

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 Зарядово-асимметричные модели стабильных кварков</b>	<b>3</b>
1.1 Проблема избытка положительного заряда . . . . .	3
1.2 Избыток отрицательного заряда и темные атомы . . . . .	3
<b>2 Закалка тяжелых кварков и их кластеризация</b>	<b>5</b>
2.1 Закалка тяжелых кварков в зарядово-асимметричном случае . . . . .	5
2.2 Кластеризация тяжелых кварков в зарядово-асимметричном случае. Вариант 1 . . . . .	7
2.3 Кластеризация тяжелых кварков в зарядово-асимметричном случае. Вариант 2 . . . . .	12
<b>Заключение</b>	<b>16</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>17</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 Зарядово-асимметричные модели стабильных кварков

### 1.1 Проблема избытка 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 и темные атомы

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 Закалка тяжелых кварков и их кластеризация

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 Закалка тяжелых кварков в зарядово-асимметричном случае

На данном этапе температура лежит в следующих пределах:  $100S_6 GeV = \frac{1}{20}m_U < T < m_U = 3.5S_6 TeV$ . При таких температурах (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:

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

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

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

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:

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

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

$m_U, TeV$	$\kappa, 10^{-14}$	$r_U, 10^{-13}$	$r_{\bar{U}}, 10^{-13}$
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 этапе заалки

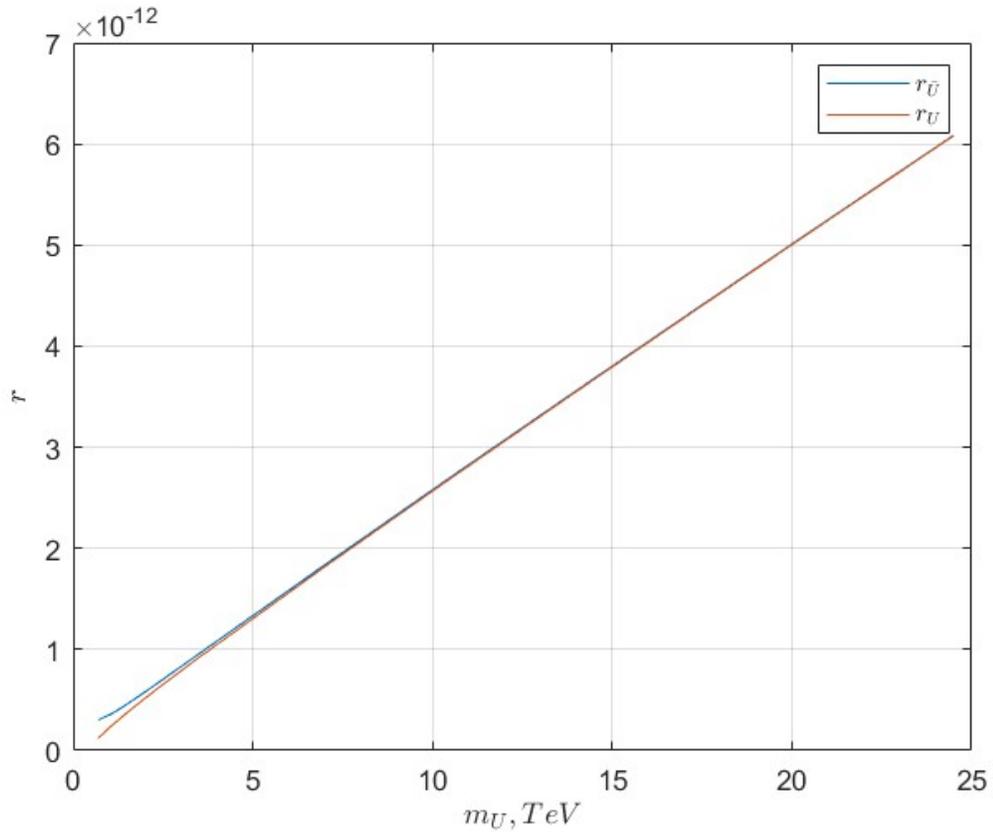


Рис. 1: График зависимости  $r_U$  и  $r_{\bar{U}}$  от  $m_U$

## 2.2 Кластеризация тяжелых кварков в зарядово-асимметричном случае. Вариант 1

На этой стадии температура лежит в следующих пределах:  $0.5S_6 GeV < T < I_U \approx \frac{\alpha_c^2 m_U}{4} = 15S_6 GeV$ . При таких условиях начинается объединение отдельных кварков в результате сильного взаимодействия. Сначала рассмотрим их объединение в кварконий  $U\bar{U}$ :

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

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 орто-кваркония(S=1))

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

Видно, что время жизни такого состояния много меньше времени протекания обратной реакции, поэтому его в расчетах можно пренебречь, а концентрацию  $U\bar{U}$  считать равной нулю.

Концентрации остальных соединений взаимосвязаны, поэтому процессы с их участием надо рассматривать в связке:



Здесь в нулевом приближении считаем, что для всех реакций объединения кварков в связанные системы сечения одинаковы и равны:

$$\langle\sigma v\rangle = \pi \left(\frac{m}{T}\right)^{0.9} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \quad (13)$$

Реакцию разрушения дикварков можно рассматривать как процесс ионизации, поэтому сечение возьмем по аналогии с сечением фотоионизации атома водорода. Используем полуклассическую формулу для водородоподобных систем[5]:

$$\langle\sigma v\rangle_{UU+g} = \frac{64\pi^4 \cdot m_e e^{10} z^4}{3\sqrt{3} \cdot ch^6 \nu^3 n^5} \quad (14)$$

После некоторых преобразований (замена массы электрона на массу кварка, переход от электромагнитного взаимодействия к сильному) получаем:

$$\langle\sigma v\rangle_{UU+g} = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \cdot \alpha^5 m_U \int_{m_U}^{\infty} \frac{1/E^3 dE}{\exp(E/T) - 1} \quad (15)$$

Таким образом, уравнения для  $r(T)$  выглядят следующим образом:

$$\left\{ \begin{aligned}
\frac{dr_U}{dT} &= -\frac{\pi \cdot s}{HT} \left(\frac{m}{T}\right)^{9/10} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \left( -r_U^2 + \frac{64\pi^3\alpha^3}{3\sqrt{3}} m^{2.1} \cdot T^{0.9} \int_{m_U}^{\infty} \frac{1/E^3 dE}{\exp(E/T) - 1} r_{UU} r_g - r_U r_{\bar{U}} - \frac{r_U r_{UU}}{1.5^{1.1}} \right. \\
&\quad \left. - \frac{r_U r_{\bar{U}\bar{U}}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_U r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{2^{1.1}} + \frac{r_{UU} r_{\bar{U}}}{1.5^{1.1}} + \frac{r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}}}{2.5^{1.1}} \right) \\
\frac{dr_{UU}}{dT} &= -\frac{\pi \cdot s}{HT} \left(\frac{m}{T}\right)^{9/10} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \left( r_U^2 - \frac{64\pi^3\alpha^3}{3\sqrt{3}} m^{2.1} \cdot T^{0.9} \int_{m_U}^{\infty} \frac{1/E^3 dE}{\exp(E/T) - 1} r_{UU} r_g - \frac{r_U r_{UU}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{UU} r_{\bar{U}}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}}}{2^{1.1}} \right. \\
&\quad \left. + \frac{r_{UUU} r_{\bar{U}}}{2^{1.1}} - \frac{r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{2.5^{1.1}} \right) \\
\frac{dr_{UUU}}{dT} &= -\frac{\pi \cdot s}{HT} \left(\frac{m}{T}\right)^{9/10} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \left( \frac{r_U r_{UU}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{UUU} r_{\bar{U}}}{2^{1.1}} - \frac{r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}}}{2.5^{1.1}} - \frac{r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{3^{1.1}} \right) \\
\frac{dr_{\bar{U}}}{dT} &= -\frac{\pi \cdot s}{HT} \left(\frac{m}{T}\right)^{9/10} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \left( -r_{\bar{U}}^2 + \frac{64\pi^3\alpha^3}{3\sqrt{3}} m^{2.1} \cdot T^{0.9} \int_{m_U}^{\infty} \frac{1/E^3 dE}{\exp(E/T) - 1} r_{\bar{U}\bar{U}} r_g - r_U r_{\bar{U}} - \frac{r_{\bar{U}} r_{\bar{U}\bar{U}}}{1.5^{1.1}} \right. \\
&\quad \left. - \frac{r_{\bar{U}} r_{UU}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{\bar{U}} r_{UUU}}{2^{1.1}} + \frac{r_{\bar{U}\bar{U}} r_U}{1.5^{1.1}} + \frac{r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_{UU}}{2.5^{1.1}} \right) \\
\frac{dr_{\bar{U}\bar{U}}}{dT} &= -\frac{\pi \cdot s}{HT} \left(\frac{m}{T}\right)^{9/10} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \left( r_{\bar{U}}^2 - \frac{64\pi^3\alpha^3}{3\sqrt{3}} m^{2.1} \cdot T^{0.9} \int_{m_U}^{\infty} \frac{1/E^3 dE}{\exp(E/T) - 1} r_{\bar{U}\bar{U}} r_g - \frac{r_{\bar{U}} r_{\bar{U}\bar{U}}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_U r_{\bar{U}\bar{U}}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}}}{2^{1.1}} \right. \\
&\quad \left. + \frac{r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_U}{2^{1.1}} - \frac{r_{\bar{U}\bar{U}} r_{UUU}}{2.5^{1.1}} \right) \\
\frac{dr_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{dT} &= -\frac{\pi \cdot s}{HT} \left(\frac{m}{T}\right)^{9/10} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \left( \frac{r_{\bar{U}} r_{\bar{U}\bar{U}}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_U}{2^{1.1}} - \frac{r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_{UU}}{2.5^{1.1}} - \frac{r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{3^{1.1}} \right)
\end{aligned} \right.$$

Решение данной системы получено численно при помощи пакета Matlab.

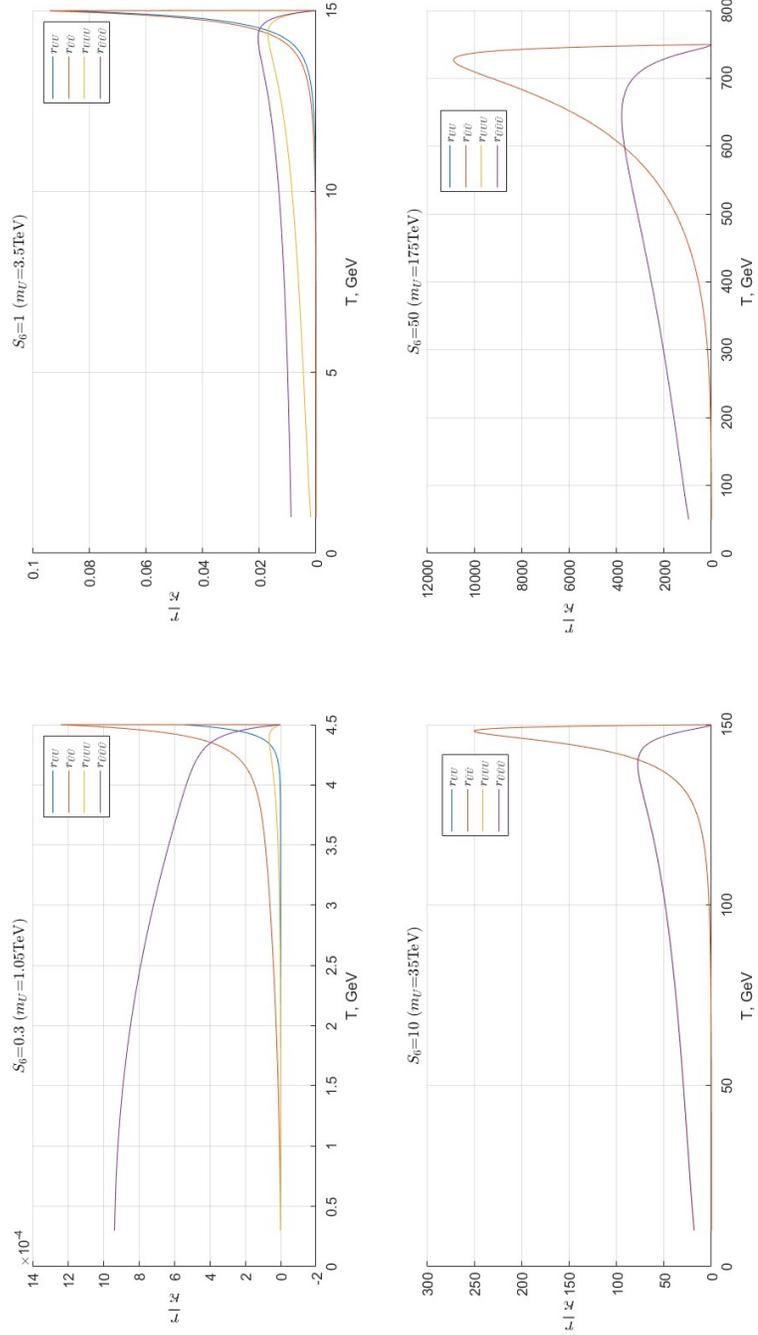


Рис. 2: График зависимости  $\frac{r}{\kappa}$  от  $m_U(r_U, r_{\bar{U}}, r_{UU}, r_{\bar{U}\bar{U}})$

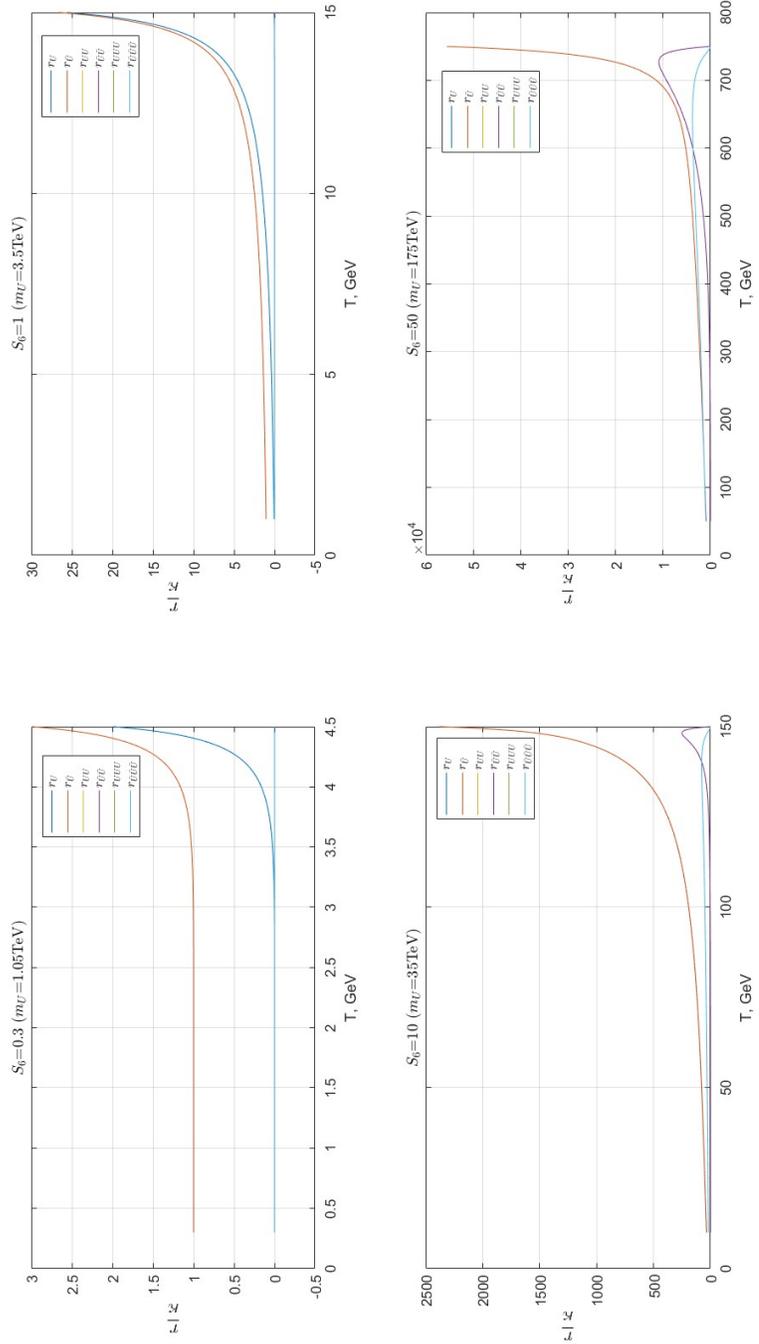


Рис. 3: График зависимости  $\frac{r}{\kappa}$  от  $m_U(r_U, r_D, r_{UU}, r_{DD}, r_{UD}, r_{DU})$

$m_U, TeV$	$r_U$	$r_{\bar{U}}$	$r_{UU}$	$r_{\bar{U}\bar{U}}$	$r_{UUU}$	$r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}$
0.7	9.5e-22	1.7e-13	2.6e-23	8.4e-20	1.5e-28	2.4e-16
1.4	6.8e-21	8.9e-14	2.6e-23	4.2e-20	5.8e-21	9.8e-17
2.1	2.1e-17	5.9e-14	5.2e-22	2.8e-20	1.8e-18	1.3e-16
2.8	5.1e-16	4.5e-14	5.8e-22	2.2e-20	1.9e-17	2.1e-16
3.5	2.1e-15	3.7e-14	3.7e-22	2.0e-20	6.7e-17	3.1e-16
10	3.2e-14	4.3e-14	4.3e-20	7.5e-20	3.5e-15	4.1e-15
14	4.5e-14	5.3e-14	1.2e-19	1.6e-19	7.8e-15	8.5e-15
21	7.2e-14	7.7e-14	4.7e-19	5.2e-19	2.1e-14	2.2e-14
31	1.1e-13	1.1e-13	1.7e-18	1.8e-18	5.2e-14	5.3e-14
70	2.4e-13	2.5e-13	2.2e-17	2.2e-17	2.0e-13	2.0e-13
105	3.7e-13	3.7e-13	8.1e-17	8.1e-17	3.6e-13	3.6e-13

Таблица 2: Численные значения для концентраций при разных массах U кварка на этапе кластеризации

Видно, что концентрация  $UU(\bar{U}\bar{U})$  убывает гораздо быстрее, чем  $U(\bar{U})$  или  $UUU(\bar{U}\bar{U}\bar{U})$ . Это означает, что соединения типа  $UUu$  или  $Uuu$  будут формироваться в очень маленьком количестве, что не позволит их обнаружить в современном веществе.

## 2.3 Кластеризация тяжелых кварков в зарядово-асимметричном случае. Вариант 2

Все рассуждения, приведенные в начале предыдущего пункта, остаются верными, однако формулы, описывающие сечения взаимодействий, оказываются не совсем правильными.

Во-первых, сечение ионизации: использование полуклассической формулы Крамерса дает хороший результат только при температурах много меньше энергии связи системы. Гораздо более точный результат в достаточно широком диапазоне дает следующая формула:

$$\langle \sigma v \rangle_{ion} = \int_I^{\text{inf}} \left( \frac{d\langle \sigma v \rangle_1}{dE_g} + \frac{d\langle \sigma v \rangle_2}{dE_g} \right) \frac{dE_g}{\exp(E_g/T) - 1}, \quad (16)$$

где  $\langle \sigma v \rangle_1$  и  $\langle \sigma v \rangle_2$  определяются следующим образом[6]:

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_1 &= \frac{\pi \alpha}{(m_q E_g)} \frac{2^{4l} l^2 (n+1)! \{(1+\eta^2) \dots [(l-1)^2 + \eta^2]\}}{3 (2l+1)!(2l-1)!(n-l-1)!} \\ &\times \frac{\exp[-4\eta \cot \rho^{-1}]}{1 - e^{-2\pi\eta}} \frac{\rho^{2l+2}}{(1+\rho^2)^{2n-2}} \times [G_l(l, l+1-n, \eta, \rho) - \frac{1}{(1+\rho^2)^2} G_l(l, l-1-n, \eta, \rho)]^2 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_2 &= \frac{\pi \alpha}{(m_q E_g)} \frac{2^{4l+6}}{3} \frac{(l+1)^2 (n+1)! \{(1+\eta^2) \dots [(l+1)^2 + \eta^2]\}}{(2l+1)(2l+1)!(2l+21)!(n-l-1)![(l+1)^2 + \eta^2]} \\ &\times \frac{\exp[-4\eta \cot \rho^{-1}]}{1 - e^{-2\pi\eta}} \frac{\rho^{2l+4}\eta^2}{(1+\rho^2)^{2n}} \times [(l+1-n)G_{l+1}(l, l+1-n, \eta, \rho) - \frac{l+1+n}{1+\rho^2} G_{l+1}(l, l-n, \eta, \rho)]^2 \end{aligned} \quad (18)$$

Использованные обозначения:

$$G_l(-m, \eta, \rho) = \sum_{s=0}^{2m} b_s \rho^s; \quad \eta = \sqrt{\frac{I}{E_g - I}}; \quad \rho = \eta/n$$

Во-вторых, использованное выше формула хорошо описывает процесс при  $T \ll m\alpha^{20/7} = 4,9 S_6 GeV$ . В свою очередь, следующая формула хорошо описывает процесс в достаточно большом диапазоне энергий, в т.ч. и при больших энергиях[7]:

$$\sigma_{rec} = \frac{2^8 \pi^2}{3} \frac{\eta^6 e^{4\eta \arctan(1/\eta)}}{(1 - e^{-2\pi\eta})(\eta^2 + 1)^2 \mu} \frac{\alpha 1.202 + 0.5782 \ln \eta^2 + 1 + 0.2148 \ln \eta^2 + 1^2}{1 + 0.3425 \ln \eta^2 + 1}. \quad (19)$$

Таким образом, получаем систему уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dr_U}{dT} &= -\frac{s}{HT} \left( -\langle \sigma v \rangle_{rec11} r_U^2 + \langle \sigma v \rangle_{ion} r_{UU} r_g - \langle \sigma v \rangle_{rec11} r_U r_{\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_U r_{UU} \right. \\ &\quad \left. - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_U r_{\bar{U}\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec13} r_U r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} + \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{UU} r_{\bar{U}} + \langle \sigma v \rangle_{rec23} r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}} \right) \\ \frac{dr_{UU}}{dT} &= -\frac{s}{HT} \left( \langle \sigma v \rangle_{rec11} r_U^2 - \langle \sigma v \rangle_{ion} r_{UU} r_g - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_U r_{UU} - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{UU} r_{\bar{U}} \right. \\ &\quad \left. - \langle \sigma v \rangle_{rec22} r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}} + \langle \sigma v \rangle_{rec13} r_{UU} r_{\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec23} r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}} \right) \\ \frac{dr_{UUU}}{dT} &= -\frac{s}{HT} \left( \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_U r_{UU} - \langle \sigma v \rangle_{rec13} r_{UUU} r_{\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec23} r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec33} r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \right) \\ \frac{dr_{\bar{U}}}{dT} &= -\frac{s}{HT} \left( -\langle \sigma v \rangle_{rec11} r_{\bar{U}}^2 + \langle \sigma v \rangle_{ion} r_{\bar{U}\bar{U}} r_g - \langle \sigma v \rangle_{rec11} r_U r_{\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{\bar{U}} r_{\bar{U}\bar{U}} \right. \\ &\quad \left. - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{\bar{U}} r_{UU} - \langle \sigma v \rangle_{rec13} r_{\bar{U}} r_{UUU} + \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{\bar{U}\bar{U}} r_U + \langle \sigma v \rangle_{rec23} r_{\bar{U}\bar{U}} r_{UU} \right) \\ \frac{dr_{\bar{U}\bar{U}}}{dT} &= -\frac{s}{HT} \left( \langle \sigma v \rangle_{rec11} r_{\bar{U}}^2 - \langle \sigma v \rangle_{ion} r_{\bar{U}\bar{U}} r_g - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{\bar{U}} r_{\bar{U}\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_U r_{\bar{U}\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec22} r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}} \right. \\ &\quad \left. + \langle \sigma v \rangle_{rec13} r_{\bar{U}\bar{U}} r_U - \langle \sigma v \rangle_{rec23} r_{\bar{U}\bar{U}} r_{UUU} \right) \\ \frac{dr_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{dT} &= -\frac{s}{HT} \left( \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{\bar{U}} r_{\bar{U}\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec13} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_U - \langle \sigma v \rangle_{rec23} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_{UU} - \langle \sigma v \rangle_{rec33} r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \right) \end{aligned} \right.$$

Решение данной системы получено численно при помощи пакета Matlab.

При больших значениях  $S_6$  подавление тяжелых кварков не так эффективно по сравнению с первым вариантом. При малых же значениях наоборот - подавление эффективнее по сравнению с первым вариантом.

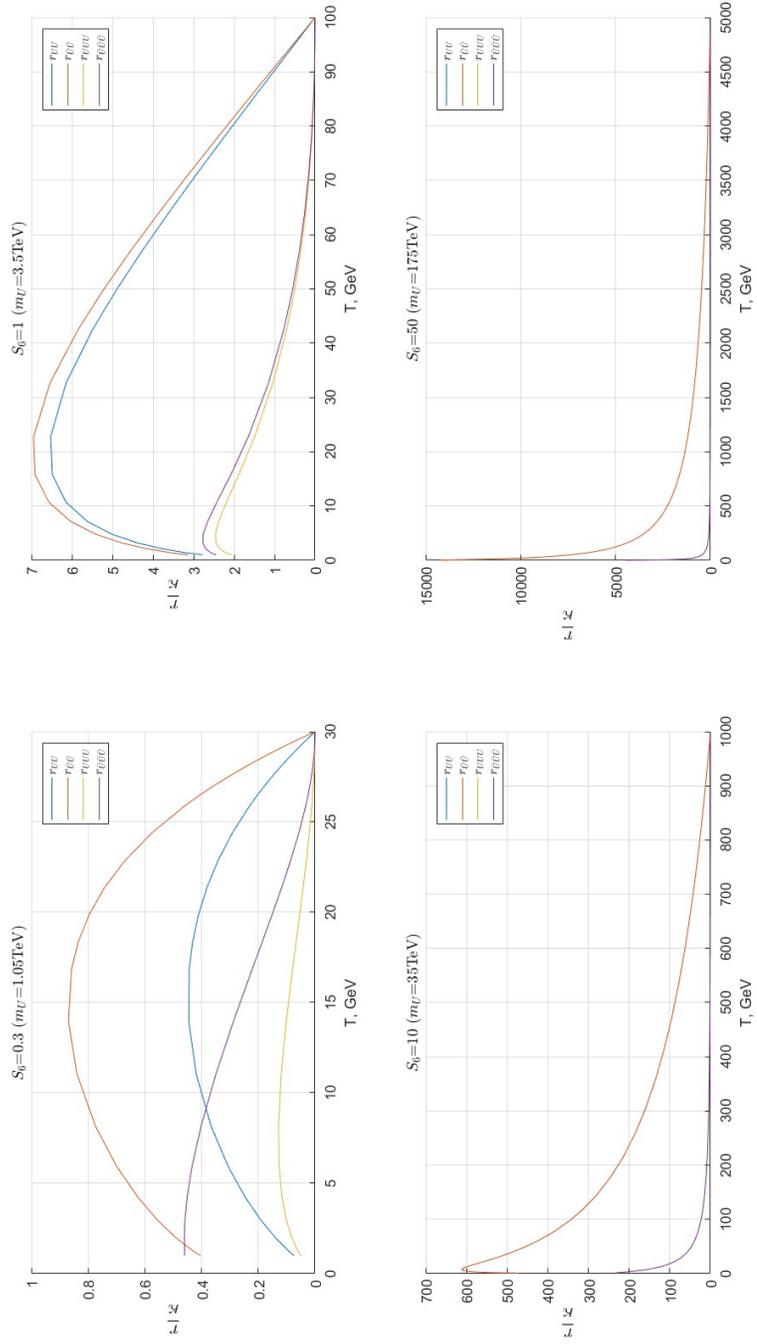


Рис. 4: График зависимости  $\frac{r}{\kappa}$  от  $m_U(r_U, r_{\bar{U}}, r_{UU}, r_{U\bar{U}})$

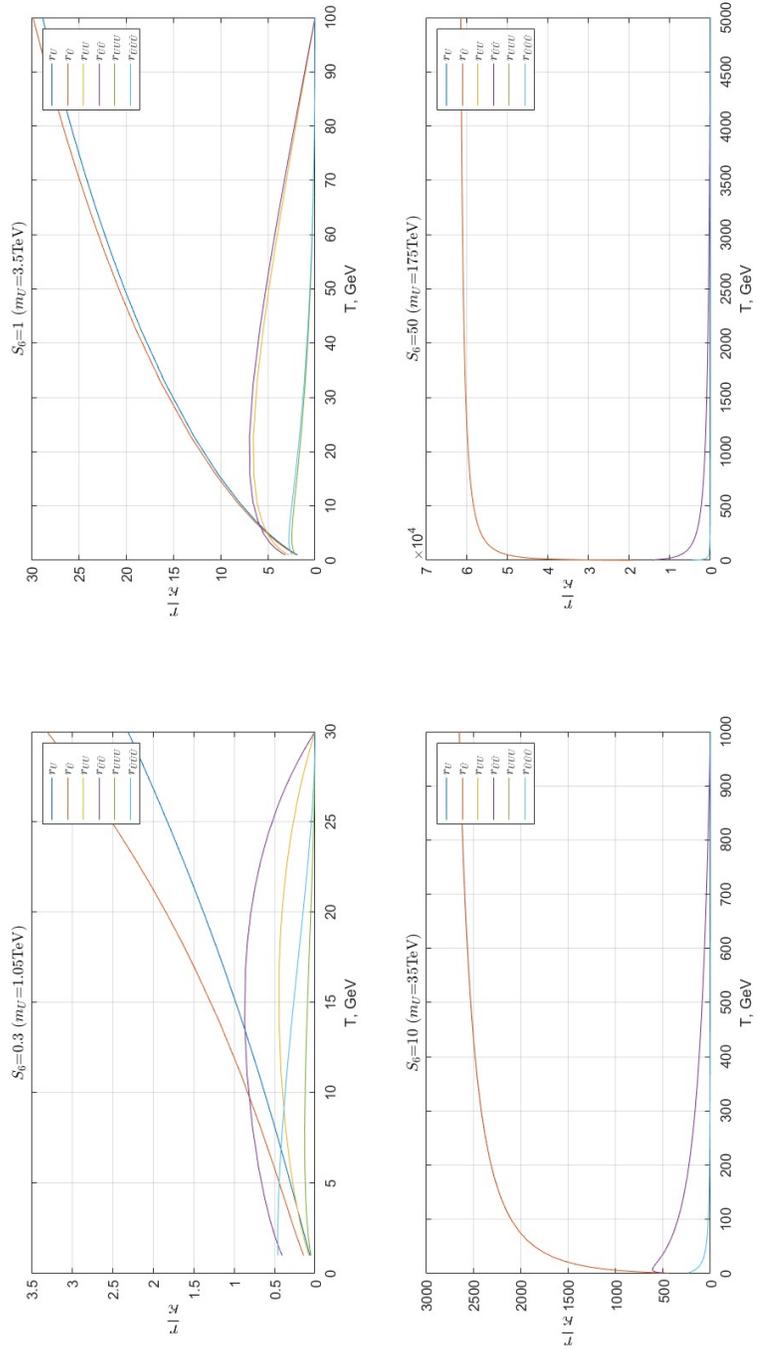


Рис. 5: График зависимости  $\frac{r}{\kappa}$  от  $m_U$  ( $r_U, r_D, r_{UU}, r_{UD}, r_{UUU}, r_{UUD}, r_{UUUU}, r_{UUUUU}$ )

## Заключение

В ходе работы освоены методы расчета конентраций кварков на ранних стадиях эволюции Вселенной (в частности на RD-стадии), рассчитаны в двух разных приближениях и построены графики зависимости конентраций тяжелых кварков от их массы вплоть до момента начала их объединения с легкими кварками.

В дальнейшем планируется рассмотреть дальнейшую эволюцию: формирование устойчивых систем из тяжелых и легких кварков и их предполагаемые концентрации в нашей Вселенной, а также попытаться найти эффективные возможности подавления концентраций тяжелых кварков по сравнению с легкими.

## 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](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0511796).
4. *Belotsky K., Khlopov M., Shibaev K.* Stable quarks of the 4th family? — 2008. — Июнь. — arXiv: [0806.1067](https://arxiv.org/abs/0806.1067) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
5. *Lochte-Holtgreven W.* “Plasma Diagnostics”. — 1968.
6. *Karzas W. J., Latter R.* Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field. // . — 1961. — Май. — Т. 6. — С. 167.
7. *Kotelnikov I. A., Milstein A. I.* Electron radiative recombination with a hydrogen-like ion // Physica Scripta. — 2019. — Март. — Т. 94, № 5. — С. 055403. — URL: <https://doi.org/10.1088%2F1402-4896%2F060a>.