

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

УДК 539.12.01

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

**КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СОСТОЯНИЙ,  
ОБРАЗУЕМЫХ ТЯЖЕЛЫМИ СТАБИЛЬНЫМИ КВАРКАМИ.  
ЗАРЯДОВО АСИММЕТРИЧНЫЙ СЛУЧАЙ**

Научный руководитель  
д. ф-м. н.  
Студент

\_\_\_\_\_ М. Ю. Хлопов  
\_\_\_\_\_ К. Ю. Массалов

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>1 Существующие модели</b>	<b>3</b>
1.1 Избыток положительного заряда . . . . .	3
1.2 Избыток отрицательного заряда . . . . .	3
<b>2 Рассмотрение случая (2)</b>	<b>5</b>
2.1 $100S_6GeV = \frac{1}{20}m_U < T < m_U = 3.5S_6TeV$ . . . . .	5
2.2 $T \sim \alpha_c^2 m_U (T \approx I_U \approx \frac{\alpha_c^2 m_U}{4} = 15S_6GeV)$ . . . . .	7
<b>Заключение</b>	<b>9</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>10</b>

# Введение

Проблема существования новых семейств кварков и лептонов является одной из важнейших в современной физике высоких энергий. Такие кварки и лептоны могут быть достаточно долгоживущими, чтобы представлять новую стабильную форму материи. В настоящее время существует по крайней мере две модели существования новых тяжелых кварков и лептонов в условиях зарядовой асимметрии. Рассмотрим их.

## 1 Существующие модели

### 1.1 Избыток положительного заряда

Модель, предложенная Ш. Л. Глэшоу [1; 2], основывается на калибровочной группе  $SU(3) \times SU(2) \times SU'(2) \times U(1)$  и включает в себя в два раза больше фермионов, чем стандартная модель. То есть кроме 12 известных фермионов и калибровочной группы  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  вводится 12 тяжелых тера-фермионов и калибровочная группа  $SU(3) \times SU'(2) \times U(1)$ . Также вводится  $CP'$  преобразование, которое связывает легкие фермионы с их зарядово сопряженными тяжелыми партнерами ( $U \rightarrow \bar{u}$ ) и наоборот.

Масса каждого тера-фермиона равна массе его легкого партнера, умноженного на фактор  $S$ , причем отсутствие успехов в поиске новых частиц дает ограничение на  $S$  снизу:

$$S > 2 \cdot 10^5 \quad (1)$$

Соответствующий расчет [1] показывает, что стабильными являются только тера-кварки  $U$ , которые в результате сильного взаимодействия объединяются в  $(UUU)^{++}$ , и тера-электрон  $E^-$ , который, объединяясь с  $(UUU)^{++}$ , образует  $(UUUEE)$ :

$$\begin{aligned} U + U &\rightarrow (UU) + g & U + (UU) &\rightarrow (UUU) + g \\ (UUU) + Ep &\rightarrow (UUUE) + p & (UUUE) + Ep &\rightarrow (UUUEE) + p, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $g$  — это глюон.

Остальные возможные соединения ( $(Uud)$ ,  $(Uud)$ ,  $(Ep)$  и др.) менее выгодны энергетически, в результате чего их концентрация много меньше концентрации  $(UUUEE)$ . Получившийся гелий-подобный атом — один из кандидатов на роль частиц скрытой массы.

Однако в модели возникают проблемы, которые не могут быть решены в нынешней версии. Например, проблемой является захват свободного  $E^-$  в  $(4HeE^-)^+$ , что тормозит такую аннигиляцию  $E$  и  $E^+$  и препятствует эффективному уменьшению первичной распространенности тералептона. Даже для минимального значения  $S = 0,2 \cdot 10^6$  прогнозируемое земное содержание аномального водорода превышает экспериментальные верхние пределы более чем на 20 порядков.

### 1.2 Избыток отрицательного заряда

Предыдущий подход пытается избежать проблем со свободными заряженными частицами темной материи, скрывая противоположно заряженные частицы в атомоподобных связанных системах, которые слабо взаимодействуют с барионной материей. В случае асимметрии заряда с избытком первичных частиц связывание положительных и отрицательных заряженных частиц никогда не бывает полным, и положительно заряженные тяжелые частицы должны сохраняться. Рекомбинируя с обычными электронами, эти тяжелые положительные частицы приводят к космологическому содержанию аномальных изотопов, превышающему экспериментальные верхние пределы. Чтобы соответствовать этим верхним пределам, аномальное содержание изотопов на Земле должно быть уменьшено, и механизмы такого уменьшения сопровождаются эффектами выделения энергии, которые сильно ограничены, в частности, данными с детекторов большого объема [3].

Другая модель предполагает наряду с избытком вещества избыток  $\bar{U}$  — стабильного антикварка четвертого поколения с массой больше 220 Gev [3; 4]. Кварк четвертого поколения из-за большой энергии связи образует стабильные легкие барионы и антибарионы:  $(Uud)$ ,  $(\bar{U}\bar{u}\bar{d})$ ,  $(UUu)$ ,  $(UUU)$ ,  $(\bar{U}\bar{U}\bar{u})$ ,  $(\bar{U}\bar{U}\bar{U})$ . Последний, так называемый анутиум (anti-U-triple state — anutium или  $\Delta_{3\bar{U}}^-$ ) с размером  $r_\Delta \sim 1/\alpha_{QCD} \cdot m_U$  (что много меньше обычного размера адронов  $r_h \sim 1/r_\pi$ ), представляет особый интерес.

В ранней Вселенной при температурах, значительно превышающих массы  $\bar{U}$ -кварков, они находились в термодинамическом равновесии с релятивистской плазмой. Равновесные концентрации  $\bar{U}$  и  $U$  пропорциональны соответственно  $\exp(\frac{\mu}{T})$  и  $\exp(-\frac{\mu}{T})$  [2]. Таким образом при дальнейшем остывании и

расширении Вселенной часть  $\bar{U}$ -кварков аннигилировала с большей частью  $U$ -кварков, а оставшиеся из-за асимметрии  $\bar{U}$ -кварки начали объединяться и образовывать  $(\bar{U}\bar{U}\bar{U})$  с массой порядка 1 TeV. Также будут образовываться нейтральные состояния  $(\bar{U}u)$  и  $(\bar{U}\bar{U}\bar{u})^{--}$ .

При температурах  $T < 100\text{KeV}$  (температура синтеза гелия)  $\Delta_{3\bar{U}}^{--}$  начинает объединяться с гелием:

$$\Delta_{3\bar{U}}^{--} + {}^4\text{He} \rightarrow \gamma + ({}^4\text{He}^{++}\Delta_{3\bar{U}}^{--}). \quad (3)$$

В результате все отрицательные заряды связываются с ядром гелия, образуя т.н. О-гелий  $({}^4\text{He}^{++}\Delta_{3\bar{U}}^{--})$  с массой порядка 1 TeV и радиусом

$$R_0 \sim 1/Z_E Z_{He} \alpha m_{He} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{см}. \quad (4)$$

Такой «атом» может играть роль скрытой массы.

## 2 Рассмотрение случая (2)

В дальнейшем будем предполагать, что:

$$\kappa \cdot 3m_U \sim \kappa_b \cdot 5m_p \Rightarrow \kappa \sim \kappa_b \cdot \frac{5m_p}{3m_U} \approx \frac{3.6 \cdot 10^{-14}}{S_6}, \quad (5)$$

где  $\kappa = \frac{n_{\bar{U}} - n_U}{s}$  — величина, характеризующая степень асимметрии антивещества надо веществом.

$$2.1 \quad 100S_6 GeV = \frac{1}{20}m_U < T < m_U = 3.5S_6 TeV$$

При температурах, превышающих массу тяжелого кварка, вещество находится в равновесии с плазмой, а его концентрация определяется распределением Больцмана и химическим потенциалом  $\mu$  [2]:

$$n_{eq} = g_S \left( \frac{mT}{2\pi} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m}{T}\right) \quad (6)$$

$$n_{U,\bar{U}} = n_{eq} \exp\left(\pm \frac{\mu}{T}\right) \quad (7)$$

При температурах меньше массы тяжелого кварка и вплоть до примерно  $1/20$  массы тяжелого кварка равновесие начинает смещаться в сторону аннигиляции частиц и античастиц:

$$U + \bar{U} \rightleftharpoons gg \quad (8)$$

Система уравнений, описывающих изменение концентрации со временем, выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{dn_U}{dt} + 3Hn_U = \langle \sigma v \rangle (n_{eqU}n_{eq\bar{U}} - n_Un_{\bar{U}}) \\ \frac{dn_{\bar{U}}}{dt} + 3Hn_{\bar{U}} = \langle \sigma v \rangle (n_{eqU}n_{eq\bar{U}} - n_Un_{\bar{U}}) \end{cases} \quad (9)$$

При замене переменных  $x = \frac{T}{m_U}$ ;  $r_{\pm} = \frac{n_{U,\bar{U}}}{s}$ ;  $Hdt = -\frac{dT}{T} = \frac{dx}{x}$ ;  $\kappa = r_- - r_+$  уравнение преобразуется следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{dr_+}{dx} = f_1 \langle \sigma v \rangle (r_+r_- - f_2), & f_1 = \frac{s}{Hx} = \sqrt{\frac{\pi g_s^2}{45g_e}} m_{Pl} m_U \\ \frac{dr_-}{dx} = f_1 \langle \sigma v \rangle (r_+r_- - f_2), & f_2 = \frac{n_{eq}^2}{s^2} = \frac{45^2 g_s^2}{2^5 \pi^7 g_s^2} \cdot \frac{e^{-\frac{2}{x}}}{x^3} \end{cases} \quad (10)$$

При температуре ниже некоторой температуры  $T_f$  ( $T_f$ , а значит и  $x_f$ , определяется из условия  $R(T_f) = H(T_f)$ )  $x < x_f$ : можно пренебречь слагаемым с  $f_2$ , так как оно убывает гораздо быстрее, чем  $r_+r_-$ :  $f_2 \ll r_+r_-$ :

$$\begin{cases} \frac{dr_+}{dx} \approx f_1 \langle \sigma v \rangle (r_+r_-) \\ \frac{dr_-}{dx} \approx f_1 \langle \sigma v \rangle (r_+r_-) \end{cases} \quad (11)$$

В таком случае решением является:

$$\begin{cases} r_+(x \approx 0) \approx \frac{\kappa r_{+f}}{(\kappa + r_{+f})e^{\kappa J} - r_{+f}} \\ r_-(x \approx 0) \approx \frac{\kappa r_{-f}}{r_{-f} - (r_{-f} - \kappa)e^{-\kappa J}} \end{cases}, \quad (12)$$

$$\text{где } J = \int_0^{x_f} f_1 \langle \sigma v \rangle dx = \frac{1.3 \cdot 10^{12}}{S_6 \left(1 - \frac{\ln S_6}{30}\right)}.$$

$m_U, \text{TeV}$	$\kappa, 10^{-14}$	$r_U, 10^{-13}$	$r_{\bar{U}}, 10^{-13}$
2	1,80	7,72	7,90
1,9	1,89	7,34	7,53
1,8	2,00	6,95	7,15
1,7	2,11	6,57	6,78
1,6	2,25	6,18	6,41
1,5	2,40	5,79	6,03
1,4	2,57	5,40	5,66
1,3	2,76	5,01	5,29
1,2	3,00	4,62	4,92
1,1	3,27	4,22	4,55
1	3,60	3,82	4,18
0,9	4,00	3,41	3,81
0,8	4,50	3,00	3,45
0,7	5,14	2,58	3,09
0,6	6,00	2,15	2,75
0,5	7,20	1,70	2,42
0,4	9,00	1,24	2,14
0,3	12,00	0,74	1,94
0,2	18,00	0,25	2,05

Таблица 1: Численные значения для концентраций при разных массах U кварка на «первой стадии»

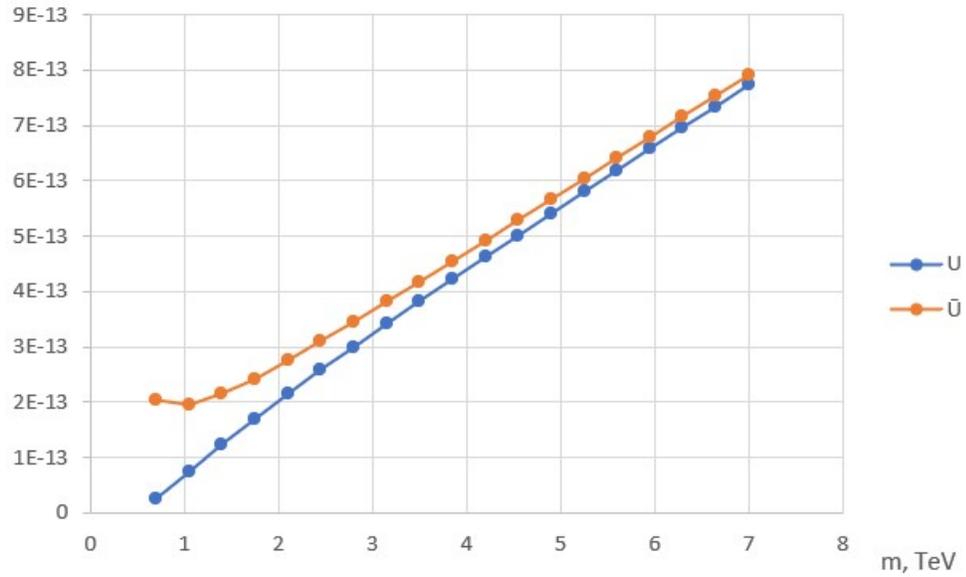


Рис. 1: График зависимости  $r_U$  и  $r_{\bar{U}}$  от  $m_U$

## 2.2 $T \sim \alpha_c^2 m_U$ ( $T \approx I_U \approx \frac{\alpha_c^2 m_U}{4} = 15 S_6 GeV$ )

На этой стадии начинается объединение отдельных кварков в результате сильного взаимодействия. Сначала рассмотрим их объединение в кварконий:

$$\begin{aligned} U + \bar{U} &\rightarrow U\bar{U} + g \\ U\bar{U} &\rightarrow gg \end{aligned}$$

Время жизни кваркония вычисляется аналогично времени жизни позитрония:  $\tau_0 = \frac{2}{m_U \alpha^5}$  и  $\tau_1 = \frac{2}{m_U \alpha^5} \cdot \frac{9\pi}{4(\pi^2 - 9)\alpha} \approx 10^2 \tau_0$  при  $\alpha = 0.1$  ( $\tau_0$  — время жизни паракваркония(S=0),  $\tau_1$  — время жизни ортокваркония(S=1))

$$R = n \langle \sigma v \rangle \sim g_S T^3 * \frac{\alpha^2}{m_U^2} \approx g_s \frac{\alpha^8 m_U}{64}; \quad t \sim \frac{1}{R}, \quad g_S = 16 \Rightarrow t \sim \frac{4}{\alpha^8 m_U} \approx 2000 \tau_0$$

Видно, что время жизни такого состояния много меньше времени протекания обратной реакции, поэтому ею в расчетах можно пренебречь.

Далее так же, как и ранее, находим концентарции по завершении процесса:

$$\begin{cases} \frac{dn_U}{dt} + 3Hn_U = -\langle \sigma v \rangle n_U n_{\bar{U}} \\ \frac{dn_{\bar{U}}}{dt} + 3Hn_U = -\langle \sigma v \rangle n_U n_{\bar{U}} \end{cases} \quad (13)$$

Замена:  $x = \frac{T}{I_U}$ ;  $T_f \sim I_U \Rightarrow x_f \sim 1$ ;

$$\begin{cases} \frac{dr_+}{dx} = f_1 \langle \sigma v \rangle (r_+ r_-) \\ \frac{dr_-}{dx} = f_1 \langle \sigma v \rangle (r_+ r_-) \end{cases}, \quad f_1 = \frac{s}{Hx} = \sqrt{\frac{\pi g_s^2}{45 g_\epsilon}} m_{Pl} I_U \quad (14)$$

В результате получается:

$$\begin{cases} r_+(x \approx 0) = \frac{\kappa r_{+f}}{(\kappa + r_{+f}) e^{\kappa J} - r_{+f}} \\ r_-(x \approx 0) = \frac{\kappa r_{-f}}{r_{-f} - (r_{-f} - \kappa) e^{-\kappa J}} \end{cases}, \quad f_1 = \frac{s}{Hx} = \sqrt{\frac{\pi g_s^2}{45 g_\epsilon}} m_{Pl} I_U \quad (15)$$

где  $J = \int_0^{x_f} f_1 \langle \sigma v \rangle dx = \frac{10^{14}}{S_6}$

$m_U, TeV$	$r_U, 10^{-14}$	$r_{\bar{U}}, 10^{-14}$
2	1,20	3,00
1,9	1,08	2,98
1,8	0,96	2,96
1,7	0,83	2,95
1,6	0,71	2,96
1,5	0,59	2,99
1,4	0,47	3,04
1,3	0,36	3,13
1,2	0,25	3,25
1,1	0,16	3,44
1	$9,66 \cdot 10^{-2}$	3,69
0,9	$4,49 \cdot 10^{-2}$	4,04
0,8	$1,52 \cdot 10^{-2}$	4,51
0,7	$3,0 \cdot 10^{-3}$	5,14
0,6	$2,41 \cdot 10^{-4}$	6,00
0,5	$3,38 \cdot 10^{-6}$	7,20
0,4	$1,17 \cdot 10^{-9}$	9,00
0,3	$3,24 \cdot 10^{-17}$	12,00
0,2	$5,70 \cdot 10^{-39}$	18,00

Таблица 2: Численные значения для концентраций при разных массах U кварка на «второй стадии»

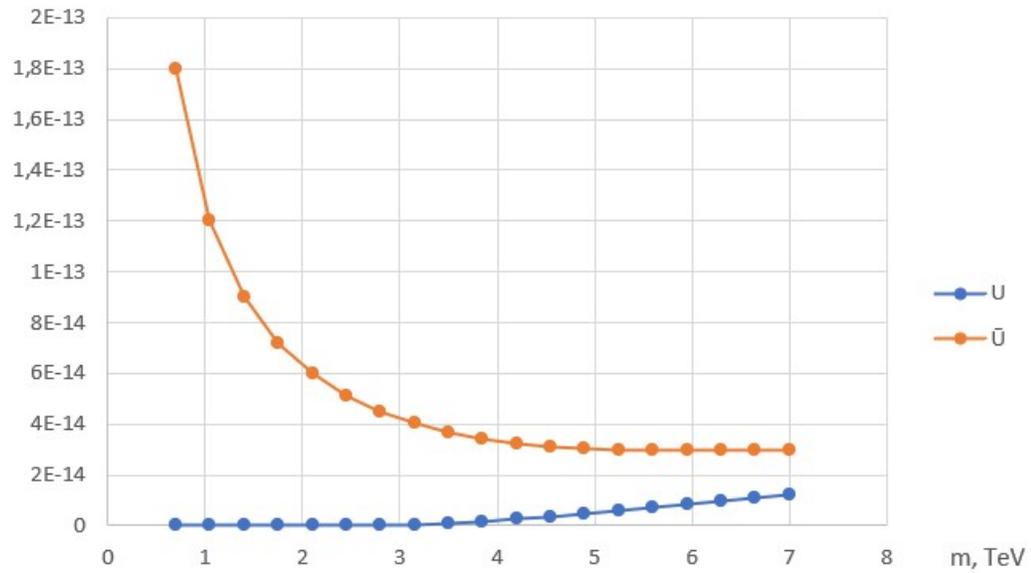


Рис. 2: Зависимость  $r_U$  и  $r_{\bar{U}}$  от  $S_6$

## Заклучение

В ходе работы освоены методы расчета конентраций кварков на ранних стадиях эволюции Вселенной (в частности на RD-стадии), рассчитаны и построены графики зависимости конентраций кварков от их массы.

В дальнейшем планируется завершить оценки для второй и последующих стадий вплоть до конфайнмента.

## Список использованных источников

1. *Glashow S. L.* A Sinister extension of the standard model to  $SU(3) \times SU(2) \times SU(2) \times U(1)$  // 11th International Workshop on Neutrino Telescopes. — 04.2005. — С. 539–547. — arXiv: [hep-ph/0504287](#).
2. *Fargion D., Khlopov M.* Tera-leptons' shadows over Sinister Universe // Grav. Cosmol. — 2013. — Т. 19. — С. 219–231. — arXiv: [hep-ph/0507087](#).
3. *Khlopov M. Y.* Composite dark matter from 4th generation // Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 2006. — Т. 83. — С. 3–6. — arXiv: [astro-ph/0511796](#).
4. *Belotsky K., Khlopov M., Shibaev K.* Stable quarks of the 4th family? — 2008. — Июнь. — arXiv: [0806.1067](#) [[astro-ph](#)].