

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФОНОВОЙ НЕЙТРАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ НА ДИНАМИКУ ОБОЛОЧКИ В ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ

© 2021 г. Ю. С. Шарова^{1,2*}, С. И. Глазырин^{2,3}, В. А. Гасилов¹

¹Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

²Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Аликханова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Москва, Россия

³Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 21.10.201 г.

После доработки 11.11.2021 г.; принята к публикации 11.11.2021 г.

Исследуется влияние нейтралов на развитие многомерных неустойчивостей плотного слоя в остатках сверхновых. Представлена модель, в которой нейтралы описываются в виде постоянно присутствующей дополнительной среды со своими параметрами (температурой, плотностью, скоростью и т.д.), которая взаимодействует с ионной компонентой через столкновительные процессы. В рамках этой модели получено, что наличие нейтралов подавляет рост неустойчивостей при условии их доминирования в полной плотности среды.

Ключевые слова: остатки сверхновых, неустойчивости, магнитное поле, нейтралы.

DOI: 10.31857/S032001082111005X

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновые являются значительными событиями в жизни любой галактики. В течение нескольких десятков дней короткого по астрономическим масштабам времени их светимость сравнима со светимостью галактики, что позволяет их использовать для исследования свойств удаленных областей Вселенной. Кроме того, такие объекты очень богаты различной физикой: в процессе взрыва параметры среды меняются в широком диапазоне, от сверхплотного вещества до низких плотностей межзвездной среды, от температур термоядерного горения (в сотни кэВ–МэВ), до нескольких тысяч градусов Кельвина и ниже. Такое разнообразие превращает сверхновые в природные лаборатории, где можно наблюдать различные физические процессы.

В данной работе рассматривается конечная стадия взрыва — расширение остатков сверхновых. На ней плотность среды падает настолько, что характерная длина пробега фотонов становится больше размеров области. Свободный уход излучения приводит к радиационным потерям энергии

и в дальнейшем к развитию тепловой неустойчивости, в результате которой образуется плотный слой. В отличие от простой ударной волны, такой слой имеет сложную внутреннюю структуру и состоит из собственно плотной холодной области, которая отделяется зонами охлаждения от окружающих ее с обеих сторон ударных волн. Его неустойчивость приводит к потере сферической симметрии и формированию существенно многомерной структуры остатка (Киофи и др., 1988; Шевальер, 1999).

Подобная сложная многомерная структура наблюдается во многих остатках в нашей Галактике (например, остатки с развитой волокнистой структурой — Симеиз 147, IC 443, Петля Лебедя). Образование такой структуры может быть связано с развитием плазменных или гидродинамических неустойчивостей, поэтому изучение этих объектов позволит улучшить наше представление о подобных эффектах. Аналогичные неустойчивости наблюдаются при взаимодействии сверхновой с плотным выбросом в одном из сценариев сверхмощной сверхновой (Таддиа и др., 2013; Сузуки и др., 2019). В этом случае присутствие неустойчивости может сказаться на точности метода определения космологических расстояний (Бакланов и др., 2013).

*Электронный адрес: yulia-shar@mail.ru

Также остатки представляют интерес тем, что являются источниками космических лучей (Белл, 1978) (например, остатки IC 443, W44 и Cas A), ускорение которых связано с наличием взаимодействия ударных волн с магнитным полем (Арчамбаулт и др., 2017; Каприоли и др., 2011; Крымский, 1977; Бережко, Крымский, 1988).

Магнитное поле оказывает влияние на динамику плотного слоя в остатках. В одномерном приближении оно исследовалось в работах (Петрук и др., 2018; Петрук и др., 2021), в многомерном в (Бао и др., 2018; Бадьин, Глазырин, 2021), при этом в работе (Бао и др., 2018) акцент сделан на излучении и его поляризации, а не динамике остатка. Влиянию магнитного поля подвержена только заряженная компонента среды. Нейтралы, которые могут присутствовать в межзвездной среде, а также возникать в процессах рекомбинации в самом остатке, нечувствительны к полю. Их динамика также может отличаться за счет физически отличающихся механизмов радиативных потерь. Присутствие нейтралов влияет на процессы формирования плотного слоя, что в итоге может сказаться на его структуре и неустойчивостях.

В данной работе рассмотрена простая модель, позволяющая учесть влияние нейтралов. Они добавляются в систему в виде второй жидкости, которая взаимодействует с ионной компонентой за счет столкновений. В рамках данной работы сделаны сильные упрощающие предположения (в частности, отсутствие ионизационно-рекомбинационных процессов), которые позволяют оценить эффект от постоянного присутствия нейтралов и исследовать их влияние при различной доле. В дальнейших исследованиях эти предположения могут быть сняты, не выходя за рамки представленной модели.

Двужидкостное приближение, используемое в работе, может быть легко обобщено на произвольное количество жидкостей. Каждая компонента среды описывается своими параметрами: плотностью, температурой, скоростью и т.д. Взаимодействие между компонентами записывается в виде сил трения и обменного члена энергии.

В разделе “Двужидкостная модель” представлена модель и коротко описан численный код, в котором модель реализована. В разделе “Динамика нейтральной компоненты” рассмотрено влияние нейтральной компоненты на структуру плотного слоя при различных уровнях взаимодействия ионов с нейтралами. В разделе “Неустойчивости плотного слоя” исследуется влияние нейтралов на развитие многомерных неустойчивостей.

ДВУЖИДКОСТНАЯ МОДЕЛЬ

Опишем двужидкостную модель, на основе которой проводятся расчеты ниже. Так как физические эффекты для ионов и нейтралов различаются, то система уравнений распадается на две части. Для ионной компоненты (обозначаем ее индексом α):

$$\partial_t \rho_\alpha + \partial_i (\rho_\alpha v_{\alpha,i}) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t (\rho_\alpha v_{\alpha,i}) + \partial_j \left(\rho_\alpha v_{\alpha,i} v_{\alpha,j} + \delta_{ij} \left(p_\alpha + \frac{B^2}{2} \right) - B_i B_j \right) = R_{\alpha\beta,i}, \quad (2)$$

$$\partial_t E_\alpha + \partial_i \left(v_{\alpha,i} \left[E_\alpha + p_\alpha + \frac{B^2}{2} \right] - (\mathbf{v}\mathbf{B}) B_i \right) = Q_{\alpha\beta} - Q_{\text{cool}} + Q_{\text{heat}}, \quad (3)$$

$$\partial_t B_i + \partial_j (v_j B_i - B_j v_i) = 0. \quad (4)$$

Здесь полная энергия $E_\alpha = \rho_\alpha \epsilon_\alpha + \rho_\alpha v_\alpha^2/2 + B^2/2$, $\rho_\alpha = m_\alpha n_\alpha$ — плотность, \mathbf{v} — скорость, p — давление, ϵ — внутренняя энергия, \mathbf{B} — магнитное поле, нормированное на $\sqrt{4\pi}$, $Q_{\alpha\beta}$ — столкновительный обмен энергии между ионами и нейтралами, Q_{cool} — темп потери энергии на охлаждение, Q_{heat} — нагрев среды (см. ниже), $R_{\alpha\beta}$ — сила трения между жидкостями (столкновительная).

Для нейтральной компоненты (обозначим индексом β)

$$\partial_t \rho_\beta + \partial_i (\rho_\beta v_{\beta,i}) = 0, \quad (5)$$

$$\partial_t (\rho_\beta v_{\beta,i}) + \partial_j (\rho_\beta v_{\beta,i} v_{\beta,j} + \delta_{ij} p_\beta) = -R_{\alpha\beta,i}, \quad (6)$$

$$\partial_t E_\beta + \partial_i (v_{\beta,i} [E_\beta + p_\beta]) = -Q_{\alpha\beta}. \quad (7)$$

Полная энергия $E_\beta = \rho_\beta \epsilon_\beta + \rho_\beta v_\beta^2/2$. Гидродинамические уравнения замыкаются уравнениями состояния

$$p_\alpha = A_\alpha^{-1} \rho_\alpha R_g T_\alpha, \quad p_\beta = A_\beta^{-1} \rho_\beta R_g T_\beta, \quad (8)$$

где R_g — газовая постоянная, A_α , A_β — средний молекулярный вес ионной и нейтральной компоненты соответственно. В молекулярном весе ионной компоненты учитывается вклад электронов, и она согласована с химсоставом, используемым при расчете функции охлаждения (см. ниже), нейтралы считаются чистым водородом.

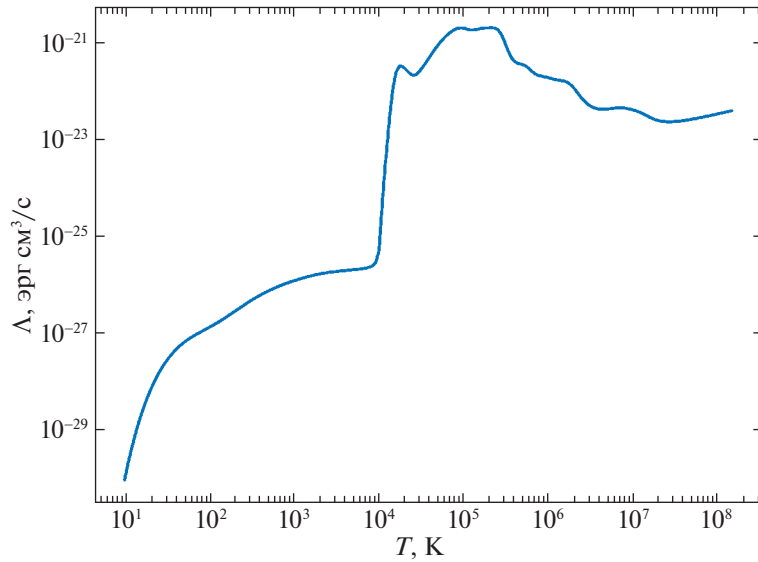


Рис. 1. Функция охлаждения $\Lambda(T)$.

Передача энергии и импульса между компонентами среды происходит за счет столкновительных процессов. Для расчета характерного времени столкновений $\tau_{\alpha\beta}$ примем постоянное сечение взаимодействия на уровне $\sigma \sim 5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ (Хуба, 2013; Шульц и др., 2008):

$$\tau_{\alpha\beta} = \frac{1}{n_{\beta}\sigma (kT_{\alpha}/m_{\alpha})^{1/2}}, \quad (9)$$

тогда силу трения можно записать как

$$\mathbf{R}_{\alpha\beta} = -\frac{m_{\alpha}n_{\alpha}}{\tau_{\alpha\beta}}(\mathbf{v}_{\alpha} - \mathbf{v}_{\beta}). \quad (10)$$

Передача энергии в таком случае

$$Q_{\alpha\beta} = -\sum_{\beta} 3 \frac{m_{\alpha}}{m_{\alpha} + m_{\beta}} \frac{n_{\alpha}}{\tau_{\alpha\beta}} k_B (T_{\alpha} - T_{\beta}) - \sum_{\beta} \frac{m_{\beta}}{m_{\alpha} + m_{\beta}} (\mathbf{v}_{\alpha} - \mathbf{v}_{\beta}) \mathbf{R}_{\alpha\beta}, \quad (11)$$

где также учтен нагрев за счет силы трения \mathbf{R} , что необходимо для соблюдения энергетического баланса.

Для описания радиационных потерь Q_{cool} воспользуемся функцией охлаждения $\Lambda(T)$, которая описывает объемные потери для солнечного химсостава (Шуре и др., 2009) (рис. 1). При расчете этой функции учитываются добавка к водороду и гелию малой доли более тяжелых элементов, их ионизационное состояние и соответствующие переходы. Таким образом, ионизационно-рекомбинационные процессы учитываются только в рамках функции охлаждения и не представлены

явно в гидродинамической модели (где химсостав описывается средней атомной массой $A_{\alpha} = 0.58$). Отметим, что темпы охлаждения в $\Lambda(T)$ значительно падают при $T < 10^4 \text{ К}$. В этом диапазоне температур заметный вклад дают нейтралы. Нейтральная компонента, которая учитывается в модели в виде отдельной жидкости ρ_{β} , не согласована с нейтралами, которые определяют низкотемпературную область функции охлаждения. Тот факт, что темпы охлаждения в этой области низкие, позволяет оправдать используемое приближение для нейтральной жидкости, которая не имеет радиационных потерь на излучение.

Менее физичным является приближение об отсутствии ионизационно-рекомбинационных переходов между ионной и нейтральной компонентами (жидкостями в используемой модели). Такое приближение противоречит высоким температурам, которые возникают за фронтом ударной волны. Данная модель позволяет усилить эффект нейтралов, представив их как некий отдельный резервуар с энергией и импульсом. Такая модель позволяет оценить критические значения сечений ион-нейтрального взаимодействия, а также показать их влияние на развитие неустойчивости, что возможно за счет постоянного присутствия второй компоненты в среде (это могут быть не только нейтралы, указанная модель и результаты применимы к любой дополнительной компоненте в среде, которая взаимодействует с основной плазмой через столкновения).

Темпы потери энергии ионной компонентой и нагрев записываются как

$$Q_{\text{cool}} = \Lambda(T)n_H^2, \quad Q_{\text{heat}} = \Lambda(T_0)n_{H0}^2, \quad (12)$$

где n_H — концентрация водорода. Нагрев вводится феноменологически, так что он постоянен и компенсирует потери для фоновых параметров окружающей среды: T_0 — температура окружающей среды, n_{H0} — концентрация водорода в ней, что позволяет головной ударной волне распространяться по неизменной среде.

Описанная модель была реализована в рамках программного комплекса MARPLE3D (Багдасаров и др., 2012), разработанного научным коллективом из ИПМ им М.В. Келдыша РАН. Код MARPLE3D создан на основе современных технологий программирования и ориентирован на параллельные вычисления задач магнитной радиационной газовой динамики в трехмерных областях разной по сложности геометрической формы на сетках регулярной, нерегулярной и блочной структуры. Детали численной реализации указанной модели представлены в работе (Шарова, 2021).

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Указанная модель используется для решения задачи об эволюции остатка сверхновой. На этом этапе детали механизма взрыва сверхновой не принципиальны, так как рассматривается динамика на пространственных масштабах, значительно превышающих начальный размер звезды: играет роль только величина суммарного энерговыделения E_{expl} . В расчетах эта энергия выделяется в виде внутренней энергии вещества в малом объеме в центре расчетной области с характерными размерами L . Изначально область заполнена однородной средой из ионов с плотностью $\rho_{\alpha 0}$ и нейтралов $\rho_{\beta 0}$ с плотностями порядка плотности межзвездной среды ($\sim 1 m_p/\text{см}^3$). Расчеты ниже будут различаться отношением $\rho_{\alpha 0}/\rho_{\beta 0}$, при этом полная плотность среды остается постоянной $\rho_{\alpha 0} + \rho_{\beta 0} = \text{const}$.

Подобные постановки использовались и в других исследованиях остатков (Ким, Острикер, 2014; Бадьин и др.). Начальное энерговыделение в компактной области приводит к формированию течения, соответствующего автомодельному решению Седова о сильном взрыве (Седов, 1967; Ландау, Лифшиц, 1986). Радиативные потери зависят от n^2 и максимальны в наиболее плотных областях течения, т.е. прямо за фронтом головной ударной волны. Это приводит к сжатию вещества в этой области и формированию плотного слоя. Важной особенностью динамики такого слоя является его

неустойчивость. Магнитное поле приводит к подавлению неустойчивости в некоторых его областях (там, где поле тангенциально поверхности слоя). Нейтралы также могут оказывать влияние на развитие неустойчивости, что исследуется в данной работе.

Выделение энергии происходит мгновенно только в ионной компоненте $E = 1.28 \times 10^{51}$ эрг в центре области размера $R = 4$ пк. Температура окружающей среды вне области энерговыделения для ионов и во всей области для нейтралов $T_i = T_n = 8000$ К. В расчетах с магнитным полем оно было однородно, и его величина задавалась равной $|B| = 5$ мкГс. Чтобы уменьшить эффекты выделенных направлений вдоль осей, магнитное поле направлено вдоль прямой $X = Y$. Размер расчетной области $L = 50$ пк. Плотность среды $\rho_{\alpha 0} + \rho_{\beta 0} = \rho_0 = 1 m_p/\text{см}^3$ оставалась постоянной, при этом плотность нейтралов варьировалась в диапазоне $(0-0.9)\rho_0$.

ДИНАМИКА НЕЙТРАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ

Так как начальное энерговыделение происходит только в ионной компоненте, нейтральная компонента начинает движение за счет силы трения и передачи энергии. Эффективность вовлечения нейтралов напрямую зависит от сечения. В рассматриваемых масштабах задачи (которые соответствуют типичным параметрам в остатках) сечение $\sigma_0 = 5 \times 10^{-15}$ см² приводит к сильным столкновениям между компонентами среды. При характерных температурах $T \sim 10^5-10^6$ К на фронте ударной волны получается время столкновений $\tau_{in0} \sim 1$ год при характерном гидродинамическом времени задачи в сотни тысяч лет. В таком случае динамика нейтральной компоненты полностью совпадает с динамикой ионов.

Для того чтобы исследовать обратную ситуацию, когда нейтралы слабо связаны с ионами, проведем расчет с искусственно заниженным сечением до $\sigma_1 = 5 \times 10^{-22}$ см². В этом случае времена $\tau_{in1} \sim 10^7$ лет, что уже превышает время динамики разлетающегося облака. На рис. 2 показано сравнение профилей плотности и скорости для двух вариантов расчетов с разными сечениями.

Расчеты показывают, что на поздних временах при использовании малого сечения σ_1 ионная и нейтральная компоненты имеют различную динамику. При этом решение для нейтральной среды соответствует седовскому с меньшим энерговыделением (ударная волна прошла меньшее расстояние). Это означает, что компоненты взаимодействовали на начальной стадии, когда в центре была высокая

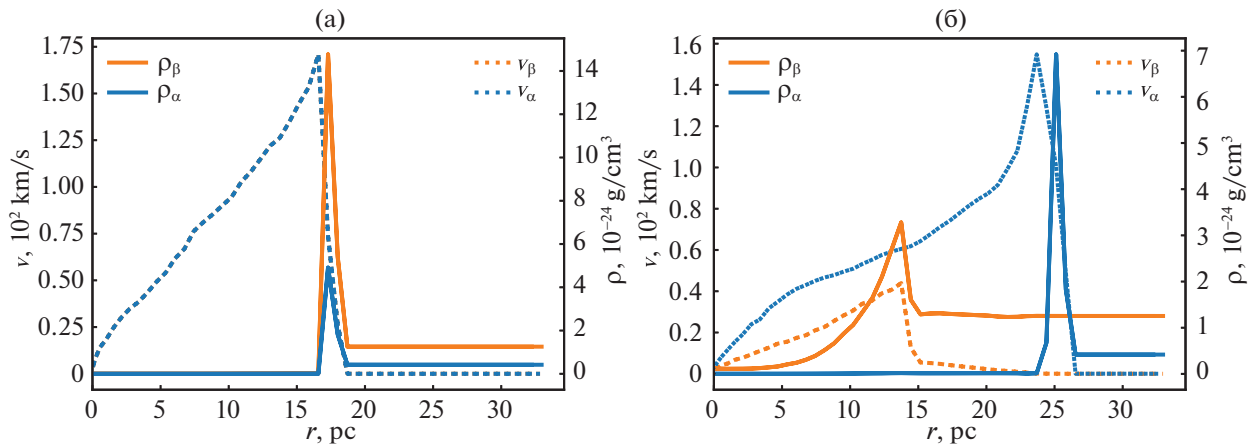


Рис. 2. Плотности и скорости ионной (α) и нейтральной (β) компонент: (а) — для сечения σ_0 , (б) — для сечения σ_1 . В расчете $\rho_{\beta 0}/\rho_{\alpha 0} = 3$.

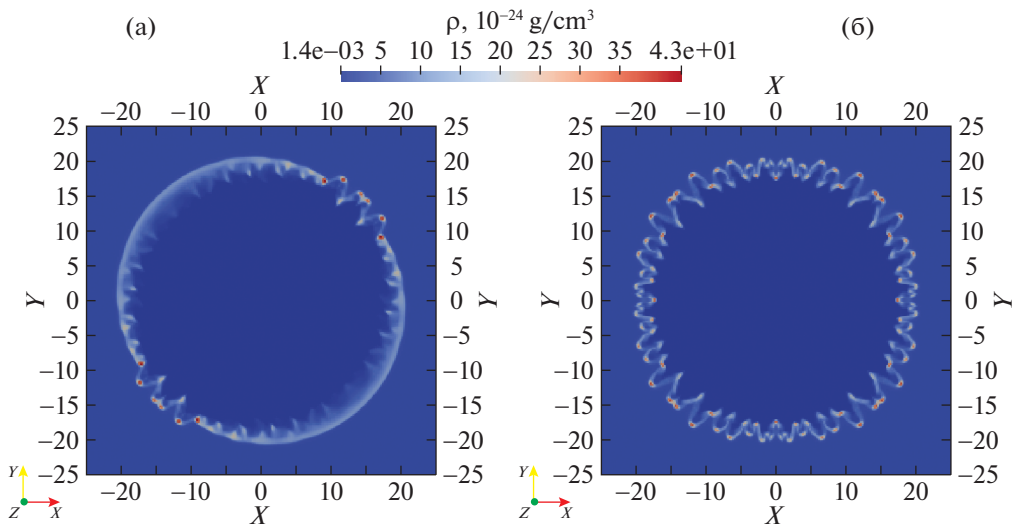


Рис. 3. Расчет с отсутствием нейтральной компоненты: (а) — при наличии магнитного поля, (б) — без поля.

температура, а потом их взаимодействие “отключилось”. Ионная компонента потеряла небольшую часть энергии на начальной стадии, дальнейшая ее динамика уже не зависит от нейтральной компоненты. В случае сечения σ_0 ионы с нейтралами связаны друг с другом и движутся медленнее, чем в предыдущем варианте из-за большей движущейся массы. При этом скачок плотности на слое оказывается выше из-за меньшего гидродинамического времени задачи.

Из этих профилей можно сделать вывод, что при слабом взаимодействии ионная компонента имеет независимую динамику, начиная с некоторого момента, поэтому в нем сформируется плотный слой, в котором будет развиваться неустойчивость.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛОТНОГО СЛОЯ

Есть несколько неустойчивостей, которым может быть подвержен плотный слой в остатках сверхновых. Различные варианты неустойчивостей и роль магнитного поля анализировались в работе (Бадьин, Глазырин, 2021). Сам процесс формирования плотного слоя связан с развитием тепловой неустойчивости: в результате охлаждения скорость радиационных потерь только возрастает. Это становится возможным, когда характерное время радиационного охлаждения становится меньше характерного гидродинамического времени, соответствующего решению Седова. Если ударная волна расширяется в однородную среду, то такая неустойчивость происходит одновременно

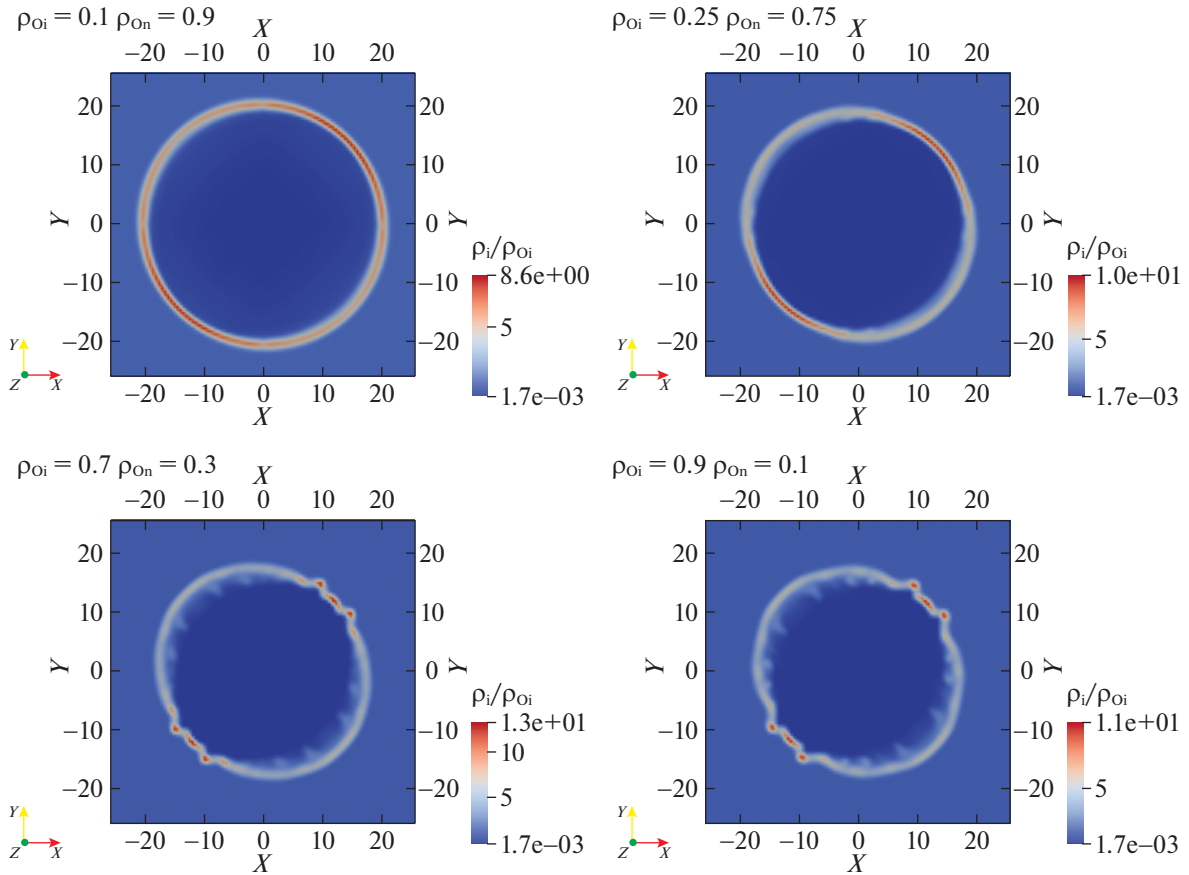


Рис. 4. Нормированная на начальную ионная плотность $\rho_\alpha/\rho_{\alpha 0}$ для расчетов с разным соотношением между плотностями ионов и нейтралов на момент времени $t = 400$ тыс. лет.

и независимо в различных точках слоя. После формирования такой слой оказывается подвержен уже многомерным неустойчивостям, которые приводят к изгибным возмущениям (рис. 3). Присутствие магнитного поля с напряженностью несколько мкГс приводит к подавлению неустойчивости в тех областях слоя, где поле тангенциально поверхности.

Возникающая неустойчивость имеет физическую природу и связана с нелинейной неустойчивостью Вишняка (Вишняк, 1994), которая развивается в процессе катастрофического сжатия слоя (Бадьин, Глазырин, 2021). Кроме того, в слое возникают области, в которых $\nabla\rho \cdot \nabla p < 0$, что означает условие развития конвективной неустойчивости (хотя, данное условие наблюдается в полной мере в расчетах с высоким пространственным разрешением). При этом во всех случаях затравочными являются малые сеточные возмущения, но их рост связан с наличием физических неустойчивостей в системе.

На рис. 4 представлены распределения плотностей ионов для нескольких вариантов распределения плотности между ионами и нейтралами, величина $\rho_{\alpha 0}/\rho_{\beta 0}$ меняется в пределах 0.11–9. Когда нейтралов меньше, чем ионов, они не оказывают влияние на неустойчивость. Обратная ситуация наблюдается при доминировании нейтралов в плотности. Нейтралы в представленной модели представляют собой дополнительный резервуар с энергией, который накачивается после прохождения головной ударной волны. Данную ситуацию можно описать следующей системой для лагранжевого элемента течения:

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho_\alpha \epsilon_\alpha)}{dt} &= E_{SW,\alpha} \delta(t - t_{SW}) - & (13) \\ &- K(T_\alpha - T_\beta) - \Lambda(T) n_H^2 - p_\alpha \operatorname{div} v_\alpha, \\ \frac{d(\rho_\beta \epsilon_\beta)}{dt} &= E_{SW,\beta} \delta(t - t_{SW}) - \\ &- K(T_\beta - T_\alpha) - p_\beta \operatorname{div} v_\beta, \end{aligned}$$

где K — множитель в обменном члене (см. выше), также пренебрегаем нагревом Q_{heat} , который зна-

чителен только при параметрах окружающей среды. Данные уравнения описывают эволюцию внутренней энергии элемента среды: он нагревается, проходя головную ударную волну, что описывается первым членом в уравнениях; E_{SW} — энергия, которую получает каждый компонент среды, проходя через фронт ударной волны. Строго говоря, увеличение внутренней энергии связано в том числе, с работой сил давления, которые учитываются отдельным слагаемым, но будем считать, что энергия корректно учитывается в δ -слагаемом, а t_{SW} — начальное время для этих уравнений. Энергия, полученная нейтралами на ударной волне, передается ионам через обменный член. Работа давления представляет только адиабатическое изменение энергии, поэтому представляет малый интерес в системе. Если сложить эти два уравнения для $t > t_{SW}$, получим

$$\frac{d(\rho_\alpha \epsilon_\alpha + \rho_\beta \epsilon_\beta)}{dt} = -\Lambda(T)n_H^2 - (p_\alpha + p_\beta)\text{div } v. \quad (14)$$

Здесь подставлено $v_\alpha = v_\beta$, что верно для случая сильных столкновений. Таким образом, слева стоит полная энергия (при этом в расчетах полная плотность вещества остается неизменной, она только перераспределяется между ионами и нейтралами), которая теряется за счет члена охлаждения, зависящем от плотности ионной компоненты $n_H = \xi n_{H,\text{full}}$, где ξ — доля ионов в полной плотности, а $n_{H,\text{full}}$ — концентрация водорода, посчитанная по полной плотности $\rho_\alpha + \rho_\beta$. В данных расчетах темпы потери энергии масштабируются как ξ^2 , что приводит к увеличению характерного времени охлаждения $t_{\text{cool}} \sim \rho_\alpha \epsilon_\alpha / (\Lambda(T)n_H^2)$. На рис. 5 пространственное распределение этого времени сравнивается с характерным временем ион-нейтральных столкновений (сечение σ_0) и адиабатическим временем в решении Седова $t_{\text{ad}} = T/\dot{T} = 5t/3$. Наибольший интерес представляют значения этих времен в месте положения плотного слоя. В этой точке $t_{\text{in}} < t_{\text{cool}} < t_{\text{ad}}$. Первое неравенство означает, что нейтралы сильно связаны с ионами и успевают им передать свою энергию, второе — условие формирования плотного слоя. При уменьшении доли ионной компоненты это время растет как ξ^{-2} , приближаясь к адиабатическому, что замедляет процесс сжатия и рост дальнейших неустойчивостей.

В представленных расчетах не учитываются процессы ионизации и рекомбинации, которые могут менять долю нейтралов в течении. Проведем оценку характерного времени ионизации. Так как основной разогрев происходит на фронте передней ударной волны, которая распространяется перед слоем, воспользуемся параметрами плазмы за этой

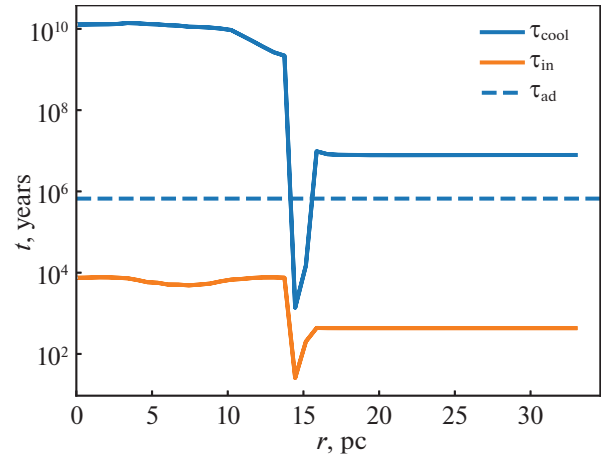


Рис. 5. Характерные времена охлаждения t_{cool} , ион-нейтральных столкновений t_{in} , адиабатического времени t_{ad} в разных точках пространства для расчета $\rho_\alpha = \rho_\beta$ на момент времени.

волной: плотность возрастает в $\approx(\gamma + 1)/(\gamma - 1) = 4$ раза, температура до 10^5 – 10^6 К. При таких параметрах характерное время столкновительной ионизации можно оценить как $\tau_{\text{ioniz}} \sim (n_e \langle \sigma v \rangle)^{-1} \sim 1$ год, где использованы скорости ионизации из (Воронов, 1997). Так как время ионизации значительно меньше характерных гидродинамических времен, нейтральная компонента полностью ионизуется на фронте. Таким образом, при учете ионизации, плотность нейтралов будет значительно меньше плотности ионов, а это значит, что нейтралы не смогут оказать влияния на развитие неустойчивости (а модель без ионизации усиливает эффект нейтралов).

Отдельно представим результат динамики остатка с уменьшенным сечением ион-нейтральных взаимодействий σ_1 . Как было описано выше, при таком сечении взаимодействие происходит только на ранних стадиях расширения остатка. В дальнейшем ионы, передав часть энергии нейтралам, начинают независимую динамику, что явно показано на распределениях плотности (рис. 6): в слое наблюдается неустойчивость в согласии со сценарием присутствия только ионной компоненты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовалось влияние нейтралов на динамику плотного слоя, формирующегося в остатках сверхновых. Такой слой возникает в результате развития тепловой неустойчивости за фронтом ударной волны. В дальнейшем развиваются многомерные неустойчивости, которые приводят к

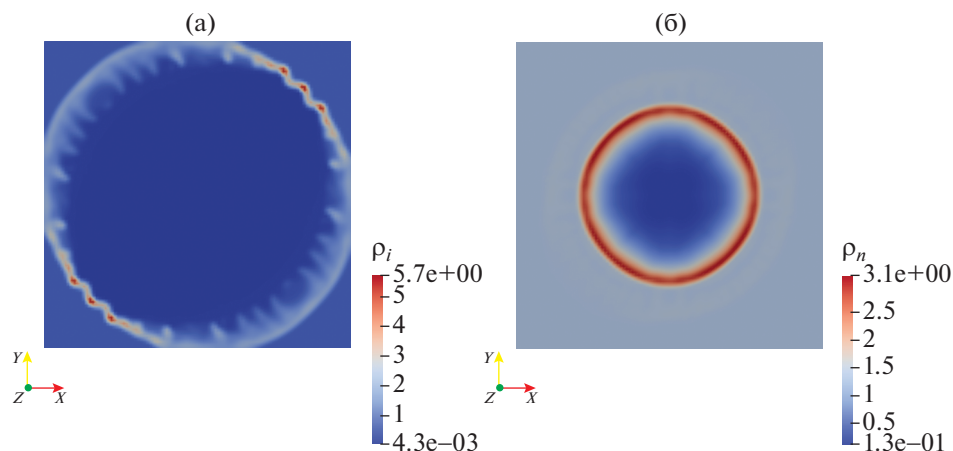


Рис. 6. Распределение плотности ионной компоненты ρ_α (а) и нейтральной ρ_β (б) на момент времени $t = 400$ тыс. лет при уменьшенном сечении взаимодействия σ_1 .

потере слоем сферической симметрии (неустойчивость Вишняка, конвективная неустойчивость). Известно, что наличие крупномасштабного магнитного поля подавляет рост неустойчивости за счет ограничения степени сжатия слоя. В работе представлена двухжидкостная модель, в которой нейтралы учитываются в виде второй жидкости, взаимодействующей с ионной компонентой через столкновения. Кроме того, динамика нейтралов не зависит от магнитного поля. В модели не учтены процессы ионизации и рекомбинации — доля нейтралов не меняется. Такое приближение позволяет максимизировать эффект их влияния, так как они присутствуют постоянно. При характерных сечениях ион-нейтральных столкновений получается, что нейтралы находятся в равновесии с ионной составляющей (оно пропадает при значительно более низком сечении), при этом они играют роль дополнительного “резервуара”, который нагревается на фронте ударной волны, а потом передает свою энергию охлаждающимся из-за радиационных потерь ионам, тем самым снижая эффективный темп охлаждения, что и приводит к подавлению неустойчивости. Расчеты показали, что даже при постоянном присутствии нейтралов, они подавляют развитие неустойчивости только при условии, что их плотность превышает плотность ионной компоненты. При учете процессов ионизации доля нейтралов начнет быстро падать за фронтом головной ударной волны. Этот результат показывает слабое влияние нейтральной компоненты на развитие многомерных неустойчивостей плотного слоя в остатках сверхновых.

Исследование Ю.С. Шаровой и С.И. Глазырина выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-12-00229.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арчамбаулт и др. (S. Archambault, A. Archer, W. Benbow, R. Bird, E. Bourbeau, M. Buchovecky, J.H. Buckley, V. Bugaev, et al.), *Astrophys. J.* **836**, 23 (2017).
2. Багдасаров Г.А., Болдарев А.С., Гасилов В.А. и др., *Свидетельство о государственной регистрации № 2012660911 от 30.12.2012 Программа для ЭВМ “Программный комплекс MARPLE”*.
3. Баджин и др. (D.A. Badjin, S.I. Glazyrin, K.V. Manukovskiy, and S.I. Blinnikov), *MNRAS* **459**, 2188 (2016).
4. Баджин, Глазырин (D.A. Badjin and S.I. Glazyrin), *MNRAS* **507**(1), 1492 (2021).
5. Бакланов и др. (P.V. Baklanov, S.I. Blinnikov, M.Sh. Potashov, and A.D. Dolgov), *JETP Lett.* **98**, 432 (2013).
6. Бао и др. (B. Bao, Ch. Yang, and Li Zhang), *Am. Astron. Soc.* **866**, 37 (2018).
7. Белл (A.R. Bell), *MNRAS* **182**, 147 (1978).
8. Бережко Е.Г., Крымский Г.Ф., *Успехи физ. наук* **154**, 49 (1988).
9. Вишняк (E.T. Vishniac), *Astrophys. J.* **428**, 186 (1994).
10. Воронов (G.S. Voronov), *Atom. Data and Nucl. Data Tabl.* **65**, 1 (1997).
11. Каприоли и др. (D. Caprioli, P. Blasi, and E. Amato), *Astropart. Phys.* **34**, 447 (2011).
12. Ким, Острикер (C.-G. Kim and E.C. Ostriker), *Astrophys. J.* **802**, 99 (2015).
13. Киофи и др. (D.F. Cioffi, Ch.F. McKee, and E. Bertschinger), *Astrophys. J.* **334**, 252 (1988).
14. Крымский Г.Ф., *Докл. АН СССР* **234**, 1306 (1977).
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Теоретическая физика. Гидродинамика* (М.: Наука, 1986).

16. Петрук и др. (O. Petruk, T. Kuzyo, S. Orlando, M. Pohl, M. Miceli, F. Bocchino, V. Beshley, and R. Brose), *MNRAS* **479**, 4253 (2018).
17. Петрук и др. (O. Petruk, T. Kuzyo, S. Orlando, M. Pohl, and R. Brose), *MNRAS* **505**, 755 (2021).
18. Седов Л.И., *Методы подобия и размерности в механике* (М.: Наука, 1967).
19. Сузуки и др. (A. Suzuki, T.J. Moriya, and T. Takiwaki), *Astrophys. J.* **887**, 249 (2019).
20. Таддиа и др. (F. Taddia, M.D. Stritzinger, J. Sollerman, M.M. Phillips, J.P. Anderson, L. Boldt, A. Campillay, S. Castellon, et al.), *Astron. Astrophys.* **555**, A10 (2013).
21. Хуба (J.D. Huba), *NRL PLASMA FORMULARY Supported by The Office of Naval Research* (Washington, DC: Naval Res. Laboratory, 2013).
22. Шарова Ю.С., Матем. моделирование, принята в печать (2021).
23. Шевальер (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **511**, 798 (1999).
24. Шульц и др. (D.R. Schultz, P.S. Krstic, T.G. Lee, and J.C. Raymond), *Astrophys. J.* **678**, 950 (2008).
25. Шуре и др. (K.M. Schure, D. Kosenko, J.S. Kaastra, R. Keppens, and J. Vink), *Astron. Astrophys.* **508**, 751 (2009).