

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ»
Кафедра «Физика элементарных частиц»

РЕФЕРАТ ПО КУРСУ «КОСМОМИКРОФИЗИКА» НА ТЕМУ:

Первичные черные дыры

Студент группы М19-115

Стасенко В.Д.

Преподаватель

Хлопов М.Ю.

Москва 2021

СОДЕРЖАНИЕ

1 Введение	2
2 Формирование ПЧД	3
2.1 Образование ПЧД в ФП первого рода	3
2.2 Образование ПЧД в ФП 2-го рода	6
2.2.1 Модель с конкретным потенциалом	8
2.2.2 Формирование скоплений ПЧД	9
2.2.3 Эволюция скопления ПЧД	11
3 Обзор некоторых ограничений на ПЧД	14
3.1 Ограничения из испарения	15
3.2 Динамические ограничения	16
3.3 Ограничения из крупномасштабной структуры	19
4 Реионизация Вселенной и ПЧД	20
5 Заключение	23
Список использованных источников	24

1. ВВЕДЕНИЕ

Идея о том, что первичные черные дыры (ПЧД) могут формироваться в ранней Вселенной была предложена в [1]. Затем были предложены различные механизмы их формирования. Так, например, в работах [2; 3] рассматривается возможность формирования ПЧД из начальных неоднородностей плотности. В [4] рассматривается вопрос развития гравитационной неустойчивости на этапе доминирования сверхтяжелых нерелятивистских частиц, которые предсказываются в рамках теорий великого объединения. Коллапс космических струн также может вести к формированию ПЧД [5]. В моделях гибридной инфляции предсказывается возможность формирования ПЧД [6]. В работах [7—9] предсказывается формирование ПЧД в результате фазового перехода (ФП) 1-го рода. Другой класс моделей связан с ФП 2-го рода, ПЧД в этих моделях формируются в результате коллапса доменной стенки после стадии инфляции [10—12] и имеют степенной спектр масс. Также следует отметить, что последний механизм может приводить к образованию скоплений ПЧД. Существует также модель, которая приводит к формированиям ПЧД в результате флуктуаций барионного заряда [13], которая основана на модифицированном механизме бариогенезиса Аффлека-Дайна (БАД) и предсказывает логарифмически нормальное распределение ПЧД по массам.

ПЧД до сих пор не наблюдались, однако некоторые астрофизические эффекты можно отнести к ним. Например, происхождение ранних квазаров, которые обнаружены на красных смещениях $z \sim 6$ [14]. Детальное изучение галактических ядер показало, что в их центрах содержатся сверхмассивные черные дыры с массой $\sim 10^6 - 10^8 M_\odot$, которые могут иметь дозвездное происхождение [15]. ПЧД могут вносить вклад в реионизацию Вселенной, которая имела место на $z \sim 8$, за счет механизма излучения Хокинга [16—18] для маломассивных ПЧД, а также для более массивных за счет аккреции вещества [19]. К ПЧД могут быть приписаны события слияний черных дыр, которые регистрируются по эмиссии гравитационных волн. Также ПЧД могут давать вклад в скрытую массу Вселенной. [20].

2. ФОРМИРОВАНИЕ ПЧД

Одним из условий формирования ПЧД в ранней Вселенной является преобладание энергии гравитации над внутренне энергий (т.е. преобладание сил гравитации над силами давления). Рассмотрим область Вселенной с характерным размером R . Гравитационная энергия этой области будет $U_g \sim GM^2/R \sim G\rho^2 R^5$, где ρ — плотность среды. Внутренняя энергия для этого объема будет $U_p = pV$. Для релятивистского вещества имеет место уравнение состояния $p = c^2\rho/3$, тогда $U_p \sim \rho c^2 R^3$. Условие преобладания гравитации над давлением приобретает вид:

$$\frac{G\rho R^2}{c^2} > 1, \quad (1)$$

пользуясь этим соотношением легко установить массу черной дыры, образующейся в пределах горизонта, т.е. при $R \sim ct$, что дает верхний предел массы ПЧД, формирующейся на момент времени t :

$$M \sim \frac{c^3 t}{G} \sim 10^5 \left(\frac{t}{s} \right) M_\odot, \quad (2)$$

аналогичное соотношение можно получить, если в формуле для шварцшильдовского радиуса $r_g = 2GM/c^2$ положить $r_g = ct$. Возможные механизмы формирования ПЧД обсуждаются ниже.

2.1. ОБРАЗОВАНИЕ ПЧД В ФП ПЕРВОГО РОДА

Рассмотрим динамику ФП 1-го рода на примере скалярного поля, потенциал которого имеет два невырожденных минимума (см. рисунок (1а)). Пусть поле во всем пространстве имеет значение $\phi = 0$ (в данном изложении нас не интересует по каким причинам это было реализовано), из рисунка видно, что это состояние ложного вакуума. Тогда могут возникать области (пузыри) в пространстве (например, в результате квантового туннелирования), в котором поле будет принимать значение $\phi = \langle \phi \rangle$. Свободная энергия такого пузыря размером R , отсчитываемая от свободной энергии среды с $\phi = 0$ без пузыря, складывается из двух частей — объемной и поверхностной. Первая связана с тем, что внутри пузыря плот-

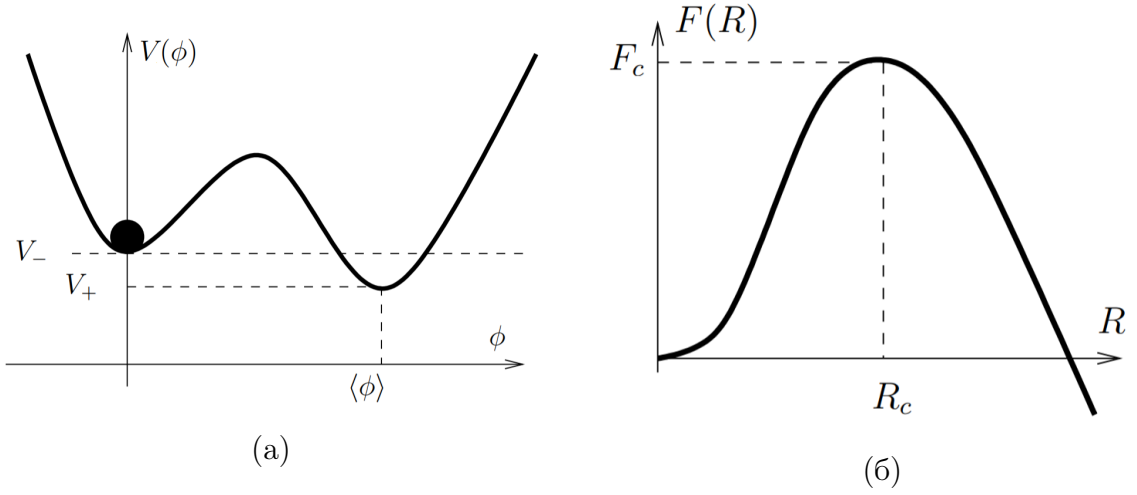


Рисунок 1 – (а) — Вид потенциала скалярного поля, при котором может происходить ФП 1-го рода. (б) — Свободная энергия пузыря новой фазы в зависимости от его радиуса.

ность свободной энергии V_+ меньше плотности энергии окружающей среды $F_V = 4/3\pi R^3(V_+ - V_-)$. Поверхностная часть возникает из-за того, что поле ϕ вблизи поверхности пузыря неоднородно (т.к. должен существовать переход между двумя вакуумами), плотность поверхностной энергии μ будет зависеть от параметров модели, а поверхностная энергия очевидно будет равна $F_S = 4\pi R^2\mu$. Таким образом свободная энергия пузыря размером R , отсчитываемая от свободной энергии старой фазы, равна (см. рисунок (16))

$$F(R) = 4\pi R^2\mu - \frac{4\pi}{3}R^3\Delta V, \quad (3)$$

где $\Delta V = V_- - V_+$. Из рисунка (1б) видно, что при достаточно малых размерах пузыря, он будет схлопываться обратно за счет сил поверхностного натяжения. Наоборот, при достаточно больших значениях R свободная энергия убывает с ростом R , т.е. пузырек будет неограниченно расширяться и система перейдет в новую фазу. Минимальный размер, начиная с которого пузырек будет расширяться, легко определяется и равен $R_c = 2\mu/\Delta V$.

Таким образом может происходить расширение пузырей истинного вакуума в области ложного вакуума. При этом потенциальная энергия ложного вакуума преобразуется в кинетическую энергию стенок, что приводит к ультрарелятивистской скорости расширения за короткое время.

Если два расширяющихся пузыря столкнутся, то может быть сформирована ПЧД [7] в результате концентрации кинетической энергии стенок

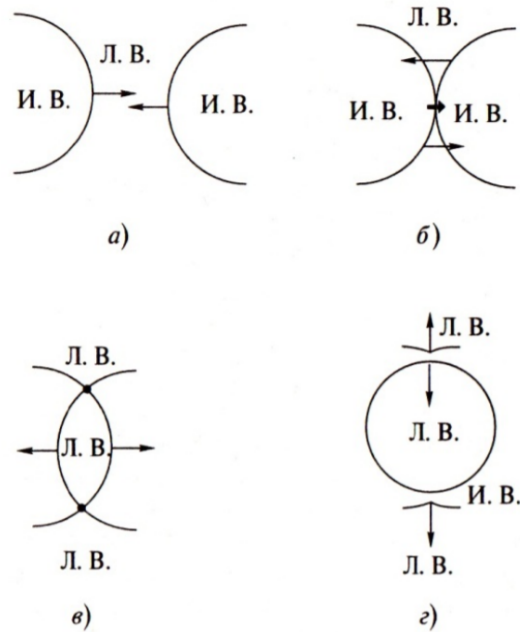


Рисунок 2 – Формирование мешка ложного вакуума при столкновении стенок двух пузырей.

в пределах их гравитационного радиуса. Рассмотрим детальнее этот процесс. После столкновения, совместное проникновение стенок на расстояние, сравнимое с толщиной стенки, сопровождается дополнительным увеличением потенциальной энергии. Затем стенки отражаются и двигаются в обратном направлении в области истинного вакуума. Пространство между ними заполняется полем в состоянии ложного вакуума, преобразуя кинетическую энергию стенок обратно в энергию ложного вакуума и уменьшая скорость стенки. Существует некоторый момент, зависящий от параметров теории, когда центральная область мешка ложного вакуума отделяется и образует обособленный мешок ложного вакуума. Схематично данный процесс представлен на рисунке (2).

Основная идея механизма формирования ПЧД при столкновении двух пузырей, образованных в результате ФП 1-го рода, состоит в том, чтобы сжать мешок ложного вакуума под его гравитационный радиус. Если мешок ложного вакуума сожмется до некоторого размера $D > r_g$, сравнимого с толщиной стенки, то коллапса в ЧД не произойдет, а наоборот начинается его расширение до тех пор пока кинетическая энергия стенок не станет равной нулю и последующее сжатие. Возникающие осцилляции приводят к потере энергии мешка ложного вакуума. В результате чего он

сжимается до еще меньших размеров. Поскольку данный мешок энергетически невыгоден, то в результате квантово-механического туннелирования он распадется.

2.2. ОБРАЗОВАНИЕ ПЧД В ФП 2-ГО РОДА

В отличие от ФП 1-го рода, при ФП 2-го рода изменение параметров среды происходит не скачкообразно, а непрерывно. Например, в результате скатывания поля из одного минимума потенциала в другой при изменении формы потенциала с течением времени (например, при уменьшении температуры). Также многие модели гибридной инфляции заканчиваются ФП 2-го рода.

Рассмотрим теорию скалярного поля с потенциалом, обладающим как минимум седловой точкой или максимумом (не привязываясь к конкретной модели). Пусть в начальный момент поле находится вблизи этой точки ϕ_u . В результате классического движения поле скатится в один из минимумов в большей части пространства. Однако квантовые флуктуации в течении инфляции могут перенести поле за потенциальный барьер в отдельных областях пространства. После того как инфляция заканчивается поле в разных областях пространства скатывается к разным минимумам, в результате формируется доменная стенка, которая связывает вакуумы.

Множественные квантовые флуктуации на инфляционной стадии могут быть описаны как случайные блуждания. Можно показать, что плотность вероятности принять полю значение ϕ в момент времени t определяется следующим выражением:

$$f(\phi, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2(t)}} \exp\left(-\frac{(\phi - \phi_u)^2}{2\sigma^2(t)}\right), \quad (4)$$

где $\sigma(t) = \frac{H}{2\pi}\sqrt{Ht}$, а H — параметр Хаббла. Соотношение (4) справедливо, если массой поля m_ϕ можно пренебречь в сравнении с H . Вероятность того, что в момент времени t поле ϕ примет значение больше некоторого критического значения ϕ_{cr} имеет вид

$$P(t) = \int_{\phi_{cr}}^{\infty} f(\phi, t) d\phi = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\phi_{cr} - \phi_u}{\sqrt{2}\sigma(t)}\right). \quad (5)$$

В течении одного e -фолда (т.е. за время $\Delta t = H^{-1}$), каждая причинно-связанная область разбивается на $\sim e^3$ причинно-несвязанных областей, следовательно количество областей со значением поля выше критического будет:

$$n_{cr}(t) = P(t)e^{3Ht}, \quad (6)$$

в то время как ее размер на момент окончания инфляции определяется формулой:

$$r_{inf}(t) = H^{-1} \exp(N_{inf} - Ht), \quad (7)$$

где t — момент формирования области (во время инфляции), а $N_{inf} \approx 60$ — полное число e -фолдов, необходимых для формирования наблюдаемой Вселенной. После того как инфляция окончилась, поле стремится к минимуму в различных областях. Большая часть Вселенной находится в каком-нибудь конкретном минимуме, но также могут существовать регионы, где поле находится в другом минимуме. Возникают замкнутые доменные стенки.

Замкнутые стенки начинают коллапсировать после того как их пересечет горизонт. На RD -стадии горизонт меняется по закону $l_H(\tau) = 2\tau$. Размер доменной стенки меняется со временем как $r(\tau) = r_{inf}\sqrt{\tau/t_{inf}}$, где t_{inf} — момент окончания инфляции. Приравнивая $r_H(\tau) = r(\tau)$ найдем момент времени, когда горизонт пересечет стенку, отсюда можно получить размер стенки на момент начала коллапса:

$$r(t) = \frac{r_{inf}^2}{2t_{inf}} = \frac{\exp[2(N_{inf} - Ht)]}{2HN_{inf}}. \quad (8)$$

Соотношение (8) связывает размер стенки r и время ее формирования t , разрешая это уравнение относительно t и подставляя в (6), получим распределение стенок по размеру

$$n_c(r) = P(t(r)) \exp(3Ht(r)). \quad (9)$$

В предположении, что стенка сферическая ее поверхностная энергия имеет вид $E_s = 4\pi r^2\mu$, где μ — плотность поверхностной энергии. Отождествляя энергию стенки с ее массой получим $r(m) = \sqrt{m/4\pi\mu}$. Пользуясь этим и соотношением (9) легко получить интегральное распределение

стенок по массе (число стенок с массой большей, чем m).

2.2.1 Модель с конкретным потенциалом

Рассмотрим процесс формирования замкнутой доменной стенки с размером значительно выше размера горизонта на момент окончания инфляции. Рассмотрим теорию комплексного скалярного поля с потенциалом вида

$$V(\phi) = \lambda(|\phi|^2 - f^2/2)^2 + \Lambda^4(1 - \cos \theta), \quad (10)$$

где $\phi = re^{i\theta}$. Последнее слагаемое в потенциале (10) отражает вклад инстантонных эффектов в перенормировку лагранжиана и мало на инфляционной стадии (но начинает играть важную роль на постинфляционной стадии). Будем считать, что масса радиального поля значительно велика (хотя бы настолько, чтобы оно находилось в основном состоянии до окончания инфляции). В этом случае поле принимает вид $\phi \approx (f/\sqrt{2})e^{i\theta}$. Фаза θ приобретает смысл безмассового поля.

Когда инфляция оканчивается поле θ в разных областях приобретает разные значения минимума. Лагранжиан, описывающий динамику θ имеет вид

$$L_\chi = \frac{1}{2}(\partial\chi)^2 - \Lambda^4(1 - \cos(\chi/f)), \quad (11)$$

где $\chi = f\theta$. Одномерное решение уравнения поля для лагранжиана (11) хорошо известно

$$\theta(z) = -4 \arctan \left(e^{\Lambda^2(z-z_0)/f} \right), \quad (12)$$

решение будет справедливым в некоторой окрестности вблизи стенки, если толщина стенки d много меньше, чем ее размер. Зная решение (12), можно найти поверхностную энергию стенки

$$\mu = 4\Lambda^2 f. \quad (13)$$

Энергия полевой конфигурации сконцентрирована в «плоскости» толщиной $d = 2f/\Lambda^2$.

Как было сказано выше, такие доменные стенки формируются с размером значительно больше размера горизонта на постинфляционной стадии. Сжатие стенки может начаться только тогда, когда ее пересечет горизонт.

До этого момента стенка расширяется вместе со Вселенной. После пересечения горизонтом стенка становится самогравитирующей и начинает сжиматься до минимального размера порядка толщины стенки d . Черная дыра будет сформирована, если толщина стенки d окажется меньше ее гравитационного радиуса r_g

$$d \leq r_g \approx 2E_w/M_{pl}^2, \quad (14)$$

где M_{pl} — масса Планка.

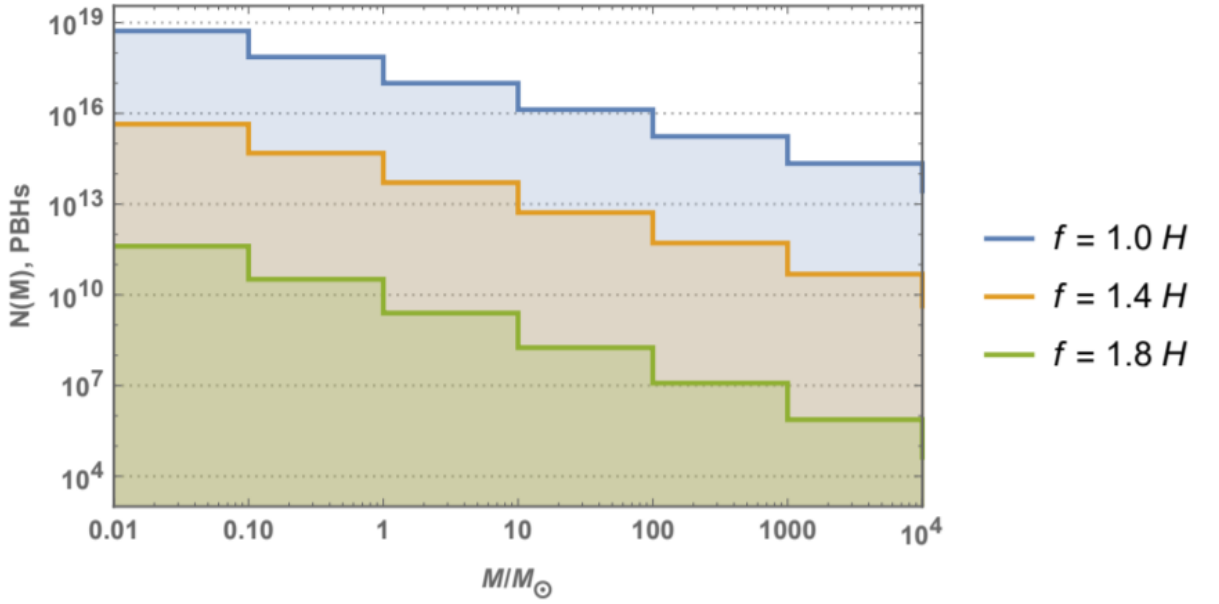


Рисунок 3 – Спектр масс ПЧД для различных значений параметра f .

Выберем следующие значения параметров: $H = 10^{13} \text{ GeV}$, $N_{inf} = 60$, $\Lambda = 0.05 \text{ GeV}$ и начальное значение поля $\theta_u = 0.05\pi$. На рисунке (3) изображен спектр масс ПЧД для различных значений параметра f . Видно, что распределение очень чувствительно к изменению параметров.

Области с низкой массой не колапсируют в черные дыры из-за того, что их гравитационный радиус меньше, чем толщина стенок. С выбранными параметрами нижний предел в распределении по массам $\sim 10^{-2} M_\odot$.

2.2.2 Формирование скоплений ПЧД

Как было показано в [11] ПЧД формируются скоррелированно в пространстве. Качественно рассмотрим этот процесс в простейшем случае на примере поля с лагранжианом (11). Максимум потенциала приходится на

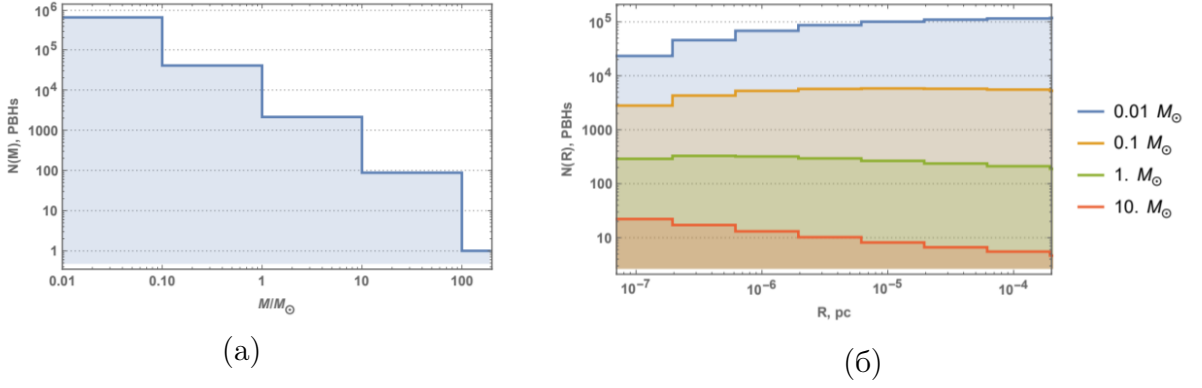


Рисунок 4 – (а) — Зависимость числа ПЧД от их массы, последний бин приходится на центральную черную дыру. (б) — Пространственная структура кластера ПЧД.

точку $\theta = \pi$. Рассмотрим область с размером H^{-1} , в которой поле θ принимает значение в диапазоне $\pi < \theta < \pi + \delta$ (δ — средняя флуктуация поля θ за 1 e -фолд), будем считать, что эта область сформировалась в результате флуктуации поля со значением $\theta < \pi$ в некоторой более большой области. В течении следующего e -фолда эта область будет разделена на $\sim e^3$ причинно-несвязанных областей и в некоторых из них можно ожидать значение поля в диапазоне $\pi - \delta < \theta < \pi$. В результате чего внутри большой доменной стенки будут формироваться стенки меньших размеров, таким образом возникает структура фрактального типа.

Очевидно, что эти рассуждения можно применить к пространству снаружи доменной стенки. Поле снаружи доменной стенки имеет значение $\theta < \pi - \delta$, его классическая эволюция также подавляется квантовыми флуктуациями. Поэтому в области снаружи доменной стенки также могут возникнуть флуктуации $\theta > \pi$, которые затем образуют доменную стенку. Важно отметить, что размер доменной стенки (как следствие и масса ПЧД) будет зависеть от e -фолда, на котором сформировалась область $\theta > \pi$. Таким образом, самая большая доменная стенка обростает стенками меньших размеров, те в свою очередь еще меньших и так далее. Поэтому, для описания скопления ПЧД достаточно задать только массу центральной ЧД (ЦЧД) и можно считать, что она обростает ЧД меньших масс.

Рассмотрим пример скопления ПЧД с массой ЦЧД $10^2 M_\odot$. На рисунке (4) представлена структура кластера на момент коллапса самой большой доменной стенки. На рисунке (4б) видно, что самые массивные ЧД ока-

зываются наиболее близко расположенные к центру (красная линия), в то время как самые легкие ЧД вдали от центра, что, как уже отмечалось, связано с особенностями их формирования.

2.2.3 Эволюция скопления ПЧД

После образования, скопление ПЧД отцепляется от расширения, вириализируется и кондесирует на себе гало СМ [21]. В результате формируется объект с массой $M \sim 10^8 M_\odot$, который затем участвует в иерархической кластеризации, в этом случае проследить за судьбой скопления ПЧД достаточно сложно. Однако некоторые из скоплений могли сохраниться в межгалактическом пространстве, тогда очень важным становится вопрос о эволюции скопления ПЧД.

Скопления ПЧД очень схожи с шаровыми звездными скоплениями (ШЗС). Однако их эволюция будет отличаться. ШЗС развиваются по пути гравитационной катастрофы и коллапса кора [22], в результате которой формируется очень плотное ядро ШЗС (которое, однако, имеет очень малую массу) и массивное гало с профилем плотности $\rho \propto r^{-2}$. Расчеты, выполненные в работе [23], указывают на $\rho \propto r^{-2.23}$ для гало ШЗС. Рассмотрим подробно из-за чего это происходит. Потенциальная энергия в центре шарового скопления имеет вид

$$U = -\frac{G N^2 m^2}{R}, \quad (15)$$

где R — размер центральной области, тогда согласно теореме вириала $K = -U/2$, полная энергия будет давать выражением

$$E = -\frac{G N^2 m^2}{2 R}, \quad (16)$$

поскольку эволюция ШЗС определяется в основном парной релаксацией (т.е. слабыми парными некоррелированными взаимодействиями между звездами), то это приводит к тому, что возникает диффузия в пространстве скоростей. Можно считать, что в результате этой диффузии звезды уносят нулевую энергию из центра (т.е. вылетают из скопления; однако в реальности вылетают в гало ШЗС, обладая малой энергией связи). Поскольку полная

энергия в таком процессе сохраняется, то центральная область скопления будет сжиматься как $R \propto N^2$, а центральная плотность $\rho_c \sim m N/R^3$ будет расти как $\rho \propto N^{-2}$.

Развитие описанной выше неустойчивости приводит к тому, что ядро скопления коллапсирует. Однако в процессе коллапса диффузионное приближение нарушается и возникают сложные эффекты, такие как кратные взаимодействия между звездами, формирование двойных звездных систем [24–26], которые вызывают расширение скопления и гравитермические осцилляции [27].

Эволюция скопления ПЧД протекает несколько иначе из-за наличия широкого массового диапазона и присутствия массивной центральной ЧД. В работе [28] рассмотрен коллапс ядра ШЗС в присутствии центральной ЧД и показано, что её наличие обращает коллапс ядра вспять, иначе говоря ядро сожмется только до определенного размера, который определяется соотношением массы ШЗС и массы ЦЧД, а затем начнется стадия расширения скопления. Самое популярное объяснение этого состоит в то, что с ростом центральной плотности, ЧД все активнее будет поглощать звезды тем самым «накачивая» энергию в скопление (т.к. будут поглощаться звезды с отрицательной энергией). В какой-то момент времени расширение, вызванное подобным «накачиванием» энергии, превысит сжатие, которое вызывается коллапсом кора. Другое объяснение может состоять в том, что дисперсия скоростей вблизи центральной ЧД растет как $\sigma \propto r^{-1/2}$, в то время как в коре скопления дисперсия скоростей есть константа, а снаружи кора дисперсия скоростей медленно спадает к границе скопления как $\sigma \propto r^{-0.1}$ [23]. Поскольку дисперсия скоростей есть температура, то такое распределение температуры вызывает поток энергии к более холодным областям. По мере сжатия кора (области с постоянной температурой) он будет нагреваться в результате оттока тепла в гало (из-за того, что система в целом обладает отрицательной теплоемкостью). Сжатие кора в конечном итоге приведет к тому, что исчезнет «мост» в распределении температуры между $\sigma \propto r^{-1/2}$ и $\sigma \propto r^{-0.1}$ и возникнет поток энергии, вызывающий расширение скопления, т.е. можно сказать, что возникает энергетический источник в центре [29].

На рисунке (5) представлена эволюция скопления ПЧД [30; 31]. Можно

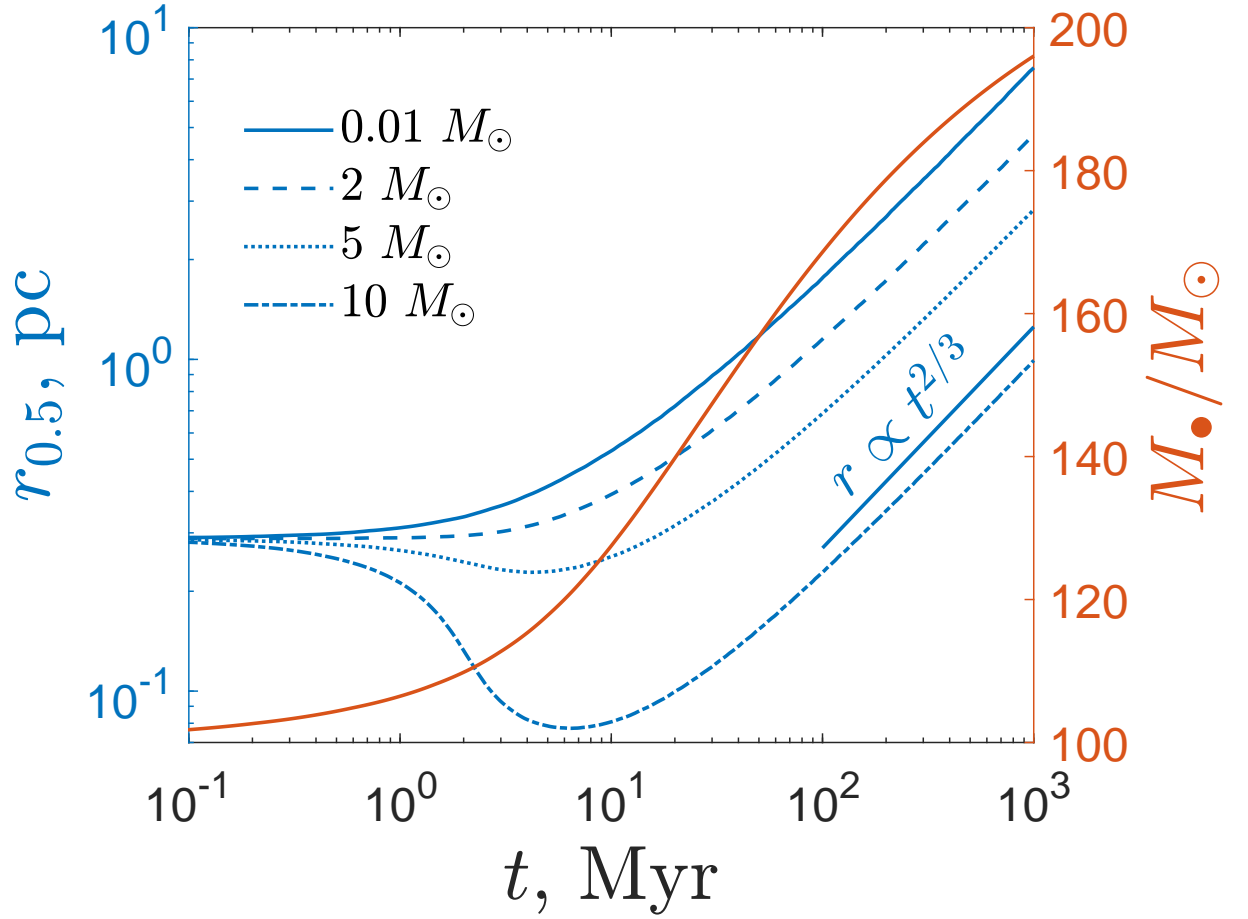


Рисунок 5 — Синяя ось и синие линии — эволюция радиуса, содержащего половину массы для ПЧД разного массового типа внутри скопления. Красная ось и красная линия — зависимость массы центральной ЧД от времени.

видеть, что в начале эволюции происходит резкое сжатие массивных типов ПЧД к центру скопления из-за динамического трения и одновременный рост массы центральной ЧД. Однако затем это сжатие прекращается и скопление начинает расширяться по закону $r \propto t^{2/3}$. Подобное расширение может привести к тому, что скопление полностью раствориться в гало СМ с одной стороны, с другой же гало может препятствовать расширению из-за того, что все типы ПЧД будут испытывать динамическое трение о частицы СМ.

3. ОБЗОР НЕКОТОРЫХ ОГРАНИЧЕНИЙ НА ПЧД

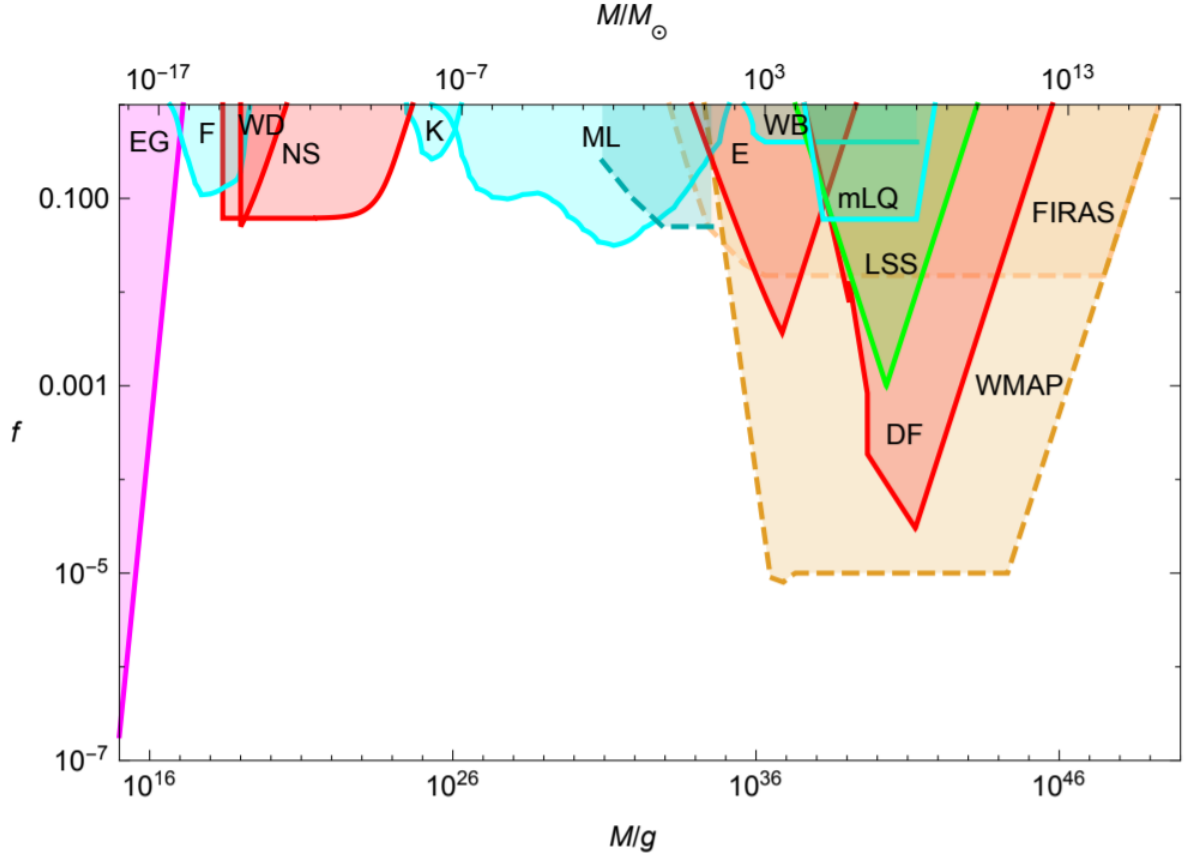


Рисунок 6 – Ограничения на $f(M)$: испарение (фиолетовая область), динамические (красная), линзирование (голубая), крупномасштабная структура (зеленая), аккреция (оранжевая). EG — внегалактические гамма лучи [32], F — фемтолинзирование гамма-всплесков [33], WD — взрывы белых карликов [34], NS — захват ПЧД нейтронными звездами [35], E — выживание звездного скопления в галактике Eridanus II [36], WB — разрушение двойных звездных систем [37], DF — динамическое трение в галактическом диске [38], mLQ — миллилинзирование квазаров [39], генерация крупномасштабной структуры за счет Пуассоновских флуктуаций [40], WMAP, FIRAS — эффекты аккреции [19].

Если ПЧД формируются в достаточном количестве, то они могут играть роль скрытой массы (СМ), доля которой во Вселенной $\Omega_{DM} \sim 0.25$. Все ограничения, изложенные ниже, предполагают, что ПЧД расположены в галактическом гало также как и другие формы СМ. Введем обозначение $f(M)$, которое будет показывать долю ПЧД по отношению к СМ для ПЧД массы M . Ограничения на $f(M)$ представлены на рисунке (6) [20].

3.1. ОГРАНИЧЕНИЯ ИЗ ИСПАРЕНИЯ

ПЧД с массой M будет «испаряться» за счет эмиссии Хокинговского излучения на временном масштабе $\tau \propto M^3$, который много меньше, чем возраст Вселенной для $M < M_* = 5 \cdot 10^{14} g$. ПЧД с массой $M > M_*$ могут быть кандидатом в СМ, хотя существуют жесткие ограничения на $f(M_*)$ из внегалактического гамма-фона [32].

Для ПЧД с массой $M > 2M_*$ можно пренебречь изменением массы в целом, тогда проинтегрированный по времени спектр фотонов dN^γ/dE от ПЧД будет произведение мгновенного спектра $d\dot{N}^\gamma/dE$ на возраст Вселенной.

$$\frac{dN^\gamma}{dE} \propto \begin{cases} E^3 M^3 & (E < M^{-1}), \\ E^2 M^2 e^{-EM} & (E > M^{-1}). \end{cases} \quad (17)$$

Число фотонов в единицу Энергии в единицу объема от всех ПЧД получится интегрированием выражения (17) со спектром масс ПЧД dn/dM :

$$\mathcal{E}(E) = \int_{M_{min}}^{M_{max}} dM \frac{dn}{dM} \frac{dN^\gamma}{dE}(M, E). \quad (18)$$

Для монохроматической функции масс (дельта-функциональный спектр масс), получим

$$\mathcal{E}(E) \propto f(M) \times \begin{cases} E^3 M^3 & (E < M^{-1}), \\ E^2 M^2 e^{-EM} & (E > M^{-1}), \end{cases} \quad (19)$$

а интенсивность излучения будет даваться выражением

$$I(E) = \frac{c E \mathcal{E}(E)}{4\pi} \propto f(M) \times \begin{cases} E^4 M^2 & (E < M^{-1}), \\ E^3 M e^{-EM} & (E > M^{-1}). \end{cases} \quad (20)$$

Видно, что при $E \sim M^{-1}$ интенсивность принимает максимальное значение $I^{max} \propto f(M) M^{-2}$. Наблюдаемая интенсивность гамма-излучения $I^{obs} \propto E^{-(1+\epsilon)} \propto M^{1+\epsilon}$, где ϵ лежит в пределах от 0.1 [41] до 0.4 [42]. Поскольку

должно быть $I^{max}(M) \leq I^{obs}(M)$, то получим [43]

$$f(M) \leq 2 \times 10^{-8} \left(\frac{M}{M_*} \right)^{3+\epsilon} \quad (M > M_* = 5 \times 10^{14} \text{g}). \quad (21)$$

3.2. ДИНАМИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ

Эффекты столкновения ПЧД с астрономическими объектами являются предметом серьезного интереса [38]. К примеру, столкновение ЧД с звездами должно сопровождаться вспышками интенсивного гамма-излучения [44].

В работе [45] рассмотрена возможность того, что звезды в диске Галактики могут поглощаться ПЧД из гало. Звезды затем будут аккрецированы в результате чего будет произведено большое количество гамма-излучения и возникнет популяция ЧД с массами меньше солнечных, имеющих первичное происхождение. Масса таких ПЧД должна быть меньше, чем $3 \times 10^{26} \text{g}$. Это соотношение вытекает из того, что временной масштаб, на котором происходит поглощение ПЧД звездами $\tau_{cap} \propto n_{PBH}^{-1} \propto M f(M)^{-1}$ должен быть больше, чем возраст галактического диска

$$f < \frac{M}{3 \times 10^{26} \text{g}}, \quad (22)$$

что соответствует нижнему пределу массы объектов, обеспечивающих темную материю.

Похожий анализ столкновений ПЧД с звездами главной последовательности, ядрами красных гигантов, белыми карликами и нейтронными звездами выполнен в работе [46]. Из него следует, что столкновения слишком редки для $M > 10^{20} \text{g}$ или в результате столкновения высвобождается слишком мало энергии для обнаружения для $M < 10^{20} \text{g}$. Анализ, выполненный в работах [35; 47], где рассматривается захват ПЧД белыми карликами и нейтронными звездами дает следующее ограничение

$$f(M) < \frac{M}{4.7 \times 10^{24} \text{g}} \left(1 - \exp \left[-\frac{M}{2.9 \times 10^{23} \text{g}} \right] \right)^{-1}. \quad (23)$$

Слабосвязанные двойные звездные системы могут быть уязвимы к разрушению ПЧД [48; 49]. Анализ, выполненный в работе [37], дает следующее

значение на $f(M)$:

$$f(M) < \begin{cases} (M/500 M_\odot)^{-1} & (500 M_\odot < M \leq 10^3 M_\odot), \\ 0.4 & (10^3 M_\odot \leq M < 10^8 M_\odot). \end{cases} \quad (24)$$

Другое интересное ограничение состоит в том, что ПЧД могут разрушать слабосвязанные звездные скопления [36]. Это связано с тем, что в процессе движения звезда, которая имеет массу m_* , через пространство, заполненное ПЧД с массой $m_{\text{РВН}} > m_*$, будет приобретать скорость в результате рассеяния на тяжелых частицах. Рассмотрим подробнее этот механизм. Шаровое скопление звезд, которое находится в коре карликовой галактики (в данном случае Eridanus II см. рисунок (6) область E), помимо звезд содержит также скрытую массу. Тогда типичная звезда будет увеличивать квадрат своей скорости за счет рассеяния на более тяжелых ПЧД со средним темпом [50]:

$$\langle (\Delta v)^2 \rangle = \frac{4\sqrt{2}\pi G^2 f_{DM} \rho m_{\text{РВН}} \ln \Lambda}{\sigma} \left(\frac{\text{erf}(x)}{x} \right), \quad (25)$$

где $\ln \Lambda \sim 10$ — кулоновский логарифм, σ — дисперсия скоростей ПЧД, ρ — полная плотность скрытой массы, f_{DM} — вклад в эту плотность от ПЧД, переменная $x = v_*/\sqrt{2}\sigma$. При получении формулы (25) предполагается, что ПЧД имеют максвелловское распределение скоростей с дисперсией σ . Потенциальная энергия звездного скопления на единицу массы имеет вид:

$$U = C - \alpha \frac{GM_*}{r_h} + \beta G \rho r_h^2, \quad (26)$$

где C — константа, M_* — полная масса скопления звезд, ρ — плотность СМ, r_h — радиус содержащий половину массы, α и β — константы, которые зависят от массового распределения. Используя теорему Вириала $E_{\text{tot}} = U/2$, получим

$$v^2 = -U. \quad (27)$$

Дифференцируя по времени это выражение с учетом (25) ($dv^2/dt = \langle (\Delta v)^2 \rangle$), получим следующее дифференциальное уравнение, которое описывает эво-

люцию радиуса, содержащего половину массы:

$$\frac{dr_h}{dt} = \frac{4\sqrt{2}\pi G f_{DM} m_{\text{PBH}}}{\sigma} \ln \Lambda \left(\alpha \frac{M_*}{\rho r_h^2} + 2\beta r_h \right)^{-1}, \quad (28)$$

где предполагается, что $\text{erf}(x)/x \sim 1$.

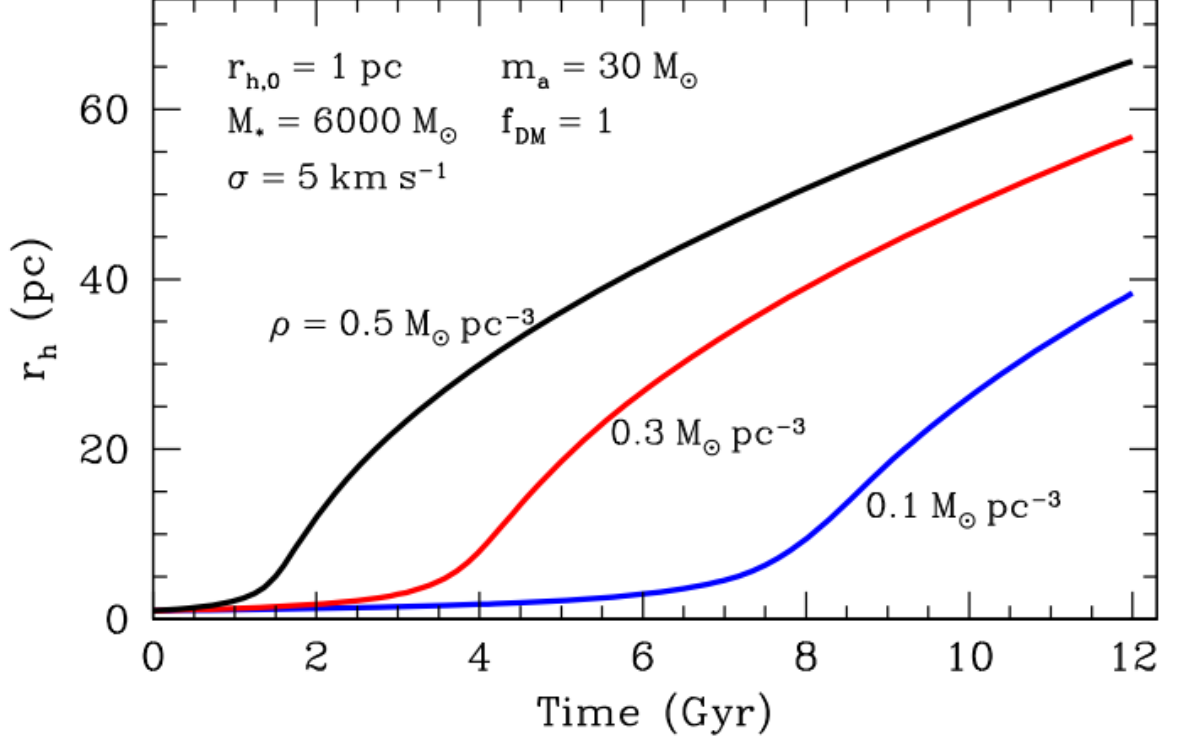


Рисунок 7 – Радиус, содержащий половину массы vs время для $m_{\text{PBH}} = 30 M_\odot$ для различных значений плотности СМ.

На рисунке (7) представлено численное решение уравнения (28) для скопления звезд $M_* = 6000 M_\odot$. Можно видеть, что вначале эволюции скопление расширяется медленно, затем его плотность сравнивается с плотностью СМ и начинается расширение по закону $r_h \propto \sqrt{t}$. Ограничения, полученные с помощью этого анализа имеют вид:

$$f(M) \leq \begin{cases} (M/3.7 M_\odot)^{-1} / [1.1 - 0.1 \ln (M/M_\odot)] & (M < 10^3 M_\odot), \\ (M/10^6 M_\odot) & (M > 10^3 M_\odot), \end{cases} \quad (29)$$

где плотность скрытой массы в центре галактики $\rho = 0.1 M_\odot \text{pc}^{-3}$ и дисперсия скоростей была выбрана как $\sigma = 5 \text{ km s}^{-1}$.

Следует отметить, что такое рассмотрение может быть справедливо не

только для покоящихся звездных скоплений в коре карликовой галактики, а также для скоплений, движущихся в массивном гало СМ. Кроме того, в случае если ПЧД в гало СМ имеют протяженную функцию масс, с массами как выше массы звезд так и ниже, то помимо расширения скопления, будет также происходить его сжатие за счет того, что энергия скопления будет «уноситься» легкими ПЧД.

3.3. ОГРАНИЧЕНИЯ ИЗ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ

Достаточно массивные ПЧД могут иметь важные последствия для формирования крупномасштабной структуры из-за Пуассоновских флуктуаций их концентрации [40; 51]. Избыток плотности в области массой M_L будет $\delta \sim t\Delta N/M_L$, где ΔN — флуктуация числа частиц в этой области. Если эти флуктуации обусловлены только флуктуациями числа ПЧД и поток событий Пуассоновский, получим

$$\delta(M) \sim \frac{M\sqrt{f(M)M_L}}{M_L} = f(M) \left(\frac{f(M)M_L}{M} \right)^{-1/2}, \quad (30)$$

где M — масса ПЧД. Рассмотрим возможность наблюдения линий поглощения Лайман- α [40] в облаках с массой $M_{Ly\alpha}$

$$\delta(M) \sim 10^{-5} f(M)^{1/2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{Ly\alpha}}{10^{10} M_\odot} \right)^{-1/2}. \quad (31)$$

Флуктуации масштаба $M_{Ly\alpha} \sim 10^{10} M_\odot$ растут между красным смещением $z_{eq} \sim 4000$ и $z_{Ly\alpha} \sim 4$, при котором наблюдаются облака Лайман- α , на фактор $z_{eq}/z_{Ly\alpha} \sim 10^3$. Учитывая то, что $\delta(M)$ не вырастает больше единицы (что требуется для Лайман- α облаков), получим

$$f(M) < (M/10^4 M_\odot)^{-1} (M_{Ly\alpha}/10^{10} M_\odot). \quad (32)$$

4. РЕИОНИЗАЦИЯ ВСЕЛЕННОЙ И ПЧД

Современные наблюдения показывают, что во Вселенной была эпоха реионизации при $z \sim 8$ [52]. Считается, что к ионизации межгалактической среды приводит излучение от первых звезд [53]. Однако по всей видимости их вклада недостаточно [54]. Также в качестве источников реионизации предлагаются квазары и аккрецирующие ПЧД [19; 55].

ПЧД с массой $M_{17} \sim 10^{17}$ g могут также давать вклад в реионизацию Вселенной [56] за счет эффекта Хокинговского испарения. Будем считать, что доля ПЧД во Вселенной

$$\Omega_{\text{РВН}} = \begin{cases} 0.25, & M > 0.78 \cdot 10^{17} \text{ g}, \\ 0.25 (M/0.78 \cdot 10^{17} \text{ g})^{3.36}, & M < 0.78 \cdot 10^{17} \text{ g}. \end{cases} \quad (33)$$

Температура испарения для таких ПЧД $T_{\text{ev}} \sim 0.1 M_{17}/M$ MeV, средняя энергия испаряющихся фотонов $\sim 6T_{\text{ev}}$, электронов и нейтрино $\sim 4T_{\text{ev}}$.

Пусть $\dot{\Omega}_{\text{ev}}$ и $\dot{\Omega}_{\text{abs}}$ — скорости испарения и поглощения энергии веществом в единицах критической плотности. $\dot{\Omega}_{\text{ev}}$ можно аппроксимировать следующим выражением:

$$\dot{\Omega}_{\text{ev}} = \frac{1}{3} \left(\frac{M_U}{M} \right)^3 \frac{\Omega_{\text{РВН}}(M)}{t_U}, \quad (34)$$

где $M_U \approx 0.5 \cdot 10^{15}$ g, $t_U \approx 14$ Gyr и $M \gg M_U$.

Фотоны, в рассматриваемом энергетическом диапазоне ($\omega \approx 0.5 \div 5$ MeV), теряют энергию за счет комптоновского рассеяния (КР) и красного смещения. Темп потери энергии можно охарактеризовать обратным временем (частотой):

$$\tau_C^{-1} = n_H \sigma c \frac{\Delta\omega}{\omega}, \quad (35)$$

где σ — сечение Клейна-Нишины, $\Delta\omega$ — энергия, переданная за одно рассеяние, $n_H = 1.9 \cdot 10^{-7} (1+z)^3 \text{ cm}^{-3}$ — концентрация атомов водорода. Темп передачи энергии барионной материи теперь можно оценить как [18]

$$\dot{\Omega}_{\text{abs}}^\gamma(z) = k_\gamma \dot{\Omega}_{\text{ev}} \frac{\tau_C^{-1}}{\tau_C^{-1} + c_H H} = k_\gamma \dot{\Omega}_{\text{ev}} \frac{\tilde{z}^{3/2}}{\tilde{z}^{3/2} + \frac{2}{3} c_H \tilde{z}^{3/2}}, \quad (36)$$

где k_γ — доля фотонов в потоке от испаряющихся ПЧД, $\tilde{z} = z+1$, $\tilde{z}_C \approx 340$, $c_H \approx 3$.

Электроны и позитроны от испаряющихся ПЧД должны испытывать потери энергии из-за рассеяния о фотоны микроволнового фона (СМВ), ионизации и красного смещения. Здесь мы обсуждаем только первый эффект. Энергетические потери на СМВ в ультрарелятивистском пределе даются формулой [18] $dE/dt = -\beta E^2$, где $\beta = \omega_2^{-1} t_U^{-1} \tilde{z}^4$ определяется плотностью энергии СМВ, $\omega_2 \approx 90 \text{ MeV}$. Временной масштаб потери энергии дается выражением $\tau_{\text{СМВ}} = 1/\beta E$. Потери на ионизацию приблизительно имеют вид $dE/dx \approx 4 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$. Характерное время ионизационных потерь определяется как $\tau_{\text{ion}} = E/(dE/dt)_{\text{ion}} \approx \frac{E}{\omega_1} t_U \tilde{z}^{-3}$, где $\omega_1 = 0.016 \text{ MeV}$.

Скорость поглощения энергии здесь определяется процессом ионизации, поэтому мы можем приблизительно оценить ее как

$$\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{e-\text{ion}} = k_e \dot{\Omega}_{\text{ev}} \frac{\tau_{\text{ion}}^{-1}}{\tau_{\text{ion}}^{-1} + \tau_{\text{СМВ}}^{-1} + c_H H} = k_e \dot{\Omega}_{\text{ev}} \frac{\frac{\omega_1}{E} \tilde{z}^{3/2}}{\frac{\omega_1}{E} \tilde{z}^{3/2} + \frac{E}{\omega_2} \tilde{z}^{5/2} + \frac{2}{3} c_H}, \quad (37)$$

где $E = 4T_{\text{ev}}$, k_e — доля электронов в потоке от испаряющихся ПЧД. Еще один вклад дается от аннигиляции остановившихся позитронов. Часть энергии $m_e k_e \dot{\Omega}_{\text{ev}}/E$ переходит в энергию аннигиляционных фотонов, которые поглощаются согласно уравнению (36):

$$\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{e-\text{ann}} = \frac{m_e}{E} k_e \dot{\Omega}_{\text{ev}} \frac{\tilde{z}^{3/2}}{\tilde{z}^{3/2} + \frac{2}{3} c_H \tilde{z}_c^{3/2}}. \quad (38)$$

Более точное приближение для соотношений (36), (37), (38) приведено в работе [18]. Ниже представлены результаты, которые описываются более точным приближением численно, но качественно эквиваленты описанным.

Темп поглощения энергии представлен на рисунке (8). Можно видеть, что потери от электрон-позитронной ионизации являются наиболее эффективным механизмом передачи энергии от ПЧД материи. Полная энергия, поглощенная барионным веществом к моменту $z \sim 5 \div 10$, составляет $\sim 1 \div 2 \text{ eV}$ на каждый атом. Можно провести аккуратный термодинамический расчет [18] и показать, что ПЧД с массой $M = 3 \cdot 10^{16} \div 8 \cdot 10^{16} \text{ g}$ могут произвести реионизацию Вселенной (рисунок (9)).

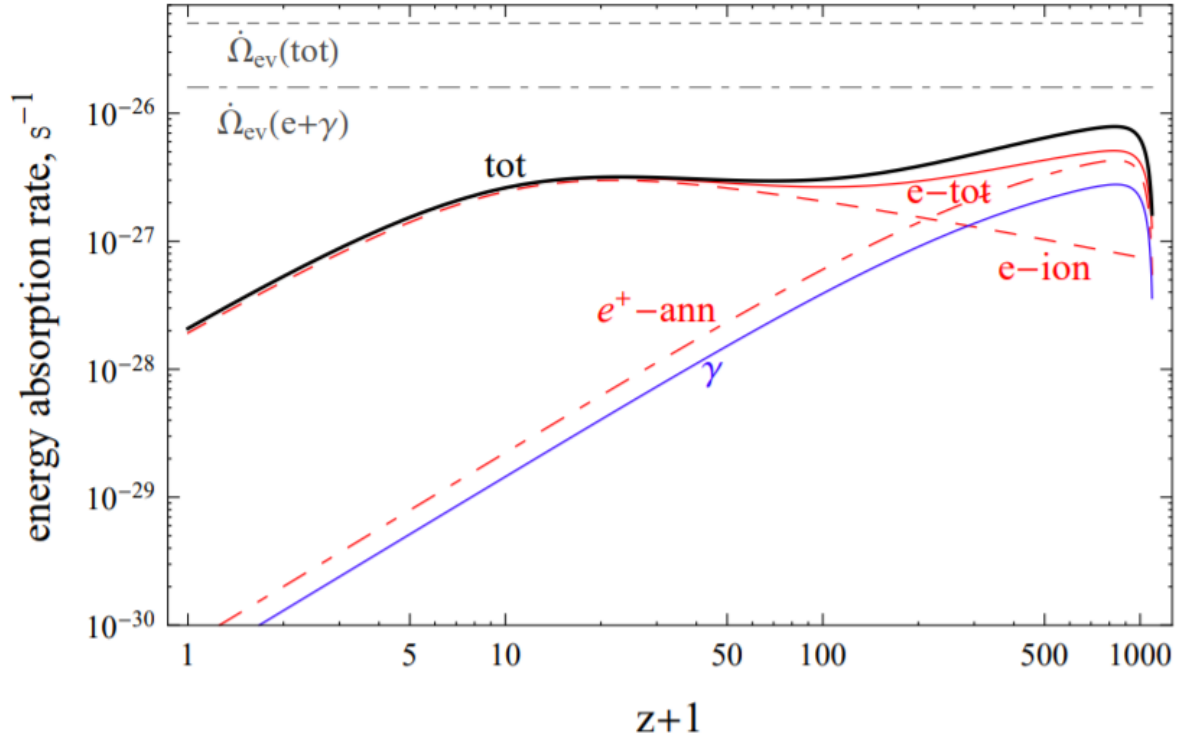


Рисунок 8 – Скорость поглощения энергии для всех рассмотренных процессов: $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{e-\text{ion}}$, $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{e-\text{ann}}$ и их сумма, $\dot{\Omega}_{\text{abs}}^{\gamma}$ и полный темп для $M = 0.78 \cdot 10^{17} \text{ g}$.

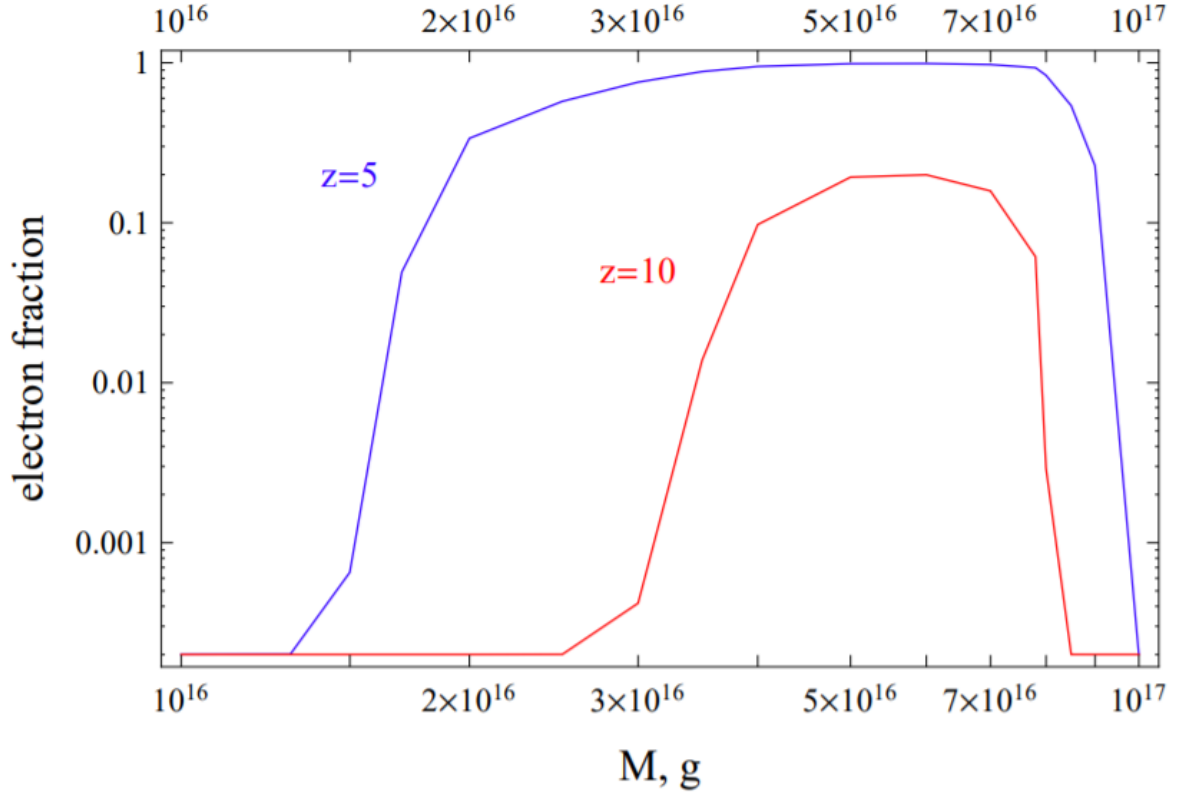


Рисунок 9 – Доля электронов $x_e = n_e/n_H$ в зависимости от массы ПЧД.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрены вопросы образования, эволюции и некоторые наблюдательные проявления первичных черных дыр. Также рассмотрены некоторые ограничения на долю первичных черных дыр в скрытой массе. Существующие ограничения указывают на то, что ПЧД могут быть жизнеспособным кандидатом в СМ.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Zel'dovich Y. B., Novikov I. D.* The Hypothesis of Cores Retarded during Expansion and the Hot Cosmological Model // *Sov. Astron.* — 1967. — т. 10. — с. 602.
2. *Hawking S.* Gravitationally collapsed objects of very low mass // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1971. — т. 152. — с. 75.
3. *Carr B. J., Hawking S. W.* Black holes in the early Universe // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1974. — т. 168. — с. 399—416.
4. *Khlopov M. Y., Polnarev A. G.* Primordial black holes as a cosmological test of grand unification // *Physics Letters B.* — 1980. — т. 97, № 3/4. — с. 383—387.
5. *Hawking S. W.* Black holes from cosmic strings // *Physics Letters B.* — 1989. — т. 231, № 3. — с. 237—239.
6. *Garcia-Bellido J., Linde A., Wands D.* Density perturbations and black hole formation in hybrid inflation // *Phys. Rev. D.* — 1996. — т. 54, № 10. — с. 6040—6058. — arXiv: [astro-ph/9605094](#) [[astro-ph](#)].
7. *Hawking S. W., Moss I. G., Stewart J. M.* Bubble collisions in the very early universe // *Phys. Rev. D.* — 1982. — т. 26, № 10. — с. 2681—2693.
8. Formation of black holes in first-order phase transitions in the Universe / R. V. Konoplich [и др.] // *Astronomy Letters.* — 1998. — т. 24, № 4. — с. 413—417.
9. First Order Phase Transitions as a Source of Black Holes in the Early Universe / M. Y. Khlopov [и др.] // arXiv e-prints. — 1999. — [hep-ph/9912422](#). — arXiv: [hep-ph/9912422](#) [[hep-ph](#)].
10. *Rubin S. G., Khlopov M. Y., Sakharov A. S.* Primordial Black Holes from Non-Equilibrium Second Order Phase Transition // arXiv e-prints. — 2000. — [hep-ph/0005271](#). — arXiv: [hep-ph/0005271](#) [[hep-ph](#)].
11. *Rubin S. G., Sakharov A. S., Khlopov M. Y.* The Formation of Primary Galactic Nuclei during Phase Transitions in the Early Universe // *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics.* — 2001. — т. 92, № 6. — с. 921—929. — arXiv: [hep-ph/0106187](#) [[hep-ph](#)].

12. *Khlopov M. Y., Rubin S. G., Sakharov A. S.* Primordial structure of massive black hole clusters // *Astroparticle Physics*. — 2005. — т. 23, № 2. — с. 265—277. — arXiv: astro-ph/0401532 [astro-ph].
13. *Dolgov A., Silk J.* Baryon isocurvature fluctuations at small scales and baryonic dark matter // *Phys. Rev. D*. — 1993. — т. 47, вып. 10. — с. 4244—4255.
14. The Final SDSS High-redshift Quasar Sample of 52 Quasars at $z > 5.7$ / L. Jiang [и др.] // *Astrophys. J.* — 2016. — т. 833, № 2. — с. 222. — arXiv: 1610.05369 [astro-ph.GA].
15. *Merrifield M. R., Forbes D. A., Terlevich A. I.* The black hole mass-galaxy age relation // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2000. — т. 313, № 2. — с. L29—L32. — arXiv: astro-ph/0002350 [astro-ph].
16. *Hawking S. W.* Black hole explosions? // *Nature*. — 1974. — т. 248, № 5443. — с. 30—31.
17. *Belotsky K. M., Kirillov A. A., Rubin S. G.* Clusters of primordial black holes and reionization problem // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2015. — т. 78, № 3. — с. 387—393.
18. *Belotsky K. M., Kirillov A. A.* Primordial black holes with mass 10^{16} – 10^{17} g and reionization of the Universe // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* — 2015. — т. 2015, № 1. — с. 041. — arXiv: 1409.8601 [astro-ph.CO].
19. *Ricotti M., Ostriker J. P., Mack K. J.* Effect of Primordial Black Holes on the Cosmic Microwave Background and Cosmological Parameter Estimates // *Astrophys. J.* — 2008. — т. 680, № 2. — с. 829—845. — arXiv: 0709.0524 [astro-ph].
20. *Carr B., Kühnel F., Sandstad M.* Primordial black holes as dark matter // *Phys. Rev. D*. — 2016. — т. 94, № 8. — с. 083504. — arXiv: 1607.06077 [astro-ph.CO].
21. *Dokuchaev V. I., Eroshenko Y. N., Rubin S. G.* Early formation of galaxies induced by clusters of black holes // *Astronomy Reports*. — 2008. — т. 52, № 10. — с. 779—789. — arXiv: 0801.0885 [astro-ph].

22. *Lynden-Bell D., Wood R.* The gravo-thermal catastrophe in isothermal spheres and the onset of red-giant structure for stellar systems // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1968. — т. 138. — с. 495.
23. *Cohn H.* Late core collapse in star clusters and the gravothermal instability // *Astrophys. J.* — 1980. — т. 242. — с. 765—771.
24. *Heggie D. C.* Binary evolution in stellar dynamics. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1975. — т. 173. — с. 729—787.
25. *Inagaki S., Lynden-Bell D.* Self-similar solutions for post-collapse evolution of globular clusters. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1983. — т. 205. — с. 913—930.
26. *Heggie D. C.* Post-collapse evolution of a gaseous cluster model // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1984. — т. 206. — с. 179—195.
27. *Goodman J.* On Gravothermal Oscillations // *Astrophys. J.* — 1987. — т. 313. — с. 576.
28. *Shapiro S. L.* The dissolution of globular clusters containing massive black holes. // *Astrophys. J.* — 1977. — т. 217. — с. 281—286.
29. *Vasiliev E.* A New Fokker-Planck Approach for the Relaxation-driven Evolution of Galactic Nuclei // *Astrophys. J.* — 2017. — т. 848, № 1. — с. 10. — arXiv: 1709.04467 [astro-ph.GA].
30. *Stasenko V. D., Kirillov A. A.* Dynamical evolution of a cluster of primordial black holes // arXiv e-prints. — 2020. — arXiv:2011.03099. — arXiv: 2011.03099 [astro-ph.CO].
31. *Stasenko V. D., Kirillov A. A.* Evolution of the cluster of primordial black holes within the Fokker-Planck approach // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2020. — т. 1690. — с. 012147.
32. *Page D. N., Hawking S. W.* Gamma rays from primordial black holes. // *Astrophys. J.* — 1976. — т. 206. — с. 1—7.
33. *Barnacka A., Glicenstein J. -F., Moderski R.* New constraints on primordial black holes abundance from femtolensing of gamma-ray bursts // *Phys. Rev. D.* — 2012. — т. 86, № 4. — с. 043001. — arXiv: 1204.2056 [astro-ph.CO].

34. *Graham P. W., Rajendran S., Varela J.* Dark matter triggers of supernovae // *Phys. Rev. D.* — 2015. — т. 92, вып. 6. — с. 063007.
35. *Capela F., Pshirkov M., Tinyakov P.* Constraints on primordial black holes as dark matter candidates from capture by neutron stars // *Phys. Rev. D.* — 2013. — т. 87, № 12. — с. 123524. — arXiv: 1301.4984 [astro-ph.CO].
36. *Brandt T. D.* Constraints on MACHO Dark Matter from Compact Stellar Systems in Ultra-faint Dwarf Galaxies // *Astrophys. J. Lett.* — 2016. — т. 824, № 2. — с. L31. — arXiv: 1605.03665 [astro-ph.GA].
37. On the reported death of the MACHO era / D. P. Quinn [и др.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — т. 396, № 1. — с. L11—L15. — arXiv: 0903.1644 [astro-ph.GA].
38. *Carr B. J., Sakellariadou M.* Dynamical Constraints on Dark Matter in Compact Objects // *Astrophys. J.* — 1999. — т. 516, № 1. — с. 195—220.
39. Limits on the Cosmological Abundance of Supermassive Compact Objects from a Search for Multiple Imaging in Compact Radio Sources / P. N. Wilkinson [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — т. 86, вып. 4. — с. 584—587.
40. *Afshordi N., McDonald P., Spergel D. N.* Primordial Black Holes as Dark Matter: The Power Spectrum and Evaporation of Early Structures // *Astrophys. J. Lett.* — 2003. — т. 594, № 2. — с. L71—L74. — arXiv: astro-ph/0302035 [astro-ph].
41. EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-Ray Emission / P. Sreekumar [и др.] // *Astrophys. J.* — 1998. — т. 494, № 2. — с. 523—534. — arXiv: astro-ph/9709257 [astro-ph].
42. *Strong A. W., Moskalenko I. V., Reimer O.* A New Determination of the Extragalactic Diffuse Gamma-Ray Background from EGRET Data // *Astrophys. J.* — 2004. — т. 613, № 2. — с. 956—961. — arXiv: astro-ph/0405441 [astro-ph].
43. New cosmological constraints on primordial black holes / B. J. Carr [и др.] // *Phys. Rev. D.* — 2010. — т. 81, № 10. — с. 104019. — arXiv: 0912.5297 [astro-ph.CO].

44. *Zhilyaev B. E.* Gamma-Ray Bursts as Manifestation of Collisions of Primordial Black Holes with Stars // arXiv e-prints. — 2007. — arXiv:0706.0930. — arXiv: 0706.0930 [astro-ph].
45. *Roncadelli M., Treves A., Turolla R.* Primordial black holes are again on the limelight // arXiv e-prints. — 2009. — arXiv:0901.1093. — arXiv: 0901.1093 [astro-ph.CO].
46. *Abramowicz M. A., Bejger M., Wielgus M.* Collisions of Neutron Stars with Primordial Black Holes as Fast Radio Bursts Engines // Astrophys. J. — 2018. — т. 868, № 1. — с. 17. — arXiv: 1704.05931 [astro-ph.HE].
47. *Capela F., Pshirkov M., Tinyakov P.* Constraints on primordial black holes as dark matter candidates from star formation // Phys. Rev. D. — 2013. — т. 87, ВЫП. 2. — с. 023507.
48. *Bahcall J. N., Hut P., Tremaine S.* Maximum mass of objects that constitute unseen disk material // Astrophys. J. — 1985. — т. 290. — с. 15–20.
49. *Weinberg M. D., Shapiro S. L., Wasserman I.* The Dynamical Fate of Wide Binaries in the Solar Neighborhood // Astrophys. J. — 1987. — т. 312. — с. 367.
50. *Binney J., Tremaine S.* Galactic Dynamics: Second Edition. — 2008.
51. *Meszaros P.* Primeval black holes and galaxy formation. // Astron. & Astrophys. — 1975. — т. 38, № 1. — с. 5–13.
52. *Barkana R., Loeb A.* In the beginning: the first sources of light and the reionization of the universe // Phys. Rep. — 2001. — т. 349, № 2. — с. 125–238. — arXiv: astro-ph/0010468 [astro-ph].
53. Cosmic reionization by stellar sources: population III stars / A. Sokasian [и др.] // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2004. — т. 350, № 1. — с. 47–65. — arXiv: astro-ph/0307451 [astro-ph].
54. *Ricotti M., Ostriker J. P.* Reionization, chemical enrichment and seed black holes from the first stars: is Population III important? // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2004. — т. 350, № 2. — с. 539–551. — arXiv: astro-ph/0310331 [astro-ph].

- 55. *Dijkstra M., Haiman Z., Loeb A.* A Limit from the X-Ray Background on the Contribution of Quasars to Reionization // *Astrophys. J.* — 2004. — т. 613, № 2. — с. 646—654. — arXiv: `astro-ph/0403078` [`astro-ph`].
- 56. Signatures of primordial black hole dark matter / K. M. Belotsky [и др.] // *Modern Physics Letters A.* — 2014. — т. 29, № 37. — с. 1440005. — arXiv: `1410.0203` [`astro-ph.CO`].