

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.В.  
ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Костарева Станислава Павловна

Оценка массы стерильных нейтрино с помощью  
Gravsphere

Кафедра физики частиц и космологии

КУРСОВАЯ РАБОТА 2 КУРСА

Научный руководитель:  
член-корр. РАН,  
доктор физ.-мат. наук  
Горбунов Дмитрий Сергеевич

Москва  
2026

# Содержание

1	Введение	2
2	Уравнения Джинса	3
3	Теорема Лиувилля	4
4	Принцип работы Gravsphere	5
5	Постановка задачи	8
6	Результаты	10
7	Обсуждение	11
8	Заключение	13

# 1 Введение

В XX веке выяснилось, что наблюдаемые кривые вращения галактик не совпадают с теоретическими. Одно из объяснений наблюдаемым данным - существование тёмной материи. Более того, существуют другие наблюдательные данные, указывающие на существование материи, не взаимодействующей со светом, например, гравитационное линзирование.

Тёмную материю разделяют на три вида: холодную, тёплую и горячую [5]. Подобное деление на виды мотивировано разной скоростью частиц тёмной материи по сравнению со скоростью света  $\frac{v}{c}$  в момент перехода от радиационно - доминированной к пылевидной стадии эволюции Вселенной. На пылевидной стадии доминирует нерелятивистское вещество, на радиационно - доминированной - ультрарелятивистское вещество. Если  $\frac{v}{c} \ll 10^{-3}$ , то частицы называются холодной тёмной материей. Данный вид тёмной материи хорошо предсказывает формирование крупных структур, например, карликовых галактик. Однако холодная тёмная материя имеет противоречия с моделируемыми плотностями тёмной материи в центре галактик в виде проблемы каспов.

Если  $\frac{v}{c} \approx 1$ , то тёмная материя называется горячей. Частицы горячей тёмной материи могут составлять лишь небольшую часть тёмной материи, так как для них характерно формирование сначала сверхскоплений и лишь потом более мелких структур, что противоречит наблюдательным данным.

Последнему типу соответствует  $\frac{v}{c} \sim 10^{-3}$ . Это тёплая тёмная материя, которая может решить проблему каспов. Один из кандидатов в частицы тёплой тёмной материи - стерильные нейтрино. Данные частицы называются стерильными, так как не участвуют в слабом взаимодействии, в то время как обычные нейтрино называются активными.

Для изучения тёмной материи хорошо подходят карликовые сфероидальные галактики - почти сферически симметричные галактики с малой светимостью. В них отношение массы звёзд к общей массе может достигать 1000. Для таких систем в Местной группе галактик доступно большое количество наблюдательных данных, что позволяет восстановить гравитационный потенциал с помощью динамических методов моделирования.

Таким образом, в данной работе анализируются 8 карликовых галактик. Из результатов находится нижняя граница массы стерильных нейтрино.

## 2 Уравнения Джинса

Вместо описания орбиты каждой звезды в системе существует более продуктивный подход - описание вероятности нахождения звезды в фазовом пространстве координат и скоростей. Эта вероятность описывается функцией распределения  $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ . Можно считать, что звёзды в галактике не сталкиваются друг с другом. Тогда для описания движения звёзд в галактике используется уравнение Власова:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\delta f}{\delta t} + \nabla_{\mathbf{x}} f \times \mathbf{v} - \nabla_{\mathbf{v}} f \times \nabla_{\mathbf{x}} \Phi = 0, \quad (1)$$

где  $\Phi$  - гравитационный потенциал, при этом из уравнения Пуассона  $\nabla_{\mathbf{x}}^2 \Phi = 4\pi G\rho$ , где  $\rho$  - масса как барионной, так и тёмной материи. При этом  $\frac{\delta f}{\delta t} = 0$  для галактик в устойчивом состоянии.

Нахождение гравитационного потенциала из (1) с помощью наблюдательных данных о скоростях и положениях звёзд - трудная задача, так как количество звёзд ограничено, в то время как для решения нужны производные шестимерной функции. Решение данной проблемы было предложено Джеймсом Джинсом в 1922 году в виде уравнений Джинса. Для сферически симметричных невращающихся систем при интегрировании (1) по скоростям получаем [4]:

$$\frac{1}{\nu} \frac{\delta(\nu\sigma_r^2)}{\delta r} + 2\beta(r) \frac{\sigma_r^2}{r} = -\frac{d\Phi}{dr} = -\frac{GM(< r)}{r^2}, \quad (2)$$

где  $\sigma_r^2$  - дисперсия скоростей,  $M(< r)$  - масса, заключённая в пределах радиуса  $r$ , состоящая из массы звёзд и тёмной материи,  $\nu(r)$  - объёмная плотность звёзд,  $\beta = 1 - (\frac{\sigma_t}{\sigma_r})^2$  - анизотропия скоростей, описывающая орбитальную структуру системы. При  $\beta = -\infty$  орбиты круговые, при  $\beta = 1$  - радиальные, при  $\beta = 0$  - изотропные.

При интегрировании уравнения (2) получаем:

$$\sigma_r^2(r) = \frac{1}{\nu(r)g(r)} \int_r^\infty \frac{GM(< \bar{r})\nu(\bar{r})}{\bar{r}^2} g(\bar{r}) d\bar{r}, \quad (3)$$

где  $g(r) = \exp(\int 2\beta(r) \frac{1}{r} dr)$ . При этом  $\rho\sigma_r^2(r \rightarrow \infty) = 0$ .

После проецирования (3) на луч видимости:

$$\sigma_{LOS}^2(R) = \frac{2}{\Sigma_*(R)} \int_R^\infty (1 - \beta \frac{R^2}{r^2}) \frac{\nu(r)\sigma_r(r)r}{\sqrt{R^2 - r^2}} dr, \quad (4)$$

где  $\Sigma_*(R)$  - поверхностная плотность звёзд,  $R$  - проецированный на луч зрения радиус.

### 3 Теорема Лиувилля

Уравнение Власова (1) - частный случай уравнения, описанного теоремой Лиувилля при  $N \rightarrow \infty$ , где  $N$  - количество частиц в системе. Данная теорема утверждает, что для консервативных систем, в которых тела не сталкиваются друг с другом, фазовый объём сохраняется. Следовательно, для систем с диссипацией максимум плотности вероятности не может превышать изначального значения [4].

Из наблюдений можно найти усреднённую в некоторой области фазовую плотность. Тогда согласно теореме Лиувилля:

$$F_{obs}^{max} \leq F_{prod}^{max}, \quad (5)$$

где  $F_{obs}^{max}$  - максимум наблюдаемой фазовой плотности,  $F_{prod}^{max}$  - максимум фазовой плотности при рождении частиц.

Максимум фазовой плотности, предполагая, что функция распределения гауссова:

$$F_{obs}^{max} = \frac{1}{2(2\pi)^{3/2}m^4} \left( \frac{\rho}{\sigma_r\sigma_t^2} \right)_{max}, \quad (6)$$

где  $\sigma_t^2 = (1 - \beta)\sigma_r^2$  согласно определению  $\beta$ .

Один из механизмов рождения стерильных нейтрино - осцилляции с активными нейтрино в ранней Вселенной. Такое рождение называется нерезонансным. Тогда распределение стерильных нейтрино примерно пропорционально распределению активных нейтрино и, как было показано в [1], ограничение на максимальную фазовую плотность в момент рождения частиц:

$$F_{prod}^{max} = \frac{11.16eV}{2(2\pi)^3m} \quad (7)$$

Подставляя (7) в (5) и учитывая связь  $\sigma_t^2$  и  $\sigma_r^2$ , получаем нижнюю границу массы стерильных нейтрино:

$$m^3 \geq \frac{2(2\pi)^{3/2}}{11.16eV} \left( \frac{\rho(r)}{(1-\beta)\sigma_r^3} \right)_{max} \quad (8)$$

Полученная таким образом оценка зависит от модели рождения частиц.

## 4 Принцип работы Gravsphere

Методы, решающие уравнение Джинса (2), имеют три основных недостатка:

- 1. Многие методы требуют бинирования данных, что ведёт к потере информации.
- 2. Возможность нефизического решения с отрицательной функцией распределения  $f$ .
- 3. Отсутствие гарантии существования единственного решения, также известное как  $\rho - \beta$  вырождение.

Последний недостаток является наиболее проблематичным. Из уравнения (4) видно, что профили анизотропии и дисперсии скоростей, а, следовательно, и массы вырождаются, если присутствуют данные только о лучевых скоростях звёзд. Однако для большинства галактик-спутников Млечного пути доступны только такие данные.

Для решения данной проблемы было предложено множество способов: например, анализ на разных по характеристикам (металличность, цвет, тип) группах звёзд, что позволяет ввести для каждой группы собственные параметры для дальнейшего фиттирования, включение в анализ собственного движения звёзд, использование куртозиса - момента четвертого порядка распределения скоростей и виральные параметры.

Виральные параметры  $v_{s1}, v_{s2}$  - параметры четвертой степени, зависящие только от анизотропии скоростей, что позволяет разрешить  $\rho - \beta$  вырождение.

Gravsphere - "непараметрический" метод Джинса, использующий виральные параметры для разрешения  $\rho - \beta$  вырождения. Данный метод можно назвать непараметрическим из-за большого количества параметров (17 по умолчанию).

В Gravsphere виральные параметры задаются следующим образом:

$$\begin{cases} v_{s1} = \int_0^\infty \Sigma_* \langle v_{LOS}^4 \rangle R dR = \frac{2}{5} \int_0^\infty GM\nu(5 - 2\beta)\sigma_r^2 dr \\ v_{s2} = \int_0^\infty \Sigma_* \langle v_{LOS}^4 \rangle R^3 dR = \frac{4}{35} \int_0^\infty GM\nu(7 - 6\beta)\sigma_r^2 r^3 dr \end{cases} \quad (9)$$

Для задания поверхностной плотности звёзд в Gravsphere используется сумма (по умолчанию трёх) пламмеровских сфер:

$$\Sigma_*(R) = \frac{R^2}{\rho(R)} \sum_{j=1}^3 \frac{15M_j}{4\pi a_j^5} \left(1 - \frac{R^2}{a_j^2}\right)^{-7/2} \quad (10)$$

Для моделирования плотности тёмной материи используется профиль coreNFWtides - модификация стандартного профиля Наварро — Френка - Уайта, позволяющая сгладить ядро. Данный профиль описывается следующим уравнением:

$$\rho_{DM}(r) = \begin{cases} \rho_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma_0}, & r < r_0 \\ \rho_0 \prod_{n=0}^{j < N_{dm}} \left(\frac{r_{n+1}}{r_n}\right)^{-\gamma_n} \left(\frac{r}{r_{\gamma+1}}\right)^{-\gamma_j+1}, & r_j < r < r_{j+1}, \end{cases} \quad (11)$$

где  $N_{dm}$  - количество бинов с границами  $r_j$ ,  $\rho_0$  - параметр, контролирующий массу гало из тёмной материи,  $\gamma_j$  - наклон логарифмической плотности для каждого из  $N_{dm}$  бинов. Подобная параметризация позволяет найти  $M(< r)$  аналитически.

Для определения анизотропии используется следующая параметризация  $\beta$ :

$$\beta = \beta_0 + (\beta_\infty - \beta_0) \frac{1}{1 + \left(\frac{r_0}{r}\right)^n} \quad (12)$$

Подобная параметризация  $\beta$  делает выражение для  $g(r)$ , стоящее в 4, аналитическим и упрощает вычисление интегралов.

Для оценки правдоподобия используется  $\chi^2$ , значение которого рассчитывается по формуле:

$$\chi^2 = \sum_i^{N_t} \sum_j^{N_{bin}} \frac{(\overline{\Sigma_{*,ij}} - \Sigma_{*,ij})^2}{\sigma_{\Sigma_{*,ij}}^2} + \sum_i^{N_t} \sum_j^{N_{bin}} \frac{(\overline{\sigma_{los,i}^2} - \sigma_{los,i}^2)^2}{\sigma_{\sigma_{los,i}^2}^2} + \sum_{k=1}^2 \sum_i^{N_t} \sum_j^{N_{bin}} \frac{(\overline{v_{sk}} - v_{sk})^2}{\sigma_{v_{sk}}^2}, \quad (13)$$

где  $N_t$  - количество трейсеров,  $N_{bin}$  - количество бинов,  $\overline{\Sigma_{*,ij}}$  - наблюдаемая поверхностная плотность звёзд для  $i$ -ого трейсера в  $j$ -ом бине,  $\Sigma_{*,ij}$  - поверхностная плотность модели для  $i$ -ого трейсера, оценённая в  $j$ -ом бине,  $\sigma_{\Sigma_{*,ij}}^2$  - погрешность определения поверхностной плотности из наблюдаемых данных.  $\sigma_{los,i}^2, v_{sk}$  - дисперсия скоростей и виральные параметры - определяются аналогично  $\Sigma_*$ .

Для получения апостериорного распределения параметров используется библиотека `emcee`, реализующая аффинно-инвариантные Марковские цепи Монте-Карло.

Принцип работы `GravSphere` довольно прост:

0. Задаются общие параметры объекта (масса видимой материи, расстояние), а также верхние и нижние границы фиттируемых параметров ( $a_j, M_j$  для пламмеровских сфер (8), соответствующие параметры из гауссова распределения скоростей, параметры `coreNFWtides` в (11) и параметры анизотропии, определённые в (12).

1. Фотометрические и кинематические данные разбиваются на бины, количество которых зависит от количества трейсеров как  $\sqrt{N}$ .

2. С помощью разбиения на бины получаем функции поверхностной плотности  $\overline{\Sigma_{*,i}}(R)$  и дисперсии скоростей  $\overline{\sigma_{los,i}^2}(R)$ , где  $i$  - номер бина, которые используются в расчёте (13).

3. Для полученных значений рассчитываются виральные параметры (9).

4. С помощью `emcee` получается набор параметров и соответствующая данному набору модель.

5. Для полученной модели рассчитывается  $\sigma_{los}^2(R)$  из (4),  $\Sigma_*(R)$  из (10) и виральные параметры с помощью (9).

6. Из полученных  $\Sigma_*(R)$ ,  $\sigma_{los}(R)$ ,  $v_{s1,2}$  модели присваивается правдоподобие (likelihood), которое рассчитывается как  $\log(-\chi^2/2)$ .

7. Пункты 4-6 повторяются  $5 \times 10^4$  раз для каждой из 250 точек-валкеров, инициализируемых емсее, пока цепь Маркова не достигнет равновесия. Такое большое количество точек вызвано большой размерностью пространства параметров.

8. 75% полученных моделей отбрасываются. Из оставшихся моделей случайным образом выбирается заданное количество сэмплов, которые используются для дальнейшего анализа.

При наличии соответствующих данных в виде собственного движения звёзд анализ, проводимый Gravsphere, можно улучшить, соответствующим образом модифицировав  $\chi^2$  и рассчитывая дисперсию собственного движения для каждой полученной емсее модели.

## 5 Постановка задачи

Для анализа были взяты данные из открытого релиза телескопа Keck II и спектрографа DEIMOS [6] (далее - Keck/DEIMOS). Данный релиз включает данные о скоростях и координатах звёзд 78 карликовых галактик и звёздных скоплений из Местной группы. Из них были выбраны карликовые галактики с максимальным количеством звёзд, которые также присутствовали в статье [1] для проведения сравнения. Минимальное количество звёзд - 100, так как Gravsphere не восстанавливает профиль плотности достаточно точно для малого количества трейсеров [2]. Из всего набора данных были выбраны звёзды с достаточной вероятностью принадлежности 50%, были убраны звёзды со скоростями, изменяющимися в зависимости от маски исследования (в основном, это переменные типа RR Лиры и двойные звёзды).

Данные для выбранных галактик представлены в таблице 1. В качестве фотометрических и кинематических трейсеров выступают одни и те же звёзды.

Источник →	Keck/DEIMOS		Simbad			
Название	R, kpc	N (kinematic)	R, kpc	N (kinematic)	m [Vega mag]	References
CVn I	220.0	254	218	91	13.1	[6], [7]
Draco	81.5	999	76	205	10.6	[6], [7]
Fornax	142.5	665	147	3207	7.4	[6], [7]
Sculptor	83.9	378	84	1073	8.6	[6], [7]
Sextans	86.0	246	86	218	10.4	[6], [7]
Leo I	258.0	795	300	415	10.0	[6], [7]
Leo II	233.0	305	233	261	12.0	[6], [7]
UMi	70.0	832	76	103	10.6	[6], [7]

Таблица 1: Список галактик для исследования. R - расстояние до галактики, N - количество трейсеров, m - видимая звёздная величина. Simbad - данные из [1].

Для оценки величины звёздной массы была использована светимость галактики:

$$M_* = 10^{-m/2.5} \left( \frac{R}{D_V} \right)^2 M_V, \quad (14)$$

где m - видимая звёздная величина в светимостях Веги,  $D_V = 7.83$  пк - расстояние до Веги,  $M_V = 2.135 M_\odot$  - масса Веги в солнечных массах.

С помощью модификаций Gravsphere, предложенных в [1], можно восстановить дисперсию скоростей частиц тёмной материи, а также их анизотропию для дальнейшей оценки массы тёмной материи. Эти модификации заключаются в решении (3) для  $\rho_{DM}$  - плотности тёмной материи.

$$\sigma_{DM}^2(r) = \frac{1}{\rho_{DM}(r)g_{DM}(r)} \int_r^\infty \frac{GM(<\bar{r})\rho_{DM}(\bar{r})}{\bar{r}^2} g_{DM}(\bar{r}) d\bar{r}, \quad (15)$$

где  $g_{DM}(r) = \exp\left(\int 2\beta_{DM}(r)\frac{1}{r}dr\right)$  и находится аналитически при задании  $\beta_{DM}$  аналогично (12),  $\rho_{DM}$  - плотность тёмной материи, полученная с помощью (11). При этом  $\rho_{DM}\sigma_{DM}^2(r \rightarrow \infty) = 0$ .

Параметры для  $\beta_{DM}$  не могут быть найдены аналогично  $\beta$  в силу отсутствия наблюдательных данных, поэтому используются ограничения полученные в симуляциях [1]. В данной работе эти ограничения представляют собой:  $\beta_0 = 0$ ,  $\beta_\infty = [0; 0.56]$ ,  $r_0 = [0; 3.10]$ ,  $n = [0.73; 1.36]$ . При этом  $\beta_\infty, n, r$

выбираются случайным образом из данных отрезков, каждое значение параметров равновероятно.

Выражение в скобках из уравнения (8) максимально при минимальном радиусе от центра. Однако в этой области наблюдательные данные либо отсутствуют, либо их недостаточно для анализа. Один из способов решения этой проблемы - определение расстояния, на котором берётся оценка, в зависимости от области с максимальным количеством наблюдательных данных.

В данной работе для каждой галактики берётся максимальное расстояние от центра до звезды  $r_{max}$ , далее это расстояние разделяется на  $\sqrt{N}$  бинов, где  $N$  - число звёзд в системе, каждый шириной  $\frac{r_{max}}{\sqrt{N}}$ . Бин с максимальным количеством звёзд для большинства галактик находится далеко от центра, поэтому оценка массы бралась для ближайшего к центру бина с вдвое меньшим количеством звёзд. Таким образом, характерное расстояние для галактики  $\bar{r}$  — среднее расстояние от центра для выбранного бина.

Доверительные интервалы определяются исходя из полученных моделей. Так 95% доверительный интервал означает, что 2.5% полученных моделей показывают значения меньше нижней границы интервала и 2.5% моделей имеют значения превосходящие верхнюю границу. Эти 5% моделей отсеиваются, что оставляет 95% моделей, что дают значения в указанном диапазоне. Для оценки нижней границы массы 95% доверительный интервал означает, что 95% моделей демонстрируют значения больше нижней границы.

## 6 Результаты

Результаты моделирования на данных Kesk/DEIMOS в GravSphere представлены на графиках 1 и 2 для плотности и стандартного отклонения скоростей частиц тёмной материи соответственно. Также на графики нанесены профили, полученные в [1].

Область с наибольшими ограничениями из наблюдательных данных для каждой галактики находится на расстоянии от центра, примерно равному эффективному радиусу. Плотность тёмной материи в этой области определяется с наибольшей точностью. Для всех выбранных галактик плотность в этой области либо равна, либо меньше значений, полученных в [1].

Источник →	Keck/DEIMOS			Simbad		
Название	$\bar{r}, pc$	$\bar{m}, keV$	$m, keV$	$\bar{r}, pc$	$\bar{m}, keV$	$m, keV$
CVn I	79	1.56	0.73	65	0.98	0.41
Draco	95	1.40	1.00	65	0.98	0.47
Fornax	139	0.95	0.60	115	0.81	0.47
Sculptor	66	2.09	1.48	65	1.78	1.02
Sextans	66	2.04	1.15	65	0.90	0.30
Leo I	115	1.01	0.68	115	1.10	0.63
Leo II	95	1.65	1.08	95	1.35	0.71
UMi	115	0.75	0.43	44	1.89	0.81

Таблица 2: Оценки массы темной материи.  $r$  - расстояние, на котором берётся оценка массы,  $\bar{m}$  - наилучшая оценка,  $m$  - нижняя оценка на уровне 95% доверительного интервала.

Дисперсия скоростей для данных Keck/DEIMOS значительно уменьшается, что может быть обосновано отсутствием звёзд с аномальными скоростями в данных Keck/DEIMOS. Из-за этого, несмотря на меньшие плотности, нижняя граница массы частиц увеличивается.

Оценка массы сильно зависит от выбранного расстояния  $\bar{r}$ , как видно из графика 3.

Оценки массы стерильных нейтрино представлены в таблице 2. Для всех галактик, кроме UMi, новые данные позволяют провести нижнюю границу массы не хуже, чем в [1]. Самая сильная оценка нижней границы была получена для карликовой галактики в Скульпторе (Sculptor) и составляет  $m > 1.48$  кэВ. Оценка, полученная в [1] для соответствующего метода, также была поставлена для галактики в Скульпторе и составляла  $m > 1.02$  кэВ.

Таким образом, новые данные позволяют поставить более сильную оценку для массы стерильных нейтрино  $m > 1.48$  кэВ.

## 7 Обсуждение

Особенно сильно для разных данных разнятся профили плотности тёмной материи для галактик в Малой Медведице, Секстанте и Льве I (UMi,

Sextans, Leo I). В случае UMi и Leo I это может быть объяснено большим количеством трейсеров, что улучшает качество анализа. Разность плотностей в Sextans не может быть объяснена подобным образом, особенностей наблюдательных данных Keck/DEIMOS для этой галактики замечено не было.

UMi - единственная галактика, для которой оценка массы на данных Keck/DEIMOS хуже оценки, полученной в [1]. Можно сделать предположение, что это произошло из-за увеличения количества наблюдательных данных: в данных Keck/DEIMOS бин с максимальным количеством звёзд находится дальше от центра, к тому же данные Keck/DEIMOS не демонстрируют существенного снижения дисперсии скоростей частиц тёмной материи, поэтому нижняя граница массы уменьшается. В любом случае, UMi не даёт самые сильные ограничения.

Стоит отметить, что метод определения нижней границы массы стерильных нейтрино в данной работе не является оптимальным. Существуют более сильные методы оценки нижней границы массы, к примеру, Mass Excess Function. Анализ, проведённый с помощью данной функции вместо теоремы Лиувилля, в [1] дал более сильную оценку. Использование данной функции позволило бы получить более сильную оценку.

К тому же, оценки, полученные с помощью (8), включают в себя результаты симуляции на больших расстояниях от центра и, как видно из (15), зависят от общей массы гало. Однако общая масса гало плохо ограничена. Более того, Gravsphere предвзят в случае моделирования галактик с постоянной плотностью в центре и не способен восстановить значение плотности даже для 1000 трейсеров, занижая это значение, как было показано в [3]. Дисперсия скоростей частиц как обычной, так и тёмной материи уменьшается с уменьшением массы галактики. Следовательно, увеличивается оценка нижней границы.

Gravsphere демонстрирует хорошие результаты на симулированных галактиках при включении в анализ собственного движения звёзд, что недавно стали доступны и для нескольких карликовых галактик [3]. Это открывает возможности для более качественных оценок массы.

Бинирование данных влечёт потерю информации, как и использование виральных параметров. Методы, использующие моменты четвёртой степени напрямую, не проводящие интегрирование, как в (9), а вычисляющие куртозис из сэмплов напрямую, обладают большей точностью. Следова-

тельно, анализ с помощью методов Джинса, не использующих бинирование и считающих куртозис, например, Gravsphere2, позволяет провести более точный анализ.

## 8 Заключение

Данные, полученные Kesk/DEIMOS, позволяют получить более сильные ограничения на массу стерильных нейтрино. Полученные значения позволяют установить нижнюю границу массы нерезонансно-рождённых стерильных нейтрино  $m > 1.48$  кэВ.

## Список литературы

- [1] Bezrukov F., Gorbunov D. and Koreshkova E. 2025 Int.J.Mod.Phys.A 40 33, Refining lower bounds on sterile neutrino dark matter mass from estimates of phase space densities in dwarf galaxies, arXiv:2412.20585 [hep-ph]
- [2] Read J. I., Steger P. 2017 MNRAS 471 4, How to break the density-anisotropy degeneracy in spherical stellar systems, arXiv:1701.04833 [astro-ph.GA]
- [3] Andrés Bañares-Hernández, Justin I. Read, Mariana P. Júlio, 2026 AA 705 A212, GravSphere2: A higher-order Jeans method for mass-modeling spherical stellar systems, arXiv:2509.24103 [astro-ph.GA]
- [4] Binney, J. Tremaine, S. 2008, Galactic Dynamics: Second Edition
- [5] Горбунов Д. С., Рубаков В. А. 2016, Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва
- [6] Marla Geha et al 2026 ApJ 999 140, The Keck/DEIMOS Stellar Archive: I. Uniform Velocities and Metallicities for 78 Milky Way Dwarf Galaxies and Globular Clusters, arXiv:2602.10200 [astro-ph.GA]
- [7] Alan W. McConnachie 2012 AJ 144 4, The Observed Properties of Dwarf Galaxies in and around the Local Group, arXiv:1204.1562 [astro-ph.CO]

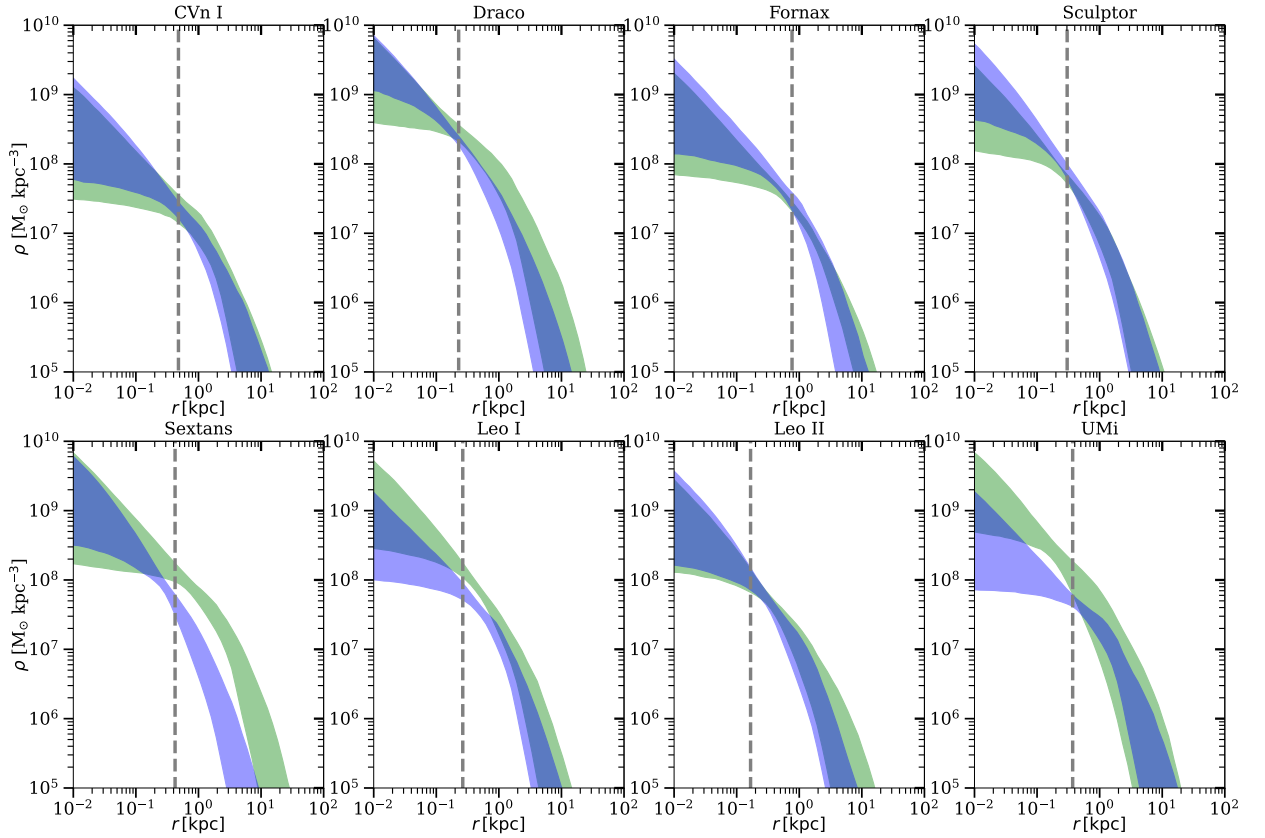


Рис. 1: Графики зависимости плотности тёмной материи от расстояния, полученные с помощью данных Кеск/DEIMOS (синий) и в [1] (зелёный) для 95% доверительного интервала. Штрихованная линия - эффективный радиус. Слева направо сверху вниз: CVn I, Draco, Fornax, Sculptor, Sextans, Leo I, Leo II, UMi.

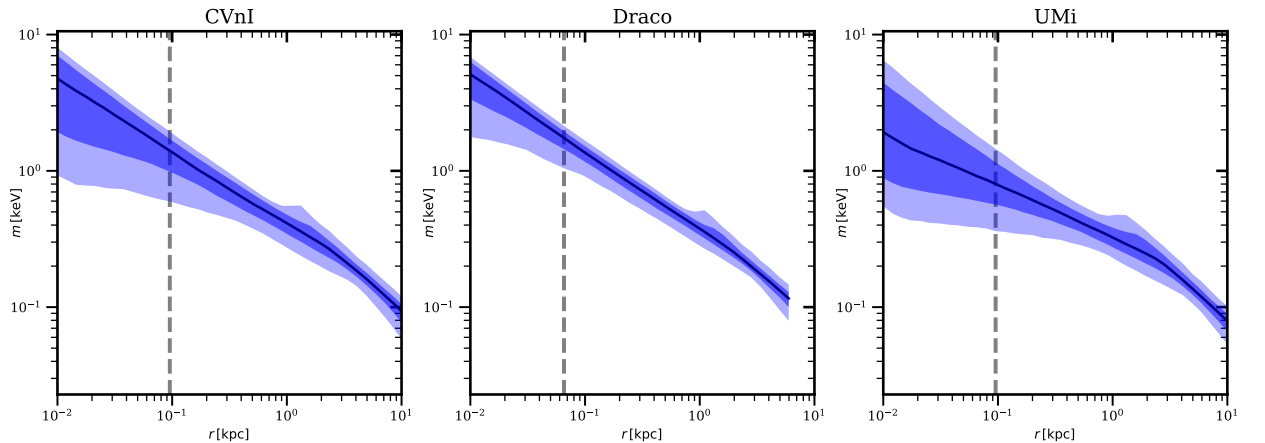


Рис. 2: Слева: оценки массы тёмной материи в зависимости от расстояния для 68% и 95% доверительных интервалов, а также для наилучшего значения (сплошная линия) для CVn I. Штрихованная вертикальная линия - расстояние, на котором взята оценка массы для CVn I. Середина: то же самое для Draco. Справа: то же самое для UMi.

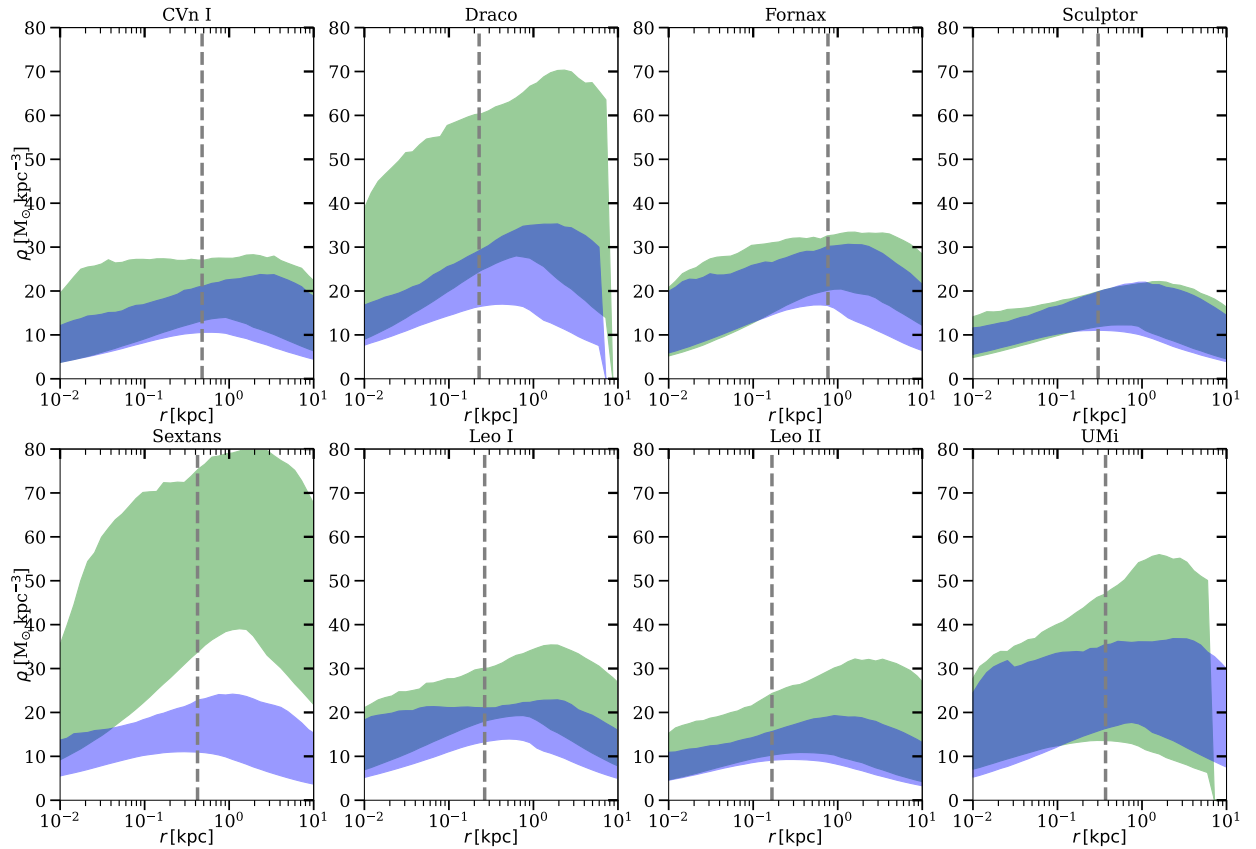


Рис. 3: Графики зависимости стандартного отклонения скоростей частиц тёмной материи от расстояния, полученные с помощью данных Кеск/DEIMOS (синий) и в [1] (зелёный) на 95% доверительном интервале. Штрихованная линия - эффективный радиус. Затемнение - область пересечения значений. Слева направо сверху вниз: CVn I, Draco, Fornax, Sculptor, Sextans, Leo I, Leo II, UMi.