

НУКЛЕОСИНТЕЗ БОЛЬШОГО ВЗРЫВА И ПРОБЛЕМА РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ЛИТИЯ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

В. Сингх^{a,b*}, *Дж. Лахири*^{a**}, *Д. Бхомик*^{a***}, *Д. Н. Басу*^{a,b****}

^a Циклотронный центр переменных энергий
700064, Калькутта, Индия

^b Национальный институт Хоми Баба
400085, Мумбаи, Индия

Поступила в редакцию 27 июня 2018 г.,
после переработки 21 августа 2018 г.
Принята к публикации 30 августа 2018 г.

(Перевод с английского)

BIG-BANG NUCLEOSYNTHESIS AND PRIMORDIAL LITHIUM ABUNDANCE PROBLEM

V. Singh, J. Lahiri, D. Bhowmick, D. N. Basu

Предсказание первичной распространенности элементов при нуклеосинтезе Большого взрыва (НБВ) является одним из трех доказательств теории Большого взрыва. Точное определение барион-фотонного отношения во Вселенной на основе наблюдений анизотропии реликтового излучения не оставляет свободных параметров в стандартной теории НБВ. Несмотря на хорошее согласие в диапазоне девяти порядков величины между значениями распространенности легких элементов, полученными из наблюдений и из расчетов первичного нуклеосинтеза, до сих пор не удается объяснить примерно трехкратное превышение теоретической оценки распространенности ${}^7\text{Li}$. Первичные распространенности зависят от скорости протекания астрофизических ядерных реакций и трех дополнительных параметров: числа ароматов легких нейтрино, времени жизни нейтрона и барион-фотонного отношения во Вселенной. Ранее нами были исследованы значения распространенности легких элементов при варьировании тридцати пяти скоростей реакций. В данной работе учтены последние данные по времени жизни нейтрона и барион-фотонному отношению, а также дополнительно изменена скорость реакции ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$, которая непосредственно используется при оценке образования ${}^7\text{Li}$ в результате β^+ -распада, а также скорости реакций $t({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ и $d({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$. Показано, что эти изменения приводят к уменьшению теоретической величины распространенности ${}^7\text{Li}$ приблизительно на 12%.

DOI: 10.1134/S0044451019050067

1. ВВЕДЕНИЕ

Хаббловское расширение Вселенной, реликтовое излучение (РИ) и нуклеосинтез Большого взрыва (НБВ) представляют собой три свидетельства в

пользу теории Большого взрыва, имеющие множество экспериментальных свидетельств. Нуклеосинтез, обуславливающий первичную распространенность легких элементов, таких как D, ${}^3\text{He}$ и ${}^{6,7}\text{Li}$, происходил в первые мгновения после Большого взрыва [1], во время которых Вселенная расширялась настолько быстро, что могли образовываться только самые легкие нуклиды. Помимо этих стабильных ядер при нуклеосинтезе также образовывались некоторые нестабильные радиоактивные изотопы, такие как тритий, ${}^3\text{H}$, и ${}^{7,8}\text{Be}$. Нестабильные

* E-mail: vsingh@vecc.gov.in

** E-mail: joy@vecc.gov.in

*** E-mail: dbhowmick@vecc.gov.in

**** E-mail: dnb@vecc.gov.in

изотопы распадались или сливались с другими ядрами, образуя стабильные изотопы. Это продолжалось в течение около семнадцати минут (в период от трех до приблизительно двадцати минут с начала расширения), после чего температура и плотность Вселенной уменьшились ниже предела, необходимого для ядерного синтеза, что препятствовало образованию элементов тяжелее бериллия и в то же время способствовало сохранению оставшихся легких элементов типа дейтерия.

Несмотря на хорошее согласие между величинами первичной распространенности D и ${}^3\text{He}$, полученными из наблюдений и из расчетов первичного нуклеосинтеза, соответствующие результаты для ${}^6,7\text{Li}$ расходятся в несколько раз. Предсказания стандартной теории нуклеосинтеза Большого взрыва зависят от скорости протекания астрофизических ядерных реакций и трех дополнительных параметров, а именно, числа ароматов легких нейтрино, времени жизни нейтрона и барион-фотонного отношения во Вселенной. Наблюдения, осуществленные космическими аппаратами Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) [2, 3] и Planck [4, 5], позволили точно определить барион-фотонное отношение во Вселенной. Скорости слабых реакций, отвечающих за n - p -равновесие, следуют из стандартной теории слабого взаимодействия. Для их вычисления [6] необходим единственный экспериментальный параметр — время жизни нейтрона, современное значение которого 880.3 ± 1.1 с [7] можно еще уточнить [8, 9], что повлияет на количество ${}^4\text{He}$ [10]. Влияние различных параметров и используемых физических данных в модели НБВ рассматривалось ранее в работах [11–17].

Наиболее важными данными для моделирования НБВ и звездной эволюции являются скорости ядерных реакций $\langle\sigma v\rangle$ при расчетах схем реакций, где σ — сечение термоядерной реакции, v — относительная скорость участвующих в реакции нуклидов. Сечения низкоэнергетических реакций можно получить только в лабораторных экспериментах, некоторые из них не очень хорошо известны [11–15]. Однако величины v хорошо описываются распределением Максвелла по скоростям для заданной температуры T . На измеряемые величины сечений влияют несколько факторов, а теоретические оценки зависят от различных используемых приближений. В расчетах схем необходимо учитывать усредненные по распределению Максвелла скорости термоядерных реакций, причем различие этих скоростей влияет на описание синтеза элементов в НБВ или в теории звездной эволюции [18, 19].

В данной работе рассмотрено влияние скоростей ядерных реакций, времени жизни нейтрона и барион-фотонного отношения на первичную распространенность элементов. Ранее нами было изучено влияние варьирования скоростей тридцати пяти реакций на распространенность легких элементов в НБВ. Были использованы последние значения времени жизни нейтрона и барион-фотонного отношения, а также дополнительно изменены скорости реакций $d({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$, $t({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ и ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$, которые непосредственно используются для оценки образования ${}^7\text{Li}$ в результате β^+ -распада из уравнений для скоростей в диапазоне температур до $5T_9$ (в единицах 10^9 К) [20]. Были изучены значения распространенности легких элементов в зависимости от времени эволюции или температуры.

2. СКОРОСТИ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ И СХЕМЫ НБВ

Реакции, протекающие во время НБВ, можно разделить на две группы, а именно, реакции превращения нейтронов в протоны и обратно ($n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e$, $p + e^- \leftrightarrow n + \nu_e$ и $n \leftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) и все остальные. Реакции первого типа можно выразить через среднее время жизни нейтрона, в то время как вторые определяются множеством различных сечений. Образование дейтерия начинается в процессе реакции $p + n \leftrightarrow \text{D} + \gamma$. Эта реакция происходит с выделением энергии 2.2246 МэВ, однако, поскольку число фотонов в 10^9 раз больше числа протонов, реакция не начинается до тех пор, пока температура расширяющейся Вселенной не уменьшится примерно до 0.3 МэВ, когда скорость фотораспада становится меньше скорости образования дейтронов. После начала образования дейтронов происходят дальнейшие реакции с образованием ядер ${}^4\text{He}$: $\text{D} + n \rightarrow {}^3\text{H} + \gamma$, ${}^3\text{H} + p \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$, $\text{D} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$, ${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$. Помимо ядер ${}^3\text{H}$ образуются также легкий гелий (${}^3\text{He}$) и обычный гелий (${}^4\text{He}$). Поскольку энергия связи ядра гелия составляет 28.3 МэВ, что превосходит энергию связи дейтрона, а температура уже понизилась до уровня 0.1 МэВ, эти фотореакции протекают только в одном направлении. В четырех реакциях $\text{D} + \text{D} \rightarrow {}^3\text{He} + n$, $\text{D} + \text{D} \rightarrow {}^3\text{H} + p$, ${}^3\text{He} + \text{D} \rightarrow {}^4\text{He} + p$, ${}^3\text{H} + \text{D} \rightarrow {}^4\text{He} + n$ также образуются ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, причем они обычно протекают быстрее, поскольку не включают в себя относительно медленный процесс испускания фотона. В конечном итоге температура становится настолько низкой, что электро-

статическое отталкивание дейтронов и других заряженных частиц приводит к остановке этих реакций. В этот момент отношение числа дейтронов к числу протонов очень мало и по существу обратно пропорционально суммарной плотности протонов и нейтронов (в точности она пропорциональна плотности в степени -1.6). Почти все нейтроны во Вселенной оказываются в ядрах обычного гелия. При нейтрон-протонном отношении $1:7$ во время образования дейтронов обычный гелий составляет 25% всей массы. Очень небольшая часть ядер гелия сливается в более тяжелые ядра, что обуславливает малую распространенность ${}^7\text{Li}$ после Большого взрыва. Ядро ${}^3\text{H}$ распадается в ${}^3\text{He}$ с периодом полураспада 12 лет, а период полураспада ядра ${}^7\text{Be}$ в ${}^7\text{Li}$ составляет около 53 дней, поэтому эти ядра не сохранились до настоящего времени.

Вместо сечения σ в теории НБВ вводятся термодинамические скорости. Скорости термоядерных реакций вычисляются путем усреднения сечения ядерной реакции по распределению Максвелла–Больцмана по энергиям. Усредненная по распределению Максвелла скорость термоядерной реакции $\langle\sigma v\rangle$ при некоторой температуре T выражается в виде следующего интеграла [21]:

$$\langle\sigma v\rangle = \left[\frac{8}{\pi\mu(k_B T)^3} \right]^{1/2} \times \int \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE, \quad (1)$$

где E — средняя энергия, v — относительная скорость, μ — приведенная масса участвующих в реакции элементов. При низких энергиях (много меньше кулоновского барьера), когда классическая точка поворота находится на расстоянии много больше радиуса ядра, проницаемость барьера приблизительно равна $\exp(-2\pi\zeta)$, поэтому сечение рассеяния за счет заряда можно представить как произведение:

$$\sigma(E) = \frac{S(E) \exp(-2\pi\zeta)}{E}, \quad (2)$$

где $S(E)$ — астрофизический S -фактор, а ζ — параметр Зоммерфельда, определяемый формулой

$$\zeta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v},$$

в которой Z_1 и Z_2 — заряды ядер в единицах элементарного заряда e . За исключением узких резонансных областей S -фактор $S(E)$ плавно зависит от энергии, что позволяет просто экстраполировать измеряемые сечения на область астрофизических

энергий. В случае узкого резонанса для резонансного сечения $\sigma_r(E)$ обычно берут приближение Брейта–Вигнера, в то время как сечение реакции, индуцированной нейтроном при низких энергиях, можно выразить в виде $\sigma(E) = R(E)/v$ [22], что облегчает экстраполяцию измеряемых сечений на область астрофизических энергий ($R(E)$ — слабо зависящая от энергии функция [23], аналогичная S -фактору).

3. НАБЛЮДЕНИЕ ПЕРВИЧНЫХ РАСПРОСТРАНЕННОСТЕЙ

После завершения процесса НБВ продолжается образование ${}^4\text{He}$ в звездах. Его первичная распространенность определяется на основе наблюдений в областях карликовых голубых галактик, содержащих ионизованный водород. В иерархической концепции образования структур эти галактики считаются более примитивными, поскольку обычные галактики образуются за счет их слияния. Первичная распространенность ${}^4\text{He}$ с учетом его образования в звездах определяется путем экстраполяции результатов наблюдений к нулю с последующими поправками, следующими из атомной физики. В работе [24] получено значение массовой доли ${}^4\text{He}$ 0.2449 ± 0.0040 .

Распад дейтерия после завершения НБВ может происходить в процессе звездной эволюции. Его первичная распространенность оценивается из наблюдения нескольких космологических облаков на линии видимости удаленных квазаров с большим красным смещением. В недавней работе [25] заново проанализированы имеющиеся данные, а также проведено несколько новых наблюдений, что позволило получить более точную по сравнению с предыдущими оценку относительной распространенности дейтерия к водороду $(2.53 \pm 0.04) \cdot 10^{-5}$.

В отличие от ${}^4\text{He}$, атомы ${}^3\text{He}$ не только образуются, но и распадаются в звездах, поэтому эволюция их распространенности в зависимости от времени известна плохо. Вследствие трудностей наблюдения гелия и малого отношения ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ наблюдался только в нашей галактике, и его относительная распространенность оценивается как $(1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$ [26].

НБВ продолжался приблизительно с третьей по двадцатую минуту от начала расширения пространства. Вслед за этим температура и плотность Вселенной стали ниже значений, которые требуются для ядерного синтеза и, таким образом, образование элементов тяжелее бериллия прекратилось, в то

время как оставшиеся легкие элементы типа дейтерия продолжили существовать. Нуклеосинтез более тяжелых элементов происходит главным образом в массивных звездах. В процессе эволюции галактик эти звезды взрываются как сверхновые и выбрасывают в межзвездное пространство вещество, обогащенное тяжелыми элементами. Соответственно, распространенность тяжелых элементов в звездах со временем возрастает. Поэтому наблюдаемая распространенность металлов (элементов тяжелее гелия) является показателем возраста, а именно, более старые звезды имеют более высокую металличность. Поэтому первичные распространенности извлекаются из наблюдений за объектами с очень малой металличностью. По окончании НБВ элемент ${}^7\text{Li}$ может как образовываться (в результате расщепления в звездах из асимптотической ветви гигантов и сверхновых), так и распадаться (внутри звезд). Очень старые звезды по-прежнему можно наблюдать в гало нашей галактики, поскольку среднее время жизни звезд с массой меньше солнечной превышает время жизни Вселенной. Литий можно наблюдать на поверхности этих звезд, причем его распространенность оказывается на уровне ниже приблизительно 0.1 от солнечной металличности и практически не зависит от металличности самой звезды. Такое постоянное плато распространенности лития [27] объясняется тем, что оно соответствует образованию ${}^7\text{Li}$ в процессе НБВ. Узость плато свидетельствует о том, что процесс убывания лития мог быть не слишком эффективным, вследствие чего эта величина распространенности должна отражать ее первичное значение. В работе [28] приведено значение ${}^7\text{Li}/\text{H} = (1.58_{-0.28}^{+0.35}) \cdot 10^{-10}$.

4. РАСЧЕТ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРОЦЕССЕ ПЕРВИЧНОГО НУКЛЕОСИНТЕЗА

В предыдущей работе [29] варьировались значения тридцати пяти усредненных по распределению Максвелла скоростей термоядерных реакций из работ [18, 30], использованных в процессе НБВ Кавано/Вагонера [31–33] на основе компиляций из работ [19, 34], которые следует использовать вместо всех предыдущих компиляций, и изучалось их влияние на первичные распространенности различных элементов. Были рассмотрены следующие реакции: $d(p, \gamma){}^3\text{He}$, $d(d, n){}^3\text{He}$, $d(d, p)t$, $d(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$, $t(d, n){}^4\text{He}$, $t(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$, ${}^3\text{He}(n, p)t$, ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^4\text{He}(\alpha n, \gamma){}^9\text{Be}$,

${}^4\text{He}(\alpha\alpha, \gamma){}^{12}\text{C}$, ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$, ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$, ${}^9\text{Be}(p, \gamma){}^{10}\text{B}$, ${}^9\text{Be}(p, d\alpha){}^4\text{He}$, ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$, ${}^{10}\text{B}(p, \gamma){}^{11}\text{C}$, ${}^{10}\text{B}(p, \alpha){}^7\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}(p, \gamma){}^{12}\text{C}$, ${}^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha){}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$, ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$, ${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$, ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$, ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$, ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$, ${}^{15}\text{N}(p, \gamma){}^{16}\text{O}$ и ${}^{15}\text{N}(p, \alpha){}^{12}\text{C}$ [29]. В данной работе учтены самые последние значения времени жизни нейтрона и барион-фотонного отношения, а также дополнительно модифицирована скорость реакции ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$, которая непосредственно используется для оценки образования ${}^7\text{Li}$ в результате β^+ -распада [20]. Также была использована наиболее современная параметризация для скоростей реакций $t({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ и $d({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ в диапазоне температур до $5T_9$ [20], хотя было обнаружено, что эти две модификации слабо влияют на распространенность ${}^7\text{Li}$ по сравнению с предыдущими. Было проведено сравнение данных вычислений с нашими предыдущими результатами и другими недавними расчетами [35–37], причем в последнем из них [37] были использованы такие же значения τ_n и η , что и в данной работе, а также выполнены расчеты на основе кода PARTHENOPE.

4.1. Влияние фундаментальных постоянных на первичный нуклеосинтез

Первичные распространенности зависят не только от скоростей астрофизических ядерных реакций, но и от трех дополнительных параметров: числа ароматов легкого нейтрино, времени жизни нейтрона и барион-фотонного отношения во Вселенной. Обычно число ароматов легкого нейтрино принято считать равным 3.0. Наблюдения в рамках космических программ WMAP [2, 3] и Planck [4, 5] позволили точно определить барион-фотонное отношение во Вселенной $\eta = 6.0914 \pm 0.0438 \cdot 10^{-10}$. В данных расчетах было использовано наиболее современное экспериментальное значение времени жизни нейтрона $\tau_n = 880.3 \pm 1.1$ с [7].

4.2. Скорость термоядерной реакции для радиационного захвата ${}^3\text{He}({}^4\text{He})$

Для предсказания распространенности легких элементов (${}^4\text{He}$, D, ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li}$) наиболее важными являются следующие двенадцать реакций: n -распад, $p(n, \gamma)d$, $d(p, \gamma){}^3\text{He}$, $d(d, n){}^3\text{He}$, $d(d, p)t$, ${}^3\text{He}(n, p)t$, $t(d, n){}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, $t(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$. Неопределенность параметров реакций ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$,

Таблица. Данные CMB–WMAP по барионной плотности ($\eta_{10} = 6.0914 \pm 0.0438$ [2, 3])

	2012 [29]	2014 [35]	2015 [36]	2016 [37]	Данная работа	Наблюдения
${}^4\text{He}$	0.2479	0.2482 ± 0.0003	0.2484 ± 0.0002	0.2470	0.2467 ± 0.0003	0.2449 ± 0.0040 [24]
D/H ($\times 10^{-5}$)	2.563	$2.64^{+0.08}_{-0.07}$	2.45 ± 0.05	2.579	2.623 ± 0.031	2.53 ± 0.04 [25]
${}^3\text{He}/\text{H}$ ($\times 10^{-5}$)	1.058	1.05 ± 0.03	1.07 ± 0.03	0.9996	1.067 ± 0.005	1.1 ± 0.2 [26]
${}^7\text{Li}/\text{H}$ ($\times 10^{-10}$)	5.019	$4.94^{+0.40}_{-0.38}$	5.61 ± 0.26	4.648	4.447 ± 0.067	$1.58^{+0.35}_{-0.28}$ [28]

${}^3\text{H} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$ и $p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ непосредственно влияет на ошибку предсказания количества полученного ${}^7\text{Li}$.

Скорость реакции ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$, которая непосредственно используется для оценки образования ${}^7\text{Li}$ в результате β^+ -распада, заменена недавно полученным уравнением скорости [20]. Результаты уточненного расчета астрофизического S -фактора реакций $d({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$, $t({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ и ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$ лучше согласуются как с ранее полученными, так и с самыми последними экспериментальными данными, а также дают надежные предсказания. Для оценки образования элементов ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ в диапазоне температур до $5T_9$ используется новая параметризация для скоростей реакций [20], задаваемая соответственно выражениями

$$N_A \langle \sigma v \rangle = 17.128/T_9^{2/3} \exp(-7.266/T_9^{1/3}) \times (1.0 - 4.686 T_9^{1/3} + 15.877 T_9^{2/3} - 21.523 T_9 + 18.703 T_9^{4/3} - 4.554 T_9^{5/3}) + 53.817/T_9^{3/2} \exp(-6.933/T_9), \quad (3)$$

$$N_A \langle \sigma v \rangle = 2304.319/T_9^{2/3} \exp(-6.165/T_9^{1/3}) \times (1.0 - 25.706 T_9^{1/3} + 74.057 T_9^{2/3} + 28.460 T_9 - 61.303 T_9^{4/3} + 19.591 T_9^{5/3}) + 29.322/T_9^{3/2} \exp(-1.641/T_9), \quad (4)$$

$$N_A \langle \sigma v \rangle = 36807.346/T_9^{2/3} \exp(-11.354/T_9^{1/3}) \times (1.0 - 15.748 T_9^{1/3} + 56.148 T_9^{2/3} + 27.650 T_9 - 66.643 T_9^{4/3} + 21.709 T_9^{5/3}) + 44350.648/T_9^{3/2} \exp(-16.383/T_9). \quad (5)$$

Скорость реакции $d({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ при температурах выше $5T_9$ взята из работы [19], для реакций $t({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ и ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$ при температурах от $5T_9$ до $8T_9$ — из работы [34], а выше $8T_9$ — из работы [19].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проведено всестороннее исследование влияния фундаментальных постоянных и скоростей ядерных реакций на процесс первичного нуклеосинтеза. Все описанные выше расчеты в рамках стандартной теории НБВ с модифицированными скоростями реакций [19, 20, 34] проведены с учетом наиболее современных экспериментальных значений времени жизни нейтрона $\tau_n = 880.3 \pm 1.1$ с и барион-фотонного отношения $\eta = \eta_{10} \cdot 10^{-10} = 6.0914 \pm 0.0438 \cdot 10^{-10}$. В таблице результаты данных расчетов сравниваются с нашими предыдущими результатами [29] и другими вычислениями [35–37]. Приведенные в таблице теоретические неопределенности возникают из-за экспериментальных погрешностей определения величин τ_n и η_{10} . Однако имеется еще один существенный источник погрешностей, связанный со скоростями реакций, который, несомненно, увеличивает приведенные теоретические неопределенности.

Что касается собственно проведенных вычислений, их точность намного выше результатов из таблицы, данные в которой округлялись только до четвертой значащей цифры. Следовательно, соответствующие ошибки вычислений были на порядок меньше ошибок, обусловленных включенными в расчет экспериментальными параметрами. Вычисления проведены на двадцати шести нуклидах с учетом восьмидесяти восьми значений скоростей реакций. Сюда входят двенадцать важных ядерных реакций, приведенных в разд. 4.2, которые наиболее сильно влияют на предсказание распространенности легких элементов. Сокращение реакционной схемы с 26 нуклидов и 88 скоростей реакций до 18 нуклидов и 60 скоростей или до 9 нуклидов и 25 скоростей приводит к изменению конечных распространенностей всего на 0.1% и 0.5% соответственно. Скорости реакций, не входящие в число включенных 88 параметров, не оказывают влияния на распространенность легких элементов.

Обнаружено, что использование последних значений фундаментальных постоянных и новых скоростей реакций приводит к небольшому уменьшению массовой доли гелия, что немного улучшает описание по сравнению с предыдущими расчетами стандартного НБВ. В то же время наблюдается незначительное увеличение относительной распространенности дейтронов и ${}^3\text{He}$, которое остается в пределах погрешности экспериментальных наблюдений. Также достигнуто небольшое ($\approx 12\%$) улучшение результата по ${}^7\text{Li}$ по сравнению с предыдущим расчетом, который расходится с наблюдаемой распространенностью примерно в три раза. Таким образом, очевидно, что даже с учетом существенных погрешностей экспериментальных данных в ядерной физике большинство рассмотренных ядерных реакций оказывают минимальное влияние на проблему первичной распространенности лития в результате НБВ.

6. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Таким образом, предсказания стандартной теории НБВ зависят от скоростей астрофизических ядерных реакций и трех дополнительных параметров, а именно, числа ароматов легкого нейтрино, времени жизни нейтрона и барион-фотонного отношения во Вселенной. Ранее нами было изучено влияние варьирования тридцати пяти скоростей реакций на конечную распространенность легких элементов при НБВ. В данной работе учтены наиболее современные значения времени жизни нейтрона и барион-фотонного отношения. Помимо этого, скорости реакций $d({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$, $t({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ и ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$, которые непосредственно используются для оценки образования ${}^7\text{Li}$ в результате β^+ -распада, заменены более актуальными уравнениями [20]. Изучены значения распространенности легких элементов в зависимости от времени эволюции и температуры. Показано, что эти изменения приводят лишь к небольшому ($\approx 12\%$) улучшению согласия расчета распространенности ${}^7\text{Li}$ при НБВ с наблюдаемой величиной. В некоторых других исследованиях [35–38] было также обнаружено, что добавление некоторых новых реакций в процесс НБВ и, следовательно, усложнение реакционной схемы практически не влияет на значения распространенности. Интересно отметить, что наблюдаемое ранее значение относительной распространенности ${}^7\text{Li}$ $1.1 \pm 0.1 \cdot 10^{-10}$ [39] недавно пересмотрено в сторону увеличения примерно на 44% [28]. Более того, если взять нижний

предел теоретической оценки и сравнить его с верхним пределом наблюдаемой величины относительной распространенности ${}^7\text{Li}$, то оказывается, что расхождение между ними уменьшается, однако все же остается различие в 2.27 раз. Если рассмотреть еще один существенный источник погрешности, связанный с величинами скоростей реакций, то теоретические и наблюдаемые значения еще более сходятся. Тем не менее, вероятность решения какой-либо из «проблем лития» обычными методами ядерной физики очень мала и, если эти проблемы не будут устранены в будущих наблюдениях, придется рассматривать более экзотические сценарии.

Выход теории НБВ за пределы стандартной модели может потребоваться для изучения ранней Вселенной и проверки фундаментальной физики, а также для решения проблемы лития. Если свойства гравитации отличаются от описания в рамках общей теории относительности, то это может повлиять на скорость расширения Вселенной, а изменение фундаментальных постоянных может быть ограничено в рамках НБВ [40, 41]. Распространенность ${}^7\text{Li}$ может понижаться за счет распада тяжелой частицы во время или после НБВ. Похожий эффект возможен также для отрицательно заряженных реликтовых частиц, таких как суперсимметричный партнер τ лептона, которые могут образовывать связанные состояния с ядрами, понижая кулоновский барьер и таким образом приводя к усилению ядерных реакций [42]. Другие нестандартные решения проблемы лития включают в себя фотонное охлаждение [43], возможность комбинированного распада частиц и влияние магнитного поля [44].

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Hoyle and R. J. Tayler, *Nature (London)* **203**, 1108 (1964).
2. E. Komatsu et al., *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 18 (2011).
3. G. Hinshaw et al., *Astrophys. J. Suppl.* **208**, 19 (2013).
4. P. A. R. Ade et al. (Planck Collaboration XVI), *Astron. Astrophys.* **571**, A16 (2014).
5. P. A. R. Ade et al. (Planck Collaboration XIII), *Astron. Astrophys.* **594**, A13 (2016).
6. D. Dicus, E. Kolb, A. Gleeson, E. Sudarshan, V. Teplitz, and M. Turner, *Phys. Rev. D* **26**, 2694 (1982).

7. K. A. Olive et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **38**, 090001 (2014), URL: <http://pdg.lbl.gov>.
8. F. Wietfeldt and G. Greene, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1173 (2011).
9. A. R. Young et al., *J. Phys. G* **41**, 114007 (2014).
10. G. J. Mathews, T. Kajino, and T. Shima, *Phys. Rev. D* **71**, 021302(R) (2005).
11. K. M. Nollett and S. Burles, *Phys. Rev. D* **61**, 123505 (2000).
12. R. H. Cyburt, B. D. Fields, and K. A. Olive, *Astropart. Phys.* **17**, 87 (2002).
13. R. H. Cyburt, *Phys. Rev. D* **70**, 023505 (2004).
14. R. H. Cyburt, B. D. Fields, and K. Olive, *J. Cosm. Astropart. Phys.* **11**, 12 (2008).
15. P. D. Serpico, S. Esposito, F. Iocco, G. Mangano, G. Miele, and O. Pisanti, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **12**, 010 (2004).
16. F. Iocco, G. Mangano, G. Miele, O. Pisanti, and P. D. Serpico, *Phys. Rep.* **472**, 1 (2009).
17. G. M. Fuller and C. J. Smith, *Phys. Rev. D* **82**, 125017 (2010).
18. G. R. Caughlan and W. A. Fowler, *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **40**, 283 (1988).
19. C. Angulo et al., *Nucl. Phys. A* **656**, 3 (1999).
20. S. B. Dubovichenko, A. V. Dzhazairov-Kakhramanov, and N. A. Burkova, arXiv:1706.05245; S. B. Dubovichenko, *Russ. Phys. J.* **60**, 1143 (2017).
21. R. N. Boyd, *An Introduction to Nuclear Astrophysics*, Univ. Chicago, Chicago (2008).
22. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, J. Wiley & Sons, New York; Chapman & Hall Limited, London (1979).
23. T. Mukhopadhyay, J. Lahiri, and D. N. Basu, *Phys. Rev. C* **82**, 044613 (2010); *Phys. Rev. C* **83**, 039902(E) (2011).
24. E. Aver, K. A. Olive, and E. D. Skillman, *J. Cosmology Astropart. Phys.* **07**, 011 (2015).
25. R. Cooke, M. Pettini, R. A. Jorgenson, M. T. Murphy, and C. C. Steidel, *Astrophys. J.* **781**, 31 (2014).
26. T. Bania, R. Rood, and D. Balsler, *Nature* **415**, 54 (2002).
27. F. Spite and M. Spite, *Astron. Astrophys.* **115**, 357 (1982).
28. L. Sbordone, P. Bonifacio, E. Caffau et al., *Astron. Astrophys.* **522**, A26 (2010).
29. A. Mishra and D. N. Basu, *Rom. J. Phys.* **57**, 1317 (2012).
30. M. S. Smith, L. H. Kawano, and R. A. Malaney, *Astrophys. J. Suppl.* **85**, 219 (1993).
31. R. Wagoner, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Astrophys. J.* **148**, 3 (1967).
32. R. Wagoner, *Astrophys. J. Suppl.* **18**, 247 (1969).
33. L. Kawano, FERMILAB Report No. PUB-92/04-A, January 1992 (unpublished).
34. P. Descouvemont, A. Adahchour, C. Angulo, A. Coc, and E. Vangioni-Flam, *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **88**, 203 (2004).
35. A. Coc, J.-P. Uzan, and E. Vangioni, *J. Cosmology Astropart. Phys.* **10**, 050 (2014).
36. A. Coc, P. Petitjean, J.-P. Uzan, E. Vangioni, P. Descouvemont, C. Iliadis, and R. Longland, *Phys. Rev. D* **92**, 123526 (2015).
37. R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive, and T.-H. Yeh, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 015004 (2016).
38. R. N. Boyd, C. R. Brune, G. M. Fuller, and C. J. Smith, *Phys. Rev. D* **82**, 105005 (2010).
39. A. Hosford, S. G. Ryan, A. E. Garcia-Perez, J. E. Norris, and K. A. Olive, *Astron. Astrophys.* **493**, 601 (2009).
40. A. Coc, K. Olive, J.-P. Uzan, and E. Vangioni, *Phys. Rev. D* **79**, 103512 (2009).
41. A. Coc, P. Descouvemont, K. Olive, J.-P. Uzan, and E. Vangioni, *Phys. Rev. D* **86**, 043529 (2012).
42. M. Kusakabe, K. S. Kim, M.-K. Cheoun, T. Kajino, and Y. Kino, *Phys. Rev. D* **88**, 063514 (2013).
43. O. Erken, P. Sikivie, H. Tam, and Q. Yang, *Phys. Rev. D* **85**, 063520 (2012).
44. D. G. Yamazaki, M. Kusakabe, T. Kajino, G. J. Mathews, and M. K. Cheoun, *Phys. Rev. D* **90**, 023001 (2014).