

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

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 531.3, 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
КЛАСТЕРЫ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР КАК
ИСТОЧНИКИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ**

Студент _____ Е. В. Васильева
Научный руководитель,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Москва 2026

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**КЛАСТЕРЫ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР КАК
ИСТОЧНИКИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ**

Студент	_____ Е. В. Васильева
Научный руководитель, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Рецензент, д.ф.-м.н.	_____ Ю. Н. Ерошенко
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Анализ точечных источников в каталоге 4FGL коллаборации Fermi-LAT	7
1.1 Методика отбора кандидатов	8
1.2 Пространственное распределение неидентифицированных источников	9
2 Диффузный спектр энергии фотонов от кластеров ПЧД	15
2.1 Ограничение параметров модели из наблюдательных данных Fermi-LAT	18
2.2 Ограничение параметров модели по плотности первичных черных дыр	18
2.3 Влияние космологического красного смещения на наблюдаемый спектр	19
3 Сравнение с наблюдательными данными	21
3.1 Спектр энергии	21
3.2 Пространство параметров N_{cl} и M_{min}	22
3.3 Учет возможности наличия видимых точечных источников .	25
3.3.1 Результаты для различных значений α	26
Заключение	30
Список использованных источников	32

ВВЕДЕНИЕ

Современная стандартная космологическая модель Λ CDM описывает Вселенную, состоящую из барионной материи ($\Omega_b \simeq 0.05$), холодной темной материи ($\Omega_c \simeq 0.27$) и темной энергии ($\Omega_\Lambda \simeq 0.68$) [1; 2]. Состав барионов хорошо известен как по содержанию элементов, образовавшихся в результате первичного нуклеосинтеза (~ 100 секунд после Большого взрыва), так и по измерениям анизотропии космического микроволнового фона [3]. Однако как темная материя, так и темная энергия выходят за рамки Стандартной Модели физики частиц [4]. Их природа остаётся неизвестной: ни одна из известных частиц не обладает полным набором свойств, необходимых для роли частицы темной материи (стабильность, слабое взаимодействие, нерелятивистское поведение на ранних этапах эволюции Вселенной). Тем не менее, существование темной материи подтверждается надежными наблюдательными данными.

Наблюдательные свидетельства существования темной материи:

- **Кривые вращения галактик.** Скорости объектов (газа и звезд) вращающихся вокруг центров галактик не уменьшаются в зависимости от расстояния до галактических центров, а остаются постоянными вплоть до очень больших радиусов. Аналогичные наблюдения плоских кривых вращения были обнаружены для всех изученных галактик, включая Млечный Путь. Самое простое объяснение заключается в том, что галактики содержат гораздо больше массы, чем можно объяснить наличием ярких звездных объектов в галактических дисках, и эта масса обеспечивает ускорение орбит. Чтобы объяснить полученные данные, галактики должны иметь огромные темные гало, состоящие из темной материи [3].
- **Гравитационное линзирование.** Искривление пространства-времени вблизи любой гравитирующей массы (включая темную материю) отклоняет проходящие лучи света, что заметно смещает и искажает

изображения галактик на заднем плане. Соотношение масс, полученных методом гравитационного линзирования и по рентгеновскому излучению горячего газа, указывает на доминирование невидимого компонента. Наблюдение «Скопления Пуля» (Bullet Cluster) показало пространственное разделение видимой (газ) и скрытой (линзирующая масса) материи [5].

- **Крупномасштабная структура.** Анализ крупномасштабной структуры Вселенной показывает, что формирование галактик и их скоплений невозможно без гравитационного потенциала, создаваемого холодной тёмной материей [6].

Существует ряд теоретических моделей, объясняющих природу скрытой массы и механизмы формирования регистрируемого космического излучения. Одним из наиболее обсуждаемых сценариев является аннигиляция или распад частиц тёмной материи, сопровождающиеся рождением частиц стандартной модели. В частности, в реакциях вида $DM + DM \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ и $DM \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ [7] возникают как γ -кванты, так и электрон-позитронные пары. Подобные процессы могут вносить вклад, например, в наблюдаемый избыток позитронов в диапазоне энергий от 25 до 300 ГэВ, зарегистрированный экспериментом AMS-02 [8].

Форма энергетического спектра γ -излучения в значительной мере зависит от конкретного канала аннигиляции или распада темной материи и её массы.

Современные каталоги гамма-источников содержат значительную долю объектов с неустановленной астрофизической природой — так называемых неидентифицированных источников. Именно среди них целесообразно искать следы экзотических процессов, выходящих за рамки стандартных астрофизических моделей. Например, на рисунке 1 показано сравнение γ -спектра, ожидаемого от аннигиляции тяжелых нейтрино с массой порядка 47 ГэВ, с измеренным спектром одного из таких неидентифицированных γ -источников. Спектр данного источника аппроксимируется степенным законом со спектральным индексом $\Gamma \sim 2$ [9].

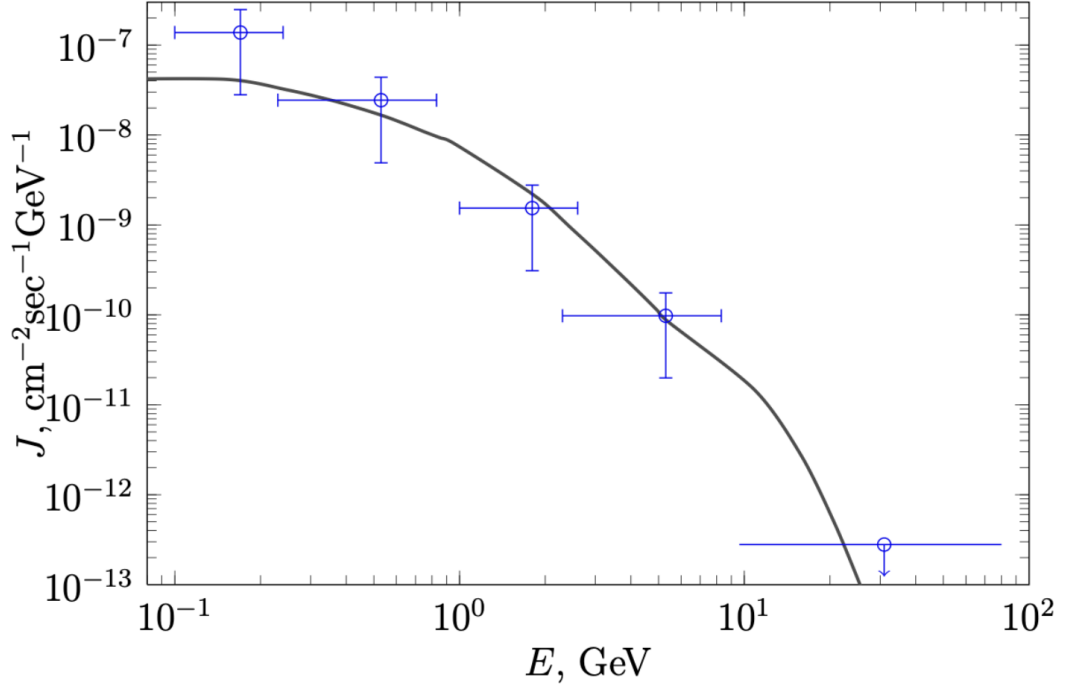


Рисунок 1 — Ожидаемый спектр от $\nu_4\bar{\nu}_4$ -аннигиляции в сравнении с наблюдаемым спектром от неидентифицированного источника 2FGL J1653.6-0159 [10]

Тем не менее, скрытая масса может иметь и макроскопическую природу. Одним из возможных кандидатов являются первичные черные дыры (ПЧД) и их кластеры (скопления), сформировавшиеся в ранней Вселенной из флуктуаций плотности [11]. Согласно гипотезе Хокинга, черные дыры рождают и излучают тепловой спектр частиц как абсолютно черное тело [12]:

$$T \propto \frac{1}{M} \quad (1)$$

То есть, по мере уменьшения массы увеличивается температура и, соответственно, увеличивается энергия излучаемых частиц, а также расширяется их спектр:

- $10^{15} \text{ г} < M < 10^{17} \text{ г}$ — кроме фотонов также испускаются электроны, но не испускаются мюоны;
- $10^{14} \text{ г} < M < 10^{15} \text{ г}$ — испускает как фотоны и электроны, так и мюоны, которые распадаются на электроны и нейтрино;
- $M \lesssim 5 \times 10^{14} \text{ г}$ — кроме фотонов, электронов и мюонов, начинают испускаться пионы, а затем, при дальнейшем уменьшении массы, и другие адроны [13].

До наших дней могли бы сохраниться только черные дыры с массой более $M = 4.6 \times 10^{14}$ г на момент их рождения. Черные дыры с меньшей начальной массой полностью испарились за счет излучения Хокинга [13].

Характерной особенностью гамма-излучения от испаряющихся ПЧД является специфический вид спектра. В отличие от известных обнаруженных источников (например, пульсаров или активных ядер галактик), имеющих спектральный индекс $\Gamma \sim 2$, спектр излучения ПЧД в диапазоне энергий выше 100 МэВ аппроксимируется степенным законом с индексом $\Gamma \sim 3$ [10]. Предполагаемый спектр фотонов от кластера ПЧД представлен на рисунке 2. Данное отличие в спектральном индексе является ключевым индикатором, позволяющим выделять потенциальные сигналы от ПЧД.

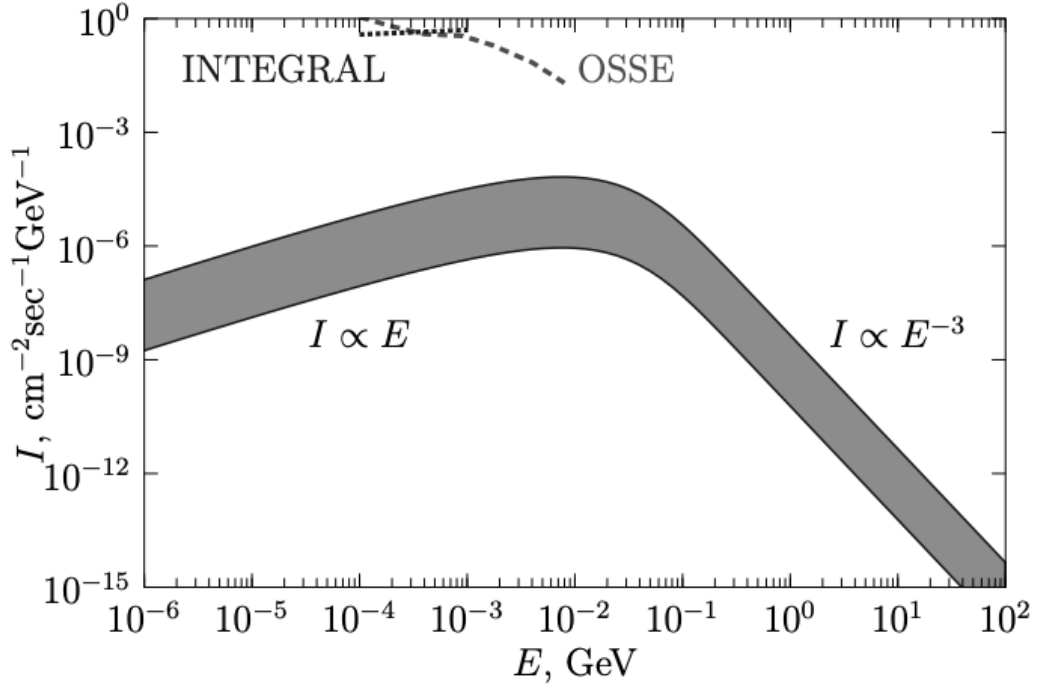


Рисунок 2 — Ожидаемый спектр фотонов от кластера ПЧД [10]

Целью данной работы является Постановка ограничений на параметры кластеров ПЧД, испускающих гамма-излучение за счёт эффекта Хокинга, на основе современных наблюдательных данных гамма-телескопа Fermi LAT.

1 АНАЛИЗ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ В КАТАЛОГЕ 4FGL КОЛЛАБОРАЦИИ FERMI-LAT

За последние десятилетия исследования космических источников гамма-излучения (ГИ) продвинулись далеко вперед. Например, если второй каталог COS-B (1981 г.) включал в себя 25 источников, уже в третьем каталоге EGRET (1999 г.) их было 271 [14]. Самый же актуальный на данный момент каталог 4FGL-DR4 (2024 г.), опубликованный коллаборацией Fermi-LAT, содержит 7194 источников [15]. На рисунке 1.2 можно наглядно увидеть разницу между каталогами SAS-2 (1972 г.), COS-B, EGRET и Fermi-LAT.

Несмотря на столь значительный рост числа зарегистрированных объектов, существенная доля из них остается неидентифицированной — их астрофизическая природа не установлена. Стандартные классы источников, такие как пульсары, активные ядра галактик и остатки сверхновых, хорошо описываются известными моделями. Объекты, не укладывающиеся в эти модели, представляют особый интерес, поскольку именно среди них целесообразно искать следы экзотических процессов, выходящих за рамки стандартных астрофизических сценариев.

Согласно теоретической модели [16], кластеры ПЧД, распределенные в гало Галактики, могут проявляться как точечные источники гамма-излучения. В данной работе был проведен анализ каталога 4FGL-DR4 с целью выделения источников, спектральные характеристики которых согласуются с моделью испарения первичных черных дыр. Поскольку ПЧД должны выглядеть как точечные источники (при условии, что они находятся на достаточном удалении), поиск велся среди неидентифицированных источников.

1.1 МЕТОДИКА ОТБОРА КАНДИДАТОВ

- 1) **Классификация источников.** Из каталога были исключены все источники, чья природа уже была установлена: активные ядра галактик (AGN), пульсары (PSR, PWN), остатки сверхновых (SNR) и другие классифицированные объекты. Рассматривались только источники, чей статус «неидентифицирован» (Unassociated/Unknown).
- 2) **Галактическая широта.** Для минимизации фона от диффузного галактического излучения и поглощения в плоскости Галактики, анализ проводился только для источников вне галактического диска. Были отобраны объекты, удовлетворяющие условию $|b| < 10^\circ$, где b — галактическая широта.
- 3) **Спектральный индекс.** Как было подчеркнуто ранее, одним из возможных признаков излучения ПЧД является спектральный индекс $\Gamma \sim 3$ (в диапазоне энергий $E > 100$ МэВ). Большая часть же астрофизических точечных источников имеет спектральный индекс $\Gamma \sim 2$.

На рисунке 1.1 приведено распределение спектральных индексов для источников в каталогах Fermi-LAT разных редакций. Пик распределения приходится на значения $\Gamma \sim 2.2$. При этом есть некоторое количество источников, со значениями спектрального индекса $\Gamma > 2.5$. Такие источники — вероятные кандидаты в кластеры ПЧД.

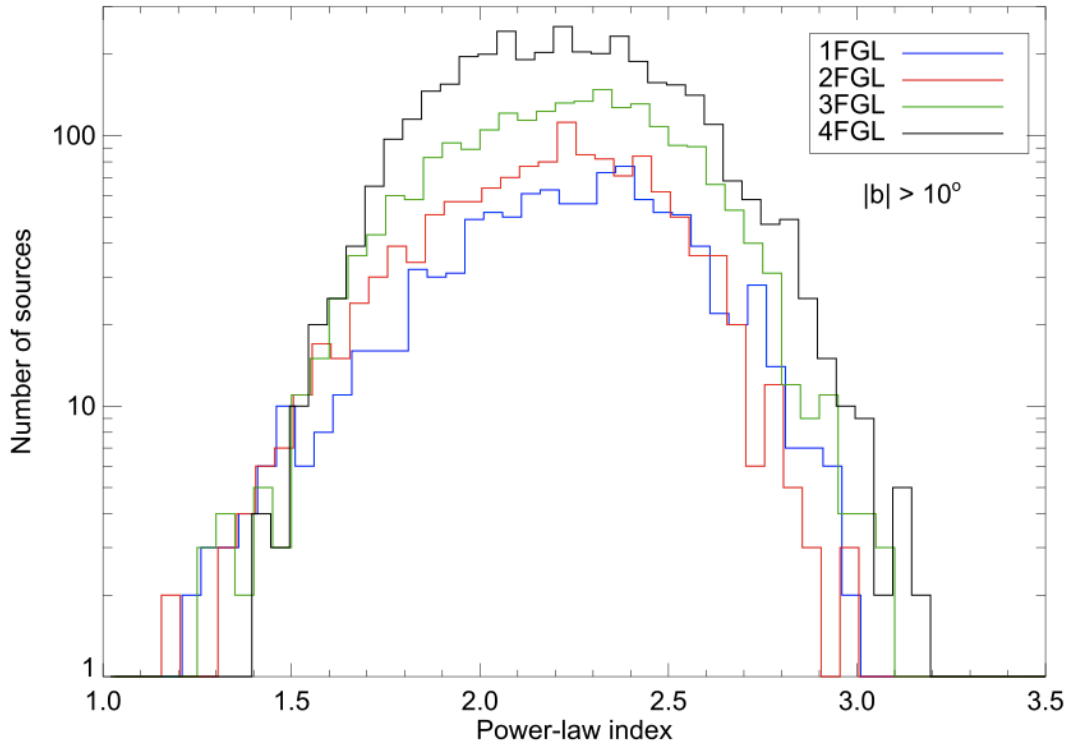


Рисунок 1.1 — Распределения спектрального индекса для источников в каталогах 1FGL (синий), 2FGL (красный), 3FGL (зеленый) и 4FGL (черный). Для каталога 4FGL средний спектральный индекс источников $\Gamma_{2.2 \pm 0.3}$ [17]

1.2 ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕИДЕНТИФИЦИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

После применения описанных выше критериев, были построены карты небесной сферы, на которые были нанесены неидентифицированные точечные источники. Всего самый актуальный каталог источников гамма-излучения коллаборации Fermi-LAT содержит 1387 неидентифицированных источников.

- **Источники с $\Gamma \sim 2$.** На рисунке 1.3 показана карта неидентифицированных источников со спектральным индексом равным 2. Таких объектов в каталоге 4FGL-DR4 насчитывается 443 (в пределах 3σ). Они распределены равномерно, что характерно для фоновых астрофизических объектов.
- **Источники с $\Gamma \sim 3$.** На рисунке 1.4 показана карта неидентифицированных источников со спектральным индексом равным 3. Сре-

ди всех неидентифицированных источников лишь 38 имеют индекс $\Gamma = 3 \pm 1\sigma$ и 222 объекта — $\Gamma = 3 \pm 3\sigma$.

В теоретической модели [16] число кластеров в гало галактики принимается $N_{cl} \sim 1400$. При этом скорость испускания ими фотонов $\dot{N} \sim 6.6 \times 10^{36} \text{с}^{-1}$. Чувствительность же к точечным источникам у телескопа Fermi-LAT ограничена значением $F_{min} = 6 \times 10^{-9} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Зная два этих параметра можно вычислить максимальное расстояние на котором кластер ПЧД виден как точечный источник:

$$R_{\max} = \left(\frac{1}{4\pi} \frac{\dot{N}}{F_{\min}} \right)^{1/2} = 3 \text{ кпк}. \quad (1.1)$$

Тогда количество источников внутри сферы этого радиуса:

$$N \sim n_{cl} \times \frac{4}{3} \pi R_{\max}^3 \sim \left(\frac{R_{\max}}{R_{\text{halo}}} \right)^3 N_{cl} < 1 \quad (1.2)$$

То есть при таких параметрах модели все источники будут давать вклад в диффузный гамма-фон.

Если произвести простую оценку — отнести все кластеры ПЧД на расстояние (1.1) — то окажется, что поток от них будет равен $J_b = 10^{-4} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}$ что по порядку величины сходится с величиной диффузного гамма-фона [18].

Доминирующим источником фотонов в гамма-диапазоне является диффузное галактическое излучение, при этом большинство диффузных фотонов генерируется в плоскости Галактики. Наблюдаемое диффузное гамма-излучение состоит из нескольких компонентов:

- Вклад от неразрешённых и слабых источников гамма-излучения,
- настоящее галактическое диффузное излучение, возникающее в межзвёздной среде,
- внегалактическое излучение, природа которого пока не установлена.

Настоящее диффузное Галактическое излучение возникает при взаимодействии энергичных частиц КЛ, в основном p , α и e^\pm , с межзвездным газом — через распад нейтральных пионов π^0 .

Так, существование или несуществование ПЧД и их кластеров должно дать важную информацию о различных теориях ранней Вселенной. Однако, так как ПЧД не были обнаружены в результате прямых наблюдений,

это может означать, что их излучение слишком слабое или они находятся достаточно далеко, чтобы их невозможно было идентифицировать как точечные источники — что означает их вероятный вклад в диффузный гамма-фон.

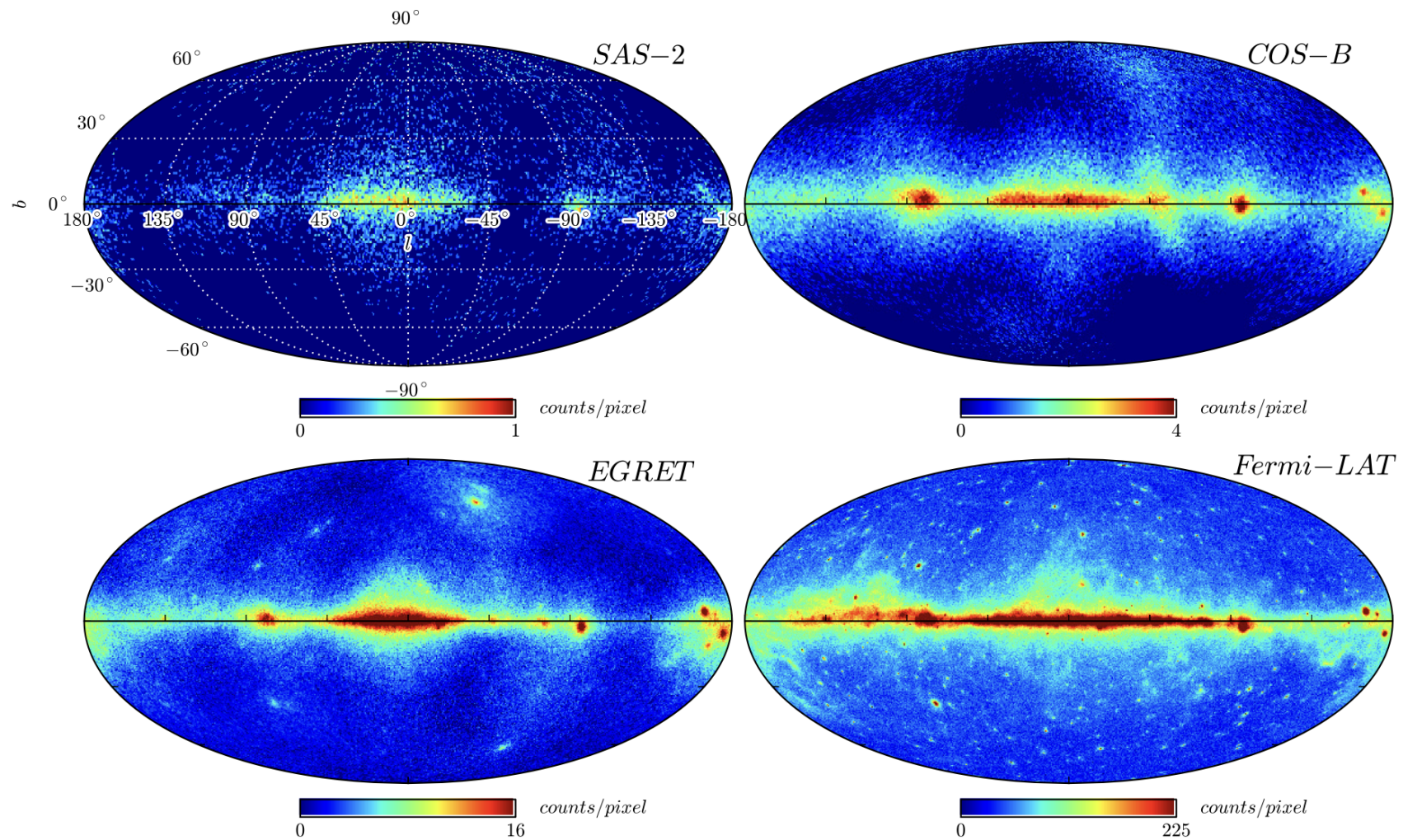


Рисунок 1.2 — Карты небесной сферы источников гамма-излучения, полученные SAS-2, COS-B, EGRET (энергии выше 50 МэВ) и Fermi-LAT (энергии выше 360 МэВ, 4 года наблюдений) [19]

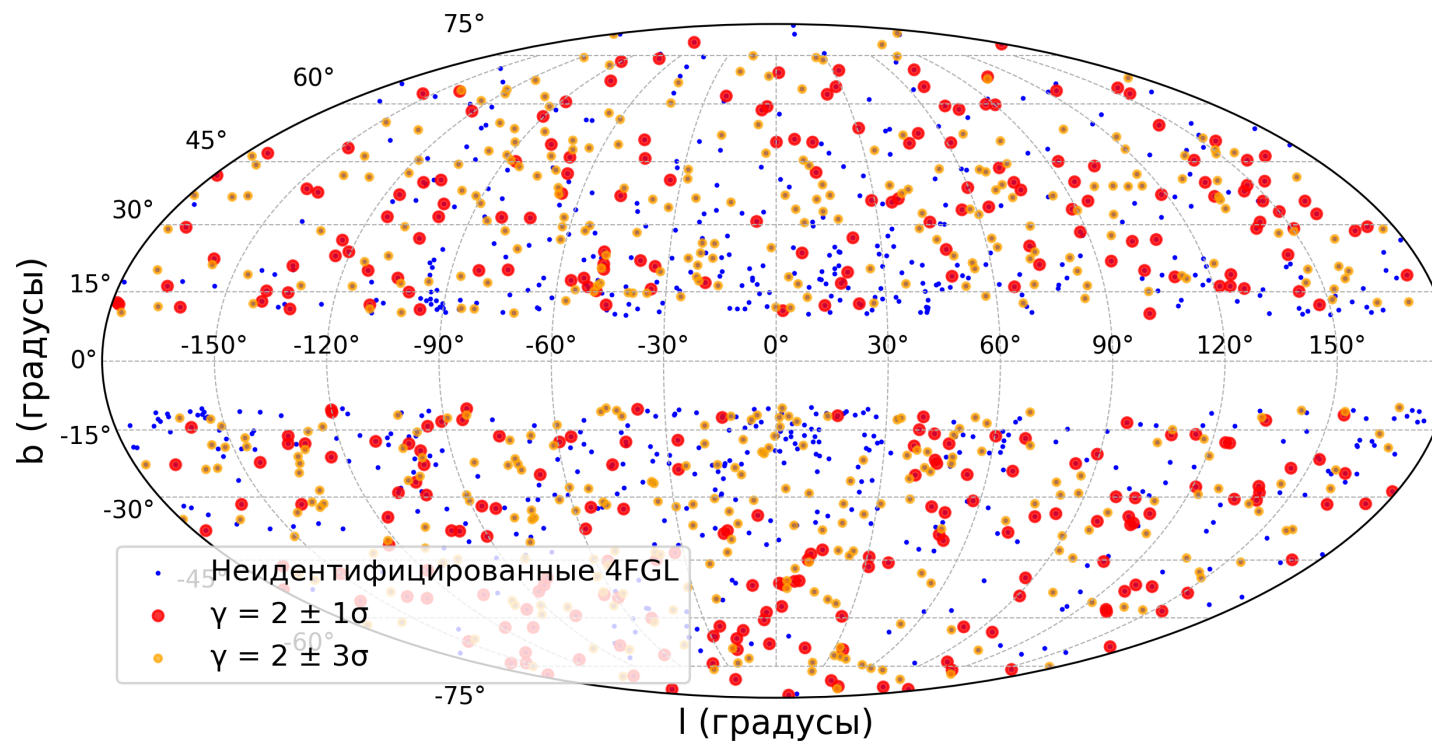


Рисунок 1.3 — Карта небесной сферы неидентифицированных источников гамма-излучения. Спектральный индекс $\Gamma = 2$. Общее число неидентифицированных источников в каталоге 4FGL-DR4: 1387. Число источников, имеющих спектральный индекс $\Gamma = 2 \pm 1\sigma$: 326. Число источников, имеющих спектральный индекс $\Gamma = 2 \pm 3\sigma$: 443

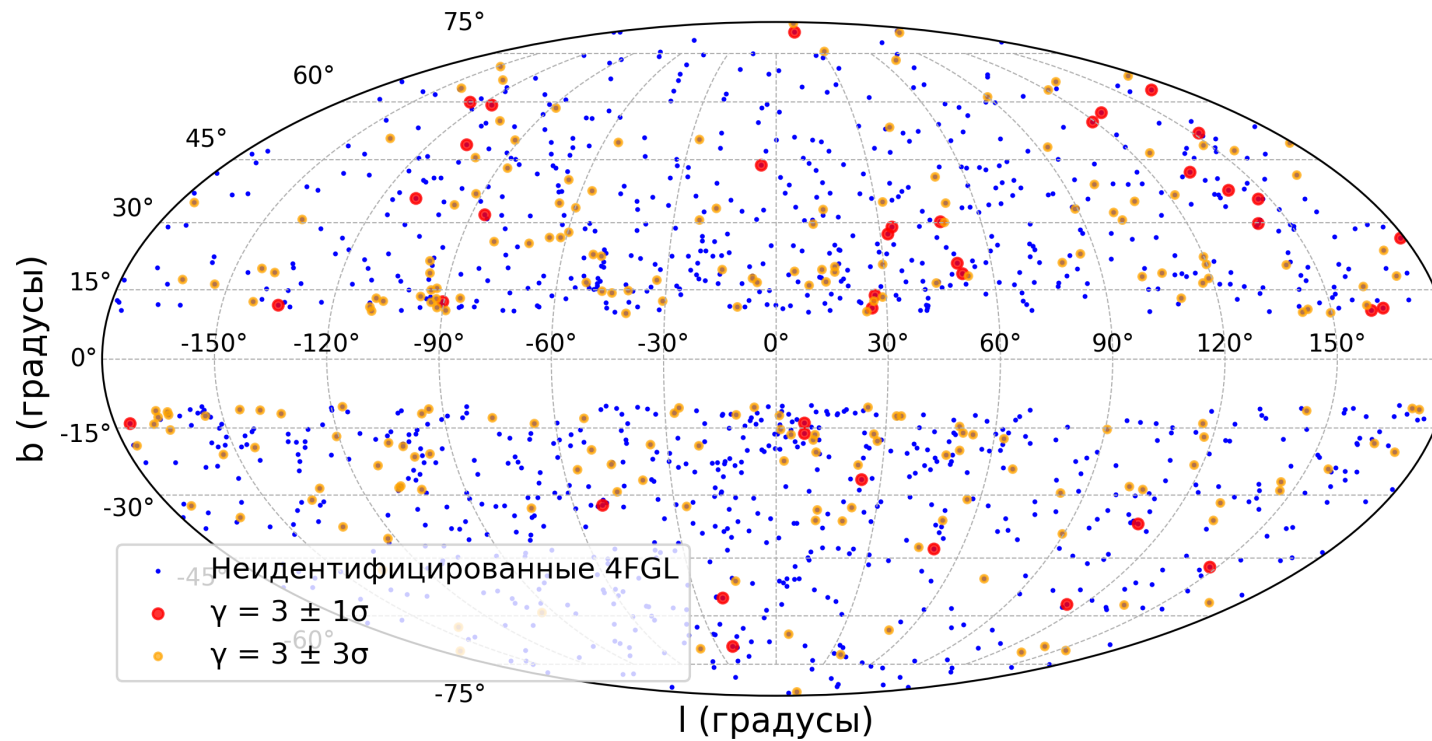


Рисунок 1.4 — Карта небесной сферы неидентифицированных источников гамма-излучения. Спектральный индекс $\Gamma = 3$. Общее число неидентифицированных источников в каталоге 4FGL-DR4: 1387. Число источников, имеющих спектральный индекс $\Gamma = 3 \pm 1\sigma$: 38. Число источников, имеющих спектральный индекс $\Gamma = 2 \pm 3\sigma$: 222

2 ДИФФУЗНЫЙ СПЕКТР ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ ОТ КЛАСТЕРОВ ПЧД

Спектр энергии фотонов, излучаемых кластером первичных черных дыр [16]:

$$I = \frac{1}{\Delta\Omega} \int \frac{d\dot{N}}{dE} \Big|_{cl} n_{cl} r^2 d\Omega dr = \frac{1}{4\pi} \int \frac{d\dot{N}}{dE} \Big|_{cl} n_{cl} dr, \quad (2.1)$$

где плотность кластеров в единице объема пространства:

$$n_{cl} = \frac{3}{4\pi} \frac{N_{cl}}{l_h^3}. \quad (2.2)$$

Для одной первичной черной дыры известны: интенсивность излучения фотонов первичной черной дырой (2.3), температура (2.4), а также площадь поверхности первичной черной дыры (2.5):

$$\frac{d\dot{N}}{dE} = \frac{\sigma}{2\pi^2} \frac{E^2}{\exp(\frac{E}{T}) - 1}, \quad (2.3)$$

$$T = \frac{1}{8\pi} \frac{m_{pl}^2}{M} = 21 \text{ МэВ} \frac{M_*}{M}, \quad (2.4)$$

$$\sigma = \frac{27\pi M^2}{m_{pl}^4} \quad (2.5)$$

Радиус гало Галактики принимаем $l_h \sim 100 \times 10^3 \text{ пк}$, а также считаем известной массу Планка $m_{pl} \sim 10^{22} \text{ МэВ} \sim 2 \times 10^{-5} \text{ г}$.

Подставляя выражения для площади (2.5) в выражение для интенсивности (2.3), получим спектр излучения одной ПЧД:

$$\frac{d\dot{N}}{dE} = \frac{\sigma}{2\pi^2} \frac{E^2}{\exp(\frac{E}{T}) - 1} = \frac{27M^2}{2\pi m_{pl}^4} \frac{E^2}{\exp(\frac{E}{T}) - 1} \quad (2.6)$$

Выражение (2.6) получено в естественных единицах ($\hbar = c = 1$).

Для восстановления размерности в системе СИ нужно учесть, что интенсивность $d\dot{N}/dE$ имеет размерность $[c^{-1}\cdot\text{МэВ}^{-1}]$, при этом правая часть формулы (2.6) безразмерна. Для согласования размерностей необходимо ввести размерный множитель:

$$\left(\frac{c}{\hbar c}\right) = \left(\frac{3 \times 10^8 \text{ м/с}}{200 \text{ МэВ фм}}\right) = 1.5 \times 10^{21} \text{ МэВ}^{-1} \text{ с}^{-1}.$$

При $E \gtrsim T$ выполнено условие $\exp(E/T) \gg 1$. Это позволяет сделать упрощение знаменателя в формуле (2.3): $\exp(E/T) - 1 \approx \exp(E/T)$:

$$\frac{d\dot{N}}{dE} = \frac{27M^2}{2\pi m_{pl}^4} \frac{E^2}{\exp(E/T)} \left(\frac{c}{\hbar c}\right) \quad (2.7)$$

Интенсивность (2.6) является интенсивностью излучения фотонов одной ПЧД. Для того, чтобы получить интенсивность излучения фотонов кластером ПЧД, требуемое для вычисления спектра (2.1), необходимо интегрировать выражение для интенсивности по массе:

$$\left.\frac{d\dot{N}}{dE}\right|_{cl} = \int_{M_{min}}^{M_{max}} \frac{d\dot{N}}{dE} \frac{dN}{dM} dM \quad (2.8)$$

Максимальная масса ПЧД (верхний предел интегрирования) почти дает значительно меньший вклад в спектр излучения, что позволяет сделать математический переход $M_{max} \rightarrow \infty$. Предположим, что первичные черные дыры в составе кластера имеют следующее распределение масс [20]:

$$\frac{dN}{dM} = \frac{N_{bh}}{M_*} \left(\frac{M_*}{M_{in}}\right)^\alpha, \quad (2.9)$$

где $M_* = 10^{15} \text{ г}$, α — параметр степенного распределения и N_{bh} — число ПЧД в одном кластере.

Известное соотношение между начальным и текущим значением массы ПЧД [16]:

$$M_{in} = (M^3 + M_*^3)^{1/3}. \quad (2.10)$$

Тогда массовое распределение 2.9 можно представить в виде:

$$\frac{dN}{dM} = \frac{dM_{in}}{dM} M_{in}(M) = \frac{N_{bh}}{M_*} \frac{(M/M_*)^2}{\left(1 + (M/M_*)^3\right)^{2/3+\alpha/3}}. \quad (2.11)$$

Выбранная в данной работе форма массового распределения (2.11) включает два физических предела: $M \ll M_*$ спектр ведет себя, как $dN/dM \propto M^2$, что означает доминирование ПЧД небольших масс. При $M \gg M_*$ распределение переходит в степенной закон $dN/dM \propto M^{-(1+\alpha)}$, что обеспечивает сходимость интеграла по массе. Подобная параметризация позволяет описывать как сценарии с доминированием лёгких ПЧД, так и модели с преимущественно тяжёлыми объектами [21].

Тогда выражение (2.8) будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\dot{N}}{dE} \right|_{cl} &= \int_{M_{min}}^{\infty} \frac{d\dot{N}}{dE} \frac{dN}{dM} dM = \\ &= \int_{M_{min}}^{\infty} \frac{27M^2}{2\pi m_{pl}^4} \frac{E^2}{\exp(\frac{E}{T})} \left(\frac{c}{\hbar c}\right) \frac{N_{bh}}{M_*} \frac{(M/M_*)^2}{\left(1 + (M/M_*)^3\right)^{2/3+\alpha/3}} dM = \\ &= \frac{27M_*^2 E^2}{2\pi m_{pl}^4} \frac{N_{in}}{M_*} \left(\frac{c}{\hbar c}\right) \int_{M_{min}}^{\infty} \frac{x^2 dx}{\exp\left(\frac{x E}{21 \text{ МэВ}}\right) (1+x^3)^{2/3+\alpha/3}}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

где $x = M/M_*$.

Окончательно выражение для спектра энергии фотонов будет иметь вид:

$$I = \frac{3}{(4\pi)^2} \frac{N_{cl}}{l_h^2} \frac{27M_*^2 E^2}{2\pi m_{pl}^4} \frac{N_{in}}{M_*} \left(\frac{c}{\hbar c}\right) \int_{M_{min}}^{\infty} \frac{x^2 dx}{\exp\left(\frac{x E}{21 \text{ МэВ}}\right) (1+x^3)^{2/3+\alpha/3}}. \quad (2.13)$$

Таким образом, в данной модели возможно отслеживать зависимость от следующих параметров:

- N_{cl} — среднее число кластеров, находящееся в одном гало галактики;
- M_{min} — минимальная масса ПЧД;
- N_{bh} — полное число чёрных дыр в одном кластере;
- α — параметр, определяющий форму массового спектра.

2.1 ОГРАНИЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ ИЗ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ FERMI-LAT

Первичные чёрные дыры малой массы ($M \lesssim 10^{15}$ г) испаряются за счёт излучения Хокинга, внося вклад в диффузный гамма-фон. Спектр излучения одной чёрной дыры массы M в приближении геометрической оптики имеет вид:

$$\frac{d\dot{N}}{dE} \propto \frac{E^2}{\exp(E/T_H) \pm 1}, \quad T_H = \frac{\hbar c^3}{8\pi G M k_B}, \quad (2.14)$$

где T_H — температура Хокинга.

Условие непротиворечия модели данным *Fermi-LAT*:

$$I_{model}(E) \leq I_{Fermi}(E) \quad \forall E \in [10 \text{ МэВ}, 1 \text{ ГэВ}], \quad (2.15)$$

где $I_{Fermi}(E)$ — наблюдательные данные по диффузному гамма-фону.

2.2 ОГРАНИЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ ПО ПЛОТНОСТИ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

Плотность вещества, заключённого в первичных чёрных дырах, не может превышать наблюдаемую плотность тёмной материи $\Omega_{CDM} \approx 0.27$. Для модели кластеров:

$$\Omega_{bh} = \frac{N_g N_{cl} \bar{M}(M_{min})}{\rho_{cr} V} = \frac{N_{cl} \bar{M}(M_{min})}{M_{halo}} \leq \Omega_{CDM}, \quad (2.16)$$

где $M_{halo} \simeq 10^{12} M_\odot$ и \bar{M} — полная масса кластера:

$$\bar{M}(M_{min}) = \int_{M_{min}}^{10^{33}} M \frac{dN}{dM} dM. \quad (2.17)$$

Условие $\Omega_{bh} \leq \Omega_{CDM}$ задаёт верхнюю границу на N_{cl} :

$$N_{cl} \leq \frac{\Omega_{CDM} \cdot M_{halo}}{\bar{M}(M_{min})}. \quad (2.18)$$

2.3 ВЛИЯНИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКОГО КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ НА НАБЛЮДАЕМЫЙ СПЕКТР

В рамках текущей модели предполагается, что кластеры первичных чёрных дыр распределены в гало Млечного Пути. На характерных расстояниях $R \lesssim l_h \sim 100$ кпк наблюдаемая энергия фотонов совпадает с энергией в системе источника: $E_{\text{набл}} \approx E_{\text{ист}}$. Однако при рассмотрении внегалактического вклада кластеров в изотропный гамма-фон необходимо учесть релятивистские поправки, связанные с расширением Вселенной [22].

При переходе к космологическим масштабам проявляются три независимых эффекта:

- **Красное смещение энергии.** Фотон, испущенный с энергией $E_{\text{ист}}$ источником на красном смещении z , регистрируется наблюдателем с энергией:

$$E_{\text{набл}} = \frac{E_{\text{ист}}}{1+z} \quad (2.19)$$

- **Релятивистское замедление времени.** Скорость испускания частиц в системе отсчёта наблюдателя снижается из-за растяжения временного интервала:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{набл}} = \frac{1}{1+z} \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{ист}} \quad (2.20)$$

- **Геометрическое разбавление потока.** Поток излучения от источника на красном смещении z определяется через светимость L и фотометрическое расстояние $d_L(z)$ [23]:

$$F_{\text{набл}} = \frac{L_{\text{ист}}}{4\pi d_L^2(z)}, \quad d_L(z) = (1+z) d_C(z), \quad (2.21)$$

где $d_C(z)$ — сопутствующее расстояние, вычисляемое через интеграл от параметра Хаббла $H(z)$:

$$d_C(z) = c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}, \quad H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} \quad (2.22)$$

Для стандартной Λ CDM-космологии принимаем параметры Planck

2018 [2] — $H_0 = 67.4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$.

С учётом указанных эффектов, выражение 2.13 для дифференциального спектра излучения одного кластера на красном смещении z модифицируется следующим образом:

$$I(E_{\text{набл}}, z) = \frac{1}{4\pi d_L^2(z)} \cdot \frac{1}{1+z} \cdot \left. \frac{d\dot{N}}{dE} \right|_{\text{кл}} (E_{\text{набл}}(1+z)). \quad (2.23)$$

Полный внегалактический вклад в изотропный фон получается интегрированием по красному смещению с учётом эволюции плотности кластеров $n_{\text{кл}}(z)$ [18]:

$$I_{\text{экстр}}(E_{\text{набл}}) = \int_0^{z_{\text{max}}} n_{\text{кл}}(z) I(E_{\text{набл}}, z) \frac{dV}{dz} dz, \quad (2.24)$$

где dV/dz — элемент сопутствующего объёма на единичный телесный угол.

В рамках настоящей работы используется приближение, согласно которому весь наблюдаемый диффузный гамма-фон формируется исключительно источниками, расположенными внутри галактического гало Галактики. В дальнейшем данную модель можно расширить, включив в неё учёт космологического красного смещения для анализа внегалактического вклада кластеров ПЧД. Формулы (2.19)–(2.24) предоставляют готовую схему для такого анализа.

3 СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДАТЕЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

3.1 СПЕКТР ЭНЕРГИИ

На рисунке 3.1 показано сравнение полученного спектра энергии фотонов (2.13) и данных коллабораций EGRET и FERMI-LAT.

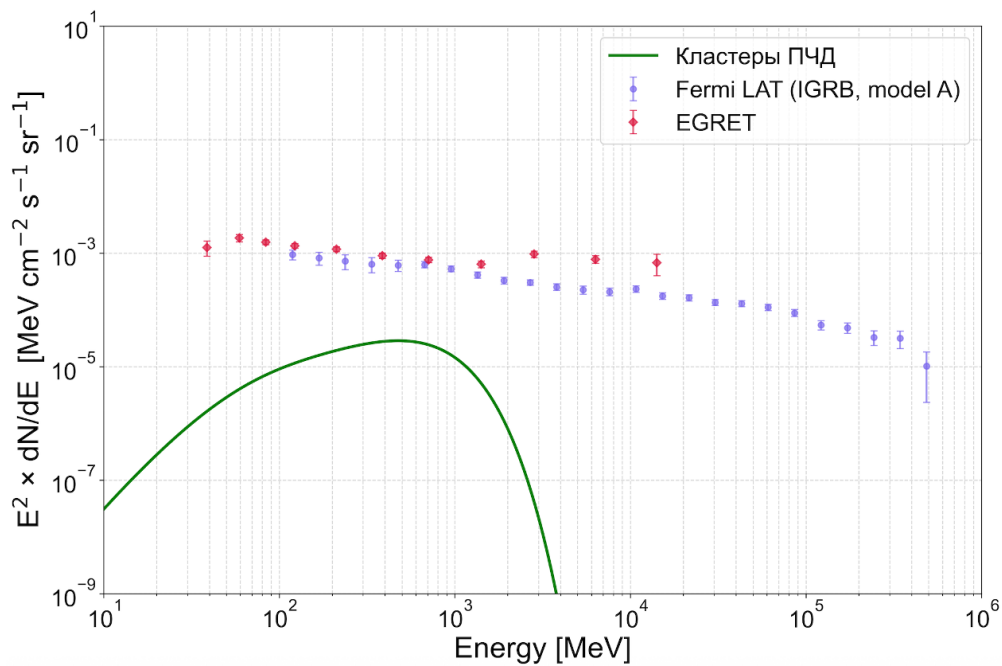


Рисунок 3.1 — Спектр энергии фотонов, излучаемых кластером первичных черных дыр

Полученный спектр (2.13) лежит ниже экспериментальных данных, что говорит об отсутствии противоречия между ними. То есть, существует такая область параметров модели, которая не противоречит наблюдательным данным.

3.2 ПРОСТРАНСТВО ПАРАМЕТРОВ N_{cl} И M_{min}

На рис. 3.2 представлены результаты для степенного параметра $\alpha = 1.5$ (выражение (2.9)). В этом случае ограничение по плотности тёмной материи (Ω_{CDM}) является строгим: возможное число кластеров не превышает $N_{cl} \sim 10^4$.

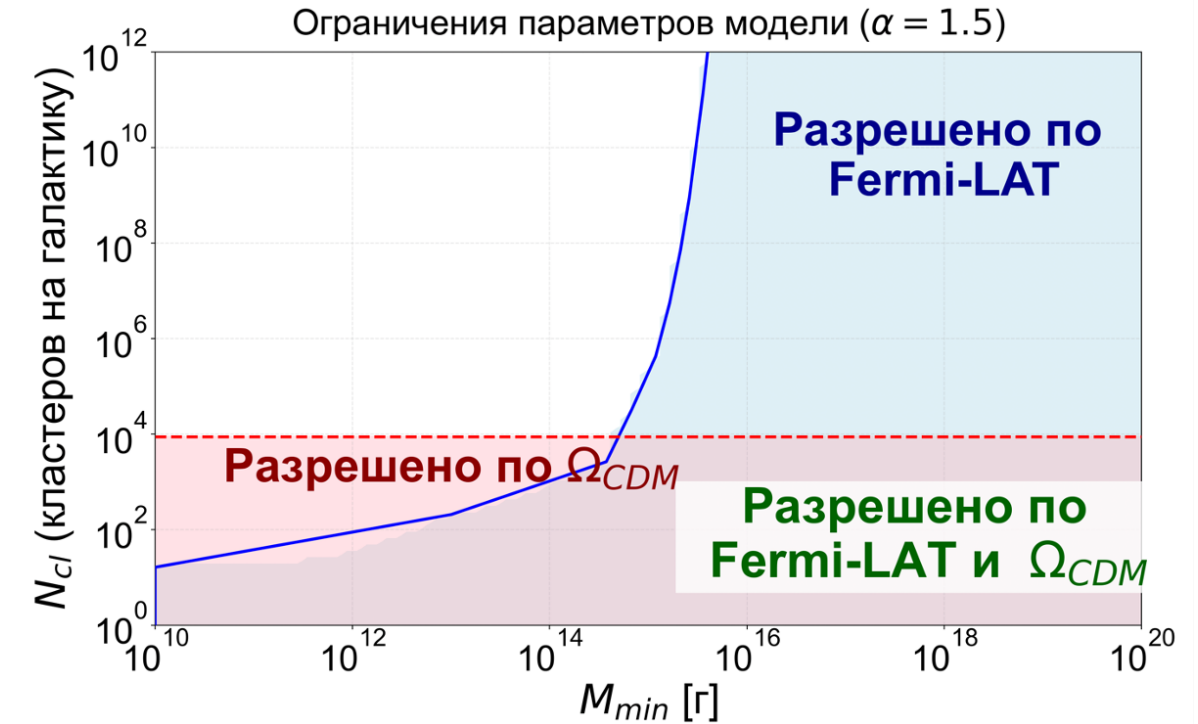


Рисунок 3.2 — Ограничения параметров модели при $\alpha = 1.5$. Синяя область: разрешено по наблюдательным данным их каталога 4FGL коллаборации Fermi-LAT. Красная пунктирная линия: предел по Ω_{CDM} . Пересечения красной и синей областей является тем пространством параметров, при которых отсутствует противоречие наблюдательным данным

При переходе к $\alpha = 2.0$ (рис. 3.3) массовый спектр становится более крутым, что позволяет системе содержать больше тяжёлых объектов без превышения наблюдаемой плотности тёмной материи. Верхняя граница по Ω_{CDM} сдвигается в область $N_{cl} \sim 10^{12}$.

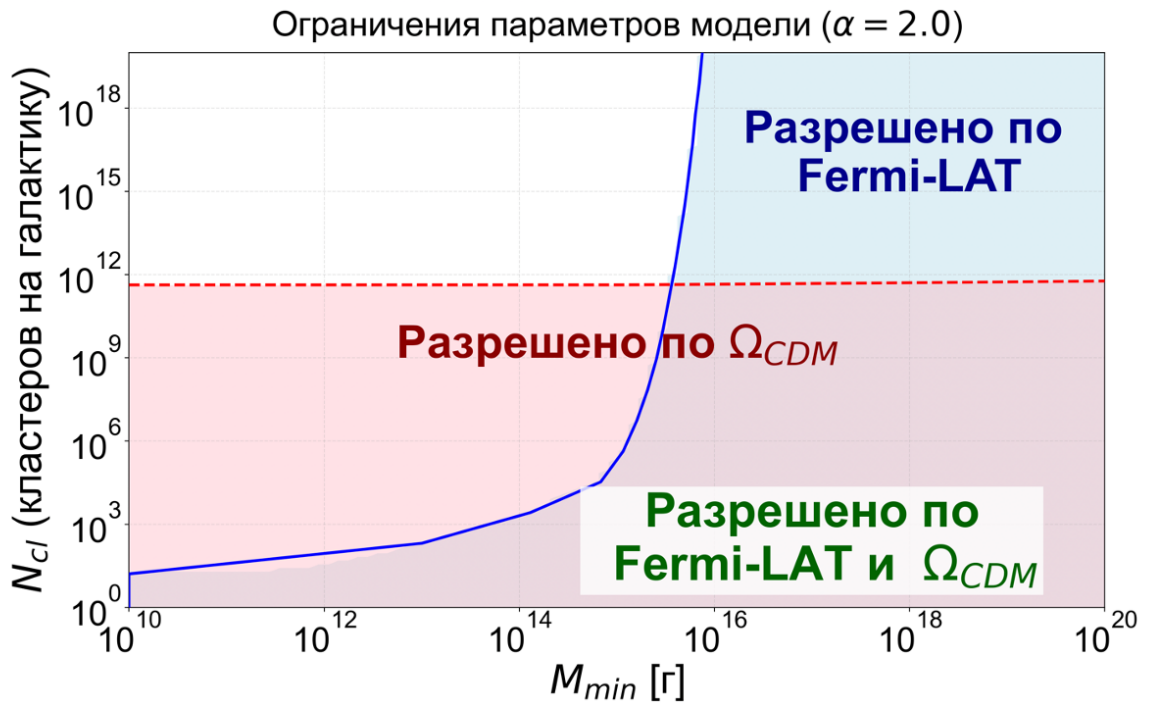


Рисунок 3.3 — ограничения параметров модели при $\alpha = 2.0$. Синяя область: разрешено по наблюдательным данным их каталога 4FGL коллаборации Fermi-LAT. Красная пунктирная линия: предел по Ω_{CDM} . Пересечения красной и синей областей является тем пространством параметров, при которых отсутствует противоречие наблюдательным данным. Наблюдается существенное расширение допустимой области по сравнению со случаем $\alpha = 1.5$

Для значения $\alpha = 2.5$ (рис. 3.4) космологическое ограничение ослабевает настолько, что в широком диапазоне масс доминирующим фактором становится ограничение по потоку гамма-излучения от телескопа Fermi-LAT.

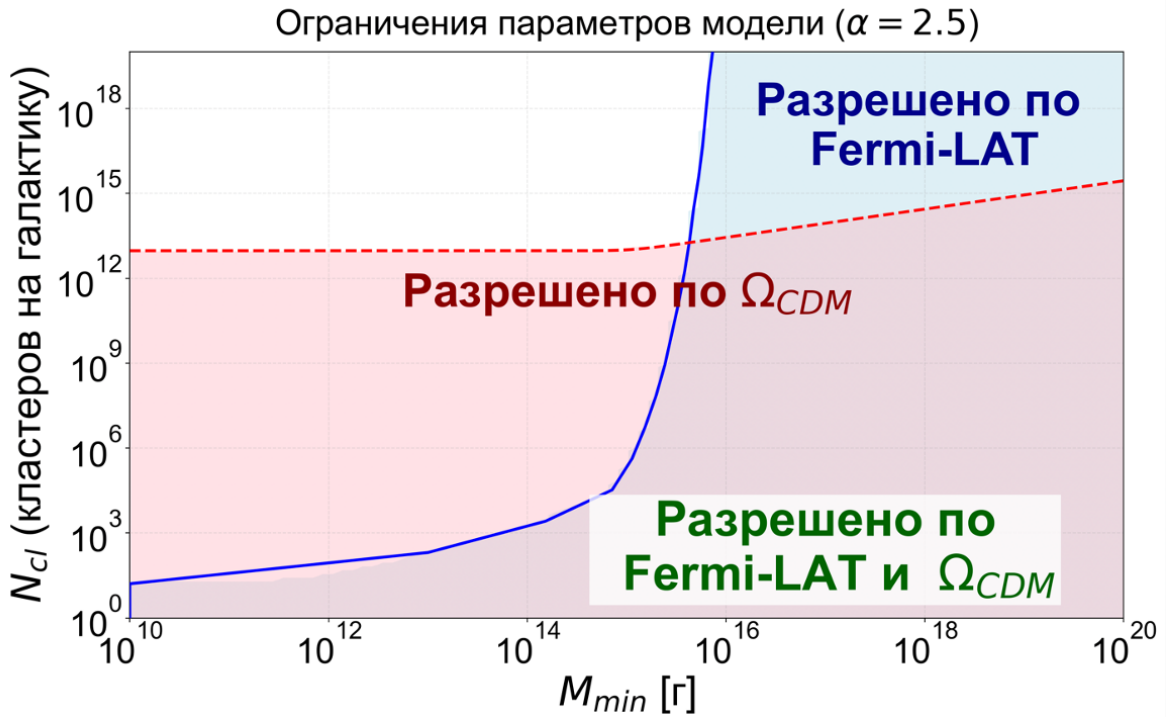


Рисунок 3.4 — ограничения параметров модели при $\alpha = 2.5$. Синяя область: разрешено по наблюдательным данным их каталога 4FGL коллаборации Fermi-LAT. Красная пунктирная линия: предел по Ω_{CDM} . Пересечения красной и синей областей является тем пространством параметров, при которых отсутствует противоречие наблюдательным данным. Предел по Ω_{CDM} уходит в область высоких N_{cl} , и допустимая область определяется преимущественно данными Fermi-LAT

Число чёрных дыр в одном кластере N_{bh} напрямую масштабирует общую светимость и массу кластера. На рис. 3.5 показано сравнение границ для трёх значений N_{bh} при фиксированном $\alpha = 2.0$.

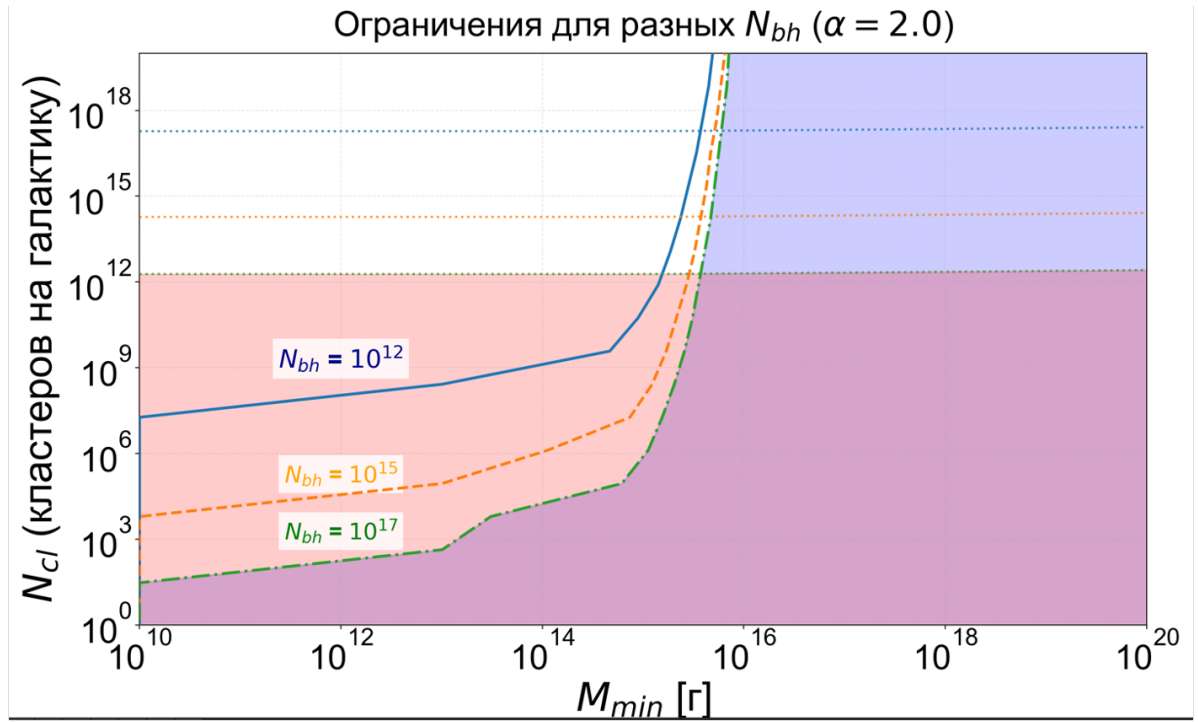


Рисунок 3.5 — Сравнение ограничений для разных значений N_{bh} при $\alpha = 2.0$. Синяя линия: $N_{bh} = 10^{12}$, оранжевая: $N_{bh} = 10^{15}$, зелёная: $N_{bh} = 10^{17}$. Увеличение N_{bh} приводит к сдвигу границы Fermi-LAT влево, уменьшая допустимое число кластеров N_{cl} .

Как видно из графика, с ростом N_{bh} от 10^{12} до 10^{17} допустимое количество кластеров N_{cl} уменьшается на несколько порядков, так как суммарный поток излучения Хокинга быстрее достигает предела чувствительности телескопа.

3.3 УЧЕТ ВОЗМОЖНОСТИ НАЛИЧИЯ ВИДИМЫХ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Помимо ограничений на диффузный фон и плотность тёмной материи, модель кластеров первичных чёрных дыр должна удовлетворять ещё одному наблюдательному условию: число кластеров, регистрируемых телескопом Fermi-LAT как точечные источники, не может превышать количество неидентифицированных источников с характерным спектром ПЧД ($\Gamma \approx 3$).

Максимальное расстояние, на котором кластер ПЧД может быть разрешён как точечный источник, определяется из условия превышения по-

рогового потока Fermi-LAT:

$$R_{max} = \left(\frac{1}{4\pi} \frac{\dot{N}}{F_{min}} \right)^{1/2} = 3 \text{ кпк}, \quad (3.1)$$

где $F_{min} = 6 \times 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ — чувствительность телескопа к точечным источникам, а \dot{N} — полная скорость испускания фотонов кластером:

$$\dot{N}(M_{min}, \alpha, N_{cl}, N_{bh}) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \left. \frac{d\dot{N}}{dE} \right|_{cl} dE. \quad (3.2)$$

\dot{N} зависит от всех параметров, влияющих на спектр энергии, исследуемый в данной работе (2.13).

Число кластеров в сфере радиуса R_{max} оценивается как:

$$N \sim n_{cl} \times \frac{4}{3} \pi R_{max}^3 \sim \left(\frac{R_{max}}{R_{halo}} \right)^3 N_{cl}, \quad (3.3)$$

где R_{halo} — радиус темного гало Галактики.

Требуем, чтобы $N \leq N_i$, где N_i - число наблюдаемых кандидатов с $\Gamma \approx 3$ (N_i принимается равным 40). Тогда верхняя граница на N_{cl} :

$$N \leq N_i \left(\frac{R_{max}}{R_{halo}} \right)^3 \quad (3.4)$$

3.3.1 РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ α

- **Случай $\alpha = 1.5$** При $\alpha = 1.5$ (Рисунок 3.6) доминирующим ограничением остаётся космологическое условие по плотности тёмной материи: допустимое число кластеров не превышает $N_{cl} \sim 10^4$. Ограничение по видимым источникам в этом случае не вносит дополнительных сужений допустимой области. Физическая причина заключается в данном случае при малых M_{min} суммарная светимость кластера остаётся умеренной. Кластеры с такими параметрами оказываются достаточно тусклыми для регистрации телескопом Fermi-LAT на больших расстояниях, поэтому ограничение $N_i \leq 40$ выполняется автоматически

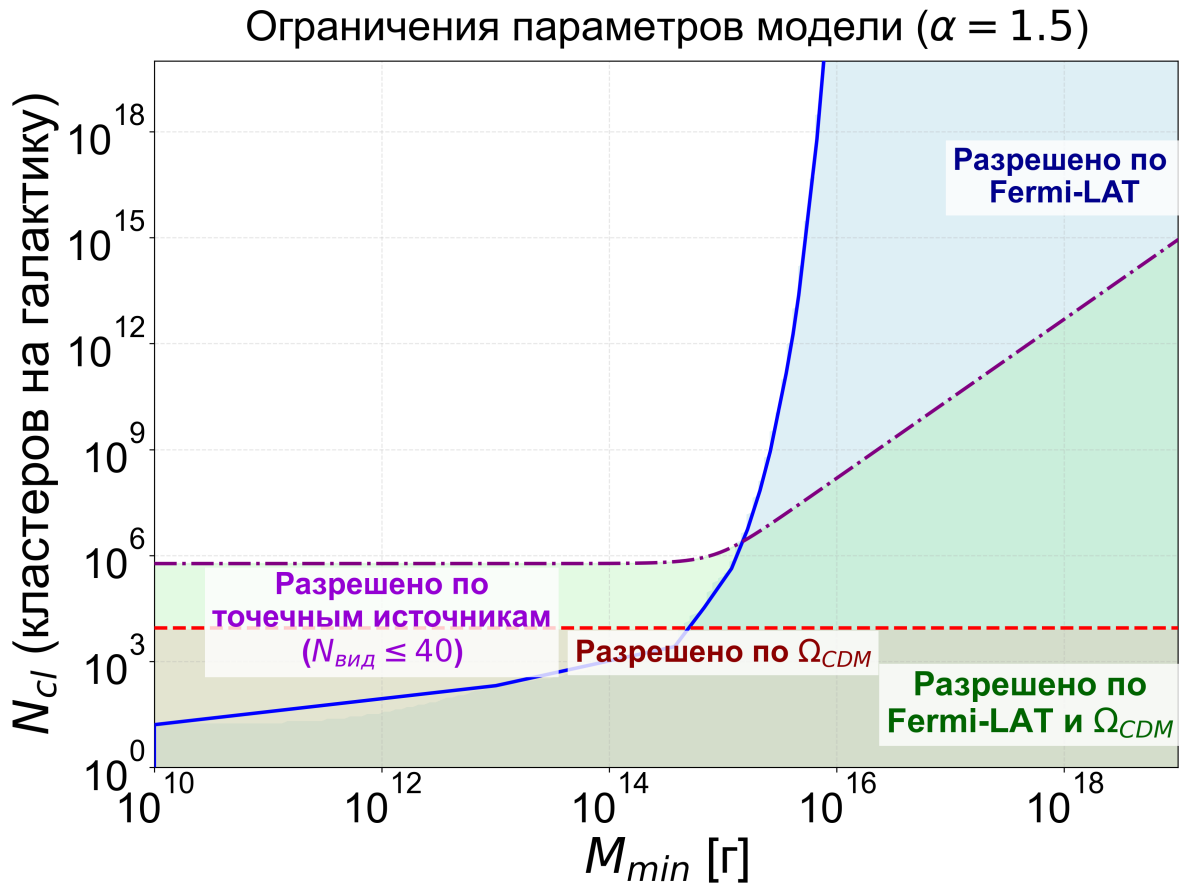


Рисунок 3.6 — Ограничения параметров модели при $\alpha = 1.5$. Количество наблюдаемых точечных источников – 40.

- **Случай $\alpha = 2.0$** Переход к $\alpha = 2.0$ (рисунок 3.7) качественно меняет ситуацию. Космологическое ограничение сдвигается в область $N_{cl} \sim 10^{12}$, открывая пространство параметров, где ограничение по видимым источникам становится существенным. Более легкие ПЧД испаряются интенсивнее, увеличивая яркость кластера и радиус его видимости. Это требует уменьшения полного числа кластеров в галактике, чтобы не превысить лимит наблюдаемых точечных источников

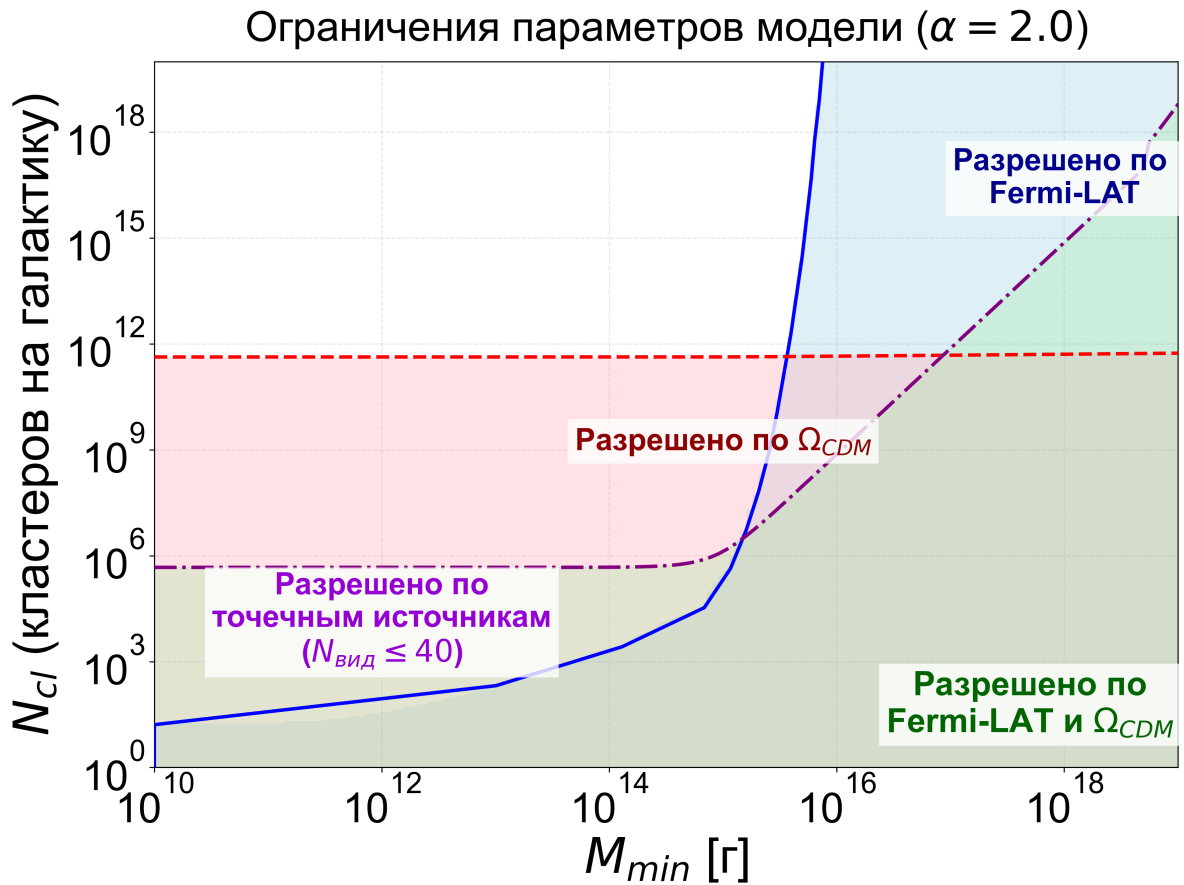


Рисунок 3.7 — Ограничения параметров модели при $\alpha = 2.0$. Количество наблюдаемых точечных источников – 40.

- **Случай $\alpha = 2.5$** Для $\alpha = 2.5$ (рисунок 3.8) ограничение по видимым источникам становится определяющим в широком диапазоне параметров. Космологическое ограничение уходит в область высоких N_{cl} ($\gtrsim 10^{14}$), и именно требование непротиворечия данным по точечным источникам задаёт верхнюю границу допустимого числа кластеров

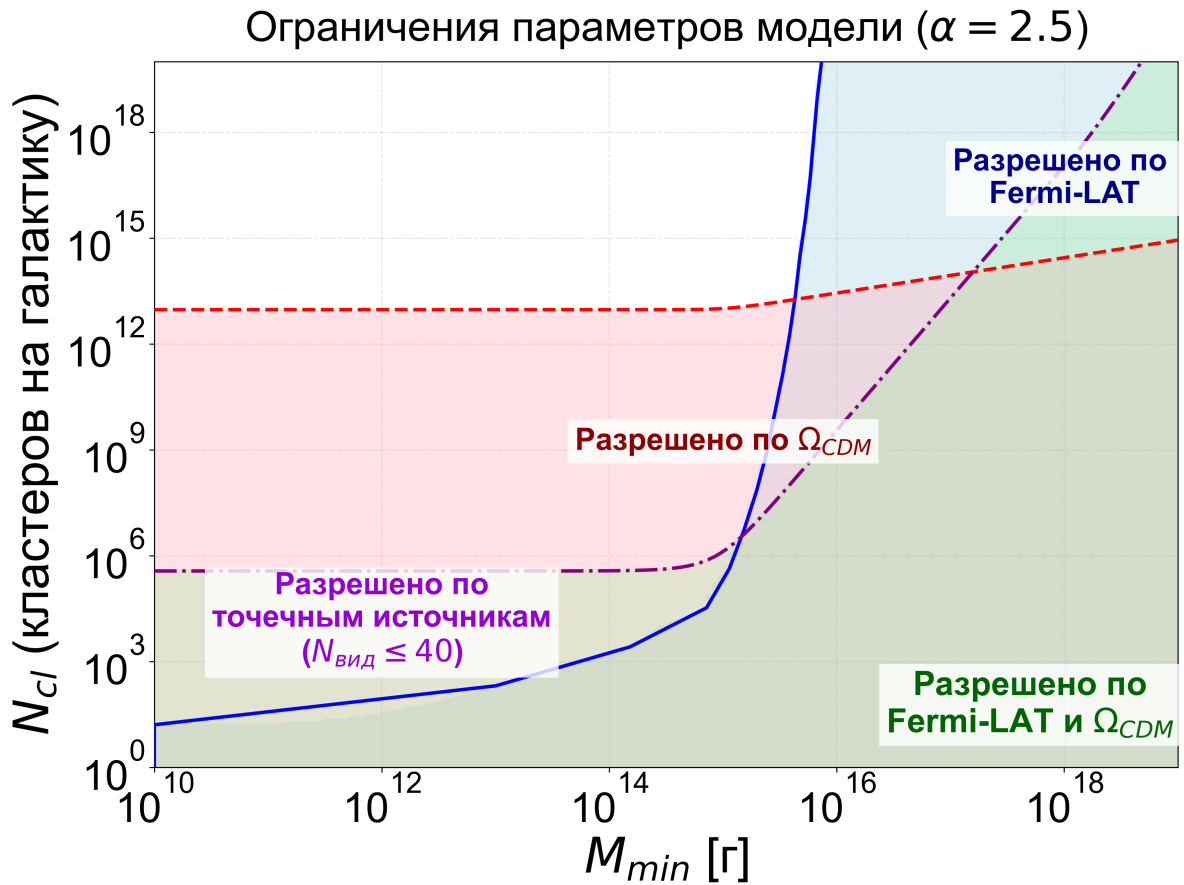


Рисунок 3.8 — Ограничения параметров модели при $\alpha = 2.5$. Количество наблюдаемых точечных источников – 40.

Сравнение трёх случаев демонстрирует, что учёт возможности существования видимых точечных источников существенно сужает пространство допустимых параметров модели. Это ограничение является независимым и дополняет ограничения по диффузному фону и плотности тёмной материи, обеспечивая более строгую проверку модели на наблюдательных данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы было проведено исследование вклада кластеров первичных чёрных дыр (ПЧД) в диффузный гамма-фон Галактики. Основные результаты можно сформулировать следующим образом:

- 1) В результате проведения анализа каталога 4FGL-DR4 коллаборации Fermi-LAT были найдены 1387 неидентифицированных источников, из которых лишь 38 обладают спектральным индексом $\Gamma = 3 \pm 1\sigma$, характерным для излучения кластеров ПЧД. Это указывает на то, что основная популяция кластеров формирует диффузный гамма-фон, а не регистрируется как отдельные точечные источники.
- 2) Получена математическая модель, описывающая гамма-излучение кластера первичных чёрных дыр. Получено аналитическое выражение для дифференциального спектра энергии фотонов (формула (2.13)), зависящее от четырёх параметров модели: числа кластеров в галактике N_{cl} , минимальной массы ПЧД M_{min} , количества чёрных дыр в кластере N_{bh} и показателя массового спектра α .
- 3) Проведено сравнение теоретического спектра с данными гамма-телескопов EGRET и Fermi-LAT. Показано, что предсказанный моделью спектр не противоречит наблюдательным данным в диапазоне энергий от 30 МэВ до 10 ГэВ при определённых значениях параметров, что подтверждает принципиальную возможность существования кластеров ПЧД как тёмной материи.
- 4) Получены ограничения на пространство параметров (N_{cl}, M_{min}) из трёх независимых условий:
 - ограничение по потоку гамма-излучения: модельный поток не должен превышать наблюдаемый диффузный фон Fermi-LAT;
 - космологическое ограничение: плотность вещества в ПЧД не должна превышать плотность тёмной материи $\Omega_{bh} \leq \Omega_{CDM} \approx 0.27$;
 - ограничение по числу видимых точечных источников: количе-

ство кластеров, регистрируемых телескопом Fermi-LAT как точечные источники, не должно превышать число наблюдаемых кандидатов с $\Gamma \approx 3$.

Полученные результаты имеют важное значение для понимания природы темной материи, а также для исследования неидентифицированных источников гамма-излучения и источников диффузного гамма-фона. Кластеры ПЧД с параметрами, попадающими в допустимую область, могут вносить существенный вклад в наблюдаемый фон, не противореча современным данным.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Leauthaud A., Riess A.* Looking beyond lambda // Nature Astronomy. — 2025. — Vol. 9, no. 8. — P. 1123–1128.
2. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters / Planck Collaboration [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2020. — Vol. 641. — A6. — arXiv: [1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro)].
3. *Freese K.* Status of dark matter in the universe // International Journal of Modern Physics D. — 2017. — Vol. 26, no. 06. — P. 1730012.
4. Exploring the Quantum Universe: Pathways to Innovation and Discovery in Particle Physics : tech. rep. / H. Murayama, S. Asai, K. Heeger, [et al.] ; Office of Scientific ; Technical Information (OSTI). — 2023.
5. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter / D. Clowe [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2006. — Vol. 648, no. 2. — P. L109–L113.
6. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars / V. Springel [et al.] // Nature. — 2005. — Vol. 435, no. 7042. — P. 629–636.
7. Extragalactic gamma-ray signal from dark matter annihilation: a power spectrum based computation / P. D. Serpico [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters. — 2012. — Vol. 421, no. 1. — P. L87–L91.
8. Towards Understanding the Origin of Cosmic-Ray Positrons / M. Aguilar [et al.] // Physical Review Letters. — 2019. — Vol. 122, no. 4.

9. Discovery of an Ultracompact Gamma-Ray Millisecond Pulsar Binary Candidate / A. K. H. Kong [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2014. — Vol. 794, no. 2. — P. L22.
10. *Belotsky K., Kirillov A., Khlopov M.* Gamma-ray evidence for dark matter clumps // Gravitation and Cosmology. — 2014. — Vol. 20, no. 1. — P. 47–54.
11. *Hawking S.* Gravitationally Collapsed Objects of Very Low Mass // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1971. — Vol. 152, no. 1. — P. 75–78.
12. *Hawking S. W.* Particle creation by black holes // Communications In Mathematical Physics. — 1975. — Vol. 43, no. 3. — P. 199–220.
13. *MacGibbon J. H.* Quark- and gluon-jet emission from primordial black holes. II. The emission over the black-hole lifetime // Physical Review D. — 1991. — Vol. 44, no. 2. — P. 376–392.
14. *Salvetti D.* Classifying Unidentified Gamma-ray Sources : PhD thesis / Salvetti David. — Pavia U., 2014. — arXiv: [1603.00231](https://arxiv.org/abs/1603.00231) [[astro-ph.HE](https://arxiv.org/abs/1603.00231)].
15. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog Data Release 4 (4FGL-DR4) / J. Ballet [et al.]. — 2023. — arXiv: [2307.12546](https://arxiv.org/abs/2307.12546) [[astro-ph.HE](https://arxiv.org/abs/2307.12546)].
16. Clusters of black holes as point-like gamma-ray sources / K. Belotsky [et al.] // Astroparticle Physics. — 2011. — Vol. 35, no. 1. — P. 28–32.
17. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog / S. Abdollahi [et al.] // The Astrophysical Journal Supplement Series. — 2020. — Vol. 247, no. 1. — P. 33.
18. The Spectrum of Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission between 100 MeV and 820 GeV / M. Ackermann [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2015. — Vol. 799, no. 1. — P. 86.
19. Development of the Model of Galactic Interstellar Emission for Standard Point-source Analysis of Fermi Large Area Telescope Data / F. Acero [et al.] // Astrophys. J. Suppl. — 2016. — Vol. 223, no. 2. — P. 26. — arXiv: [1602.07246](https://arxiv.org/abs/1602.07246) [[astro-ph.HE](https://arxiv.org/abs/1602.07246)].

20. Clusters of primordial black holes / К. М. Belotsky [и др.] // arXiv preprint arXiv:1807.06590. — 2018. — arXiv: [1807.06590](https://arxiv.org/abs/1807.06590) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
21. *Green A. M., Kavanagh B. J.* Primordial black holes as a dark matter candidate // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2021. — Vol. 48, no. 4. — P. 043001.
22. *Hogg D. W.* Distance measures in cosmology // arXiv preprint astro-ph/9905116. — 1999. — arXiv: [astro-ph/9905116](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9905116) [[astro-ph](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
23. *Peacock J. A.* Cosmological Physics. — Cambridge : Cambridge University Press, 1999. — P. 704. — ISBN 978-0-521-42270-3.