

Влияние лептонной асимметрии и стерильных нейтрино на первичный нуклеосинтез

© А.А. Щепкин, О.А. Куричин, А.В. Иванчик

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: alexander.shchepkin5@gmail.com

Поступило в Редакцию 3 мая 2024 г.

В окончательной редакции 4 августа 2024 г.

Принято к публикации 30 октября 2024 г.

Определено соотношение между числом дополнительных релятивистских степеней свободы, ΔN_{eff} , и параметром лептонной асимметрии нейтрино, ξ , в эпоху первичного нуклеосинтеза (ПН), при котором теоретически предсказываемое значение распространенности первичного ${}^4\text{He}$, Y_p , согласуется с величиной, определенной из наблюдений. Показано, что наличие легких полностью или частично термализованных стерильных нейтрино не будет противоречить наблюдательным данным по ПН при величине $\xi \approx 0.05$, что может быть сгенерировано в ранней Вселенной в рамках существующих моделей лептогенезиса и резонансных нейтринных осцилляций.

Ключевые слова: ранняя Вселенная, первичный нуклеосинтез, стерильные нейтрино, лептонная асимметрия.

DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59263.394-24

Введение

Явление нейтринных осцилляций свидетельствует о существовании у них ненулевой массы. При этом в Стандартной модели элементарных частиц (СМ) механизм генерации массы у нейтрино остается невыясненным. Одной из возможностей расширения СМ, обеспечивающей генерацию масс нейтрино, является введение стерильных нейтрино — фермионов, не участвующих ни в каких стандартных взаимодействиях. Расширение СМ с минимальными ее изменениями, включающее стерильные нейтрино, получило название Нейтринной минимальной стандартной модели (νMSM), в рамках которой также возможно решение двух фундаментальных космологических проблем: природы темной материи и барионной асимметрии Вселенной [1].

Космологические проявления стерильных нейтрино существенно зависят от масштабов их масс. Можно выделить следующие диапазоны масс (см., например, [2]): легкие стерильные нейтрино (1 eV–1 keV), тяжелые стерильные нейтрино (1 keV–100 GeV) и сверхтяжелые стерильные нейтрино (≥ 100 GeV). Сверхтяжелые стерильные нейтрино по мере расширения Вселенной становятся нерелятивистскими за время $\lesssim 10^{-3}$ s от момента Большого взрыва, и, являясь нестабильными частицами, распадаются за время $\lesssim 10^{-7}$ s, генерируя барионную асимметрию [2]. Тяжелое стерильное нейтрино может иметь время жизни, сопоставимое со временем жизни Вселенной или больше его, что делает такое нейтрино хорошим кандидатом на роль частиц темной материи [2]. Легкое стерильное нейтрино также может быть кандидатом на роль частиц темной материи и вносить заметный вклад в нее (см., например, [3]). С другой стороны, такое нейтрино является релятивистским в

ранней Вселенной, поэтому оно будет давать вклад в полную плотность энергии, и тем самым увеличивать темп расширения Вселенной, а, следовательно, влиять на ее первичный химический состав [4]. Наиболее чувствительным к этому эффекту первичным элементом является ${}^4\text{He}$ [5].

Согласно теории первичного нуклеосинтеза (ПН), распространенность первичного ${}^4\text{He}$, Y_p , является функцией двух переменных — барион-фотонного отношения, $\eta_b = n_b/n_\gamma$, и эффективного числа релятивистских степеней свободы, относящихся к нейтрино, N_{eff} . В ΛCDM -космологической модели эти переменные имеют следующие значения: $\eta_b^{(0)} = (6.14 \pm 0.19) \cdot 10^{-10}$, $N_{\text{eff}}^{(0)} = 2.99 \pm 0.17$ [6]. Данные величины, определенные путем анализа анизотропии реликтового излучения, хорошо согласуются с независимыми оценками этих параметров, полученными по наблюдаемым распространенностям первичных элементов (D, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$) [5]. Дополнительные релятивистские степени свободы, связанные со стерильными нейтрино, определяются параметром $\Delta N_{\text{eff}} = N_{\text{eff}} - N_{\text{eff}}^{(0)}$, который зависит от степени термализации этих частиц в ранней Вселенной ($0 \leq N_{\text{eff}} \leq 1$). Недавние работы указывают на то, что такие нейтрино будут полностью термализованными, т.е. $\Delta N_{\text{eff}} = 1$ [7,8]. Введение полноценной релятивистской степени свободы приведет к тому, что при фиксированной величине η_b теоретическое значение Y_p будет существенно выше наблюдаемого [5].

С другой стороны, в теорию ПН можно ввести лептонную асимметрию $L_\nu = (n_\nu - n_{\bar{\nu}})/(n_\nu + n_{\bar{\nu}})$ — относительное неравенство концентраций нейтрино и антинейтрино, которую удобно параметризовать с помощью величины $\xi = \mu/T_\nu$, где μ — химический по-

тенциал нейтрино. Лептонная асимметрия может быть сгенерирована в рамках ν MSM до $L_\nu \sim 10^{-4}$ [9] и затем увеличена через резонансные осцилляции вплоть до значений $L_\nu = 0.2-0.3$ [10]. Лептонная асимметрия влияет как на скорость расширения Вселенной, меняя плотности нейтрино и антинейтрино, так и на скорости реакций слабого взаимодействия, изменяя отношение концентрации нейтронов и протонов и, следовательно, конечное значение Y_p . Наличие дополнительных релятивистских степеней свободы приводит к увеличению распространенности ${}^4\text{He}$, однако лептонная асимметрия с положительным значением ξ , в свою очередь, приводит к уменьшению Y_p (см., например, [11]). Это позволяет двум данным эффектам взаимно скомпенсировать друг друга и тем самым допустить возможность существования легкого стерильного нейтрино в рамках ПН, не противореча наблюдениям.

1. Динамика эволюции Вселенной со стерильными нейтрино и лептонной асимметрией

На радиационно-доминированной стадии эволюции Вселенной скорость ее расширения определялась плотностью энергии релятивистских степеней свободы [4], которые при температурах протекания ПН ($1 \text{ MeV} \gtrsim T \gtrsim 0.1 \text{ MeV}$) представлены фотонами, электронами, позитронами, нейтрино и антинейтрино:

$$\rho = \rho_\gamma + \rho_{e^\pm} + \rho_{\nu\bar{\nu}}. \quad (1)$$

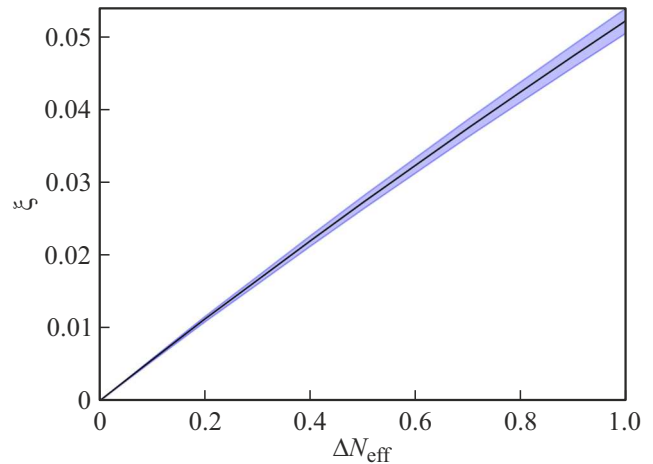
Зависимость от ξ и ΔN_{eff} входит только в $\rho_{\nu\bar{\nu}}$ следующим образом [11]:

$$\begin{aligned} \rho_{\nu\bar{\nu}} &\propto N_{\text{eff}} \int_0^\infty y^3 dy \left(\frac{1}{\exp(y - \xi) + 1} + \frac{1}{\exp(y + \xi) + 1} \right) \\ &\approx \left(N_{\text{eff}}^{(0)} + \Delta N_{\text{eff}} \right) \left(\frac{7\pi^4}{60} + \frac{\pi^2}{2} \xi^2 \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Формула (2) демонстрирует увеличение плотности энергии $\nu\bar{\nu}$ при наличии положительных значений ΔN_{eff} и ξ по сравнению со стандартным случаем, ($\xi = 0$, $\Delta N_{\text{eff}} = 0$). Это, в свою очередь, увеличивает скорость расширения Вселенной, откуда следует повышение значения Y_p ввиду большего нейтрон-протонного отношения до конца ПН, о чем написано подробнее в разд. 2.

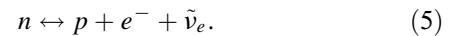
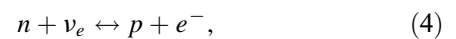
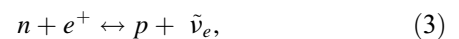
2. Влияние лептонной асимметрии на скорость реакций слабого взаимодействия в ранней Вселенной

При $T \gtrsim 2 \text{ MeV}$ интенсивно протекали реакции слабого взаимодействия, в том числе определяющие нейтрон-



Соотношение между ξ и ΔN_{eff} , соответствующее равенству $Y_p(\xi, \Delta N_{\text{eff}}) = Y_p^{(\text{obs})}$. Голубой областью изображен интервал 3σ по погрешности величины $Y_p^{(\text{obs})}$.

протонное отношение [4]:



В результате этого нейтроны и протоны находились в равновесных концентрациях. Далее при $T < 2 \text{ MeV}$ скорость расширения Вселенной становится существенно больше скоростей реакций (3), (4) и обратной реакции (5), что приводит к их прекращению (так называемая закалка нейтронов) [4]. Начиная с этого момента и до начала ПН, нейтрон-протонное отношение изменяется только вследствие свободного распада нейтронов (прямая реакция (5)). Эволюция массовой доли нейтронов $X_n = n_n / (n_n + n_p)$ определяется уравнением

$$\frac{dX_n}{dt} = -\lambda_{np} X_n + \lambda_{pn} (1 - X_n). \quad (6)$$

Характерные скорости указанных реакций λ_{np} и λ_{pn} зависят от асимметрии нейтрино ξ [12]. Увеличение ξ приведет к возрастанию скоростей в прямом направлении ($n \rightarrow p$) и уменьшению обратных скоростей ($p \rightarrow n$). Поскольку элементы тяжелее ${}^4\text{He}$ генерируются в существенно меньших количествах, можно приближенно определить Y_p как $Y_p \approx 2X_n$. Таким образом, лептонная асимметрия в ранней Вселенной играет двойственную роль. Увеличение ξ , с одной стороны, увеличивает Y_p за счет увеличения $\rho_{\nu\bar{\nu}}$ и изменения динамики расширения Вселенной, а с другой стороны, уменьшает Y_p за счет изменения темпа слабых реакций. При этом суммарное действие лептонной асимметрии сводится к уменьшению Y_p . Поэтому лептонная асимметрия может скомпенсировать эффект увеличения распространенности первичного ${}^4\text{He}$, вызванный возможным наличием легких стерильных нейтрино.

3. Результаты

Полученная из численного решения уравнения (6) необходимая связь между ξ и ΔN_{eff} , представлена на рисунке. Полученная из решения уравнения (6) функция $Y_p(\xi, \Delta N_{\text{eff}})$ может быть аппроксимирована следующим выражением:

$$Y_p = 0.2462 \times \left(1 + \frac{\Delta N_{\text{eff}}}{3}\right)^{0.178 \pm 0.002} (1 - \xi)^{0.9537 \pm 0.0002}, \quad (7)$$

где погрешности показателей степеней соответствуют неопределенности значения $Y_p^{(\text{obs})}$. Из уравнения $Y_p(\xi, \Delta N_{\text{eff}}) = Y_p^{(\text{obs})}$ можно получить следующую аппроксимационную формулу взаимосвязи ξ и ΔN_{eff} :

$$\xi = 1 - \left(1 + \frac{\Delta N_{\text{eff}}}{3}\right)^{-(0.187 \pm 0.002)}. \quad (8)$$

Для полной компенсации дополнительной степени свободы $\Delta N_{\text{eff}} = 1$ из выражения (8) получаем необходимое значение параметра асимметрии $\xi = 0.052 \pm 0.001$. Эта величина слегка отличается от значения $\xi = 0.04$ из работы [13], которое показывает наилучшее соответствие наблюдательным данным, где результаты работы [14] еще не были учтены.

Заключение

В работе показано, что наличие легких полностью или частично термализованных стерильных нейтрино не будет противоречить наблюдательным данным по ПН при величине $\xi \approx 0.05$. Такая величина лептонной асимметрии может быть сгенерирована в эпоху ПН в рамках существующих моделей лептогенезиса (в том числе в рамках νMSM) и резонансных нейтринных осцилляций.

Финансирование работы

Работа была поддержана Российским научным фондом, грант № 23-12-00166.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Asaka, M. Shaposhnikov. *Phys. Lett. B*, **631**, 151 (2005). DOI: 10.1016/j.physletb.2005.09.070
- [2] Д.С. Горбунов. *УФН*, **184** (5), 545 (2014). DOI: 10.3367/UFNr.0184.201405i.0545
- [3] Ф.А. Черников, А.В. Иванчик. *ПАЖ*, **48** (12), 815 (2022). DOI: 10.31857/S0320010822110067 [P.A. Chernikov, A.V. Ivanchik. *Astron. Lett.*, **48** (12), 689 (2022). DOI: 10.1134/S1063773722110056]
- [4] Д.С. Горбунов, В.А. Рубаков. *Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого Взрыва* (ЛЕНАНД, М., 2016), изд. 3-е, т. 1. ISBN: 978-5-9710-1679-3
- [5] B.D. Fields. *JCAP*, **03**, 010 (2020). DOI: 10.1088/1475-7516/2020/03/010.
- [6] Planck Collaboration, *A&A*, **641**, A6 (2020). DOI: 10.1051/0004-6361/201833910
- [7] S. Gariazzo et al., *JCAP*, **07**, 014 (2019). DOI: 10.1088/1475-7516/2019/07/014
- [8] А.П. Серебров, Р.М. Самойлов, М.Е. Чайковский, О.М. Жеребцов. *Письма в ЖЭТФ*, **116** (10), 644 (2022). DOI: 10.31857/S1234567822220025 [A.P. Serebrov, R.M. Samoilov, M.E. Chaikovskii, O.M. Zherebtsov. *JETP Lett.*, **116** (10), 669 (2022). DOI: 10.1134/S002136402260224X]
- [9] L. Canetti, M. Drewes, T. Frossard, M. Shaposhnikov. *Phys. Rev. D*, **87**, 093006 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevD.87.093006
- [10] A.D. Dolgov. *Nucl. Phys. B*, **610**, 411 (2001). DOI: 10.1016/S0550-3213(01)00323-6
- [11] S. Weinberg. *Cosmology* (Oxford University Press, 2008), ISBN: 978-0-19-852682-7
- [12] R.V. Wagoner, W.A. Fowler, F. Hoyle. *ApJ*, **148**, 3 (1967). DOI: 10.1086/149126
- [13] O. Seto, Y. Toda. *Phys. Rev. D*, **104**, 063019 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevD.104.063019
- [14] O.A. Kurichin, P.A. Kislitsyn, V.V. Klimenko, S.A. Balashev, A.V. Ivanchik. *MNRAS*, **502** (2), 3045 (2021). DOI: 10.1093/mnras/stab215