

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное учреждение
высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

УДК 524.35

**ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ И
КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ
МНОГОЗАРЯДНЫХ ЧАСТИЦ В МОДЕЛЯХ
СОСТАВНОГО БОЗОНА ХИГГСА**

Научный руководитель
д.ф.-м.н., профессор

_____ М. Ю. Хлопов

Выполнил

_____ Д. О. Сопин

Москва 2021

Оглавление

1	Введение	2
2	Модель	2
2.1	4-ое поколение частиц	2
2.2	Сфалеронный переход	3
3	Вклад $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ в полную плотность энергии	4
3.1	Общий вид плотности	4
3.2	Химический потенциал $\mu_{\bar{U}R}$	5
3.3	Отношение полных плотностей "анти-барионов" $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ и барионов	7
4	Анализ результатов	7
5	Заключение	8
	Список использованных источников	9

1 Введение

Часть Стандартной Модели (СМ), связанная с механизмом Хиггса, продолжает представлять значительный интерес как с точки зрения эксперимента, так и с точки зрения теоретического описания. В частности, остаётся неясной фундаментальная причина столь сильного отличия свойств хиггсовского бозона от свойств остальных частиц. Такое "обособление" может быть объяснено, если предположить, что имеющаяся теория является лишь эффективной. При таком подходе то, что принимается за квант скалярного поля в действительности может оказаться связанным состоянием.

В данной работе рассмотрен случай, при котором новые фундаментальные частицы могут быть объединены в 4-ое поколение фермионов [1–3]. В модели возникают стабильные многозарядные связанные состояния [2; 4]. Наиболее интересно среди их $\bar{U}\bar{U}\bar{U}^{--}$, способное объединяться с ${}^4\text{He}$ и 4-ым нейтрино N , в так называемый ANOHe (Anti-Neutrino-O-helium), претендующий на роль носителя скрытой массы [4; 5].

Важно установить, способна ли данная составная частица обеспечить необходимую плотность скрытой массы во Вселенной. Представленная работа посвящена поиску ответа на этот вопрос.

2 Модель

2.1 4-ое поколение частиц

Свойства новых частиц в значительной мере ограничены экспериментом. По этой причине массы частиц, составляющих четвёртое поколение (двух кварков U , D и двух лептонов E , N) должны быть достаточно велики. Так, предполагается, что $m_D \sim m_U \sim m_E \sim 1$ ТэВ, $m_N \sim 50$ ГэВ [6]. В данной работе рассматривается случай $m_D > m_U$.

Имеющие значения для дальнейшего рассмотрения свойства новых частиц приведены в таблице 1. Стоит отметить, что 4-ое поколение существенно отличается от 3-х известных наличием у частиц нового заряда y , соответствующего дополнительной $U(1)$ симметрии. Соотношение его величин, может быть определено из условий отсутствия $Z - \gamma - y$ и $Z - y - y$ аномалий, а также наличия распадов по слабому взаимодействию (переходов $D - U$ и $E - N$) [1; 3; 4].

Предположение о наличии закона сохранения y -заряда позволяет го-

Частица	Масса	Заряд q	Заряд y	Новое лептонное число	Новое барионное число
U	$\sim 1 \text{ ТэВ}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	1
D	$\sim 1 \text{ ТэВ}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	1
E	$\sim 1 \text{ ТэВ}$	-1	1	1	0
N	$\sim 50 \text{ ГэВ}$	0	1	1	0

Таблица 1: Основные свойства частиц 4-ого поколения.

ворить о стабильности легчайшего кварка U и нейтрино N . Однако их наличие во Вселенной ограничено не наблюдаемостью $UUUNee$ - частицы, которая выглядела бы на экспериментах как аномальный гелий. Поэтому гораздо более интересно связанное состояние античастиц $\bar{U}\bar{U}\bar{U}\bar{N}He$ - ANOHe, избегающее подобной аналогии [5]. Введу общей электро- и у-нейтральности, а также высокой массы ANOHe является кандидатом на роль носителя скрытой массы.

Необходимый для реализации такого сценария избыток "анти-барионов" $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ мог сформироваться на ранних стадиях эволюции Вселенной [7]. Здесь наблюдается полная аналогия по отношению к электрослабому формированию барионной асимметрии.

Ещё одним важным с теоретической точки зрения следствием сохранения у-заряда является необходимость рассмотрения барионного и лептонного чисел новых частиц отдельно от аналогичных чисел СМ.

2.2 Сфалеронный переход

Избыток "анти-барионов" $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ мог сформироваться в ранней Вселенной за счёт сфалеронных переходов [8]. Сфалерон - статическое решение уравнений электро-слабого поля в рамках СМ. Оно соответствует седловой точке функционала энергии в конфигурационном пространстве. Сама седловина представляет собой потенциальный барьер, разделяющий топологически неэквивалентные вакуумы [9; 10].

Туннелирование через такой барьер должно сопровождаться в СМ нарушением законов сохранения барионного и лептонного чисел [11]. В настоящее время такой процесс крайне маловероятен

$\left(\sigma_{sph} \propto \exp\left(-\frac{4\pi}{\alpha_W}\right) \sim 10^{-170}\right)$, однако при высоких температурах ранней Вселенной, подавление должно сниматься [12; 13]. Так сфалеронными переходами нельзя пренебречь вплоть до температур порядка 100-300 ГэВ.

Такие процессы нарушают лишь сумму полного лептонного и барионного чисел. Их разница остаётся постоянной величиной. Так же, в следствие выбранной модели, на сфалеронный переход должны быть наложены условия электро- и у-нейтральности.

3 Вклад $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ в полную плотность энергии

3.1 Общий вид плотности

Одним из критериев, позволяющих судить об реалистичности рассматриваемой модели, является способность ANOHe обеспечить наблюдаемую плотность скрытой массы Вселенной. Можно учесть, что масса "анти-бариона" $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ составляет более 95% от массы всего соединения, а потому критерий можно переписать в виде $\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \approx \Omega_{DM}$.

По определению, $\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} = \frac{m_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} n_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{\rho_c}$. Здесь ρ_c - критическая плотность Вселенной, $n_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}$ - концентрация "анти-бариона". Последняя величина сильно зависит от температуры, при которой сфалеронные переходы перестают быть заметны. Для фермионов, коими являются все рассматриваемые частицы:

$$n = \frac{1}{6} g T^2 \mu \sigma\left(\frac{m}{T}\right), \quad (1)$$

где $g = 2$ - количество степеней свободы фермиона, μ - его химический потенциал, а $\sigma\left(\frac{m}{T}\right)$ - функция, определённая как [7; 14]

$$\sigma(z) = \frac{6}{4\pi^2} \int_0^\infty dx x^2 \cosh^{-2}\left(\frac{1}{2}\sqrt{x^2 + z^2}\right). \quad (2)$$

Для $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$: $\mu_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} = 3(\mu_{\bar{U}L} + \mu_{\bar{U}R}) = 6\mu_{\bar{U}R} - 3\mu_0$. Химическим потенциалом бозона Хиггса μ_0 можно пренебречь, так как все процессы рассматриваются после электрослабого фазового перехода.

Таким образом, можем записать выражение для полной плотности $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$:

$$\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \approx 6 \frac{m_U}{\rho_c} T^2 \sigma_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \mu_{\bar{U}R}. \quad (3)$$

3.2 Химический потенциал $\mu_{\bar{U}R}$

Химический потенциал $\mu_{\bar{U}R}$, стоящий в выражении (3) является функцией масс частиц и температуры прекращения сфалеронных переходов. Точный вид функции можно найти, используя условие наложенное на химические потенциалы сфалеронным переходом, записывающееся следующим образом:

$$3(\mu_{uL} + 2\mu_{dL}) + \mu + (\mu_{\bar{U}R} + 2\mu_{\bar{D}R}) + \mu'_R = 0. \quad (4)$$

Здесь $\mu = \sum_{i=1}^3 \mu_{\nu_i L}$ - сумма химических потенциалов нейтрино СМ; $\mu'_R, \mu_{\bar{U}R}, \mu_{\bar{D}}$ и μ_{uL}, μ_{dL} - химические потенциалы $\bar{N}, \bar{U}, \bar{D}$ и кварков СМ соответственно. Также предполагается, что $\mu_u = \mu_c = \mu_t$ и $\mu_d = \mu_s = \mu_b$.

Для того, чтобы выразить из уравнения (4) необходимый для расчёта потенциал, следует воспользоваться выражениями для плотностей лептонных и барионных чисел.

Плотность барионного числа СМ определяется как

$$B \equiv \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{\frac{gT^2}{6}}, \quad (5)$$

где $\frac{6}{gT^2}$ - нормировочный коэффициент. Далее следует расписать $(n_B - n_{\bar{B}})$ по (1). При этом можно учесть, что по сравнению с температурой прекращения сфалеронных переходов, массы всех частиц СМ за исключением t-кварка малы, а потому могут быть положены равными нулю. Тогда получаем [11]:

$$\begin{aligned} B &= (2 + \sigma_t)(\mu_{uL} + \mu_{uR}) + 3(\mu_{dL} + \mu_{dR}) = \\ &= (10 + 2\sigma_t)\mu_{uL} + 6\mu_W. \end{aligned} \quad (6)$$

Аналогично для плотности лептонного числа СМ:

$$\begin{aligned} L &= \Sigma(\mu_{\nu_i L} + \mu_{\nu_i R} + \mu_{iL} + \mu_{iR}) = \\ &= 4\mu + 6\mu_W. \end{aligned} \quad (7)$$

Массами частиц 4-го поколения нельзя пренебречь, потому выраже-

ния для плотности новых барионного и лептонного чисел имеют вид:

$$\begin{aligned} -FB &= \sigma_U(\mu_{\bar{U}L} + \mu_{\bar{U}R}) + \sigma_D(\mu_{\bar{D}L} + \mu_{\bar{D}R}) = \\ &= 2(\sigma_U + \sigma_D)\mu_{\bar{U}R} - 2\sigma_D\mu_W \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} -L' &= \sigma_E(\mu_{\bar{E}L} + \mu_{\bar{E}R}) + \sigma_N(\mu'_L + \mu'_R) = \\ &= 2(\sigma_E + \sigma_N)\mu'_R - 2\sigma_E\mu_W \end{aligned} \quad (9)$$

Зарядовые плотности, вообще говоря, могут быть записаны аналогичным образом:

$$\begin{aligned} Q &= 2(2 + \sigma_t)(\mu_{uL} + \mu_{uR}) - 3(\mu_{dL} + \mu_{dR}) - \\ &\quad - 2\sigma_U(\mu_{\bar{U}L} + \mu_{\bar{U}R}) + \sigma_D(\mu_{\bar{D}L} + \mu_{\bar{D}R}) - \\ &\quad - 3(\mu_{iL} + \mu_{iR}) + \sigma_E(\mu_{\bar{E}L} + \mu_{\bar{E}R}) - 4\mu_W - 2\mu_- \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} Y &= \sigma_U(\mu_{\bar{U}L} + \mu_{\bar{U}R}) + \sigma_D(\mu_{\bar{D}L} + \mu_{\bar{D}R}) - \\ &\quad - \sigma_E(\mu_{\bar{E}L} + \mu_{\bar{E}R}) - \sigma_N(\mu_{\bar{N}L} + \mu_{\bar{N}R}) \end{aligned} \quad (11)$$

Однако, если учесть условия электро- и у-нейтральности, получим уравнения, связывающие химические потенциалы частиц:

$$(1 + 2\sigma_t)\mu_{uL} + (\sigma_D - 2\sigma_U)\mu_{\bar{U}R} - \mu + \sigma_E\mu'_R - (9 + \sigma_E + \sigma_D)\mu_W = 0 \quad (12)$$

$$(\sigma_U + \sigma_D)\mu_{\bar{U}R} - (\sigma_E + \sigma_N)\mu'_R + (\sigma_E - \sigma_D)\mu_W = 0 \quad (13)$$

Полученная система может быть сведена к единственному условию

$$4B + s_1FB + s_2\mu_{\bar{U}R} = 0, \quad (14)$$

где $s_1 = -\frac{2}{\sigma_D} \left(14 + \frac{\sigma_D(2\sigma_E+1) - \sigma_E + \sigma_N(\sigma_E + \sigma_D)}{\sigma_E + \sigma_N} \right)$,
 $s_2 = \left(3(1 + \sigma_D - 3\sigma_U) + \left(\frac{\sigma_U}{\sigma_D} + 1 \right) \left(-11 + \frac{\sigma_E(1 - \sigma_N)}{\sigma_E + \sigma_N} \right) \right)$ - зависящие от масс частиц параметры.

3.3 Отношение полных плотностей "анти-барионов" $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ и барионов

Плотности барионных чисел можно связать, используя определения полных плотностей "анти-барионов" $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ и барионов СМ:

$$\frac{\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{\Omega_b} = \frac{FB}{B} \frac{m_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{m_p} \quad (15)$$

Таким образом, окончательная формула имеет вид:

$$\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} = -144\Omega_b \frac{m_U}{m_p} \left(\frac{g}{\sigma_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}} s_2 + 12s_1 \right)^{-1} \quad (16)$$

Плотность Ω_b после остановки сфалеронных процессов представляет собой известную постоянную величину, а значит правая часть равенства является функцией лишь от масс частиц 4-го поколения.

4 Анализ результатов

Как видно из формулы (16), полная плотность $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ во Вселенной зависит от масс частиц 4-го поколения весьма сложным образом. Потому для исследования данной зависимости имеет смысл использовать некоторые дополнительные приближения.

Наиболее "простое" из них - приближение равных масс: $m_U = m_D = m_E, m_N = 50$ ГэВ. Из явного вида функции (2) легко найти, что оно оправдано при разнице масс не более ~ 100 ГэВ. В случае нарушения данного условия, ошибка при нахождении численных значений функции σ будет превышать 5% от максимального её значения ($\sigma(0) = 1$).

Полученная в приближении равных масс зависимость плотности $\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}$ от массы стабильного кварка 4-го поколения m_U для разных температур прекращения сфалеронных переходов T изображена на левой панели рис. 1. Легко видеть, что ANOHe способен обеспечить требуемую плотность скрытой массы во Вселенной, лишь вблизи нижнего и верхнего пределов изменения параметров модели соответственно: $m_U \approx 1000$ ГэВ и $T \approx 300$ ГэВ.

Аналогичный график для случая $m_D - m_U = 200$ ГэВ показан на правой панели рис. 1. Линии на нём имеют тот же характер, но смещены

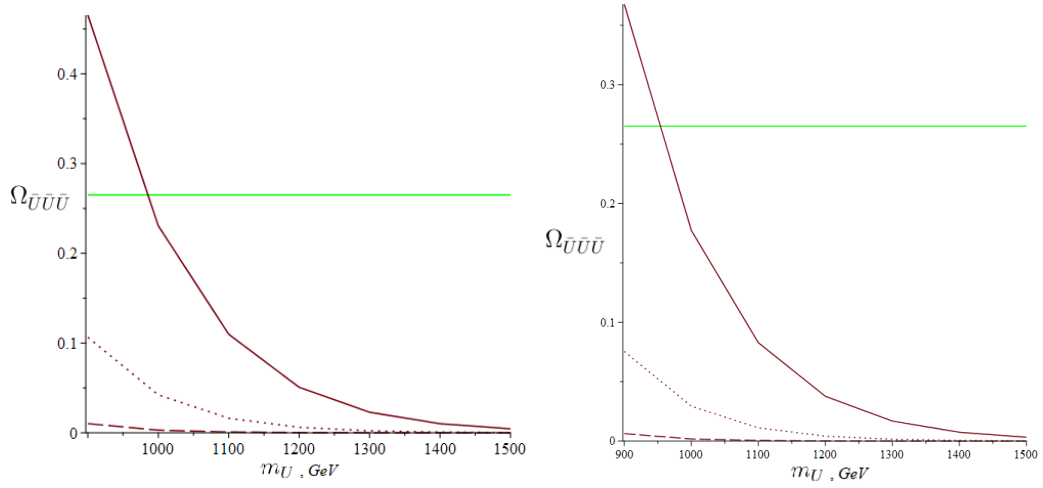


Рисунок 1 – Зависимость полной плотности $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ Вселенной от m_U . Штриховая, пунктирная и сплошная линии соответствуют $T = 200; 250; 300$ ГэВ. Горизонтальная линия отображает наблюдаемую полную плотность скрытой массы во Вселенной. *Левая панель:* $m_U = m_D = m_E$, $m_N = 50$ ГэВ. *Правая панель:* $m_U = m_E$, $m_D - m_U = 200$ ГэВ, $m_N = 50$ ГэВ.

ещё дальше в сторону малых масс новых кварков.

5 Заключение

Рассматриваемая модель, вводящая в рассмотрение тяжёлые частицы 4-го поколения, несущие новый у-заряд, имеет интересные космологические следствия. Возникающее в её рамках стабильное связанное состояние $\bar{U}\bar{U}\bar{U}\bar{N}He$, является кандидатом на роль носителя скрытой массы.

Неоспоримым достоинством модели является то, что данное соединение способно обеспечить всю наблюдаемую плотность Ω_{DM} . Однако тот факт, что это возможно лишь при предельных значениях параметров, представляет собой её недостаток.

Список используемых источников

1. *Khlopov M.* New symmetries in microphysics, new stable forms of matter around us. — 2006. — July.
2. *Belotsky K., Khlopov M., Shibaev K.* Stable quarks of the 4th family? — 2008.
3. Effects of new long-range interaction: Recombination of relic Heavy neutrinos and antineutrinos / K. Belotsky [et al.] // Grav.Cosmol. — 2005. — Apr. — Vol. 11. — P. 27–33.
4. *Belotsky K., Khlopov M., Shibaev K.* Composite Dark Matter and its Charged Constituents // Grav.Cosmol. — 2006. — Apr. — Vol. 12. — P. 93–99.
5. *Belotsky K., Khlopov M., Shibaev K.* Stable matter of 4th generation: hidden in the universe and close to detection? // Particle Physics at the Year of 250th Anniversary of Moscow University. — 2006. — Окт.
6. Possible manifestations of the existence of a fourth-generation neutrino / Y. A. Golubkov [и др.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. — 1999. — Март. — Т. 69, № 6. — С. 434–440.
7. *Gudnason S. B., Kouvaris C., Sannino F.* Dark matter from new technicolor theories // Physical Review D. — 2006. — Нояб. — Т. 74, № 9.
8. *Chaudhuri A., Khlopov M.* Balancing Asymmetric Dark Matter with Baryon Asymmetry by Sphaleron Transitions // Physical Sciences Forum. — 2021. — Февр. — Т. 2, № 1. — С. 41.
9. *Manton N. S.* Topology in the Weinberg-Salam Theory // Phys. Rev. D. — 1983. — Т. 28. — С. 2019.
10. *Klinkhamer F. R., Manton N. S.* A saddle-point solution in the Weinberg-Salam theory // Physical Review D. — 1984. — Т. 30. — С. 2212–2220.

11. *Harvey, Turner.* Cosmological baryon and lepton number in the presence of electroweak fermion-number violation. // Physical review. D, Particles and fields. — 1990. — Т. 42 10. — С. 3344—3349.
12. *Горбунов Д. С., Рубаков В. А.* Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого Взрыва. — М. : ЛКИ, 2008.
13. *Рубаков В. А., Шапошников М. Е.* Электрослабое несохранение барионного числа в ранней Вселенной и в столкновениях частиц при высоких энергиях // Усп. физ. наук. — 1996. — Т. 166, № 5. — С. 493—537.
14. *Khlopov M. Y., Kouvaris C.* Strong interactive massive particles from a strong coupled theory // Physical Review D. — 2008. — Март. — Т. 77, № 6.