

Введение

Вопрос о том, из чего сделан материальный мир и откуда все это произошло, интересовал людей со времен античности. Левкипп (около 430 г. до н.э.) и Демокрит (около 420 г. до н.э.) первыми предложили атомную теорию, в которой вся материя состоит из неделимых частиц. В средние века, различные исследователи, известные как алхимики, добились прогресса в разработке экспериментальных методов исследования составляющих компонентов вещества. Однако, их исследования в основном состояли из тщетных попыток превратить обычные металлы (например, свинца) в благородные металлы (такие как золото), и не было достигнуто никакого прогресса в развитии теории о том, как может произойти такое преобразование. Только в конце 20-го века современные алхимики, обычно известные как ядерные физики, добились успеха в превращении висмута в золото (в небольших количествах и по коммерчески неосуществимым расходам). Дорога, ведущая к этому знаменательному достижению, включала работы химиков (Бойл, 1661, де Лавуазье, 1789), современную атомной теории (Dalton, 1808, Avogadro, 1811, Thomson, 1897) и достижения в ядерной физике (Резерфорд, 1911; Чадвик, 1932; Ферми, 1934; Юкава, 1935), которые обеспечили нам хорошее понимание строительных блоков, из которых состоит материя.

Хорошее понимание того, что составляет материю, является необходимым первым шагом в развитии теории о том, как эта материя была создана. Alpher et al. (1948) выдвинул теорию, что все элементы были синтезированы во время Большого взрыва. Однако, когда более точное сечение захвата нейтронов для ядер малой массы ($A < 20$) стало доступным, также стало ясно, что нуклеосинтез во время ранней расширяющейся Вселенной не способен преодолеть $A = 8$ (например, Alpher and Herman, 1950; Shaviv, 2012). Это легло в основу работы Burbidge et al. (1957), который предложил, что лишь самые легкие элементы (в основном водород и гелий)

возникли во время Большого взрыва, а более тяжелые элементы синтезируются в звездах. Хотя эта теория со временем была уточнена, оригинальная идея Бербиджа и др. (1957) выдержал испытание временем. Таково нынешнее понимание того, что различные ядерные процессы действительно ответственны за синтез всех элементов, более тяжелых, чем водород и гелий.

В данной работе я исследую процесс захвата быстрых нейтронов (r -процесс), который является одним из ядерных процессов, предположенных Burbidge et al. (1957) в результате которого возникают элементы тяжелее железа. Мое внимание сосредоточено на вычислении нуклеосинтеза r -процесса при слиянии звезд при помощи нового инструмента для расчета ядерных реакций, SkyNeu, который я разработал. В оставшейся части этого введения я кратко опишу текущее представление о происхождении элементов, сущность r -процесса, условия его возникновения и ожидаемые наблюдательные сигнатуры. В главе II я представляю физику, которая реализована в SkyNet для эволюции тысяч видов ядер под влиянием десятков тысяч ядерных реакций. Я использую SkyNet в главе III, чтобы систематически исследовать r -процесс и его возможные оптические аналоги для различные параметров. В главе IV обсуждается нуклеосинтез r -процесса при слияниях черных дыр и нейтронных звезд (BHNS), а в главе V я рассматриваю r -process в оттоке диска (in the disk outflow following) после слияния нейтронных звезд. В главе VI я кратко подведу итог другой работы, которую я проделал во время моей докторской диссертации, которая не является непосредственно частью этой работы. Наконец, я предоставляю резюме и дальнейшие перспективы в главе VII.

0.1. Распространенность в солнечной системе

Стоит проверить теории и модели, которые предсказывают как создаются элементы и в каких отношениях, подробный перечень этих элемен-

тов и их относительная распространенность в данной области вселенной. Крайне сложно получить образцы материи из мест, отличных от земной коры. Миссии Аполлона и Луны принесли образцы с луны, а позже такие космические аппараты, как Звездная пыль, Бытие и Hayabusa успешно доставили образцы из близлежащих астероидов и космической пыли на Землю. Однако подавляющее большинство внеземных материалов, доступных для химических анализов происходит от метеоритов, которые падают на поверхность Земли. Поэтому, чтобы определить состав звезд и других астрофизических объектов, мы ограничимся изучением линиями поглощения и излучения, формирующими эти объекты, а также распространенность элементарных частиц (например, Shaviv, 2012). Линии поглощения в солнечном спектре были впервые обнаружены в начале XIX век (Wollaston, 1802; Fraunhofer, 1817). Тем не менее, применение им нашли только 100 лет спустя, после развития квантовой механики, которая утверждает, что линии поглощения могут использоваться для количественного определения распространенности различных элементов на солнце. Пионерская работа была проведена Пейном (1925) в ее основной научной диссертации и Расселом (1934). Важная работа Суссе и Юри (1956) была одной из первых принимающих во внимание изотопные измерения распространенности из метеоритов. С этого момента был достигнут большой прогресс в измерении распространенности элементов и изотопов в нашей солнечной системе (например, Cameron, 1973; Anders and Grevesse, 1989; Grevesse and Sauval, 1998; Lodders, 2003).

На рис. 1 показаны наблюдаемые распространенности в нашей солнечной системе в зависимости от массового числа A (данные от Lodders 2003). Нуклиды с четным массовым числом как правило более многочисленными, чем нуклиды с нечетным массовым числом, поскольку даже массовые нуклиды более связаны. (!!!!!even mass nuclides are more bound) Из-за спинного спаривания нуклонов нуклид с четным числом нейтронов и протонов

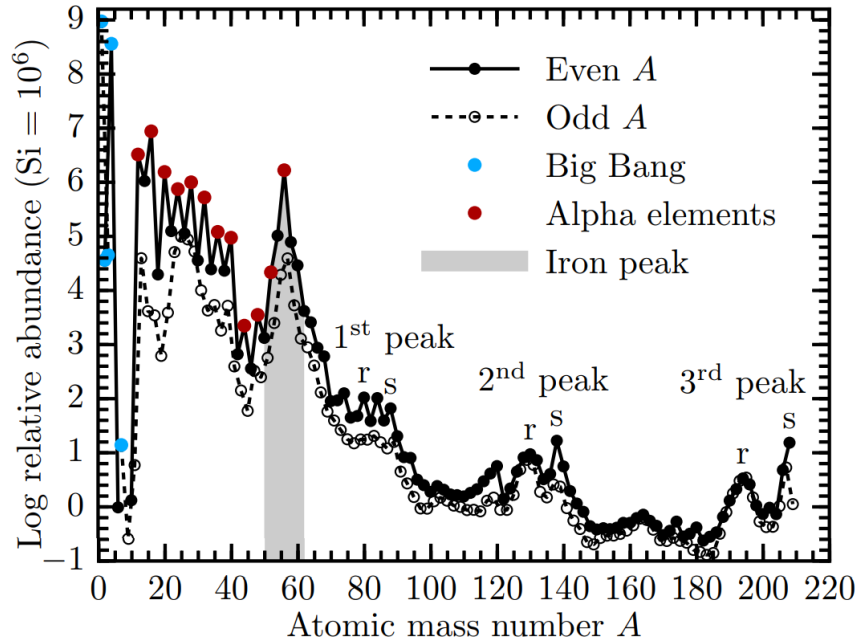


Рис. 1. Наблюдаемая распространенность в нашей солнечной системе в зависимости от массового числа A . Самые легкие элементы были созданы в «Большом взрыве». Слияние в звездах преимущественно создает альфа-элементы. Пик железа выполнен в коллапсе ядра и типе Ia сверхновых. Элементы за железным пиком синтезируются медленными (s) и быстрыми (r) процессами захвата нейтронов. Эти процессы производят три пары пиков (см. раздел 1.3). Данные о изобилии от Lodders (2003).

(следовательно, четное A) является более связанным, чем нуклид с нечетным числом нейтронов или протонов (следовательно, нечетное A , см., например, Weizsäcker, 1935; Майерс и Свитецки, 1966; Möller et al., 1995). Нуклиды с нечетное число и нейтронов и протонов (отсюда и четное A), имеют еще более слабую связь поскольку ни все нейтроны, ни все протоны не могут быть спин-парными. Поэтому неудивительно, что существует только несколько нечетных-нечетных нуклидов, которые являются стабильными или долгоживущими: 2H , 6Li , 10B и 14N стабильны, а 40K , 50V , 138La и 176Lu являются только нечетные-нечетные нуклиды с периодом полураспада не менее 1 Гр(!!!!Gyr). Существует ряд различных процессов нуклеосинтеза, которые доминируют в различных диапазонах масс. Очень легкие нуклиды ($A < 8$) были получены сразу после Большого взрыва. Некоторые ${}^4\text{He}$, а также большинство нуклидов в диапазоне $12 \leq A \leq 56$ являются результатом гидростатического ядерного горения в звездах, значительная часть пика железа ($50 \leq A \leq 62$) производится материалом, поступающим в

(!!!!nuclear statistical equilibrium) ядерную статистическую (NSE), а затем охлаждающимся (например, во время сверхновой звезды Ia или взрывчатое сильное сжигание в ядрах с коллапсом сверхновых (explosive silicon burning in core-collapse supernovae) (CCSNe)) и, наконец, почти все нуклиды, более тяжелые, чем железо, образуются путем захвата нейтронов на более легкие семенные ядра (!!!!onto lighter seed nuclei) (например, Burbidge et al., 1957). Мы рассмотрим эти процессы далее.

0.2. Нуклеосинтез Большого Взрыва

Нуклеосинтез Большого Взрыва (BBN) создал в основном водород (75% по массе) и гелий (25% по массе) в промежутке от первых десяти секунд до минут после Большого взрыва, а также некоторое количества (!!!!trace - следовое) дейтерия, ^3He и ^7Li (см. Tytler et al., 2000 и ссылки в нем). 13,8 Гyr позже химический состав Вселенной оставался около 75% H и 25% He, потому что создание более тяжелых элементов требует экстремальных физических условий. Интересно, что BBN является проблемой для моделирования, потому что он включает лишь несколько нуклидов, в настоящее время существуют большие расхождения между результатами моделирования BBN и наблюдениями. Прогнозируемый дейтерий и распространенность ^4He хорошо согласуется с наблюдениями, но модели BBN предсказывают большую распространенность ^7Li на $4\text{--}5\sigma$ по сравнению с наблюдениями, см. рис. 2, которая изображена на рисунке 1 от Coc et al. (2013). Это расхождение не до конца понятно и называется «литиевой проблемой». Предлагаемые причины этого включают систематические ошибки в наблюдениях численности ^7Li , неизвестные или плохо измеренные ядерные свойства ^7Be и даже неизвестные физические процессы, протекающий за гранью Стандартной модели. См., например, поля (2011) и ссылки в них.

0.3. Ядерное горение в звездах малой массы

Главное препятствие объединения гелия и водорода в тяжелые элементы - это сильное Кулоновское отталкивание между нуклидами, которые все положительно заряжены. Более того, стандартный способ плавления (!!!!fuse может быть синтез) водорода это р-р цепь, включающая слабую реакцию $p + p \rightarrow d + e + + \nu_e$, которая имеет чрезвычайно малое сечение (!!!!cross section) (Rolfs and Rodney, 1988). Поэтому чрезвычайно высокие температуры (~ 10 МК) являются необходимо для сжигания водорода в гелий и гелий в более тяжелые элементы. Такие условия достигаются внутри звезд, где происходит ядерный синтез (например, Бете 1939), высвобождая энергию ядерной связи в виде тепла, удерживающую звезду от разрушения и заставляя ее сиять. На рис. 3 изображены ранние стадии эволюции звезд. По определению, каждая звезда, по крайней мере, синтезирует водород в гелий внутри ядра, и звезды проводят большую часть своей жизни в этой фазе горения водорода. Как только запас водорода в ядре исчерпан, температура становится недостаточно высокой для сжигания гелия, поэтому ядро сжимается, потому что источник тепла от сжигания водорода уменьшается. Далее (!!!As the core contracts), он нагревается, и температура становится достаточно высокой для горения водорода в оболочке вокруг гелиевого ядра. В этот момент атмосфера звезды быстро расширяется, и звезда входит в фазу красного гиганта. Когда водород в оболочке исчерпан и, если звезда достигла определенных массы ($\sim 0,5$ М, например, Рольфс и Родни, 1988), ядро снова сжимается, то есть увеличивается температура и становится возможен тройной-альфа процесс, который синтезирует (!!!преобразует) три частицы 4He в ^{12}C . Некоторые гелиевые сплавы также могут быть преобразованы с вновь созданным ^{12}C , чтобы создать ^{16}O , и, в принципе, он также может пойти дальше, производя ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si и т. д., которые называются альфа-элементами, потому что они являются определенным количеством альфа-нуклидов, слитых вместе. Однако на практике

реакция $16\text{O} + 4\text{He} \rightarrow 20\text{Ne}$ является медленной, и поэтому сжигание гелия в основном производит 12C и 16O (см. Rols and Rodney, 1988; Hansen et al., 2004). Когда гелий истощается, температура ядра снова повышается за счет сжатия. Наибольшая температура, достигаемая в звезде, зависит от ее начальной массы. Если начальная масса выше 8 M , то углерод и кислород могут быть сожжены, в противном случае звезда заканчивает свою жизнь как углерод-кислородный белый карлик (например, Rols and Rodney, 1988; Hansen et al., 2004). Если масса звезда представляет собой лишь несколько солнечных масс выше 8 M , она может быть способна сжигать углерод, а затем стать белым карликом кислорода-неонового цвета.

0.4. Ядерное горение в тяжелых звездах

Звезды с начальной массой более 8 M проходят через несколько стадий горения. После каждого этапа, ядро сжимается под действием сил тяжести, поскольку ядерное топливо на этой стадии было исчерпано и, следовательно, источник ядерного тепла потерян. Поскольку ядро сжимаются, оно нагревается, что позволяет начать следующую стадию горения, если температура будет достаточно высока. Это показано на рис. 1.4 (рис. 1 из Woosley et al., 2002), который показывает центральную плотность и температуру двухзвездной модели и областей, в которых происходят различные стадии горения. В фазе сжигания углерода существуют ряд различных реакции $12\text{C} + 12\text{C}$, но чаще всего наблюдается $20\text{Ne} + 4\text{He}$ и $23\text{Na} + \text{p}$. Свободный протон может захватывать другие существующие нуклиды для создания не-альфа-элементов, а также 23Na , являющийся не-альфа-элементом, который могут быть преобразован в другие не-альфа-элементы. Гелий, полученный из сгорания углерода также сжигается как $12\text{C} + 4\text{He} \rightarrow 16\text{O}$ или $16\text{O} + 4\text{He} \rightarrow 20\text{Ne}$. Когда углерод истощается, ядро сжимается до тех пор, пока очень энергичные фотоны (!!!very energetic photons) формирующие хвост Распределения Планка не смогут фото-синтезировать 20Ne , что

приводит к образованию свободных альфа-частиц, которые могут захватывать недиссоциированные ^{20}Ne , чтобы сформировать около ^{24}Mg . Реакция с низшим кулоновским барьером теперь $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, что в основном приводит к $^{28}\text{Si} + 4\text{He}$ и $^{31}\text{P} + \text{p}$ (см. Rolfs and Rodney, 1988). Освобожденные альфа-частицы захватываются на ^{24}Mg и ^{28}Si , чтобы сформировать ^{28}Si и ^{32}S . В конце сжигания кислорода звездное ядро состоит в основном из ^{28}Si , ^{32}S и небольшого количества других нуклидов. Это является предпосылкой для окончательной фазы горения: сжигание кремния. Перед тем, как температура, требуемая для $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ достигается, кремниевые нуклиды разрушаются фото-диссоциацией, что снова создает источник для свободных альфа-частиц. Эти альфа-частицы захватываются последовательно, начиная с ^{28}Si для создания ^{32}S , ^{36}Ar , ^{40}Ca , ^{44}Ti , ^{48}Cr , ^{52}Fe и ^{56}Ni , что называется альфа процессом или альфа-лестницей, которая встречается на временной шкале (см. Рольфс и Родни, 1988; Hansen et al., 2004). Поскольку температура во время сжигания кремния настолько высока ($\sim 3,5$ ГК), нуклиды, более тяжелые, чем кремний, также могут быть фото-диссоциированными (!!!photodissociated). Результатом являются такие реакции, как $^{28}\text{Si} + 4\text{He} \rightarrow ^{32}\text{S}$, которые находятся в равновесии с их обратными реакциями. Таким образом, существует группа нуклидов, а именно нуклидов с $28 \leq A \leq 62$, свободные альфа-частицы, нейтроны и протоны, находящихся в равновесии друг с другом. Это состояние называется квазиравновесным (QSE) и отличается от NSE (см. Следующий раздел) тем, что не все нуклиды находятся в равновесии друг с другом. В частности, ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , и ^{24}Mg не являются частью группы QSE, описанной выше (например, Bodansky et al., 1968; Woosley et al., 1973). Однако сжигание кремния могут производить только нуклиды вплоть до атомного массового числа от $A = 56$, так как энергия связи на нуклон (протоны и нейтроны) достигает максимум при этой массе. Поэтому более тяжелые нуклиды слабее связаны (Rolfs и Rodney, 1988), что означает, что нужно добавить энергию, для

обеспечения слияние за пределами $A = 56$. Другими словами, как только все значимые элементы в ядре массивной звезды сожжены до ^{56}Ni (!!!Ничего не понял), сердцевина звезды будет состоять из ядерной пыли, которая не может гореть, а звезда теряет свой основной источник тепла. Ядро остается поддерживаемым от коллапса давлением вырождения электрона, но как только масса ядра превышает эффективную массу Чандрасекара, происходит коллапс ядра, вызывающий CCSN (например, Woosley et al., 2002). Масса Чандрасекара ($\approx 1,4 M$) является теоретической максимальной массой белого карлика, поддерживаемого только лишь давлением вырождаемости электронов. Однако до того, как железное ядро достигнет массы Чандрасекара, происходит захват электронов нуклидами, которые удаляют электроны и, следовательно, поддерживающее давление, что приводит к коллапсу ядра до того, как оно достигнет массы Чандрасекара. Максимальная масса железного ядра до начала коллапса называется эффективной массой Чандрасекара (например, Woosley et al., 2002). Поскольку звездный синтез по большей части производит альфа-элементы, неудивительно, что мы наблюдаем альфа-элементы, более широко распространенные, чем другие нуклиды ниже пика железа (см. рис. 1).

0.5. Пик железа

Выше температуры ($\approx 5\text{GK}$), реакции слияния уравниваются обратной реакцией фотодиссоциации, что означает, что реакция плавления N нейтронов и Z протонов в нуклиде (N, Z) уравнивается реакцией расщепления в нуклиде (N, Z) на N свободных нейтронах и Z свободных протонах. Такое состояние называется nuclear statistical equilibrium (NSE). Когда материя находится в состоянии NSE, весь состав, т. е. концентрация каждого вида ядра, полностью определяется температурой, плотности и электронной частью $Y_e = n_p/(n_p + n_n)$, где n_p - общая плотность протонов (свободных или внутри нуклидов), а n_n - аналогичное значение для

нейтронов (например, Seitenzahl et al. ., 2009).

Нуклиды, которые более тесно связаны будут более распространены, чем нуклиды, которые менее связаны, так как их нуклиды труднее разбить фотодиссоциацией, и поэтому равновесие оставит такие нуклиды не тронутыми. По этой причине распределение NSE благоприятствует нуклидам в районе $A = 56$, т.е. пик железа, поскольку они являются наиболее тесно связанными нуклидами. Это справедливо только в том случае, если Y_e близко к 0,46, что представляет собой долю электронов $56 F_e$, а также только в том случае, если температура не слишком велика (с учетом плотности), поскольку в противном случае NSE будет способствовать свободным нейтронам и протонам (например, Seitenzahl et al., 2009).

Такие условия достигаются в сверхновой типа *Ia*, где белый карлик, состоящий в основном из углерода и кислорода, подвергается термоядерному взрыву. Последующее нагревание заставляет материю перейти в состояние NSE, которое порождает пики железа нуклидов, которые будут сохраняться после того, как материал снова остынет

Рисунок ?? (рис. 12 из Iwamoto et al., 1999) показывает конечную концентрацию из модели сверхновой звезды типа *Ia*. Тип *Ia* сверхновых вносит значительный вклад в формирование пика железа вместе с горением кремния в время CCSNe и медленного захвата электронов (см. следующую главу) в тяжелых звездах (см. Timmes et al., 1996; Woosley et al., 2002)

!!!Возможно что то пропущено, проверь

0.6. Нуклеосинтез за пиком железа

Поскольку процесс слияния становится эндотермическим для $A \geq 56$, а кулоновский барьер становится непреодолимо большим, требуется другой процесс для создания элементов за пределами железного пика. Этот процесс представляет собой захват нейтронов, который остается экзотермическим до тех пор, пока энергия связи нейтронов Q_n остается большой для ядер, богатых нейтронами. В некоторой точке, Q_n настолько мала (~ 1 МэВ), что показатель фоторасщепления (фотонный выброс нейтрона из ядра) так же велик, как и показатель захвата нейтронов, и поэтому нет оставшихся нейтронов, связанными с ядром. Момент, в который это происходит называется нейтронной капельной линией (!!! neutron drip line) и, как правило, составляет 10-20 нейтронов, превышающих наиболее богатый нейтронами стабильный изотоп (например, Rolfs and Rodney, 1988). Точное положение нейтронной капельной линии зависит от температуры и плотности нейтронов. Очевидно, что Кулоновский барьер для захвата нейтронов отсутствует, поскольку нейтроны имеют нейтральный заряд. Как только ядро захватывает нейтрон, оно может оставаться стабильным, и в этом случае оно может захватить другой нейтрон, но в большинстве случаев новый нуклид будет неустойчивым к β -распаду.

Важным отличием является то, что временная шкала τ_β для β -распада короче или длиннее чем временная шкала τ_n для захвата нейтронов. Если $\tau_\beta \ll \tau_n$, то каждое неустойчивое ядро, созданное захватом нейтронов, распадется до стабильного ядра, прежде чем у него появится шанс захвата другого нейтрона. Следовательно, процесс захвата нейтронов медленный по сравнению с β -распадом, и поэтому это называется процессом захвата медленных нейтронов или s-процессом (!!!туту что то не то). S-процесс никогда не дестабилизирует более одного ядра и, следовательно, протекает вдоль области устойчивости (область на карте нуклидов, где ядра стабильны, обозначена квадратами на рис. 1.6). Если, с другой стороны, $\tau_\beta \gg \tau_n$, то

есть время для множественных захватов нейтронов до первого β -распада. Это называется процессом захвата быстрых нейтронов или r-процессом (то же самое), поскольку захват нейтронов происходит быстро. В этом случае нуклеосинтез протекает вдоль нейтронной капельной линии, но он вынужден дожидаться β -распада в этой точке (например, Rolfs and Rodney, 1988)

На рис. 6 схематично показаны пути s- и r-процессов на участке диаграммы нуклидов. Если ядро имеет определенное количество нейтронов, называемое магическим числом, то нейтроны могут быть расположены в замкнутой оболочке, которая энергетически очень благоприятна и резко уменьшает сечение захвата нейтронов (Rolfs and Rodney, 1988). Это показано на рисунке 1.6 при $N = 50$. Когда r-процесс достигает замкнутой нейтронной оболочки, ему приходится ждать, пока произойдет несколько β -распадов, могут протекать мимо закрытой нейтронной оболочки. Поэтому материал будет накапливаться там, где нейтронная капельная линия пересекает замкнутую нейтронную оболочку, обозначенную квадратами на рис. 6. Поскольку эти нуклиды все нестабильны, они в конечном итоге распадаются до состояния устойчивости, когда все свободные нейтроны будут захвачены, а избыток материала, который был получен на закрытой нейтронной оболочке, приведет к пику обилия в массе, где нуклиды имеют меньше нейтронов, чем магическое число (потому что некоторые нейтроны распались на протоны). Аналогичным образом, когда s-процесс пересекается с закрытой нейтронной оболочкой, также будет избыток материала, но не потому, что s-процесс должен ждать дополнительных β -распадов (напомним, что β -распады всегда происходят намного быстрее, чем захват нейтронов s-процесса). Материя накапливается на закрытой нейтронной оболочке, поскольку сечение захвата нейтронов на один-два порядка меньше, чем для соседних нуклидов (Рольфс и Родни, 1988). Таким образом, s-процесс будет порождать пики обилия в тех массах, где число нейтронов - это в точности магическое число, которое является большей массой, чем

пики, образуемые r-процессом. Наиболее важные магические числа это $N = 50; 82; 126$, которые приводят к пикам распространенности при приблизительно $A = 80; 130; 194$ для r-процесса и около $A = 88; 138; 208$ для s-процесса. Рисунок 1.7 (Рисунок 1 от Arnould et al., 2007) показывает вклад s- и r-процессов в солнечных концентрациях. Пики с разными значениями массы также хорошо видны (особенно второй и третий), как показано на рисунке 1.1. Когда мы исследуем r-процесс, мы всегда сравниваем предполагаемое обилие с образцом солнечного r-процесса, показанном на рисунке 1.7. Оказывается, что пример обилия r-процесса является универсальным и имеет то же относительное обилие, что и в Солнце, наблюдаемое в гало звезд с недостатком металла (!!!Ужас просто) (например, Sneden et al., 2008; Roederer et al., 2010). Обилия R-Process'а из пяти таких звезд показаны на рис. 1.8, см. Рисунок 8 от Sneden et al. (2009). Звезды с ореолами, бедными металлами, сформировались на ранней стадии жизни нашей галактики, и поэтому мы ожидаем, что они не будут значительно обогащены тяжелыми элементами, созданных s-процессом, поскольку у него не было достаточно времени для образования этих звезд (см. также раздел 1.5). Поэтому любая реалистическая модель нуклеосинтеза r-процесса должна воспроизводить обилия солнечного r-процесса показанного на рисунке 1.7.

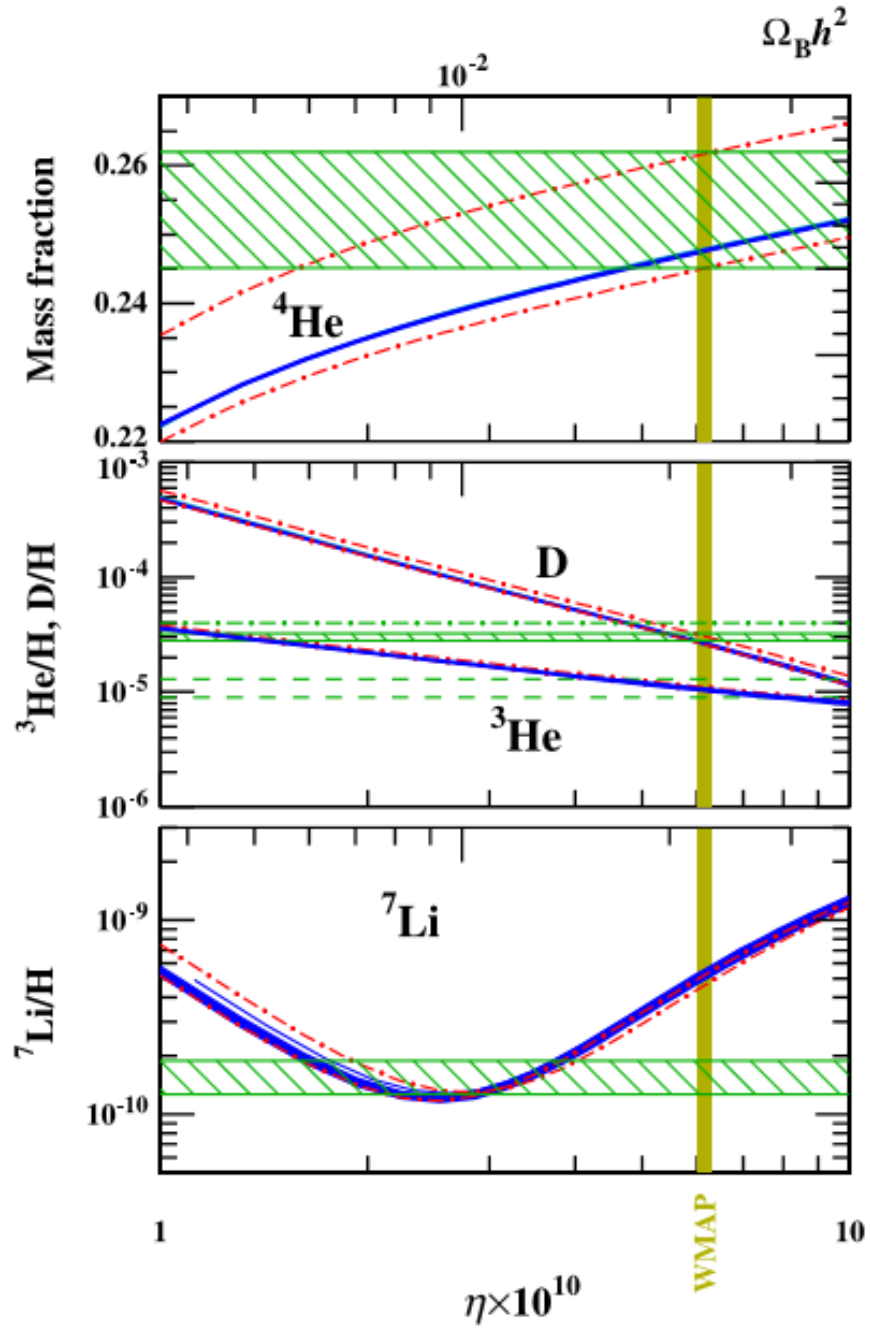


Рис. 2. Вычисленная распространенность ^4He , D, ^3He и ^7Li (синие линии) в зависимости от отношения барион-фотон η . Зеленые области - наблюдаемые концентрации, а желтая вертикальная полоса - наблюдаемое значение η . Вычисленные количества ^4He , D и ^3He согласуются с наблюдениями, но прогнозируется избыток ^7Li в 4-5 σ . Это известная «литиевая проблема». Рисунок 1 из Cocetal. (2013)

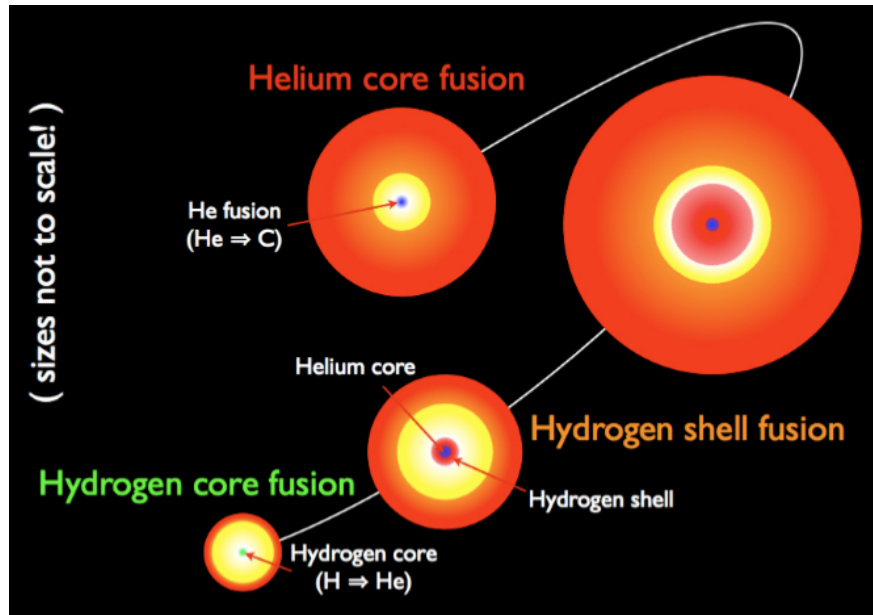


Рис. 3. Изображение ранних этапов эволюции звезд. Звезда начинается со слияния водорода с гелием. Когда водород в активной зоне истощен, ядро сжимается, что повышает температуру и запускает водородное слияние (!!!fusion) в оболочке вокруг гелиевого ядра. Это расширяет атмосферу звезды и превращает ее в красного гиганта. После сжигания водородного топлива ядро снова сжимается под действием силы тяжести, которая увеличивает температуру до той отметки, при которой синтез начинался. Рисунок из https://www.nasa.gov/mission_pages/

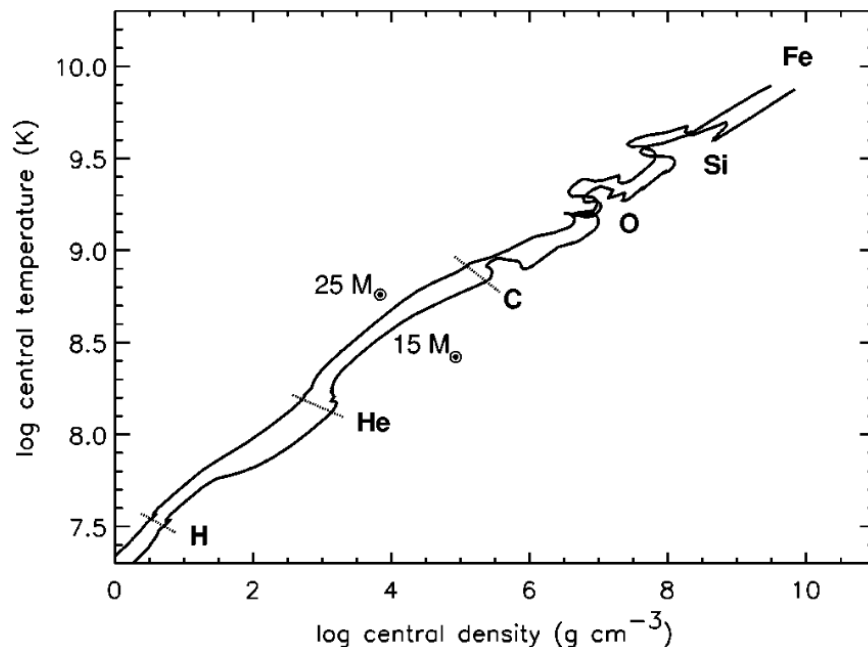


Рис. 4. Центральная плотность и температура 15M, а также 25M звездных моделей. По мере развития звезды центральная плотность и температура возрастают, последовательно воспламеняются водород, гелий, углерод, кислород и сгорает кремний. Рисунок 1 из Woosley et al. (2002) © 2002 Американское физическое общество

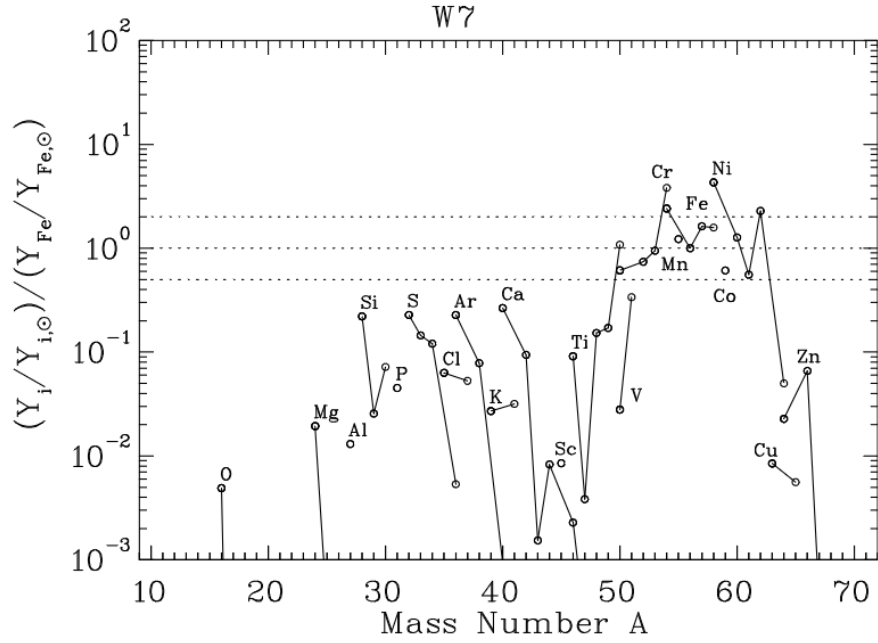


Рис. 5. Конечные показатели концентрации в модели сверхновой типа *Ia*. В основном наблюдаются элементы железного пика, а также некоторые тяжелые альфа-элементы (кремний, сера, аргон, кальций и титан)

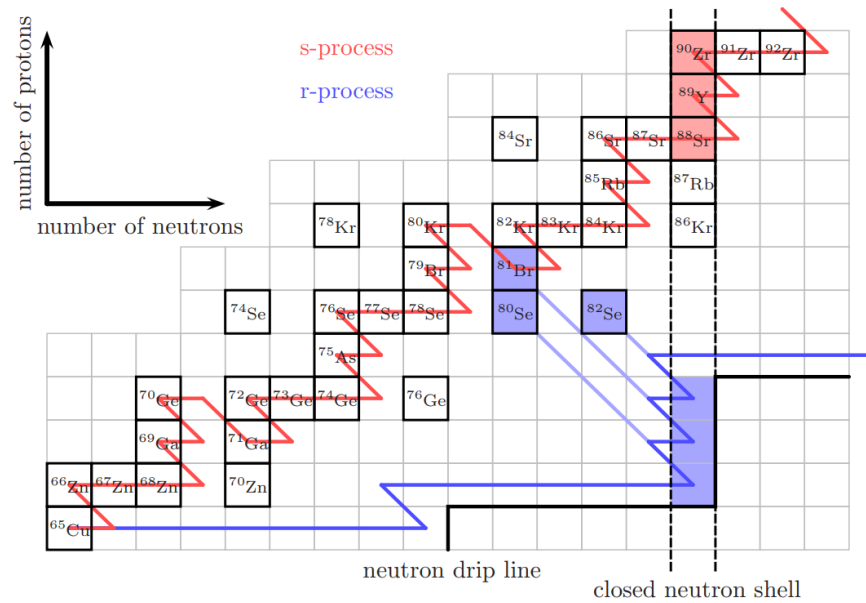


Рис. 6. Схематическое представление s- и r-процесса на участке диаграммы нуклидов. S-процесс (красный) проходит вдоль долины устойчивости и r-процесс (синий) вдоль линии капельного потока нейтронов. На закрытой нейтронной оболочке $N = 50$ сечение захвата нейтронов падает на несколько порядков, что приводит к накоплению материала, который производит двух-пиковые характеристики, показанные на рисунке 1.1

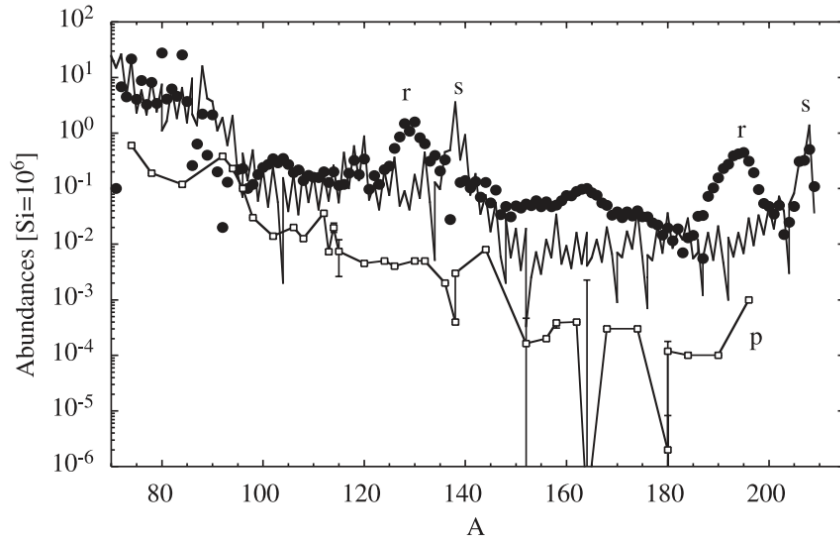


Рис. 7. Вклад s-процесса (сплошная линия), r-процесс (точки) и p-процесс (квадраты) в изобилиях Солнца. Заметим, что r-процесс создает пики при несколько меньших массах, чем s-процесс. Рисунок 1 от Arnould et al. (2007)

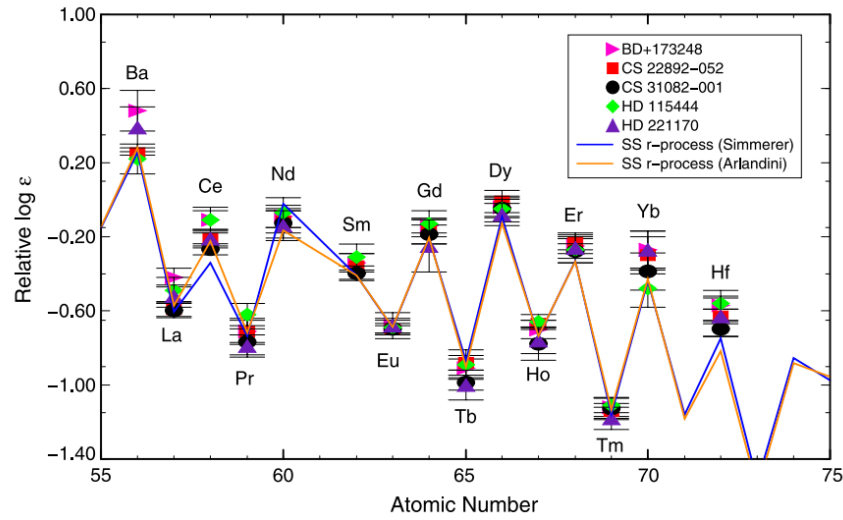


Рис. 8. Наблюдаемые обилие некоторых тяжелых элементов в пяти металлически-бедных ореолах звезд. Обилие нормируется в европийме. Все звезды имеют практически одинаковые относительные количества, и эта картина также согласуется с тем, что наблюдается в солнечной системе (линии). Ожидается, что эти звезды не будут обогащены s-процессом нуклеосинтеза, потому что они образовались вскоре после образования галактики. Следовательно, это вывод показывает, что r-процесс создает универсальную картину обилия. Рисунок 8 от Sneden et al. (2009)