящими из внутренней горячей области пузыря (см. Приложение). Эта зависимость заметно отличается от решения для ветра, $v \sim r^{-2/3}$. Помимо влияния указанного взаимодействия это отличие связано с определением значений радиуса и скорости в различных частях оболочки.

3.4. Плотность фонового газа

Последним параметром, входящим в соотношение (1), является объемная плотность газа перед фронтом ударной волны n_0 . В предположении, что степень ионизации газа мала, $n_0 \simeq n_{\text{HI}}$, плотность нейтрального газа НI перед фронтом определяется следующим образом:

$$n_{\text{HI}} = \frac{N_{\text{HI}}}{\sqrt{2\pi}h} \quad (2)$$

и зависит от лучевой концентрации атомарного газа N_{HI} и шкалы высоты газа h . Величина $\sqrt{2\pi}h$

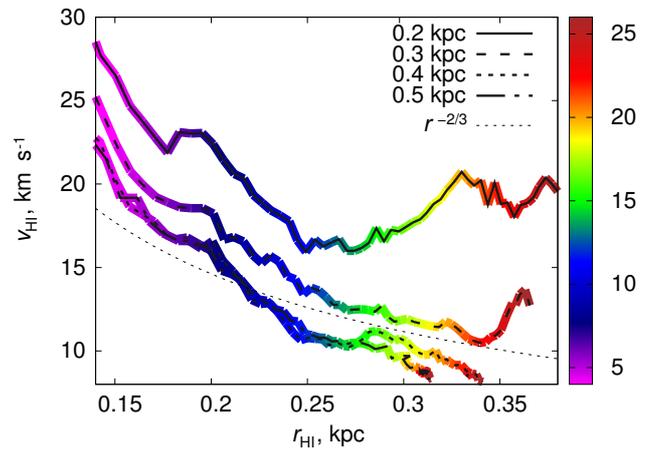


Рис. 9. Зависимость «радиус–скорость» для пузыря, эволюционирующего в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.5, 0.4, 0.3$ и 0.2 кпк (линии слева направо). Радиус и скорость оболочки определены из синтетических данных в линии 21 см НI. Возраст пузыря показан цветом вдоль эволюционного трека (цветовая шкала в млн. лет).

является эффективной толщиной НI-слоя в предположении гауссового профиля. Расчет лучевой концентрации N_{HI} обсуждался выше, и на рис. 3 представлены карты этой величины. Как уже отмечалось во Введении, определение значения шкалы высоты по данным наблюдений может представлять существенную трудность. Это связано с нахождением величины поверхностной плотности газа Σ из глубоких фотометрических наблюдений или с использованием кривой вращения, а также предположений об изотермичности газа или каком-то усредненном распределении газа (см., например, Puche et al. 1992, Weisz et al. 2009):

$$h = \frac{\sigma_{v,\text{HI}}^2}{\pi G \Sigma}, \quad (3)$$

где $\sigma_{v,\text{HI}}$ — дисперсия скоростей НI.

Дисперсию скоростей НI можно рассчитать из синтетических спектров, полученных при обработке результатов численного моделирования динамики пузырей (см. пример на рис. 3). Однако в наших расчетах отсутствует какая-либо информация о вращении, поскольку рассматривается стратифицированная среда, изначально находящаяся в гидростатическом и тепловом равновесии. Таким образом, в рассматриваемой модели для получения оценки значения шкалы высот из уравнения (3) недостаточно данных. Заметим, что при наблюдениях галактик, расположенных под малым ($i \lesssim 10^\circ - 20^\circ$) углом, определить кривую вращения невозможно. Изучение неопределенностей при нахождении шкалы высот планируется провести отдельно. Пока для оценки величины n_{HI} будем

пользоваться значением шкалы высоты, заложенным в модель, то есть заранее известным.

Рассчитаем объемную плотность n_{HI} из наших численных моделей. Лучевая концентрация N_{HI} невозмущенной стратифицированной среды в пределах одной шкалы высоты для рассматриваемых моделей меняется в интервале $(0.58-1.4) \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$ для значений шкалы высоты 0.2–0.5 кпк соответственно. Используя эти величины, из выражения (2) получим оценку объемной концентрации $n_{\text{HI}} \sim 0.035 \text{ см}^{-3}$, которая не зависит от значения шкалы высоты. Если предположить $n_{\text{HI}} \simeq n_0$, то эта оценка сильно занижена и оказывается почти на полтора порядка меньше величины начальной плотности в плоскости диска, принятой в расчетах. Такое существенное отличие частично можно объяснить высокой ионизацией газа в используемых таблицах для неравновесных функций охлаждения (Vasiliev 2013) (близкие значения получаются и в других работах, например, Gnat and Sternberg (2007)): степень ионизации газа при $T \sim 9 \times 10^3 \text{ К}$ составляет около 0.9. Заметим, что степень ионизации не определяется из наблюдений. Однако, даже если использовать априорное значение степени ионизации $x_e \sim 0.9$, оценка полной плотности газа все равно оказывается в три раза ниже начальной величины, принятой в наших расчетах — $n_0 = 0.9 \text{ см}^{-3}$. Надо отметить, что ионизация невозмущенного газа может определяться локальными процессами (ионизирующим фоном от ближайших массивных звезд, ударными волнами, химическим составом и т.д.), поэтому может быть практически любой. Таким образом, оценка объемной концентрации газа является, по-видимому, самым значимым источником неопределенности в соотношении (1).

3.5. Оценка инжектированной энергии

Теперь используем величины радиуса и скорости оболочки для оценки предела энергии из соотношения (1). Для объемной плотности газа возьмем как начальное значение в плоскости диска, принятое в наших расчетах: $n_0 = 0.9 \text{ см}^{-3}$, так и полученное значение, зависящее от степени ионизации:

$$n_0 \simeq n_{\text{HI}}(1 - x_e)^{-1} \sim 0.035(1 - x_e)^{-1} \text{ см}^{-3},$$

где x_e — степень ионизации.

На рис. 10 представлена оценка энергии согласно соотношению (1). Здесь используются значения радиуса оболочки HI, полученные из карт лучевой концентрации HI (рис. 7) и скорости расширения оболочки v_{HI} , найденные по синтетическим спектрам HI (рис. 8, для определенности взята только положительная компонента скорости). Для объемной плотности газа выбирается либо априорное значение плотности в плоскости диска, принятое

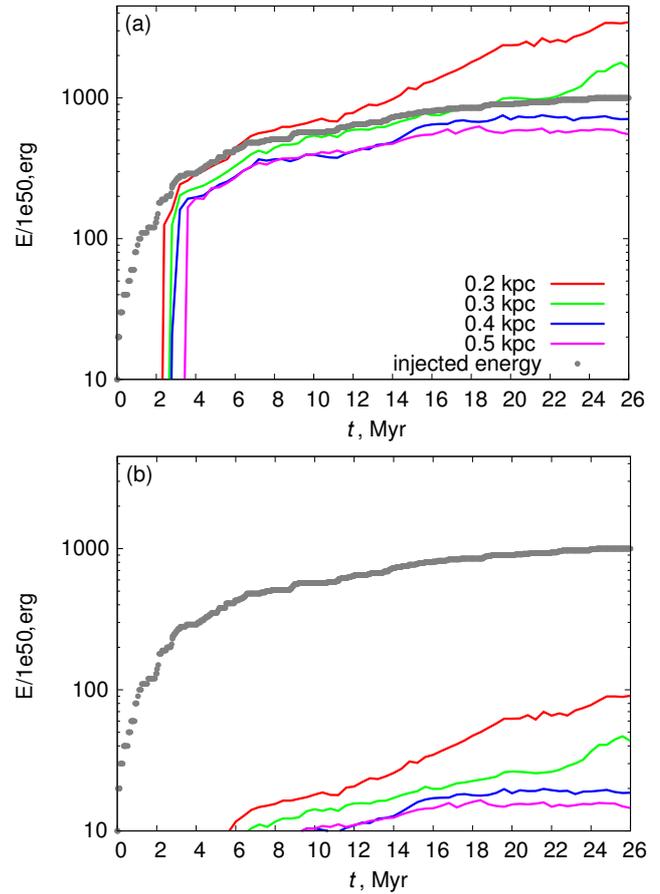


Рис. 10. Оценка энергии, требуемой для формирования HI-оболочки, согласно соотношению (1), полученному в работе Chevalier (1974). В соотношении (1) используются значения радиуса оболочки HI (см. рис. 7), скорости расширения v_{HI} (см. рис. 8) и объемной плотности газа $n_0 = 0.9 \text{ см}^{-3}$ (панель (a)), $n_0 \sim 0.035 \text{ см}^{-3}$ (панель (b)). Линии соответствуют моделям со шкалой высоты $z_0 = 0.5, 0.4, 0.3, 0.2$ кпк снизу вверх. Символы показывают историю инъекции энергии в наших моделях.

в наших моделях: $n_0 = 0.9 \text{ см}^{-3}$ (рис. 10a), либо оценка $n_0 \sim 0.035 \text{ см}^{-3}$ (рис. 10b), полученная для рассчитанной полной лучевой концентрации HI (рис. 3) и априорного значения шкалы высоты h . На рис. 10 символами показана история инъекции энергии в наших моделях.

Рассмотрим оценку энергии, полученную для априорного значения плотности в наших моделях: $n_0 = 0.9 \text{ см}^{-3}$ (рис. 10a). Обратим внимание на то, что эволюция пузыря на начальных этапах, $t \lesssim 3$ млн. лет, здесь не описывается. Оценка энергии из соотношения (1) для больших значений шкалы высоты диска, $z \gtrsim 0.4$ кпк при заданном числе вспышек СН, оказывается подобной реальной истории инъекции энергии. Такое поведение ожидается, поскольку в диске с большой шкалой высоты оболочка расширяется почти в однородной среде.

Однако значения радиуса и скорости, найденные из «синтетических» данных по линии HI 21 см, не совсем точно следуют величинам из численных моделей (см. раздел 3.3). Эти несоответствия, по-видимому, частично компенсируют друг друга, хотя все равно проявляются в отличии оценки энергии из соотношения (1) примерно в два раза от величины инжектированной энергии.

Оценка энергии для пузырей с возрастом порядка 3–6 млн. лет слабо зависит от шкалы высоты. Однако с увеличением возраста возникают отличия. Для малой шкалы высоты величины энергии, оцениваемая из (1), оказывается выше инжектированной энергии. Для шкалы высоты 0.3 кпк отличия заметны только на поздних временах, $t \gtrsim 24$ млн. лет, а для $h = 0.2$ кпк отличия видны уже после 6–7 млн. лет и к возрасту $t \gtrsim 20$ млн. лет достигают почти трех раз. Это поведение объясняется тем, что пузырь в диске с такой низкой шкалой высоты расширяется преимущественно вверх после 6–7 млн. лет эволюции, и скорость расширения газа в вертикальном направлении, используемая в расчетах, оказывается выше, чем скорость в плоскости диска, где определяется радиус оболочки. Таким образом, неопределенность в значении энергии согласно (1) при априорной информации об объемной плотности в основном вносит оценка скорости расширения оболочки.

Разные методы определения объемной плотности могут приводить и к завышению, и к занижению ее величины. Выше приведена оценка для величины объемной плотности из выражения (2): $n_0 \sim 0.035 \text{ см}^{-3}$, которая получена для значения лучевой концентрации HI, рассчитанной по картам HI из численного моделирования (рис. 3) и априорного значения шкалы высоты. Очевидно, что при таком низком значении плотности требования к необходимой энергии значительно уменьшатся (рис. 10b). С одной стороны, это может свидетельствовать о неприменимости такого подхода к расчету плотности, в том числе и формулы (2). С другой стороны, неточности в определении шкалы высоты диска могут компенсировать занижение лучевой концентрации HI. Значения скорости расширения и объемной плотности зависят от многих факторов. Обсудим некоторые из них.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Выше отмечалось, что в стратифицированной среде галактических дисков оболочка от множественных вспышек сверхновых может преимущественно расширяться в перпендикулярном к плоскости диска направлении. В зависимости от профиля газа в гало и числа сверхновых будет формироваться гантелеобразная оболочка или вертикальное истечение газа из галактики. В первом

случае газ в оболочке на больших высотах над плоскостью диска будет плотным и холодным, что позволит ожидать от него заметную эмиссию в линии HI 21 см и получить значение скорости расширения. Во втором случае газ в истечении будет горячим, излучение в линии HI будет слабым или отсутствовать вовсе, тогда скорость расширения не удастся определить по линии HI. Существует и промежуточный вариант, когда гантелеобразная оболочка в вертикальном направлении не успевает охладиться, расширяется с высокой скоростью и не излучает в линии HI. Тогда можно попробовать найти скорость расширения в рекомбинационных линиях, например, H α , хотя точность определения будет заметно хуже.

Очевидно, большое число SN приводит к формированию оболочек, расширяющихся с более высокой скоростью в перпендикулярном к плоскости диска направлении, что проявится в увеличении оценки полной энергии согласно уравнению (1). То же самое произойдет при низкой плотности газа в диске. Например, при понижении плотности в плоскости диска со шкалой высоты 0.4 кпк до $n_0 = 0.1 \text{ см}^{-3}$ высота пузыря над плоскостью диска вырастет примерно до 1.2–1.4 кпк, и скорость расширения оболочки в вертикальном направлении составит порядка 30–40 км с⁻¹, в то время как скорость в плоскости диска оказывается около 8–10 км с⁻¹. Для стандартного значения плотности в наших расчетах $n_0 = 0.9 \text{ см}^{-3}$ (рис. 2) эти величины лежат в интервалах 7–8 км с⁻¹ и 3–4 км с⁻¹. Так что отношение между скоростями оболочки в плоскости диска и в вертикальном направлении определенно увеличивается как с ростом числа сверхновых, так и с уменьшением плотности газа в диске, приводя к еще большим отличиям в оценке полной энергии из соотношения (1).

Темп охлаждения газа существенно зависит от его металличности: для оболочки, расширяющейся со скоростью выше нескольких десятков км с⁻¹ (температура газа за фронтом составляет несколько сотен тысяч градусов), время охлаждения почти обратно пропорционально значению металличности для $[Z/H] \gtrsim -1$ (Vasiliev 2013). Поэтому пространственное распределение металлов, которое довольно плохо известно в диске и гало, может заметным образом влиять на динамику и эмиссионные свойства оболочки. В частности, для фиксированного числа SN и прочих равных условий размер образованной оболочки и ее скорость расширения окажутся больше в среде с меньшей металличностью. Следовательно, неопределенность оценки полной энергии будет выше для низкометаллических карликовых галактик (см., например, Kirby et al. 2013).

Распределение плотности нейтрального и ионизованного газа в плоскости диска может быть

неоднородным. Флуктуации полной плотности газа в диске влияют на динамику оболочки, при этом ее эволюция в среднем будет следовать известным законам расширения (см., например, Fielding et al. 2018, Korolev et al. 2015), хотя в сильно неоднородной среде оболочки оказываются заметно толще. Более существенно это скажется на определении значения объемной плотности из соотношения (2), поскольку эмиссия HI перед фронтом оболочки зависит от локальных физических условий в газе, находящемся достаточно далеко от звездного скопления, активность которого привела в формирование этой оболочки. Ведь размеры HI-оболочек варьируются от нескольких сотен парсек до килопарсека (см. рис. 3 в работе Bagetakos et al. 2011). Газ перед фронтом может иметь значение плотности, отличное от того, с которым несколько миллионов лет перед этим расширялась оболочка. Локальный поток ультрафиолетовых квантов может быть существенным для поддержания заметной степени ионизации газа, что приведет к занижению значения объемной плотности из уравнения (2) и к недооценке полной энергии в соотношении (1).

Вычисление значения шкалы высоты газа, по-видимому, является наиболее значимым источником неопределенности для расчета объемной плотности газа (см. (2)). Во-первых, нахождение шкалы высоты возможно не для всех случаев, например, невозможно для галактик, видимых под малым углом. Во-вторых, для ее нахождения должны быть известны значения величины поверхностной массы газа, например, получаемой из инфракрасных фотометрических наблюдений, и дисперсии скоростей HI-газа (см., например, Weisz et al. 2009). Обе величины являются функциями галактоцентрического расстояния, то есть, учитывая килопарсек-овые размеры некоторых HI-оболочек, оказываются локальными значениями для текущего положения фронта оболочки. При этом используется об изотермичности газа (Kellman 1972), что вряд ли справедливо для дисков. Очевидно, все это вносит свои неточности в значение шкалы высоты и тем самым в оценку полной энергии (1).

По этим причинам оценка (1) представляет собой некую неопределенную величину для пузырей в стратифицированной среде. Только при расширении оболочки в однородной среде или в толстых дисках до высот порядка одной шкалы высоты соотношение (1) позволяет получить адекватную оценку энергии (при достаточной точности определения шкалы высоты).

При достижении оболочкой больших высот над диском основная неточность в определении полной энергии, по-видимому, связана с расчетом скорости расширения, причем ее значение будет завышаться тем сильнее, чем больше отношение между

положением фронта оболочки в вертикальном направлении и шкалой высоты диска. В этом случае значение полной энергии из (1) будет переоценено.

Оценка полной энергии (1) часто применяется для интерпретации данных наблюдений крупных HI-оболочек в ближайших карликовых галактиках (например, Egorov et al. 2017, Puche et al. 1992, Weisz et al. 2009). Ожидается, что газовые диски этих галактик довольно толстые, и размер даже крупных оболочек может быть сравним со шкалой высоты дисков. Однако значения шкалы высоты даже для одной и той же галактики могут меняться в интервале $h \sim 0.1-0.6$ кпк, увеличиваясь к периферии (например, см. рис. 1 Bagetakos et al. 2011), что часто меньше размеров крупных оболочек, которые располагаются ближе к центрам галактик. Для этих оболочек оценка полной энергии согласно (1) вряд ли будет адекватной. Кажется, что оценка энергии (1) может быть более корректной для оболочек небольшого размера, с диаметрами, меньшими или равными 0.2 кпк, расположенных на периферии галактик, где, вероятно, звездообразование ослабевает, и потоки ионизирующего излучения малы. Стоит обратить внимание на то, что плотность газа на периферии может оказаться невысокой, и рассматриваемая оболочка формируется небольшим (порядка 10) числом сверхновых. В этом случае, по-видимому, становятся важными последовательность вспышек (то есть распределение массивных звезд по массам) и влияние ветра от массивных звезд.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены неопределенности при оценке с помощью выражения (1), предложенного Chevalier (1974), полной энергии, требующейся для формирования оболочек HI множественными вспышками сверхновых в звездном скоплении. Важным здесь является изучение динамики оболочек в стратифицированной среде галактических дисков, где расширение оболочки может заметно отличаться в плоскости диска и перпендикулярно ему, то есть от эволюции в однородной среде, для которой было получено соотношение (1). Проведенный анализ основан на определении входящих в соотношение (1) величин: радиуса и скорости расширения оболочки, плотности газа перед фронтом оболочки, из «синтетических наблюдений» по данным наших численных моделей динамики оболочки. Для этого были рассчитаны спектры в линии 21 см HI при «наблюдении» оболочки перпендикулярно плоскости диска (плашмя).

Показано, что

- радиус оболочки, определенный в плоскости диска по синтетическим картам излучения в линии 21 см HI из численных моделей, первые

несколько миллионов лет эволюции следует зависимости $r \sim t^{0.53}$, что близко к динамике ветра, $t^{0.6}$ (рис. 7); в дальнейшем оболочка довольно эффективно тормозится, и радиус уменьшается быстрее, причем для большей шкалы высоты (толстых дисков) падение становится заметнее;

- скорость оболочки v_{HI} , найденная из спектров HI вдоль перпендикулярного к диску направления, хорошо согласуется с усредненным по массе значением вертикальной компоненты $\langle v_z \rangle$ из решения уравнений газовой динамики (рис. 8); величина вертикальной компоненты скорости $\langle v_z \rangle$ может заметно отличаться от скорости газа в плоскости диска, где определяется радиус оболочки, особенно это существенно в тонких дисках (рис. 6);
- плотность газа перед фронтом оболочки, определяемая в выражении (2), существенным образом зависит от степени ионизации газа и при высоком ее значении может приводить к занижению плотности газа и недооценке энергии сверхновых согласно соотношению (1).

Таким образом, значение полной энергии, требуемой для формирования оболочек HI при множественных вспышках сверхновых в стратифицированной межзвездной среде галактических дисков, может быть как переоценено, так и недооценено в несколько раз и более при использовании соотношения (1), которое получено для эволюции одной сверхновой в однородной среде. При неко-

торых условиях неточности в определении величин, входящих в это соотношение, по-видимому, могут компенсировать друг друга и приводить к оценке, близкой к значению инжектированной энергии. Ожидается, что оценка будет более адекватной для оболочек HI, эволюционирующих в достаточно плотном газе толстых дисков. В то время как для оболочек килопарсековых размеров, то есть заведомо больших шкалы высоты диска, различие между оценкой энергии и действительно инжектированной энергией будет значительным.

БЛАГОДАРНОСТИ

Е.О.В. благодарен В. В. Королеву за обсуждение, С. Ю. Дедикову и А. В. Моисееву за ценные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Численное моделирование динамики оболочек проводилось при поддержке Российского научного фонда (грант 19-71-20089) с использованием суперкомпьютера Ломоносов-2 (НИВЦ МГУ, проект RFMEFI62117X001). Ю.А.Щ. выражает благодарность проекту ФИАН ННГ-41-2020.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Найдем из наших численных расчетов радиус и скорость расширения для адиабатически эволюционирующего пузыря. Это послужит как для лучшего понимания эволюции этих величин, описанной в разделе 3.3, так и тестом используемого программного пакета. Рассмотрим зависимость «радиус—скорость» для пузыря, которая, согласно автоматическому решению для адиабатического случая, имеет вид $v \sim r^{-3/2}$ для одной сверхновой и $v \sim r^{-2/3}$ для ветра.

5.1. Одна сверхновая

Из численных расчетов эволюции изолированного остатка SN в среде с постоянной плотностью можно определить радиус и скорость расширения при помощи методики, описанной в начале раздела 3.3. Полученная таким образом зависимость «радиус—скорость» довольно точно следует динамике адиабатического остатка сверхновой $v \sim r^{-3/2}$ (рис. А.1). Отклонения в начале расширения связаны с небольшим размером пузыря.

5.2. Множественные сверхновые

Рассмотрим эволюцию пузыря, образованного множественными вспышками SN, адиабатически расширяющегося в однородной среде. На двумерных распределениях плотности и температуры газа (панели (a) и (b) рис. А.2) плотная оболочка имеет форму, близкую к сферической. Однако на внутренней границе оболочки видны некоторые особенности — результат взаимодействия звуковых и ударных волн, приходящих из горячей каверны. Особенно хорошо это видно на распределении вертикальной компоненты скорости v_z (панель (c)). Для плотной оболочки эти волны являются ударными. При

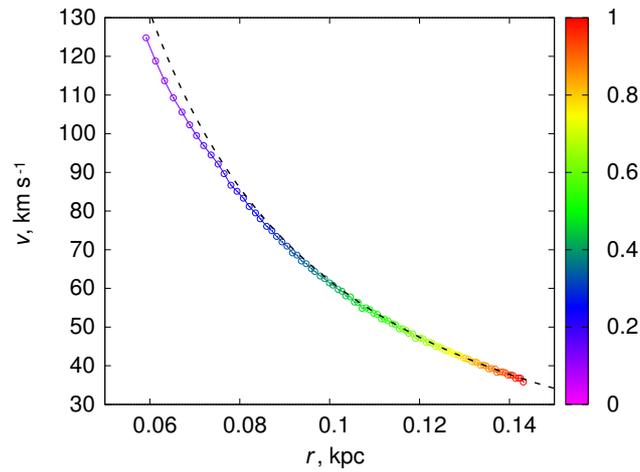


Рис. А.1. Зависимость «радиус–скорость» для пузыря, эволюционирующего адиабатически в газе с постоянной плотностью $n = 0.9 \text{ см}^{-3}$. Скорость определяется для небольшой области оболочки (см. раздел 3.3). Энергия вспышки равна 10^{52} эрг. Штриховая линия соответствует зависимости $v \sim r^{-3/2}$. Цветовая шкала отражает возраст оболочки в млн. лет.

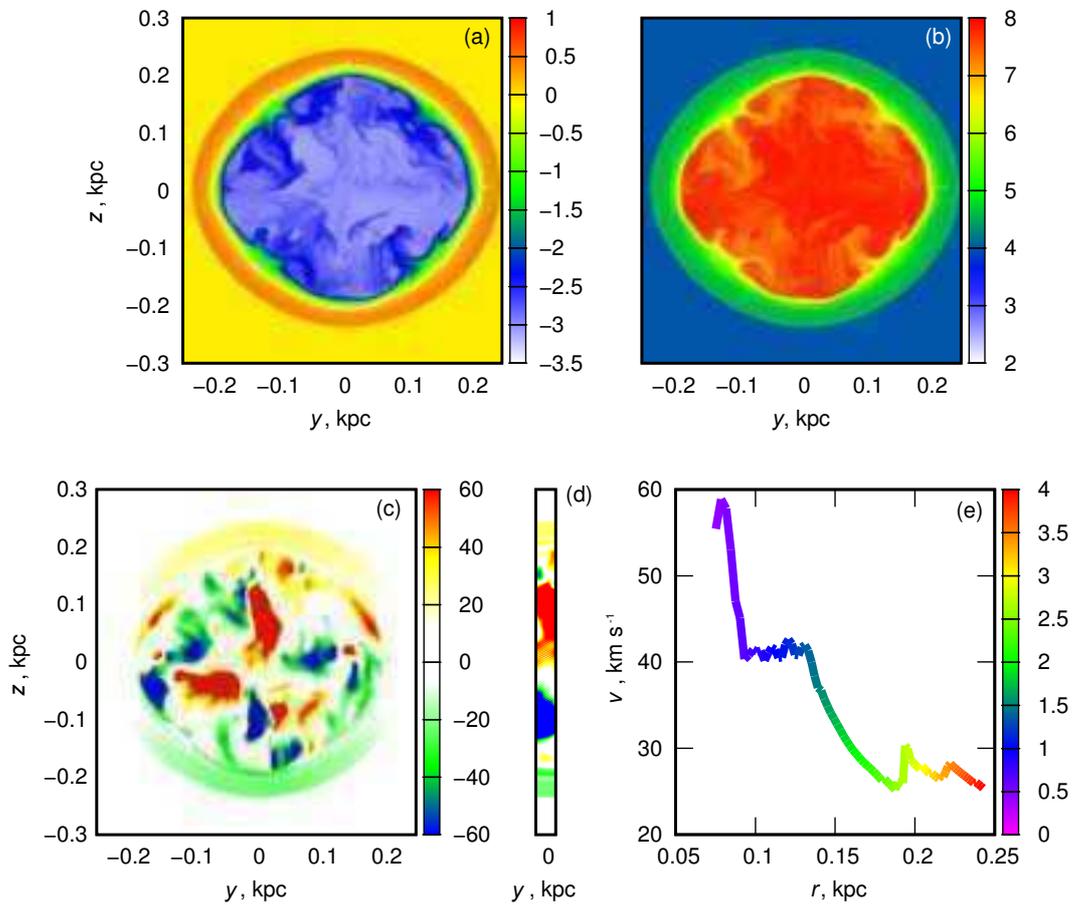


Рис. А.2. Распределение плотности $\lg n [\text{см}^{-3}]$, температуры $\lg T [\text{K}]$ и вертикальной компоненты скорости v_z в км с^{-1} газа в плоскости, проходящей через центр пузыря, эволюционирующего адиабатически в газе с постоянной плотностью $n = 0.9 \text{ см}^{-3}$ в момент времени 4 млн. лет. К этому моменту в центральной области пузыря вспыхнули 30 СН с энергией 10^{51} эрг. На панели (d) показано распределение скорости в срезе шириной 20 пк, проходящем через центр пузыря. На панели (e) представлена зависимость «радиус–скорость» для этого пузыря в течение всей его эволюции. Цветовая шкала отражает возраст оболочки в млн. лет.

однократном воздействии они не могут значительно изменить импульс всей оболочки, но локально могут приводить к некоторым возмущениям ее тепловой и динамической структуры. Поэтому для нашей методики вычисления локальной скорости расширения оболочки (небольшая часть оболочки, как, например, на панели (d) рис. А.2) эти возмущения приводят к заметной неточности в определении скорости. Если радиус оболочки, найденный из численного моделирования, довольно точно следует автомодельному решению $r \sim t^{3/5}$, то скорость расширения, рассчитываемая для части оболочки из небольшого числа ячеек численной сетки, вычисляется неточно. Таким образом, зависимость «радиус—скорость» может не следовать автомодельному решению для адиабатического ветра, $v \sim r^{-2/3}$, и даже иметь немонотонные участки (панель (e) Рис. А.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. I. Bagetakos, E. Brinks, F. Walter, et al., *Astron. J.* **141** (1), 23 (2011).
2. E. L. O. Bakes and A. G. G. M. Tielens, *Astrophys. J.* **427**, 822 (1994).
3. E. Brinks and E. Bajaja, *Astron. and Astrophys.* **169**, 14 (1986).
4. R. A. Chevalier, *Astrophys. J.* **188**, 501 (1974).
5. D. P. Cox, *Astrophys. J.* **178**, 159 (1972).
6. M. A. de Avillez, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **315** (3), 479 (2000).
7. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and Y. A. Shchekinov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **464** (2), 1833 (2017).
8. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and G. V. Smirnov-Pinchukov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **444** (1), 376 (2014).
9. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and G. V. Smirnov-Pinchukov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **478** (3), 3386 (2018).
10. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, K. I. Vasiliev, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **508** (2), 2650 (2021).
11. G. B. Field, *Proce. IRE* **46**, 240 (1958).
12. D. Fielding, E. Quataert, and D. Martizzi, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **481** (3), 3325 (2018).
13. O. Gnat and A. Sternberg, *Astrophys. J. Suppl.* **168** (2), 213 (2007).
14. C. Heiles, *Astrophys. J.* **229**, 533 (1979).
15. C. Heiles, *Astrophys. J. Suppl.* **55**, 585 (1984).
16. A. S. Hill, M. R. Joung, M.-M. Mac Low, et al., *Astrophys. J.* **750** (2), 104 (2012).
17. I. Iben, *Stellar Evolution Physics*, Vol. 2 (Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2012).
18. F. D. Kahn, *IAU Symp.*, No. 2, 60 (1955).
19. S. A. Kellman, *Astrophys. J.* **175**, 353 (1972).
20. E. N. Kirby, J. G. Cohen, P. Guhathakurta, et al., *Astrophys. J.* **779** (2), 102 (2013).
21. C. Klingenberg, W. Schmidt, and K. Waagan, *J. Computational Physics* **227** (1), 12 (2007).
22. V. V. Korolev, E. O. Vasiliev, I. G. Kovalenko, and Y. A. Shchekinov, *Astronomy Reports* **59** (7), 690 (2015).
23. M. Kuhlen, P. Madau, and R. Montgomery, *Astrophys. J.* **637** (1), L1 (2006).
24. M. Li, G. L. Bryan, and J. P. Ostriker, *Astrophys. J.* **841** (2), 101 (2017).
25. H. Liszt, *Astron. and Astrophys.* **371**, 698 (2001).
26. R. McCray and M. Kafatos, *Astrophys. J.* **317**, 190 (1987).
27. J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, *Astrophys. J.* **490** (2), 493 (1997).
28. D. Puche, D. Westpfahl, E. Brinks, and J.-R. Roy, *Astron. J.* **103**, 1841 (1992).
29. Y. Shchekinov, *Galaxies* **6** (2), 62 (2018).
30. E. F. Toro, *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics*, 2nd ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1999).
31. E. O. Vasiliev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **414** (4), 3145 (2011).
32. E. O. Vasiliev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **431** (1), 638 (2013).
33. E. O. Vasiliev, B. B. Nath, and Y. Shchekinov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **446** (2), 1703 (2015).
34. E. O. Vasiliev, Y. A. Shchekinov, and B. B. Nath, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **468** (3), 2757 (2017).
35. E. O. Vasiliev, Y. A. Shchekinov, and B. B. Nath, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **486** (3), 3685 (2019).
36. S. Walch, P. Girichidis, T. Naab, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **454** (1), 238 (2015).
37. F. Walter and E. Brinks, *Astron. J.* **118** (1), 273 (1999).
38. R. Weaver, R. McCray, J. Castor, et al., *Astrophys. J.* **218**, 377 (1977).
39. D. R. Weisz, E. D. Skillman, J. M. Cannon, et al., *Astrophys. J.* **704** (2), 1538 (2009).

Energy Budget in Supernovae-Driven H I Shells**E. O. Vasiliev^{1, 2, 3} and Yu. A. Shchekinov^{2, 4}**¹Southern Federal University, Rostov-on-Don, 344090 Russia²Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia³Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119017 Russia⁴Raman Research Institute, Sadashiva Nagar, Bangalore, 560080 India

Giant H I shells of several hundred parsecs and larger observed in nearby galaxies with a moderate inclination ($i \lesssim 50^\circ$) are formed by multiple supernova explosions in stellar clusters. To estimate the total energy of these supernovae the relation obtained for the evolution of a single supernova in a homogeneous medium is commonly used. Here we study uncertainties encountered in estimating the total energy using the quantities measured in observations, i.e. radius and velocity of a shell, gas density before shock front of a shell. We analyze these quantities gained from the “synthetic observations” of the data obtained in the 3D simulations of the shell driven by multiple supernovae in a stratified interstellar medium. We show that the value of the total energy can be overestimated as well as underestimated in several times and more using the relation for a single supernova. We discuss how the estimate of the total energy depends on the properties of a gas (density, metallicity), scale height of a disk, number of supernovae and when this estimate is applicable for interpreting observations of H I shell in nearby galaxies.

Keywords: *galaxies: ISM—ISM: shells—shocks—supernova remnants*