

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Чувствительность расчета r -процесса к выбору модели масс атомных ядер: сравнение моделей FRDM, HFB-24, WS+RBF и LMRВ. В. Негребетский,^{1, a} М. В. Симонов,¹ Е. В. Владимирова,² К. А. Стопани,² Т. Ю. Третьякова²¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*² *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

Поступила в редакцию 12.11.2021, после доработки 10.01.2022, принята к публикации 14.01.2022.

В работе рассматривается влияние выбора массовой модели, используемой при расчете астрофизических скоростей протекания ядерных реакций нейтронного захвата в статистическом подходе, на результат моделирования r -процесса нуклеосинтеза. Рассматриваются четыре массовые модели: макро-микроскопические модели FRDM и WS+RBF, микроскопическая модель HFB-24 и модель локальных массовых соотношений LMR. Показано значительное влияние неопределенностей ядерных масс на сечения и скорости радиационного захвата нейтрона. На основе рассмотренных массовых моделей созданы базы данных реакций в формате REACLIB и с их использованием проведен расчет выхода продуктов r -процесса в стандартных условиях. Использование модели LMR привело к существенному увеличению выхода тяжелых ядер в области массовых чисел $170 \leq A \leq 190$.

Ключевые слова: нуклеосинтез, r -процесс, модели масс ядер.

УДК: 539.143.22, 52-48. PACS: 25.40.Lw.

ВВЕДЕНИЕ

Астрофизический r -процесс представляет собой цепочки интенсивных реакций нейтронного захвата и β -распадов, при протекании которых исходное ядро стремительно набирает массу и может достигнуть области наиболее тяжелых наблюдаемых в природе изотопов. Этим механизмом сегодня принято объяснять синтез основной массы тяжелых ядер во Вселенной, которые не могут быть образованы в ходе реакций термоядерного синтеза [1]. Экспериментальное исследование r -процесса затруднено экстремальными условиями его протекания: большим числом нейтронов на одно ядро, короткими временами жизни участвующих в реакциях изотопов, температурами свыше 1–2 ГК. Астрофизические явления, при которых могли бы достигаться подобные условия, носят катастрофический характер: рассматриваются сценарии вспышек сверхновых различных типов, столкновений нейтронных звезд и черных дыр.

В отсутствие достаточных экспериментальных данных в исследованиях r -процесса особое значение приобретает компьютерное моделирование, в ходе которого необходимо учитывать множество факторов, определяющих как внешние условия протекания нуклеосинтеза, так и характеристики самих ядерных реакций. Одним из наиболее важных видов ядерных данных, необходимых для моделирования r -процесса, являются значения масс ядер. Для подавляющего большинства задействованных в r -процессе ядер массы не могут быть установлены экспериментально ввиду невозможности их получе-

ния в лабораторных условиях, поэтому для расчета масс изотопов используются теоретические модели. Существующие в настоящее время модели масс ядер нередко предсказывают сильно отличающиеся значения масс в области сверх-нейтронноизбыточных изотопов, в которой протекает r -процесс [2].

В настоящей работе исследуется влияние выбора массовой модели на конечные распределения r -нуклидов, полученные путем компьютерного моделирования. В разделе 1 описывается математическая постановка задачи, методы ее решения и использованная модель r -процесса. В разделе 2 обсуждается величина скорости ядерной реакции, определяющая влияние ядерных характеристик (в частности, энергий связи) на расчет r -процесса. Раздел 3 дает краткий обзор метода локальных массовых соотношений, использованного в настоящей работе среди прочих моделей ядерных масс. Результаты моделирования r -процесса с различными массовыми моделями представлены в разделе 4.

1. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ r -ПРОЦЕССА

В современных астрофизических моделях полный объем звездного вещества делится на зоны, в пределах которых термодинамические условия и начальные концентрации изотопов являются одинаковыми. Изменение концентраций изотопов в зоне модели описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dy_i}{dt} = \sum_{k \in K_i} \lambda_k g_k \prod_{l \in L_k} y_l \quad (1)$$

где y_i — концентрация i -го изотопа, K_i — множество реакций, в которых участвует i -й изотоп,

^a E-mail: negrebetckii.vv16@physics.msu.ru

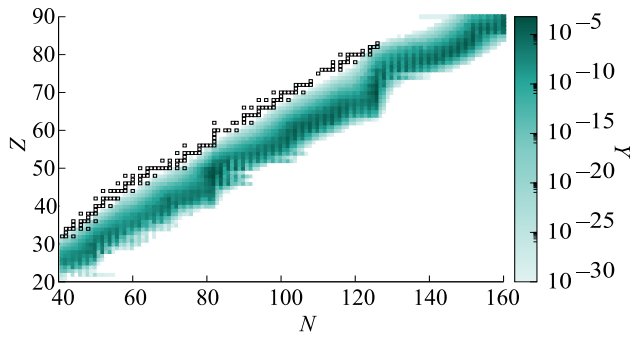


Рис. 1. Результаты симуляции r -процесса длительностью 1 с при $T = 1.2$ ГК и плотности вещества 10^8 г/см³. Показаны конечные концентрации каждого изотопа, затронутого r -процессом, нормированные на единицу. Расчет проводился с использованием скоростей ядерных реакций из базы данных REACLIB [6]

λ_k — скорость протекания k -ой реакции, $g_k = \pm 1$ в зависимости от того, накапливается или расходуется изотоп в реакции, L_k — множество исходных изотопов k -й реакции.

В r -процессе система (1) может включать более семи тысяч уравнений для всех существующих изотопов и их метастабильных состояний, связанных сетью из сотен тысяч реакций, и ее численное решение является довольно трудоемким. Ввиду разброса значений коэффициентов λ_k , которые могут различаться между собой на десятки порядков, система уравнений (1) является сверхжесткой, и для ее решения применяются затратные неявные методы. В настоящей работе для этой цели были использованы пакет моделирования астрофизического горения Skynet [3], использующий неявную численную схему Эйлера, а также библиотека решения разреженных линейных систем PARDISO [4]. Результатом решения системы 1 являются значения концентраций каждого изотопа y_i после окончания активной стадии r -процесса.

В настоящей работе, как и в обзоре [1], а также в нашей предыдущей работе [5], были выбраны универсальные значения температуры и плотности: 1.2 ГК и 10^8 г/см³, которые должны обеспечивать эффективное протекание r -процесса. В качестве исходного вещества выбран изотоп ^{56}Fe . В исходном состоянии системы на одно ядро железа приходится 1000 нейтронов. В моделировании участвуют 7800 различных изотопов и их метастабильных состояний, и около 10^5 реакций, протекающих между ними, скорости протекания λ_k которых как функция температуры взяты из базы данных REACLIB [6]. Эта упрощенная модель не зависит от конкретного астрофизического сценария и позволяет изучать чувствительность симуляции r -процесса к изменению различных параметров исходных моделей.

В качестве примера на рис. 1 показаны результаты расчета концентраций конечных изотопов после эволюции системы в течение 1 с с помощью описанной модели r -процесса. Показаны выходы каждого задействованного в расчете изотопа. Как видно, основная генерация ядер происходит далеко в нейтроноизбыточной области, значительно ниже долины стабильности. В областях магических чи-

сел нейтронов наблюдаются характерные ступеньки, соответствующие пикам в распределении изотопов в Солнечной системе.

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В соответствии с формулой (1) входные параметры ядерных моделей оказывают влияние на результаты моделирования нуклеосинтеза через скорости протекания соответствующих ядерных реакций λ_k . Путем замены этих величин, содержащихся в REACLIB, на рассчитанные с использованием тех или иных параметров моделей ядерных реакций, можно получить оценку влияния неопределенности значений этих параметров на результаты расчета.

Основными реакциями, протекающими в ходе r -процесса являются реакция радиационного захвата нейтрона (n, γ) и обратная ей фотонейтронная реакция (γ, n). Скорости протекания этих реакций связаны между собой вследствие соотношений детального баланса. Ввиду непрерывности энергетического распределения нейтронов в звездной плазме скорость ядерной реакции нейтронного захвата вычисляется сверткой сечения реакции и энергетического распределения нейтронов при заданной температуре T :

$$\lambda(T) = \sqrt{\frac{8}{\pi m}} \frac{N_A}{(kT)^{3/2} G(T)} \times \int_0^\infty \sum_\mu \frac{(2I^\mu + 1)}{(2I^0 + 1)} \sigma^\mu(E) E \exp\left(-\frac{E + E_x^\mu}{kT}\right) dE, \quad (2)$$

где m — приведенная масса налетающей частицы и ядра-мишени, N_A — число Авогадро, k — постоянная Больцмана, $\mu = 0, 1, \dots$ — состояние рождающегося ядра, I^μ — спин состояния μ , $\sigma^\mu(E)$ — сечение рождения ядра в состоянии μ , E_x^μ — энергия возбуждения. Статистическая сумма $G(T)$ рассчитывается по формуле

$$G(T) = \sum_\mu \frac{(2I^\mu + 1)}{(2I^0 + 1)} \exp\left(-\frac{E_x^\mu}{kT}\right) \quad (3)$$

Как было упомянуто выше, в случае астрофизических ядерных систем подавляющее большинство сечений реакций не может быть получено в эксперименте, поэтому их рассчитывают на основе теоретических моделей. Для рассматриваемого случая реакций захвата нейтрона на средних и тяжелых ядрах актуален статистический подход, состоящий в суммировании вероятностей всех возможных состояний системы на этапах взаимодействия, образования составного ядра и его распада. В данной работе для расчета сечений нейтронного захвата в рамках статистической модели использовался пакет TALYS 1.95 [7].

В настоящей работе в качестве параметра, чье влияние на результат моделирования нуклеосинтеза исследуется, выступают значения масс взаимодействующих ядер. Их величины оказывают значительное влияние на сечения реакций в статистическом подходе, в частности, через плотности ядерных уровней, зависящие от энергий связи: так, в приближении

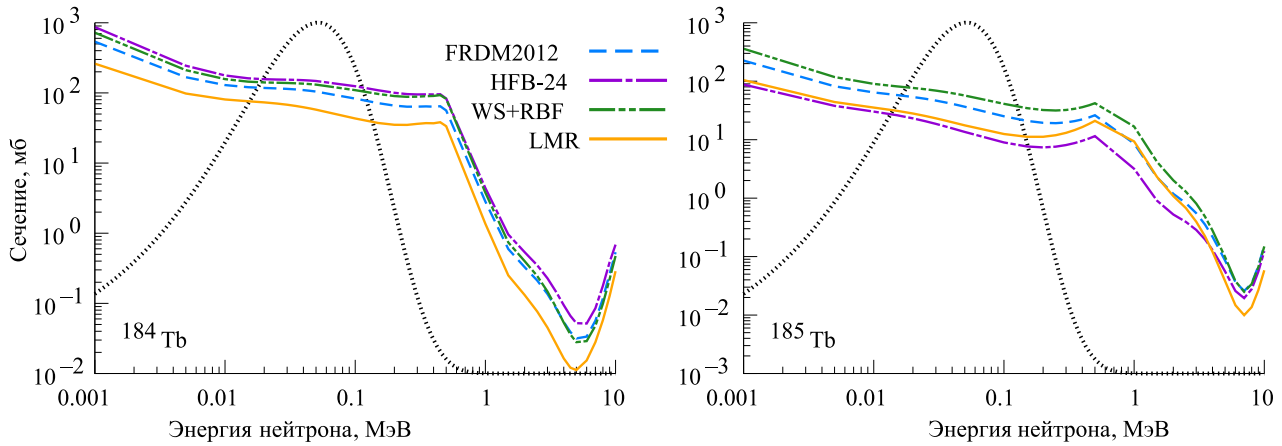


Рис. 2. Сечения реакции (n, γ) на нейтроноизбыточных изотопах тербия в астрофизическом диапазоне энергий. Расчет программы TALYS с использованием четырех различных массовых моделей. Серым пунктиром показано энергетическое распределение нейтронов в звездном веществе при $T = 1.2$ ГК

Ферми-газа плотность ядерных уровней представляется формулой

$$\omega(E) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{a(E - \Delta)}]}{a^{1/4}(E - \Delta)^{5/4}}, \quad (4)$$

где a и Δ являются параметрами модели, а E есть энергия возбуждения системы. В случае реакции нейтронного захвата E равна сумме кинетической энергии нейтрона и энергии его отделения S_n , которая в свою очередь определяется как разница энергий связи $B(N, Z)$ конечного и исходного изотопа:

$$S_n = B(N, Z) - B(N - 1, Z) \quad (5)$$

Каждая из рассматриваемых моделей масс ядер была представлена в расчетах соответствующим ей набором масс и энергий связи каждого изотопа, для каждого из которых с помощью пакета TALYS проведен расчет сечений и скоростей реакций нейтронного захвата на всех изотопах, включенных в REACLIB. Описанным образом были рассмотрены несколько моделей масс ядер, относящихся к основным современным подходам в этой области. Макро-микроскопический подход представлен моделью FRDM (Finite Range Droplet Model) [8], основанной на многопараметрическом описании формы ядра и методе оболочечных поправок Струтинского. Модель WS+RBF [9], также реализующая макро-микроскопический подход, использует формулу Бете-Вайцзеккера с учетом деформаций в приближении Томаса–Ферми с функционалом плотности энергии в форме Скирма. Микроскопический метод Хартри–Фока–Боголюбова с потенциалом взаимодействия Скирма представлен массовой моделью HFB-24 [10]. Четвертой рассмотренной моделью является основанный на феноменологическом подходе метод локальных массовых соотношений LMR [11], подробно описанный в следующем разделе.

В качестве примера влияния используемой масс ядер на предсказания статистического подхода к описанию ядерных реакций на рис. 2 показаны сечения реакции (n, γ) на экзотических изотопах ^{184}Tb и ^{185}Tb , полученные с использованием рассмотренных моделей FRDM, WS+RBF, HFB-24 и метода

локальных соотношений LMR. На рисунках также представлено энергетическое распределение нейтронов в звездном веществе при температуре 1.2 ГК. Как видно, расхождение между результатами различных моделей весьма велико, в приведенных примерах сечения различаются в некоторых диапазонах энергии почти на порядок.

В табл. 1 показаны скорости реакции (n, γ) на нейтроноизбыточных изотопах тербия при температуре вещества 1.2 ГК, а также энергии связи, полученные с использованием моделей LMR, HFB-24 и WS+RBF. Здесь видно, как значительно расходятся предсказания моделей, причем связь различий энергии связи и скоростей реакций представляется весьма сложной: изменение модели может привести к увеличению или уменьшению скорости на порядок при изменении энергии связи на несколько МэВ, причем характер этого изменения различается даже для соседних изотопов.

3. МЕТОД ЛОКАЛЬНЫХ МАССОВЫХ СООТНОШЕНИЙ

Метод локальных массовых соотношений (LMR) реализует феноменологический подход к оценке масс ядер, не измеренных в эксперименте. В этом случае оценки неизвестных масс можно получать на основе экспериментальных значений масс соседних ядер с использованием линейных соотношений, объединяющих массы (или энергии связи) нескольких ядер, близко расположенных на NZ -диаграмме [11, 13]. Эти линейные соотношения аппроксимируются на известных ядрах. Далее, отталкиваясь от экспериментальных данных, с помощью полученных аппроксимаций рассчитывают массы ядер. Метод чрезвычайно прост в использовании и в то же время обладает хорошей предсказательной способностью. Особой точностью метод обладает в тех областях NZ -диаграммы, где имеется достаточное количество экспериментальных значений масс ядер [14].

В данной работе применяется соотношение, отражающее остаточное протон-нейтронное взаимодей-

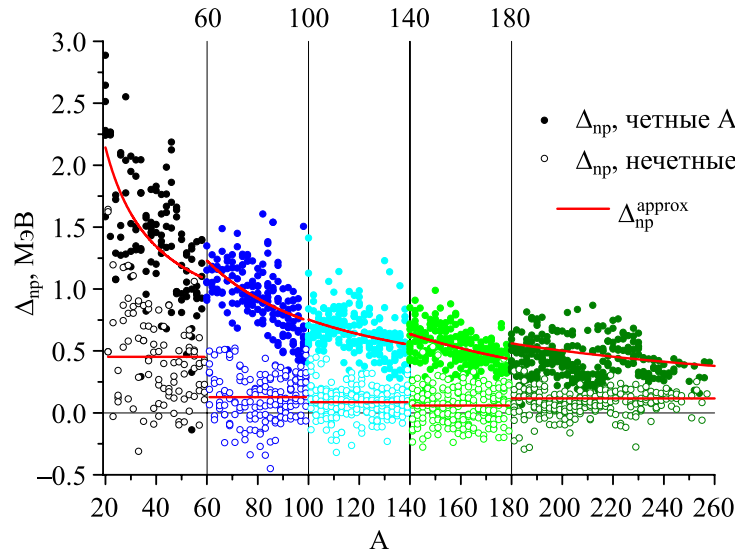


Рис. 3. Остаточное нейтрон-протонное взаимодействие Δ_{np} (6), рассчитанное на основе данных AME2016 [12], линии — аппроксимация (7)

Таблица 1. Скорости λ реакции (n, γ) на нейтроноизбыточных изотопах тербия (в единицах $10^3 \times \text{см}^3 \text{с}^{-1} \text{моль}^{-1}$) при $T = 1.2$ ГК и энергии связи этих ядер B (в МэВ), рассчитанные с различными моделями масс с помощью программы TALYS [7]

Ядро	LMR		FRDM2012		HFB-24		WS+RBF	
	λ , $10^3 \frac{\text{см}^3}{\text{с} \cdot \text{моль}}$	B , МэВ	λ , $10^3 \frac{\text{см}^3}{\text{с} \cdot \text{моль}}$	B , МэВ	λ , $10^3 \frac{\text{см}^3}{\text{с} \cdot \text{моль}}$	B , МэВ	λ , $10^3 \frac{\text{см}^3}{\text{с} \cdot \text{моль}}$	B , МэВ
¹⁸⁰ Tb	6033.30	1408.07	6040.02	1409.32	10641.00	1408.73	8665.38	1407.65
¹⁸¹ Tb	4577.30	1411.73	6191.44	1413.25	6256.66	1412.86	13307.70	1411.42
¹⁸² Tb	6232.26	1413.86	5025.72	1415.87	39046.50	1415.40	3840.89	1414.11
¹⁸³ Tb	4069.24	1417.31	4209.16	1419.61	3497.21	1420.31	28605.20	1417.37
¹⁸⁴ Tb	10823.30	1419.11	20194.70	1421.86	30197.70	1422.59	27276.30	1420.35
¹⁸⁵ Tb	4882.61	1422.20	7938.90	1425.82	3071.38	1427.04	12923.60	1424.15
¹⁸⁶ Tb	12744.10	1423.85	9232.18	1428.45	14988.90	1429.28	6196.39	1426.73
¹⁸⁷ Tb	3790.98	1426.83	8177.97	1432.05	2083.37	1433.41	19968.20	1429.78
¹⁸⁸ Tb	11565.40	1428.14	7868.09	1434.71	7784.17	1435.48	7231.73	1432.46
¹⁸⁹ Tb	4778.66	1430.87	4741.67	1438.43	737.34	1439.42	11982.10	1435.62
¹⁹⁰ Tb	1276.83	1432.06	3164.65	1441.13	12232.90	1441.00	8558.69	1438.21

ствие Δ_{np} [15]:

$$\begin{aligned} \Delta_{np}(N, Z) &= \\ &= S_{np}(N, Z) - [S_p(N-1, Z) + S_n(N, Z-1)] = \\ &= B(N, Z) + B(N-1, Z-1) - \\ &\quad - B(N, Z-1) - B(N-1, Z), \end{aligned} \quad (6)$$

где S_{np} и S_p — энергии отделения пары np и протона соответственно.

В [11, 16] отмечается, что соотношение Δ_{np} достаточно гладко зависит от массового числа A . Величина Δ_{np} , построенная на экспериментальных данных, отчетливо делится по значению на два массива: для четных A величина Δ_{np} составляет $0.6 \div 2$ МэВ (рис. 3, закрашенные точки), для нечетных A ее значение составляет $0.0 \div 0.5$ МэВ (рис. 3, пустые точки). Для четных A используется аппроксимация

$$\Delta_{np}^{approx}(A) = C_1 + C_2 \cdot A^{-1}. \quad (7)$$

Для нечетных A аналогичная зависимость мало отличается от константы, поэтому в этом случае

Δ_{np} может также описываться формулой (7) с фиксированным параметром $C_2 = 0$. Чтобы наиболее точно описать экспериментальные данные и отделить легкие ядра от средних и тяжелых, данные поделены на отдельные массивы по $A = 60, 100, 140, 180$ (рис. 3). Также при построении аппроксимаций были исключены точки с $N = Z, Z \pm 1$. Симметричные ядра существенно выделяются из общего массива данных благодаря значительному дополнительному вкладу в Δ_{np} , обусловленному энергией симметрии — так называемый вклад энергии Вигнера [18]. Для соседних ядер при вычислении Δ_{np} в формулу (6) попадают 1 или 2 таких ядра. Коэффициенты аппроксимаций на экспериментальных данных AME2016 [12] приводятся в табл. 2.

Из формулы (7) можно выразить энергию связи любого из 4-х ядер, например:

$$\begin{aligned} B(N, Z) &= B(N, Z-1) + B(N-1, Z) - \\ &\quad - B(N-1, Z-1) + \Delta_{np}^{approx}(N+Z). \end{aligned} \quad (8)$$

Таблица 2. Коэффициенты C_1 и C_2 в аппроксимации (7) для разных диапазонов по массовым числам A из [17]. Четные A обозначены “ч”, нечетные “нч”

A	20-60		60-100		100-140		140-180		≥ 180	
	ч	нч	ч	нч	ч	нч	ч	нч	ч	нч
C_1 , МэВ	0.543	0.453	0.01	0.128	0.041	0.086	-0.285	0.06	-0.031	0.116
C_2 , МэВ	32.0	-	73.1	-	71.2	-	129.1	-	106.6	-
Срkv. откл., кэВ	404	373	220	190	173	127	127	145	153	111

Метод локальных соотношений предполагает пошаговую процедуру. На первом шаге по формуле (8) получают оценку неизвестной энергии связи на основе трех экспериментальных значений и аппроксимации. Если доступно более трех экспериментальных значений, то оценку получают всеми возможными способами (максимум 4) и усредняют. Далее процесс повторяют уже с использованием не только экспериментальных данных, но и полученных на предыдущей итерации оценок. Максимально возможное число шагов зависит от распределения экспериментальных данных на NZ -диаграмме и в силу конфигурации масс в определении (6) ограничено линиями $N = 157$, $Z = 106$ [20], что охватывает всю область трека r -процесса.

На поведении характеристики Δ_{np} оболочечные эффекты, с одной стороны, явно не отражаются [21], с другой стороны, учитываются эффективно посредством экспериментальных значений масс, которые служат отправной точкой расчетов и заложены в аппроксимации. Хотя метод локальных массовых соотношений в целом не предназначен для оценки масс ядер, значительно удаленных от известной части NZ -диаграммы, подтверждением его устойчивости служит положение границы стабильности относительно отделения нейтрона, полученное в [17]. Положение согласуется с данными модели FRDM [8], а также демонстрирует эффективный учет оболочечных эффектов.

Предсказательная способность моделей FRDM, WS+RBF, HFB-24 и метода локальных массовых соотношений продемонстрирована на рис. 4. В новой версии таблицы экспериментальных данных AME2020 [19] появились новые значения масс ядер, которые использованы для оценки качества предсказаний используемых нами моделей, базирующихся на предыдущей компиляции AME2016 [12]. Также приведены оценки из AME2016. Наиболее точными оказались предсказания WS+RBF и оценки, полученные методом локальных массовых соотношений.

4. ВЛИЯНИЕ ВЫБОРА МОДЕЛИ ЯДЕРНОЙ МАССЫ НА РАСЧЕТ r -ПРОЦЕССА

Результат описанного в разделе 2 расчета скоростей реакций нейтронного захвата на всех ядрах с использованием массовых моделей FRDM, HFB-24, WS+RBF и метода локальных соотношений LMR был преобразован в представление REACLIB [6], в результате чего были получены четыре базы данных скоростей астрофизических ядерных реакций, предназначенные для использования в качестве входных данных модели r -процесса, описанной в разделе 1. Отметим, что от исходной базы данных REACLIB

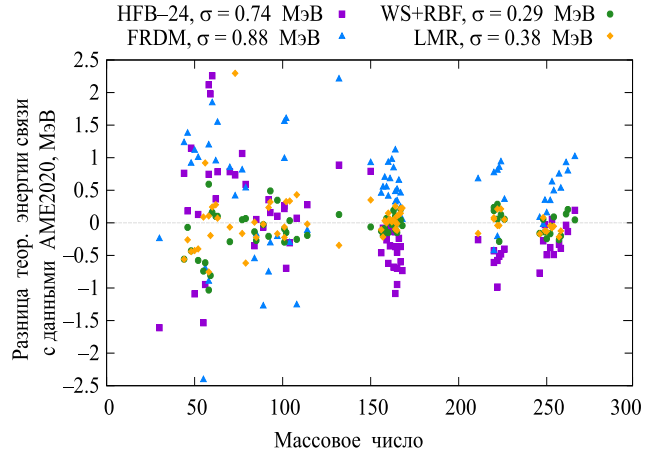


Рис. 4. Точность предсказаний энергии связи в разных моделях, сравнение с новыми экспериментальными данными AME2020 [19]

они отличаются только значениями скоростей реакций (n, γ) и (γ, n) , хотя не менее важной частью r -процесса являются β -распады образующихся нейтронноизбыточных изотопов, теоретические периоды полураспада которых могут сильно зависеть от выбора массовой модели. На данном этапе исследования этим фактором мы временно пренебрегли, так как β -распады описываются отдельными моделями, обзор которых нам еще предстоит сделать.

Для каждой из полученных баз данных мы провели расчет r -процесса с помощью описанной в разделе 1 модели. На рис. 5 показаны результаты расчета для массовых моделей HFB-24, WS+RBF и LMR: конечные концентрации продуктов r -процесса спустя 1 с после начала симуляции при температуре 1.2 ГК. Результаты FRDM не приводятся, так как эта модель показала наибольшее стандартное отклонение от новых экспериментальных данных (см. рис. 4).

Как видно, количественно распределения r -ядер существенно различаются в зависимости от выбора массовой модели. Качественно распространенности схожи, в частности, хорошо видны характерные признаки r -процесса — максимумы концентраций в области магических чисел нейтронов 82 и 126. В экспериментальной распространенности изотопов в Солнечной системе (см. врезку на рис. 5) эти максимумы также присутствуют, однако в виде более пологих горбов. Различие объясняется тем, что в результате односекундного r -процесса образуется множество нейтронноизбыточных изотопов с магическим числом нейтронов, которые затем начинают распадаться, образуя видимые широкие максимумы. Наряду с ними в наблюдаемом в Солнечной системе массовом распределении изотопов видны

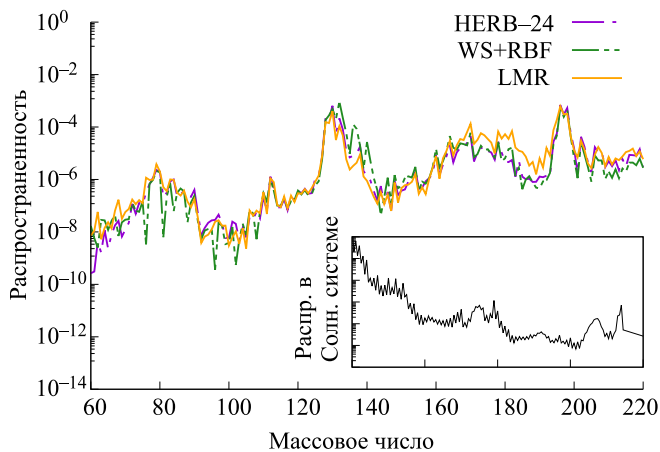


Рис. 5. Результаты моделирования r -процесса с тремя базами данных скоростей ядерных реакций, построенными с использованием различных моделей ядерных масс, а также наблюдаемые распространенности изотопов в Солнечной системе [22]

более узкие пики, также расположенные в области магических чисел нейтронов. Эти пики соответствуют s -процессу, траектории которого практически не удаляются от долины стабильности, поэтому почти не расплываются. Максимумы, соответствующие s -процессу, не наблюдались в результатах нашего расчета, так как использованная модель реализует астрофизические условия, характерные только для r -процесса.

Можно также отметить, что выбор массовой модели дает и некоторые качественные различия. Для модели WS+RBF в области массовых чисел от 60 до 110 заметны глубокие минимумы концентраций, которые могут быть обусловлены микроскопическими поправками этой модели. В этой же области видно, что микроскопическая модель HFB-24 и феноменологический метод локальных соотношений LMR, который не учитывает оболочечные эффекты в явном виде, имеют весьма сходное поведение. Заметно также, что на спаде магического пика в районе $A = 130$ метод локальных соотношений дает значительно меньшие выходы, чем остальные модели, но заметно компенсирует это в области перед следующим пиком около $A = 200$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новые достижения в области ядерной физики, в особенности касающиеся экзотических изотопов, способны значительно изменить наши представления о жизни звезд и эволюции Вселенной. С другой стороны, моделирование механизмов звездного нуклеосинтеза важно как для астрофизики, так и для проверки существующих представлений о физике ядра. Вызывает интерес чувствительность моделей нуклеосинтеза к изменению ядерных параметров, таких как, например, массы экзотических изотопов, известные нам лишь из теоретических моделей, дающих зачастую существенно различающиеся значения.

В настоящей работе мы изучали эту зависимость, проводя симуляции астрофизического r -процесса при помощи библиотеки SkyNet [3] с различными

базами данных астрофизических скоростей, в основе которых лежала библиотека REACLIB [6]. Разница между этими базами состояла в методе расчета скоростей реакции нейтронного захвата на затронутых r -процессом изотопах. Скорость реакции представляет собой свертку ее сечений по энергетическому распределению взаимодействующих частиц. Для r -процесса, траектория которого лежит значительно ниже долины стабильности, в области экзотических нейтроноизбыточных изотопов, почти все такие сечения могут быть получены лишь теоретически, причем массы, также известные для этих ядер из моделей, являются важным параметром этого расчета.

Мы привели результаты расчета r -процесса для трех массовых моделей: микроскопической HFB-24 [10], макро-микроскопической WS+RBF [9] и феноменологического метода локальных массовых соотношений LMR. Сравнение результатов показало, что, несмотря на схожее качественное поведение, количественно распределения продуктов r -процесса заметно расходятся в этих трех случаях. По поведению этих распределений можно судить об особенностях использованных моделей, например, о способах учета микроскопических вкладов в энергию связи ядра. Отметим, что на данном этапе нельзя говорить о том, что та или иная массовая модель дает более или менее достоверные результаты, ввиду недостатка экспериментальных данных о распространенности изотопов во Вселенной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Arnould, S. Goriely, K. Takahashi // Phys. Rep. 2007. **450**. P. 97.
2. A. Sobczewski, Yu.A. Litvinov, M. Palczewski // ADNDT. 2018. **119**. P. 1.
3. J. Lippuner, L.F. Roberts // ApJS. 2017. **233**. P. 18.
4. C. Alappat, G. Hager, O. Schenk et al. // ACM Trans. on Par. Comp. 2020. **7**. P. 1.
5. В.В. Негребецкий, К.А. Стопани // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2021. **76**. P. 22.
6. R.H. Cyburt, A.M. Amthor, R. Ferguson et al. // ApJS. 2010. **189**. P. 240.
7. A. Koning, D. Rochman, J.-C. Sublet et al. // Nucl. Data Sheets. 2019. **155**. P. 1.
8. P. Möller, A.J. Sierk, T. Ichikawa, H. Sagawa // ADNDT. 2016. **109**. P. 1.
9. N.-N. Ma, H.-F. Zhang, X.-J. Bao, H.-F. Zhang // Chinese Phys. C. 2019. **43**. 044105.
10. S. Goriely, N. Chamel, J.M. Pearson // Phys. Rev. C. 2013. **88**. 024308.
11. J. Jänecke, H. Behrens // Phys. Rev. C. 1974. **9**. P. 1276.
12. M. Wang, G. Audi, F.G. Kondev et al. // Chinese Phys. C. 2017. **41**. 030002.
13. G.T. Garvey, I. Kelson // Phys. Rev. Lett. 1966. **16**. P. 197.
14. D. Lunney, J.M. Pearson, C. Thibault // Rev. Mod. Phys. 2003. **75**. P. 1021.
15. V.A. Kravtsov // J. Exp. Theor. Phys. 1966. **36** (9). P. 871.
16. B.S. Ishkhanov, S.V. Sidorov, T.Y. Tretyakova, E.V. Vladimirova // Chinese Phys. C. 2019. **43**. 014104.
17. E.V. Vladimirova, M.V. Simonov, T.Y. Tretyakova // Proc. 24th Int. Sci. Conf. Young Sci. Spec., AIP Conf. Proc. 2021. **2377**. 070003.
18. D.P. Wagner, M.A. Bentley, P. Van Isacker // Nature Physics. 2006. **2**. P. 311.

19. W. Huang, M. Wang, F. Kondev et al. // Chinese Phys. C. 2021. **45**. 030002.
20. Е.В. Владимирова, Б.С. Ишханов, М.В. Симонов, Т.Ю. Третьякова // Уч. зап. Моск. Физ. фак-та. 2019.
21. Z. Wu, S.A. Changizi, C. Qi // Phys. Rev. C. 2016. **93**. 034334.
22. K. Lodders // ApJ. 2003. **591**. 1220.

Sensitivity of the r -process calculation to the choice of mass model of atomic nuclei: comparison of FRDM, HFB-24, WS+RBF and LMR models

V. V. Negrebetskiy^{1,a}, M. V. Simonov¹, E. V. Vladimirova², K. A. Stopani², T. Yu. Tretiakova²

¹*Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia, 119991*

²*D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia, 119991*
E-mail: negrebetskii.vv16@physics.msu.ru

In this work the effect of mass model choice, used in astrophysical reaction rate statistical model calculation of neutron capture, on the results of r -process nucleosynthesis simulation is studied. Four mass models are observed: macro-microscopic models FRDM, HFB-24, WS+RBF and local mass relations model LMR. Significant impact of nuclear mass variations on the cross sections and rates of radiative neutron capture are shown. Using observed mass models data bases in the REACLIB format were created, that were used to calculate r -process yields in the standard conditions. LMR model usage lead to significant increase of heavy nuclei yields in the region of mass numbers $170 \leq A \leq 190$.

Keywords: nucleosynthesis, r -process, nuclear mass models.

PACS: 25.40.Lw.

Received 12 November 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2022. **77**, No. . Pp. .

Сведения об авторах

1. Негребетский Василий Витальевич — студент; e-mail: negrebetskii.vv16@physics.msu.ru.
2. Симонов Макар Валерьевич — студент, инженер.
3. Владимирова Елена Витальевна — аспирант, инженер.
4. Стопани Константин Александрович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник.
5. Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент, ст. науч. сотрудник.