

УДК 524.7:524.5; 524.354; 524.5-782

О ВОЗМОЖНОСТИ ИНИЦИИРОВАННОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МНОЖЕСТВЕННЫХ СВЕРХНОВЫХ В КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИКАХ

© 2022 Е. О. Васильев^{1,2,3*}, Ю. А. Щекинов^{2,4}, В. В. Коваль¹, О. В. Егоров^{5,6}

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

⁵Астрономический вычислительный институт Университета Гейдельберга, Гейдельберг, D-69120 Германия

⁶Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

Поступила в редакцию 7 декабря 2021 года; после доработки 30 января 2022 года; принята к публикации 3 февраля 2022 года

Области звездообразования иногда связывают со взаимодействием сверхоболочек, образованных вспышками сверхновых. В рамках трехмерного моделирования рассмотрена динамика и устойчивость газового слоя, возникающего между сталкивающимися оболочками разного возраста, находящимися в плоскости галактических дисков. Показано, что продолжительность существования плотного газового слоя увеличивается при взаимодействии оболочек, образованных вспышками сверхновых в скоплениях, расположенных на расстоянии, превышающем шкалу высоты диска. При столкновении молодых оболочек плотная «стенка» между ними быстро разрушается ударными волнами, приходящими из горячей каверны. Обнаружено, что на краях взаимодействующего слоя плотный газ «выживает» и его масса постепенно возрастает. Обсуждается возможность звездообразования на краях слоя и проводится сравнение с наблюдениями областей звездообразования в ближайших карликовых галактиках.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

По наблюдениям существенную долю межзвездной среды в близких спиральных и карликовых галактиках со звездообразованием занимают пузыри и сверхоболочки, образованные множественными вспышками сверхновых (СН), что особенно хорошо заметно в линии H I 21 см (Bagetakos et al. 2011, Pokhrel et al. 2020). Значительное число областей звездообразования в таких галактиках наблюдается в стенках сверхоболочек H I, при этом до 25% этих областей могут быть инициированы действием расширяющихся сверхоболочек на окружающую межзвездную среду (Dawson et al. 2013, Mondal et al. 2019). Наблюдения нашей и близких галактик указывают на то, что столкновение газовых сверхоболочек друг с другом может стимулировать звездообразование

между ними (например, Egorov et al. 2017, Fujii et al. 2021, Gaczowski et al. 2015). Численное моделирование также демонстрирует, что в местах столкновения оболочек образуются молекулярные облака (Inutsuka et al. 2015). Сформированный при столкновении плотный газовый слой может как поддерживаться, так и разрушаться последовательными вспышками СН в пузыре (Chernin et al. 1995, Vasiliev and Shchekinov 2017). Таким образом, при столкновении оболочек возможность стимулированного звездообразования реализуется далеко не всегда.

При некоторых условиях процесс фрагментации в газовом слое взаимодействующих оболочек может быть достаточно эффективным: значительная доля массы слоя будет содержаться в плотных небольших облаках (Ntormousi et al. 2011), несмотря на подавление формирования таких структур магнитным полем (Ntormousi et al.

*E-mail: eugstar@mail.ru

2017). Благоприятные для фрагментации и последующего звездообразования условия при столкновении оболочек определяются толщиной газового слоя и временем его сжатия (Elmegreen and Elmegreen 1978, Gilden 1984, Stone 1970). Постоянное натекание газа со скоростями порядка $10\text{--}30 \text{ км с}^{-1}$ приводит к развитию неустойчивостей и фрагментации слоя (Heitsch et al. 2006). Более высокие скорости оболочек непосредственно перед формированием слоя должны приводить к быстрому росту неустойчивостей и затем к разрушению слоя и фрагментов¹. Значения скоростей столкновения определяются возрастом взаимодействующих оболочек и инжектированной энергией СН. Скорости газа в горячей каверне пузырей заметно выше, чем $10\text{--}30 \text{ км с}^{-1}$, и достигают нескольких сотен км с^{-1} . Поэтому эти течения с большей определенностью могут приводить к разрушению слоя между взаимодействующими пузырями, особенно при вспышках небольшого числа СН в скоплении, находящемся в почти однородной среде толстых галактических дисков. При увеличении числа СН или уменьшении шкалы высоты галактического диска энергия и импульс от сверхновых частично перераспределяются в вертикальное расширение пузырей (Fielding et al. 2018, Shchekinov 2018). На больших высотах газовый слой между пузырями тоньше, чем в плоскости диска, и легче разрушается. По этим причинам в стратифицированной среде галактических дисков область столкновения, близкая к плоскости диска, сильнее поджимается горячим газом, натекающим из каверны, и условия в слое ожидаются более благоприятными для звездообразования.

В этой работе рассматривается, как влияет возраст сталкивающихся оболочек на формирование и свойства слоя, возникающего при взаимодействии гигантских оболочек от множественных вспышек СН в галактических дисках, и насколько подходящими для звездообразования могут оказаться физические условия в образовавшемся слое. Здесь мы ограничимся наиболее простым случаем столкновения оболочек под действием ударных волн от вспышек СН в двух соседних звездных скоплениях с близкими характеристиками, находящихся в плоскости диска. Многообразие более общих конфигураций требует отдельного анализа. В разделе 2 приводится описание модели и начальных условий. В разделе 3 представлены полученные результаты. В разделе 4 кратко приведены основные выводы.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Исследуем эволюцию сталкивающихся оболочек, образованных множественными вспышками

¹Под разрушением здесь понимается расширение сжатого слоя газа, т.е. его дезинтеграция.

СН в двух соседних звездных скоплениях, находящихся на расстоянии L друг от друга в плоскости галактического диска, с помощью численного решения уравнений трехмерной газовой динамики с учетом радиационного охлаждения в декартовой геометрии.

В начальный момент считаем, что газовый диск находится в гидростатическом равновесии в гравитационном потенциале гало темной материи (ТМ) и барионного диска (см., например, de Avillez 2000, Hill et al. 2012, Li et al. 2017, Vasiliev et al. 2019, Walch et al. 2015, и др.). Профиль гало ТМ возьмем из работы Navarro et al. (1997) для вириального радиуса, равного 30 кпк, и параметра концентрации $c = 4.5$, что близко к значениям для карликовой галактики Holmberg II (Puche et al. 1992). Барионный диск состоит из звездного и газового компонент. Для звездного диска ускорение перпендикулярно его плоскости и составляет $g_*(z) = 2\pi G \Sigma_* \text{th}(z/z_*)$, где Σ_* и z_* — звездная поверхностная плотность и шкала высоты звездного диска. Вклад газового диска учитывается путем деления $g_*(z)$ на фактор $f_* = \Sigma_*/(\Sigma_* + \Sigma_{\text{gas}})$ (Li et al. 2017). В начальный момент времени значение плотности газа в плоскости диска составляет 0.9 см^{-3} , температура газа равна 10^4 К . Металличность газа в расчетах остается постоянной и равной солнечному значению в пределах всей вычислительной области (влияние значения металличности обсудим ниже). 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: $z_0 = 0.2, 0.4, 0.6$ кпк при фиксированной объемной плотности газа в плоскости диска. Первое из значений будем считать основным в последующих расчетах.

Принимаем, что сверхновые в каждом из двух скоплений распределены случайно, 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 тех же местах. Центры скоплений расположены в плоскости диска ($z = 0$ и $x = 0$) и вдоль оси y разделены расстоянием L , варьирующимся от 384 до 672 пк.

Массы звезд, прародителей сверхновых, в скоплениях распределены случайно в пределах $8\text{--}40 M_{\odot}$, согласно начальной функции масс Солпитера. Число СН в каждом из скоплений предполагается равным 100. 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 как

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

(см. работу Iben (2012)). Расчеты проводятся до 30–35 млн. лет, что превышает наибольшее значение времени жизни массивных звезд, то есть примерно 24 млн. лет для звезды $8 M_{\odot}$.

При взрыве каждой СН в малую область инжектируется 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.

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 (Haarten–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.

Увеличение тепловой энергии газа может происходить за счет фотоэлектрического нагрева пылевых частиц (Bakes and Tielens 1994); этот процесс считается доминирующим в межзвездной среде (Wolfire et al. 1995). 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 $T = 9 \times 10^3$ К в начальный момент и получить равновесный газовый диск на временном масштабе, превосходящем время расчета.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим эволюцию и свойства газа в области или слое, возникающих при взаимодействии оболочек от множественных вспышек сверхновых, и проведем сравнение со свойствами газа в свободно расширяющейся части оболочек. Здесь мы не будем останавливаться на описании динамики оболочек, поскольку это не является целью нашего исследования (подробное изучение этого вопроса можно найти в работах (например, Sharma et al. 2014, Vasiliev et al. 2017, Yadav et al. 2017)). Отметим только то, что в рассматриваемых моделях процесс столкновения происходит на радиационной фазе эволюции пузырей.

3.1. Область взаимодействия оболочек и ее свойства

Момент начала взаимодействия оболочек пузырей зависит от расстояния L между их центрами. В этот момент времени начинается образование газового слоя между оболочками — перегородки. В зависимости от расстояния L взаимодействующие оболочки будут иметь различный возраст, размер и скорости, содержать разную массу газа. Будем изучать свойства области взаимодействия от момента начала взаимодействия.

На рис. 1 показаны распределения логарифма плотности и температуры для трех срезов: в yz - и xy -плоскостях, которые проходят через центры скоплений (верхний и средний ряды соответственно), и в xz -плоскости, проходящей через область столкновения пузырей, в момент времени после почти 12 млн. лет от начала взаимодействия. Центры скоплений находятся на расстоянии 384 пк и 576 пк друг от друга (соответственно левая и правая колонки панелей в группе) в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.2$ кпк. Во взаимодействующих оболочках можно выделить несколько характерных областей. В центральной части «стенки» (область С) физические свойства газа зависят от возраста оболочек. В то время как в невзаимодействующих частях оболочек (области F) условия в газе, очевидно, никак не связаны с процессом столкновения. На краях слоя (области В) свойства газа, видимо, слабо зависят от возраста сталкивающихся оболочек.

После длительного периода взаимодействия оболочек, $t_i \sim 12$ млн. лет, область столкновения охватывает довольно большой объем газа: размеры области достигают около 0.6 кпк в вертикальном

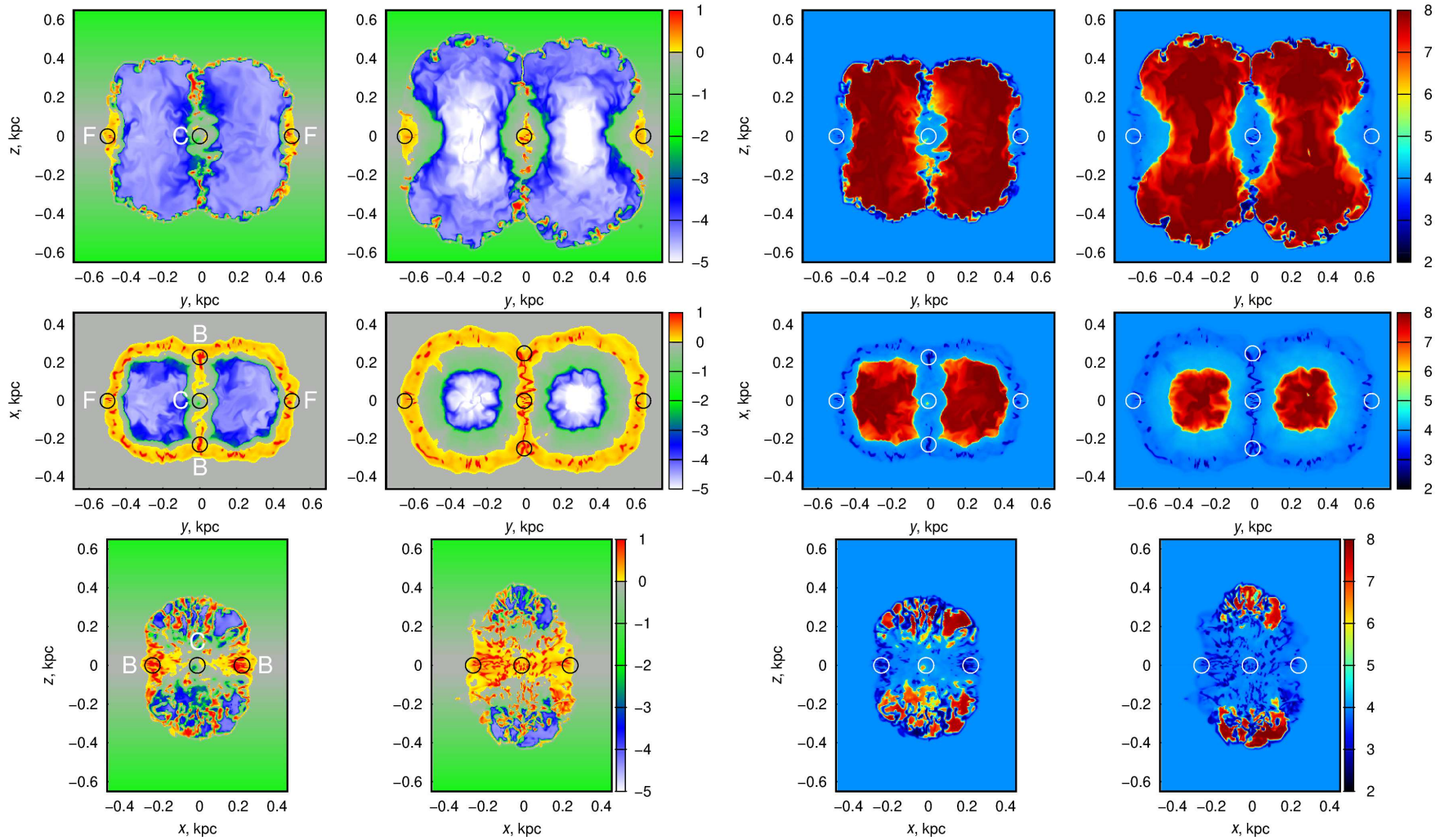


Рис. 1. Распределения плотности газа, $\lg n$ [cm^{-3}], и температуры, $\lg T$ [K], (левая и правая группа панелей соответственно) для пузырей через 12 млн. лет после начала взаимодействия: $2D$ -срезы в yz - и xy -плоскостях, проходящих через центры скоплений (верхний и средний ряды), и в xy -плоскости, проходящей через область столкновения пузырей (нижний ряд). Центры скоплений находятся на расстоянии 384 пк и 576 пк друг от друга (соответственно левая и правая колонки панелей в группе) в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.2$ кпк. Возраст оболочек на момент начала взаимодействия составляет 6 млн. лет для 384 пк и 12 млн. лет для 576 пк. Окружностями отмечены несколько характерных областей (см. подробнее в тексте).

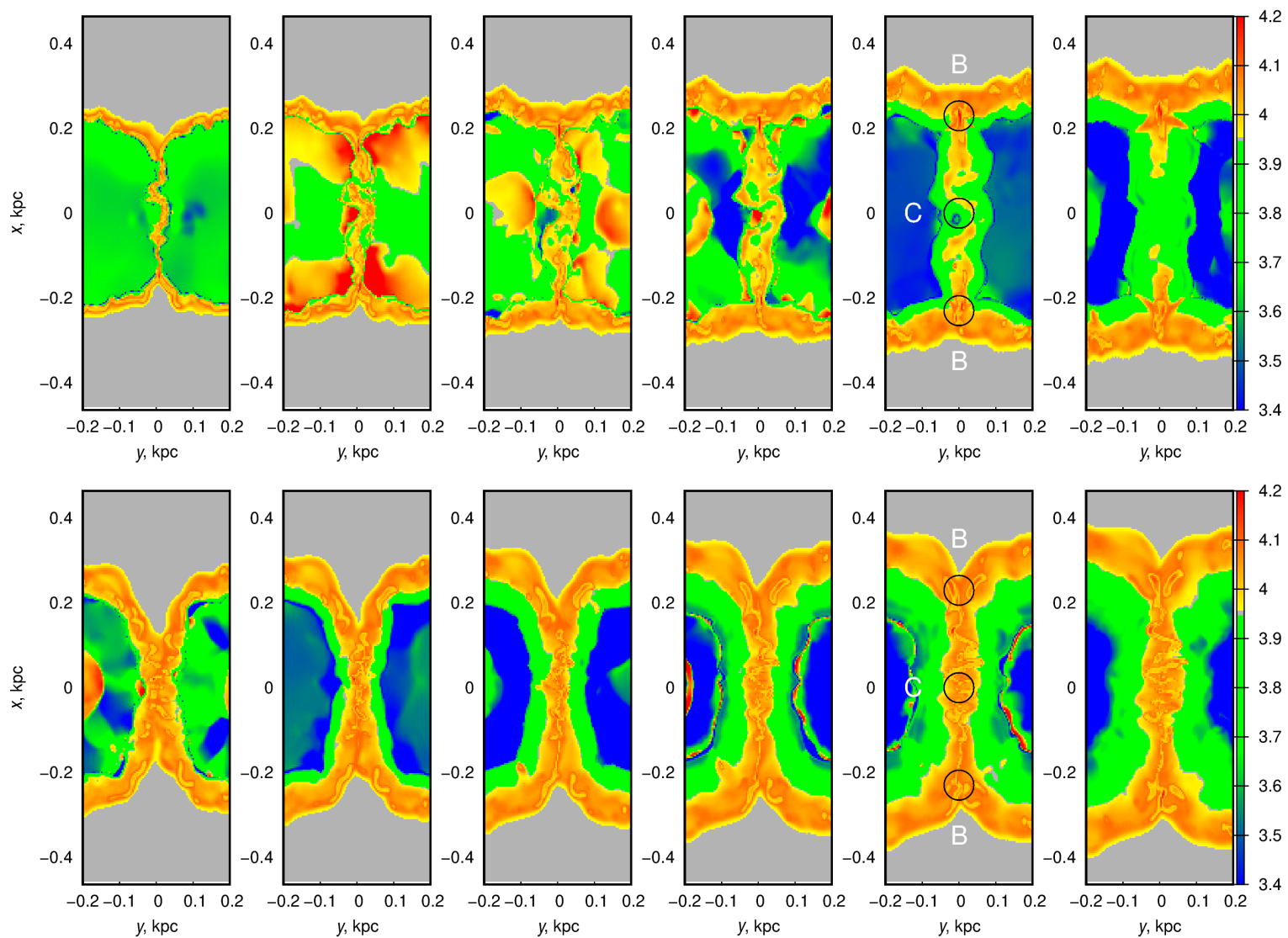


Рис. 2. Распределения давления газа, $\lg nT$ [K cm^{-3}], в области столкновения пузырей в плоскости xy , проходящей через центры скопления, расстояние между которыми составляет 384 пк (верхний ряд) и 576 пк (нижний ряд), в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.2$ кпк, на моменты времени 4, 6, 8, 10, 12, 14 млн. лет после начала столкновения (слева направо). Вторые панели справа соответствуют моменту времени, представленному на рис. 1. Возраст оболочек на момент начала взаимодействия составляет 6 млн. лет для 384 пк и 12 млн. лет для 576 пк. Окружностями отмечены несколько характерных областей (подробности см. в тексте).

направлении и почти 0.4–0.5 кпк в плоскости диска (см. нижнюю панель рис. 1), толщина слоя (перегородки) составляет примерно 0.1 кпк. Очевидно, что при малом расстоянии L между скоплениями взаимодействие происходит между молодыми оболочками, имеющими меньшие радиусы, толщины и более высокие скорости расширения.

При увеличении расстояния L возраст оболочек на момент начала взаимодействия оказывается больше, следовательно, больше и радиусы оболочек, и их толщины, в процесс взаимодействия вовлекаются большие массы газа, а скорости расширения падают.

Поскольку толщина оболочек небольшая, время сжатия слоя — «стенки» или перегородки между горячими кавернами пузырей — оказывается коротким по сравнению с возрастом оболочек и будет короче для меньшего расстояния L . Затем начинается фаза расширения, но ее развитие может частично сдерживаться давлением горячего газа в каверне из-за продолжающихся вспышек СН в скоплении.

Более детально эволюцию «стенки» между взаимодействующими пузырями можно проследить на распределениях давления газа, nT , в области столкновения оболочек, представленных на рис. 2. При столкновении молодых пузырей, в которых вспышки СН продолжаются, сильные ударные волны, приходящие из каверны, формируют области высокого давления на внутренних границах оболочек. Эти области чередуются во времени с областями низкого давления — волнами разрежения (см. первые четыре панели верхнего ряда на рис. 2). Изменчивость давления приводит к возмущению газа в «стенке» между горячими кавернами и ее постепенной фрагментации (как, например, на пятой и шестой панелях верхнего ряда рис. 2), к расширению каверн и к последующей диссипации плотного газа в «стенке» (см. последнюю панель верхнего ряда рис. 2).

При взаимодействии пузырей большого возраста вспышки СН уже завершились или происходят заметно реже, чем в молодых пузырях. Поэтому ударные и звуковые волны, приходящие из горячих каверн, слабее возмущают газ в «стенках» и распределение давления внутри каверн оказывается менее неоднородным (см. нижний ряд на рис. 2) — этому соответствует меньший разброс в тепловом состоянии сжатого газа в слое В: на диаграмме уравнения состояния на рис. 3d разброс плотности и температуры явно меньше, чем на панели рис. 3c, где в «молодом» слое В плотность и температура испытывают сильные вариации. Кроме этого, толщина «стенки» между старыми оболочками больше и поэтому менее подвержена перепадам давления. В этом случае плотный слой газа внутри «стенки» остается почти невозмущенным, его толщина не

меняется на протяжении более 10 млн. лет (время между моментами на крайних левой и правой панелях на рис. 2). Газ в кавернах постепенно охлаждается и давление падает, что в дальнейшем может привести к расширению «стенки» и диссипации плотного слоя, если самогравитация в плотном газе не станет существенной.

Вообще, чем раньше происходит столкновение, тем тоньше оболочки и образовавшийся слой. Любое возмущение приводит к искажению этого тонкого слоя. Ударные волны, приходящие из горячей каверны, очевидно, оказывают такое воздействие (например, см. приложения в Vasiliev and Shchekinov 2022, Vasiliev et al. 2017). При взаимодействии старых, более толстых оболочек внутренняя, наиболее плотная часть слоя защищена от этих воздействий. Кроме этого, чем старше оболочки, тем реже происходят вспышки СН, а с некоторого момента времени они, вообще, прекращаются. Поэтому ожидается, что по мере столкновения оболочек газ в области взаимодействия молодых оболочек (при малом значении L) будет более разреженным, чем при столкновении старых оболочек (с большим L). Это хорошо видно на рис. 1: плотность газа в области взаимодействия, близкой к плоскости диска ($|z| \lesssim 0.1$ кпк), составляет примерно 0.1 см^{-3} для $L = 384$ пк и около 3 см^{-3} для $L = 576$ пк. Во второй модели плотный газ окружен довольно толстым слоем разреженного газа с плотностью примерно $0.1\text{--}0.3 \text{ см}^{-3}$. Отметим, что на больших высотах над диском ($|z| \gtrsim 0.2$ кпк) можно найти заметное количество плотных фрагментов. Это связано с тем, что взаимодействие оболочек на больших высотах происходит позже, чем в плоскости диска, и для этой части области взаимодействия фаза расширения еще не началась.

На рис. 1 видно, что наиболее массивными частями слоя между взаимодействующими оболочками являются области на краю слоя в плоскости диска. Плотность и температура газа в этих частях составляют около $3\text{--}10 \text{ см}^{-3}$ и менее 10^3 К . Причем это не зависит от расстояния между центрами оболочек. Эти части слоя, по-видимому, наименее подвержены разрушению из-за большей толщины и продолжающегося столкновения оболочек.

Как упоминалось выше, скорости оболочек в начале взаимодействия зависят от возраста. Например, для оболочек, центры которых разнесены на $L = 384$ пк, скорости составляют примерно $12\text{--}15 \text{ км с}^{-1}$, а при расстоянии $L = 576$ пк они падают примерно до $5\text{--}10 \text{ км с}^{-1}$. Такая небольшая разница, вероятно, не может оказывать сильного влияния на эффективность разрушения «стенки» между оболочками.

Рассмотрим более подробно свойства газа в областях, отмеченных окружностями на рис. 1.

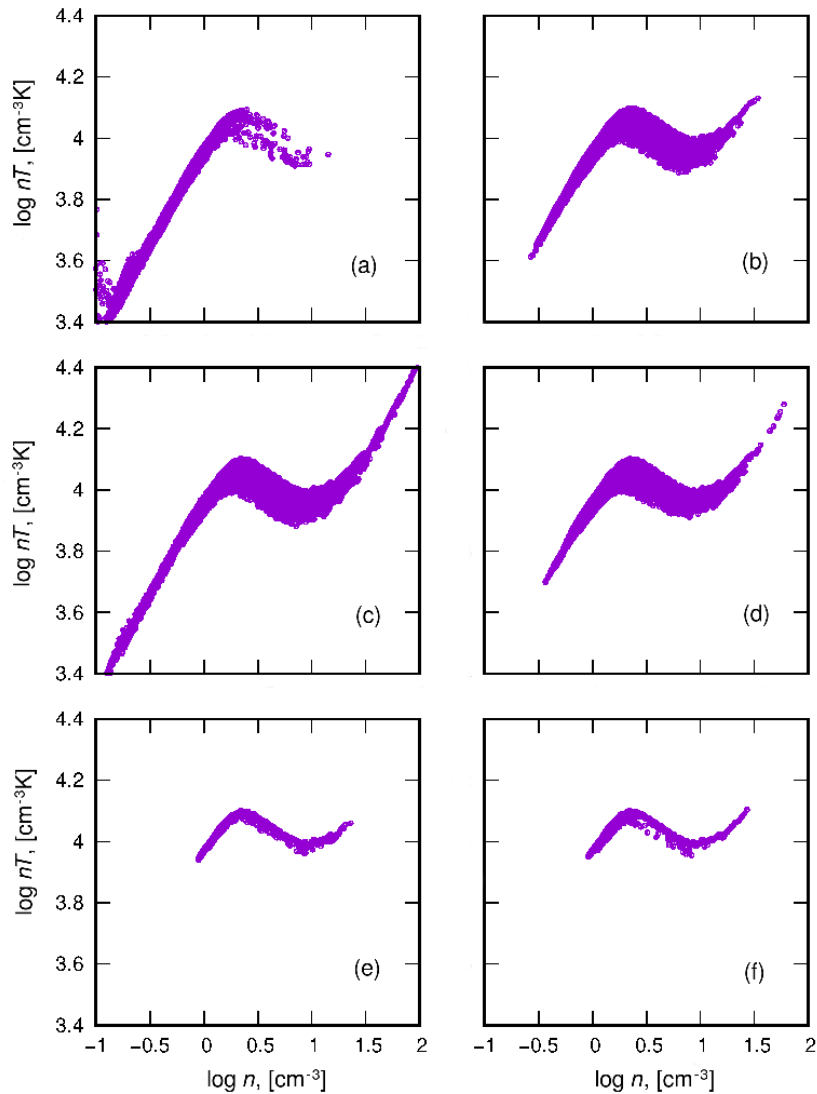


Рис. 3. Диаграммы состояния внутри сферических областей, отмеченных окружностями на рис. 1: центральной области во взаимодействующем слое С (панели (a) и (b)), нижней области на краю взаимодействующего слоя В (панели (c) и (d)) и левой области в свободно расширяющейся части оболочки F (панели (e) и (f)). На панелях (a), (c), (e) представлены данные для расстояния между скоплениями 384 пк, на панелях (b), (d), (f) — для 576 пк. Моменты времени те же, что и на рис. 1.

Соответствующие диаграммы состояния газа внутри них показаны на рис. 3. При слиянии оболочек, образованных вспышками СН в скоплениях, разделенных расстоянием 384 пк, в центральной части слоя между взаимодействующими оболочками (область С) газ с концентрацией $n \gtrsim 10 \text{ см}^{-3}$ почти отсутствует (рис. 3a). Это свидетельствует о разрушении к этому моменту времени (время взаимодействия $t_c \sim 12$ млн. лет) плотной стабильной фазы в этой части слоя, которая существовала в оболочках перед столкновением и некоторое время после начала взаимодействия. При увеличении расстояния между скоплениями до 576 пк такая фаза еще существует (рис. 3b). То есть при взаимодействии более старых оболочек сохраняется

больше плотного газа к тому же времени после начала столкновения.

В областях на краю взаимодействующего слоя (области F) плотного газа оказывается довольно много независимо от расстояния между скоплениями (рис. 3c, 3d). Причем значения плотности некоторых фрагментов в этих областях могут быть даже выше, чем в центре слоя (область С). Следовательно, на краю слоя в дальнейшем, вероятно, можно ожидать начало звездообразования, хотя в центре слоя при столкновении старых оболочек условия могут быть также благоприятными для этого.

В свободно расширяющихся частях оболочки (области С) диаграмма состояния имеет обычный

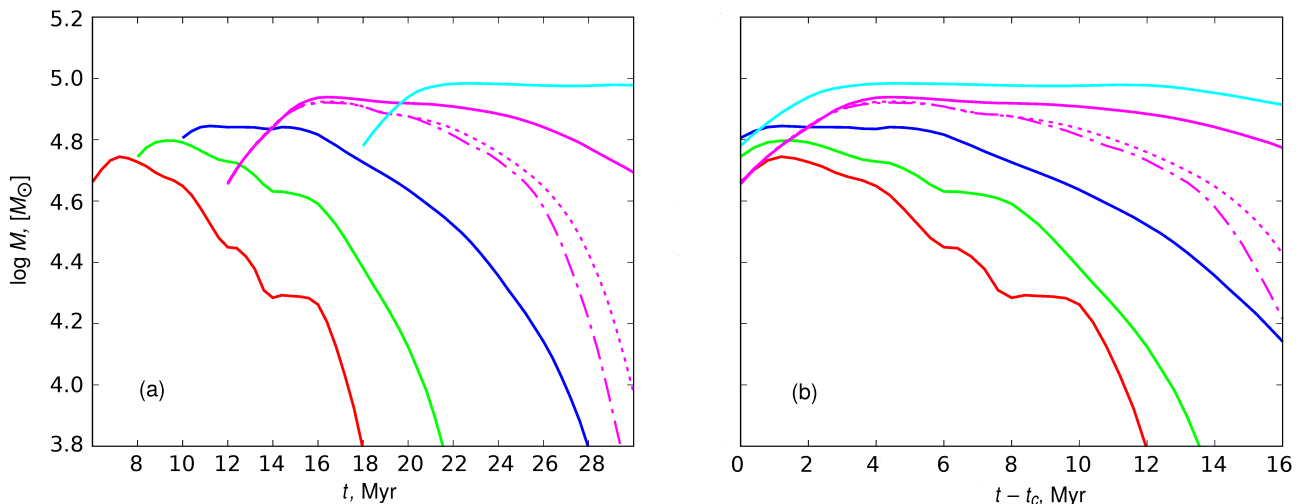


Рис. 4. Масса газа с плотностью выше 1 см^{-3} в центральной области во взаимодействующем слое, аналогичной отмеченной символом С на средней панели рис. 1. На панели (а) представлена эволюция массы от начала вспышек СН, на панели (b) — от начала взаимодействия оболочек t_c . Толстые сплошные линии соответствуют расстояниям между скоплениями: 384, 432, 480, 576 и 672 пк, и отражают динамику оболочек в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.2$ кпк. Пунктирная и штрихпунктирная демонстрируют эволюцию массы в слоях, разделенных расстоянием 576 пк в диске со шкалой высоты 0.4 кпк и 0.6 кпк соответственно.

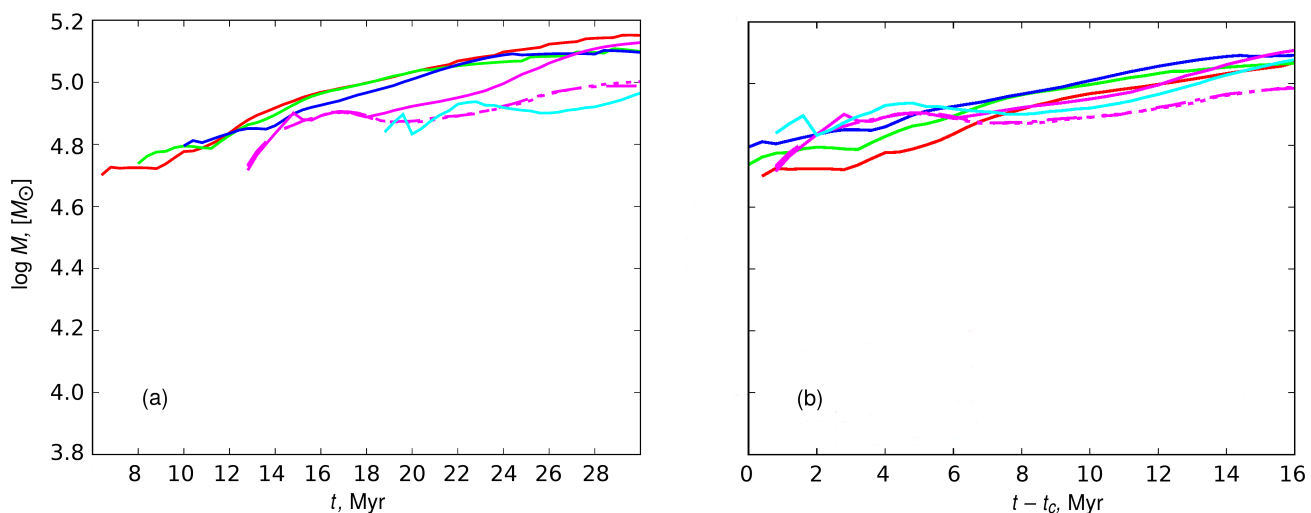


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для нижней области на краю взаимодействующего слоя, аналогичной отмеченной символом В на средней панели рис. 1.

вид почти независимо от расстояния между скоплениями: присутствуют теплая и холодная стабильные фазы (рис. 3е, 3f). Однако плотного газа заметно меньше, чем в областях на краях взаимодействующего слоя (области В).

Рассмотрим эволюцию массы газа с плотностью выше 1 см^{-3} (заметим, что начальная фоновая плотность газа в плоскости диска равна 0.9 см^{-3}) в этих сферических областях взаимодействующих оболочек в зависимости от расстояния между скоплениями. Для этого в каждый момент времени находим в плоскости диска (срез xy на

средних панелях рис. 1) пять точек — центров сфер: одну в центре взаимодействующего слоя, две по краям слоя, отстоящие от внешней границы примерно на 100 пк, и центры свободно расширяющихся стенок оболочек (толщина оболочки делится пополам). Для сферических областей в слое выбирается фиксированный радиус, равный 75 пк, для областей в свободно расширяющихся стенках — радиус, равный половине толщины плотной ($n > 1 \text{ см}^{-3}$) оболочки. На рис. 4 приведена эволюция масса газа в этих областях. Для определенности выбрано по одной области из пары, например,

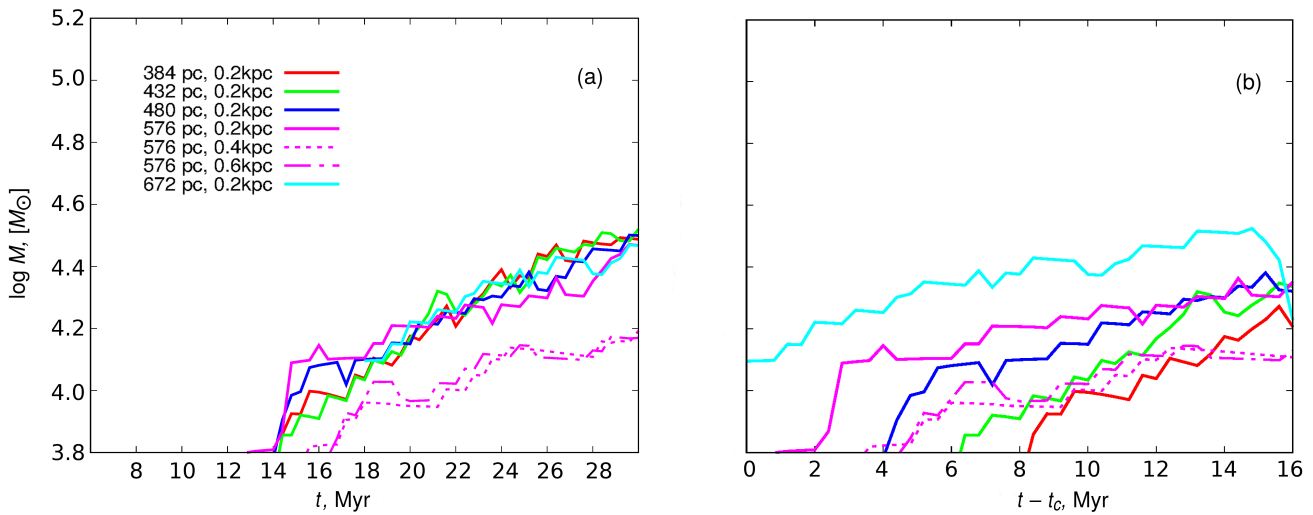


Рис. 6. То же, что и на рис. 4, но для области в левой части свободно расширяющейся оболочки, аналогичной отмеченной символом F на средней панели рис. 1.

во взаимодействующем слое газа на краю слоя — нижняя из отмеченных В на крайней левой панели среднего ряда рис. 1 и в свободно расширяющихся стенках — левая из отмеченных F на той же панели.

Очевидно, что взаимодействие оболочек, образованных вспышками СН, начинается позже для большего расстояния между скоплениями. Это легко заметить на рис. 4а и рис. 5b, где линии берут начало сразу после касания взаимодействующих частей оболочек. Поскольку до этого момента времени газ в оболочках уже был плотным, то масса образовавшегося слоя оказывается сразу довольно существенной. Рассмотрим отдельно газ в центральной области взаимодействующего слоя (рис. 4) и в областях на краях этого слоя (рис. 5).

Масса газа в центральной области некоторое время растет за счет продолжающегося объединения оболочек и сжатия слоя, достигает максимума и затем начинает падать (см. сплошные линии на рис. 4а). Уменьшение массы плотного газа соответствует его расширению, то есть разрушению слоя. Для малого расстояния между скоплениями это уменьшение происходит быстро, поскольку оболочки еще относительно молодые и тонкие, поэтому ударные волны, приходящие из горячей каверны, приводят к росту возмущений в слое и его разрушению. При увеличении расстояния падение массы становится не таким быстрым и слой газа остается плотным продолжительное время.

На краях взаимодействующего слоя сходящиеся потоки препятствуют возмущениям, приходящим из горячей каверны, поэтому плотная часть слоя «выживает» и масса газа на краях слоя постепенно возрастает (рис. 5). При увеличении расстояния между скоплениями L взаимодействующие оболочки достигают большего возраста и оказываются массивнее.

Все эти особенности эволюции массы газа во взаимодействующем слое становятся более очевидными, если перейти к отсчету времени от начала столкновения оболочек t_c , как показано на рис. 4b и рис. 5b. Хорошо видно, что для расстояния $L = 384$ пк (красная сплошная линия) масса плотного газа в центральной области слоя составляет $M \sim 5 \times 10^4 M_\odot$ падает более чем в два раза примерно за 8 млн. лет после начала взаимодействия оболочек. Для $L = 576$ пк (пурпурная сплошная линия) масса плотного газа в течение 16 млн. лет лишь немного убывает, оставаясь примерно на уровне $M \sim 6 \times 10^4 M_\odot$.

Масса газа в областях на краю слоя (область В) возрастает почти монотонно в два раза в течение 16 млн. лет после начала столкновения независимо от расстояния L и, во-видимому, будет увеличиваться дальше (рис. 5b).

В небольшой области внутри свободно расширяющейся стенки масса газа почти монотонно возрастает (см. рис. 6). Здесь она оказывается меньше почти на порядок, чем в областях внутри слоя между оболочками. Это связано с меньшей плотностью газа в свободно расширяющейся стенке (рис. 3e, 3f).

В модели эволюции оболочек, разделенных расстоянием $L = 576$ пк, в начале столкновения масса плотного газа в центральной области взаимодействующего слоя не зависит от шкалы высоты диска. Позднее динамика расширения оболочек меняется: толщина оболочек на малых высотах растет быстрее в тонких дисках, оболочки начинают расширяться преимущественно в вертикальном направлении, в то время как в толстых дисках форма оболочек остается ближе к сферической. Толщина слоя меньше в сферических пузырях, поэтому

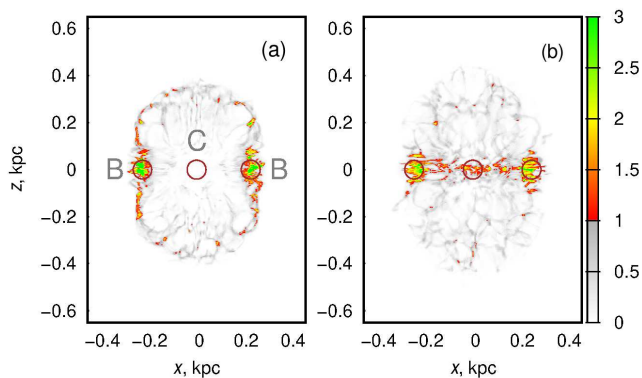


Рис. 7. Отношение толщины образованного при взаимодействии оболочек слоя к значению джинсовской длины через 12 млн. лет после начала взаимодействия. Центры скоплений находятся на расстоянии 384 пк (a) и 576 пк (b) в диске со шкалой высоты $z_0 = 0.2$ кпк.

сжатый плотный слой будет быстрее разрушаться ударными волнами из-за расширения и дезинтеграции. На рис. 4 пунктирной и штрихпунктирной линиями показаны массы газа при эволюции взаимодействующих оболочек, разделенных расстоянием $L = 576$ пк, в толстых дисках со шкалой высоты 0.4 кпк и 0.6 кпк соответственно. По сравнению с эволюцией в диске со шкалой высоты 0.2 кпк (сплошные линии) масса газа в центральной части слоя убывает заметно быстрее. Таким образом, время жизни плотного слоя, возникающего при взаимодействии оболочек, зависит от отношения расстояния между сталкивающимися пузырями и шкалой высоты диска L/z_0 . При низком значении отношения ($L/4z_0 < 1$) пузыри сливаются молодыми и возникающая плотная «стенка» между оболочками разрушается ударными волнами. В случае $L/4z_0 > 1$ пузыри успевают расшириться в вертикальном направлении перед столкновением, при этом скорость в плоскости диска падает и оболочки на малых высотах оказываются толще, поэтому плотный слой между оболочками менее подвержен разрушению.

Отметим, что, хотя сферические области газа во взаимодействующем слое (области С и В на рис. 1) выбраны в какой-то степени произвольно, область В будет находиться в сжатом состоянии дольше области С. Это означает, что условия для звездообразования в области В более благоприятны и они могут реализоваться, если по каким-то причинам образующие их оболочки будут существовать на большей временной шкале.

3.2. Условия для звездообразования

При взаимодействии оболочек большого возраста образуется достаточно массивный и долгоживущий слой плотного газа, толщина которого

составляет около 100 пк. Для развития гравитационной неустойчивости в слое необходимым является требование $\mathcal{L} > \lambda_J$, где \mathcal{L} — толщина слоя, λ_J — длина Джинса. На рис. 7а легко увидеть, что при столкновении молодых оболочек с возрастом $t \sim 6$ млн. лет на краю слоя в узлах области В отношение \mathcal{L}/λ_J превосходит единицу. В области столкновения старых оболочек (рис. 7b) отношение \mathcal{L}/λ_J оказывается больше единицы почти вдоль всего слоя в плоскости диска, соединяющего области В справа и слева. Однако критерий Джинса в приведенном виде формально выполняется для статических областей, в примерах же на рис. 7 газ находится в динамическом состоянии на шкале нескольких миллионов лет. Время гравитационного сжатия в слое имеет порядок 10–20 млн. лет, т.е. в несколько раз больше динамического времени в сжатом слое, поэтому условие $\mathcal{L} > \lambda_J$ недостаточное для развития гравитационной неустойчивости.

Вместе с тем на рис. 1 хорошо видно, что плотный газ находится во фрагментах и филаментах, которые образуются за счет тепловой и гидродинамических неустойчивостей. Плотность газа в них в несколько раз превосходит среднее значение в слое и достигает примерно $10\text{--}30 \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 3). Как показывают оценки, на временах существования сжатых областей В около 2–3 млн. лет такие фрагменты могут сливаться в более крупные (с уплотнением и охлаждением газа) и становиться гравитационно неустойчивыми. В результате, в этих областях можно ожидать возникновения благоприятных условий для звездообразования. Развитие такого сценария требует отдельного рассмотрения.

3.3. Влияние параметров газа

В рассмотренных выше моделях металличность газа предполагалась равной солнечной, в то время как в карликовых галактиках значение $[Z/H]$ колеблется в широких пределах: около $-(2-0)$ (например, Berg et al. 2012, Hidalgo 2017), в частности, в наименее металлических галактиках содержание кислорода $[O/H]$ достигает почти $-(1.7-1.5)$ (Izotov et al. 2018, Pustilnik et al. 2021; 2020), оценки средней металличности газа в хорошо известной галактике Holmberg II заметно варьируются $[Z/H] \sim -(1-0.5)$ в зависимости от метода оценки (Egorov et al. 2013, Moustakas et al. 2010). Уменьшение металличности газа ведет к замедлению охлаждения. В этих условиях оболочки перейдут к радиационной фазе расширения позже и их размеры для одного и того же возраста увеличатся. Этот рост окажется незначительным при эволюции взаимодействующих оболочек в газе с металличностью $[Z/H] \sim -0.4$ в диске с $z = 0.4$ кпк и составит менее 5–10% в газе с $[Z/H] \sim -2$ для возраста оболочек $t \sim 10\text{--}20$ млн. лет, находящихся на

расстоянии $L = 576$ пк. Уменьшение шкалы высот диска будет способствовать более значительному расширению оболочек в вертикальном направлении. Таким образом, изменение металличности слабо влияет на глобальную динамику слоя между взаимодействующими оболочками. По этим причинам в наших расчетах была выбрана стандартная величина металличности — солнечное значение. Однако стоит отметить, что существенное уменьшение металличности изменит тепловое состояние газа в оболочках — условия для звездообразования. Так, при низком значении $[Z/H] \sim -2$ заметно падает темп охлаждения при $T \lesssim 10^4$ К (например, Vasiliev 2013), поэтому масса плотного газа уменьшается и подавляется рост неустойчивостей в оболочке, следовательно, плотные фрагменты в низкометаллическом газе не образуются.

При уменьшении плотности газа в плоскости диска размеры оболочек также вырастут (при одном и том же числе сверхновых), что приведет к увеличению скоростей столкновения и эффективному разрушению взаимодействующего слоя (это аналогично уменьшению расстояния между скоплениями L). Основным следствием будет падение массы газа во взаимодействующих оболочках.

3.4. Сравнение с результатами наблюдений

Рассмотренная модель свидетельствует о том, что области инициированного звездообразования действительно зачастую могут наблюдаться между взаимодействующими сверхоболочками, но преимущественно в стороне от непосредственно контактной поверхности. Однако прямое сопоставление такой теоретической картины с реально наблюдаемой затруднено по ряду причин. Во-первых, существенное ограничение накладывает недостаточное пространственное разрешение доступных данных HI (например, больше чем 120 пк на расстоянии 3.5 Мпк для данных VLA из обзора THINGS, согласно Walter et al. 2008), в результате чего затруднительно надежно локализовать область взаимодействия между сверхоболочками в галактиках за пределами Местной группы. В наиболее близких богатых газом карликовых галактиках области звездообразования действительно наблюдаются в стенках сверхоболочек HI, в том числе между соседними, вероятно взаимодействующими оболочками (см., например, распределение HI в БМО, IC 10, IC 1613 — Dawson et al. 2013, Egorov et al. 2010, Lozinskaya et al. 2003). Однако, в отличие от представленной модели двух взаимодействующих сверхоболочек, в близких карликовых галактиках мы наблюдаем многооболочечные комплексы в турбулентной межзвездной среде, подверженной также внешним воздействиям, так что надежно выделить область взаимодействия двух оболочек с

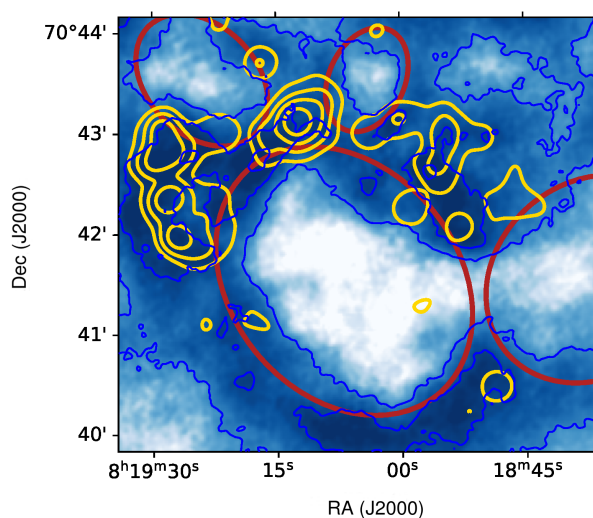


Рис. 8. Распределение лучевых концентраций HI в центральной части галактики Holmberg II (Walter et al. 2008): светлые области соответствуют меньшей плотности газа в направлении на центральные части сверхоболочек. Красные эллипсы отмечают положение вероятно взаимодействующих сверхоболочек HI. Желтыми контурами показано распределение интенсивности в линии $H\alpha$ от областей звездообразования (Egorov et al. 2017), приведенное к разрешению данных HI.

достаточно хорошим разрешением затруднительно даже для самых близких галактик.

Среди проанализированных нами объектов, на наш взгляд, наиболее отчетливо локализация облаков молекулярного газа в стенках взаимодействующих сверхоболочек прослеживается между сверхоболочками LMC 4 и LMC 5 в БМО. Так, на рис. 1 из работы Fujii et al. (2014) наглядно видно, что наблюдаемые области звездообразования и связанный с ними молекулярный газ сосредоточены вблизи краев взаимодействующего слоя между сверхоболочками, а не непосредственно в стенке между ними. Другим примером может служить галактика Holmberg II, хотя пространственное разрешение здесь уже намного хуже. На рис. 8 представлено распределение лучевых концентраций HI в Holmberg II (по данным VLA из обзора THINGS, Walter et al. 2008): темные области соответствуют более плотному газу (в том числе — стенкам сверхоболочек), светлые области — горячему газу пузырей. Красные эллипсы отмечают рассматриваемые нами вероятно взаимодействующие сверхоболочки HI. Оранжевые контуры показывают распределение интенсивности в линии $H\alpha$ из работы Egorov et al. (2017). Данные HI и $H\alpha$ приведены к одинаковому пространственному разрешению. Можно заметить, что молодые звездные комплексы и связанные с ними яркие области HI находятся вблизи краев слоя — «стенок» — между сталкивающимися оболочками,

а не в центральной части слоя, что согласуется с результатами моделирования, представленными на рис. 7. Аналогично распределению эмиссии в $H\alpha$, идентифицированные в этой части галактики O-звезды также концентрируются к краям слоя, хотя часть их все же наблюдается и в направлении центра взаимодействующего слоя для северной части рассматриваемой области (см. рис. 12 в Egorov et al. 2017). Как уже сказано выше, пространственное разрешение HI недостаточно для однозначной локализации взаимодействующего слоя в этой области, и реальная картина взаимодействия здесь может оказаться сложнее.

Таким образом, рассмотренная модель качественно согласуется с результатами тех немногочисленных наблюдений, в которых можно однозначно идентифицировать локализацию взаимодействующего слоя между двумя сверхоболочками. В большинстве же случаев реальная картина оказывается сложнее, и для получения количественных оценок того, насколько результаты моделирования близки к реальности, недостаточно наблюдательной статистики.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена динамика газового слоя, возникающего при взаимодействии оболочек пузырей, образованных множественными вспышками сверхновых. Исследованы свойства газа при столкновении оболочек разного возраста, находящихся в плоскости галактических дисков. Показано, что

- время существования плотного (с плотностью выше фонового значения в плоскости диска) газового слоя, сформировавшегося при взаимодействии оболочек, зависит от отношения расстояния между сталкивающимися пузырями L и шкалой высоты диска z_0 ; при низком значении $L/4z_0 < 1$ пузыри сливаются молодыми, пока оболочки еще тонкие, и возникающая плотная «стенка» между оболочками разрушается ударными волнами, приходящими из горячей каверны; в случае большего значения $L/4z_0 > 1$ пузыри успевают расшириться, оболочки на малых высотах становятся толще, поэтому плотный толстый слой меньше подвержен разрушению;
- в толстых дисках время существования плотного слоя уменьшается, поскольку оболочки на малых высотах ($|z/z_0| < 0.5$) оказываются тоньше, чем в дисках с небольшой шкалой высоты;
- на краях взаимодействующего слоя сходящиеся потоки препятствуют возмущениям, приходящим из горячей каверны, поэтому плотная часть

слоя «выживает» и масса газа на краях слоя постепенно возрастает;

- слой, образовавшийся при взаимодействии оболочек, является глобально гравитационно устойчивым, хотя джинсовская длина поперек слоя оказывается короче толщины слоя в отдельных его областях;
- внутри слоя формируются фрагменты с плотностью в 10–30 раз выше фонового значения в плоскости диска, которые в дальнейшем могут взаимодействовать между собой, сливаться в более крупные и становиться гравитационно неустойчивыми.

Полученные результаты позволяют дополнить картину звездообразования при взаимодействии сверхоболочек, предложенную в работе Inutsuka et al. (2015), согласно которой звездообразование происходит внутри всей «стенки» между оболочками: во-первых, уточнено положение областей звездообразования в «стенках» между оболочками, в частности, условия более благоприятны в областях на краях «стенки»; во-вторых, эффективность фрагментации внутри «стенки» существенно зависит от отношения расстояния между центрами взаимодействующих пузырей и значением шкалы высоты диска.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Южного федерального университета 2020 (Министерство высшего образования и науки Российской Федерации). Ю.А.Щ. выражает благодарность проекту ФИАН ННГ–41–2020. Работа О.В.Е. поддержана Немецким исследовательским фондом (грант KR4598/2–1, Emmy Noether Research Group, PI Kreckel). Численное моделирование звездообразования в оболочках проводилось при поддержке Российского научного фонда (грант 19–72–20089) с использованием суперкомпьютера Ломоносов-2 (НИВЦ МГУ, проект RFMEFI62117X001).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

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. D. A. Berg, E. D. Skillman, A. R. Marble, et al., *Astrophys. J.* **754** (2), 98 (2012).

4. A. D. Chernin, Y. N. Efremov, and P. A. Voinovich, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **275** (2), 313 (1995).
5. J. R. Dawson, N. M. McClure-Griffiths, T. Wong, et al., *Astrophys. J.* **763** (1), 56 (2013).
6. M. A. de Avillez, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **315** (3), 479 (2000).
7. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, and A. V. Moiseev, *Astronomy Reports* **54** (4), 277 (2010).
8. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, and A. V. Moiseev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **429** (2), 1450 (2013).
9. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and Y. A. Shchekinov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **464** (2), 1833 (2017).
10. B. G. Elmegreen and D. M. Elmegreen, *Astrophys. J.* **220**, 1051 (1978).
11. D. Fielding, E. Quataert, and D. Martizzi, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **481** (3), 3325 (2018).
12. K. Fujii, T. Minamidani, N. Mizuno, et al., *Astrophys. J.* **796** (2), 123 (2014).
13. K. Fujii, N. Mizuno, J. R. Dawson, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **505** (1), 459 (2021).
14. B. Gaczkowski, T. Preibisch, T. Stanke, et al., *Astron. and Astrophys.* **584**, id. A36 (2015).
15. D. L. Gildea, *Astrophys. J.* **279**, 335 (1984).
16. F. Heitsch, A. D. Slyz, J. E. G. Devriendt, et al., *Astrophys. J.* **648** (2), 1052 (2006).
17. S. L. Hidalgo, *Astron. and Astrophys.* **606**, id. A115 (2017).
18. A. S. Hill, M. R. Joung, M.-M. Mac Low, et al., *Astrophys. J.* **750** (2), 104 (2012).
19. I. Iben, *Stellar Evolution Physics*, Vol. 1 *Physical Processes in Stellar Interiors* (Cambridge University Press, Cambridge, 2012).
20. S.-i. Inutsuka, T. Inoue, K. Iwasaki, and T. Hosokawa, *Astron. and Astrophys.* **580**, id. A49 (2015).
21. Y. I. Izotov, T. X. Thuan, N. G. Guseva, and S. E. Liss, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **473** (2), 1956 (2018).
22. C. Klingenberg, W. Schmidt, and K. Waagan, *J. Computational Physics* **227** (1), 12 (2007).
23. M. Li, G. L. Bryan, and J. P. Ostriker, *Astrophys. J.* **841** (2), 101 (2017).
24. T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and N. Y. Podorvanyuk, *Astronomy Letters* **29**, 77 (2003).
25. C. Mondal, A. Subramaniam, and K. George, *Astron. J.* **158** (6), 229 (2019).
26. J. Moustakas, J. Kennicutt, Robert C., C. A. Tremonti, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **190** (2), 233 (2010).
27. J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, *Astrophys. J.* **490** (2), 493 (1997).
28. E. Ntormousi, A. Burkert, K. Fierlinger, and F. Heitsch, *Astrophys. J.* **731** (1), id. 13 (2011).
29. E. Ntormousi, J. R. Dawson, P. Hennebelle, and K. Fierlinger, *Astron. and Astrophys.* **599**, id. A94 (2017).
30. N. R. Pikhrel, C. E. Simpson, and I. Bagetakos, *Astron. J.* **160** (2), id. 66 (2020).
31. D. Puche, D. Westpfahl, E. Brinks, and J.-R. Roy, *Astron. J.* **103**, 1841 (1992).
32. S. A. Pustilnik, E. S. Egorova, A. Y. Kniazev, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **507** (1), 944 (2021).
33. S. A. Pustilnik, A. Y. Kniazev, Y. A. Perepelitsyna, and E. S. Egorova, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **493** (1), 830 (2020).
34. P. Sharma, A. Roy, B. B. Nath, and Y. Shchekinov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **443** (4), 3463 (2014).
35. Y. Shchekinov, *Galaxies* **6** (2), 62 (2018).
36. M. E. Stone, *Astrophys. J.* **159**, 293 (1970).
37. E. Toro, *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics*, 2nd ed. (Springer, Berlin–New York, 1999).
38. E. O. Vasiliev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **414** (4), 3145 (2011).
39. E. O. Vasiliev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **431** (1), 638 (2013).
40. E. O. Vasiliev and Y. A. Shchekinov, *Open Astronomy* **26** (1), 233 (2017).
41. E. O. Vasiliev and Y. A. Shchekinov, *Astrophysical Bulletin* **77** (1), 55 (2022).
42. E. O. Vasiliev, Y. A. Shchekinov, and B. B. Nath, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **468** (3), 2757 (2017).
43. E. O. Vasiliev, Y. A. Shchekinov, and B. B. Nath, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **486** (3), 3685 (2019).
44. S. Walch, P. Girichidis, T. Naab, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **454** (1), 238 (2015).
45. F. Walter, E. Brinks, W. J. G. de Blok, et al., *Astron. J.* **136** (6), 2563 (2008).
46. M. G. Wolfire, D. Hollenbach, C. F. McKee, A. G. G. M. Tielens, E. L. O. Bakes, *Astrophys. J.* **443**, 152 (1995).
47. N. Yadav, D. Mukherjee, P. Sharma, and B. B. Nath, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **465** (2), 1720 (2017).

On Possibility of Star Formation Triggered by Multiple Supernovae in Dwarf Galaxies**E. O. Vasiliev^{1,2,3}, Yu. A. Shchekinov^{2,4}, V. V. Koval¹, and O. V. Egorov^{5,6}**¹Southern Federal University, Rostov-on-Don, 344006 Russia²Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, 53 Leninskiy Ave., 119991, Moscow, Russia³Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Pyatnitskaya st., 48, 119017 Moscow, Russia⁴Raman Research Institute, Sadashiva Nagar, Bangalore 560080, India⁵Astronomisches Rechen-Institut, Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg, D-69120 Heidelberg, Germany⁶Sternberg Astronomical Institute, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119234 Russia

Abstract—Superbubbles driven by supernovae explosions are sometimes considered as a source of triggering star formation. Using three dimensional simulations we consider the dynamics and stability of a gas layer between interacting bubbles of different age located in the galaxy disk midplane. It is shown that the lifetime of a dense gas layer increases for the interacting bubbles formed by supernovae explosions when the separation between the clusters is larger than the scale height of the disc. In case of interacting young bubbles a dense “wall” between them is rapidly destroyed by shock waves coming from hot interiors. It was found that dense gas “survives” at the edges of the interacting layer and its mass gradually increases. The possibility of star formation at the edges of the layer is discussed and compared with observations of star formation regions in nearby dwarf galaxies.

Keywords: *galaxies: interstellar medium—interstellar medium: bubbles—shock waves—supernova remnants*