

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

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ СВЯЗАННЫХ
СОСТОЯНИЙ ТЕМНЫХ АТОМОВ В РАННЕЙ
ВСЕЛЕННОЙ

Научный руководитель

д.ф. - м.н., проф.

_____ М. Ю. Хлопов

Студент

_____ Д. Е. Полянский

Москва 2023

Содержание

1	Введение	3
2	ХНе и его структура	3
2.1	Частица X и её свойства	3
2.2	Структура ХНе	4
3	Условия на столкновительность ХНе	5
4	Образование связанных состояний ХНе	6
4.1	Оценка параметров γ, ϱ, k	6
4.2	Численный расчёт α_9 и α_4	7
5	Заключение	9
	Список литературы	10

1 Введение

Одна из ключевых и очень важных задач современной физики - изучение скрытой массы. Она составляет существенную часть от общей плотности энергии нерелятивистского вещества Вселенной.

Изучение скрытой массы на внегалактических масштабах началось с работ Фрица Цвикки в 1933 году. Он обнаружил значительный разброс радиальных скоростей восьми галактик в скоплении Кома и пришел к выводу, что полная масса скопления должна быть в 400 раз больше, чем масса входящих звезд для его устойчивости.

Другая проблема с распределением масс спиральных галактик была выявлена через исследование их кривых вращения в 1939 году Хоресом Бэбкоком. В его диссертации была представлена подробная кривая вращения галактики туманность Андромеды, показавшая, что скорость вращения звезд вокруг центра не уменьшалась обратно пропорционально расстоянию до центра, как предсказывала классическая небесная механика, а оставалась почти неизменной. Эти отклонения были объяснены возможным существованием значительно большей массы галактик, чем та, которую можно наблюдать напрямую.

Такие наблюдения стали отправной точкой для поисков нового типа материи, позже названной скрытой массой. Наличие этой невидимой формы материи можно выявить по ее гравитационному влиянию на известное барионное вещество.

Измерения Planck и WMAP показывают, что вклад скрытой массы в полную плотность вещества в современной Вселенной около 25%, что в 5 раз больше, чем вклад барионной материи. Предполагается, что скрытая масса состоит из новых частиц, отсутствующих в Стандартной Модели.

2 XHe и его структура

2.1 Частица X и её свойства

Существуют серьезные экспериментальные ограничения на аномальные изотопы, которые образуются, если предположить существование гипотетически стабильных частиц с положительным или нечётно отрицательным зарядом, которые могли бы решить проблему скрытой массы. [1]

Поэтому в данной работе мы рассматриваем сценарий составной скрытой массы с участием гипотетически стабильных частиц X с зарядом $-2n$. X избегают экспериментального открытия, потому что формируют с первичным гелием, концентрация которого сильно выше, нейтральные атомоподобные состояния XHe. Это происходит после первич-

ного нуклеосинтеза при $T \approx 100$ кэВ.

Предполагается, что во всех моделях X-гелия X ведет себя как лептон или как специфический кластер тяжелых кварков новых семейств с подавленным адронным взаимодействием. [2]

Согласно ускорителю ЛНС, нижнее ограничение на массу частицы X составляет около 1ТэВ [3].

2.2 Структура XHe

Далее мы будем рассматривать "тёмные" атомы XHe - систему, связанную кулоновским взаимодействием, из частицы X и n α -частиц (ядер ${}^4\text{He}$).

Структура данного состояния зависит от параметра [4] $a = \alpha Z_x Z_\alpha A m_p R$, где α - постоянная тонкой структуры, Z_x, Z_α - зарядовые числа частицы X и n α -частиц соответственно, A, R - массовое число и радиус n α -частичного ядра соответственно.

При $0 < a < 1$ связанное состояние выглядит как атом Бора с отрицательно заряженной частицей в центре и ядром $n\text{He}$, движущимся по боровской орбите.

При $1 < a < \infty$ связанные состояния выглядят как атомы Томсона, в которых $n\text{He}$ колеблется вокруг тяжелой отрицательно заряженной частицы.

В данной работе мы будем рассматривать модель атома Томсона, пренебрегая размером частицы X в центре. При достаточно больших n структура отдельных ядер ${}^4\text{He}$ разрушается, образуя сферически симметричный заряженный шар. По итогу мы имеем сферическое ядро $n\text{He}$, внутри которого, в центре, находится точечная частица X.

При внешнем воздействии (выводе системы из состояния равновесия) ядро $n\text{He}$ начинает колебаться вокруг частицы X.

Тогда можно записать потенциал кулоновского взаимодействия между $n\text{He}$ и X в зависимости от расстояния r между X и центром $n\text{He}$.

$$U_{\text{XHe}}(r) = \begin{cases} -\frac{4e^2 n^2}{2R} \left(3 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right), & r < R \\ -\frac{4e^2 n^2}{r}, & r > R \end{cases} \quad (1)$$

Расчёты в [5] показывают, что амплитуда таких колебаний будет $\sim 10^{-16}$ см, при этом размеры "тёмного" атома $R > 10^{-13}$ см. Это свидетельствует об устойчивости системы XHe.

3 Условия на столкновительность XHe

В нашей теории XHe образуется после первичного нуклеосинтеза при $T \approx 100$ кэВ. Для дальнейшего исследования образования связанных состояний "тёмных" атомов нужно оценить, будет ли столкновительным газ, состоящий из XHe, при $T \leq 100$ кэВ.

Выведем общую зависимость температуры, при которой возможны столкновения XHe+XHe, от числа n α -частиц в атоме XHe. Для этого запишем условие: характерное время взаимодействия τ меньше времени расширения.

$$\tau = \frac{1}{vn_X\sigma} < t \quad (2)$$

где $\sigma = \pi R^2$ – эффективное сечение,

$R = 1.2 \cdot 10^{-13} (4n)^{\frac{1}{3}} / (200 \text{ МэВ})$ – Радиус атома XHe без учёта размера частицы X,

$v = \sqrt{\frac{2T}{m_X}} c$ – тепловая скорость XHe,

$t = 1.7 \left(\frac{1 \text{ МэВ}}{T} \right)^2$ с – время расширения Вселенной.

Осталось оценить концентрацию n_X , зная, что вклад скрытой массы в полную плотность вещества в современной Вселенной около 25%:

$$n_X = \frac{\rho_X}{m_X} = \frac{\rho_{X,0}}{m_X} \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 = \frac{\rho_{X,0}}{m_X} (z+1)^3 = \frac{\Omega_{X,0} \rho_c}{m_X} (z+1)^3 = \frac{5\Omega_{b,0} \rho_c}{m_X} \left(\frac{T}{T_0} \right)^3 \quad (3)$$

тут мы берём: $\Omega_{b,0} = 0.05$

$T_0 = 2.5 \cdot 10^{-4}$ ЭВ

$\rho_c = 4.7 \cdot 10^{-6} \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^3}$.

Подставляем всё в формулу:

$$t = 1.7(c) \left(\frac{1 \text{ МэВ}}{T} \right)^2 > \frac{1}{vn_X\sigma} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2T}{m_X}} c \pi R^2 \frac{5\Omega_{b,0} \rho_c}{m_X} \left(\frac{T}{T_0} \right)^3}$$

Выражая T и подставляя все значения, получим:

$$T \gtrsim \frac{m_X}{n^{\frac{4}{9}}} \cdot 1.4 \cdot 10^{-8} \quad (4)$$

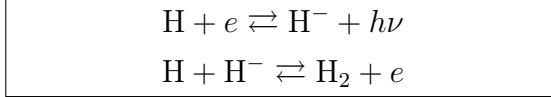
т.е. взяв $m_X = 1$ ТэВ можно оценить:

$$T > \frac{14 \text{ КэВ}}{n^{\frac{4}{9}}} \quad (5)$$

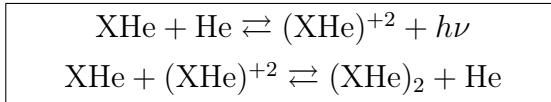
В таком случае при $T = 100$ КэВ XHe будет столкновительным для любого n , но при $m_X = 10$ ТэВ OHe ($n = 1$) будет уже не столкновительным при $T = 100$ КэВ, но остальные виды XHe ($n > 1$) всё ещё будут.

4 Образование связанных состояний XHe

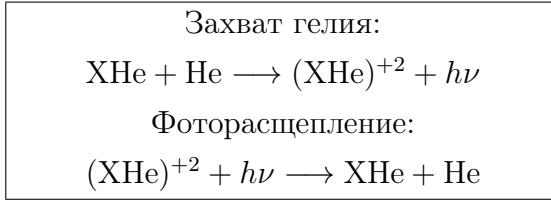
В нулевом приближении для образования связанных состояний XHe можно привести аналогию с образованием молекулы H_2 :



Тогда по аналогии:



Рассмотрим подробнее две реакции:



Для них рассчитаем α_9 и α_4 - коэффициенты скорости фоторасщепления и образования соответственно.

В [6] это делается при помощи поперечного сечения Фоторасщепления:

$$\sigma(\nu) = \frac{6.85 \cdot 10^{-18} \gamma k^3}{(1 - \gamma \varrho)(\gamma^2 + k^2)^3} \text{ см}^2, \quad (6)$$

где k - волновое число отщеплённого электрона (в нашем случае He), γ - параметр, связанный со сродством водорода к электрону, и ϱ - эффективная дальность. k , γ и ϱ выражены в а.е.м.

4.1 Оценка параметров γ, ϱ, k

Параметр ϱ можно оценить как $\varrho = 2.646$ а.е.м.- параметр эффективной дальности, которая равна радиусу Ван-дер-Ваальса He.

Для оценки параметра k нужно решить уравнение Шредингера стационарного состояния для атома XHe.

$$\Delta_r \Psi + \frac{2nm_{\text{He}}}{\hbar^2} \left(E + \frac{4e^2 n^2}{r} \right) \Psi = 0$$

Если проводить упрощённую аналогию с электроном, то:

$$k = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (7)$$

Взяв $n_1 = 1, n_2 = \infty$, получаем:

$$k = R = \frac{\mu k_{\text{el}}^2 e^4}{4\pi \hbar^3} = \mu \cdot 4.34 \cdot 10^{-6} \approx 1.73 \cdot 10^{-5} \cdot n \text{ а.е.м.}, \quad (8)$$

где $\mu = \frac{nm_X m_{\text{He}}}{m_X + nm_{\text{He}}} \approx nm_{\text{He}} = 4 \cdot n \text{ а.е.м.}$

Параметр γ может быть рассчитан как $\gamma = E((\text{XHe})^{+2}) - E((\text{XHe}))$ где через E обозначены соответствующие энергии ионизации атомов. В частности, для $n = 1$:

$$\gamma = -\frac{1.6}{Z_{\text{eff}}^2} + 1.6 = -\frac{1.6}{2^2} + 1.6 = 1.2 \text{ МэВ} \approx 0,0013 \text{ а.е.м.}$$

В итоге можно получить:

$$\sigma(\nu) = \frac{8.94 \cdot 10^{-21} k^3}{(1.69 \cdot 10^{-6} + k^2)^3} \text{ см}^2.$$

4.2 Численный расчёт α_9 и α_4

В [6] можно взять:

$$\alpha_9 = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{4F_\nu \sigma(\nu) d\nu}{h\nu}. \quad (9)$$

Где $F_\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$ - поток излучения А.Ч.Т., выраженный через формулу Планка. Взяв $h\nu = 13.6 \cdot (1.69 \cdot 10^{-6} + k^2)$ эВ можем получить:

$$\alpha_9 = C \cdot \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{2.67 \cdot 10^{-5}}{T_4}}}{\left(e^{\frac{15.8 \cdot k^2}{T_4}} - e^{-\frac{2.67 \cdot 10^{-5}}{T_4}} \right)} \frac{k^4 dk}{(1.69 \cdot 10^{-6} + k^2)} = C \cdot e^{-\frac{2.67 \cdot 10^{-5}}{T_4}} \cdot \beta(T_4), \quad (10)$$

где $C \approx 10^{-11} \text{ с}^{-1}$,

$$T_4 = T \cdot 10^{-4},$$

$$\beta(T_4) = \int_0^{\infty} \frac{1}{\left(e^{\frac{15.8 \cdot k^2}{T_4}} - e^{-\frac{2.67 \cdot 10^{-5}}{T_4}} \right)} \frac{k^4 dk}{(1.69 \cdot 10^{-6} + k^2)}.$$

Оценить α_4 можно через [6], взяв Максвелловское распределение для газа:

$$\alpha_4 = \int_0^{\infty} \left(\frac{m_{\text{He}}}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_{\text{He}} v^2}{2kT}} v \sigma(v) 4\pi v^2 dv. \quad (11)$$

И взяв:

$$\sigma(v) = \frac{1}{2} \left(\frac{h\nu}{mvc} \right)^2 \frac{\sigma(\nu)}{e^{-\frac{h\nu}{kT}}} - \text{сечение захвата.}$$

Сделав замену в интеграле, можно получить:

$$\alpha_4 \approx 10^{-8} T^{-\frac{3}{2}} \beta(T) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (12)$$

После численного моделирования, получили значения α_9 и α_4 в интервале температур $10 \text{ КэВ} \leq T \leq 100 \text{ КэВ}$.

Таблица 1: Коэффициенты скорости фоторасщепления и образования в зависимости от температуры:

$T, \text{КэВ}$	$\alpha_9, \text{с}^{-1}$	$\alpha_4, \text{см}^3 \text{с}^{-1}$
100	$7.29 \cdot 10^{-6}$	$1.84 \cdot 10^{-10}$
75	$4.73 \cdot 10^{-6}$	$1.84 \cdot 10^{-10}$
50	$2.58 \cdot 10^{-6}$	$1.84 \cdot 10^{-10}$
25	$9.11 \cdot 10^{-7}$	$1.84 \cdot 10^{-10}$
10	$2.30 \cdot 10^{-7}$	$1.84 \cdot 10^{-10}$

5 Заключение

В работе рассматривается гипотеза составной скрытой массы, в которой гипотетические стабильные частицы с зарядом $-2n$ образуют нейтральные атомоподобные состояния $X\text{He}$ с первичными ядрами гелия. Рассмотрена структура $X\text{He}$. Оценены интервалы температур, при которых тёмные атомы будут столкновительными. Рассмотрен вариант образования связанных состояний $X\text{He}$, как аналогия с образованием молекулы водорода. Получены оценки на коэффициенты скорости образования и фоторасщепления в зависимости от температуры $10 \text{ КэВ} \leq T \leq 100 \text{ КэВ}$ при $n = 1$.

В дальнейшем планируется получить более точные оценки для $n > 1$, рассмотреть вторую реакцию образования связанных состояний $X\text{He}$. Лучше изучить квантовомеханическую модель тёмного атома.

Список литературы

- [1] J.R. Cudell, M. Khlopov and Q. Wallemacq, *The nuclear physics of OHe, Bled Workshops Phys.* **13** (2012) 10 [1211.5684].
- [2] M.Y. Khlopov and C. Kouvaris, *Strong interactive massive particles from a strong coupled theory, Phys. Rev. D* **77** (2008) 065002.
- [3] V. Beylin, M. Khlopov, V. Kuksa and N. Volchanskiy, *New physics of strong interaction and dark universe, Universe* **6** (2020) 196.
- [4] V. Beylin, M. Khlopov, V. Kuksa and N. Volchanskiy, *Hadronic and hadron-like physics of dark matter, Symmetry* **11** (2019) 587.
- [5] T.E. Bikbaev, M.Y. Khlopov and A.G. Mayorov, *Numerical simulation of bohr-like and thomson-like dark atoms with nuclei*, 2021.
- [6] T. de Jong, *The density of h2 molecules in dark interstellar clouds*, Aug, 1972.