

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»»

УДК 524.86

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В АСТРОФИЗИКЕ

Научный руководитель,
(проф., д. ф.-м. н., доц.

_____ А. Л. Барабанов

Студент

_____ К. М. Ененко

Москва 2025

СОДЕРЖАНИЕ

1	Перевод статьи	3
1.1	Постановка задачи	3
1.2	Пересказ основного содержания статьи	3
1.2.1	Ядерный синтез Большого взрыва и космологическая проблема лития .	3
1.2.2	Звёздный нуклеосинтез	3
1.2.3	Нуклеосинтез тяжёлых элементов	4
1.2.4	Резюме и выводы	5
2	Расчётное задание	7
2.1	Постановка задачи	7
2.2	Исходные формулы	7
2.3	Механизмы синтеза	9
2.3.1	Синтез из двух одинаковых ядер	9
2.3.2	Синтез для цепочки альфа-захватов	10
3	Результаты	12
4	Приложение	13

1. ПЕРЕВОД СТАТЬИ

В рамках данной научно-исследовательской работы было получено задание подготовить перевод на русский язык статьи:

- Авторы: V. Liccardo, M. Malheiro, M. S. Hussein, B. V. Carlson, T. Frederico.
- Название: «Nuclear processes in Astrophysics: Recent progress».
- Выходные данные: *The European Physical Journal A* (2018).

1.1 Постановка задачи

Была поставлена задача выполнить перевод в виде `.tex`-файла с использованием системы вёрстки ЛАТ_EX и включить в перевод все оригинальные рисунки из статьи и список литературы на языке оригинала (английском) с сохранением стиля из оригинальной работы. Важно было сохранить структуру и логику изложения оригинальной статьи и обеспечить правильность перевода научной терминологии.

1.2 Пересказ основного содержания статьи

Статья представляет собой обзор последних разработок (на 2018 г.), как экспериментальных, так и теоретических, в области нуклеосинтеза и ядерной астрофизики, особое внимание уделяется происхождению химических элементов.

1.2.1 Ядерный синтез Большого взрыва и космологическая проблема лития

Раздел посвящен ядерному синтезу Большого взрыва и космологической проблеме лития. Стандартная модель нуклеосинтеза Большого Взрыва описывает формирование лёгких ядер (D , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$) в первые минуты после Большого Взрыва в процессе расширения и охлаждения Вселенной. Теоретические предсказания модели нуклеосинтеза Большого Взрыва для содержания D и He хорошо согласуются с астрономическими измерениями реликтового излучения и сечений ядерных реакций, однако для ${}^7\text{Li}$ возникает серьёзное противоречие: теоретически предсказанное содержание примерно в 2.4-4.3 раза превышает значение, наблюдаемое в старых малометаллических звёздах галактического гало, в которых литий имеет первичное, космологическое происхождение, а не производится, как, например, железо.

Для решения этой проблемы выдвигаются различные астрофизические (систематические ошибки в измерениях звёздных температур, неучтённое истощение лития в звёздных атмосферах за миллиарды лет), ядерно-физические (неточные данные о сечениях ключевых реакций, особенно тех, что разрушают ${}^7\text{Be}$) и новые физические модели, выходящие за рамки Стандартной Модели (предположение, что в экстремальных условиях ранней Вселенной ядра не подчинялись классическому распределению Максвелла-Больцмана; модели с изменённой скоростью расширения Вселенной).

1.2.2 Звёздный нуклеосинтез

В разделе о звёздном нуклеосинтезе описываются процессы образования химических элементов тяжелее лития внутри звёзд. Основной акцент сделан на эволюции массивных звёзд от стадии главной последовательности и сжигания водорода и гелия до последующих

стадий горения углерода, кислорода и кремния, приводящих к образованию элементов вплоть до железного пика, и последующего коллапса звёзд.

Звёздный нуклеосинтез в массивных звёздах - главный механизм производства элементов от углерода до железа во Вселенной. Количество и состав элементов, выбрасываемых звездой в космос, зависят от её массы, начального состава и параметров, в настоящее время недостаточно точно определённых (скорости реакций и продолжительности фаз горения, эффективности смешивания вещества). Существующие теоретические модели не могут одновременно воспроизвести все наблюдаемые химические соотношения в нашей Галактике.

Далее описывается решение проблемы солнечных нейтрино и переход к использованию нейтрино как точного инструмента исследования внутренних процессов Солнца. Сейчас основные задачи - это обнаружение CNO-нейтрино для определения состава ядра, уточнение данных для ключевых реакций и разрешение противоречия в металличности для создания полностью согласованной модели Солнца.

1.2.3 Нуклеосинтез тяжелых элементов

Рассматриваются основные процессы захвата нейтронов или протонов атомами, посредством которых происходит синтез более тяжёлых, чем железо, элементов, и происходящие внутри звёзд или во время взрывов (s-, r- и p-процессы)

s-процесс - ключевой механизм синтеза примерно половины тяжёлых элементов (от железа до висмута). Он характеризуется относительно низкой плотностью нейтронов, так что нейтрон захватывается ядром медленнее, чем оно успевает претерпеть β -распад, поэтому цепочка реакций идёт по "долине стабильности" на карте нуклидов. Сегодня модели AGB-звёзд не могут объяснить сильный избыток рубидия (Rb) и высокое соотношение [Rb/Zr], наблюдаемые в массивных AGB-звёздах.

r-процесс - это гипотетический процесс с промежуточной плотностью нейтронов - выше, чем в s-процессе, но ниже, чем в r-процессе. Его возможным признаком является совместное повышенное содержание элементов, типичных для r-процесса (европий Eu) и s-процесса (лантан La), наблюдаемое в некоторых углеродных звёздах с низкой металличностью.

Рассказывается также о роли взрывов сверхновых в производстве и распространении тяжёлых элементов, с акцентом на два основных типа: сверхновые типа Ia (SN Ia) и сверхновые с коллапсом ядра (CCSN). Прохождение ударной волны через слои протонейтронной звезды вызывает взрывной нуклеосинтез, производя короткоживущие радиоактивные изотопы, индикаторы внутренних слоёв взрыва. Теоретические модели обычно предсказывают значительно меньше ^{44}Ti , чем показывают наблюдения остатков сверхновых. Существует большая неопределённость в моделях (до 3 раз) из-за недостатка данных о ядерных реакциях, создающих и разрушающих ^{26}Al при взрывах CCSN и необходимых для изучения текущих темпов звездообразования и химической эволюции.

r-процесс - важный механизм синтеза половины всех тяжёлых элементов (включая золото, уран, платину) в условиях экстремальной плотности нейтронов. Основное внимание авторами уделяется поиску астрофизических объектов, где могут реализоваться такие условия. Классическая модель - нейтринный ветер в сверхновых, однако для точного моделирования этого процесса критически важные данные о скоростях реакций либо не измерены, либо известны с большой теоретической неопределённостью. Нейтринный ветер от стандартных сверхновых, вероятно, ответственен за лёгкие элементы r-процесса, для производства всей таблицы тяжёлых элементов (включая пики при $A \sim 130$ и 195) требуются более экстре-

мальные условия. Ведущими кандидатами сейчас считаются аккреционные диски от слияний нейтронных звёзд и магнетовращательные струи коллапсаров. Решающее значение для прогресса имеют уточнение ядерных данных и развитие многомерных гидродинамических моделей.

r-процесс - механизм синтеза редких обогащённых протонами изотопов (r-нуклидов), которые не могут быть образованы в s- или r-процессах. Образование r-нуклидов происходит в основном через фотодезинтеграцию более тяжёлых ядер в условиях высокой температуры в основном при взрывах сверхновых с коллапсом ядра. Несмотря на успехи в моделировании, классический γ -процесс в CCSN систематически недопроизводит самые распространённые r-изотопы (молибден $^{92,94}\text{Mo}$ и рутений $^{96,98}\text{Ru}$). Ни изменение начального состава вещества, ни учёт ядерных неопределённостей не решают проблему полностью, и предлагаются возможные дополнительные источники и пути решения (вклад сверхновых типа Ia (SN Ia) или ν r-процесс).

Слияние компактных объектов (нейтронных звёзд и чёрных дыр) - один из главных источников элементов r-процесса. Событие GW170817 стало прямым доказательством: спектр килоновой однозначно показал синтез тяжёлых элементов r-процесса (церия, платины, золота). Однако окончательная оценка его доминирующей роли в химической эволюции галактик требует решения вопросов о скорости и временных задержках слияний в ранней Вселенной, а также об эффективности перемешивания выброшенного вещества. Прогресс зависит от новых наблюдений гравитационных волн и электромагнитных следов килоновых, а также от развития детальных моделей эволюции двойных систем и химического обогащения галактик.

Короткие гамма-всплески и сопутствующие им килоновые (их источник - радиоактивный распад синтезированных тяжёлых элементов r-процесса) представляют собой непосредственно наблюдаемые источники самых тяжёлых элементов Вселенной (золота, платины, урана). Будущие наблюдения килоновых при помощи многоканальной астрономии станут ключевым инструментом для изучения физики слияний, ядерной астрофизики и химической эволюции галактик.

rp-процесс - механизм быстрого захвата протонов, который протекает на поверхности аккрецирующих нейтронных звёзд и является источником энергии при взрывных явлениях, рентгеновских вспышках. Во время вспышки в условиях высоких температур и плотностей протоны быстро захватываются ядрами, образуя всё более тяжёлые обогащённые протонами изотопы. Цепочка реакций периодически прерывается медленными β^+ -распадами в так называемых "точках ожидания". Экспериментальные успехи позволили уточнить скорости реакций для точек ожидания ^{56}Ni и ^{57}Cu , что уменьшило неопределённости в моделях, но теоретические оценки скоростей (α, p)-реакций ненадёжны. При этом химический состав золы, остающейся после вспышки, несёт информацию о физических условиях на поверхности нейтронной звезды (гравитация, магнитное поле, состав аккрецирующего вещества).

1.2.4 Резюме и выводы

Таким образом, современная ядерная астрофизика стоит перед рядом фундаментальных вызовов, таких как, например, нерешённая проблема космологического лития или сложная задача определения доминирующих астрофизических источников тяжёлых элементов. В ближайшем будущем данные, полученные за более длительный период времени, позволят нам исследовать важные аспекты физики нейтрино. Также необходимо создание непротиворечивой картины нейтронных звёзд и ядерной физики, которая ими управляет, на основе

гравитационных волн, рентгеновских наблюдений и лабораторных экспериментов. Прогресс в каждой из этих областей будет зависеть от точности новых экспериментов, усовершенствованного моделирования и использования достижений многоканальной астрономии.

2. РАСЧЁТНОЕ ЗАДАНИЕ

2.1 Постановка задачи

В начале статьи авторами затрагивается тема термоядерного синтеза путём слияния двух ядер с образованием более тяжёлого, при котором для элементов легче ^{56}Fe может высвободиться энергия. Утверждается, что за этим пределом процессы ядерного синтеза требуют дополнительной энергии извне для протекания, и поэтому более тяжёлые элементы таким путём не образуются. Необходимо определить, действительно ли после образования железа все реакции такого рода протекают с поглощением энергии, и дальнейший синтез элементов в звёздах таким путём не может происходить.

2.2 Исходные формулы

Энерговыделение при термоядерном синтезе возможно из-за дефекта масс, при котором масса образовавшегося ядра меньше суммы масс исходных ядер.

Масса ядра:

$$m = E/c^2 \quad (1)$$

где E - энергия покоя ядра.

$$E = \sum_i (m_i c^2 + T_i) + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} U_{ij} \quad (2)$$

где T_i , U_i , m_i - соответственно кинетическая и потенциальная энергии и масса покоя каждого из входящих в состав ядра нуклонов, причем $U_{ij} = -|U_{ij}| < 0$.

Так как ядро устойчиво, то общая механическая энергия нуклонов ядра отрицательная, $m < \sum_i m_i$.

Дефект масс:

$$\Delta m = (\sum_i T_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} U_{ij})/c^2 \quad (3)$$

Удельная энергия связи на нуклон:

$$\epsilon = (\sum_i T_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} U_{ij})/n \quad (4)$$

где n - количество нуклонов. Чем больше удельная энергия, тем сильнее связаны нуклоны и тем меньше масса получившегося ядра по сравнению с суммой масс начальных составляющих. Если, например, $\epsilon_1 < \epsilon_2$, то при слиянии $\epsilon_1 + \epsilon_1$ будет: $2m_1 > m_2$, $2\Delta m_1 < \Delta m_2$

У ^{56}Fe - самого стабильного изотопа - удельная энергия максимальна (железный пик). Для более лёгких элементов с малыми размерами ядер доминирует сильное ядерное взаимодействие, но по мере увеличения ядра ядерное взаимодействие начинает уступать действующему на более далёких расстояниях электромагнитному отталкиванию, поэтому энергия связи сначала растёт, а потом начинает убывать. Радиус действия сильного ядерного взаимодействия порядка фм, радиус ядра - десятки фм, поэтому каждый нуклон сильно взаимодействует только с ближайшими, а вот электрически каждый протон в ядре взаимодействует

со всеми остальными (кроме этого на устойчивость ядра влияют квантовые эффекты, связанные со спином и принципом запрета Паули - поэтому, например, для небольшого ядра лития мы наблюдаем литиевое ущелье).

Также есть кинетическое, а не термодинамическое препятствие: даже если условие выполняется ($\Delta E > 0$), сама реакция может не протекать самопроизвольно при низких температурах из-за кулоновского барьера, поэтому ядра могут преодолеть отталкивание только при высоких температурах и давлениях, достигаемых в недрах звёзд.

Реакция синтеза с положительным выходом (т.е. с выделением энергии) протекает, если итоговая энергия связи на нуклон будет больше, чем у исходных ядер.

Энергетический выход реакции:

$$\Delta E = \Delta mc^2 = (m_{\text{исх.1}} + m_{\text{исх.2}} - m_{\text{итог.}})c^2 = \epsilon_{\text{итог.}}n - (\epsilon_{\text{исх.1}}n_1 + \epsilon_{\text{исх.2}}n_2) \quad (5)$$

ΔE определяется только разностью масс покоя, что позволяет считать ΔE характеристикой самой реакции, не зависящей от того, с какой энергией сталкиваются частицы.

(При расчёте массы покоя взяты с сайта nds.iaea.org, а c^2 принято равным 931.494095 МэВ/а.е.м.)

На рис. 1 показана удельная энергия связи на нуклон. Видно, что в районе железа график становится почти плоским и у элементов с обеих сторон от железа энергия связи на нуклон остаётся примерно такой же, поэтому синтез элементов после железа не может прекратиться резко.

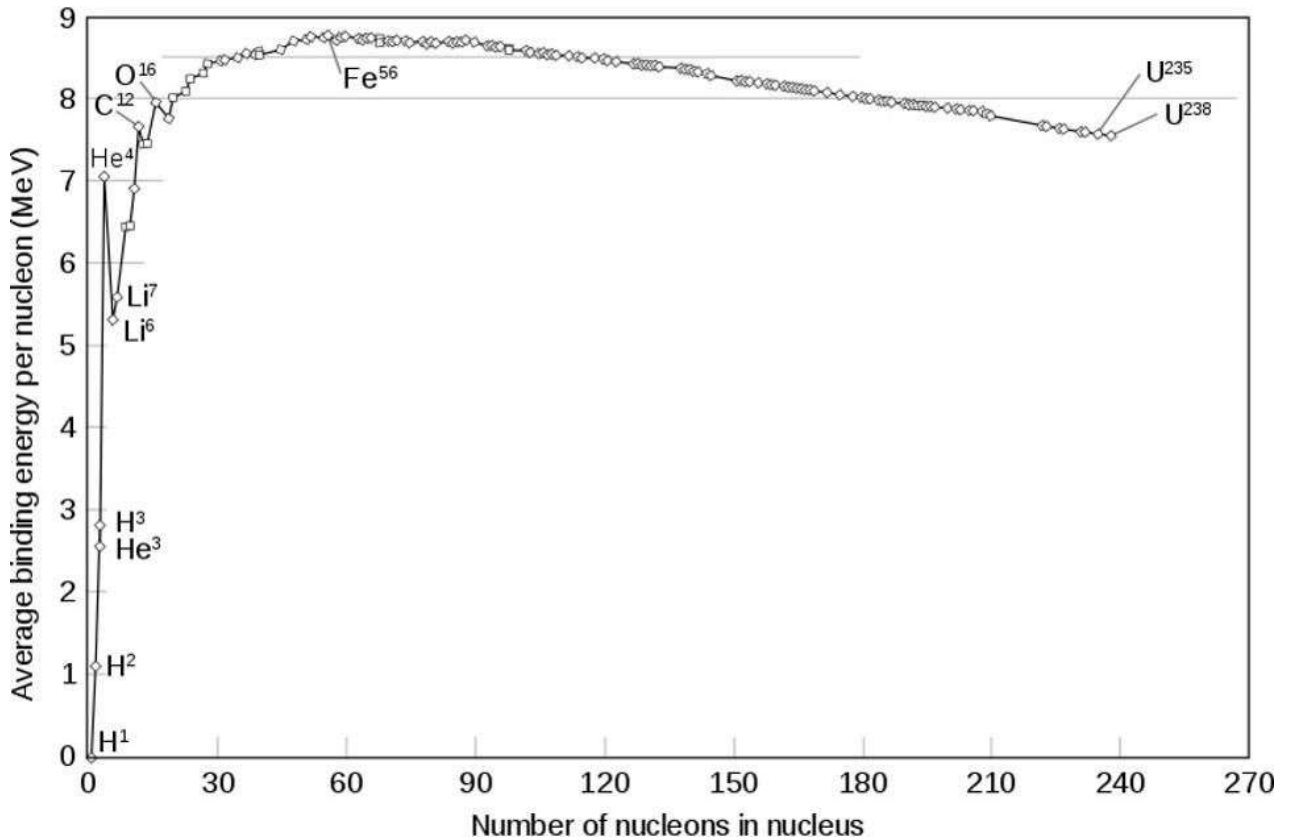


Рисунок 1 — Удельная энергия связи на нуклон

2.3 Механизмы синтеза

2.3.1 Синтез из двух одинаковых ядер

Рассматривается случай слияния двух одинаковых ядер или двух рядом расположенных в таблице Менделеева ядер ($n_1 = n_2$ или $n_1 = n_2 \pm 1$), при этом синтезируется наиболее стабильный изотоп.

Для реакции синтеза изотопа железа:

$${}^{27}\text{Al} + {}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^{54}\text{Fe}$$
$$\Delta E = (2 \times 26.981538 - 53.939608) \times 931.494095 = 21.86 \text{ МэВ}$$

Для следующего после железа изотопа никеля:

$${}^{28}\text{Si} + {}^{28}\text{Si} \rightarrow {}^{56}\text{Ni}$$
$$\Delta E = (2 \times 27.976926 - 55.942127) \times 931.494095 = 10.92 \text{ МэВ}$$

- энергосодержание уменьшается.

Продолжая так цепочку до циркония:

$${}^{46}\text{Ca} + {}^{46}\text{Ca} \rightarrow {}^{92}\text{Zr}$$
$$\Delta E = (2 \times 45.953687 - 91.905035) \times 931.494095 = 2.18 \text{ МэВ}$$

- стабильный изотоп.

$${}^{44}\text{Ca} + {}^{44}\text{Ca} \rightarrow {}^{88}\text{Zr}$$
$$\Delta E = (2 \times 43.9554811 - 87.910221) \times 931.494095 = 0.69 \text{ МэВ}$$

- нестабильный изотоп, поэтому энергосодержание меньше.

Для синтеза следующего стабильного изотопа ниобия:

$${}^{46}\text{Ca} + {}^{47}\text{Sc} \rightarrow {}^{93}\text{Nb}$$
$$\Delta E = (45.953687 + 46.952402 - 92.906373) \times 931.494095 = -0.26 \text{ МэВ}$$

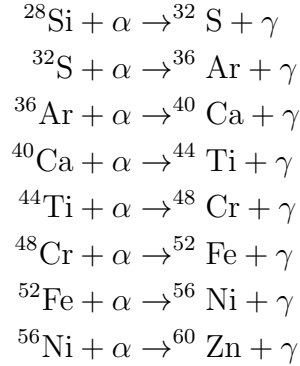
Для нестабильного:

$${}^{44}\text{Ca} + {}^{45}\text{Sc} \rightarrow {}^{89}\text{Nb}$$
$$\Delta E = (43.955481 + 44.955907 - 88.913445) \times 931.494095 = -1.9 \text{ МэВ}$$

Таким образом, для стабильных изотопов граница находится между цирконием и ниобием.

2.3.2 Синтез для цепочки альфа-захватов

Синтез железа происходит на последнем этапе горения звёзд при сжигании кремния во время цепочки α -захватов:



Энергетические выходы для этой цепочки реакций:

$$\Delta E_{\text{S}} = (27.976926 + 4.002603 - 31.972071) \times 931.494095 = 6.95 \text{ МэВ}$$

$$\Delta E_{\text{Ar}} = (31.972071 + 4.002603 - 35.967545) \times 931.494095 = 6.64 \text{ МэВ}$$

$$\Delta E_{\text{Ca}} = (35.967545 + 4.002603 - 39.962590) \times 931.494095 = 7.04 \text{ МэВ}$$

$$\Delta E_{\text{Ti}} = (39.962590 + 4.002603 - 43.959689) \times 931.494095 = 5.13 \text{ МэВ}$$

$$\Delta E_{\text{Cr}} = (43.959689 + 4.002603 - 47.954029) \times 931.494095 = 7.70 \text{ МэВ}$$

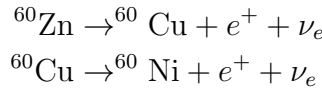
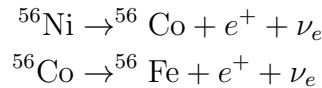
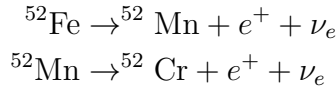
$$\Delta E_{\text{Fe}} = (47.954029 + 4.002603 - 51.948113) \times 931.494095 = 7.94 \text{ МэВ}$$

$$\Delta E_{\text{Ni}} = (51.948113 + 4.002603 - 55.942127) \times 931.494095 = 8.00 \text{ МэВ} - \text{максимум.}$$

$\Delta E_{\text{Zn}} = (55.942127 + 4.002603 - 59.941841) \times 931.494095 = 2.69 \text{ МэВ}$ - уже почти в 3 раза меньше энергии.

$$\Delta E_{\text{Ge}} = (59.941841 + 4.002603 - 63.941690) \times 931.494095 = 2.57 \text{ МэВ.}$$

В действительности же ${}^{52}\text{Fe}$, ${}^{56}\text{Ni}$ и ${}^{60}\text{Zn}$, получающиеся в результате указанной цепочки реакций нестабильны, поэтому они распадаются на стабильные изотопы:



Все эти конечные продукты стабильны и могут производиться в звёздах, поэтому в последние моменты жизни звезды в ней содержатся элементы вплоть до ${}^{60}\text{Zn}$ и, возможно, следы некоторых более тяжёлых элементов. Последняя стадия горения кремния в массивных звёздах продолжается несколько часов, а элементы, синтезируемые к тому же с малым выделением энергии, если продолжить данную цепочку реакций после ${}^{60}\text{Zn}$, нестабильны (период полураспада порядка секунд) и быстро распадаются, поэтому, вероятно, производство более тяжёлых элементов таким способом не протекает из-за нехватки времени.

Если продолжить такую цепочку α -захватов для более тяжёлых элементов (от наиболее стабильного $^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{60}\text{Ni} \rightarrow ^{64}\text{Zn} \rightarrow ^{68}\text{Ge} \rightarrow ^{72}\text{Se}$ и т.д.), можно посчитать, после какого элемента подобный синтез уже не может протекать:

$$^{96}\text{Pd} + \alpha \rightarrow ^{100}\text{Cd} + \gamma$$

$$\Delta E = (95.918214 + 4.002603 - 99.920348) \times 931.494095 = 0.44 \text{ МэВ}$$

- наименьший положительный выход.

Для следующей реакции:

$$^{100}\text{Cd} + \alpha \rightarrow ^{104}\text{Sn} + \gamma$$

$$\Delta E = (99.920348 + 4.002603 - 103.923105) \times 931.494095 = -0.14 \text{ МэВ}$$

- поглощение энергии.

Таким образом, кадмий - наиболее тяжелый элемент, который может быть синтезирован в этой цепочке, а производство олова - уже процесс, требующий энергии извне.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Синтез путём слияния двух элементов в звёздах не останавливается на железе. Установленные значения энергетических выходов реакций производства элементов тяжелее железа в двух рассмотренных случаях позволяют судить, что энерговыделение в таких процессах прекращается не сразу, а на элементах примерно в два раза тяжелее железа (цирконий и кадмий для первого и второго сценариев рассмотренных соответственно), и поэтому, теоретически такие реакции могут происходить. Тем не менее, чем тяжелее элемент, тем менее вероятны подобные сценарии синтеза из-за кулоновского отталкивания, которое для тяжелых ядер велико. Вследствие этого образование элементов за железным пиком происходит, но наиболее вероятно через другие механизмы, рассмотрению которых посвящены некоторые разделы статьи.

4. ПРИЛОЖЕНИЕ

Далее приведён выполненный перевод статьи.

Nuclear processes in Astrophysics: Recent progress
V. Liccardo, M. Malheiro, M. S. Hussein, B. V. Carlson, T. Frederico

Ядерные процессы в астрофизике: последние достижения

Аннотация

Происхождение элементов - захватывающий вопрос, ответ на который учёные пытаются найти на протяжении последних 70 лет. Образование лёгких элементов в ранней Вселенной и тяжёлых элементов в различных астрофизических источниках происходит благодаря ядерным реакциям. Ядерные процессы ответственны за производство энергии и синтез химических элементов и играют решающую роль в существовании и эволюции множества астрономических систем, от Солнца до взрывов сверхновых. Ядерная астрофизика пытается ответить на самые фундаментальные и важные вопросы о нашем существовании и будущем. Остается ещё много нерешённых вопросов, таких как, например, образование и эволюция звёзд и нашей Галактики, происхождение самых тяжёлых элементов, каково количественное распределение ядер во Вселенной и каков результат нуклеосинтеза в различных процессах, а также почему наблюдаемое количество лития-7 меньше, чем прогнозировалось. В этой статье мы излагаем наше современное понимание различных астрофизических ядерных процессов, приводящих к образованию химических элементов, и уделяем особое внимание образованию тяжёлых элементов, происходящему во время астрофизических событий высоких энергий. Благодаря недавнему многоканальному наблюдению слияния нейтронных звёзд, которое также подтвердило образование тяжёлых элементов, взрывные сценарии, такие как короткие гамма-всплески и последующие килоновые звёзды, теперь активно поддерживаются в центрах нуклеосинтеза.

1 Введение

Объяснение разнообразия элементов периодической таблицы - одна из наиболее изучаемых тем ядерной астрофизики. Наиболее распространённым процессом образования различных элементов во Вселенной является процесс слияния двух ядер с образованием более тяжёлого, в котором для элементов легче ^{56}Fe , ядра с наибольшей энергией связи на нуклон, может высвободиться энергия. За этим пределом процессы ядерного синтеза требуют дополнительную энергию извне для протекания. Для объяснения существования ядер с массовым числом $A > 60$ нам нужно иметь глобальное представление многих известных нам ядер.

Процесс, в результате которого новые атомные ядра создаются из ранее существовавших, называется нуклеосинтезом. Первоначальный состав Вселенной образовался в результате первичного нуклеосинтеза, который произошёл через несколько мгновений после Большого взрыва [1]. Именно тогда образовались самые распространённые на сегодняшний день изотопы H и He, ставшие содержанием первых звёзд. Первичный ядерный газ состоял на 76% из H и D, в гораздо меньшей степени - на 24% - из ^3He и ^4He , с преобладанием ^4He , и содержал следы ^7Li и ^6Li в соотношении 10 частей на миллион [2]. Более тяжёлые ядра (C, O, Na, Mg, Si) были синтезированы в результате ядерных реакций после образования звёзд. Некоторые лёгкие элементы, например, Li, Be, B, были сформированы в процессе расщепления, когда космические лучи взаимодействовали с ядрами C, N, O в межзвёздной среде (МЗС).

В настоящее время принято считать, что именно звёздный нуклеосинтез приводит к образованию более тяжёлых элементов, которые астрономы называют металлами. Металлы могут выбрасываться в МЗС на поздних стадиях эволюции звёзд в результате эпизодов потери массы. Образование новых звёзд из этого обогащённого материала, в свою очередь, приводит к возникновению звёзд с повышенным содержанием металлов. Этот процесс повторяется с постоянной циркуляцией газа, что со временем приводит к постепенному повышению металличности МЗС. Слияние сверхновых

и других плотных объектов также важно для химического разнообразия, так как они могут выбрасывать большое количество обогащённого материала в межзвёздное пространство и образовывать тяжёлые элементы в процессе нуклеосинтеза.

Настоящая статья не посвящена общему обсуждению нуклеосинтеза, за исключением нескольких вводных замечаний, а скорее представляет собой попытку обозреть последние разработки, как экспериментальные, так и теоретические, в области нуклеосинтеза и ядерной астрофизики. Для дополнительного анализа заинтересованный читатель может ознакомиться с некоторыми недавними обзорами по этому вопросу [3-5]. Эта работа организована следующим образом: в разделе 2 кратко обсуждается нуклеосинтез Большого взрыва с акцентом на проблеме изначального содержания Li. Далее следует обзор физики образования элементов в звёздах (раздел 3), в котором особое внимание уделяется теме солнечных нейтрино. В следующем 4 разделе обсуждается синтез ядер, богатых нейтронами и протонами, и современное состояние моделей s-, r- и p-процессов. Последние исследования и наблюдения различных астрофизических сценариев (слияния плотных объектов (compact object mergers), килоновые), которые обещают прояснить происхождение самых тяжёлых элементов, рассмотрены в разделе 4.3. Наконец, мы представляем заключение с перспективами на будущее. Недавний обзор некоторых материалов, рассмотренных в этой статье, можно найти в [6].

2 Ядерный синтез Большого взрыва и космологическая проблема лития

Нуклеосинтез Большого взрыва (The Big Bang Nucleosynthesis - BBN) - это фаза космической эволюции, в течение которой, как предполагается, были сформированы первичные ядра лёгких элементов, в частности, D, ^3He , ^4He и ^7Li . В 1957 году Burbidge и др. [7] выдвинули гипотезу о реакциях, которые могли возникнуть внутри звёзд

и получили результаты, хорошо согласующиеся с наблюдениями. На самом деле, значения, рассчитанные четырьмя учеными, были довольно близки к наблюдаемым. Кроме того, первостепенное значение имело наблюдение фонового космического микроволнового излучения (Cosmic Microwave Background - CMB), соответствующего спектру излучения абсолютно чёрного тела с температурой 2,73 К [8]. Сегодня мы знаем, что наиболее лёгкие элементы (H, D и He) образовались в основном непосредственно после Большого взрыва, в то время как элементы тяжелее He фактически синтезировались в центрах звёзд (первые свидетельства того, что металлы могли образовываться в звёздах, были получены в начале 50-х годов [113]). После первоначальной вспышки Вселенная начала расширяться и охлаждаться до такой степени, что, когда она достигла возраста 10^{-6} секунд, температура упала до 10^{12} К. Именно тогда из кварк-глюонной плазмы образовались первичные нуклоны - кварки объединились в тройки, образовав протоны и нейтроны. Чрезвычайно сжатый космический "бульон" теперь состоял из фотонов, электронов и нуклонов. Вселенная была полностью ионизирована и непрозрачна для излучения. Фотоны были "захвачены" плазмой - они поглощались атомами, а затем немедленно излучались обратно и не могли вырваться наружу. После этого, через три-пять минут после начала, температура упала до миллиарда градусов, плотность резко снизилась. В этих условиях столкновения между протонами и нейтронами стали очень эффективными при образовании первых ядер (D, ^3He , ^4He , ^7Li и ^7Be). Далее Вселенная продолжала расширяться и очень быстро остывать, температура упала настолько, что позволила электронам соединиться с ядрами и образовать первые нейтральные атомы. К концу этой так называемой Эпохи рекомбинации (Recombination era) Вселенная состояла примерно на 75% из H и на 25% из He и стала прозрачной, поскольку электроны теперь были связаны с ядрами, а фотоны могли преодолевать большие расстояния, прежде чем поглощаться или рассеиваться (Decoupling). В ходе дальнейшего расширения небольшие плотные области космического газа начали сжиматься под действием собственной

гравитации, становясь достаточно горячими, чтобы вызвать реакции ядерного синтеза между атомами водорода. Это были самые первые звёзды, осветившие Вселенную. Сила притяжения начала стягивать огромные области относительно плотного космического газа, образуя обширные, вращающиеся скопления звёзд, называемые галактиками, которые, в свою очередь, начали образовывать скопления галактик, одно из которых, так называемая Местная группа, содержит нашу галактику Млечный Путь.

В рамках стандартной теории BBN возможны точные предсказания изначального элементного содержания Вселенной, поскольку они основаны на хорошо измеренных сечениях взаимодействия и хорошо измеренном времени жизни нейтронов [10]. До появления микроволнового анизотропного зонда Уилкинсона (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe - WMAP) теоретические предсказания для D, ^3H и ^4He были достаточно точными [11], однако неопределённости в сечениях для ^7Be и ^7Li были относительно велики. Это привело к проблеме начальной численности ^7Li , которая до сих пор остается нерешённой [12]. Количество Li, согласно BBN, зависит, прежде всего, от относительного количества света и вещества, то есть соотношением фотонов к барионам, которое может быть определено по реликтовому излучению. Содержание Li, измеренное в галактике, и предсказанное теорией BBN, не согласуются - предсказанное изначальное содержание Li примерно в три раза выше, чем содержание, определённое по линиям поглощения, наблюдаемым в популяции звёзд галактического гало с низким содержанием металлов [13]. Эти звёзды, некоторые из которых так же стары, как и их собственная галактика, выступают как архив образования первичного Li. Такой вывод подтверждается многочисленными данными о присутствии лёгких элементов в атмосфере звёзд с низким содержанием металлов [14], в которые межзвёздное вещество попало на ранних стадиях их образования. Из-за конвективного движения поверхностный материал этих звёзд может быть втянут во внутренние области, где температура выше и литий истощён (об этом эффекте свидетельствует низкое содержание Li в холодных звёз-

дах гало, полностью конвективных звёздах). Горячие и массивные звёзды имеют лишь тонкий конвективный слой на поверхности, не давая корреляции между содержанием Li и температурой [15]. На рисунке 1 показано содержание Li и Fe в выборке звёзд гало. Соотношение $[Li/H]$ практически не зависит от $[Fe/H]$. Тяжелые элементы образуются в результате звёздного нуклеосинтеза, и, таким образом, их количество со временем увеличивается по мере циркуляции вещества внутри звёзд и за их пределами. Независимость содержания Li от содержания Fe, указывает на то, что 7Li не связан с галактическим нуклеосинтезом и, следовательно, имеет первичное происхождение. Этот изначальный уровень содержания Li в старых звёздах галактического гало называется плато Спита (the Spite Plateau) [16]. Содержание Li было измерено в нескольких низкометаллических звёздах галактического гало [12,13], и, согласно наблюдениям, значение $[Li/H] = (1.23^{+0.68}_{-0.32}) \times 10^{-10}$, где 95% погрешности - систематическая [17]. Кроме того, Li наблюдался в звёздах карликовой галактики, бедной металлами, и содержание $[Li/H]$ соответствовало плато Спита, что указывает на его универсальность [18]. Недавнее исследование [19] показало соответствие между содержанием Li в газе с низкой металличностью в МЗС Малого Магелланова облака и значением предсказаний BBN + WMAP. Измеренное содержание 7Li , независимое от звёзд, обеспечивает альтернативное значение изначального содержания и космическую эволюцию Li, не подверженное изменениям в звёздных атмосферах. Однако результаты показывают расхождение между прогнозами и измерениями в том, что касается образования Li после Большого взрыва

Образование 6Li при первичном нуклеосинтезе значительно ниже, чем у более массивного изотопа 7Li . 6Li и 7Li спектроскопически различимы по сдвигу их атомных линий. Это изотопное расщепление намного меньше, чем тепловое доплеровское уширение линий Li, наблюдаемое в звёздах, но измерения с высоким спектральным разрешением позволяют достичь точности, необходимой для определения присутствия 6Li . Этот изотоп наблюдался в нескольких звёздах с гало с низким содер-

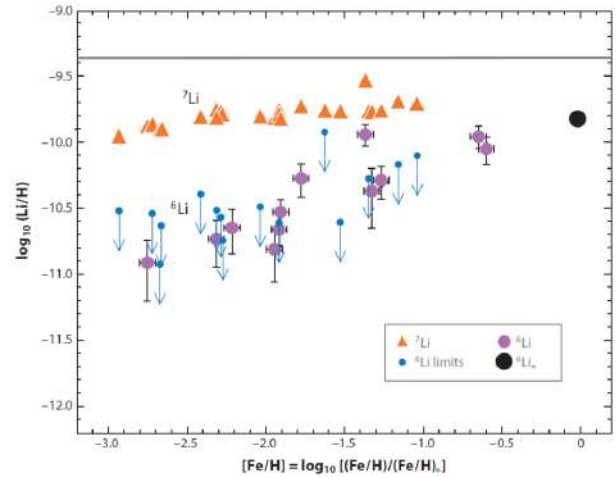


Рис. 1: Содержание лития в звёздах галактического гало с низким содержанием металлов. Значения, полученные для обоих изотопов Li, показаны в зависимости от металличности. Зависимость 7Li от металличности известна как плато Спита. Это указывает на то, что содержание Li не связано с галактическим нуклеосинтезом и, следовательно, представляет собой изначальное содержание. Горизонтальная линия - это предсказанное содержание 7Li из BBN и барионная плотность, определенная с помощью WMAP. Данные взяты из [12].

жением металлов, и полученное изотопное соотношение составило $[{}^6Li/{}^7Li] \simeq 0,05$ [13]. На рисунке 1 показана независимость от металличности также для соотношения $[{}^6Li/H]$, что указывает на первичное происхождение. Наблюдения 6Li остаются спорными: в некоторых исследованиях утверждается, что конвективные движения в звёздах, возможно, изменяют форму спектральных линий, имитируя таким образом присутствие 6Li [20]. Разумный подход заключается в том, чтобы рассматривать данные наблюдений за численностью 6Li в качестве верхнего предела. В любом случае, анализ этого изотопа также подтверждает, что большая часть первичного лития находится в форме 7Li .

Точное отображение изначальных анизотропий, полученное с помощью WMAP, было использова-

но для тестирования основных космических моделей, включая BBN. Реликтовое излучение отражает условия, существовавшие в ранней Вселенной в то время, когда ядра H и He соединялись с электронами, образуя нейтральные атомы - в результате фотоны отделились от барионов, и Вселенная стала прозрачной для излучения. Ожидается, что в различных частях современного микроволнового пространства будут наблюдаться температурные анизотропии, отражающие колебания в фотонно-барионной плазме примерно во время её разделения (так называемые барионные акустические осцилляции). Измерение отношения космических барионов к фотонам $\eta_{WMAP} = (6.19 \pm 0.15) \times 10^{-10}$ является одним из наиболее точных результатов, полученных с помощью WMAP [21]. До измерений WMAP η был единственным свободным параметром в модели BBN, и единственный способ получить его значение заключался в наблюдениях за содержанием D, ${}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$. Новая барионная плотность WMAP намного более точна и позволяет нам исключить последний свободный параметр в теории BBN, предоставляя новый способ проверки достоверности этой модели. Используя η_{WMAP} в качестве входных данных в модели BBN и устраняя ошибки, можно сравнить ожидаемое и наблюдаемое содержание всех лёгких элементов. Наблюдения за D и ${}^4\text{He}$ согласуются с теорией (численность, измеренная при $z \sim 3$, теоретические предсказания при $z \sim 10^{10}$ и данные WMAP при $z \sim 1$ согласуются), измерения $[{}^3\text{He}/\text{H}]$ до сих пор ненадежны, и о новых не сообщалось. Что касается Li, то ожидание BBN + WMAP и результаты измерений полностью расходятся: при использовании $\eta = \eta_{WMAP}$ ожидаемое содержание Li становится $[\text{Li}/\text{H}]_{BBN+WMAP} \simeq (5.1 \pm 0.6) \times 10^{-10}$ и значительно отличается от значения на плато Спита. В заключение следует отметить, что теоретическое значение превышает данные наблюдений в $\simeq 2,4 - 4,3$ раза, что отражает расхождение в $4,2 - 5,3\sigma$.

Для решения космологической проблемы Li были предложены некоторые объяснения. Вопросы, требующие рассмотрения, многочисленны и относятся к различным областям физики. Они включают астрофизические решения: проблема

может заключаться в наблюдениях, приводящих к неправильной оценке изначального содержания Li; ядерные решения: переоценка скорости и сечений взаимодействия для реакций, которые приводят к созданию или истощению ядер с $A = 7$; решения, выходящие за рамки стандартной физики: создание новых нестандартных моделей для космологии и физики элементарных частиц. Что касается астрофизического решения, то проблема с Li может быть скрыта за недооценкой плато Спита, вызванной систематическими ошибками или неправильным определением звёздных температур. На самом деле, в соответствующих звёздах Li в основном ионизирован. Измеренное его количество (полученное по нейтральной линии Li при длине волны 670.8 нм) поэтому нуждается в коррекции, основанной на соотношении $[\text{Li}^+/\text{Li}^0]$, которое экспоненциально изменяется в зависимости от температуры. Другой важный вопрос - соответствует ли текущее содержание лития в звёздах изначальному, или же с течением времени произошли события, вызвавшие его истощение, такие как конвективные движения, турбулентность или гравитационные эффекты. Некоторые наблюдения могут поставить под сомнение космологический принцип, выявляя крупномасштабные неоднородности. Если бы отношение барионов к фотонам менялось в зависимости от неоднородности, то BBN могла бы быть другой [12].

Согласно ядерной сети нуклеосинтеза Большого взрыва, около 90% Li образуется в результате распада Be, и только 10% образуется непосредственно в процессе первичного нуклеосинтеза. ${}^7\text{Be}$ радиоактивен и распадается с периодом полураспада около 53 дней на стабильные атомы ${}^7\text{Li}$ по единственному энергетически эффективному сценарию - электронному захвату. Этот процесс происходит на более поздних стадиях в BBN, поскольку вероятность электронного захвата ${}^7\text{Be}$ в изначальной Вселенной практически равна нулю из-за низкой электронной плотности [22]. Фактическое содержание ${}^7\text{Li}$ напрямую связано с количеством ${}^7\text{Be}$, образующегося в BBN, несмотря на то, что в настоящее время наблюдать ${}^7\text{Be}$ в звёздах невозможно, поскольку он полностью распадается. Исследование процессов, которые создавали и

уничтожали ${}^7\text{Be}$ на протяжении всей истории Вселенной, могло бы разрешить противоречия между предсказаниями и наблюдениями Li. На самом деле проблема может быть вызвана неправильной оценкой скорости образования и разрушения Be, вероятно, из-за неправильного расчета сечений взаимодействия. Основная реакция получения Be, ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, была хорошо изучена, и сечение известно с точностью приблизительно до 3% [23,24]. Разрушение Be происходит главным образом в результате реакций ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$. Данные по этим реакциям редки или полностью отсутствуют, что влияет на прогнозируемую в BBN численность ${}^7\text{Li}$. Что касается реакции ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$, то измерения сечения в области МэВ, то есть в диапазоне энергий, представляющем интерес для BBN, ещё не проводились. Измерение (n,p) при более высоких энергиях запланировано на установке Time-of-Flight (n_TOF) в ЦЕРНе [25]. Вторичный вклад вносит процесс ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$, на долю которого приходится всего 2,5% от общего разрушения Be, с соответствующей неопределенностью в 10%. Этот процесс никогда не тестировался в диапазоне температур BBN, и до сих пор Bassi и др. [26] провели только одно измерение на реакторе ISPRA. Было проведено несколько теоретических расчетов, в результате которых были получены различные расчетные отклонения сечения с расхождениями до двух порядков величины [27]. Недавно измеренный S-фактор для реакции $T({}^3\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ исключает аномально высокое образование ${}^6\text{Li}$ во время Большого взрыва [28]. Также впервые было измерено энергетически зависимое сечение ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ при энергии нейтронов от 10 МэВ до 10 кэВ [29]. Результаты согласуются с единственным предыдущим измерением, проведенным в 60-х годах на ядерном реакторе, но что касается изменения поперечного сечения в зависимости от энергии нейтронов, то экспериментальные данные явно несовместимы с теоретической оценкой, использованной в расчетах BBN.

Более того, в недавней публикации Ноу и др. [30] группа учёных предложила элегантное решение проблемы. Одно из предположений в BBN состоит в том, что все ядра, участвующие в процессе, находятся в термодинамическом равновесии и их

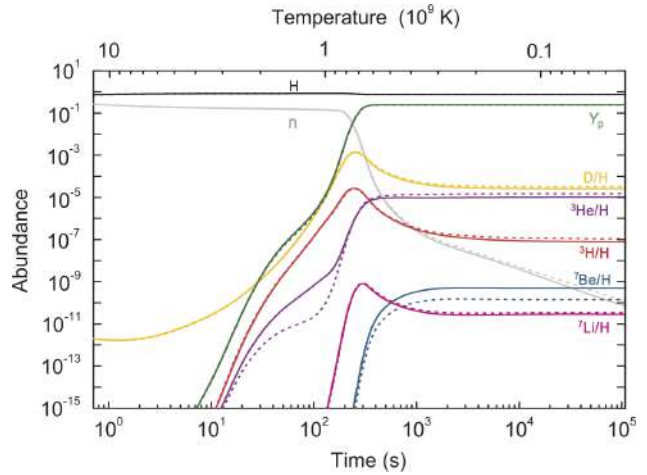


Рис. 2: Распределение ранних первичных лёгких элементов во Вселенной в зависимости от времени и температуры. Модель (пунктирные линии) успешно предсказывает меньшее содержание изотопа Be - который в конечном итоге распадается на Li - по сравнению с классическим распределением Максвелла-Больцмана (сплошные линии), без изменения прогнозируемого содержания D или He [30].

скорости соответствуют классическому распределению Максвелла-Больцмана. Авторы утверждают, что ядра Li не подчиняются этому классическому распределению в чрезвычайно сложной, быстро расширяющейся горячей плазме Большого взрыва. Вместо этого проблему можно решить, применив так называемую неэкстенсивную статистику [31]. Модифицированное распределение скоростей, полученное с помощью этих статистических данных, нарушает классическое распределение с очень небольшим отклонением, составляющим около 6,3-8,2%, и может успешно предсказывать наблюдаемое изначальное содержание D, He и Li (Рис.2).

Альтернативными предложенными решениями проблемы являются изменение скорости расширения во время BBN [32] или образование Li в недрах звёзд [33]. Очевидно, что проблема Li все ещё остается открытой в астрофизике и представляет

собой захватывающую задачу на будущее.

3 Звёздный нуклеосинтез

Нуклеосинтез элементов, более тяжёлых, чем те, которые образуются в ВВН, требует экстремальных температур и давлений, характерных для звёзд. Реакции с заряженными частицами являются основным источником получения энергии в звёздах и ответственны за образование элементов вплоть до Fe [34]. Описание чрезвычайно сложных явлений нуклеосинтеза выходит за рамки данного обзора. Заинтересованный читатель может обратиться к [35] за обзором звёздного нуклеосинтеза. В этом разделе мы сосредоточимся в основном на нуклеосинтезе в массивных звёздах ($> 8 M_{\odot}$), поскольку это критическая масса для звёзд, необходимая для начала синтеза С после того, как основная часть He будет исчерпана. После трёх последующих фаз синтеза образуется железное ядро, и дальше энергия не выделяется. Эти процессы начались через 250 миллионов лет после Большого взрыва, когда H и He образовали первые протозвёзды [36]. Как только критическая температура воспламенения $\sim 10^6$ K достигнута, протозвёзды начинают сжигать D. Начало горения центрального H - это начало фазы главной последовательности (Main Sequence (MS) phase), где происходит превращение H в He ($T \sim 10^7$ K) с выделением энергии и одновременным разрушением (из-за высоких температур) вновь синтезированных ядер Li, Be и B. Эти атомы образуются, хотя и в небольших количествах, в МЗС под действием космических лучей [37]. Высвобождение ядерной энергии при термоядерном синтезе противодействует гравитационному сжатию звезды. Необходимая энергия высвобождается в результате ядерных реакций углерод-азот-кислородных циклов (CNO-циклов) и протон-протонных цепей (pp-цепей). Как в pp-цепи, так и в CNO-циклах образуются ядра He из четырех ядер H [38,39]. Центральный выброс энергии создает градиент температуры и давления, падающий от центра к поверхности, создавая силу, действующую в направлении, противоположном силе тяжести, со-

храняя стабильность звезды. Во время MS массивные звёзды имеют внутреннее конвективное ядро и излучательную оболочку, то есть в ядре энергия в основном переносится наружу потоком вещества, в то время как в оболочке она переносится за счёт диффузии фотонов наружу. Звёзды, как правило, проводят около 90% своей жизни на главной последовательности с примерно постоянной температурой поверхности и светимостью.

Окончание фазы MS ознаменовано истощением H в центре звезды. Недостаточное производство энергии приводит к короткой фазе сжатия всей звезды, пока не начнется горение водорода в оболочке вокруг ядра. Это приводит к расширению оболочки, в то время как ядро продолжает сжиматься, пока не начнется горение He. Когда ядро достигает температуры $\approx 1.5 \times 10^8$ K, начинается образование ядер С [42]. Ядро ^{12}C образуется в результате реакции с участием трёх ядер ^4He , так называемого 3- α -процесса [43]. Этому процессу способствует как высокая температура в ядре звёзд, позволяющая преодолеть электростатическое отталкивание, так и высокая плотность ^4He . При образовании ^{12}C в результате 3- α -процесса могут происходить последующие реакции α -захвата с образованием ^{16}O . В последние годы 3- α -процесс был пересмотрен во многих теоретических исследованиях, при этом были замечены значительные расхождения между работами [44-46]. Используя новые теоретические подходы, Ogata и др. [47] получили очень высокую скорость реакции при низких температурах, что оказало значительное влияние на астрофизику и дало результаты, несовместимые с наблюдениями. В последующих работах с улучшенной теорией не нашли существенного улучшения [49] и успешно вычислили скорость 3- α -реакции в низкотемпературном режиме, где измерения невозможны без экстраполяции. После горения ядра H и He у звёзд с низкой и средней массой ($0,8-8 M_{\odot}$) образуется электронно-вырожденное C-O ядро, которое ещё слишком холодное, чтобы вызвать C-горение. Конвективный поток проникает вниз в слой He, пока не достигнет границы ядра. В этот момент времени развивается структура с двойной оболочкой: центр звезды образован сжимающим-

ся вырожденным С-О ядром, которое окружено как He, так и H-горящей оболочкой. Эта структура нестабильна, и в оболочке возникают вспышки и тепловые импульсы, характерные для асимптотической ветви гигантов (Asymptotic Giant Branch - AGB) [40]. Во время этой термопульсирующей фазы (Thermally Pulsing (TP-AGB) phase) звезда имеет высокую скорость потери массы, что приводит к удалению всей оболочки за короткое время, оставляя С-О ядро, которое эволюционирует в Белый карлик (обзор см. в [41]).

В массивных звёздах, напротив, дальнейшее повышение температуры из-за сжатия и воспламенения С-О ядра вызывает слияние атомов ^{12}C , в результате образуются ^{20}Ne , ^{23}Na и ^{24}Mg . Массивные звёзды будут синтезировать путем α -захвата Ne в O и Mg во время фазы сжигания Ne; O и Mg в Si и S в течение фазы сжигания O, и, наконец, при сжигании Si, из Si и S образуются элементы группы железа, такие как Ni, Fe и Cr. Эти фазы горения возникают в указанном порядке с увеличением температуры: от $T \geq 6 \times 10^8$ К для горения C до $T \geq 3.5 \times 10^9$ К для горения Si. С повышением температуры воспламенения временные рамки фаз горения также уменьшаются, поэтому, в то время как время горения C составляет порядка 1000 лет, Si сгорает в центре за пару дней. Более короткие временные рамки более поздних фаз горения связаны с возрастающими потерями энергии через нейтрино при повышении температуры. Поскольку максимум удельной энергии ядерной связи на нуклон наблюдается вблизи Fe, звёзды не могут получать энергию в результате термоядерного синтеза после сжигания Si. Как следствие, железное ядро растёт до тех пор, пока не достигнет критической массы, предела Чандрасекара ($M_{Ch} \approx 1.38 M_{\odot}$), а затем коллапсирует, знаменуя гибель звезды. Перед коллапсом массивная звезда, похожая на луковицу, будет состоять из концентрических слоев, в которых будут сжигаться различные элементы. Более лёгкие элементы будут образовываться во внешних слоях, постепенно перемещаясь по α -лестнице (α -ladder) внутрь звезды, при этом Fe и Ni будут находиться в ядре. В заключительные этапы давление вырождения электронов в ядре не сможет про-

тивостоять силе тяжести. В результате коллапса температура в ядре повышается, что приводит к высвобождению гамма-лучей очень высокой энергии. Эти высокоэнергетические фотоны расщепляют ядра железа на ядра He в процессе фототрансмутации. На этом этапе ядро уже сократилось до точки вырождения электронов, и, по мере того, как оно продолжает сжиматься, протоны и электроны вынуждены объединяться, образуя нейтроны (протонейтронная звезда - Proto Neutron Star (PNS)). В результате этого процесса высвобождается огромное количество нейтрино, несущих значительное количество энергии, что снова приводит к охлаждению и дальнейшему сжатию ядра. В конечном итоге сжатие прекращается благодаря отталкивающему компоненту ядерного взаимодействия, как только плотность почти вдвое превышает плотность атомного ядра. Внезапная остановка коллапса внутреннего ядра генерирует исходящую ударную волну, которая изменяет направление падения вещества в звезде и ускоряет его распространение наружу. Такие взрывы называются сверхновыми с коллапсом ядра (Core-Collapse Supernovae - CCSNe) (см. раздел 4.2). Результатом этого драматического взрыва является рождение нейтронной звезды (НЗ) или Черной дыры (ЧД) (более подробно см. [50,51]). Таким образом, продукты звёздного ядерного синтеза рассеиваются в МЗС в результате эпизодов потери массы (планетарные туманности), звёздных ветров звёзд с малой массой и CCSNe. CCSNe служат не только механизмом создания более тяжёлых элементов, но и механизмом их рассеивания.

Скорости реакций в звёздах часто являются неопределёнными, поскольку они основаны на теоретических экстраполяциях экспериментальных данных, полученных при энергиях, которые существенно меньше тех, которые наблюдаются в недрах звёзд. Скорости реакций определяют временные рамки звёздной эволюции, скорость производства энергии и количественное распределение элементов и топлива для следующей стадии горения. Экстраполяции основаны на теоретических предположениях о несжимаемости ядер, снижающей вероятность слияния [52], и возможным влиянием образования молекулярных кла-

стеров, что, наоборот, увеличивает вероятность слияния [53]. Этот диапазон неопределённости может иметь серьёзные последствия для нашего понимания горения тяжёлых ионов в звёздах, связанного с поздней эволюцией звёзд и их взрывами [54]. Необходимо провести новые измерения термоядерной реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ в широком диапазоне энергий, чтобы обеспечить более надёжную экстраполяцию сечения взаимодействия термоядерного синтеза и существенно снизить неопределённость при моделировании звёздных моделей. Некоторыми другими малоизвестными ядерными реакциями, которые имеют особое значение для эволюции звёзд, являются реакции захвата и термоядерного синтеза (например, $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$, $^{14}\text{N}(\text{p}, \gamma)^{15}\text{O}$, $^{17}\text{O}(\text{p}, \gamma)^{18}\text{F}$) и реакции с тяжёлыми ионами (например, $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$), которые влияют на последующие этапы эволюции массивных звёзд [55]. В последнее время в этом контексте были достигнуты определённые успехи. Fields и др. [56,57] было предложено более тысячи звёздных моделей, направленных на изучение свойств массивных звёзд, возникающих до появления сверхновых, и других объектов С-О типа. Группа обнаружила, что экспериментальные неопределённости в скоростях реакций (например, $3-\alpha$, $^{14}\text{N}(\text{p}, \gamma)^{15}\text{O}$, $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{p})^{23}\text{Na}$, $^{16}\text{O}(\text{p}, \text{n})^{31}\text{S}$, $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{28}\text{Si}$) доминируют в определении свойств (продолжительность горения, состав, центральная плотность, масса ядра и содержание О) как исходного материала, так и С-О ядра. Это исследование позволило определить скорости реакций, которые оказывают наибольшее влияние на исследуемые свойства, и позволяет предположить, что свойства звёздной модели изменяются с каждой фазой эволюции в направлении коллапса ядра Fe. Необходим дальнейший прогресс, чтобы значительно повысить точность звёздных моделей и обеспечить более надёжные прогнозы синтеза для ядерной астрофизики. В текущем поколении звёздных моделей по-прежнему ряд неопределённостей, связанных с нашими слабыми знаниями о термодинамических процессах и скоростях ядерных реакций, а также об эффективности процессов смешивания. Эти недостатки должны быть приняты во внима-

ние при сравнении теории с наблюдениями, чтобы получить эволюционные свойства как разрешенных, так и неразрешенных звёздных популяций.

Синтез тяжёлых элементов в массивных звёздах - важный источник химического обогащения Вселенной - рассчитывался различными группами с самого раннего этапа моделирования звёздной эволюции [58]. Каждая звезда может производить и выбрасывать различные химические элементы, выход которых зависит не только от массы звезды, но и от её исходного состава. Звёзды с малой и средней массой производят He, N, C и некоторые тяжёлые элементы s-процесса (раздел 4.1). Звёзды с массой $M < 0.8M_{\odot}$ не вносят вклада в галактическое химическое обогащение, их время жизни больше, чем время Хаббла. Массивные звезды ($M > 8 - 10 M_{\odot}$) производят в основном α -элементы (O, Ne, Mg, S, Si, Ca), Fe, лёгкие элементы s-процесса, возможно, элементы r- и p-процессов, и взрываются как CCSNe. Предсказания Romano и др. [59], касающиеся содержания нескольких химических элементов, полученные с использованием различных наборов звёздных данных и сопоставленные с наблюдениями, согласуются для некоторых химических элементов, в то время как для других соответствие всё ещё очень слабое. Причина этого кроется в неопределённости, существующей в теоретических данных о звёздных выходах (stellar yields). Cote и др. [60] уточнили значения и неопределённости фундаментальных входных параметров, включая функцию начальной массы звезды и частоту взрывов сверхновых. Обнаруженные ими неопределённости зависят от возраста галактики и от соотношения элементов. Portinari и др. [61] и Marigo [62] опубликовали самые последние полные самосогласованные наборы данных о выходах AGB и массивных звёзд. Недостатком этих данных является то, что модели AGB основаны на не полностью завершённых сценариях эволюции звёзд (синтетические модели), результаты взрывов не согласованы (по результатам Woosley и Weaver [63]) и включают только изотопы вплоть до Fe. Из-за отсутствия альтернатив эти результаты все еще используются (например, [64,65]). Несмотря на ряд значительных улучшений в области звёздного нуклеосинтеза, до-

стигнутых в последние годы, не найдено ни одной комбинации звёздных элементных выходов, которая могла бы одновременно воспроизвести все доступные измерения химического состава и соотношения численности в Млечном Пути. Необходимы дальнейшие усилия для улучшения и расширения существующих в настоящее время таблиц выхода звёзд и для лучшего понимания их зависимости от металличности, массы и скорости вращения. Более подробное обсуждение звездного нуклеосинтеза приведено в разделе 4.1.

3.1 Физика солнечных нейтрино: текущее положение

Производство энергии в звездах с помощью ядерных реакций было продемонстрировано только в 60-х годах. Благодаря предсказанному потоку солнечных нейтрино [66] и последующему обнаружению этих нейтрино [67], испускаемых при горении H, стало возможным подтвердить наличие термоядерных реакций в недрах Солнца. Нейтрино, образующиеся при горении H, могут практически беспрепятственно выходить прямо из сердца звезды. При этом они несут информацию о том, что на самом деле происходит в центре. Горение H обязательно сопровождается испусканием нейтрино. Они возникают, когда слабое ядерное взаимодействие превращает протон в нейтрон $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$, что происходит дважды в процессе горения водорода $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$. Ожидаемый поток нейтрино можно определить, отметив, что образование каждого ${}^4\text{He}$ сопровождается выделением двух нейтрино и тепловой энергии Q_{eff} около 26 МэВ. Результаты, полученные при обнаружении солнечных нейтрино, были объяснены теоретическими предсказаниями, которые учитывают осцилляции типов нейтрино. Интересно отметить, что это объяснение было предложено более тридцати лет назад, и проблема рассматривается здесь с исторической точки зрения. В следующих разделах изложено, что ещё предстоит сделать в исследованиях солнечных нейтрино и моделях солнечной активности. Мы также обсудим основные результаты последних исследований.

Проблема солнечных нейтрино была оконча-

тельно решена путем объединения измерений SNO и Super-Kamiokande в 2001 году [73]. Коллаборация SNO определила общее количество солнечных нейтрино всех типов (электронных, мюонных и тау-нейтрино), а также количество только электронных нейтрино. Общее количество нейтрино всех типов соответствует количеству, предсказанному солнечной моделью. Электронные нейтрино составляют около трети от общего числа нейтрино. Пропущенные ранее нейтрино на самом деле присутствовали, но в виде мюонных и тау-нейтрино, которые труднее обнаружить. Соответствие между теоретическими предсказаниями и наблюдениями было достигнуто благодаря новому пониманию физики нейтрино, потребовавшему модификации стандартной модели, позволяющей учитывать осцилляции нейтрино [74]. По-прежнему остаются открытыми вопросы, требующие решения, в том числе, какова общая светимость солнечных нейтрино и металличность солнечного ядра.

Последние предсказания Стандартной модели Солнца (Standard Solar Model -SSM) и потоков нейтрино, связанных с различными процессами, происходящими внутри Солнца, приведены в работах Vinyoles и др. [68] и Bergstrom и др. [69]. Как и ожидалось, нейтрино образуются в результате первичной реакции протон-протонной цепочки (так называемые pp-нейтрино) и составляют почти весь поток солнечных нейтрино, значительно превосходя по численности те, которые испускаются в последующих реакциях. Эти нейтрино обладают низкой энергией, никогда не превышающей 0,42 МэВ. Нейтрино от электронного захвата ${}^7\text{Be}$ (процесс, который инициирует реакционную ветвь ppII) идут следующими по численности. Реакция ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ является отправной точкой цепей ppII и ppIII при сжигании водорода на Солнце, поэтому её скорость оказывает существенное влияние на производство ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ солнечных нейтрино. Используя SSM, можно рассчитать поток этих нейтрино [70]. Реакция ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ - наименее определенная, несмотря на то, что за последнее десятилетие было проведено много экспериментов, которые прояснили несколько давних вопросов [71]. Большинство этих измерений се-

чения взаимодействия с недостаточным уровнем точности сосредоточены в диапазоне низких энергий. Кроме того, экспериментальные данные отсутствуют для энергий выше 3,1 МэВ, и существуют противоречивые наборы данных для важной реакции ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ [72].

В последние годы было приложено много усилий для понимания физики солнечных нейтрино, включая эксперименты по ядерной физике, усовершенствования модели SSM и обширные измерения солнечных нейтрино на новых установках, таких как Super-Kamiokande [75,76] и Borexino [77]. Планы Borexino включают повышение чистоты, чтобы уменьшить фон и обеспечить возможность первого обнаружения нейтрино из CNO-цикла [79]. SNO+ близится к завершению и обещает обнаружение протон-электрон-протонных (пер), а также CNO-нейтрино. В результате реакции пер образуются нейтрино с высокой энергией 1,44 МэВ. Об обнаружении солнечных нейтрино в результате этой реакции сообщили Bellini и др. [81] от имени коллаборации Borexino. Обнаружение CNO-нейтрино, а также дополнительные ограничения, связанные с изменением потока нейтрино ${}^8\text{B}$, открывают многообещающий способ определения содержания металлов в Солнце, который всё ещё обсуждается (см. [82-85] и ссылки в них). Нейтрино, генерируемые ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$ дают очень малый поток, около $4,9 \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, но из-за их высокой энергии (до ~ 15 МэВ) нейтрино ${}^8\text{B}$ доминируют в потоках многих хлорных и водных детекторов, таких как SNO и Super-Kamiokande. Несмотря на улучшения, достигнутые в ходе последних измерений, неопределённость потока, связанная с этими нейтрино ($\pm 10\%$), все еще довольно велика [86]. Неопределённость для ${}^7\text{Be}$ -нейтрино в 8 раз меньше, чем для ${}^8\text{B}$ -нейтрино, и составляет $\pm 5\%$ [87], а поток pp-нейтрино определяется с точностью до 1%. Также следует принимать во внимание разницу температурных зависимостей каждой реакции. Ве-нейтрино зависят от температуры как T_c^{25} , где T_c - характеристическая центральная температура в зоне [88], а ${}^7\text{Be}$ -нейтрино изменяются как T_c^{11} . pp-нейтрино относительно в меньшей степени зависят от центральной температуры. Стоит упомянуть об усилиях, предпри-

нятых для точного определения сечения реакции ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$. Сечение ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ непосредственно влияет на регистрируемый поток нейтрино распада ${}^8\text{B}$ от Солнца и играет решающую роль в определении свойств нейтринных осцилляций [89]. Реакция ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ также играет важную роль в эволюции первых звёзд, образовавшихся в конце космических тёмных веков [90]. Точность астрофизического S-фактора при солнечных энергиях (~ 20 кэВ) ограничена экстраполяцией от лабораторных энергий, обычно составляющих 0,1-0,5 МэВ [71]. Теоретические предсказания имеют погрешность порядка 20% [91], в то время как недавние эксперименты позволили определить поток нейтрино, испускаемый из области ${}^8\text{B}$, с точностью до 9% [92]. Прямые измерения проводились с помощью радиоактивного пучка ${}^7\text{Be}$ на мишени H_2 [93] или с помощью протонного пучка на мишени ${}^7\text{Be}$ [94]. Кроме того, были проведены косвенные измерения с помощью кулоновской диссоциации [95-97], а также метода реакции переноса [98,99]. Совсем недавно астрофизические S-факторы и скорости реакции ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ также были исследованы Du и др. [100].

В дополнение к передовым экспериментам по обнаружению нейтрино, титанические усилия прилагаются для изучения проблемы солнечного количественного состава. Недавние более точные анализы [84,101] показали, что металличность солнечной фотосферы значительно, чем предполагалось ранее [102]. Несмотря на эти улучшения, существует постоянное противоречие со стандартными моделями внутреннего строения Солнца в соответствии с гелиосейсмологией, и это несоответствие до сих пор не нашло удовлетворительного разрешения. Эта проблема моделирования солнечной активности была предметом большого количества исследований [82,83,85,103]. Было предложено множество модификаций солнечной модели, включая повышенную диффузию [104], аккреционную модель [105,106] и др. Однако ни одна из этих модификаций не привела к успешному решению проблемы. В настоящее время основной задачей ядерной физики Солнца является повышение точности определения основных скоростей ядерных реакций, которые связывают наблюдения ней-

трино с солнечной и нейтринной физикой, и создание более точных и реалистичных звездных моделей.

4 Нуклеосинтез тяжелых элементов

Элементы более тяжёлые, чем Fe, такие как Pb, Au, U, не образуются при стандартном звёздном нуклеосинтезе. Их образование связано с другими процессами, происходящими внутри звёзд или во время взрывов и различных катастроф. Существует три основных процесса захвата нейтронов или протонов атомами, посредством которых происходит нуклеосинтез более тяжёлых элементов: s-, r- и p-процессы [107-109].

- S-процесс (медленный) происходит внутри массивных звёзд (слабый s-процесс) и звёзд, которые с эволюционной точки зрения находятся в фазе AGB (основной s-процесс) [110-112]. Такие звёзды способны образовывать тяжёлые и стабильные ядра от Fe до ^{209}Bi (рис.3). Этот процесс возможен, когда ядро способно захватывать нейтроны по одному за раз. Результат может быть стабильным или распадаться (β - распад) на стабильный элемент (в направлении долины стабильности) до того, как будет захвачен следующий нейтрон. Плотность потока нейтронов в s-процессе, по оценкам, составляет от 10^6 до 10^{11} нейтронов/см²/с. Он отвечает примерно за половину более тяжёлых изотопов железа. К важным свойствам, необходимым для описания цепочки s-процесса, относятся сечения захвата нейтронов и скорости β -распада нестабильных изотопов, которые являются достаточно долгоживущими, чтобы захватывать нейтроны. Хорошо известным элементом s-процесса является ^{43}Tc - элемент без стабильных изотопов с периодом полураспада в миллионы лет, использованный Meißner [113] для доказательства нуклеосинтеза в звёздах других типов (S-типа).

- Другая половина звёздной активности выше Fe обусловлена r-процессом (быстрым), который, в отличие от s-процесса, протекает при высокой температуре и плотности нейтронов ($N_n \geq 10^{20}$ см⁻³

). При таких физических условиях ядро может поглотить нейтрон до того, как распадется (β). CCSNe, слияния НЗ и коллапсары - потенциальными местами протекания r-процессов [7,114–116]. Весь процесс протекает чрезвычайно быстро и занимает промежуток времени от 0,01 до 10 секунд. В результате этого процесса образуются ядра, богатые нейтронами, которые затем постепенно распадаются в направлении долины стабильности. Это означает, что траектория реакции смещается в область диаграммы нуклидов, богатую нейтронами, до тех пор, пока не будет достигнута точка ожидания. В точках ожидания последовательность (n, γ) прерывается обратными (γ, n) реакциями. В отличие от s-процесса, где количества зависят от сечения, содержание r-процесса определяется периодом полураспада (β) в точках ожидания, расположенных вблизи нейтронной капельной линии. Считается, что более 90% таких элементов, как Eu, Au и Pt, в Солнечной системе синтезируются в r-процессе [117]. Благодаря r-процессу можно преодолеть барьер α -распада ^{210}Bi , который останавливает s-процесс. Для ядер тяжелее ^{210}Bi захват нейтронов в r-процессе прерывается, когда он достигает порога деления, вызванного поглощением нейтронов. r-процесс является единственным ответственным за существование ядер тяжелее Bi, особенно долгоживущих ядер ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U .

- Некоторые богатые протонами нуклиды (p-нуклиды), встречающиеся в природе (массовые числа $A > 74$, между ^{74}Se и ^{196}Hg), не образуются в предыдущих процессах, и поэтому для их синтеза требуется по крайней мере один дополнительный процесс. P-нуклиды вполне могут быть синтезированы путем последовательного добавления протонов к нуклиду ((p, γ) захват) или путем разрушения ранее существовавших s- или r-нуклидов различными комбинациями реакций γ -процесса ((γ, n)), за которыми следуют (γ, p) и/или (γ, α) реакции). Некоторые реакции β -распада, захвата электронов или (n, γ)-реакции в конечном итоге могут завершить ядерную цепочку и непосредственно приводить к образованию p-ядра. Результирующее количество p-нуклидов зависит от плотности протонов и фотонов, а также от изначаль-

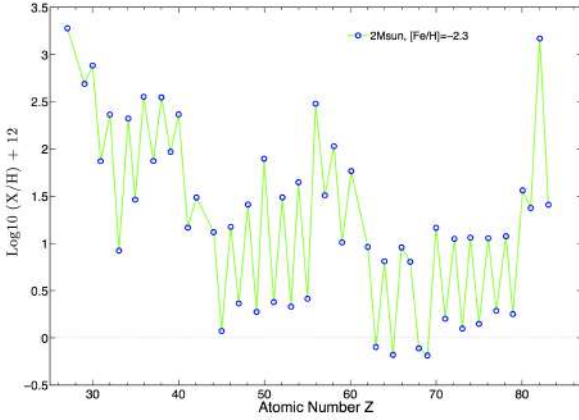


Рис. 3: Структура содержания элементов s-процесса AGB звезды массы $2M_{\odot}$ с $[\text{Fe}/\text{H}] = -2,3$. В такой низкометаллической звезде s-процесс протекает достаточно эффективно, чтобы обеспечить содержание s-элементов, равное или превышающее значения Солнечной системы. Количества s-элементов взяты из [119].

ного содержания исходных элементов. Возможные астрофизические центры образования ядер r-процессов во Вселенной ещё не установлены точно. Нейтринные потоки, возникающие при образовании НЗ (νp -процесс [118]), CCSNe и сверхновых типа Ia (γ -процесс), рассматривались в качестве возможных мест для протекания r-процесса. Неисключено также, что существует не только один процесс, ответственный за все r-нуклиды [271].

В следующих разделах мы рассмотрим основные аспекты нуклеосинтеза с захватом нейтронов и протонов и взрывные процессы, характеризующие CCSNe.

4.1 Массивные и AGB-звёзды

4.1.1 s- и i-процессы

Слабый s-процесс происходит в конце горения He в ядре и в последующей конвективной оболочке горения C [120] в массивных звёздах (например, $25 M_{\odot}$), тогда как основной s-процесс происходит в AGB-звёздах с малой массой. s-процесс характеризи-

руется сравнительно низкой плотностью нейтронов, так что их захват происходит намного медленнее, чем β -распад. Это означает, что путь реакции s-процесса проходит по долине стабильности. Хотя доступные сечения в звёздных условиях были очень скудными и довольно неопределёнными, уже был сделан вывод [7], что произведение сечения на результирующую s-плотность примерно постоянно с учётом скачков на границах оболочек.

Слабый s-процесс ответственен за получение ряда элементов с низкой массой - от ядер группы железа до 58Fe и далее вплоть до Sr и Y (см. [121] и ссылки в нём). Источником нейтронов служит реакция $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Первые попытки исследовать возможную роль вращательного перемешивания в s-процессе в массивных звёздах показали, что классическая картина может быть существенно пересмотрена [?]. Влияние вращения на нуклеосинтез в массивных вращающихся low-Z звёздах изучалось различными группами [122-124]. При металличности Солнца перемешивание, вызванное вращением, оказывает умеренное влияние на протекание s-процесса, однако при очень низкой металличности перемешивание, вызванное вращением, оказывает гораздо большее воздействие и, следовательно, сильнее влияет на эволюцию и нуклеосинтез первых поколений звёзд во Вселенной. Действительно, вращение приводит к перемешиванию между ядром, в котором горит He, и оболочкой, в которой горит H. В конечном итоге продукты горения He ^{12}C и ^{16}O смешиваются в камере горения H, которая производит ^{14}N по циклу CNO. Позже ^{14}N подмешивается обратно в ядро для сжигания He, и в этот момент он немедленно превращается в ^{22}Ne через $^{14}\text{N}(\alpha, n)^{18}\text{F}(e^+, \nu_e)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$. В конце сжигания в активной зоне $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ высвобождает большое количество нейтронов и радикально влияет на протекание s-процесса [125]. Из-за высокой плотности нейтронов в слабом s-процессе, возможно, образуются тяжёлые ядра с $A \sim 200$. Недавние наблюдения [126,127] подтвердили, что содержание s-элементов в шаровых скоплениях в балдже нашей Галактики соответствует s-процессу образования в быстро вращающихся массивных звёздах с низкой металличностью, подтверждая мнение о

том, что массивные звёзды действительно могут быть важными источниками этих элементов. Однако следует учитывать исследования о неопределённости ядерной физики в отношении s-процесса [128-130], и что образование тяжёлых s-ядер в массивных low-Z звёздах сильно зависит от вращения. На количество s-ядер также влияет неопределённость источников нейтронов или реакции нейтронного поглощения (см. [131] и ссылки в нём). Образование Sr и Ba в низкометаллических звёздах было исследовано из-за их важности для наблюдений [132]. Cescutti и др. [133] представили модели химической эволюции галактик и показали, что вызванное вращением перемешивание способно объяснить большой разброс [Sr/Ba], наблюдаемый у звёзд с крайне низким содержанием металлов. Поскольку существует ряд звёзд с самой низкой металличностью с верхними пределами по Sr и/или Ba, увеличение размеров выборок и качества доступной спектроскопии высокого разрешения для таких звёзд является важным шагом к пониманию нуклеосинтеза в ранние эпохи и, в конечном счёте, астрофизических центров производства тяжёлых элементов [134].

Как уже упоминалось, AGB-фаза представляет собой последнюю стадию ядерного горения звёзд малой и средней массы. Фаза AGB коротка по сравнению со стадией MS, но очень важна, поскольку она является участком активного нуклеосинтеза. Эти звёзды, когда запасы He для термоядерного синтеза в их ядре истощаются, получают энергию от термоядерного синтеза в оболочках H и He вокруг вырожденного C-O ядра. На этом этапе звёзды увеличивают свою яркость и размер, теряя материал из внешних слоев из-за сильных звёздных ветров. Одна из характеристик фазы AGB - периодическая термическая нестабильность горящих оболочек. Эти энергетические всплески проявляются в виде тепловых импульсов, и эта фаза известна как TP-AGB фаза. Эти импульсы обычно происходят каждые 10^4 - 10^5 лет (подробнее см. [40]). Нуклеосинтез s-процесса в AGB-звёздах происходит в условиях относительно низкой плотности нейтронов ($\sim 10^7$ нейтронов/см³) на поздних стадиях эволюции звезды, когда звезда имеет тонкий излучающий слой (область между обо-

лочками) и расширенную конвективную оболочку (рис. 4). Основной источник обогащения нейтронами - реакция $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, которая приводит к высвобождению нейтронов в межимпульсные периоды, и реакция $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, частично активируемая во время конвективных тепловых импульсов. Получение нейтронов через канал $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ действительно эффективно только в AGB-звёздах с большой массой ($M \geq 4M_{\odot}$) из-за высокой температуры, необходимой для протекания этой реакции. Такие температуры также могут быть достигнуты во время фазы TP-AGB у менее массивных звёзд, но в этом случае образующиеся нейтроны лишь незначительно влияют на конечное распределение элементов, образующихся в результате s-процесса. Эта реакция протекает в конвективной среде. Реакция $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ требует, чтобы в оболочке He одновременно протекали реакции протонного и α -захвата. Одной из проблем, связанных с моделированием этого канала образования нейтронов, является низкое содержание ^{13}C , который образуется на этапах, следующих за развитием промежуточного конвективного слоя, когда некоторое проникновение протонов создает резервуар H в обогащенных He слоях. Когда внешние части звезды вновь сжимаются и нагреваются, горение H возобновляется, и протоны захватываются ^{12}C , образуя цепочку $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+ \nu)^{13}\text{C}$. Однако образующегося ^{13}C недостаточно для объяснения образования нейтронов, необходимых для s-процесса. Реакция протекает в радиационной среде и приводит к образованию так называемого ^{13}C -кармана (см. [135] и ссылки в нём). Масса ^{13}C -кармана составляет $\Delta M \simeq 7 \times 10^{-4} M_{\odot}$ [110], а температура, необходимая для этой реакции, составляет порядка $T \approx 9 \times 10^7$ К. Недавно были проведены новые расчёты, направленные на прояснение проблемы ^{13}C [136-138]. Новые модели основаны на развитии тороидальных магнитных полей, индуцируемых в богатых He слоях под конвективной оболочкой, и помогают ограничить результаты нуклеосинтеза, полученные при расширении области ^{13}C -кармана при наблюдениях за составом звёзд [138].

Недавние достижения в области нуклеосинтеза s-процесса связаны с определением плотности

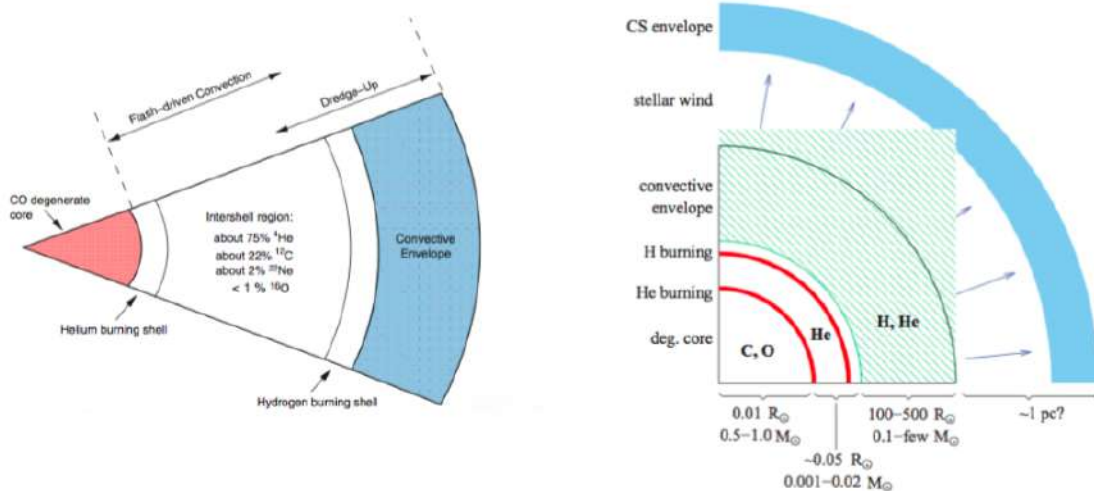


Рис. 4: Схематическая структура звезды TP-AGB. Вырожденное C-O ядро окружено оболочками, сжигающими H и He. Ядро C-O очень компактно и окружено первой оболочкой, в которой происходит горение He. Над этим слоем находится межслойная оболочка (intershell), богатая He, образующимся во второй оболочке. Другими элементами, присутствующими в немалых количествах, являются C, Ne и O. Как видно на рисунке, две оболочки расположены очень близко друг к другу, что является одной из причин, вызывающих тепловой импульс и, как следствие, нестабильность.

нейтронов в массивных AGB-звездах [139, 140]. В частности, по сравнению с солнечным содержанием, спектры массивных AGB-звезд в нашей Галактике и Магеллановых облаках показывают сильный переизбыток рубидия [141, 142] и высокие соотношения $[Rb/Zr]$ [143]. Rb - это пример элемента, полученного не только s-процессом, но и r-процессом. Точный вклад этих двух процессов зависит от модели s-процесса, используемой для оценки концентрации, которая напрямую связана с процессом обогащения нейтронами и, следовательно, с локальной плотностью нейтронов. Модели нуклеосинтеза AGB [110] далеки от соответствия экстремальным значениям Rb и $[Rb/Zr]$, и объяснение переизбытка Rb может в конечном итоге привести к лучшему пониманию реакции $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. В рамках s-процесса трудно объяснить отсутствие образования Zr, который должен создаваться в аналогичных количествах, так как является частью того же пика производства Rb. В литературе обсуждались некоторые реше-

ния, объясняющие переизбыток Rb. Karakas и др. [112] продемонстрировали, что для звезд с солнечной металличностью соотношение $[Rb/Fe] \sim 1,4$ может быть достигнуто, если отсрочить конечную стадию потери массы, что приведет к большему числу тепловых импульсов и увеличению образования Rb. Однако наблюдаемые соотношения $[Zr/Fe]$ примерно соответствуют солнечным (в пределах 0,5 dex [144]), что указывает на отсутствие образования этого элемента в AGB-звездах средней массы. Было предложено другое объяснение, например, возможность того, что газообразный Zr, имеющий температуру конденсации (1741 K) [145] выше, чем у Rb (800 K), конденсируется в виде частиц пыли, что приводит к очевидному отсутствию Zr при измерении с использованием молекулярных полос ZrO [143, 146]. К другим возможным причинам расхождения можно отнести неполное понимание атмосфер ярких звезд AGB [142], различную скорость потери массы AGB [147, 148] а также то, что наблюдения за Магеллановым

облаком очень неопределённо. Очевидно, что будущее решение проблемы рубидия обещает стать захватывающей задачей.

Модель нуклеосинтеза более лёгких элементов s-процесса между Sr и Ba ещё недостаточно изучена. Travaglio и др. [153] изучили эти элементы, и, суммируя все вклады своей модели, авторы обнаружили, что 8%, 18% и 18% Sr, Y и Zr соответственно отсутствуют. Предполагается, что эта недостающая доля происходит от массивных звёзд первичного происхождения с низким содержанием $[\text{Fe}/\text{H}]$ [153]. Поскольку этот процесс в основном затрагивает более лёгкие пиковые элементы, этот дополнительный (неизвестный) вклад в нуклеосинтез называется первичным процессом более лёгких элементов (Lighter Element Primary Process - LEPP), или слабым r-процессом [154], и может объяснить некоторые различия для этих элементов. Недавно многие авторы дополнительно исследовали содержание LEPP [155-157], подтвердив необходимость дополнительного процесса для учета недостающего компонента лёгких изотопов s-процесса. Большинство элементов создаются с помощью сочетания s- и r-процессов [158]. Основной компонент s-процесса при металличности, начинающихся с $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0,66$ [159], что соответствует временному интервалу $t > 2,6$ млрд. лет. Переход к ещё более низкой металличности или ещё большему удалению во времени позволяет получить более полное представление о других процессах. При металличности от $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1,16$ до $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0,66$ [159], уже определено место для сильного компонента s-процесса. При ещё более низкой металличности, до начала s-процесса, считается, что LEPP встречается где-то в звёздах. Согласно Cristallo и др. [160], изменение стандартной парадигмы нуклеосинтеза AGB позволило бы согласовать предсказания модели с распространённостью в Солнечной системе. Окончательно исключить LEPP нельзя из-за неопределённости, всё ещё влияющих на модели химической эволюции звёзд и галактик. Недавно было изучено несколько сценариев, включающих как первичный r-процесс на продвинутых стадиях взрывного нуклеосинтеза (обзор см. в [161]), так и вторичный процесс в массивных звёздах (например,

cs-компонент [162]). Следовательно, даже несмотря на многообещающие теоретические усовершенствования, связанные с фазами взрыва массивных звёзд и CCSNe, а также недавние спектроскопические исследования [163, 164], полного понимания происхождения элементов путем захвата нейтронов от Sr до Ba по-прежнему нет.

Новые модели и наблюдения позволили предположить, что в дополнение к хорошо известным медленному и быстрому захватам нейтронов может существовать промежуточный способ нуклеосинтеза с захватом нейтронов, так называемый i-процесс. Этот процесс определяется потоком нейтронов, который больше, чем в хорошо зарекомендовавшем себя s-процессе, но меньше, чем в экстремальных условиях r-процесса. Возможным признаком i-процесса [149] может быть одновременное увеличение Eu, обычно рассматриваемого как элемент r-процесса, и La, обычно рассматриваемого как элемент s-процесса, в некоторых звёздах с повышенным содержанием C и низким содержанием металлов, которые были классифицированы как звёзды CEMP-r/s [150]. Ранее звёзды Post-AGB рассматривались как возможные места нуклеосинтеза i-процесса, однако ещё существуют расхождения и открытые вопросы, требующие решения. В новом исследовании Jones и др. [151] звёзды super-AGB определены как ещё одно возможное место для i-процесса. В новых расчётных моделях этих очень тяжёлых AGB-звёзд перемешивание на конвективных границах учитывается в соответствии с параметризованной моделью. Эти модели звёздной эволюции предполагают, что богатое протонами вещество может конвективно перемешиваться с горящей He оболочкой, что приводит к созданию условий, подходящих для i-процесса. Интересно, что условия i-процесса более отчетливо проявляются в моделях с более низким содержанием металлов, что указывает на то, что i-процесс мог быть более важным в ранней Вселенной. 1-D модели звёздной эволюции могут идентифицировать только возможные участки для нуклеосинтеза в i-процессе [151], но поглощение остатков H, вероятно, связано со значительным выделением ядерной энергии, возможным, достигающим уровня локальной энергии свя-

зи оболочки, сжигающей H. Такой огромный приток энергии связан с масштабным турбулентным перемешиванием, которое невозможно реалистично описать с помощью 1-D моделирования [152]. 3D моделирование звёздной гидродинамики обязательно для полного понимания этих ядерных астрофизических явлений и обеспечения соответствующего контекста для дальнейших исследований.

Недавно была выдвинута гипотеза о том, что нейтроны могут катализировать образование более тяжёлых ядер. Например, образование молекулы Ридберга $^{16}\text{O}(^{10}\text{Be} + n + n + ^{10}\text{Be})$ может происходить в богатых нейтронами средах внутри AGB-звёзд [165]. В этом механизме образования нейтроны опосредуют ефимовское дальнедействующее взаимодействие ядер Be и, в конечном итоге, могут быть использованы для образования других молекул с более тяжёлыми ядрами, способствуя ядерной реакции и, в конечном счете, нуклеосинтезу. Расчеты показывают, что подтвердить эту возможность невозможно. Но также трудно исключить существование таких молекул, основываясь на том, что известно о ядерных взаимодействиях.

4.2 Сверхновые

Сверхновые можно разделить на два основных типа: тип Ia (SNIa), возникающие в двойной системе при взрыве звезды, которая накапливает достаточную массу за счет своего спутника, и все остальные (тип II, Ib, Ic), которые возникают в рамках нескольких возможных сценариев (обзор всех сценариев смотрите в [166-168]). С точки зрения наблюдений они могут быть классифицированы в соответствии с отсутствием (тип I) или наличием (тип II) H-линий в их спектрах. Типы II (SNI), Ib и Ic, образуются из массивных звёзд размером $\approx 10 M_{\odot}$ и наблюдаются в спиральных и неправильных галактиках. SNIa встречается во всех типах галактик без предпочтения областей звёздообразования, что согласуется с их происхождением из звёздных популяций старого или промежуточного возраста.

4.2.1 Нуклеосинтез в сверхновых Ia типа

SNIa - важные центры нуклеосинтеза элементов группы железа и, возможно, p-процесса. В рамках SNIa общий сценарий заключается в том, что C-O белый карлик (БК) накапливает массу от звезды-компаньона в двойной системе до тех пор, пока не вспыхнет вблизи массы Чандрасекара [169]. Обычно звезда-компаньон C-O БК - звезда с интенсивным горением He или богатая He звезда [170-174]. Было высказано предположение, что детонация оболочки He запускается из-за тепловой нестабильности, если спутником C-O БК является He-звезда (например, [175]). Подробнее о прародителях SNIa читайте в [176-179]. Нестабильности БК важны для SNIa, поскольку они связаны не только с сильными магнитными полями в недрах звезды [180], но и с нейтронизацией вследствие реакций захвата электронов. Из-за этой реакции атомные ядра становятся более богатыми нейтронами, а плотность энергии вещества уменьшается при данном давлении, что меняет уравнение состояния. К другим ядерным реакциям, делающим очень массивные БК нестабильными, относятся реакции пикноядерного синтеза в ядрах этих компактных звёзд [181, 182]. Эти реакции между тяжёлыми атомными ядрами, схематически выраженные как ${}_{Z_i}^{A_i}Y_i + {}_{Z_j}^{A_j}Y_j \rightarrow {}_{Z_i+Z_j}^{A_i+A_j}Y_k$, возможны благодаря высокой плотности вещества БК; важной реакцией является взаимодействие углерода с углеродом - ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$. Было обнаружено, что пикноядерные реакции протекают в значительном диапазоне плотностей звёзд (см., например, [183]), включая диапазон плотностей, обнаруженный в недрах БК [184,185]. Недавно расчеты БК также показали, что центральные плотности энергии ограничены реакциями ядерного синтеза и обратным β -распадом [181,184]. Однако скорости ядерного синтеза, при которых протекают пикноядерные реакции с очень низкой энергией, весьма неопределённые из-за неточно установленных параметров [186]. Наконец, следует упомянуть, что совсем недавно было высказано предположение, что пикноядерные реакции могут приводить к мощным взрывам в одиночных C-O БК [187].

4.2.2 Сверхновые с коллапсом ядра: наблюдения

Взрывной нуклеосинтез связан с прохождением ударной волны ccSN через слой протонейтронной звезды (PNS) (обзор см. в [188]). Ударная волна нагревает вещество, через которое проходит, вызывая взрывное ядерное горение за короткое время, что приводит к значительным отклонениям от равновесных и гидростатических режимов ядерного горения. Этот взрывной нуклеосинтез может изменить распределение содержания элементов во внутренних оболочках (Si, O). Свойства этого процесса связаны с характеристиками взрыва. Детали нуклеосинтеза, в результате которого во время взрывов образуются радиоактивные ядра, такие как ^{26}Al , ^{28}Si , ^{44}Ti , ^{56}Ni и ^{56}Co , ещё не изучены до конца. Чтобы пролить свет на механизм, управляющий взрывным нуклеосинтезом, нужно получить информацию из наблюдений за энергией и материалом, которые выбрасываются в межзвёздную среду при взрывах ccSN. Часть этого материала (результат процессов нуклеосинтеза, происходящих во время взрыва) состоит из радиоактивных изотопов и, следовательно, позволяет нам определить условия нуклеосинтеза ccSN, необходимые для их получения. Например, наблюдения гамма-лучей от ^{44}Ti и ^{56}Ni во время ccSN представляют собой ценный инструмент для глубокого проникновения в недра этих взрывов, которые в противном случае были бы доступны только через нейтрино [189]. В этом разделе мы кратко излагаем результаты сравнения моделей взрывного нуклеосинтеза с наблюдениями ccSN. С момента запуска обсерватории INTEGRAL стало возможным точно определить поток гамма-излучения, связанного с тяжёлыми элементами, создаваемыми астрофизическими источниками. Считается, что основным местом образования радиоизотопа ^{44}Ti являются самые внутренние слои, выбрасываемые при взрывах ccSN, и изучению его распространённости было посвящено несколько работ [190-192]. Известно, что выход ^{44}Ti из ccSN очень трудно рассчитать, поскольку он зависит от энергии взрыва и его симметрии [193]. Теоретические расчёты показывают, что как увеличение энер-

гии взрыва, так и увеличение асимметрии приводят к увеличению выхода ^{44}Ti . При наблюдениях астрономы-гамма-специалисты обнаруживают присутствие радиоизотопа ^{44}Ti по излучению трёх гамма-линий. Распад $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc}$ приводит к появлению гамма-лучей с энергией 67,9 кэВ и 78,4 кэВ, а последующий распад $^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ приводит к появлению линии с энергией 1157,0 кэВ. Количество и скорость ^{44}Ti - мощные инструменты для изучения механизма взрыва и динамики ccSN, а излучение гамма-линии ^{44}Ti является идеальным индикатором остатков молодых сверхновых. До настоящего времени ^{44}Ti ещё не был непосредственно обнаружен в SN 1987A. В результате моделирования кривых ультрафиолетового оптического инфракрасного излучения (UVOIR), основанных на радиоактивных распадах, были предсказаны различные значения количества образующегося ^{44}Ti , не всегда согласующиеся друг с другом в пределах соответствующих неопределённостей. Например, на основе анализа рентгеновских данных, взятых из INTEGRAL, Grebenev и др. [194] предположили значение $(3,1 \pm 0,8) \times 10^{-4} M_{\odot}$, в то время как UVOIR-боллометрический анализ кривой блеска, проведенный Seitenzahl и др. [195], указывает на значение $(0,55 \pm 0,17) \times 10^{-4} M_{\odot}$. Кроме того, существует несоответствие между теоретическими предсказаниями и наблюдениями. Сферически симметричные (1D) модели SN 1987A, как правило, дают $10^{-5} M_{\odot}$ ^{44}Ti [195]. Perego и др. [197] использовали метод PUSH для получения одномерного взрыва сверхновой, который лучше соответствует полученным количествам ^{56}Ni в SN 1987A, предсказывая количество ^{44}Ti в $3,99 \times 10^{-4} M_{\odot}$. Magkotsios и др. [190] исследовали количество ^{44}Ti , полученное из ccSN, изучая влияние на ^{44}Ti количественной эволюции вариаций ядерных реакций, включая (α, γ) , (α, p) , (p, α) и (α, n) реакции с мишенями лёгкой и средней массы. Они обнаружили, что изменение скорости реакции $^{17}\text{F}(\alpha, p)^{20}\text{Ne}$ оказывает основное влияние на численность ^{44}Ti . Однако скорость реакции $^{17}\text{F}(\alpha, p)^{20}\text{Ne}$ никогда не измерялась. Поскольку на скорость реакции могут влиять свойства энергетических уровней ^{21}Na , превышающих α -порог в 6,561 МэВ, поиск энергетиче-

ческих уровней ^{21}Na и изучение их свойств могут повлиять на наше понимание эволюции распространённости ^{44}Ti . В этом контексте реакция $^{24}\text{Mg}(p,\alpha)^{21}\text{Na}$ играет центральную роль, и знание её скорости имеет ключевое значение. Реакция $^{24}\text{Mg}(p,\alpha)^{21}\text{Na}$ была недавно изучена Ча и др. [198], чтобы провести спектроскопическое исследование уровней энергии в ^{21}Na для определения скорости реакции $^{17}\text{F}(\alpha,p)^{20}\text{Ne}$ при звёздных температурах. Очевидно, что в будущем потребуются дальнейшие сравнения между наблюдениями и моделями, а также более чувствительные астрономические приборы с жёстким рентгеновским/мягким гамма-излучением [?].

Короткоживущий радиоизотоп ^{56}Ni также синтезируется в глубоких недрах при взрывах ccSN. Считается, что излучение ccSN генерируется в основном за счет радиоактивного распада ^{56}Ni , что подтверждается характеристической кривой блеска и данными спектральной эволюции [199]. Эти радиоактивные изотопы несут информацию об окружающей среде, в которой произошел взрыв, но на которую не повлияло сильное расширение ccSN [200]. Одним из ключевых моментов, вытекающих из наблюдений, является широкий диапазон предполагаемых количеств ^{56}Ni . Близость SN 1987A позволила впервые обнаружить линии гамма-излучения в результате радиоактивного процесса $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ [201]. Основываясь на оценках гамма-поглощения в направлении остатка сверхновой Cas A и обилия Fe по рентгеновским наблюдениям, Eriksen и др. [202] предполагают, что обилие ^{56}Ni находится в диапазоне (0,58-0,16) M_{\odot} . Стандартное значение составляет $^{56}\text{Ni} \approx 0,07 M_{\odot}$ [195]. Что касается Cas A, Magkotsios и др. [190] обработали траектории одномерной модели ccSN, разработанной Young и др. [203] таким образом, чтобы соответствовать Cas A, и получили значение $2,46 \times 10^{-1} M_{\odot}$ для ^{56}Ni . Используя двумерную вращающуюся $15-M_{\odot}$ модель Fryer и Heger [204], они получили более высокое значение в $3,89 \times 10^{-1} M_{\odot}$ для ^{56}Ni . Однако следует подчеркнуть, что все вышеперечисленные модели недостаточно долго прослеживают ударную волну ccSN, и поэтому необходимо экстраполировать гидродинамические траектории, чтобы иметь воз-

можность выполнять расчеты нуклеосинтеза.

Другой важный элемент, который синтезируется на заключительной стадии горения - гамма-излучатель ^{26}Al , обнаруженный в межзвёздной среде нашей Галактики [205,206]. ^{26}Al образуется в основном в значительных звёздных ветрах и во время взрывов ccSN. Производство ^{26}Al для различных источников-кандидатов было оценено различными группами [207-209]. Chieffi и Limongi [210] учитывают вращение звезды и его влияние на рассчитанные выходы по сравнению с невращательными моделями. Выходная масса ^{26}Al галактики составляет $\approx 1,7 - 2,0 \pm 0,2 M_{\odot}$ [211]. Voss и др. [212] изучали различия между различными моделями массивных звезд, в частности, влияние вращения и потери массы ветром на радиоактивные индикаторы и области звёздообразования. Отдельные близлежащие области звёздообразования Sco-Cen [213], Орион [212] и Лебедь [214] были детально изучены, и было обнаружено хорошее соответствие между теорией и наблюдениями. Теоретические модели ccSN, однако, страдают от значительной неопределённости в производстве ^{26}Al из-за недостатка экспериментальных данных о реакциях, которые создают и разрушают ^{26}Al в условиях ccSN [63, 208]. Например, неопределённость в скоростях ядерных реакций, ответственных за образование ^{26}Al , выбрасываемого при взрывах сверхновых, приводит к неопределённости в его распространённости в ~ 3 раза [215]. Классические новые звёзды [216] являются одним из потенциальных источников ^{26}Al , и было показано, что в этих местах могло образоваться до $0,4 M_{\odot}$ галактического количества ^{26}Al [217]. В частности, реакция $^{26}\text{Al}(p,\gamma)^{27}\text{Si}$ [218] сильно влияет на содержание ^{26}Al в выбросах новой звезды. Короткоживущий изомер ^{26m}Al играет особую роль в новых звёздах, поскольку в этих условиях ^{26m}Al и ^{26}Al находятся в квазиравновесном состоянии, и, следовательно, для определения эффективного периода полураспада ^{26}Al и количества выбрасываемого вещества необходимо знать как о разрушении основного состояния, так и изомера. Косвенные исследования могли бы помочь определить скорость реакции $^{26}\text{Al}(p,\gamma)^{27}\text{Si}$. Более того, реакция $^{23}\text{Mg}(p,\gamma)^{24}\text{Al}$ также способствует нуклеосин-

тезу ^{26}Al в новых звездах. Реакция $^{23}\text{Mg}(p,\gamma)^{24}\text{Al}$ была впервые измерена непосредственно на установке DRAGON с точностью, достаточной для получения новых данных [219]. Измерения привели к уменьшению неопределённостей в отношении выброшенного ^{26}Al в моделях типа пова, описанных, например, в [220]. Тем не менее, при температурах ниже, чем те, которые достигаются в классических новых звёздах, по-прежнему преобладает прямое улавливание, от которого будут зависеть неопределённости.

4.2.3 r-процесс

Нейтрино играют решающую роль в нашем понимании SNIИ (см., например, [221]). Согласно наиболее распространённой в настоящее время теории взрыва массивной звезды, энергия взрыва обеспечивается нейтрино, которые в избытке испускаются из зарождающейся PNS и взаимодействуют с веществом звезды-прародительницы (рис. 5). Предполагается, что эта энергия не только способствует распространению ударной волны сверхновой в области мантии и оболочки звезды и вызывает сильное разрушение звезды, но и приводит к оттоку массы с поверхности из PNS. Это продолжается более 10 секунд и может быть подходящим местом для нуклеосинтеза r-процесса. Барийный поток, который расширяется со сверхзвуковыми скоростями, - это ветер, движимый нейтрино (neutrino-driven wind) [222]. PNS охлаждается, испуская нейтрино, то есть $\nu_e, \bar{\nu}_e$. Поскольку эти нейтрино проходят через горячий материал, состоящий преимущественно из свободных нуклонов, непосредственно за пределами PNS часть ν_e и $\bar{\nu}_e$ может поглощаться через $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ и $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. В среднем, нуклон получает ≈ 20 МэВ от каждого взаимодействия с ν_e или $\bar{\nu}_e$. Чтобы выйти из гравитационного потенциала PNS $GM_{NS}m_u/R_{NS} \approx 200$ МэВ, нуклон в потоке ветра должен взаимодействовать с ν_e и $\bar{\nu}_e \approx 10$ раз. В конечном счёте нейтринный ветер сталкивается с медленным ранним выбросом ccSN, что приводит к прекращению ветра[??] или обратному удару [223]. Вышеупомянутые реакции также взаимно преобразуют нейтроны и протоны, тем

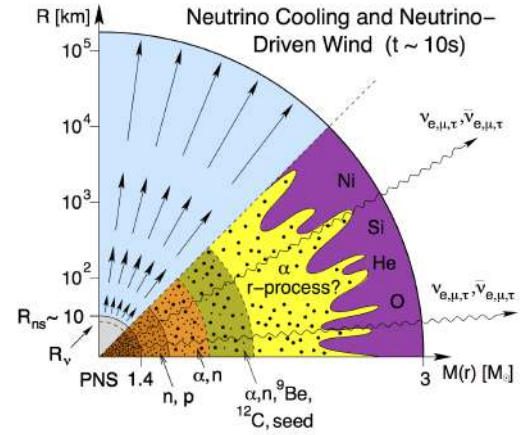


Рис. 5: Схематическое изображение ветра, вызванного нейтрино, с поверхности протонейтронной звезды. Горизонтальная ось показывает массу, вертикальная ось показывает соответствующие радиусы, где R_{ns} и R_ν - это нейтронная звезда и нейтриносфера, соответственно. Сверхзвуковой нейтринный ветер, образующийся после начала взрыва, обеспечивает благоприятные условия для r-процесса - большое количество нейтронов, короткие временные рамки и высокую энтропию. В этой среде с высокой энтропией возможно, что большинство нуклонов находятся в форме свободных нейтронов или связаны в альфа-частицы. Таким образом, в каждом исходном ядре может быть много нейтронов, даже если материал не особенно богат нейтронами. Прогнозируемое количество вещества, выбрасываемого в результате r-процесса, хорошо согласуется с тем, что требуется в соответствии с простыми аргументами эволюции галактики. Для получения более подробной информации см. [227].

самым определяя долю электронов, летящих по ветру [224]. За последние 20 лет нейтринный ветер привлек к себе огромное внимание, поскольку он был предложен в качестве кандидата на роль объекта астрофизики, где сосредоточена половина тяжёлых элементов, полученных с помощью r-процесса [222]. Общие условия, необходимые для

г-процесса, были исследованы как с помощью аналитических [225], так и с помощью стационарных [226] моделей нейтринных ветров.

Для того чтобы объяснить количества элементов звёздного г-процесса, связанные с пиками при $A \sim 130$ и 195 , каждая сверхновая должна выбрасывать $\sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot}$ вещества г-процесса. Хотя современные модели нейтринного ветра с трудом обеспечивают условия для интенсивного г-процесса [237], ветер в действительности выбрасывает $\sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot}$ материала за период ~ 1 с [228]. Это объясняется тем, что небольшая скорость нагрева из-за слабости взаимодействия нейтрино позволяет материалу выходить из глубокого гравитационного потенциала PNS с типичной скоростью $\sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot} \text{ c}^{-1}$ [226]. Способность выбрасывать небольшое, но разнообразное количество материала была признана привлекательной особенностью модели г-процесса, основанной на нейтринном ветре (например, [229]). Однако существующие модели не в состоянии обеспечить условия для протекания г-процесса в нейтринном ветре. Например, для производства тяжёлых элементов г-процесса ($A > 130$) требуется высокое соотношение нейтронов к затравке. Это может быть достигнуто с помощью следующих условий: высокой энтропии, быстрого расширения или низкой доли электронов [226, 230]. Как отметили Argones и др. [231], эти условия ещё не реализованы в гидродинамическом моделировании, которое отслеживает эволюцию потока в течение первых секунд фазы ветра после взрыва [232]. Напротив, считается, что слабый г-процесс, приводящий к более лёгким элементам (пик ~ 80), имеет место в нейтринных ветрах, которые могут возникать в ccSN или коллапсарных аккреционных дисках [233]. Астрофизические условия, необходимые для создания элементов в области пика с помощью слабого г-процесса, можно найти в недавнем исследовании Surman и др. [234]. Как только ветер через несколько секунд остывает, реакции с заряженными частицами становятся ключевыми для образования тяжёлых элементов. При типичной эволюции ветра реакция (α, n) протекает быстрее, чем все другие реакции с заряженными частицами, что приводит к развитию нуклеосинтеза в

ветрах, богатых нейтронами. Ни одна из наиболее значимых реакций (α, n) не была измерена в диапазоне энергий, соответствующем астрофизическим условиям слабого г-процесса. До сих пор разработчики моделей полагались на теоретические предсказания этих скоростей. Кроме того, теоретическая неопределённость рассчитанных скоростей реакции может достигать 2 порядков, а расчёты распространённости элементов высокочувствительны в пределах ожидаемых теоретических неопределённостей этих скоростей [235]. Недавнее систематическое исследование позволило определить наиболее важные скорости реакций, влияющих на большинство конечных концентраций в сценариях слабого г-процесса, которые затем могут быть определены экспериментально с помощью измерений в установках с радиоактивным пучком [236]. Большинство скоростей реакций, ответственных за образование элементов ($A \sim 80$) в нейтринных ветрах, либо возможны при текущей интенсивности пучка в существующих установках ядерной физики, либо будут такими в ближайшем будущем. Ядра, участвующие в г-процессе, обычно имеют слишком короткий период полураспада, чтобы их можно было превратить в мишень, поэтому эксперименты по захвату нейтронов, проводимые на этих ядрах, представляют собой сложную проблему. Для уменьшения фундаментальных неопределённостей в ядерной физике необходимы улучшения теоретических скоростей реакций, а также усовершенствования в области экспериментального оборудования. Другим возможным сценарием нуклеосинтеза г-процесса могут быть реакции в нейтринных потоках из толстого аккреционного диска (или "тора") вокруг чёрной дыры, как недавно было исследовано Wanao и др. [238]. Ожидается, что аккреционный тор ЧД является остатком слияния двух НЗ или НЗ и ЧД. Рассчитанные значения нуклеосинтеза, интегрированные по массе, хорошо согласуются с распределением значений г-процесса в Солнечной системе, что позволяет предположить, что нейтринные ветры тора ЧД, возникающие в результате компактных бинарных слияний, потенциально могут быть основным, а в некоторых случаях и доминирующим местом производства элементов г-процесса [239].

Имеются прямые доказательства того, что ccSNe также генерируют магнитогидродинамические (МГД) струи с мощностью, сравнимой с самим взрывом [240-242]. Ожидаемая скорость составляет $\sim 0,25 - 0,5c$ (скорость выхода из новой PNS). В то время как ожидается, что после взрывов ccSN остаются чёрные дыры, было высказано предположение, что звезда размером более $25 M_{\odot}$ может сжаться до чёрной дыры [243]; вокруг ЧД образуется аккреционный диск, если звезда имеет достаточный момент импульса до коллапса. Эта система могла бы генерировать релятивистскую струю гамма-излучения (гамма-всплески, см. раздел 4.3.1) из-за МГД-эффектов и называется коллапсарной моделью [244]. Магнитно-управляемые струи в моделях коллапсаров были широко исследованы как место протекания r-процесса [245, 246]. Мощные магнитовращательные струи модели коллапсара могут создавать тяжёлые ядра r-процесса при образовании ЧД [247]. Оценки состава струй, выбрасываемых коллапсаром, показали, что синтез тяжёлых элементов может происходить также в фазе выброса во время коллапса ядра звезды [115]. Было обнаружено, что такие элементы, как U и Th, синтезируются с помощью r-процесса, когда источник имеет большое магнитное поле (10^{12} G). Кроме того, в струях образуется много r-нуклидов. Вещество, удалённое от оси, падает не прямо внутрь, а сначала образует аккреционный диск, если момент инерции звезды достаточно высок. При высоких скоростях аккреции диск настолько плотным и горячим, что, как ожидается, ядерное горение будет протекать эффективно, а внутренняя область диска станет богатой нейтронами за счет захвата ядрами электронов. Эта область - место протекания r-процесса, и из коллапсара может быть выброшено около $0,01 M_{\odot}$ массивных ядер, богатых нейтронами, причем U и Th являются наиболее часто синтезируемыми элементами [248]. Недавние расчёты нуклеосинтеза в трёхмерной МГД-модели сверхновой показали, что такая сверхновая могла быть источником элементов r-процесса в ранних галактиках [249]. Однако в этих расчётах полученные ядра ограничены первичными, синтезированными внутри струй, и сравнения с распространённостью

в Солнечной системе были сосредоточены на элементах, более тяжёлых, чем ядра группы железа. Оно и др. [247,250] выполнили расчёты взрывного нуклеосинтеза внутри струй для коллапсара массивной звезды с гелиевым ядром размером $32 M_{\odot}$. Эти расчёты включают гидростатический нуклеосинтез с использованием сети ядерных реакций, включающей 1714 ядер (до ^{241}U). Модель jet не позволяет получить элементы вокруг третьего пика солнечных r-элементов и промежуточные r-элементы, в отличие от предыдущих исследований [115, 251] нуклеосинтеза r-процесса в модели коллапсара $40 M_{\odot}$. Это может быть связано с различиями в звезде-предке и заданном начальном распределении момента импульса и магнитного поля. Исследование, проведенное Vanerjee и др. [252], показало, что синтез редких элементов, таких как ^{31}P , ^{39}K , ^{43}Sc , ^{35}Cl и других редких изотопов, также возможен. Эти элементы, которые образуются при моделировании во внешних областях аккреционных дисков (т.е. $0,001-0,01 M_{\odot} \text{ c}^{-1}$), были обнаружены в эмиссионных линиях некоторых длинных GRB послесвечений, однако они ещё не подтверждены дальнейшими наблюдениями. Были предложены и другие модели. Список включает расчёты, основанные на модели коллапсарной струи, разогретой МГД и нейтрино [253], моделях взрыва с быстрой магнитной струёй и замедленной магнитной струёй [254] и моделях коллапса быстро вращающегося сильно намагниченного ядра [242, 255, 256]. Дополнительную информацию по темам, связанным с r-процессом в ccSNe, см. в [257].

4.2.4 r-процесс

В этом разделе мы расскажем о последних достижениях, связанных с образованием r-нуклидов во время взрывов сверхновых. Ряд богатых протонами изотопов не может быть синтезирован с помощью последовательностей только захвата нейтронов и β -распадов, поэтому требуется постулирование третьего процесса (см., например, [258] и ссылки в нём). Как обсуждалось выше, r-нуклиды синтезируются путём последовательного добавления протонов к нуклиду или удаления нейтронов из ранее существовавших s- или r-нуклидов по-

средством фотодезинтеграции. В условиях, с которыми приходится сталкиваться в астрофизической среде, трудно получить р-ядра путём захвата протонов, поскольку кулоновский барьер ядра увеличивается с увеличением числа протонов, и, кроме того, при высокой температуре (γ, p) реакции протекают быстрее, чем захват протонов. Фотодезинтеграция - это альтернативный способ образования р-ядер, либо из-за разрушения их более богатых нейтронами соседних изотопов в результате последовательных реакций (γ, n), либо путём выделения более тяжёлых и нестабильных нуклидов в результате реакций (γ, p) или (γ, α) и последующего β -распада. Понятно, что термин "р-процесс" используется для обозначения любого процесса синтеза р-ядер, даже если при этом не происходит захвата протонов. Действительно, пока кажется невозможным воспроизвести звёздное содержание р-изотопов с помощью одного-единственного процесса. В нашем нынешнем понимании есть свидетельства того, что для образования р-нуклидов имеет значение более одного процесса в нескольких астрофизических сценариях [118, 233, 259-261]. Arnould [109] предложил р-процесс в предсверхновых фазах, а Woosley и Howard [262] предложили γ -процесс в сверхновых. Этот γ -процесс требует высоких температур звёздной плазмы и происходит, главным образом, при взрывном сжигании O/Ne во время ccSN (см., например, [260, 263, 264]). γ -процесс во время взрыва ccSN - наиболее хорошо известный астрофизический сценарий нуклеосинтеза р-ядер [262]. Уже в более ранних работах [265, 266] считалось, что в богатых O/Ne слоях массивных звёзд протекает γ -процесс. Он активируется, как правило, менее чем за секунду, когда ударный фронт проходит через зону горения O/Ne. Исторически было идентифицировано 35 р-нуклидов, из которых ^{74}Se является самым лёгким, а ^{196}Hg - самым тяжёлым. Содержание изотопов р-ядер на 1-2 порядка ниже, чем соответствующих г- и s-ядер в той же области масс. Ядерные реакции γ -процесса в основном индуцируются фотонами с энергией в диапазоне МэВ, и скорость реакции определяется распределением Планка. Для обеспечения достаточной энергии требуются температуры поряд-

ка нескольких 10^9 К. Такие температуры достигаются при взрывах ccSN. События взрыва также обеспечивают правильную временную шкалу в несколько секунд - если бы интенсивность фотонов сохранялась в течение более длительного периода, исходное распределение полностью преобразовалось бы в лёгкие изотопы, не оставляя после себя р-ядер. В ранней работе Woosley и Howard [262] было обнаружено, что для получения полного спектра р-ядер от ^{74}Se до ^{196}Hg требуются различные условия, поэтому для разных слоев ccSN были разработаны различные профили плотности и температуры. Типичный диапазон пиковых температур составляет от 2 до 3×10^9 К, в то время как максимальные плотности варьируются от 2×10^5 г/см³ до 6×10^5 г/см³. Сочетание профилей плотности и температуры часто называют траекторией. Эти траектории существенно различаются для разных астрофизических объектов, удовлетворяющих общим условиям.

Было показано, что сценарий γ -процесса страдает от сильного недопроизводства наиболее распространённых р-изотопов, $^{92,94}\text{Mo}$ (см., например, [268]) и $^{96,98}\text{Ru}$. В отличие от г- и s-процессов, содержание, получаемое при γ -процессе, значительно варьируется в зависимости от состава начального распределения. Подробные исследования, проведенные Costa и др. [269], показали, что обогащение материала слабым s-процессом позволяет получить достаточное количество р-ядер Mo и Ru, но в то же время факторы перепроизводства более лёгких р-ядер увеличиваются. Следовательно, изменение начального распределения само по себе не может решить проблему переизбытка изотопов Mo. Модели ccSN не могут воспроизвести относительно большие содержания $^{92,94}\text{Mo}$ и $^{96,98}\text{Ru}$, даже принимая во внимание ядерные неопределённости [263, 270], за исключением возможного увеличения скорости термоядерной реакции $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ [162]. Основываясь на наблюдениях за бедными металлами звёздами галактического гало, эти элементы можно рассматривать как сильно смешанные, в которых вклады s-процесса и основного и слабого г-процессов смешиваются с меньшим вкладом р-процесса. В качестве альтернативы, было предложено, чтобы другие про-

цессы в массивных звёздах, отличные от классического p -процесса, способствовали недостающему содержанию p -ядер Mo-Ru, например, νp -процесс в условиях нейтринного ветра, богатого протонами [271]. Mo и Ru являются перспективными элементами для изучения степени гетерогенности нуклеосинтетических изотопов планетарного масштаба во внутренней части Солнечной системы. Оба элемента содержат по семь изотопов примерно одинаковой распространённости, образующихся в результате различных процессов нуклеосинтеза и встречаются в поддающихся измерению количествах почти во всех группах метеоритов, что позволяет всесторонне оценить степень любой изотопной неоднородности во внутренней части Солнечной системы. Выявление изотопных аномалий в масштабе массы метеорита дает важную информацию о масштабах и эффективности процессов смешивания, поскольку вариации изотопов легче всего объяснить переменным содержанием p -, s - и r -элементов в этих образцах. Изотопная неоднородность в железных метеоритах и массивных хондритах наблюдалась для ряда элементов, включая Mo [272] и Ru [273]. Эти результаты противоречат доказательствам изотопной однородности [274,275]. Изотопные аномалии Mo в массивных метеоритах коррелируют с аномалиями Ru в точности так, как предсказывает теория нуклеосинтеза, что убедительно свидетельствует о том, что коррелированные аномалии Ru и Mo вызваны неоднородным распределением одного или нескольких носителей s -процесса [273, 276, 277]. Однако масштабы изотопных аномалий в метеоритах слабо ограничены, поскольку в предыдущих исследованиях были получены различные результаты относительно наличия изотопных аномалий Mo в метеоритах [272, 274, 278]. Происхождение и масштабы вариаций изотопов Mo при нуклеосинтезе в метеоритах и их компонентах нуждаются в дальнейшем изучении, и необходимы более подробные результаты процесса захвата нейтронов, чтобы определить его вклад в содержание элементов. Типичные теоретические коэффициенты перепроизводства показаны на рисунке 6 для всех r -ядер. Если пренебречь самыми легкими r -ядрами ^{74}Se и ^{80}Kr , то в среднем наблюдается монотон-

ный рост с увеличением массового числа. Эта тенденция не может быть исправлена неопределённостями ядерной физики, как показано в [267], но основана на модели, в которой самые тяжёлые r -ядра выживают только в самых отдаленных слоях с самыми низкими пиковыми температурами (эффект, который может быть завышен в современных моделях). Как правило, первоначальный состав представляет собой смесь нуклеосинтеза r - и s -процессов, что видно из распределения солнечного состава. Существует много отличных статей по проблеме Mo-Ru, и заинтересованный читатель найдет более подробную информацию в [279-281].

Другим процессом в ccSNe , который может привести к образованию легких ядер p -процесса вплоть до Pd-Ag, включая ^{92}Nb , является комбинация захвата α -частиц, протонов, нейтронов и их обратных реакций в условиях вымораживания с высоким содержанием α [282]. Нейтринные потоки от формирующихся НЗ также относятся к возможным местам образования лёгких ядер p -процесса [283,284], хотя один из его возможных компонентов, νp -процесс [118], не может образовывать ^{92}Nb , поскольку он экранирован ^{92}Mo [271]. То же самое происходит и в случае gr -процесса при рентгеновских вспышках [285] (см. раздел 4.4). Более того, общее количество p -ядер, образующихся за одно событие, и ожидаемая частота взрывов SNII не соответствуют абсолютным наблюдаемым значениям, поэтому в качестве дополнительного объекта были исследованы SNIa [286]. В целом, наблюдалась та же тенденция, что и на рисунке 6 для SNII. Недостаточное образование p -ядер Mo-Ru было менее выраженным, возможно, из-за немного более высоких температур. Несмотря на то, что общее количество p -ядер, образующихся за один раз, выше, чем для SNII, менее частое появление SNIa уменьшает их вклад в наблюдаемое содержание [287]. Два недавних исследования [261,288] подтверждают эти выводы, хотя предполагаемое недопроизводство $^{92,94}\text{Mo}$ и $^{96,98}\text{Ru}$ ещё больше снижается за счет дополнительного увеличения их содержания в результате реакций захвата протонов. Таким образом, комбинация как SNIa, так и SNII является обязательной для соответствия наблюдаемым показателям. Могут быть

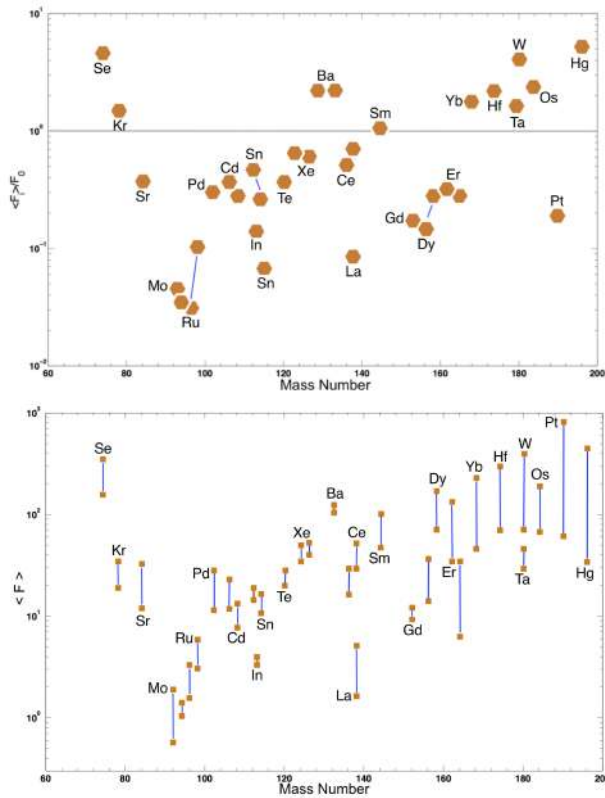


Рис. 6: Коэффициенты перепроизводства $\langle F \rangle$ р-ядер в SNIИ $25 M_{\odot}$ звёзд. Вверху: Лёгкие р-ядра $^{92,94}\text{Mo}$ и ^{96}Ru наиболее сильно недопроизводятся. Данные взяты из [263]. Снизу: Для каждого нуклида показаны максимальное и минимальное содержание, предсказанные на основе расчётов р-процесса. На обилие более лёгких ядер в основном влияют неопределённые соотношения в прогнозируемых плотностях ядерных уровней и потенциале нуклонного ядра. Адаптировано из [267]. Подробности см. в тексте.

дополнительные, но небольшие вклады от более редких событий, таких как, например, сверхновые sub-Chandrasekar массы [289] или парные сверхновые [290].

Стоит также упомянуть о нуклеосинтезе Ta, который на протяжении многих лет оставался загадкой. Точное определение изотопного состава

Ta позволило бы провести расчёты нуклеосинтеза р-процесса с точки зрения точного содержания изотопа ^{180}Ta . Этот нуклид образуется как в р-, так и в s-процессах и обладает замечательным свойством быть самым редким изотопом в Солнечной системе, существующим только в долгоживущем изомерном состоянии при $E_x = 77$ кэВ ($t_{1/2,iso} > 10^{15}$ лет) с содержанием изотопов около 0,012%. В действительности измеряется содержание изотопа ^{180m}Ta , что является уникальной ситуацией в природе. В своем основном состоянии ^{180}Ta распадается до ^{180}Hf и ^{180}W с периодом полураспада всего 8 часов. ^{180m}Ta - самый редкий изотоп в природе и, следовательно, важный изотоп для понимания р-процесса. Реакции захвата медленных и быстрых нейтронов в звёздах и взрывы ccSN, фото- и нейтринно-индуцированные реакции в ccSN были предложены в качестве механизма получения ^{180}Ta , однако единого мнения не существует, и теоретически было показано, что ^{180}Ta можно объяснить исключительно γ -процессом (γ, n) [266]. Один только s-процесс также может объяснить образование ^{180}Ta , в основном за счёт разветвления в ^{179}Hf посредством реакций $^{179}\text{Hf}(\beta)^{179}\text{Ta}(n, \gamma)^{180}\text{Ta}$ и/или $^{179}\text{Hf}(n, \gamma)^{180m}\text{Hf}(\beta)^{180}\text{Ta}$ [291]. Кроме того, для частичного объяснения его синтеза были предложены более экзотические реакции, например, нейтринные процессы, включающие $^{180}\text{Hf}(\nu_e, e)^{180}\text{Ta}$ [292, 293]. Тем не менее, значимость отдельных процессов не может быть четко установлена из-за неопределённости в скоростях реакции для ^{180}Ta из-за отсутствия экспериментальных данных, таких как функция силы гамма лучей [294]. Точное определение требуется для обеспечения лучшей основы для расчетов по р-процессу [295]. Недавно был разработан высокоточный метод измерения изотопных соотношений внеземных образцов с низкими концентрациями Ta, но экстремальная разница в содержании изотопов, превышающая 8000 раз, делает очень сложным точное определение изотопных соотношений Ta с помощью масс-спектрометрии (подробнее см., [296]).

4.3 Слияние нейтронных звёзд и нейтронных звёзд с чёрными дырами: γ -процесс

Это оригинальное место для получения ядер γ -процесса было предложено Tsuruta и др. [297] на раннем этапе развития теории нуклеосинтеза. При высоких плотностях (обычно $\rho > 10^{10}$ г/см³) вещество, как правило, состоит из ядер, расположенных на обогащённой нейтронами стороне долины ядерной стабильности в результате эндотермического захвата свободных электронов [298]. Такие условия наблюдаются при сжатии вещества при образовании НЗ и при слиянии двух НЗ, что делает эти системы перспективными для образования тяжёлых элементов γ -процесса [299-301]. Было подсчитано, что 5% первоначальной массы НЗ может быть выброшено во время приливного разрушения НЗ при слиянии НЗ-ЧД [302, 303]. Недавние оценки количества холодного вещества НЗ, выбрасываемого при слиянии НЗ, варьируются от $\approx 10^{-4}M_{\odot}$ до $\approx 10^{-2}M_{\odot}$ [304] при скоростях 0,1-0,3 С. При слиянии НЗ-ЧД выброс может достигать $\approx 0,1M_{\odot}$ при аналогичных скоростях [305]. Большая часть динамических выбросов происходит из-за контакта между сталкивающимися компонентами, которые перед слиянием деформируются в каплеобразные формы, как показано на рисунке 7. Впоследствии нагретое ударной волной вещество выбрасывается квазирадiallyми пульсациями остатка в широком диапазоне угловых направлений. При слиянии двух звёзд массой $1,35 M_{\odot}$ выбросы на границе раздела звёзд разделяются на два компонента, каждый из которых подпитывается (почти) симметрично материалом от обеих сталкивающихся звёзд. Соотношение масс также влияет на выброшенную массу, поскольку очень асимметричные двойные системы генерируют примерно в два раза больше материала, чем симметричные двойные системы с компонентами одинаковой массы [306]. В недавних работах использовалось подробное гидродинамическое моделирование слияний двух НЗ, чтобы найти надёжное подтверждение производства ядер γ -процесса с $A \gtrsim 130$ (например, [306,307]). Согласно этим исследованиям, чрезвычайно бога-

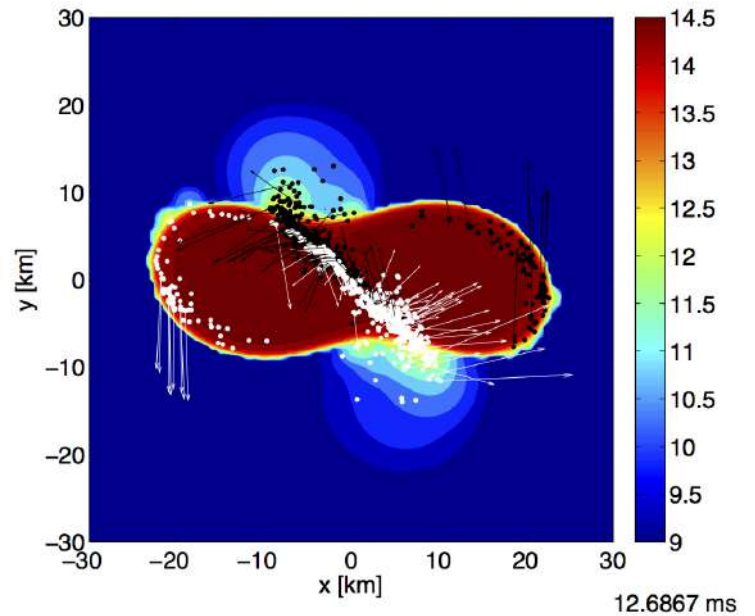


Рис. 7: Динамика слияния и выброса массы двойной нейтронной звезды $1,35 M_{\odot}$ с ядерным уравнением состояния DD2, визуализируемая с помощью цветовой маркировки сохраняющейся плотности массы покоя (логарифмически рассчитанной в г/см³) в экваториальной плоскости. Точками отмечены частицы, которые в конечном счёте представляют собой не связанную гравитационно материю. Взято: [306], воспроизведено с разрешения автора.

тые нейтронами выбросы нагреваются за счет β -распада во время их декомпрессии, а также могут подвергаться высокотемпературному удару во время динамического выброса. Из-за очень высокой начальной плотности динамического выброса тяжёлые ядра присутствуют уже во время фазы ядерного статистического равновесия при расширении. В последующем горячем процессе происходит циклическое расщепление, что обеспечивает стабильную концентрацию $A \gtrsim 130$. Важные результаты были получены в ходе недавних исследований (например, [239, 308-312]), включая моделирование, учитывающее как состав динамиче-

ского выброса, так и нейтринный ветер (вдоль полюсов), при котором вещество выбрасывается из горячей НЗ до точки образования ЧД, за которой следует выброс вещества из аккреционных дисков ЧД. Основные аспекты этих исследований можно резюмировать следующим образом: динамическая масса выброса слабо зависит от соотношения масс и в значительной степени от степени асимметрии; оттоки из аккреционных дисков ЧД, образующихся при слиянии НЗ, вносят важный вклад в результаты г-процесса компактных слияний; эксцентричные двойные системы могут выбрасывать на порядки больше энергии, чем у двойных систем на квазикруглых орбитах, и лишь немногим меньше, чем у слияний НЗ-ЧД. При слияниях НЗ-ЧД [305,313–316] основным механизмом выброса массы является приливная сила, которая разрушает НЗ в экваториальной плоскости за счет перераспределения момента импульса [304]. Таким образом, геометрия выброса принципиально отличается от геометрии слияния НЗ, как показано на рисунке 8. Кроме того, выбросы при слиянии НЗ-ЧД часто охватывают только часть азимутального диапазона [305].

Один интересный аспект, который следует обсудить, связан с составом образующегося при слиянии компактных объектов вещества. Слияния НЗ и НЗ-ЧД, по-видимому, вносят значительный вклад в распределение галактических г-процессов. Однако результаты, полученные в ходе различных исследований, противоречивы или неубедительны. Например, общее количество тяжёлого вещества г-процесса в Млечном Пути согласуется с ожиданиями выброса массы при численном моделировании слияния [312], а также с ожидаемыми скоростями, рассчитанными на основе галактических слияний НЗ (например, [317]). Кроме того, недавние исследования, полученные Matteucci и др. [319], указывают на то, что элементы г-процесса, возникающие при бинарных слияниях НЗ, по-видимому, представляют собой наиболее перспективный канал производства элементов г-процесса в наши дни. Напротив, оценки влияния таких двойных слияний НЗ на галактический нуклеосинтез были поставлены под сомнение подробными исследованиями неоднородной химической эволюции [318], ко-

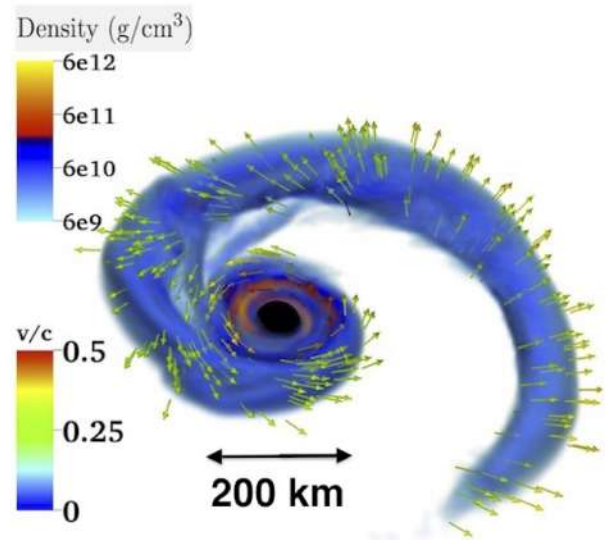


Рис. 8: Визуализация плотности при слиянии НЗ-ЧД с соотношением масс $1,2/7 M_{\odot}$ (из [314]). Выбросы ограничены экваториальной плоскостью, поскольку они создаются в основном приливными силами

торые не согласуются с наблюдениями при очень низкой металличности. Причина описанных различий, вероятно, связана с тем фактом, что модель, предложенная Argast и др. [318], не предполагает мгновенного смешения на ранних стадиях эволюции галактики. В исследовании, опубликованном Vangioni и др. [320], эволюция г-процесса с использованием НЗ в качестве основного астрофизического объекта хорошо согласуется с наблюдениями, предполагая, что на ранней стадии эволюции преобладают слияния двойных систем с временной шкалой слияния порядка ~ 100 миллионов лет, согласно последним оценкам составляющих значительную часть всех слияний. Более того, несколько недавних работ [321,322] подтвердили, что история обогащения и распределение различных элементов г-процесса в галактиках могут быть объяснены слияниями НЗ.

Новая теоретическая модель предполагает, что сначала ccSNe способствуют обогащению тяжёлыми элементами ранней галактики. Затем сле-

дуют слияния НЗ, которые постепенно изменяют содержание тяжёлых элементов [323]. Модель предсказывает несколько конкретных наблюдаемых данных, свидетельствующих о временной эволюции структуры изотопного состава. Она также подтверждает универсальность наблюдаемого распределения между Солнечной системой и крайне бедными металлами звёздами в гало Млечного Пути или недавно обнаруженными ультратонкими карликовыми галактиками [324]. Модели, основанные на законах гидродинамики частиц [325] и подробном анализе плотности карликовых галактик [326], убедительно подтверждают аргумент о том, что слияния НЗ являются основным астрофизическим местом протекания r-процесса. Однако недавно Bramante и др. [327] заявили, что слияния НЗ вряд ли приведут к содержанию r-процесса, наблюдаемому в карликовой галактике Reticulum II, поскольку общая скорость слияния НЗ невелика, а вспышки сверхновых эффективно удаляют двойные звёздные системы из неглубокого гравитационного колодца галактики. Вторая проблема, которая возникает, заключается в том, что карликовые галактики состоят из очень старого звёздного населения [328], что позволяет предположить, что химический состав был заморожен на ≈ 13 млрд. лет. Для этого потребовалось бы, чтобы формирование r-процесса происходило относительно скоро после образования первых звёзд. В связи с этим возникает вопрос, могут ли слияния происходить достаточно быстро, чтобы вещество, полученное в результате r-процесса, могло обогатить старое звёздное население. Несмотря на это, первое прямое обнаружение гравитационного поля волны от слияния двойной звёздной системы НЗ (GW170817) ознаменовали истинное начало совместной гравитационно-волновой и электромагнитной многоканальной астрономии [330] и наложили более жёсткие ограничения на обогащение r-процессов в результате слияния НЗ. Выброшенные массы в целом соответствуют расчетной скорости образования r-процессов, необходимой для объяснения их распространенности в Млечном Пути - первое доказательство того, что слияния двойных звёзд являются доминирующим источником тяжёлых ядер r-процессов в галактике [331, 332]. На-

конец, согласно Foucart и др. [314], слияния НЗ-ЧД также могут способствовать обогащению элементами r-процесса галактик. Согласно этому исследованию, выбрасывается большое количество богатого нейтронами материала с низкой энтропией ($0,04 M_{\odot} - 0,2 M_{\odot}$), который подвергается интенсивному нуклеосинтезу r-процесса, хотя выброс более богат протонами, чем материал, выбрасываемый во время бинарных слияний НЗ.

Надежная оценка скорости слияния звёзд в галактике имеет решающее значение для прогнозирования их вклада в обогащение элементов. Оценки этой скорости довольно низкие, поскольку нам известно лишь несколько таких систем, время слияния которых меньше возраста Вселенной. Две из наблюдаемых двойных звёздных систем в нашей Галактике, PSR J0737-3039 [333] и PSR 2127+11C [334], сольются менее чем через несколько сотен миллионов лет из-за распада орбит, вызванного гравитационным излучением. Общее время от рождения до слияния составляет $\approx 8 \times 10^7$ лет для PSR J0737-3039 и $\approx 3 \times 10^8$ лет для PSR 2127+11C. Оценки скорости слияния звёзд в галактике варьируются от $\sim 10^{-6}$ до $\sim 3 \times 10^{-4}$ в год, при этом наилучшее предположение $\sim 10^{-5}$ в год (например, [335, 336]). Показатели рождаемости в двойных системах НЗ-ЧД и НЗ сопоставимы. Тем не менее, доля двойных систем НЗ-ЧД, имеющих подходящие орбитальные периоды для слияния в пределах возраста Вселенной ($\sim 10^{10}$ лет), остается неопределённой из-за их сложной эволюции, связанной с массообменом [337]. В любом случае, общая частота слияний НЗ (включая НЗ-ЧД) в галактике, возможно, составляет $\sim 10^{-5}$ в год, что примерно в 10^3 раза меньше галактической скорости SNI [338]. Это означает, что каждое слияние должно выбрасывать $\gtrsim 10^{-3} M_{\odot}$ элементов r-процесса, если слияния НЗ были исключительно ответственны за содержание элементов r-процесса, связанное с пиками при $A = 130$ и 195 (в случае ccSNe для каждого события требуется $\sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot}$ материала r-процесса) [228]. Альтернативные сценарии, основанные на слияниях странных звёзд, также были предложены для объяснения нуклеосинтеза после слияния компактных объектов [339]. В частности, наиболее заметной особенностью бы-

ло бы полное отсутствие лантаноидов ($A < 70$). Точный состав НЗ всё ещё обсуждается, и кварковая материя представляет собой одну из наиболее часто рассматриваемых возможностей [340]. Необходимы новые инструменты и разработки в этой области, поскольку результаты нуклеосинтеза при слиянии НЗ остаются неопределёнными. Более глубокое изучение странных кварковых звезд см. в [341].

4.3.1 Сценарий гамма-вспышки килоновой

Гамма-всплески - это вспышки гамма-излучения, связанные со взрывами чрезвычайно высокой энергии, которые наблюдаются в отдалённых галактиках (поскольку их происхождение внегалактическое, они изотропно распределены по небу). Это самые яркие электромагнитные явления, которые, как известно, происходят во Вселенной и длятся от миллисекунд до нескольких минут. Гамма-всплески бывают двух видов - длинные и короткие - в зависимости от того, как долго длится вспышка гамма-излучения. Энергия, выделяемая при каждом взрыве, колеблется в пределах от 10^{50} до 10^{54} эрг. В целом регистрируется около одного всплеска в день. К характерным особенностям гамма-всплесков относится наблюдение рентгеновского свечения (послесвечения), которое создается при взаимодействии высокоскоростного потока частиц с окружающей средой и сохраняется в течение нескольких дней в месте нахождения гамма-всплеска. Короткие гамма-всплески возникают в результате столкновения двух НЗ или НЗ-ЧД, в то время как длинные гамма-всплески связаны с ссSNe. Как обсуждалось ранее, считается, что катаклизмы, подобные гамма-всплескам, являются очагами образования тяжёлых элементов. Более подробную информацию о гамма-всплесках можно найти в [360, 361].

В недавней работе Berger и др. [362] подсчитали, что количество Au, образующегося и выбрасываемого во время оптического/ближнего инфракрасного (optical/near-infrared -NIR) перехода, известного как килоновая (КН), может достигать 10 масс Луны. Считается, что КН является NIR-аналогом слияния двух компактных объектов в

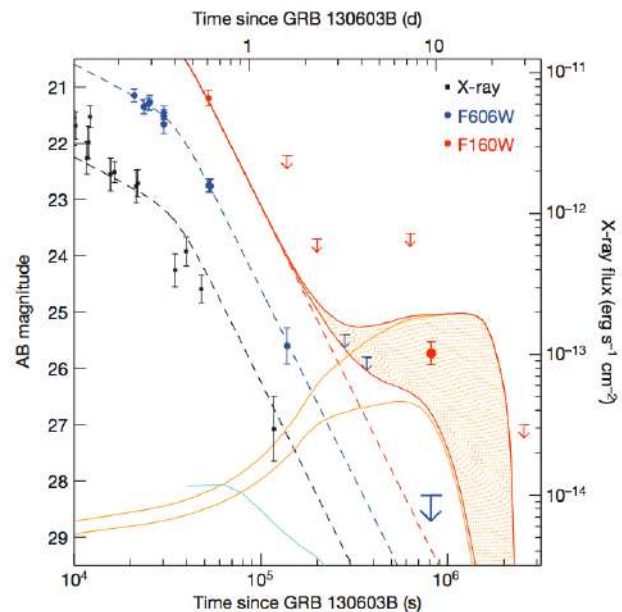


Рис. 9: Кривые блеска КН, показанные на GRB 130603B [364]. Точки представляют рентгеновское (черный), оптическое (синий) и инфракрасное (красный) излучение послесвечения, а также ожидаемое затухание. Избыточный поток в ближнем ИК-диапазоне может быть объяснён излучением, вызванным радиоактивными элементами г-процесса, образующимися в результате выброса обогащённого нейтронами вещества при слиянии компактных объектов.

бинарной системе и указывает на наличие элементов г-процесса. Она в 1000 раз ярче новой, но её яркость составляет всего 1/10 - 1/100 от яркости обычной сверхновой. Основные свойства КН можно найти в [363]. Группа изучала вспышку первого чёткого обнаружения КН, который был связан с коротким гамма-всплеском GRB 130603B. Вспышка GRB 130603B, обнаруженная спутником Swift, длилась менее двух десятых секунды. Хотя гамма-излучение быстро исчезло, GRB 130603B также демонстрировал послесвечение, в котором преобладал инфракрасный свет, яркость и поведение которого не соответствовали типичному послесвече-

чению. Вместо этого свечение выглядело так, как будто оно исходило от экзотических радиоактивных элементов. Обогащённый нейтронами материал, синтезированный в результате динамического выброса и аккреционно-дискового ветра во время слияния, может генерировать такие тяжёлые элементы посредством r -процесса, которые затем распадаются, испуская свечение с преобладанием NIR-излучения. Расчёты показывают, что гамма-всплеск выбросил около $10^{-2} M_{\odot}$ вещества, часть из которых была Au и Pt. Объединив предполагаемое количество Au, произведённого одним коротким гамма-всплеском, с количеством таких взрывов, произошедших за время существования Вселенной, можно сделать вывод, что все Au во Вселенной могло образоваться из гамма-всплесков. На рисунке 9 показана интерполяция оптического и NIR излучения GRB 130603B на фильтры F606W и F160W. Оптическое послесвечение резко затухает после первых $\sim 0,3$ суток и моделируется здесь как плавно нарушенный степенной закон (пунктирная синяя линия). Ключевой вывод из этого графика заключается в том, что для источника, видимого в NIR, требуется дополнительный компонент, превышающий экстраполяцию послесвечения (красная пунктирная линия) [364]. Этот избыточный NIR-поток соответствует источнику с абсолютной звёздной величиной $\sim -15,35$ через ~ 7 дней после вспышки в остальной части кадра. Повторное усиление послесвечения в NIR-диапазоне - это то, чего можно было бы ожидать от КН [365]. Дополнительные данные наблюдений, подтверждающие связь GRB-KN, приведены в [366, 367].

Численное моделирование показывает, что килоновые могут выбрасывать небольшую часть исходной системы в межзвёздную среду [298], а также формировать диск, поддерживаемый центробежными силами, который быстро рассеивается в космосе с помощью богатого нейтронами ветра [368]. Эти два различных механизма выброса характеризуются различным составом. Потоки, выходящие из диска, вероятно, не содержат лантаноидов, поскольку синтез более тяжёлых элементов подавляется высокой температурой [365], в то время как материал поверхности - место интен-

сивного нуклеосинтеза r -процесса, приводящего к образованию тяжёлых элементов. Согласно Kasen и др. [368], тесная взаимосвязь между килоновыми и производством элементов r -процесса делает переходный процесс мощным средством диагностики физических условий при слиянии. Эта особенность обусловлена чувствительностью оптической непрозрачности к типу технологического состава выбросов: даже небольшая доля лантаноидов или актиноидов ($A > 140$) может увеличить оптическую непрозрачность на порядки по сравнению с составом, подобным железу. Переходный процесс КН создает оптическое излучение в течение первого дня после слияния, затем переходит в ближний инфракрасный диапазон. Пиковая оптическая и инфракрасная яркость, а также длительность переходного процесса зависят от общей массы выбрасываемого вещества. На ранних стадиях, когда температура высока, выбросы, богатые лантаноидами, генерируют значительное количество синего оптического излучения, длительностью < 1 дня [369]. Необходимы дальнейшие расчёты и модели атомной структуры, чтобы изучить КН на раннем этапе, поскольку на надёжность прогнозируемого оптического излучения влияют неопределённости в атомных данных лантаноидов.

Новое и революционное совместное обнаружение гравитационного и электромагнитного излучения от одного источника, GW170817, полученное в результате слияния двух НЗ, убедительно подтверждает связь между короткими гамма-всплесками и последующими КН за счет радиоактивного распада r -ядер, синтезированных в результате выброса [370-373]. Тепловой спектр оптического аналога GW170817 (например, [374]) согласуется с моделью КН по сравнению со степенным спектром, ожидаемым для нетеплового излучения послесвечения гамма-всплесков. Форма болометрической кривой блеска, следующей за пиком, в целом соответствует скорости радиоактивного нагрева $\propto t^{-1,3}$ от свежесинтезированных ядер r -процесса [332,363]. Кривые блеска демонстрируют быстрое снижение в самых синих полосах, промежуточную скорость снижения в красных оптических полосах и незначительное снижение в NIR. Общая масса красного (содержащего

лантаноиды) выброса была оценена как $\approx 4 \times 10^{-2} M_{\odot}$ при несколько меньшей скорости расширения, $v \approx 0,1c$, чем у синего выброса. Красный компонент выброса КН доминирует в общей массе и, следовательно, также, вероятно, влияет на выход как лёгких, так и тяжёлых ядер r -процесса. Предполагая, что распределение r -процессов совпадает с солнечным, можно сделать вывод, что в течение нескольких секунд после GW170817 было создано ~ 100 - $200 M_{\oplus}$ в Au и ~ 30 - $60 M_{\oplus}$ U [375]. Будущие разработки в этой области на стыке нуклеосинтеза, квантовой астрономии и химической эволюции галактик обещают быть захватывающими.

4.4 Аккреция нейтронных звёзд: gr -процесс

Ядра, расположенные близко к протонной линии капель, имеют решающее значение как в спокойных, так и во взрывных астрофизических событиях. Условия, подходящие для синтеза нуклидов в диапазоне r -ядер, также создаются взрывными сценариями, такими как рентгеновские всплески (X-Ray Bursts XRBs) и рентгеновские пульсары, которые представляют собой возможные места для астрофизического gr -процесса [342]. gr -процесс состоит из серии быстрых протонных реакций и реакций захвата, перемежающихся β^+ -распадами, что приближает путь реакции к протонной линии капель. Чтобы полностью понять этот процесс, необходимо знать такие ядерные свойства, как массы, время жизни, плотности уровней и спиновые соотношения состояний многих ядер, близких к протонной линии капель. gr -процесс ингибируется α -распадом, который уравнивает верхний предел на уровне ^{105}Te [343]. Рентгеновские лучи возникают в двойных звёздных системах, где компактная звёздная система аккумулирует богатое He вещество от звезды-компаньона [344]. Рентгеновские вспышки I типа возникают, когда скорость аккреции составляет менее $10^{-9} M_{\odot}$ в год [342], и характеризуются чрезвычайно энергичными ($\sim 10^{39}$ эрг) вспышками рентгеновского излучения, которые появляются регулярно в течение нескольких часов или дней. Сами всплески длятся от десятков до сотен секунд

и представляют собой результат накопления материала на поверхности НЗ. Через несколько часов термоядерный выброс в экстремальных условиях температуры ($\geq 10^9$ К) и плотности ($\rho \sim 10^6$ г/см³) вызывает взрыв, который приводит к яркой рентгеновской вспышке [345]. Большая трудность в моделировании рентгеновских лучей связана с отсутствием четких ограничений, связанных с наблюдаемым нуклеосинтезом. Недавний обзор рентгеновских лучей I типа можно найти в [346]. Хотя считается, что большой гравитационный потенциал, создаваемый НЗ, препятствует тому, чтобы gr -процесс влиял на химический состав Вселенной, знания о gr -процессе, тем не менее, имеют решающее значение для понимания генерации энергии в сценариях рентгеновского излучения. Кроме того, химический состав золы, которая остается на поверхности НЗ в результате gr -процесса, критически зависит от точного пути и скорости протекания термоядерных реакций, составляющих gr -процесс [342]. Считается, что обогащённые протонами ядра $T_z = -1$ (где $T_z = 12(N - Z)$), в частности, играют критическую роль в сценариях XRB [347]. Например, в недавнем теоретическом исследовании Parikh и др. [348] были выделены реакции радиационного захвата протонов $^{61}\text{Ga}(p,\gamma)^{62}\text{Ge}$ и $^{65}\text{As}(p,\gamma)^{66}\text{Se}$ как критически влияющие на химические выходы в рентгеновских лучах [345]. Таким образом, требуется подробная информация о структуре состояний, превышающих протонный порог в ядрах ^{62}Ge и ^{66}Se с $T_z = -1$. Рассмотрение зеркальных ядер показывает, что плотности уровней в астрофизически значимых энергетических областях очень низки, что делает статистические методы, такие как расчеты Хаузера-Фешбаха, в этих случаях неуместными [349]. Действительно, скорость реакции захвата протонов может определяться одним резонансом.

Основная загадка, которую необходимо решить при изучении gr -процессов, связана с протеканием реакции через долгоживущие точки ожидания ^{64}Ge , ^{68}Se и ^{72}Kr , которые в значительной степени ответственны за формирование хвоста рентгеновских лучей [350]. Решающее влияние имеют Q -значения захвата протона в этих точках ожидания, которые в значительной сте-

пени определяют, в какой степени захват протона может обойти медленные β -распады. Нуклиды в точках ожидания замедляют гр-процесс и сильно влияют на наблюдаемые всплески. Они характеризуются длительным периодом полураспада, равным продолжительности вспышки. Низкие или отрицательные значения Q для захвата протонов могут препятствовать дальнейшему захвату протонов из-за сильной (γ, p) фотодезинтеграции. Недавно был достигнут значительный прогресс в определении Q захвата протона ^{68}Se [351]. Медленный β -распад точки ожидания ^{68}Se в астрофизическом гр-процессе, в принципе, можно обойти путем последовательного захвата двух протонов. Авторы пришли к выводу, что реакция $^{68}\text{Se}(2p, \gamma)$ имеет в лучшем случае очень слабый эффект, а ^{68}Se - важная точка ожидания в гр-процессе в рентгенодиагностике. Это дает надежное объяснение наблюдаемым иногда длительным всплескам, составляющим порядка нескольких минут. Важные экспериментальные результаты по скорости реакций в гр-процессе также были получены недавно с использованием матрицы GRETINA в NSCL [352]. Измерения существенно устраняют неопределённость в отношении вклада реакции $^{57}\text{Cu}(p, \gamma)^{58}\text{Zn}$ в XRB-модели, а также определяют эффективное время жизни ^{56}Ni , важной точки ожидания в гр-процессе. Когда звёздная система аккрецирует H и He из внешних слоев своей звезды-компаньона, процессы термоядерного горения запускают αp -процесс (последовательность реакций (α, p) и (p, γ)) как механизм выхода из горячего CNO-цикла. Модели XRB предсказывают, что скорости реакций (α, p) существенно влияют на кривые блеска XRB и содержание элементов в золе от взрыва [353]. Теоретические скорости реакций, используемые при моделировании αp -процесса, должны быть подтверждены экспериментально. Важный пример в процессе апробации - реакция $^{34}\text{Ar}(\alpha, p)^{37}\text{K}$, которая была идентифицирована в исследованиях чувствительности [345] как важная ядерная неопределённость. Действительно, недавние расчеты по R-матрице [354] для нескольких (α, p) реакций, включая $^{34}\text{Ar}(\alpha, p)^{37}\text{K}$, указывают на меньшее, чем прогнозировалось, сечение взаимодействия. Мишень Jet Experiments in

Nuclear Structure and Astrophysics (JENSA) [355] позволяет напрямую измерять ранее недоступные (α, p) реакции с помощью радиоактивных пучков, создаваемых ускорителем ReA3 на основе редких изотопов. Были представлены предварительные результаты первого прямого измерения поперечного сечения реакции $^{34}\text{Ar}(\alpha, p)^{37}\text{K}$ [356].

Огромные успехи были достигнуты в измерениях массы ядер, участвующих в гр-процессе [357], что позволило более точно рассчитать кривые блеска рентгеновских снимков и остаточное излучение от взрывов. Совсем недавно масса ^{31}Cl была измерена с помощью прибора JYFLTRAP [358]. Точность определения избыточной массы ^{31}Cl была повышена с 50 кэВ до 3,4 кэВ. Масса ^{31}Cl важна для оценки условий точки ожидания для ^{30}S , поскольку равновесное соотношение $^{31}\text{Cl}(\gamma, p)^{30}\text{S}$ - $^{30}\text{S}(p, \gamma)^{31}\text{Cl}$ экспоненциально зависит от значения Q , т.е. от масс ^{31}Cl и ^{30}S . Было высказано предположение, что точка ожидания в 30 секунд может быть возможным объяснением двухпиковых рентгеновских кривых типа I, наблюдаемых из нескольких источников [359]. Благодаря новому значению Q фотодезинтеграция происходит при более низких температурах, чем считалось раньше, и неопределённость, связанная с величиной Q , значительно снижается.

5 Резюме и выводы

Итак, измеренная изначальная численность ^7Li постоянно падает и значительно ниже прогнозов BBN + WMAP, хотя в последнее время были предприняты огромные усилия для экспериментального исследования резонансов, которые могли бы усилить разрушение ^7Be . Однако для решения давней космологической проблемы Li всё ещё могут потребоваться новые измерения при более высоких энергиях нейтронов, а также более точные оценки скоростей протекания термоядерных реакций.

Существует много вопросов о роли нейтрино в астрофизике и космологии. Считается, что нейтрино космического фона вносят свой вклад в образование тёмной материи и могут влиять на фор-

мирование крупномасштабных структур. В ближайшие несколько лет новые детекторы массивных солнечных нейтрино будут собирать большое количество точных данных, которые должны оказать существенное влияние на наше понимание того, как светит Солнце и как ведут себя нейтрино. Одна из наиболее важных физических задач эксперимента Super-Kamiokande - вклад в понимание физики солнечных нейтрино. Высокая скорость счета ν -е рассеяния, обусловленная солнечными нейтрино, и возможность измерения энергетического спектра электронов отдачи составляют основные моменты подхода Super-Kamiokande к разгадке солнечных нейтрино. Важно будет наблюдать большое количество солнечных нейтрино низкой энергии, чтобы более точно проверить теорию эволюции звёзд. Эксперименты с солнечными нейтрино при низких энергиях могут обеспечить более точные измерения параметров, описывающих нейтринные колебания. Для проведения необходимых измерений требуется широкий спектр детекторов нейтрино с низкими пороговыми значениями. Будущие записи, тесты и данные, полученные за более длительный период времени, позволят нам исследовать важные аспекты физики нейтрино.

Образование тяжёлых элементов в $ccSNe$ в основном связано с фазой нейтринного ветра, при которой вещество выбрасывается из протонейтронной звезды в результате нейтрино-ядерных взаимодействий. Астрофизические параметры нейтринного ветра, такие как энтропия и доля электронов, определяют, какой процесс нуклеосинтеза происходит. Для подтверждения результатов исследований -нуклеосинтеза во внешних оболочках звезды во время $ccSNe$ необходимы более точные данные наблюдений. В будущем было бы интересно изучить нуклеосинтез более подробно в рамках полного гидродинамического моделирования взрыва звезды. Когда в звезде происходит s -процесс, важно изучить влияние ν -нуклеосинтеза на полный набор элементов этого процесса, а не только на небольшое подмножество всех ядер, как это было сделано в предыдущей работе. Что касается r -процесса, то слияние двойных NZ - одно из наиболее вероятных тщательно изу-

ченных мест для нуклеосинтеза. При слиянии NZ вещество r -процесса образуется в коре NZ , и состав коры и то, как она реагирует на напряжение, вызванное слиянием, определяет количество выбрасываемого вещества r -процесса. В ближайшем будущем целью будет создание непротиворечивой картины нейтронных звёзд и ядерной физики, которая ими управляет, на основе гравитационных волн, рентгеновских наблюдений и лабораторных экспериментов.

Дальнейшие исследования гамма-всплесков могут помочь учёным понять историю образования элементов в Млечном Пути. Ожидается, что короткие гамма-всплески приводят к образованию значительного количества богатых нейтронами радиоактивных частиц - золота, урана, плутония - распад которых должен привести к переходному процессу в течение нескольких дней после вспышки, так называемому килоновому излучению. Новое поколение детекторов гравитационных волн (Advanced-LIGO и Advanced-VIRGO) уже достигло достаточного уровня чувствительности для обнаружения слияний NZ и NZ -ЧД на расстояниях в несколько сотен Мпк. Недавнее одновременное обнаружение электромагнитного аналога гравитационных волн официально положило начало эре многоканальной астрономии и подтвердило, что короткие гамма-всплески могут относиться к местам производства тяжёлых элементов. Изучение Вселенной с помощью этих двух принципиально различных типов информации даст возможность глубже понять астрофизические события, а также ядерные процессы и нуклеосинтез.

Список литературы

- [1] G. Steigman, Annual Review of Nuclear and Particle Science **57**, 463 (2007), 0712.1100
- [2] A. Coc, E. Vangioni-Flam, P. Descouvemont, A. Adahchour, C. Angulo, The Astrophysical Journal **600**, 544 (2004)
- [3] J. José, C. Iliadis, Reports on Progress in Physics **74**, 096901 (2011), 1107.2234

- [4] C.A. Bertulani, T. Kajino, Progress in Particle and Nuclear Physics **89**, 56 (2016), 1604.03197
- [5] A. Coc, E. Vangioni, International Journal of Modern Physics E **26**, 1741002 (2017), 1707.01004
- [6] P. Descouvemont, M.S. Hussein, A. Lepine-Szily, *Nuclear Reactions in Stars: Experimental and Theoretical Aspects* (PublisherNova Science Publishers, Incorporated, 2013), pp. 1–50
- [7] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. **29**, 547 (1957)
- [8] A.A. Penzias, R.W. Wilson, Apj **142**, 419 (1965)
- [9] J.C. Mather, D.J. Fixsen, R.A. Shafer, C. Mosier, D.T. Wilkinson, The Astrophysical Journal **512**, 511 (1999)
- [10] A. Coc, J.P. Uzan, E. Vangioni, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics **2014**, 050 (2014)
- [11] A.M. Boesgaard, Pasp **88**, 353 (1976)
- [12] B.D. Fields, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **61**, 47 (2011), 1203.3551
- [13] M. Asplund, D.L. Lambert, P.E. Nissen, F. Primas, V.V. Smith, Apj **644**, 229 (2006), astro-ph/0510636
- [14] K.F. Tan, J.R. Shi, G. Zhao, Mnas **392**, 205 (2009), 0810.2600
- [15] L.S. Lyubimkov, Astrophysics **59**, 411 (2016), 1701.05720
- [16] F. Spite, M. Spite, Aap **115**, 357 (1982)
- [17] S.G. Ryan, T.C. Beers, K.A. Olive, B.D. Fields, J.E. Norris, The Astrophysical Journal Letters **530**, L57 (2000)
- [18] L. Monaco, P. Bonifacio, L. Sbordone, S. Villanova, E. Pancino, Aap **519**, L3 (2010), 1008.1817
- [19] J.C. Howk, N. Lehner, B.D. Fields, G.J. Mathews, Nat **489**, 121 (2012), 1207.3081
- [20] R. Cayrel, M. Steffen, H. Chand, P. Bonifacio, M. Spite, F. Spite, P. Petitjean, H.G. Ludwig, E. Caffau, Aap **473**, L37 (2007), 0708.3819
- [21] E. Komatsu, J. Dunkley, M.R. Nolta, C.L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. Limon, L. Page et al., Apjs **180**, 330 (2009), 0803.0547
- [22] R. Khatri, R.A. Sunyaev, Astronomy Letters **37**, 367 (2011), 1009.3932
- [23] F. Confortola, D. Bemmerer, H. Costantini, A. Formicola, G. Gyürky, P. Bezzon, R. Bonetti, C. Brogгинi, P. Corvisiero, Z. Elekes et al., Prc **75**, 065803 (2007), 0705.2151
- [24] R.J. deBoer, J. Görres, K. Smith, E. Uberseder, M. Wiescher, A. Kontos, G. Imbriani, A. Di Leva, F. Strieder, Prc **90**, 035804 (2014)
- [25] M. Barbagallo, Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C **39**, 277 (2016)
- [26] P. Bassi, B. Ferretti, G. Venturini, G.C. Bertolini, F. Cappellani, V. Mandl, G.B. Restelli, A. Rota, Il Nuovo Cimento (1955-1965) **28**, 1049 (1963)
- [27] S.Q. Hou, J.J. He, S. Kubono, Y.S. Chen, Phys. Rev. C **91**, 055802 (2015)
- [28] A.B. Zylstra, H.W. Herrmann, M.G. Johnson, Y.H. Kim, J.A. Frenje, G. Hale, C.K. Li, M. Rubery, M. Paris, A. Bacher et al., Physical Review Letters **117**, 035002 (2016)
- [29] M. Barbagallo, A. Musumarra, L. Cosentino, E. Maugeri, S. Heinitz, A. Mengoni, R. Dressler, D. Schumann, F. Käppeler, N. Colonna et al., Physical Review Letters **117**, 152701 (2016), 1606.09420
- [30] S.Q. Hou, J.J. He, A. Parikh, D. Kahl, C.A. Bertulani, T. Kajino, G.J. Mathews, G. Zhao, Apj **834**, 165 (2017), 1701.04149

- [31] C.A. Bertulani, J. Fuqua, M.S. Hussein, *Apj* **767**, 67 (2013), 1205.4000
- [32] A. Coc, K.A. Olive, J.P. Uzan, E. Vangioni, *Phys. Rev. D* **73**, 083525 (2006)
- [33] G. Michaud, P. Charbonneau, *Space Science Reviews* **57**, 1 (1991)
- [34] C. Iliadis, *Nuclear Physics of Stars* (Wiley-VCH Verlag, 2007)
- [35] A.I. Karakas, J.C. Lattanzio, *Pasa* **31**, e030 (2014), 1405.0062
- [36] I. Iben, Jr., *Apj* **141**, 993 (1965)
- [37] E. Vangioni-Flam, M. Cassé, J. Audouze, *Physics Reports* **333**, 365 (2000)
- [38] E.E. Salpeter, *Apj* **116**, 649 (1952)
- [39] H.A. Bethe, *Phys. Rev.* **55**, 103 (1939)
- [40] F. Herwig, *Araa* **43**, 435 (2005)
- [41] D. Koester, G. Chanmugam, *Reports on Progress in Physics* **53**, 837 (1990)
- [42] F. Hoyle, *Mnras* **106**, 343 (1946)
- [43] E.E. Salpeter, *Apj* **115**, 326 (1952)
- [44] C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs et al., *Nuclear Physics A* **656**, 3 (1999)
- [45] L. Siess, M. Livio, J. Lattanzio, *Apj* **570**, 329 (2002), astro-ph/0201284
- [46] H.O.U. Fynbo, C.A. Diget, U.C. Bergmann, M.J.G. Borge, J. Cederkäll, P. Dendooven, L.M. Fraile, S. Franchoo, V.N. Fedosseev, B.R. Fulton et al., *Nat* **433**, 136 (2005)
- [47] K. Ogata, M. Kan, M. Kamimura, *Progress of Theoretical Physics* **122**, 1055 (2009), 0905.0007
- [48] S. Ishikawa, *Prc* **87**, 055804 (2013), 1305.0927
- [49] N.B. Nguyen, F.M. Nunes, I.J. Thompson, *Prc* **87**, 054615 (2013)
- [50] F. Zwicky, *Physical Review* **55**, 986 (1939)
- [51] W. Baade, F. Zwicky, *Proceedings of the National Academy of Science* **20**, 254 (1934)
- [52] C.L. Jiang, B.B. Back, H. Esbensen, R.V.F. Janssens, K.E. Rehm, X.D. Tang, *Do we understand heavy-ion fusion reactions of importance in stellar evolution?*, in *Journal of Physics Conference Series* (2011), Vol. 312 of *Journal of Physics Conference Series*, p. 042011
- [53] A. Goasduff, S. Courtin, F. Haas, D. Lehbertz, D. Jenkins, J. Fallis, C. Ruiz, D. Hutcheon, P.A. Amandruz, C. Davis et al., *Physical Review C* **89**, 014305 (2014)
- [54] L.R. Gasques, E.F. Brown, A. Chieffi, C.L. Jiang, M. Limongi, C. Rolfs, M. Wiescher, D.G. Yakovlev, *Prc* **76**, 035802 (2007)
- [55] A. Arcones, D.W. Bardayan, T.C. Beers, L.A. Bernstein, J.C. Blackmon, B. Messer, B.A. Brown, E.F. Brown, C.R. Brune, A.E. Champagne et al., *Progress in Particle and Nuclear Physics* **94**, 1 (2017)
- [56] C.E. Fields, R. Farmer, I. Petermann, C. Iliadis, F.X. Timmes, *Apj* **823**, 46 (2016), 1603.06666
- [57] C.E. Fields, F.X. Timmes, R. Farmer, I. Petermann, W.M. Wolf, S.M. Couch, *Apjs* **234**, 19 (2018), 1712.06057
- [58] B.K. Gibson, *Stellar yields and chemical evolution*, in *Cosmic Chemical Evolution*, edited by K. Nomoto, J.W. Truran (2002), Vol. 187 of *IAU Symposium*, pp. 159–163, astro-ph/9712349
- [59] D. Romano, A.I. Karakas, M. Tosi, F. Matteucci, *Aap* **522**, A32 (2010), 1006.5863

- [60] B. Côté, C. Ritter, B.W. O’Shea, F. Herwig, M. Pignatari, S. Jones, C.L. Fryer, *Apj* **824**, 82 (2016), 1509.06270
- [61] L. Portinari, C. Chiosi, A. Bressan, *Aap* **334**, 505 (1998), astro-ph/9711337
- [62] P. Marigo, *Aap* **370**, 194 (2001), astro-ph/0012181
- [63] S.E. Woosley, T.A. Weaver, *Apjs* **101**, 181 (1995)
- [64] M. Vogelsberger, S. Genel, D. Sijacki, P. Torrey, V. Springel, L. Hernquist, *Mnras* **436**, 3031 (2013), 1305.2913
- [65] R.M. Yates, B. Henriques, P.A. Thomas, G. Kauffmann, J. Johansson, S.D.M. White, *Mnras* **435**, 3500 (2013), 1305.7231
- [66] J.N. Bahcall, *Physical Review Letters* **12**, 300 (1964)
- [67] R. Davis, *Physical Review Letters* **12**, 303 (1964)
- [68] N. Vinyoles, A.M. Serenelli, F.L. Villante, S. Basu, J. Bergström, M.C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, C. Peña-Garay, N. Song, *Apj* **835**, 202 (2017), 1611.09867
- [69] J. Bergström, M.C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, C. Peña-Garay, A.M. Serenelli, N. Song, *Journal of High Energy Physics* **3**, 132 (2016), 1601.00972
- [70] A. Serenelli, C. Peña-Garay, W.C. Haxton, *Prd* **87**, 043001 (2013), 1211.6740
- [71] E.G. Adelberger, A. García, R.G.H. Robertson, K.A. Snover, A.B. Balantekin, K. Heeger, M.J. Ramsey-Musolf, D. Bemmerer, A. Junghans, C.A. Bertulani et al., *Reviews of Modern Physics* **83**, 195 (2011), 1004.2318
- [72] J.J. He, S.Z. Chen, C.E. Rolfs, S.W. Xu, J. Hu, X.W. Ma, M. Wiescher, R.J. deBoer, T. Kajino, M. Kusakabe et al., *Physics Letters B* **725**, 287 (2013)
- [73] Q.R. Ahmad, R.C. Allen, T.C. Andersen, J.D. Anglin, G. Bühler, J.C. Barton, E.W. Beier, M. Bercovitch, J. Bigu, S. Biller et al. (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001)
- [74] Q.R. Ahmad, R.C. Allen, T.C. Andersen, J. D. Anglin, J.C. Barton, E.W. Beier, M. Bercovitch, J. Bigu, S.D. Biller, R.A. Black et al. (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011301 (2002)
- [75] K. Abe, Y. Hayato, T. Iida, K. Iyogi, J. Kameda, Y. Kishimoto, Y. Koshio, L. Marti, M. Miura, S. Moriyama et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **737**, 253 (2014)
- [76] H. Haubold, A. Mathai, R. Saxena, *Entropy* **16**, 1414 (2014), 1209.1520
- [77] G. Bellini, J. Benziger, S. Bonetti, M. Buizza Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro, A. Chavarria, A. Chepurinov et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Rev. D* **82**, 033006 (2010)
- [78] G. Bellini, *Nuclear Physics B* **908**, 178 (2016), neutrino Oscillations: Celebrating the Nobel Prize in Physics 2015
- [79] S. Davini, M. Agostini, S. Appel, G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, G. Bonfini, D. Bravo, B. Caccianiga, F. Calaprice et al., *Journal of Physics: Conference Series* **675**, 012040 (2016)
- [80] SNO+ Collaboration, S. Andringa, E. Arushanova, S. Asahi, M. Askins, D.J. Auty, A.R. Back, Z. Barnard, N. Barros, E.W. Beier et al., *ArXiv e-prints* (2015), 1508.05759
- [81] G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, S. Bonetti, G. Bonfini, D. Bravo, M. Buizza Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108**, 051302 (2012)

- [82] F. Delahaye, M.H. Pinsonneault, *Apj* **649**, 529 (2006), [astro-ph/0511779](#)
- [83] J.N. Bahcall, A.M. Serenelli, S. Basu, *Apjs* **165**, 400 (2006), [astro-ph/0511337](#)
- [84] M. Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval, P. Scott, *Araa* **47**, 481 (2009), [0909.0948](#)
- [85] M. Bergemann, A. Serenelli, *Solar Abundance Problem* (2014), pp. 245–258
- [86] S. Abe, K. Furuno, A. Gando, Y. Gando, K. Ichimura, H. Ikeda, K. Inoue, Y. Kibe, W. Kimura, Y. Kishimoto et al. (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. C* **84**, 035804 (2011)
- [87] G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, S. Bonetti, G. Bonfini, M. Buizza Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro et al., *Physical Review Letters* **107**, 141302 (2011), [1104.1816](#)
- [88] J.N. Bahcall, A. Ulmer, *Prd* **53**, 4202 (1996), [astro-ph/9602012](#)
- [89] W.C. Haxton, R.G. Hamish Robertson, A.M. Serenelli, *Araa* **51**, 21 (2013), [1208.5723](#)
- [90] V. Bromm, R.B. Larson, *Araa* **42**, 79 (2004), [astro-ph/0311019](#)
- [91] J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault, *Physical Review Letters* **92**, 121301 (2004), [astro-ph/0402114](#)
- [92] S.N.e.a. Ahmed, *Physical Review Letters* **92**, 181301 (2004), [nucl-ex/0309004](#)
- [93] L. Gialanella, F. Strieder, L. Campajola, A. D’Onofrio, U. Greife, G. Gyurky, G. Imbriani, G. Oliviero, A. Ordine, V. Roca et al., *European Physical Journal A* **7**, 303 (2000)
- [94] L.T. Baby, C. Bordeanu, G. Goldring, M. Hass, L. Weissman, V.N. Fedoseyev, U. Köster, Y. Nir-El, G. Haquin, H.W. Gäggeler et al., *Physical Review Letters* **90**, 022501 (2003), [nucl-ex/0208005](#)
- [95] B. Davids, D.W. Anthony, T. Aumann, S.M. Austin, T. Baumann, D. Bazin, R.R. Clement, C.N. Davids, H. Esbensen, P.A. Lofy et al., *Physical Review Letters* **86**, 2750 (2001), [nucl-ex/0101010](#)
- [96] F. Schümann, F. Hammache, S. Typel, F. Uhlig, K. Sümmerer, I. Böttcher, D. Cortina, A. Förster, M. Gai, H. Geissel et al., *Physical Review Letters* **90**, 232501 (2003), [nucl-ex/0304011](#)
- [97] F. Schümann, S. Typel, F. Hammache, K. Sümmerer, F. Uhlig, I. Böttcher, D. Cortina, A. Förster, M. Gai, H. Geissel et al., *Prc* **73**, 015806 (2006), [nucl-ex/0508014](#)
- [98] K. Ogata, M. Yahiro, Y. Iseri, M. Kamimura, *Prc* **67**, 011602 (2003), [nucl-th/0210015](#)
- [99] J.J. Das, V.M. Datar, P. Sugathan, N. Madhavan, P.V. Rao, A. Jhingan, A. Navin, S.K. Dhiman, S. Barua, S. Nath et al., *Prc* **73**, 015808 (2006), [nucl-ex/0409017](#)
- [100] X. Du, B. Guo, Z. Li, D. Pang, E. Li, W. Liu, *Science China Physics, Mechanics, and Astronomy* **58**, 5653 (2015)
- [101] E. Caffau, H.G. Ludwig, M. Steffen, B. Freytag, P. Bonifacio, *Solphys* **268**, 255 (2011), [1003.1190](#)
- [102] N. Grevesse, A.J. Sauval, *Ssr* **85**, 161 (1998)
- [103] J.N. Bahcall, A.M. Serenelli, *The Astrophysical Journal* **626**, 530 (2005)
- [104] J.A. Guzik, L.S. Watson, A.N. Cox, *Apj* **627**, 1049 (2005), [astro-ph/0502364](#)
- [105] J.A. Guzik, K. Mussack, *Apj* **713**, 1108 (2010), [1001.0648](#)
- [106] A.M. Serenelli, W.C. Haxton, C. Peña-Garay, *Apj* **743**, 24 (2011), [1104.1639](#)
- [107] F. Käppeler, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **43**, 419 (1999)

- [108] P.A. Seeger, W.A. Fowler, D.D. Clayton, *Apjs* **11**, 121 (1965)
- [109] M. Arnould, *Aap* **46**, 117 (1976)
- [110] M. Busso, R. Gallino, G.J. Wasserburg, *Araa* **37**, 239 (1999)
- [111] S. Bisterzo, R. Gallino, O. Straniero, S. Cristallo, F. Käppeler, *Mnras* **418**, 284 (2011), 1108.0500
- [112] A.I. Karakas, D.A. García-Hernández, M. Lugaro, *Apj* **751**, 8 (2012), 1203.2931
- [113] P.W. Merrill, *Apj* **116**, 21 (1952)
- [114] S.E. Woosley, J.R. Wilson, G.J. Mathews, R.D. Hoffman, B.S. Meyer, *Apj* **433**, 229 (1994)
- [115] S.i. Fujimoto, M.a. Hashimoto, K. Kotake, S. Yamada, *Apj* **656**, 382 (2007), astro-ph/0602460
- [116] Y. Komiya, T. Shigeyama, *Apj* **830**, 76 (2016), 1608.01772
- [117] D.L. Burris, C.A. Pilachowski, T.E. Armandroff, C. Sneden, J.J. Cowan, H. Roe, *Apj* **544**, 302 (2000), astro-ph/0005188
- [118] C. Fröhlich, W.R. Hix, G. Martínez-Pinedo, M. Liebendörfer, F.K. Thielemann, E. Bravo, K. Langanke, N.T. Zinner, *Nar* **50**, 496 (2006), astro-ph/0511584
- [119] M. Lugaro, A.I. Karakas, R.J. Stancliffe, C. Rijs, *Apj* **747**, 2 (2012), 1112.2757
- [120] C.M. Raiteri, M. Busso, G. Picchio, R. Gallino, *Apj* **371**, 665 (1991)
- [121] F. Käppeler, R. Gallino, S. Bisterzo, W. Aoki, *Reviews of Modern Physics* **83**, 157 (2011), 1012.5218
- [122] G. Meynet, S. Ekström, A. Maeder, *Aap* **447**, 623 (2006), astro-ph/0510560
- [123] R. Hirschi, *Aap* **461**, 571 (2007), astro-ph/0608170
- [124] M. Pignatari, R. Gallino, G. Meynet, R. Hirschi, F. Herwig, M. Wiescher, *Apjl* **687**, L95 (2008), 0810.0182
- [125] U. Frischknecht, R. Hirschi, F.K. Thielemann, *Aap* **538**, L2 (2012), 1112.5548
- [126] C. Chiappini, U. Frischknecht, G. Meynet, R. Hirschi, B. Barbuy, M. Pignatari, T. Decressin, A. Maeder, *Nat* **472**, 454 (2011)
- [127] B. Barbuy, C. Chiappini, E. Cantelli, E. Depagne, M. Pignatari, R. Hirschi, G. Cescutti, S. Ortolani, V. Hill, M. Zoccali et al., *Aap* **570**, A76 (2014), 1408.2438
- [128] C. Iliadis, R. Longland, A. Coc, F.X. Timmes, A.E. Champagne, *Journal of Physics G Nuclear Physics* **42**, 034007 (2015), 1409.5541
- [129] G. Cescutti, N. Nishimura, R. Hirschi, T. Rauscher, J.W. den Hartogh, A.S.J. Murphy, *Memsai* **88**, 432 (2017), 1708.01629
- [130] N. Nishimura, G. Cescutti, R. Hirschi, T. Rauscher, J. den Hartogh, A.S.J. Murphy, *ArXiv e-prints* (2018), 1802.05836
- [131] N. Nishimura, R. Hirschi, M. Pignatari, F. Herwig, M. Beard, G. Imbriani, J. Görres, R.J. deBoer, M. Wiescher, *Impact of the uncertainty in α -captures on ^{22}Ne on the weak s-process in massive stars*, in *American Institute of Physics Conference Series*, edited by S. Jeong, N. Imai, H. Miyatake, T. Kajino (2014), Vol. 1594 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 146–151
- [132] T. Hansen, C.J. Hansen, N. Christlieb, D. Yong, M.S. Bessell, A.E. García Pérez, T.C. Beers, V.M. Placco, A. Frebel, J.E. Norris et al., *Apj* **787**, 162 (2014), 1405.5846
- [133] G. Cescutti, D. Romano, F. Matteucci, C. Chiappini, R. Hirschi, *Aap* **577**, A139 (2015), 1503.02954
- [134] I.U. Roederer, *Aj* **145**, 26 (2013), 1211.3427

- [135] S. Cristallo, O. Straniero, R. Gallino, L. Piersanti, I. Domínguez, M.T. Lederer, *Apj* **696**, 797 (2009), 0902.0243
- [136] J. Nordhaus, M. Busso, G.J. Wasserburg, E.G. Blackman, S. Palmerini, *Apjl* **684**, L29 (2008), 0806.3933
- [137] O. Trippella, M. Busso, E. Maiorca, F. Käppeler, S. Palmerini, *Apj* **787**, 41 (2014), 1403.6256
- [138] O. Trippella, M. Busso, S. Palmerini, E. Maiorca, M.C. Nucci, *Apj* **818**, 125 (2016), 1512.06777
- [139] V. D’Orazi, M. Lugaro, S.W. Campbell, A. Bragaglia, E. Carretta, R.G. Gratton, S. Lucatello, F. D’Antona, *The Astrophysical Journal* **776**, 59 (2013)
- [140] O. Zamora, D.A. García-Hernández, B. Plez, A. Manchado, *Aap* **564**, L4 (2014), 1403.2075
- [141] D.A. García-Hernández, P. García-Lario, B. Plez, F. D’Antona, A. Manchado, J.M. Trigo-Rodríguez, *Science* **314**, 1751 (2006), [astro-ph/0611319](#)
- [142] D.A. García-Hernández, A. Manchado, D.L. Lambert, B. Plez, P. García-Lario, F. D’Antona, M. Lugaro, A.I. Karakas, M.A. van Raai, *Apjl* **705**, L31 (2009), 0909.4391
- [143] M.A. van Raai, M. Lugaro, A.I. Karakas, D.A. García-Hernández, D. Yong, *Aap* **540**, A44 (2012), 1202.2620
- [144] D.A. García-Hernández, P. García-Lario, B. Plez, A. Manchado, F. D’Antona, J. Lub, H. Habing, *Aap* **462**, 711 (2007), [astro-ph/0609106](#)
- [145] K. Lodders, *Apj* **591**, 1220 (2003)
- [146] H.L. Dinerstein, J.H. Lacy, K. Sellgren, N.C. Sterling, *A Search for Gas-Phase Zirconium in s-process Enriched Planetary Nebulae*, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts* (2006), Vol. 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, p. 1113
- [147] P. Ventura, F. D’Antona, *Aap* **439**, 1075 (2005), [astro-ph/0505221](#)
- [148] V. D’Orazi, S.W. Campbell, M. Lugaro, J.C. Lattanzio, M. Pignatari, E. Carretta, *Mnras* **433**, 366 (2013), 1304.7009
- [149] J.J. Cowan, W.K. Rose, *Apj* **212**, 149 (1977)
- [150] L. Dardet, C. Ritter, P. Prado, E. Heringer, C. Higgs, S. Sandalski, S. Jones, P. Denissenkov, K. Venn, M. Bertolli et al., *ArXiv e-prints* (2015), 1505.05500
- [151] S. Jones, C. Ritter, F. Herwig, C. Fryer, M. Pignatari, M.G. Bertolli, B. Paxton, *Mnras* **455**, 3848 (2016), 1510.07417
- [152] F. Herwig, P.R. Woodward, P.H. Lin, M. Knox, C. Fryer, *Apjl* **792**, L3 (2014), 1310.4584
- [153] C. Travaglio, R. Gallino, E. Arnone, J. Cowan, F. Jordan, C. Sneden, *Apj* **601**, 864 (2004), [astro-ph/0310189](#)
- [154] Y. Ishimaru, S. Wanajo, W. Aoki, S.G. Ryan, N. Prantzos, *Nuclear Physics A* **758**, 603 (2005)
- [155] F. Montes, T.C. Beers, J. Cowan, T. Elliot, K. Farouqi, R. Gallino, M. Heil, K.L. Kratz, B. Pfeiffer, M. Pignatari et al., *The Astrophysical Journal* **671**, 1685 (2007)
- [156] N. Izutani, H. Umeda, N. Tominaga, *Apj* **692**, 1517 (2009), 0810.5661
- [157] S. Bisterzo, C. Travaglio, R. Gallino, M. Wiescher, F. Käppeler, *Apj* **787**, 10 (2014), 1403.1764
- [158] C. Arlandini, F. Käppeler, K. Wisshak, R. Gallino, M. Lugaro, M. Busso, O. Straniero, *Apj* **525**, 886 (1999), [astro-ph/9906266](#)
- [159] W. Cui, W. Zhang, B. Zhang, *Journal of Astrophysics and Astronomy* **28**, 55 (2007)
- [160] S. Cristallo, C. Abia, O. Straniero, L. Piersanti, *Apj* **801**, 53 (2015), 1501.00544

- [161] F.K. Thielemann, A. Arcones, R. Käppeli, M. Liebendörfer, T. Rauscher, C. Winteler, C. Fröhlich, I. Dillmann, T. Fischer, G. Martinez-Pinedo et al., *Progress in Particle and Nuclear Physics* **66**, 346 (2011)
- [162] M. Pignatari, R. Hirschi, M. Wiescher, R. Gallino, M. Bennett, M. Beard, C. Fryer, F. Herwig, G. Rockefeller, F.X. Timmes, *Apj* **762**, 31 (2013), 1212.3962
- [163] I.U. Roederer, *Apj* **756**, 36 (2012), 1207.0518
- [164] C.J. Hansen, F. Primas, H. Hartman, K.L. Kratz, S. Wanajo, B. Leibundgut, K. Farouqi, O. Hallmann, N. Christlieb, H. Nilsson, *Aap* **545**, A31 (2012), 1205.4744
- [165] C. Bertulani, T. Frederico, M. Hussein, *Physics Letters B* **774**, 247 (2017)
- [166] P. Ruiz-Lapuente, *Nar* **62**, 15 (2014), 1403.4087
- [167] D. Maoz, F. Mannucci, G. Nelemans, *Araa* **52**, 107 (2014), 1312.0628
- [168] S. Woosley, T. Janka, *Nature Physics* **1**, 147 (2005), astro-ph/0601261
- [169] F. Hoyle, W.A. Fowler, *Apj* **132**, 565 (1960)
- [170] B. Wang, X. Meng, X. Chen, Z. Han, *Mnras* **395**, 847 (2009), 0901.3496
- [171] J. Guillochon, M. Dan, E. Ramirez-Ruiz, S. Rosswog, *Apjl* **709**, L64 (2010), 0911.0416
- [172] A.J. Ruiter, K. Belczynski, S.A. Sim, I.R. Seitenzahl, D. Kwiatkowski, *Mnras* **440**, L101 (2014), 1401.0341
- [173] B. Wang, S. Justham, Z. Han, *Aap* **559**, A94 (2013), 1310.2297
- [174] S. Geier, F. Füst, E. Ziegerer, T. Kupfer, U. Heber, A. Irrgang, B. Wang, Z. Liu, Z. Han, B. Sesar et al., *Science* **347**, 1126 (2015), 1503.01650
- [175] K. Nomoto, *Apj* **257**, 780 (1982)
- [176] X. Chen, C.S. Jeffery, X. Zhang, Z. Han, *Apjl* **755**, L9 (2012), 1207.2519
- [177] J. Liu, R. Di Stefano, T. Wang, M. Moe, *Apj* **749**, 141 (2012), 1110.2506
- [178] X. Wang, L. Wang, A.V. Filippenko, T. Zhang, X. Zhao, *Science* **340**, 170 (2013), 1303.2601
- [179] P. Zhou, Y. Chen, S. Safi-Harb, X. Zhou, M. Sun, Z.Y. Zhang, G.Y. Zhang, *Apj* **831**, 192 (2016), 1612.03476
- [180] J.G. Coelho, R.M. Marinho, M. Malheiro, R. Negreiros, D.L. Cáceres, J.A. Rueda, R. Ruffini, *Apj* **794**, 86 (2014), 1306.4658
- [181] K. Boshkayev, J.A. Rueda, R. Ruffini, I. Siutsou, *Apj* **762**, 117 (2013), 1204.2070
- [182] E. Otoniel, B. Franzon, M. Malheiro, S. Schramm, F. Weber, *ArXiv e-prints* (2016), 1609.05994
- [183] L.R. Gasques, A.V. Afanasjev, E.F. Aguilera, M. Beard, L.C. Chamon, P. Ring, M. Wiescher, D.G. Yakovlev, *Prc* **72**, 025806 (2005), astro-ph/0506386
- [184] N. Chamel, A.F. Fantina, P.J. Davis, *Prd* **88**, 081301 (2013), 1306.3444
- [185] N. Chamel, A.F. Fantina, *Prd* **92**, 023008 (2015)
- [186] D.G. Yakovlev, L.R. Gasques, A.V. Afanasjev, M. Beard, M. Wiescher, *Prc* **74**, 035803 (2006), astro-ph/0608488
- [187] E. Chiosi, C. Chiosi, P. Trevisan, L. Piovan, M. Orto, *Mnras* **448**, 2100 (2015), 1409.1104
- [188] S.E. Woosley, A. Heger, T.A. Weaver, *Reviews of Modern Physics* **74**, 1015 (2002)
- [189] A. Wongwathanarat, H.T. Janka, E. Mueller, E. Pillumbi, S. Wanajo, *ArXiv e-prints* (2016), 1610.05643

- [190] G. Magkotsios, F.X. Timmes, A.L. Hungerford, C.L. Fryer, P.A. Young, M. Wiescher, *Apjs* **191**, 66 (2010), 1009.3175
- [191] S. Nagataki, M.a. Hashimoto, K. Sato, S. Yamada, Y.S. Mochizuki, *Apjl* **492**, L45 (1998), astro-ph/9807015
- [192] S.E. Woosley, R.D. Hoffman, *Apjl* **368**, L31 (1991)
- [193] G. Weidenspointner, *Recent nucleosynthesis results from INTEGRAL*, in *Populations of High Energy Sources in Galaxies*, edited by E.J.A. Meurs, G. Fabbiano (2006), Vol. 230 of *IAU Symposium*, pp. 120–128, astro-ph/0601312
- [194] S.A. Grebenev, A.A. Lutovinov, S.S. Tsygankov, C. Winkler, *Nat* **490**, 373 (2012), 1211.2656
- [195] I.R. Seitenzahl, F.X. Timmes, G. Magkotsios, *Apj* **792**, 10 (2014), 1408.5986
- [196] B.W. Grefenstette, F.A. Harrison, S.E. Boggs, S.P. Reynolds, C.L. Fryer, K.K. Madsen, D.R. Wik, A. Zoglauer, C.I. Ellinger, D.M. Alexander et al., *Nat* **506**, 339 (2014), 1403.4978
- [197] A. Perego, M. Hempel, C. Fröhlich, K. Ebinger, M. Eichler, J. Casanova, M. Liebendörfer, F.K. Thielemann, *Apj* **806**, 275 (2015), 1501.02845
- [198] S.M. Cha, K.Y. Chae, A. Kim, E.J. Lee, S. Ahn, D.W. Bardayan, K.A. Chipps, J.A. Cizewski, M.E. Howard, B. Manning et al., *Journal of Korean Physical Society* **67**, 1435 (2015), 1508.02128
- [199] S.A. Colgate, C. McKee, *Apj* **157**, 623 (1969)
- [200] R. Diehl, *Reports on Progress in Physics* **76**, 026301 (2013), 1302.3441
- [201] S.M. Matz, G.H. Share, M.D. Leising, E.L. Chupp, W.T. Vestrand, *Nat* **331**, 416 (1988)
- [202] K.A. Eriksen, D. Arnett, D.W. McCarthy, P. Young, *Apj* **697**, 29 (2009), 0902.4029
- [203] P. Young, C. Ellinger, D. Arnett, C. Fryer, G. Rockefeller, *Spatial Distribution of Nucleosynthesis Products in Cassiopeia A: Comparison Between Observations and 3D Explosion Models*, in *Nuclei in the Cosmos (NIC X)* (2008), 0811.4655
- [204] C.L. Fryer, A. Heger, *Apj* **541**, 1033 (2000), astro-ph/9907433
- [205] D.M. Smith, *Nar* **48**, 87 (2004)
- [206] W. Wang, M.J. Harris, R. Diehl, H. Halloin, B. Cordier, A.W. Strong, K. Kretschmer, J. Knödseder, P. Jean, G.G. Lichti et al., *Aap* **469**, 1005 (2007), 0704.3895
- [207] C. Tur, A. Heger, S.M. Austin, *Apj* **718**, 357 (2010), 0908.4283
- [208] M. Limongi, A. Chieffi, *The Astrophysical Journal* **647**, 483 (2006)
- [209] R. Diehl, H. Halloin, K. Kretschmer, G.G. Lichti, V. Schönfelder, A.W. Strong, A. von Kienlin, W. Wang, P. Jean, J. Knödseder et al., *Nat* **439**, 45 (2006), astro-ph/0601015
- [210] A. Chieffi, M. Limongi, *Apj* **764**, 21 (2013)
- [211] P. Martin, J. Knödseder, R. Diehl, G. Meynet, *Aap* **506**, 703 (2009), 1001.1521
- [212] R. Voss, R. Diehl, J.S. Vink, D.H. Hartmann, *Aap* **520**, A51 (2010), 1005.3827
- [213] R. Diehl, M.G. Lang, P. Martin, H. Ohlendorf, T. Preibisch, R. Voss, P. Jean, J.P. Roques, P. von Ballmoos, W. Wang, *Aap* **522**, A51 (2010), 1007.4462
- [214] P. Martin, J. Knödseder, G. Meynet, R. Diehl, *Aap* **511**, A86 (2010), 1001.1522
- [215] C. Iliadis, A. Champagne, A. Chieffi, M. Limongi, *Apjs* **193**, 16 (2011), 1101.5553

- [216] S. Starrfield, C. Iliadis, W.R. Hix, *Pasp* **128**, 051001 (2016), 1605.04294
- [217] J. José, M. Hernanz, A. Coc, *Apjl* **479**, L55 (1997), [astro-ph/9701181](#)
- [218] C. Ruiz, A. Parikh, J. José, L. Buchmann, J.A. Caggiano, A.A. Chen, J.A. Clark, H. Crawford, B. Davids, J.M. D'Auria et al., *Physical Review Letters* **96**, 252501 (2006)
- [219] L. Erikson, C. Ruiz, F. Ames, P. Bricault, L. Buchmann, A.A. Chen, J. Chen, H. Dare, B. Davids, C. Davis et al., *Phys. Rev. C* **81**, 045808 (2010)
- [220] C. Iliadis, A. Champagne, J. José, S. Starrfield, P. Tupper, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **142**, 105 (2002)
- [221] L.F. Roberts, S. Reddy, *ArXiv e-prints* (2016), 1612.03860
- [222] A. Arcones, F.K. Thielemann, *Journal of Physics G Nuclear Physics* **40**, 013201 (2013), 1207.2527
- [223] T. Fischer, S.C. Whitehouse, A. Mezzacappa, F.K. Thielemann, M. Liebendörfer, *Aap* **517**, A80 (2010), 0908.1871
- [224] Y.Z. Qian, G.M. Fuller, G.J. Mathews, R.W. Mayle, J.R. Wilson, S.E. Woosley, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1965 (1993)
- [225] Y.Z. Qian, S.E. Woosley, *Apj* **471**, 331 (1996), [astro-ph/9611094](#)
- [226] T.A. Thompson, A. Burrows, B.S. Meyer, *Apj* **562**, 887 (2001), [astro-ph/0105004](#)
- [227] H.T. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martínez-Pinedo, B. Müller, *Physrep* **442**, 38 (2007), [astro-ph/0612072](#)
- [228] Y.Z. Qian, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **50**, 153 (2003), [astro-ph/0301422](#)
- [229] B.S. Meyer, G.J. Mathews, W.M. Howard, S.E. Woosley, R.D. Hoffman, *Apj* **399**, 656 (1992)
- [230] K. Otsuki, H. Tagoshi, T. Kajino, S. ya Wanajo, *The Astrophysical Journal* **533**, 424 (2000)
- [231] A. Arcones, G. Martínez-Pinedo, *Phys. Rev. C* **83**, 045809 (2011)
- [232] A. Arcones, H.T. Janka, L. Scheck, *Aap* **467**, 1227 (2007), [astro-ph/0612582](#)
- [233] S. Wanajo, Y. Ishimaru, *Nuclear Physics A* **777**, 676 (2006), [astro-ph/0511518](#)
- [234] R. Surman, M. Mumpower, R. Sinclair, K.L. Jones, W.R. Hix, G.C. McLaughlin, *AIP Advances* **4**, 041008 (2014)
- [235] J. Pereira, F. Montes, *Phys. Rev. C* **93**, 034611 (2016)
- [236] J. Bliss, A. Arcones, F. Montes, J. Pereira, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **44**, 054003 (2017)
- [237] L. Hüdepohl, B. Müller, H.T. Janka, A. Marek, G.G. Raffelt, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 251101 (2010)
- [238] S. Wanajo, H.T. Janka, *The Astrophysical Journal* **746**, 180 (2012)
- [239] M.R. Wu, R. Fernández, G. Martínez-Pinedo, B.D. Metzger, *Mnras* **463**, 2323 (2016), 1607.05290
- [240] D.L. Meier, R.I. Epstein, W.D. Arnett, D.N. Schramm, *Apj* **204**, 869 (1976)
- [241] J.C. Wheeler, D.L. Meier, J.R. Wilson, *Apj* **568**, 807 (2002), [astro-ph/0112020](#)
- [242] P. Mösta, S. Richers, C.D. Ott, R. Haas, A.L. Piro, K. Boydston, E. Abdikamalov, C. Reisswig, E. Schnetter, *Apjl* **785**, L29 (2014), 1403.1230
- [243] A. Heger, C.L. Fryer, S.E. Woosley, N. Langer, D.H. Hartmann, *Apj* **591**, 288 (2003), [astro-ph/0212469](#)

- [244] S.E. Woosley, *Stellar collapse and gamma-ray bursts.*, in *American Institute of Physics Conference Series*, edited by M. Friedlander, N. Gehrels, D.J. Macomb (1993), Vol. 280 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 995–1002
- [245] S.i. Fujimoto, K. Kotake, S. Yamada, M.a. Hashimoto, K. Sato, *Apj* **644**, 1040 (2006), [astro-ph/0602457](#)
- [246] S. Nishimura, K. Kotake, M.a. Hashimoto, S. Yamada, N. Nishimura, S. Fujimoto, K. Sato, *Apj* **642**, 410 (2006), [astro-ph/0504100](#)
- [247] M. Ono, M. Hashimoto, S. Fujimoto, K. Kotake, S. Yamada, *Progress of Theoretical Physics* **128**, 741 (2012), [1203.6488](#)
- [248] K. Nakamrua, S. Harikae, T. Kajino, G.J. Mathews, *Long gamma-ray burst as a production site of r-process elements*, in *American Institute of Physics Conference Series*, edited by S. Kubono, T. Hayakawa, T. Kajino, H. Miyatake, T. Motobayashi, K. Nomoto (2012), Vol. 1484 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 301–306
- [249] C. Winteler, R. Käppeli, A. Perego, A. Arcones, N. Vasset, N. Nishimura, M. Liebendörfer, F.K. Thielemann, *Apjl* **750**, L22 (2012), [1203.0616](#)
- [250] M. Ono, M. Hashimoto, S. Fujimoto, K. Kotake, S. Yamada, *Progress of Theoretical Physics* **122**, 755 (2009)
- [251] S.i. Fujimoto, N. Nishimura, M.a. Hashimoto, *Apj* **680**, 1350–1358 (2008), [0804.0969](#)
- [252] I. Banerjee, B. Mukhopadhyay, *Research in Astronomy and Astrophysics* **13**, 1063–1074 (2013), [1305.1755](#)
- [253] K. Nakamura, T. Kajino, G.J. Mathews, S. Sato, S. Harikae, *Aap* **582**, A34 (2015)
- [254] N. Nishimura, T. Takiwaki, F.K. Thielemann, *Apj* **810**, 109 (2015), [1501.06567](#)
- [255] P. Mösta, L.F. Roberts, G. Halevi, C.D. Ott, J. Lippuner, R. Haas, E. Schnetter, *ArXiv e-prints* (2017), [1712.09370](#)
- [256] G. Halevi, P. Mösta, *ArXiv e-prints* (2018), [1801.08943](#)
- [257] K. Farouqi, K.L. Kratz, B. Pfeiffer, T. Rauscher, F.K. Thielemann, J.W. Truran, *The Astrophysical Journal* **712**, 1359 (2010)
- [258] B.S. Meyer, *Araa* **32**, 153 (1994)
- [259] J. Pruet, R.D. Hoffman, S.E. Woosley, H.T. Janka, R. Buras, *Apj* **644**, 1028 (2006), [astro-ph/0511194](#)
- [260] T. Rauscher, *ArXiv e-prints* (2010), [1012.2213](#)
- [261] M. Kusakabe, N. Iwamoto, K. Nomoto, *Apj* **726**, 25 (2011), [1001.0145](#)
- [262] S.E. Woosley, W.M. Howard, *Apjs* **36**, 285 (1978)
- [263] W. Rapp, J. Görres, M. Wiescher, H. Schatz, F. Käppeler, *Apj* **653**, 474 (2006), [astro-ph/0608341](#)
- [264] M. Pignatari, K. Göbel, R. Reifarth, C. Travaglio, *International Journal of Modern Physics E* **25**, 1630003–232 (2016), [1605.03690](#)
- [265] M. Rayet, M. Arnould, N. Prantzos, *Aap* **227**, 271 (1990)
- [266] M. Rayet, M. Arnould, M. Hashimoto, N. Prantzos, K. Nomoto, *Aap* **298**, 517 (1995)
- [267] M. Arnould, S. Goriely, *Physrep* **384**, 1 (2003)
- [268] J.L. Fisker, R.D. Hoffman, J. Pruet, *Apjl* **690**, L135 (2009), [0711.1502](#)
- [269] V. Costa, M. Rayet, R.A. Zappalà, M. Arnould, *Aap* **358**, L67 (2000), [astro-ph/0005513](#)
- [270] T. Rauscher, *Prc* **73**, 015804 (2006), [astro-ph/0510710](#)

- [271] T. Rauscher, N. Dauphas, I. Dillmann, C. Fröhlich, Z. Fülöp, G. Gyürky, *Reports on Progress in Physics* **76**, 066201 (2013), 1303.2666
- [272] N. Dauphas, B. Marty, L. Reisberg, *Apj* **565**, 640 (2002), [astro-ph/0109549](#)
- [273] J.H. Chen, D.A. Papanastassiou, G.J. Wasserburg, *Gca* **74**, 3851 (2010)
- [274] H. Becker, R.J. Walker, *Nat* **425**, 152 (2003)
- [275] H. Becker, R.J. Walker, *Chemical Geology* **196**, 43 (2003), highly siderophile elements in the Earth and Meteorites: A volume in honor of John Morgan
- [276] N. Dauphas, A.M. Davis, B. Marty, L. Reisberg, *Earth and Planetary Science Letters* **226**, 465 (2004)
- [277] C. Burkhardt, T. Kleine, F. Oberli, A. Pack, B. Bourdon, R. Wieler, *Earth and Planetary Science Letters* **312**, 390 (2011)
- [278] Q. Yin, S.B. Jacobsen, K. Yamashita, *Nat* **415**, 881 (2002)
- [279] R.C. Peterson, *Apjl* **768**, L13 (2013), 1304.1050
- [280] C.J. Hansen, A.C. Andersen, N. Christlieb, *Aap* **568**, A47 (2014), 1406.6686
- [281] G.M. Poole, M. Rehkämper, B.J. Coles, T. Goldberg, C.L. Smith, *Earth and Planetary Science Letters* **473**, 215 (2017)
- [282] S.E. Woosley, R.D. Hoffman, *Apj* **395**, 202 (1992)
- [283] K. Farouqi, K.L. Kratz, B. Pfeiffer, *Pasa* **26**, 194 (2009), 0906.1076
- [284] A. Arcones, F. Montes, *Apj* **731**, 5 (2011), 1007.1275
- [285] N. Dauphas, T. Rauscher, B. Marty, L. Reisberg, *Nuclear Physics A* **719**, C287 (2003), [astro-ph/0211452](#)
- [286] M. Kusakabe, N. Iwamoto, K. Nomoto, *Nuclear Physics A* **758**, 459 (2005)
- [287] K. Iwamoto, F. Brachwitz, K. Nomoto, N. Kishimoto, H. Umeda, W.R. Hix, F.K. Thielemann, *Apjs* **125**, 439 (1999), [astro-ph/0002337](#)
- [288] C. Travaglio, F.K. Röpke, R. Gallino, W. Hillebrandt, *Apj* **739**, 93 (2011), 1106.0582
- [289] S. Goriely, J. José, M. Hernanz, M. Rayet, M. Arnould, *Aap* **383**, L27 (2002), [astro-ph/0201199](#)
- [290] M. Arnould, M. Rayet, M. Hashimoto, *The p-process in exploding massive stars*, in *American Institute of Physics Conference Series* (1998), Vol. 425 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 626–636
- [291] M. Loewe, P. Alexa, J. de Boer, M. Wiirchner, *Nuclear Physics A* **719**, C275 (2003), [astro-ph/0207123](#)
- [292] A. Heger, E. Kolbe, W.C. Haxton, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, S.E. Woosley, *Physics Letters B* **606**, 258 (2005), [astro-ph/0307546](#)
- [293] A. Byelikov, T. Adachi, H. Fujita, K. Fujita, Y. Fujita, K. Hatanaka, A. Heger, Y. Kalmykov, K. Kawase, K. Langanke et al., *Physical Review Letters* **98**, 082501 (2007)
- [294] S. Goriely, M. Arnould, I. Borzov, M. Rayet, *Aap* **375**, L35 (2001), [astro-ph/0107121](#)
- [295] J.R.d. Laeter, N. Bukilic, *Phys. Rev. C* **72**, 025801 (2005)
- [296] M. Pfeifer, N.S. Lloyd, S.T.M. Peters, F. Wombacher, B.M. Elfers, T. Schulz, C. Munker, *J. Anal. At. Spectrom.* **32**, 130 (2017)
- [297] S. Tsuruta, A.G.W. Cameron, *Canadian Journal of Physics* **43**, 2056 (1965)

- [298] S. Goriely, A. Bauswein, H.T. Janka, *The Astrophysical Journal Letters* **738**, L32 (2011)
- [299] S. Rosswog, O. Korobkin, A. Arcones, F.K. Thielemann, T. Piran, *Mnras* **439**, 744 (2014)
- [300] S. Wanajo, Y. Sekiguchi, N. Nishimura, K. Kiuchi, K. Kyutoku, M. Shibata, *Apjl* **789**, L39 (2014)
- [301] S. Rosswog, J. Sollerman, U. Feindt, A. Goobar, O. Korobkin, C. Fremling, M. Kasliwal, *ArXiv e-prints* (2017), 1710.05445
- [302] J.M. Lattimer, D.N. Schramm, *Apj* **210**, 549 (1976)
- [303] J.M. Lattimer, F. Mackie, D.G. Ravenhall, D.N. Schramm, *Apj* **213**, 225 (1977)
- [304] K. Hotokezaka, K. Kiuchi, K. Kyutoku, H. Okawa, Y.i. Sekiguchi, M. Shibata, K. Taniguchi, *Phys. Rev. D* **87**, 024001 (2013)
- [305] K. Kyutoku, K. Ioka, H. Okawa, M. Shibata, K. Taniguchi, *Prd* **92**, 044028 (2015), 1502.05402
- [306] A. Bauswein, S. Goriely, H.T. Janka, *Apj* **773**, 78 (2013), 1302.6530
- [307] R. Fernández, B.D. Metzger, *Mnras* **435**, 502 (2013), 1304.6720
- [308] S. Rosswog, T. Piran, E. Nakar, *Mnras* **430**, 2585 (2013), 1204.6240
- [309] A. Perego, S. Rosswog, R.M. Cabezón, O. Korobkin, R. Käppeli, A. Arcones, M. Liebendörfer, *Mnras* **443**, 3134 (2014), 1405.6730
- [310] D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.K. Thielemann, O. Korobkin, S. Rosswog, *Apj* **813**, 2 (2015), 1506.05048
- [311] Y. Sekiguchi, K. Kiuchi, K. Kyutoku, M. Shibata, K. Taniguchi, *Prd* **93**, 124046 (2016), 1603.01918
- [312] D. Radice, F. Galeazzi, J. Lippuner, L.F. Roberts, C.D. Ott, L. Rezzolla, *Mnras* **460**, 3255 (2016), 1601.02426
- [313] O. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, C. Winteler, *Mnras* **426**, 1940 (2012), 1206.2379
- [314] F. Foucart, M.B. Deaton, M.D. Duez, E. O'Connor, C.D. Ott, R. Haas, L.E. Kidder, H.P. Pfeiffer, M.A. Scheel, B. Szilagyi, *Prd* **90**, 024026 (2014), 1405.1121
- [315] N. Mennekens, D. Vanbeveren, *Aap* **564**, A134 (2014), 1307.0959
- [316] L.F. Roberts, J. Lippuner, M.D. Duez, J.A. Faber, F. Foucart, J.C. Lombardi, Jr., S. Ning, C.D. Ott, M. Ponce, *Mnras* **464**, 3907 (2017), 1601.07942
- [317] C. Kim, B.B.P. Perera, M.A. McLaughlin, *Mnras* **448**, 928 (2015), 1308.4676
- [318] D. Argast, M. Samland, F.K. Thielemann, Y.Z. Qian, *Aap* **416**, 997 (2004)
- [319] F. Matteucci, D. Romano, A. Arcones, O. Korobkin, S. Rosswog, *Mnras* **438**, 2177 (2014), 1311.6980
- [320] E. Vangioni, S. Goriely, F. Daigne, P. François, K. Belczynski, *Mnras* **455**, 17 (2016), 1501.01115
- [321] F. van de Voort, E. Quataert, P.F. Hopkins, D. Kereš, C.A. Faucher-Giguère, *Mnras* **447**, 140 (2015), 1407.7039
- [322] G. Montes, E. Ramirez-Ruiz, J. Naiman, S. Shen, W.H. Lee, *Apj* **830**, 12 (2016), 1601.05808
- [323] S. Shibagaki, T. Kajino, G.J. Mathews, S. Chiba, S. Nishimura, G. Lorusso, *Apj* **816**, 79 (2016), 1505.02257
- [324] T. Kajino, G.J. Mathews, *Reports on Progress in Physics* **80**, 084901 (2017)

- [325] Y. Hirai, Y. Ishimaru, T.R. Saitoh, M.S. Fujii, J. Hidaka, T. Kajino, *The Astrophysical Journal* **814**, 41 (2015)
- [326] I.U. Roederer, M. Mateo, J.I. Bailey, III, Y. Song, E.F. Bell, J.D. Crane, S. Loebman, D.L. Nidever, E.W. Olszewski, S.A. Shectman et al., *Aj* **151**, 82 (2016)
- [327] J. Bramante, T. Linden, *Apj* **826**, 57 (2016), 1601.06784
- [328] T.M. Brown, J. Tumlinson, M. Geha, J.D. Simon, L.C. Vargas, D.A. VandenBerg, E.N. Kirby, J.S. Kalirai, R.J. Avila, M. Gennaro et al., *The Astrophysical Journal* **796**, 91 (2014)
- [329] B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R.X. Adhikari, V.B. Adya et al., *Physical Review Letters* **119**, 161101 (2017), 1710.05832
- [330] B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R.X. Adhikari, V.B. Adya et al., *Apjl* **848**, L12 (2017), 1710.05833
- [331] R. Chornock, E. Berger, D. Kasen, P.S. Cowperthwaite, M. Nicholl, V.A. Villar, K.D. Alexander, P.K. Blanchard, T. Eftekhari, W. Fong et al., *Apjl* **848**, L19 (2017), 1710.05454
- [332] P.S. Cowperthwaite, E. Berger, V.A. Villar, B.D. Metzger, M. Nicholl, R. Chornock, P.K. Blanchard, W. Fong, R. Margutti, M. Soares-Santos et al., *Apjl* **848**, L17 (2017), 1710.05840
- [333] M. Burgay, N. D’Amico, A. Possenti, R.N. Manchester, A.G. Lyne, B.C. Joshi, M.A. McLaughlin, M. Kramer, J.M. Sarkissian, F. Camilo et al., *Nat* **426**, 531 (2003), [astro-ph/0312071](#)
- [334] T.A. Prince, S.B. Anderson, S.R. Kulkarni, A. Wolszczan, *Apjl* **374**, L41 (1991)
- [335] V. Kalogera, C. Kim, D.R. Lorimer, M. Burgay, N. D’Amico, A. Possenti, R.N. Manchester, A.G. Lyne, B.C. Joshi, M.A. McLaughlin et al., *The Astrophysical Journal Letters* **601**, L179 (2004)
- [336] K. Belczynski, R.E. Taam, V. Kalogera, F.A. Rasio, T. Bulik, *Apj* **662**, 504 (2007), [astro-ph/0612032](#)
- [337] E.S. Phinney, *Apjl* **380**, L17 (1991)
- [338] E. Cappellaro, R. Evans, M. Turatto, *Aap* **351**, 459 (1999), [astro-ph/9904225](#)
- [339] L. Paulucci, J.E. Horvath, O. Benvenuto, *Nucleosynthesis in Strange Star Mergers*, in *International Journal of Modern Physics Conference Series* (2017), Vol. 45 of *International Journal of Modern Physics Conference Series*, p. 1760042
- [340] M. Malheiro, M. Fiolhais, A.R. Taurines, *Journal of Physics G Nuclear Physics* **29**, 1045 (2003), [astro-ph/0304096](#)
- [341] F. Weber, M. Meixner, R.P. Negreiros, M. Malheiro, *International Journal of Modern Physics E* **16**, 1165 (2007), [astro-ph/0606093](#)
- [342] H. Schatz, A. Bacher, G. Berg, T. Black, S. Choi, C. Foster, J. Gorres, K. Jiang, B. Lozowski, E. Stech, *Nuclear Physics A* **654**, 924c (1999)
- [343] H. Schatz, A. Aprahamian, V. Barnard, L. Bildsten, A. Cumming, M. Ouellette, T. Rauscher, F.K. Thielemann, M. Wiescher, *Nuclear Physics A* **688**, 150 (2001), [nucl-th/0201033](#)
- [344] H. Schatz, A. Aprahamian, J. Goerres, M. Wiescher, T. Rauscher, J.F. Rembges, F.K. Thielemann, B. Pfeiffer, P. Moeller, K.L. Kratz et al., *Physrep* **294** (1998)
- [345] A. Parikh, J. José, F. Moreno, C. Iliadis, *Nar* **52**, 409 (2008), 0806.2975

- [346] T. Strohmayer, L. Bildsten, *New views of thermonuclear bursts* (2006), pp. 113–156
- [347] R.N. Boyd, *Journal of Physics G Nuclear Physics* **24**, 1617 (1998)
- [348] A. Parikh, J. José, G. Sala, C. Iliadis, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **69**, 225 (2013), 1211.5900
- [349] P.J. Woods, C.N. Davids, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **47**, 541 (1997)
- [350] B.A. Brown, R.R.C. Clement, H. Schatz, A. Volya, W.A. Richter, *Phys. Rev. C* **65**, 045802 (2002)
- [351] M. Del Santo, Z. Meisel, D. Bazin, A. Becerril, B.A. Brown, H. Crawford, R. Cyburt, S. George, G.F. Grinyer, G. Lorusso et al., *Physics Letters B* **738**, 453 (2014)
- [352] C. Langer, F. Montes, A. Aprahamian, D.W. Bardayan, D. Bazin, B.A. Brown, J. Browne, H. Crawford, R.H. Cyburt, C. Domingo-Pardo et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 032502 (2014)
- [353] R.H. Cyburt, A.M. Amthor, A. Heger, E. Johnson, L. Keek, Z. Meisel, H. Schatz, K. Smith, *Apj* **830**, 55 (2016), 1607.03416
- [354] A.M. Long, T. Adachi, M. Beard, G.P.A. Berg, Z. Buthelezi, J. Carter, M. Couder, R.J. deBoer, R.W. Fearick, S.V. Förtsch et al., *Prc* **95**, 055803 (2017)
- [355] K. Chipps, U. Greife, D. Bardayan, J. Blackmon, A. Kontos, L. Linhardt, M. Matos, S. Pain, S. Pittman, A. Sachs et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **763**, 553 (2014)
- [356] K. Schmidt, K.A. Chipps, S. Ahn, J.M. Allen, D.W. Bardayan, J.C. Blackmon, D. Blankstein, J. Browne, K.Y. Chae, J. Cizewski et al., *X-ray Burst Studies with the JENSA Gas Jet Target*, in *14th International Symposium on Nuclei in the Cosmos (NIC2016)*, edited by S. Kubono, T. Kajino, S. Nishimura, T. Isobe, S. Nagataki, T. Shima, Y. Takeda (2017), p. 021107
- [357] X.L. Yan, H.S. Xu, Y.A. Litvinov, Y.H. Zhang, H. Schatz, X.L. Tu, K. Blaum, X.H. Zhou, B.H. Sun, J.J. He et al., *The Astrophysical Journal Letters* **766**, L8 (2013)
- [358] A. Kankainen, L. Canete, T. Eronen, J. Hakala, A. Jokinen, J. Koponen, I.D. Moore, D. Nesterenko, J. Reinikainen, S. Rinta-Antila et al., *Prc* **93**, 041304 (2016), 1511.08024
- [359] J.L. Fisker, F.K. Thielemann, M. Wiescher, *Apjl* **608**, L61 (2004), astro-ph/0312361
- [360] T. Piran, *Reviews of Modern Physics* **76**, 1143 (2004), astro-ph/0405503
- [361] R. Ruffini, *Astronomy Reports* **59**, 591 (2015)
- [362] E. Berger, W. Fong, R. Chornock, *Apjl* **774**, L23 (2013), 1306.3960
- [363] B.D. Metzger, G. Martínez-Pinedo, S. Darbha, E. Quataert, A. Arcones, D. Kasen, R. Thomas, P. Nugent, I.V. Panov, N.T. Zinner, *Mnras* **406**, 2650 (2010), 1001.5029
- [364] N.R. Tanvir, A.J. Levan, A.S. Fruchter, J. Hjorth, R.A. Hounsell, K. Wiersema, R.L. Tunnicliffe, *Nat* **500**, 547 (2013), 1306.4971
- [365] J. Barnes, D. Kasen, *Apj* **775**, 18 (2013), 1303.5787
- [366] B. Yang, Z.P. Jin, X. Li, S. Covino, X.Z. Zheng, K. Hotokezaka, Y.Z. Fan, T. Piran, D.M. Wei, *Nature Communications* **6**, 7323 (2015)
- [367] Z.P. Jin, K. Hotokezaka, X. Li, M. Tanaka, P. D’Avanzo, Y.Z. Fan, S. Covino, D.M. Wei, T. Piran, *Nature Communications* **7**, 12898 (2016)
- [368] D. Kasen, N.R. Badnell, J. Barnes, *Apj* **774**, 25 (2013), 1303.5788

- [369] R. Fernández, F. Foucart, D. Kasen, J. Lippuner, D. Desai, L.F. Roberts, *Classical and Quantum Gravity* **34**, 154001 (2017), 1612.04829
- [370] I. Arcavi, G. Hosseinzadeh, D.A. Howell, C. McCully, D. Poznanski, D. Kasen, J. Barnes, M. Zaltzman, S. Vasylyev, D. Maoz et al., *ArXiv e-prints* (2017), 1710.05843
- [371] D. Kasen, B. Metzger, J. Barnes, E. Quataert, E. Ramirez-Ruiz, *ArXiv e-prints* (2017), 1710.05463
- [372] E. Pian, P. D’Avanzo, S. Benetti, M. Branchesi, E. Brocato, S. Campana, E. Cappellaro, S. Covino, V. D’Elia, J.P.U. Fynbo et al., *Nat* **551**, 67 (2017), 1710.05858
- [373] N.R. Tanvir, A.J. Levan, C. González-Fernández, O. Korobkin, I. Mandel, S. Rosswog, J. Hjorth, P. D’Avanzo, A.S. Fruchter, C.L. Fryer et al., *Apjl* **848**, L27 (2017), 1710.05455
- [374] M. Nicholl, E. Berger, D. Kasen, B.D. Metzger, J. Elias, C. Briceño, K.D. Alexander, P.K. Blanchard, R. Chornock, P.S. Cowperthwaite et al., *Apjl* **848**, L18 (2017), 1710.05456
- [375] M. Arnould, S. Goriely, K. Takahashi, *Physrep* **450**, 97 (2007), 0705.4512