

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ»

УДК 53.01

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ СТУДЕНТА
**ТРЕХЧАСТИЧНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ЧАСТИЦ СКРЫТОЙ
МАССЫ**

Научный руководитель _____ К. М. Белоцкий

Выполнил _____ Д. С. Калашников

Москва 2023

Содержание

Содержание	1
1 Введение	2
1.1 Самовзаимодействующая скрытая масса	2
1.2 Рекомбинация	3
1.3 Трехчастичная рекомбинация	4
2 Расчет концентрации	5
3 Результаты	8
4 Заключение	10
Список использованных источников	11

1 Введение

В настоящей работе проводилось исследование влияния трехчастичной рекомбинации на относительную плотность самовзаимодействующей скрытой массы.

1.1 Самовзаимодействующая скрытая масса

В современной стандартной космологической модели Λ CDM Вселенная заполнена барионной материей, темной энергией и холодной невзаимодействующей скрытой массой (CDM).

Выводы, получаемые с использованием CDM хорошо согласуются с наблюдениями: она предсказывает реликтовое излучение, объясняет крупномасштабную структуру Вселенной, предсказывает концентрации водорода и гелия и барион. Но существует ряд расхождений между предсказаниями Λ CDM и наблюдениями. В данной работе мы сосредоточим внимание на двух из них, проявляющихся на масштабах отдельных галактик:

1. Различие в плотности темной материи в гало [1];
2. Различие в количестве карликовых галактик [2].

Для объяснения причин расхождения рассматриваются различные расширения Λ CDM модели. Возможным расширением является добавление самовзаимодействующей скрытой массы (SIDM) [3]. Самовзаимодействие может быть введено разными способами: как упругое рассеяние, кулоновское отталкивание или притяжение, взаимодействие Юкавы и т.д. Частицы CDM имеют слишком короткую длину свободного пробега в эпоху формирования галактик, и поэтому они образуют слишком плотные и слишком многочисленные структуры по сравнению с наблюдаемыми.

Наличие самовзаимодействия приводит к обмену энергией и моментом между частицами скрытой массы, что позволяет компенсировать различие плотностного профиля гало, сделать внутреннюю часть гало более симметричной [4].

Множество работ [5–7] показывают, что количество карликовых галактик в космологическом моделировании с SIDM также согласуется с наблюдениями.

Если ограничить силу взаимодействия, то процессы связанные с SIDM не влияют, на крупномасштабную структуру Вселенной, но позволяют решить проблемы описанные выше.

1.2 Рекомбинация

Рекомбинация – процесс перехода свободного электрона в связанное состояние в поле водородоподобного ядра.

В текущей задаче, мы рассматриваем модель SIDM, в которой есть кулоновское темное взаимодействие и два сорта частиц: a – темный электрон, b – темный протон, заряженные темным зарядом (далее u -заряд, u -взаимодействие, u -протон, u -электрон). Если с помощью процесса рекомбинации, существует возможность создать стабильное связанное состояние, то количество связанных и несвязанных u -частиц будет сильно влиять на период формирования крупномасштабной структуры, динамику DM [8–10].

В физике плазмы существуют различные способы рекомбинации частиц [11]:

1. радиационная рекомбинация $b^+ + a \rightarrow b' + h\nu$;
2. диэлектронная рекомбинация $b^+ + a \rightarrow b'' \rightarrow b' + h\nu$ или $\rightarrow b^+ + a$;
3. трехчастичная рекомбинация $b^+ + a + X \rightarrow b + X$.

В большей части работ, связанных с рекомбинацией в космологии используют только радиационную рекомбинацию Крамерса [12], сечение которой задается формулой (1):

$$\sigma_{\text{к}} = \frac{32\pi}{3\sqrt{3}} \frac{\alpha^3 \ln(v^{-1})}{\mu^2 v^2}, \quad (1)$$

где α – постоянная тонкой структуры, μ – приведенная масса системы, v – начальная относительная скорость.

В физике плазмы трехчастичные процессы начинают доминировать над остальными при высокой плотности плазмы. Именно в таких условиях находится плазма в ранней Вселенной.

1.3 Трехчастичная рекомбинация

Трехчастичная рекомбинация – это процесс, при котором вблизи положительного иона происходит столкновение (взаимодействие) электрона с третьей частицей (в нашем случае нейтрального атома), после которого электрон теряет часть энергии и образует связанное состояние с ионом.

Вывод формул для трехчастичной рекомбинации был получен Питаевским в работе [13]. В данной работе производится расчёт коэффициента электрон-ионной рекомбинации β :

$$\beta = \frac{32\sqrt{2\pi} m_a^{1/2} e^6 \sigma}{3 T^{5/2} m_b} n, \quad (2)$$

где m_a, m_b – массы соответствующих частиц, e заряд, T – температура плазмы, σ – полное сечение рассеяния электрона, n – концентрация атомов. Данный коэффициент показывает скорость протекания реакции.

В данной работе было получено следующее ограничение на пределы применимости формулы:

$$T \ll e^2 n \sigma \sqrt{\frac{m_a}{m_b}}. \quad (3)$$

2 Расчет концентрации

В ранней Вселенной при температурах выше чем m_a процесс ионизации и рекомбинации находятся в химическом равновесии. При расширении Вселенной у-электроны и у-протоны замедлились и получили возможность образовывать связанные состояния. Данный газ становится прозрачным для у-излучения: происходит процесс оцепления у-фотонов. Положим, что отцепление произошло при температуре порядка $T_{\text{rec}} \sim \frac{m_a}{10}$.

Сразу после рекомбинации у-фотонный фон отцепляется от а и b, а также от обычной материи. Температура у-фона (T_y), изменяется как $1/a$, где a – масштабный фактор. Влияние обычной материи на у-плазму мало (т.к. мало взаимодействие), поэтому после оцепления от у-фона [8], температура газа у-частиц изменяется во времени как:

$$T_a \approx \frac{T^2}{T_{ay}}, \quad T_{ay} = 0.2 \text{ MeV} \left(\frac{m_a}{100 \text{ GeV}} \right) \frac{1/100}{\alpha_y}. \quad (4)$$

Для расчета изменения концентрации у-частиц воспользуемся уравнением Больцмана:

$$- \frac{dn_a}{dt} = \langle \sigma v \rangle n_a n_b + 3Hn_a, \quad (5)$$

где n_a , n_b – концентрация частиц а и b, $\langle \sigma v \rangle$ – скорость рекомбинации, H – параметр Хаббла. Положим, что частиц а и б одинаковое количество: $n_a = n_b = n$ и получим уравнение:

$$- \frac{dn}{dt} = \langle \sigma v \rangle n^2 + 3Hn. \quad (6)$$

В процессе эволюции Вселенная расширяется, в связи с этим концентрация в единице объема постоянно падает. Также время не является удобной переменной для отсчета масштаба в космологии, гораздо удобнее использовать масштабный фактор или температуру фотонов. Для удобства оценки мы перейдем к другим переменным:

$$r = n/s, \quad s \approx \frac{2\pi^2 g_s T^3}{45}, \quad (7)$$

где s – плотность энтропии, g_s – количество степеней свободы.

$$- dt = \frac{1}{HT} dT, \quad (8)$$

где T – температура фотонов.

Учтем также, что скорость трехчастичной рекомбинации $\langle \sigma v \rangle = \beta(T_a)$. Тогда уравнение (6) можно переписать в виде:

$$\frac{dr}{dT} = \frac{r^2 s}{HT} \beta(T_a) = \frac{32\sqrt{2\pi} r^3 s^2 m_a^{1/2} e_y^6 \sigma}{3 HT T_a^{5/2} m_b}. \quad (9)$$

Полное сечение взаимодействия электрона с нейтральным атомом $\sigma \sim e_y^4/T_a^2$. Учтем связь между температурой y -частиц и обычных фотонов (4):

$$\frac{dr}{dT} = \frac{32\sqrt{2\pi}}{3} \cdot \frac{s^2 m_a^{1/2} e_y^{10} T_{ay}^{9/2}}{H m_b} \cdot \frac{r^3}{T^{10}}. \quad (10)$$

Параметр Хаббла на RD и MD стадиях имеет следующую зависимость от температуры:

$$H(T) = \begin{cases} h_{RD} T^2 & h_{RD} = 5.5\sqrt{g_\epsilon/11}/M_{Pl} \\ h_{MD} T^{3/2} & h_{MD} = 10^{-14}/M_{Pl}^{1/2} \end{cases}. \quad (11)$$

Подставив выражение для плотности энтропии и параметра Хаббла в уравнение (10). Тогда для RD стадии:

$$\frac{dr}{dT} = \frac{32\sqrt{2\pi}}{3} \cdot \frac{(2\pi^2 g_s/45)^2 m_a^{1/2} e_y^{10} T_{ay}^{9/2}}{h_{RD} m_b} \cdot \frac{r^3}{T^6}. \quad (12)$$

Разделив переменные и проинтегрировав с начальными условиями $r(T_{\text{rec}}) = r_0$, получаем выражение для относительной плотности на RD стадии:

$$r_{RD}(T) = r_0 \cdot \left(1 + \frac{2}{5} D_{RD} r_0^2 \left(\frac{1}{T^5} - \frac{1}{T_{\text{rec}}^5} \right) \right)^{-1/2}, \quad (13)$$

$$D_{RD} = \frac{32\sqrt{2\pi}}{3} \frac{(2\pi^2 g_s/45)^2 m_a^{1/2} e_y^{10} T_{ay}^{9/2}}{h_{RD} m_b}.$$

Переход на MD стадию произошел при $T_{\text{RM}} \approx 1.2 \text{ eV}$ и $r_{\text{RM}} = r_{\text{RD}}(T_{\text{RM}})$. Тогда произведя подобные выкладки на MD стадии, получаем:

$$r_{\text{MD}}(T) = r_{\text{RM}} \cdot \left(1 + \frac{4}{9} D_{\text{MD}} r_{\text{RM}}^2 \left(\frac{1}{T^{9/2}} - \frac{1}{T_{\text{RM}}^{9/2}} \right) \right)^{-1/2}, \quad (14)$$

$$D_{\text{MD}} = \frac{32\sqrt{2\pi} (2\pi^2 g_s/45)^2 m_a^{1/2} e_y^{10} T_{ay}^{9/2}}{3 h_{\text{MD}} m_b}.$$

3 Результаты

Воспользуемся моделью SIDM, рассмотренной в статье [8] для сравнения вклада от трехчастичной рекомбинации в концентрацию у-частиц.

m_a	100 GeV
m_b	1 TeV
α_y	1/100
r_{rec}	$4.6 \cdot 10^{-13}$

Численное решение представлено на графиках (3.2) и (3.3). Следует также наложить на этот результат ограничения на пределы применимости формул (13) и (14). Их можно получить из (3), перейдя к переменным r и T :

$$\frac{r}{r_0} \gg \frac{T_{ay}^2}{T^4} \left((4\pi\alpha)^3 r_0 \sqrt{\frac{m_a}{m_b}} (2\pi^2 g_s/45) \right)^{-1}. \quad (15)$$

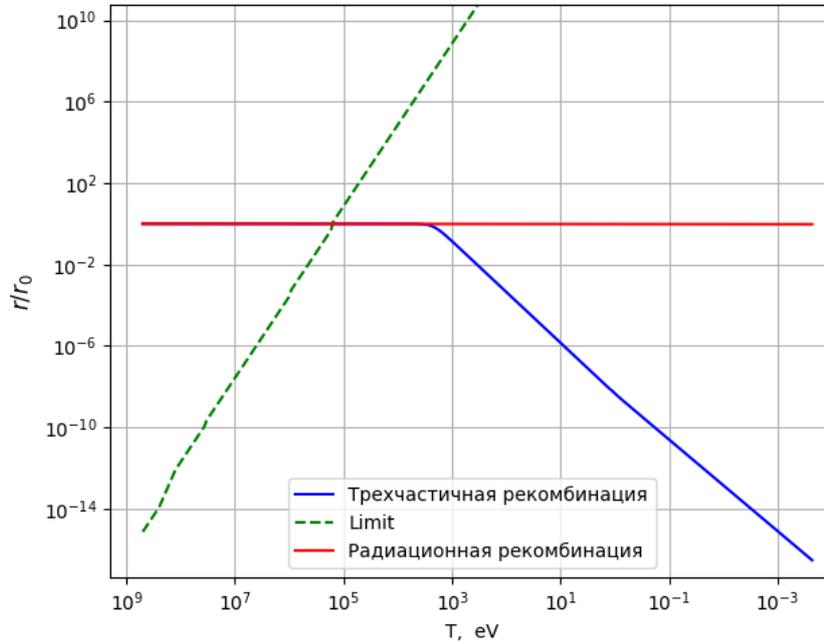


Рисунок 3.1 – График зависимости относительной плотности у-заряженных частиц скрытой массы от температуры фотонов. Область выше зеленой кривой описывает область применимости формулы трехчастичной рекомбинации. Концентрация не входит в эту область при всех температурах после рекомбинации.

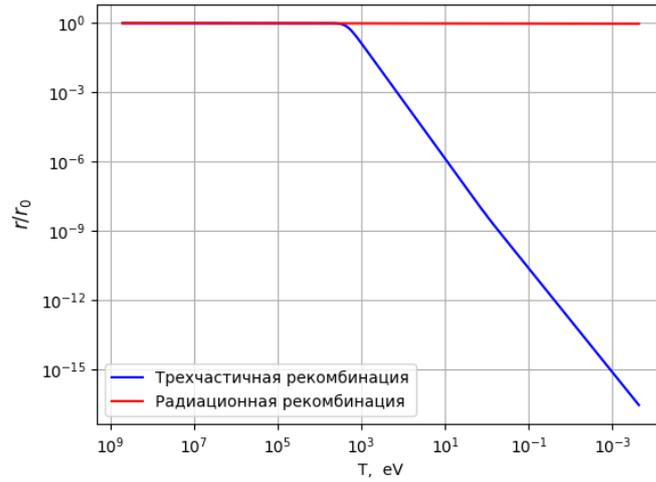


Рисунок 3.2 – График зависимости относительной плотности у-заряженных частиц скрытой массы от температуры фотонов. Трехчастичная рекомбинация приводит к тому, что почти все частицы переходят в связанное состояние к настоящему моменту.

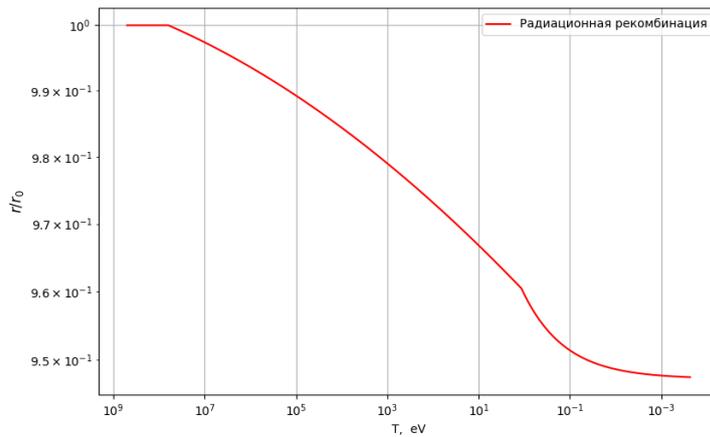


Рисунок 3.3 – График зависимости относительной плотности у-заряженных частиц скрытой массы от температуры фотонов для рекомбинации Крамерса. Примерно 5 процентов частиц прорекомбинируют за время жизни Вселенной.

4 Заключение

В данной работе проводилось исследование влияние трехчастичного процесса рекомбинации на концентрацию частиц скрытой массы. Были аналитически получены зависимости относительной плотности от температуры фотонов на разных стадиях развития Вселенной.

Трехчастичный процесс приводит к тому, что частицы быстро переходят в связанные состояния по сравнению с радиационной рекомбинацией. Но существуют жесткие ограничения на такой процесс: плотность частиц должна быть достаточно большой, чтобы подобный процесс мог происходить. В рассмотренной модели трехчастичная рекомбинация не влияет.

Данный процесс может быть применен при более сильных взаимодействиях или массах частиц.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Density Profiles and Substructure of Dark Matter Halos: Converging Results at Ultra-High Numerical Resolution / S. Ghigna [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2000. — Dec. — Vol. 544, no. 2. — P. 616–628.
2. Where Are the Missing Galactic Satellites? / А. Клыпін [и др.] // The Astrophysical Journal. — 1999. — сент. — т. 522, № 1. — с. 82–92.
3. *Spergel D. N., Steinhardt P. J.* Observational Evidence for Self-Interacting Cold Dark Matter // Phys. Rev. Lett. — 2000. — P. 3760–3763.
4. Self-interacting dark matter / B. D. Wandelt [et al.] // 4th International Symposium on Sources and Detection of Dark Matter in the Universe (DM 2000). — 2000. — P. 263–274.
5. *Rubakov V. A.* Cosmology and Dark Matter. — 2019.
6. *Randall L., Scholtz J.* Dissipative dark matter and the Andromeda plane of satellites // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2015. — P. 057–057.
7. Dissipative dark matter on FIRE-I. Structural and kinematic properties of dwarf galaxies / X. Shen [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — P. 4421–4445.
8. *Belotsky K., Esipova E., Kirillov A.* On the classical description of the recombination of dark matter particles with a Coulomb-like interaction // Physics Letters B. — 2016. — окт. — т. 761. — с. 81–86.
9. *Harling B., Petraki K.* Bound-state formation for thermal relic dark matter and unitarity // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2014. — июль. — т. 2014.

10. *Petraki K., Pearce L., Kusenko A.* Self-interacting asymmetric dark matter coupled to a light massive dark photon // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2014. — март. — т. 2014.
11. *Knyazev B.* Low Temperature Plasma and Gas Discharge. In Russian. — 05.2003.
12. *Kramers H. A.* XCIII. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum // Philosophical Magazine Series 1. — 1923. — т. 46. — с. 836—871.
13. *Pitaevskii L.* RECOMBINATION OF ELECTRONS IN A MONOATOMIC GAS // Zhur. Eksptl'. i Teoret. Fiz. — 1962. — май. — т. Vol: 42.