

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ И НУКЛЕОСИНТЕЗА В ТЕРМОЯДЕРНОЙ СВЕРХНОВОЙ

© 2022 г. С. И. Глазырин^{1,2,3*}, И. В. Панов^{1,4**}

¹НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

²Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

⁴Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 23.05.2022 г.

После доработки 14.06.2022 г.; принята к публикации 20.06.2022 г.

Рассмотрен нуклеосинтез на стадии дефлаграционного горения белого карлика. Расчеты горения были сделаны с помощью развитой ранее гидродинамической модели, реализованной в коде FRONT3D, учитывающем турбулентность. С помощью проведенных гидродинамических расчетов были созданы траектории пассивных частиц, использованные в дальнейшем для моделирования нуклеосинтеза. Показано, что расчетные распространенности элементов от кислорода до железа и никеля, полученные в развитой модели нуклеосинтеза, находятся в согласии как с наблюдениями, так и с расчетами по другим моделям.

Ключевые слова: сверхновые и остатки сверхновых, ядерные реакции, бета-распад.

DOI: 10.31857/S0320010822080034

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхновые являются значимыми событиями в жизни любой галактики. Во-первых, большая доля выделяющейся энергии этих объектов уходит в виде кинетической энергии, что поддерживает активность в галактиках и выносит вещество остатка в окружающую среду. Во-вторых, взрывной нуклеосинтез ответственен за образование элементов вплоть до железного пика. С учетом высокой скорости разлета остатка сверхновой, такие события являются важными источниками новых элементов и влияют на химическую эволюцию во Вселенной.

Наиболее реалистичным сценарием взрыва сверхновых типа Ia является термоядерное горение белых карликов. В этом случае удается объяснить малое разнообразие наблюдаемых параметров вспышек SNIa (по сравнению с другими типами сверхновых), а также особенности наблюдаемого спектра. В частности, SNIa выделяются сильной линией SiII в спектре при отсутствии водорода, а также набором линий других металлов (Филиппенко, 1997). Белые карлики являются вырожденными

звездами и состоят преимущественно из углерода и кислорода, горение которых приводит к образованию кремния.

В центре изолированных белых карликов отсутствуют активные ядерные реакции. Поэтому горение, которое приводит к взрыву сверхновой, должно быть инициировано каким-либо внешним воздействием. Обычно различают два варианта инициирования, каждый из которых связан с двойными системами (Уилан, Ибен, 1973; Веббинк, 1979, 1984; Ибен, Тутуков, 1984). Первый — столкновение белых карликов в результате их постепенного сближения. Этот вариант представляет большой интерес с точки зрения нуклеосинтеза, но не рассматривается в этой статье. Второй вариант — неустойчивость белого карлика, возникающая при приближении его массы к предельной (чандрасекаровской). Такое происходит в двойной системе с невырожденным компонентом в результате перетекания вещества на вырожденную звезду. Из-за неустойчивости центр белого карлика может разогреться настолько, что возникнет распространяющийся фронт горения (пламя). Это горение даже в медленном (дозвуковом) режиме распространяется с большой скоростью (несколько процентов от скорости звука), что приводит к прогоранию боль-

* Электронный адрес: glazyrin@itep.ru

** Электронный адрес: igor.panov@itep.ru

шей части звезды за времена порядка нескольких секунд. Собственно термоядерные реакции начинаются на фронте горения, и догорание продолжается за фронтом (из-за высокой температуры). Структура фронта горения исследовалась в ряде работ (см., например, Хохлов, 1995; Тиммс, Вусли, 1992; Хиллебрандт, Нимейер, 2000), при этом сетка реакций была ограничена реакциями (α , x -реакциями). Эти реакции дают основной вклад в энерговыделение, корректный расчет которого важен для воспроизведения структуры фронта горения. Чаще всего это основные 16 ингредиентов: p , n , ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{36}\text{Ar}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{44}\text{Ti}$, ${}^{48}\text{Cr}$, ${}^{52}\text{Fe}$, ${}^{56}\text{Ni}$, ${}^{60}\text{Zn}$. В некоторых работах число ингредиентов возрастает до 383, как, например, в пост-процессинговых расчетах Травалио (2004). Мы рассматривали то же количество химических элементов, а число изотопов незначительно отличалось. Используемая в настоящей работе модель рассматривает все значимые парные реакции из базы данных Раушера и Тилеманна (2000).

Представленный в данной работе подход к расчету нуклеосинтеза состоит из двух частей. Первая часть — гидродинамика горения звезды. На этом этапе рассчитывается распространение пламени по звезде с учетом ее неоднородного распределения плотности. Гидродинамическая модель первого этапа учитывает влияние параметров среды, а также развитие неустойчивостей пламени на скорость горения. Кроме этого, согласованным образом учитывается динамическое расширение звезды из-за разогрева ее внутренних частей. На втором этапе подключается модель детальной кинетики ядерных реакций, с помощью которой рассчитывается синтез новых изотопов при эволюции определенных частиц среды, которые переносятся вместе с течением. В результате определяется как пространственное распределение образовавшихся элементов, так и их изотопный состав. В данной работе мы ограничиваемся дефлаграционным (дозвуковым) режимом горения звезды и нуклеосинтезом на этой стадии. Такое горение не приводит к полноценному взрыву сверхновой типа Ia, но может объяснять некоторые слабые вспышки типа SN2008ha. Кроме этого, в нормальных сверхновых Ia стадия дефлаграционного горения предшествует детонации и происходит в основном в центре звезды, поэтому представленные результаты справедливы для центральных областей остатка.

Статья состоит из нескольких разделов: в разделе 2 рассмотрена гидродинамическая модель горения звезды, в разделе 3 представлены результаты применения этой модели к горению белого карлика чандрасекаровской массы. В разделе 4 рассмотрены результаты нуклеосинтеза.

2. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В развитой гидродинамической модели (Глазырин, 2013) значительную роль в распространении пламени играет турбулентность. Мы исследуем звезду с момента возникновения пламени, когда уже присутствует слабая турбулентность (характерные скорости пульсаций значительно меньше скорости распространения пламени). Она возникает на стадии медленного распределенного горения, которая длится сотни лет и предшествует дальнейшему взрывному процессу, приводящему к вспышке сверхновой. Такая слабая турбулентность усиливается неустойчивостью Рэлея—Тейлора—Ландау (Рэлей, 1883; Тейлор, 1950; Ландау, 1944), которой подвержен фронт пламени (скачок плотности на фронте горения направлен скачку давления, возникающему из-за гравитационных сил в звезде). Неустойчивость быстро переходит на нелинейную стадию и стадию перемешивания, что в итоге ускоряет пламя за счет усиленного теплопереноса. Кроме того, турбулентная диффузия приводит к размытию скачка плотности.

Прямое численное моделирование фронта горения, в котором разрешаются все необходимые масштабы задачи, является недоступным для современных численных возможностей, так как все интересные нас эффекты проявляются на масштабах звезды, которые на много порядков больше, чем толщина пламени. По этой причине пламя рассматривается как тонкая поверхность, на которой проходят реакции и энерговыделение. Скорость горения на этой поверхности (т.е. величина скорости пламени в системе отсчета реагентов, находящихся перед фронтом) задается в виде явной функции состояния среды. Эта функция может быть получена только исходя из расчетов, в которых разрешается структура фронта горения, полученная ранее (Тимс, Вусли, 1992).

Для описания влияния турбулентности и ее взаимодействия с течением и пламенем была использована так называемая k — ϵ -модель, учитывающая энергию турбулентных пульсаций и ее затухание (см. Глазырин, 2013, и ссылки там). Для текущих расчетов важно, что эта модель турбулентности хорошо воспроизводит процессы перемешивания, обусловленные неустойчивостями Рэлея—Тейлора (РТ) и Кельвина—Гельмгольца (КГ). Большое преимущество такой модели состоит в том, что она хорошо воспроизводит средние трехмерные свойства турбулентности в расчетах с меньшей пространственной размерностью. Отметим, что похожая модель (Симоненко и др., 2007) использовалась для описания горения на поверхности нейтронных звезд.

Коротко приведем уравнения модели горения (подробно система гидродинамических уравнений

с горением и метод их решения описаны ранее, Глазырин, 2014):

$$\partial_t \rho + \partial_i(\rho v_i) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t(\rho v_i) + \partial_j(\rho v_i v_j + p \delta_{ij}) = -\partial_j R_{ij} + \rho g_i, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial_t E + \partial_i(v_i(E + p)) = \\ = -G_2 + \rho \epsilon + \partial_i(p a_i - Q_i^T). \end{aligned} \quad (3)$$

В правой части уравнений показаны члены, которые описывают турбулентный вклад в динамику: R_{ij} — тензор Рейнольдса, G_2 — генерационный член турбулентности, a_i — турбулентная величина, пропорциональная градиенту плотности, ϵ — скорости диссипации турбулентной энергии, Q_i^T — поток энергии за счет теплопроводности, включающий вклад турбулентных пульсаций, g_i — гравитационное ускорение. Возникающая турбулентность значительным образом влияет на динамику пламени и скорость горения, увеличивая ее на несколько порядков.

При горении звезды характерный временной масштаб горения на фронте пламени значительно меньше гидродинамического времени. Это означает, что можно рассмотреть пламя как тонкую поверхность, отделяющую сгоревшее вещество от несгоревшего. В этом случае фронт описывается поверхностью, которая движется с нормальной скоростью u_n относительно покоящегося вещества. В одномерном случае радиус фронта горения описывается динамическим уравнением

$$\frac{dR_b}{dt} = v(R_b) + u_n(\rho(R_b), T(R_b), k_{\text{turb}}(R_b)). \quad (4)$$

Так как фронт пламени не разрешается в деталях (со структурой горения), скорость горения задается как функция параметров среды. Сама эта функция получена из микроскопического моделирования фронта горения и учитывает турбулентные поправки (через энергию турбулентных пульсаций k_{turb}). В общем 3D случае уравнения, определяющие динамику горения, описаны, например, в Рейнеке и др. (1999). Такой подход не требует высокого пространственного разрешения, и результаты расчета горения на гидродинамическом этапе слабо зависят от этого разрешения.

3. ГОРЕНИЕ БЕЛОГО КАРЛИКА

Согласно сценарию взрыва сверхновых Ia с одним вырожденным компонентом, взрыв происходит в звезде, которая становится неустойчивой при достижении предела — чандрасекаровской массы $M \approx 1.4M_\odot$. Центральная плотность таких звезд составляет несколько единиц на 10^9 г/см³.

Механизм инициирования пламени довольно сложен и связан с длительной предысторией

медленного горения центральной части звезды. Этот этап не может быть описан моделью, которая используется для описания взрыва сверхновой, и поэтому значения характерных параметров течения в звезде были взяты из расчетов Нонака и др. (2012). Согласно этим расчетам, медленное горение происходит в турбулентной среде с величиной турбулентных пульсаций $v' = 16$ км/с и характерным масштабом турбулентных вихрей $L = 200$ км, а начальное положение пламени отстоит от центра на $r = 50$ км.

В наших расчетах рассматривалась звезда с центральной плотностью $\rho_c = 2 \times 10^9$ г/см³, что является довольно типичным значением. Так как при такой плотности и температуре в несколько тысяч градусов Кельвина вещество находится в сильно вырожденном состоянии, знание ρ_c при начальном химическом составе (предполагаем по массе $0.5^{12}\text{C} + 0.5^{16}\text{O}$) позволяет получить структуру звезды, интегрируя стационарные уравнения гидродинамики.

На рис. 1 изображены пространственные профили плотности и температуры в разные моменты времени, полученные в результате расчета. В используемой модели положение фронта пламени известно явным образом. На графиках профилей температуры и плотности продвижение фронта горения заметно по росту значений $T_9(t)$ и $\rho(t)$ (особенно хорошо это видно на профилях температуры для моментов времени $t = 1$ и 4 с для плотности при значениях $t = 0.1, 0.5$ и 1 с). Турбулентность, которая возникает в окрестности пламени, за счет развития неустойчивости Рэлея—Тейлора—Ландау приводит к размытию профилей температуры. В начальный момент пламя распространяется в обоих направлениях (внутрь и наружу звезды). Для момента времени $t = 0.1$ с имеют место два скачка в температуре (аналогичные скачки есть в плотности, но они менее выражены). Внутренний фронт пламени быстро достигает центра из-за высокой скорости при большой плотности вещества. Основное влияние на динамику звезды оказывает внешний фронт горения. Из-за малости скорости горения по отношению к скорости звука звезда расширяется, ее средняя плотность падает. При этом в каждый момент звезда успевает подстроиться под квазистатическое равновесие.

Скорость горения зависит, с одной стороны, от плотности среды, а с другой — от интенсивности турбулентности, которая усиливается со временем, что поддерживает высокий темп горения.

Так как рассматривается только дефлаграционный этап горения, то скорости вещества остаются дозвуковыми, и кинетическая энергия остатка мала: в представленном расчете она составляет $E_{\text{kin}} \approx 1.6 \times 10^{49}$ эрг на момент $t = 4$ с. Переход в

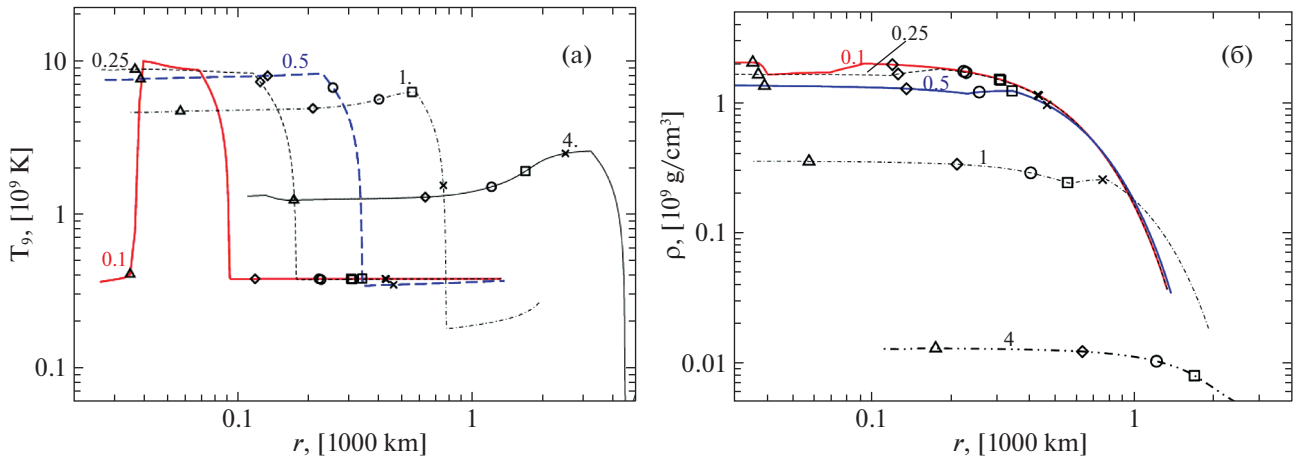


Рис. 1. Характеристики белого карлика в разные моменты времени после начала горения для профиля плотности (а) и профиля температуры (б). Шифр кривых — время в секундах. Значками обозначены номера траекторий пассивных частиц, вдоль которых проводится детальный расчет нуклеосинтеза (треугольник — 5; ромб — 100; кружок — 200; квадрат — 250; крест — 300).

детонацию привел бы к значительному ускорению вещества (на порядок).

Расчеты нуклеосинтеза проводились на стадии постобработки в нескольких лагранжевых точках. Для их осуществления в расчетах взрыва белого карлика использовался алгоритм пассивных частиц, позволивший получить траектории эволюции параметров, движущихся вместе со средой пассивных частиц, вдоль которых и рассчитывался нуклеосинтез.

Из гидродинамических расчетов горения белого карлика были выбраны наиболее характерные траектории, лагранжевы точки которых в начальный момент имеют различную удаленность от центра звезды (от 37 км — траектория № 5, до 430 км — траектория № 300). Эти траектории и были использованы для моделирования нуклеосинтеза. Положение лагранжевых точек на разные моменты времени при эволюции звезды представлены на рис. 1.

На рис. 1 значками показан набор пассивных частиц, которые представляют характерную выборку траекторий. Расположение значков покрывает разнообразие условий по звезде, а также позволяет учесть различие во времени прихода волны горения. Эти частицы в момент возникновения пламени находятся на разных расстояниях от центра звезды, поэтому имеют разную начальную плотность: чем дальше частица находится от центра, тем меньше ее начальная плотность. Это приводит к их различной эволюции (рис. 2): пламя, на котором температура поднимается до значений, при которых начинаются ядерные реакции, постепенно проходит одну точку за другой. Общее расширение звезды постепенно снижает плотность во всех точках, а значит, начальную плотность, при которой запускается активный процесс нуклеосинтеза.

Движение всех пассивных частиц вместе со средой (и общее падение плотности) хорошо видно на пространственных и временных профилях температуры и плотности (рис. 1, 2).

Линии, связывающие значки, показывают изменение характеристик фронта горения для всего рассматриваемого пакета пассивных частиц (300). Из-за общего расширения звезды при горении эта плотность снижается, и на рис. 2 показаны временные зависимости параметров среды для траекторий точек, отмеченных значками на рис. 1. Из-за усиления турбулентности в звезде профили температуры размываются и подъем температуры в тех областях, куда волна приходит позже, становится более плавным. Эти факторы приводят к различию в итогах нуклеосинтеза вдоль радиуса звезды.

Сразу же после взрыва звезда переходит в режим разлета. Это можно увидеть на профилях скорости, изображенных на рис. 3а. Если на малых временах в динамику вовлекается вещество в окрестности фронта горения, то в дальнейшем уже движется вещество всей звезды. Начиная с $t \approx 0.5$ с профиль скорости становится близок к $v \propto r$. Это соответствует гомологическому расширению звезды: за фронтом волны плотность падает в несколько раз, что определяется только микроструктурой пламени. После момента $t \approx 2$ с профиль скорости уже слабо меняется. Максимальная скорость разлета составляет ~ 1400 км/с, что соответствует дефлаграционному сценарию. Таким образом, относительное распределение элементов на момент окончания гидродинамического расчета ($t = 4$ с) непосредственно показывает распространение элементов в остатке: оно изображено на рис. 3б. При дальнейшем расширении такое пространственное распределение элементов сохранит-

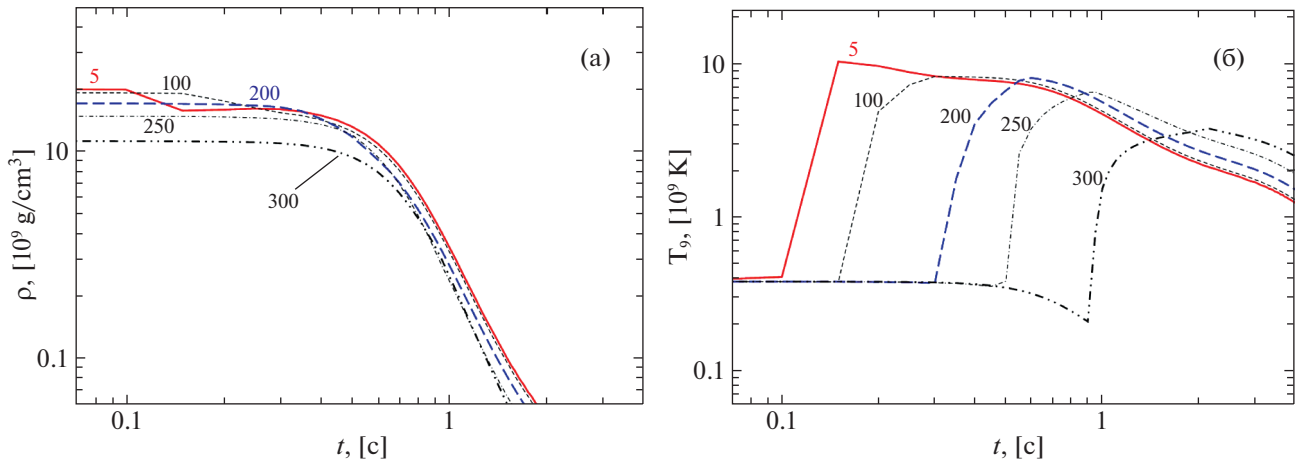


Рис. 2. Временные изменения плотности (а) и температуры (б) для пяти характерных траекторий пассивных частиц. Шифр кривых — номер траектории пассивной частицы. Нумерация начинается от центра звезды.

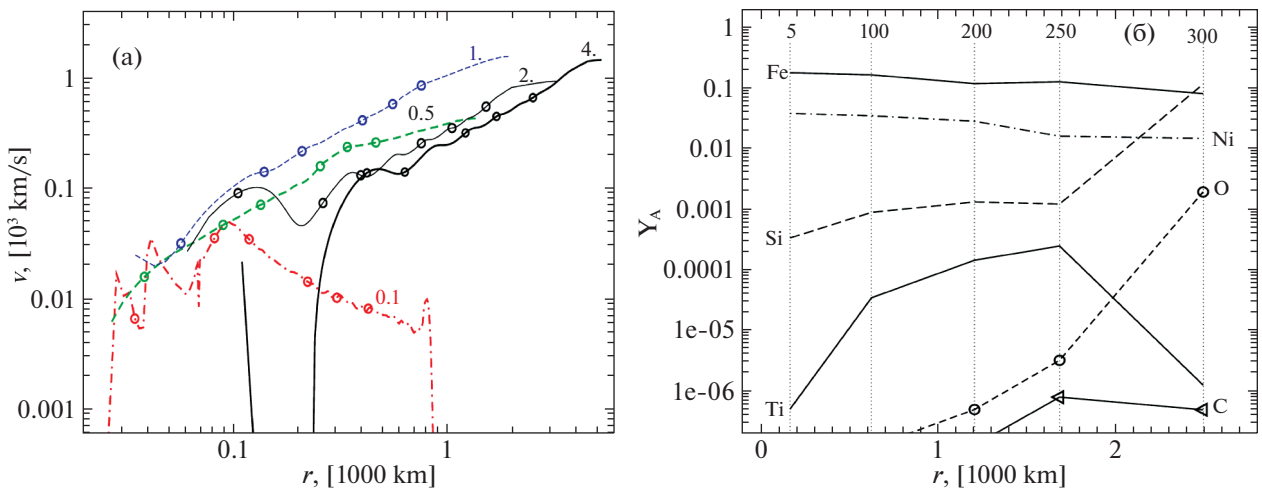


Рис. 3. (а) — Профили скорости в звезде на моменты времени t от 0.1 с до 4 с, указанные как шифр линий. Кружками обозначены величины $V(r)$ для соответствующих траекторий. (б) — Пространственное распределение некоторых химических элементов в остатке ($t = 4$ с): показаны относительные концентрации Y_A железа, углерода, кислорода, кремния, ^{44}Ti и ^{58}Ni , в конце траекторий пяти пассивных частиц, положения которых указаны пунктиром, а номер — цифрой.

ся. Среди представленных элементов больше всего образуется изотопов железа и никеля. В наиболее удаленных от центра оболочках сохраняется много несгоревшего углерода и кислорода, а количество титана, как продукта их горения, уменьшается.

4. НУКЛЕОСИНТЕЗ

Перейдем к более детальному описанию второго этапа — образования новых элементов в процессе горения. Для этого будем использовать модель нуклеосинтеза, реализованную в коде SYNTHEZ (Блинников, Панов, 1996; Надёжин и др., 1998), которая включает все изотопы элементов от гелия ($Z = 2$) до рутения ($Z = 44$). В ней учитываются все парные реакции между всеми изотопами этих

элементов, а также реакции с нейтронами, протонами и α -частицами. Кроме того, эта модель учитывает реакции бета-распада и слабого взаимодействия (взаимодействие электронов и позитронов с ядрами и нуклонами), что не было включено в ранние версии кода SYNTHEZ. Слабые взаимодействия важны (Коуэн и др., 2021) и могут заметно изменять отношение электронов к нуклонам и приводить к изменению течения нуклеосинтеза. Скорости термоядерных реакций были рассчитаны по статистической модели (Раушер, Тилеманн, 2000) и основаны на прогнозах ядерных масс, сделанных по обобщенной модели с коррекцией оболочечной структуры (Абуссир и др., 1995). Скорости остальных слабых взаимодействий брались из других расчетов (Ланганке, Мартинец-Пинедо, 2000).

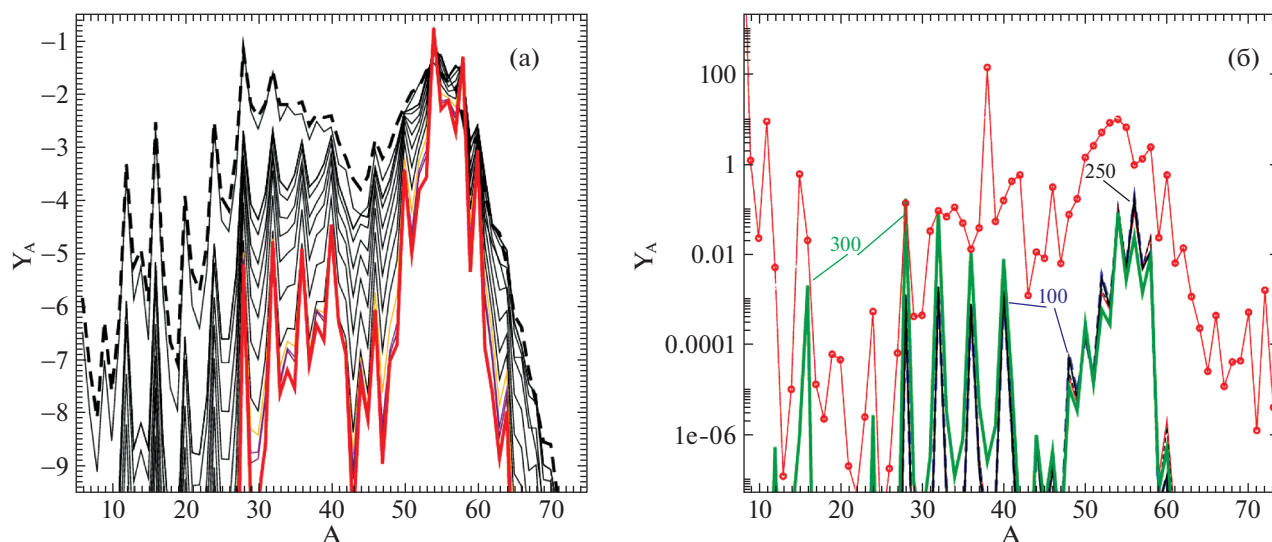


Рис. 4. Эволюция химического состава. (а) — Временная эволюция распространенности изотопов Y_A вдоль одной из траекторий пассивных частиц (№ 50), т.е. сумма всех долей изотопов с атомным весом A ; начальное распределение (при $t = 10^{-6}$ с) указано пунктиром; конечное ($t = 4$ с) — жирной линией. (б) — Конечные распространенности элементов Y_A ($\sum_i Y_i(A) = 1$), полученные в расчете дефлаграционного горения сверхновой Ia для разных траекторий (шифр индекса — номер траектории); красные кружки и красная линия отражают наблюдения распространенности в солнечной системе в относительных единицах.

Изменение концентрации каждого ядра определяется дифференциальным уравнением. Большое количество уравнений в системе уравнений нуклеосинтеза (порядка тысячи) и необходимость решения этой системы в течение многих временных шагов определяют требования на алгоритм. В коде SYNTHEZ реализован безусловно устойчивый метод Гира (1971) с предиктором-корректором, автоматическим выбором шага и порядка метода, который успешно решает системы жестких дифференциальных уравнений. Для обращения матриц в расчетах используется алгоритм Златева (Эстербю, Златев, 1983). Подробно модифицированная модель нуклеосинтеза описана ранее (Панов и др., 2016).

Пример временной эволюции химического состава вдоль одной из траекторий показан на рис. 4. Видно, что среди элементов выделяются некоторые атомные веса (локальные пики) и что большая часть массы сосредотачивается в районе железного пика еще на стадии NSE. Это связано с энергетической выгодой при переходе в железо и близкие изотопы. И если рис. 4а демонстрирует изменение концентраций по мере прохождения нуклеосинтеза вдоль конкретной траектории (№ 50), то на рис. 4б для нескольких траекторий представлена величина Y_A — конечная распространенность изотопов с массовым числом A . Для внешней траектории (№ 300) сохраняется заметное количество кислорода; для траекторий, стартующих в более глубоких областях, образуется повышенное количество промежуточных элементов, так как радиационные

процессы при прохождении более глубоких траекторий интенсивнее и тормозят выгорание легких и промежуточных элементов. Различия в концентрациях изотопов железного пика, образованных вдоль разных траекторий, как правило, меньше, однако для менее обильных концентраций разница достигает порядков.

Чем дальше лагранжева точка находится от центра звезды в начальный момент, тем позже до нее доходит волна горения, за которой начинается значительный подъем температуры. При этом, вследствие общего расширения звезды, плотность постепенно спадает с самого начала динамики взрыва сверхновой. Высокие температура и плотность после прихода волны горения инициируют интенсивные ядерные превращения, в результате которых средний атомный номер элементов увеличивается, приближаясь к элементам железного пика. Этот процесс явно виден на рис. 4а, где с малым шагом по времени показана эволюция различных изотопов. Начальный момент времени соответствует ядерному статистическому равновесию. В дальнейшем доля изотопов с массой $A \lesssim 50$ значительно снижается. При этом имеется набор изотопов, доля которых снижается медленнее окружающих. К ним относятся изотопы ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Cl , ^{40}Ca , наиболее распространенные для этих элементов. Данные элементы возникают в результате реакций, проходящих по α -цепочке, поэтому их атомные массы образуют последовательность с шагом 4 по A .

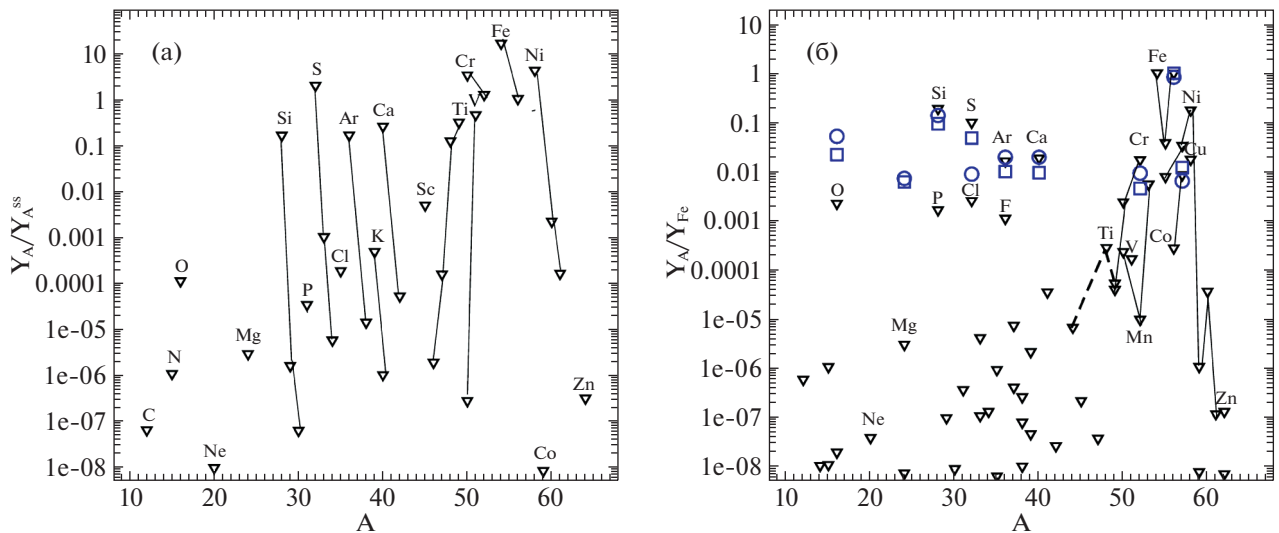


Рис. 5. Расчеты распространенности элементов Y_A : (а) — усредненная распространенность химических элементов по всей звезде (суммированная по всем траекториям и нормированная на ss-распространенность); (б) — распространенности Y_A , нормированные на ^{56}Fe (треугольники). Для сравнения справа приведены расчеты (Маркварт и др., 2015) двух моделей с разным начальным составом: NeO-ядро (квадраты) и C/O ядро (круги); линиями соединены изотопы одного элемента.

Заметная доля изотопа ^{28}Si показывает, что SNIa являются хорошими источниками кремния. Линии SiII хорошо наблюдаются в спектрах этих сверхновых и считаются одной из их отличительных черт (Филиппенко, 1997).

Представим полученные результаты в нескольких вариантах нормировки, что позволит их сравнить со сторонними данными. При этом следует иметь в виду, что в расчетах рассматриваются разные сценарии: в данной работе только дефлаграционный этап горения, в других может учитываться и детонация. При этом значительная часть нуклеосинтеза происходит при высоких плотностях, что как раз соответствует начальной, дефлаграционной стадии горения. По этой причине подобное сравнение релевантно. На рис. 5 представлено интегральное распределение образованных по всей звезде элементов, нормированное на обобщенную распространенность элементов в солнечной системе. На рис. 5а показаны интегральные распространенности элементов, нормированные на распространенность элементов в солнечной системе. Из рисунка видно, что расчетные значения Y_A от кремния до никеля неплохо согласуются с наблюдениями. Для тех элементов, для которых отношение Y_A/Y_A^{SS} близко к единице (Si, S, Ar, Ca, Ti, V, Cr, ^{56}Fe , Ni), заметную роль в процессе их образования, по-видимому, играют термоядерные сверхновые. Количество изотопа ^{54}Fe , полученное расчетно, на порядок превышает количество ^{56}Fe . Аналогичный результат по завышенному результату изотопа с $A = 54$ получился в наших расчетах нуклеосинтеза (Панов и др., 2016) с моделью

взрыва s3-3d-256-10s (Рёпке, 2005) и совпал с результатами Травалио (2004) и Тилеманна и др. (2003). Скорее всего, причина в используемой базе скоростей реакций или кодах их обработки. Для остальных существуют другие объекты, где происходит их нуклеосинтез.

Зависимость выхода элементов от атомной массы A ядер, нормированная на выход железа, показана на рис. 5б. Такое представление позволяет провести сравнение с другими расчетами (Маркварт и др., 2015). В хорошем согласии расчеты распространенности элементов от Si до Ca. Распространенность ядер железного пика сопоставить труднее, поскольку в работе Маркварт и др. (2015) приведены только самые распространенные изотопы.

В результате ядерных реакций основная масса вещества переходит в изотопы с атомными номерами $A = 50-60$ в окрестности железного пика.

Отметим, что результаты расчетов, представленных на рис. 5б, находятся также в удовлетворительном согласии с результатами расчетов других авторов (Травалио и др., 2004; Маэда и др., 2010), хотя модели предсверхновых и ядерные данные для нуклеосинтеза были различны. Отметим, что нормированные на данные наблюдений результаты в работе Травалио и др. (2004) приведены в солнечных массах, в то время как на наших графиках — в относительных единицах, и были получены только для выделенного набора траекторий. Отметим также, что предыдущие расчеты по нашей модели нуклеосинтеза (Панов и др., 2018), в которых в качестве базовых гидродинамических расчетов

использовалась 3D-модель c3-3d-256-10s (Рёпке, 2005), давали примерно равные (по порядку величины) количества ^{54}Fe – ^{56}Fe .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ деталей формирования и распространения волны горения и последующего выброса вещества внешних слоев не дают пока однозначного ответа на вопрос, каковы условия протекания взрывного нуклеосинтеза, являющегося основным процессом образования элементов от углерода до железа и никеля. Поэтому важно детальное изучение сверхновых разных типов, в том числе имеющих или лишенных гелиевой и водородной оболочек. В рамках гидродинамической модели были изучены параметры волны горения, возникающей при взрыве белого карлика. Они необходимы для понимания характера изменения профилей плотности и температуры, знание временной зависимости которых позволяет вести расчеты нуклеосинтеза.

В данной работе рассмотрен нуклеосинтез для ряда характерных траекторий при взрыве термоядерной сверхновой, полученных на основе моделирования кодом FRONT3D. Основные результаты таковы: в процессе дефлаграционного горения углеродно-кислородной смеси в областях, нагреваемых волной горения до температур $T_9 > 5$, образуются преимущественно элементы железного пика. Во внешних слоях образуются элементы от кислорода до кальция, но в меньшем количестве. Эта разница, отчасти, объясняется отсутствием этапа детонации. И, хотя результаты, полученные на основе расширенной модели нуклеосинтеза и траекторий пассивных частиц, показали неплохое согласие с другими реализациями сценария взрыва белого карлика и расчетами других авторов для ряда химических элементов, мы рассматриваем их как предварительные. Предстоит работа как по уточнению пересчета скоростей реакций в быстро меняющихся условиях взрывного нуклеосинтеза, так и по дальнейшему развитию модели дефлаграционно-детонационного режима развития горения. Будут уточнены скорости (n, γ)- и (γ, n)-реакций и проверены исходные скорости реакций из разных источников данных. Это позволит проводить изучение разных типов сверхновых, проводить более детальный количественный анализ образующихся элементов и лучше понять динамику возникновения химических элементов во Вселенной.

Одной из интересных задач, влияющих на формирование распространенности элементов от углерода до железа и никеля во Вселенной, является сравнение полученных результатов нуклеосинтеза при взрыве белого карлика и нуклеосинтеза в оболочках массивной предсверхновой, потерявшей на пути эволюции значительную часть гелия и

водорода (тип Ic), спектр которых не показывает, в отличие от сверхновой Ia, линий поглощения кремния. Поиск причин существенного отличия относительных концентраций магния и кремния и будет одной из целей дальнейшей работы.

Авторы благодарны С.И. Ближнему, В.П. Утробину и Е.И. Сорокиной за обсуждение моделей взрыва сверхновых и анонимному рецензенту за полезные замечания. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 21-52-12032 ННИО_a).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абуссир и др. (Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta, and F. Tondeur), *At. Data Nucl. Data Tabl.* **61**, 127 (1995).
2. Ближний С.И., Панов И.В., Письма в Астрон. журн. **22**, 39 (1996) [S.I. Blinnikov, I.V. Panov, *Astron. Lett.* **22**, 39 (1996)].
3. Веббинк (R.F. Webbink), *Proceed. of IAU Colloq.* 53, held in Rochester, NY, July 30–August 2, 1979. Ed. H. M. van Horn, V. Weidemann, Univer. Rochester, 1979. p. 426.
4. Веббинк (R.F. Webbink), *Astrophys. J.* **277**, 355 (1984).
5. Гир (C.W. Gear), *Numerical initial value problems in ordinary differential equations* (Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, 1971).
6. Глазырин С.И., Письма в Астрон. журн. **39**, 249 (2013) [S.I. Glazyrin, *Astron. Lett.* **39**, 221 (2013)].
7. Глазырин (S.I. Glazyrin), *Astrophys. Sp. Sci.* **350**, 683 (2014).
8. Ибен, Тутуков (Jr.I. Iben and A.V. Tutukov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **54**, 335 (1984).
9. Коуэн и др. (J.J. Cowan, C. Sneden, J.E. Lawler, A. Aprahamian, M. Wiescher, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, and F.-K. Thielemann), *Rev. Mod. Phys.* **93**, 015002 (2021).
10. Ланганке, Мартинец-Пинедо (K. Langanke and G. Martinez-Pinedo), *Nucl. Phys. A* **673**, 481 (2000).
11. Ландау Л.Д., *ЖЭТФ* **14**, 240 (1944).
12. Маэда и др. (K. Maeda, F.K. Röpkе, M. Fink, W. Hillebrandt, C. Travaglio, and F.-K. Thielemann), *Astrophys. J.* **712**, 624 (2010).
13. Маркварт и др. (K.S. Marquardt, S.A. Sim, A.J. Ruiter, I.R. Seitenzahl, S.T. Ohlmann, M. Kromer, R. Pakmor, and F.K. Röpke), *Astron. Astrophys.* **580**, A118 (2015).
14. Нонака и др. (A. Nonaka, A.J. Aspden, M. Zingale, A.S. Almgren, J.B. Bell, and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **745**, id. 73 (2012).
15. Панов и др. (I.V. Panov, I.Yu. Korneev, S.I. Blinnikov, and F. Röpke), *JETP Lett.* **103**, 431 (2016).
16. Панов И.В., Глазырин С.И., Рёпке Ф., Ближний С.И., Письма в Астрон. журн. **44**, 331 (2018) [I.V. Panov, S.I. Glazyrin, F. Röpkе, S.I. Blinnikov, *Astron. Lett.* **44**, Iss. 5, 309 (2018)].

17. Раушер, Тилеманн (T. Rauscher and F.-K. Thielemann), *At. Data Nucl. Data Tabl.* **75**, 1 (2000).
18. Рейнеке и др. (M. Reinecke, W. Hillebrandt, and J.C. Niemeyer), *Astron. Astrophys.* **347**, 739 (1999).
19. Рёпке (F.K. Röpke.), *Astron. Astrophys.* **432**, 969 (2005).
20. Рэлей (L. Rayleigh), *Proceed. of the London Math. Soc.* **14**, 170 (1883).
21. Симоненко и др. (V.A. Simonenko, D.A. Gryaznykh, N.G. Karlykhanov, et al.), *Astron. Lett.* **33**, 80 (2007).
22. Тейлор (G.I. Taylor), *Proceed. of the Royal Soc. of London, Ser. A, Math. and Phys. Sci.* **201**, 192 (1950).
23. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, D. Argast, F. Brachwitz, W.R. Hix, P. Hoflich, M. Liebendorfer, G. Martinez-Pinedo, A. Mezzacappa, I. Panov, and T. Rauscher), *From Twilight to Highlight: The Physics of Supernovae, Proc. ESO/MPA/MPE Workshop, Garching, Germany*, 331 (2003).
24. Тимс, Вусли (F.X. Timmes and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **396**, 649 (1992).
25. Травалио и др. (C. Travaglio, W. Hillebrandt, M. Reinecke, and F.-K. Thielemann), *Astron. Astrophys.* **425**, 1029 (2004).
26. Уилан, Ибен (J. Whelan and Jr.I. Iben), *Astrophys. J.* **186**, 1007 (1973).
27. Филиппенко (A.V. Filippenko), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **35**, 309 (1997).
28. Хиллебрандт, Ниемеер (W. Hillebrandt and J.C. Niemeyer), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **38**, 191 (2000).
29. Хохлов (A.M. Khokhlov), *Astrophys. J.* **449**, 695 (1995).
30. Эстербю, Златев (O. Østerby and Z. Zlatev), *Direct Methods for Sparse Matrices. Lecture Notes in Computer Science* (Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo: Springer, V. 157, 1983) [перевод: *Прямые методы для разреженных матриц*. М.: Мир, 1987].