

Трехчастичная рекомбинация частиц скрытой массы

Защита НИРС

Студент: Калашников Д.
Науч. руководитель: Белоцкий К. М.

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"

27 января 2023 г.

Summary

- 1 Введение
- 2 Цели и задачи
- 3 Расчет уравнений Больцмана
- 4 Результаты
- 5 Ссылки

Самовзаимодействующая скрытая масса (SIDM)

Самовзаимодействующая скрытая масса - это частицы DM с каким-либо видом темнового взаимодействия: кулоновским, юкавским, упругим рассеянием и т.д.

Проблемы Λ CDM

В рамках данной Λ CDM модели не согласуются моделирование и наблюдательные данные на малых масштабах:

- Проблема каспов (Core-cusp)
- Проблема дефицита карликовых галактик
- Проблема "Too-big-to-fail"

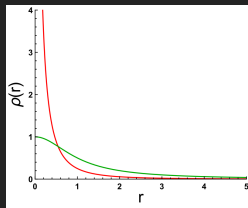


Рис. 1: Проблема каспов [de Blok 2010]

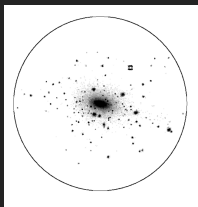


Рис. 2: Проблема дефицита карликовых галактик [Klypin 1999]

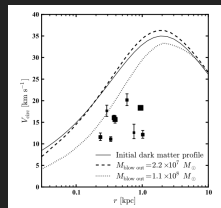


Рис. 3: Too-big-to-fail [Boylan-Kolchin 2012]

Преимущества SIDM моделей

1. решение проблем перечисленных выше
2. частицы схожи с частицами Стандартной Модели
3. возможное решение других астрофизических проблем (аномалия в космических лучах, формирование супермассивных черных дыр)

Рекомбинация в SIDM

В этой работе мы рассматриваем модель SIDM с темным кулоновским взаимодействием между частицами a и b . Частицы имеют меньшую массу и могут образовывать связанное состояние с b .



Динамические свойства SIDM критически зависят от количества рекомбинированных частиц.

Подход Крамерса и классический подход

Существуют различные механизмы радиационной рекомбинации. Подход Крамерса и классический подход к этой проблеме были изучены в работе [Belotsky 2016]. В большей части работ по SIDM рассматривается рекомбинация Крамерса, однако при особых условиях основной вклад дает трехчастичная рекомбинация.

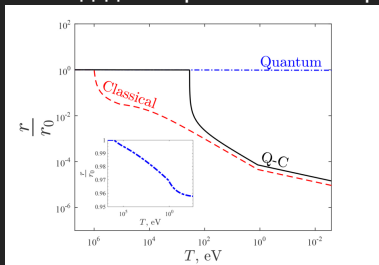


Рис. 4: Относительная плотность несвязанных u -заряженных частиц DM как функция T

Трехчастичная рекомбинация

В плазме происходят различные процессы рекомбинации. В этой работе мы рассматриваем трехчастичную рекомбинацию.

Трехчастичная рекомбинация - то процесс, при котором вблизи положительного иона происходит столкновение электрона с третьей частицей, после которого электрон теряет часть энергии и образует связанное состояние с ионом.



Скорость рекомбинации трех тел [Knyazev 2003] может быть рассчитана по данной формуле:

$$\beta(T) = \frac{2\sqrt{m_a}(4\pi\alpha_y)^5}{m_b T^{9/2}}, \quad (2)$$

где T – температура плазмы, α_y – константа у-взаимодействия.



Цель

В настоящей работе мы хотим оценить плотность несвязанных частиц DM как функцию времени в случае трехчастичной рекомбинации.

Уравнение Больцмана

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

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.

n может быть связано с остаточной плотностью r и плотностью энтропии s : $n = rs$. Космологическое время может быть связано с T : $-dt = H \frac{dT}{T}$. Таким образом, мы можем рассмотреть уравнение для $r(T)$:

$$\frac{dr_a}{dT} = \frac{r_a r_b s}{HT} \langle \sigma v \rangle. \quad (4)$$



Переход к новым переменным

Положим, что $n_a = n_b$ для электронейтральности плазмы. Тогда для трехчастичной рекомбинации имеем:

$$\frac{dr}{dT} = \frac{r^3 s^2}{HT} \cdot \frac{2\sqrt{m_a}(4\pi\alpha)^5}{m_b T_a^{9/2}}. \quad (5)$$

T_a является нерелятивистской частицей материи, поэтому мы можем предположить, что: $T_a \approx \frac{T^2 \kappa^{1/3}}{T_{ay}} = \frac{T^2}{T_o}$, где T_{ay} – температура а-у отцепления. $s = 2\pi^2 g T^3 / 45$. Тогда,

$$\frac{dr}{dT} = \left(\frac{2\pi g}{45} \right)^2 \frac{2\sqrt{m_a}(4\pi\alpha)^5 T_o^{9/2}}{m_b} \cdot \frac{r^3}{HT^4} = \frac{r^3}{HT^4} D_s. \quad (6)$$

Решение

Примем в качестве начальных условий $r(T_{rec}) = r_{rec}$. Затем мы решаем это уравнение для эпохи с преобладанием излучения (RD):

$$r_{MD}(T) = r_{rec} \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{2}{5} r_{rec}^2 D_{MD} \left(\frac{1}{T^5} - \frac{1}{T_{rec}^5} \right)}}. \quad (7)$$

Параметр D зависит от u -взаимодействия, масс темных частиц, стадии развития Вселенной.

Решение

Для эпохи доминирования материи (MD):

$$r_{\text{MD}}(T) = r_{\text{rm}} \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{4}{9} r_{\text{rm}}^2 D_{\text{MD}} \left(\frac{1}{T^{9/2}} - \frac{1}{T_{\text{rm}}^{9/2}} \right)}}. \quad (8)$$

Тестовая модель

Мы используем эти данные для изучения функции:

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

График зависимости относительной плотности γ -заряженных частиц скрытой массы от температуры фотонов.

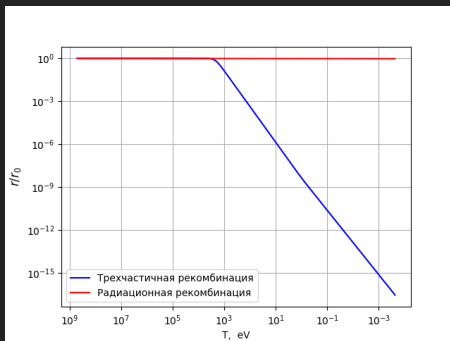


Рис. 5: Трехчастичная рекомбинация приводит к тому, что почти все частицы переходят в связанное состояние к настоящему моменту.

График зависимости относительной плотности u -заряженных частиц скрытой массы от температуры фотонов.

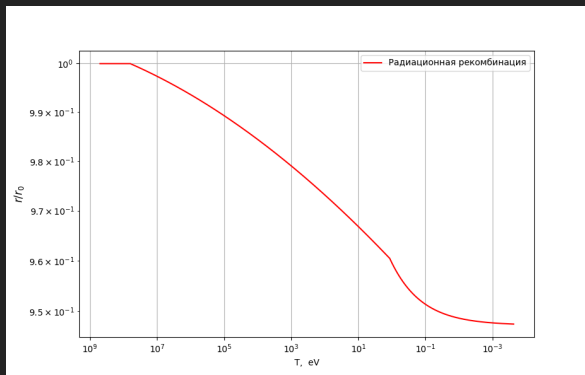


Рис. 6: Примерно 5 процентов частиц прорекомбинируют за время жизни Вселенной для рекомбинации Крамерса.

Применимость

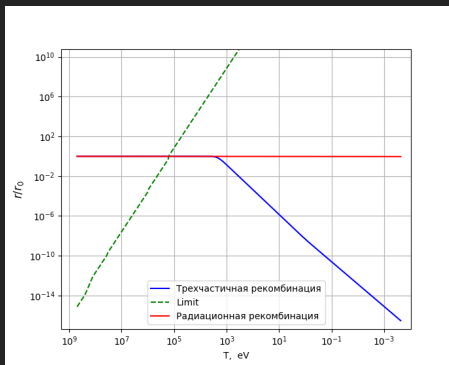


Рис. 7: Область выше зеленой кривой описывает область применимости формулы трехчастичной рекомбинации. Концентрация не входит в эту область при всех температурах после рекомбинации.

Заключение

1. Рекомбинация в холодной плазме - сложный процесс. В плазме малой плотности доминирует процесс радиационной рекомбинации.
2. 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.

Ссылки

- (1) H. A. Kramers, *Philosophical Magazine Series 1*, 1923, **46**, 836—871.
- (2) L. Pitaevskii, *Zhur. Eksptl'. i Teoret. Fiz.*, 1962, **Vol: 42**.
- (3) A. Klypin, A. V. Kravtsov, O. Valenzuela и F. Prada, *The Astrophysical Journal*, 1999, **522**, 82—92.
- (4) B. Knyazev, *Low Temperature Plasma and Gas Discharge. In Russian*. 2003.
- (5) W. J. G. de Blok, *Advances in Astronomy*, 2010, **2010**, 1—14.
- (6) M. Boylan-Kolchin, J. S. Bullock и M. Kaplinghat, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2012, **422**, 1203—1218.
- (7) K. Belotsky, E. Esipova и A. Kirillov, *Physics Letters B*, 2016, **761**, 81—86.

Спасибо за внимание

Радиационная рекомбинация

В большей части работ, связанных с рекомбинацией в космологии используют только радиационную рекомбинацию Крамерса [1], сечение которой задается формулой (9):

$$\sigma_K = \frac{32\pi}{3\sqrt{3}} \frac{\alpha^3 \ln(v^{-1})}{\mu^2 v^2}, \quad \frac{r}{r_0} < 5\%. \quad (9)$$

Применимость

Вывод формул для трехчастичной рекомбинации был получен Питаевским в работе [2]. В данной работе было получено следующее ограничение на пределы применимости формулы:

$$\frac{r}{r_0} \gg \frac{T_{ay}^2}{T^4} \left((4\pi\alpha)^3 r_0 \sqrt{\frac{m_a}{m_b}} (2\pi^2 g_s / 45) \right)^{-1}. \quad (10)$$