

01

Влияние времени жизни нейтрона на процессы, протекавшие в ранней Вселенной

© А.В. Чечкин,^{1,2} А.В. Иванчик,^{3,1} А.П. Серебров,² С.В. Бобашев^{3,1}

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия

² Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, 188300 Санкт-Петербург, Россия

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: a.4ech89@gmail.com

(Поступило в Редакцию 21 июля 2015 г.)

Обсуждается влияние значения времени жизни нейтрона на распространенность легких элементов, образовавшихся в процессе первичного нуклеосинтеза, происходившего в первые минуты рождения Вселенной. Из легких элементов D, ³He, ⁴He и ⁷Li, наиболее чувствительным к величине времени жизни нейтрона τ_n оказывается ⁴He. Анализ астрономических наблюдательных данных о распространенности легких элементов также дает наибольшую точность для ⁴He. Решение ряда обсуждаемых в работе проблем требует как увеличения точности наблюдательных данных по распространенности ⁴He, так и уточнение величины τ_n .

Время жизни нейтрона

Нейтрон — частица, наряду с протоном входящая в состав атомных ядер, обладающая полужелтым спином и не имеющая электрического заряда. Его масса превышает массу протона (в энергетических единицах) на величину $Q \equiv \Delta mc^2 = 1.29 \text{ MeV}$, где $\Delta m = m_n - m_p$ — разность масс покоя нейтрона и протона, что составляет примерно 2.5 массы электрона. В свободном состоянии нейтрон нестабилен и распадается на протон, электрон и электронное антинейтрино (β^- -распад). Время жизни нейтрона, согласно современным измерениям, принято считать равным $\tau_n = 880.3 \pm 1.1 \text{ s}$ [1]. Для измерения времени жизни нейтрона используются разные методики, которые можно разделить на три типа:

1. Измерения в нейтронном пучке с регистрацией продуктов распада (см., например, [2]).

2. Использование ловушек с материальными стенками, от которых ультрахолодные нейтроны, обладающие скоростями меньше нескольких м/с (что соответствовало бы температуре классического газа 10^{-3} K и длине волны де Бройля $\lambda \sim 100 \text{ nm}$), отражаются почти без потерь (см. например, [3]).

3. Использование магнитных сосудов, принцип работы которых основан на взаимодействии магнитного момента нейтрона с внешним магнитным полем (см., например, [4]).

В настоящее время значения τ_n , полученные с использованием разных подходов, значительно отличаются между собой [5,6]. В особенности этот эффект проявляется при сравнении результатов первой и второй методик: средние значения, полученные с помощью материальных ловушек и на нейтронных пучках равны соответственно: $\tau_{\text{bottle}} = 879.3 \pm 0.6 \text{ s}$ и $\tau_{\text{beam}} = 889.1 \pm 2.9 \text{ s}$ [5]. Таким образом, наблюдаемое отличие составляет 3.3σ .

Причины этих расхождений до сих пор являются предметом обсуждения [7], так как различные эксперименты обладают разными систематическими погрешностями, при этом убедительных аргументов предпочтительности какой-либо из методик пока никем не было предложено.

Санкт-Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова (ПИЯФ) ведет систематические измерения времени жизни нейтрона на протяжении многих лет. Новый эксперимент с большой материальной ловушкой, позволяющей выполнить измерение времени жизни свободного нейтрона на уровне точности 0.5 s, подготовленный ПИЯФ, и проводящийся сейчас (2014–2015 гг.) во Франции на реакторе института Лауэ-Ланжевена (ILL), является очередным шагом в этом направлении.

Значение времени жизни нейтрона в астрофизике

Определение величины времени жизни нейтрона с большей точностью важно не только как самостоятельная задача ядерной физики и физики слабого взаимодействия, но так же и для различных астрофизических проблем и космологии. Так, например, при гравитационном коллапсе массивных звезд их центральные области очень быстро (за несколько секунд или за доли секунды) сжимаются до ядерных плотностей с протекающим одновременно процессом нейтронизации (электроны „вдавливается“ в протоны). В результате такого коллапса происходит взрыв сверхновой звезды и образуется нейтронная звезда [8]. Также при этом взрыве образуются мощные потоки нейтронов, обеспечивающие интенсивное протекание s- и r-процессов нуклеосинтеза, в результате которых в галактиках образуются элементы

тяжелее железа [9]. Очевидно, что время жизни нейтрона является одним из параметров, определяющих относительную распространенность тяжелых элементов, образующихся в ходе звездной эволюции в галактиках.

Одну из ключевых ролей время жизни нейтрона играет и в космологии. Согласно современным наблюдениям [10], мы живем во Вселенной, на 95% заполненной темной энергией (68.3%) и темной материей (26.8%), в то время, как на долю обычного вещества (в космологии его принято называть барионным) приходится лишь около 5%. В свою очередь, большая часть барионного вещества (по массе) представлена водородом (75%) и гелием (24%), относительные концентрации которых, определились в результате протекания процессов первичного нуклеосинтеза в ранней Вселенной (первые несколько минут после Большого Взрыва). На долю более тяжелых элементов, с зарядом ядра $Z > 3$ приходится около 1% [11]. Используя теорию первичного нуклеосинтеза, можно при помощи численного моделирования получить значения концентраций легких элементов, таких как водород, дейтерий, гелий и литий, а затем сравнить эти результаты с наблюдениями. Применяя в численном моделировании различное время жизни нейтрона, мы получаем отличающиеся относительные концентрации указанных элементов. Это обусловлено следующими соображениями. Считается, что в первые мгновения после возникновения Вселенная была слишком горяча для существования атомных ядер. При температуре $T \gtrsim 1 \text{ MeV}$ формирующиеся ядра, тяжелее водорода, практически сразу разрушаются фотонами, относительная концентрация которых превышает концентрацию барионов во Вселенной в миллиарды раз $\eta \equiv n_b/n_\gamma \simeq 6.1 \cdot 10^{-10}$ [1]. При этом относительная концентрация протонов и нейтронов по мере остывания определяется следующей зависимостью: $n_n/n_p \propto \exp(-Q/kT)$. Однако термодинамическое равновесие, поддерживающее данное соотношение через реакции слабого взаимодействия, нарушается вследствие расширения Вселенной при температурах ниже $\sim 0.8 \text{ MeV}$, и отношение n_n/n_p замораживается на величине $\sim 1/5$. Дальнейшее изменение концентраций происходит лишь за счет β -распада нейтрона и к моменту начала ядерных реакций падает до уровня $\sim 1/7$ [12]. Если же время жизни нейтронов оказывается короче, то их доля дополнительно уменьшится. Существует простая оценка массовой доли ^4He (Y_p) в зависимости от относительной концентрации протонов и нейтронов n/p [1,13]

$$Y_p = \frac{2n}{n+p} = \frac{2(n/p)}{n/p+1} \approx 0.25. \quad (1)$$

Из всего сказанного видно, что чем короче τ_n , тем меньшее количество гелия образуется в первичном нуклеосинтезе.

Для того чтобы экспериментально измерить распространенность гелия и прочих элементов во Вселенной

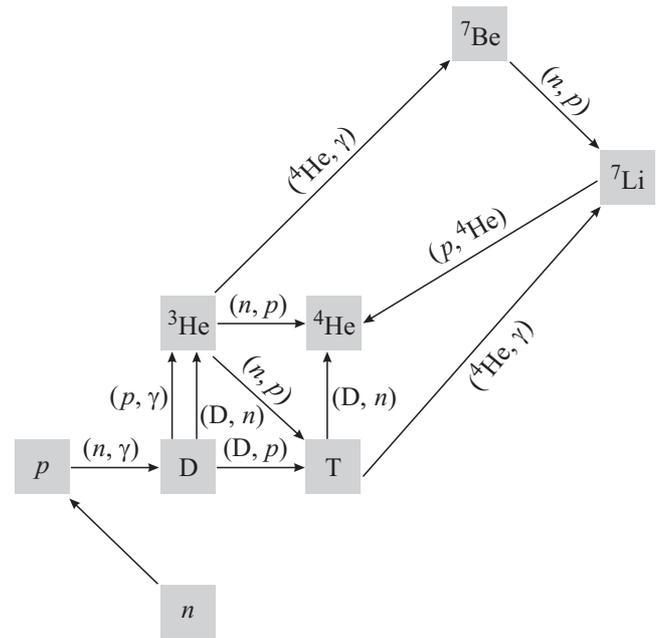


Рис. 1. Схема 12-ти основных реакций, используемых в численных кодах первичного нуклеосинтеза.

применяются спектроскопические наблюдения. Однако с момента возникновения Вселенной прошло больше 13 млрд. лет, и первичная концентрация элементов изменялась и продолжает изменяться в процессе звездной эволюции. Как известно, во время термоядерного синтеза в звездах из легких ядер производятся более тяжелые. В небольших звездах этот цикл заканчивается на углероде и кислороде, а в более массивных — на железе. В процессе вспышек сверхновых синтезируются и более тяжелые нуклиды. Таким образом, концентрации тяжелых ядер в межзвездной среде после возникновения звезд увеличивается с течением времени. Что касается второго по массе после водорода элемента — дейтерия, то считается, что он лишь выгорает в ходе звездной эволюции, хотя могут существовать процессы, приводящие в небольших количествах к его наработке [14].

Элементы тяжелее гелия ($Z > 2$) в астрофизике принято называть металлами, а величины их относительных концентраций — металличностью. Этот параметр может связывать составы первичного вещества и облаков обогащенными продуктами эволюции звезд первого и последующих поколений. Таким образом, существует способ вводить необходимые поправки в получаемые данные. Современные методики определения концентраций первичных элементов измеряют распространенности легких элементов, таких как гелий-4 (Y_p), дейтерий и литий. Для этого используются наблюдения облаков частично ионизованного вещества и экстраполяция полученных данных к нулевой металличности. Обычно металличность оценивается как отношение концентраций атомов железа к атомам водорода, но могут использоваться и другие элементы, например кремний или кислород.

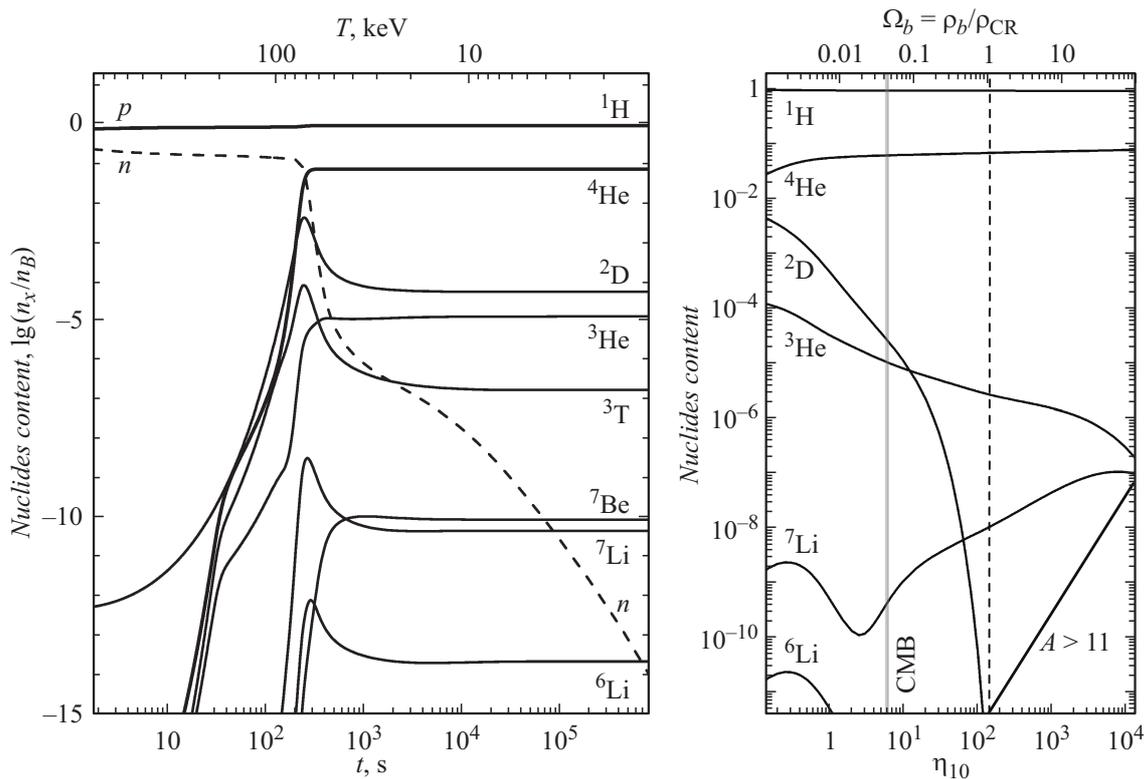


Рис. 2. Зависимости относительного содержания легких нуклидов как функции космологического времени, прошедшего от момента Большого Взрыва (левая панель), а также выходы нуклидов как функции ключевого космологического параметра — отношения барионов и фотонов $\eta_{10} = 10^{10}\eta$, (правая панель).

В существующих на данный момент моделях первичного нуклеосинтеза используется 12 основных реакций (их схема представлена на рис. 1), при этом расширенные версии могут включать до 424 реакций [15]. Отсутствие стабильного элемента с массовым числом $A = 5$ определяет так называемое „узкое горло“ в цепочке ядерных реакций, что приводит к перегоранию нейтронов в основном в ${}^4\text{He}$.

На рис. 2 представлены зависимости относительного содержания легких нуклидов как функции космологического времени, прошедшего от момента Большого Взрыва (левая панель), а также выходы нуклидов как функции ключевого космологического параметра — отношения барионов и фотонов $\eta \equiv n_b/n_\gamma$ (правая панель). Расчеты выполнены с использованием соответствующего численного кода первичного нуклеосинтеза [16].

Со временем концентрация ${}^4\text{He}$ в межзвездной среде может только увеличиваться за счет перегорания водорода в гелий в ходе звездной эволюции. Для оценки первичного состава ${}^4\text{He}$ используют зависимость его наблюдаемого обилия как функцию металличности, экстраполируя ее до значения нулевой металличности. Однако до сих пор существует сложность при установлении его доли в межзвездном веществе. На данный момент есть два неперекрывающихся (на уровне 1.6σ) между собой результата (см. таблицу) разных исследовательских коллективов [17,18].

Сформировавшееся в конце первичного нуклеосинтеза отношение изотопов D/H в ходе последующей эволюции Вселенной могло только уменьшаться — при попадании межзвездного вещества в недра звезд дейтерий быстро и легко выгорает. В этом смысле любая оценка D/H является нижним пределом его первичного значения. Поэтому для определения первичного D/H необходимы измерения изотопного состава межзвездного вещества, существовавшего в наиболее ранние эпохи космологической эволюции. Для этих целей используют спектры поглощения квазаров с большими красными смещениями. Более подробно о методах измерения дейтерия, их преимуществах и недостатках, см. обзор [19].

Литий-7 — самый тяжелый из стабильных легких элементов, представляющий интерес с точки зрения первичного нуклеосинтеза, так как доля более массивных элементов, рожденных в то время, была чрезвычайно мала [1,20]. Однако результат, полученный посредством расчетов первичного нуклеосинтеза, отличается от наблюдаемого количества почти в 3 раза, что составляет на данный момент „литиевую“ проблему (Primordial Lithium Problem) [21].

С другой стороны, чувствительность разных нуклидов в модели первичного нуклеосинтеза к изменению времени жизни нейтрона различна. Коэффициенты чувствительности, отражающие величину изменения распространенности элемента при изменении времени

Современные наблюдательные оценки первичной распространенности легких элементов. Для сравнения в таблице представлены предсказываемые значения, полученные в результате численного расчета [23] процессов первичного нуклеосинтеза с параметром $\eta = 6.1 \cdot 10^{-10}$, определенным в результате анализа анизотропии реликтового излучения [10].

Элемент	Предсказываемое значение	Наблюдаемое значение	Литературная ссылка
^4He	0.2471 ± 0.0003 (0.1%)	0.2551 ± 0.0022 (0.9%)	[17]
		0.2449 ± 0.0040 (1.6%)	[18]
		0.251 ± 0.014 (5.6%)	[10]
D	$(2.58 \pm 0.13) \cdot 10^{-5}$ (5.0%)	$(2.53 \pm 0.04) \cdot 10^{-5}$ (1.6%)	[24]
		$(2.48 \pm 0.13) \cdot 10^{-5}$ (5.2%)	[25]
		$(3.26 \pm 0.29) \cdot 10^{-5}$ (8.9%)	[19]
^7Li	$(4.68 \pm 0.67) \cdot 10^{-10}$ (14%)	$(1.58^{+0.34}_{-0.28}) \cdot 10^{-10}$ (22%)	[26]

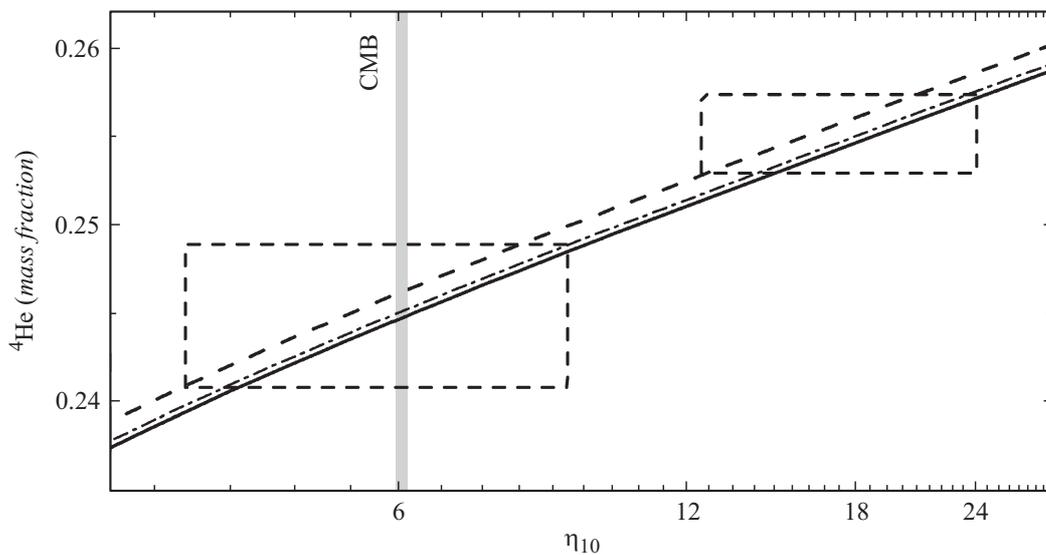


Рис. 3. Массовая доля ^4He как функция барион-фотонного отношения η_{10} , рассчитанная для разных времен жизни нейтрона $\tau_n = 885.7, 880.3, 878.5$ s (меньшему значению τ_n соответствует сплошная кривая). Вертикальной полосой показано допустимое значение η_{10} , получаемое из анализа анизотропии реликтового излучения [10]. Прямоугольными боксами показаны наблюдательные оценки массовой доли ^4He , полученные в работах [17] (верхний прямоугольник), [18] (нижний прямоугольник).

жизни нейтрона, можно найти, например, в работе [22]. В случае, когда относительное изменение интересующих нас величин $\Delta X_i / X_i$ не превышает 10%, их вариации хорошо описываются линейной аппроксимацией. Так, например, в работе [13] авторы показывают, что если использовать вместо среднего мирового значения $\tau_n = 885.7 \pm 0.8$ s (использовавшегося в тот момент) время жизни, полученное в работе [3] $\tau_n = 878.5 \pm 0.7$ s, это приводит к лучшей согласованности результатов: измерений барионной асимметрии WMAP и значения $Y_p = 0.2452 \pm 0.0015$, взятого из работы [27].

Расчеты первичного нуклеосинтеза показывают, что наиболее чувствительным элементом к изменению времени жизни нейтрона является ^4He . На рис. 3 представлены расчеты первичного ^4He с использованием различных значений $\tau_n = 885.7, 880.3, 878.5$ s. Видно, что изменения, вызванные изменением τ_n , хотя и меньше погрешностей наблюдательных данных, по-

казанных прямоугольными боксами, однако уже сопоставимы с ними, и дальнейшее увеличение точности наблюдательных потребует знания „правильного“ времени жизни нейтрона. При этом рассогласование данных по ^4He , полученных [17] (верхний прямоугольник на рис. 3), с анализом результатов анизотропии реликтового излучения [10,23] может трактоваться как наличие дополнительных релятивистских степеней свободы, например, стерильного нейтрино, при этом меньшее значение τ_n увеличивает вероятность такого предположения.

В заключение хотелось бы отметить, что решение указанной проблемы требует в первую очередь как увеличения точности наблюдательных данных по распространенности ^4He , так и уточнение величины τ_n .

Исследование выполнено в ФГБУ „ПИЯФ“ за счет гранта Российского научного фонда (№ 14-22-00105). А.В. Иванчик благодарит за поддержку фонд „Династия“.

Список литературы

- [1] *Olive K.A.* et al. (PDG) // *Chin. Phys. C.* 2014. Vol. 38. P. 090001.
- [2] *Nico J.S.* et al. // *Phys. Rev. C.* 2005. Vol. 71. P. 055502.
- [3] *Серебров А.П.* // *УФН.* 2005. Т. 175. С. 905–924.
- [4] *Ezhov V.F., Andreev A.Z., Van G.* et al. // arxiv:1412.7434
- [5] *Серебров А.П., Фомин А.К.* // *Phys. Proc.* 2011. Vol. 17. P. 199–205.
- [6] *Bowman J.D., Broussard L.J., Clayton S.M.* et al. // arXiv:1410.5311.
- [7] *Serebrov A.P., Fomin A.K.* // *Pis'ma v ZhETF.* 2010. Vol. 92. N 5. P. 307–311.
- [8] *Потехин А.Ю.* // *УФН.* 2010. Т. 180. С. 1279–134.
- [9] *Чечев В.П., Крамаровский Я.М.* Радиоактивность и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1978. С. 208.
- [10] Planck Collaboration. // arXiv:1502.01589. 2015.
- [11] *Steigman G.* // *Astrophys. J.* 2007. Vol. 57 N 1. P. 463–491.
- [12] *Горбунов Д.С., Рубаков В.А.* Введение в теорию ранней Вселенной. М.: ЛКИ, 2008. С. 552.
- [13] *Mathews G.J., Kajino T., Shima T.* // *Phys. Rev. D,* 2005. Vol. 71. P. 021302(R).
- [14] *Клименко В.В., Иванчик А.В., Варшалович Д.А.* и др. // *Письма в АЖ.* 2012. Т. 38. С. 414–430.
- [15] *Coc A., Uzan J.-P.; Vangioni E.* // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2014. Vol. 10. P. 50.
- [16] *Orlov A.V., Ivanchik A.V., Varshalovich D.A.* // *Astron. Astrophys. Tran.* 2000.
- [17] *Izotov Y.I., Thuan T.X., Guseva N.G.* // *MNRAS.* 2014. Vol. 445. N 1. P. 778–793.
- [18] *Aver E., Olive K.A., Skillman E.D.* // arXiv:1503.08146. 2015.
- [19] *Иванчик А.В., Балашев С.А., Варшалович Д.А.* и др. // *Астрономический Журнал.* 2015. Т. 92. С. 119–138.
- [20] *Iocco F., Mangano G., Miele G., Pisanti O., Serpico P.D.* // *Phys. Rev. D.* 2007. Vol. 75. P. 087304.
- [21] *Brian D.F.* // *Annu. rev. nucl. part. sci.* 2011. Vol. 61. P. 47–68.
- [22] *Coc A.* // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A.* 2009. Vol. 611. P. 228.
- [23] *Cyburt R.H., Fields B.D., Olive K.A., Yeh T.-H.* // arXiv:1505.01076. 2015.
- [24] *Cooke Ryan J.* et al. // *Astrophys. J.* 2014. Vol. 781. P. 8–9.
- [25] *Riemer-Sørensen S.* et al. // *MNRAS.* 2015. Vol. 447. P. 2925–2936.
- [26] *Sbordone L., Bonifacio P., Caffau E., et al.* // *Astron. Astrophys.* 2010. Vol. 522. P. 26.
- [27] *Izotov Y.I., Chaffee F.H., Foltz C.B., Green R.F., Guseva N.G., Thuan T.X.* // *Astrophys. J.* 1999. Vol. 527. N 2. P. 757–777.