

Первичные черные дыры как недостающее звено Λ CDM-космологии

Ю. Н. Eroшенко

Институт ядерных исследований РАН

Сессия-конференция “Физика фундаментальных взаимодействий”,
посвященная 70-летию В.А. Рубакова

17-21 февраля 2025 г., Москва, Россия

Первичные черные дыры (ПЧД)

Принципиальная возможность формирования ПЧД в ранней Вселенной:

- *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.*, “Гипотеза задержавшихся в расширении ядер и горячая космологическая модель”, *Астрономический журнал* **43**, 758 (1966) [*Sov. Astron.* **10**, 602 (1967)]
- *Hawking S.*, “Gravitationally collapsed objects of very low mass”, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **152**, 75 (1971)
- *Carr B.J. and Hawking S.W.*, “Black Holes in the Early Universe”, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **168**, 399 (1974)

Необходимая для формирования ПЧД величина возмущения плотности может возникать благодаря особенностям в инфляционном потенциале (*Starobinsky 1992*), (*Иванов, Насельский, Новиков 1994*) и в теориях инфляции с несколькими скалярными полями (*Yokoyama 1995*).

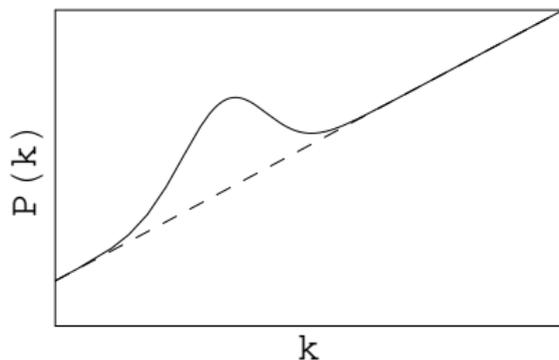


Рис.: Дополнительный пик

$$\delta_H \sim M_{\text{Pl}}^{-3} V^{3/2} / (dV/d\phi)$$

δ_H возрастает, если $dV(\phi)/d\phi \rightarrow 0$

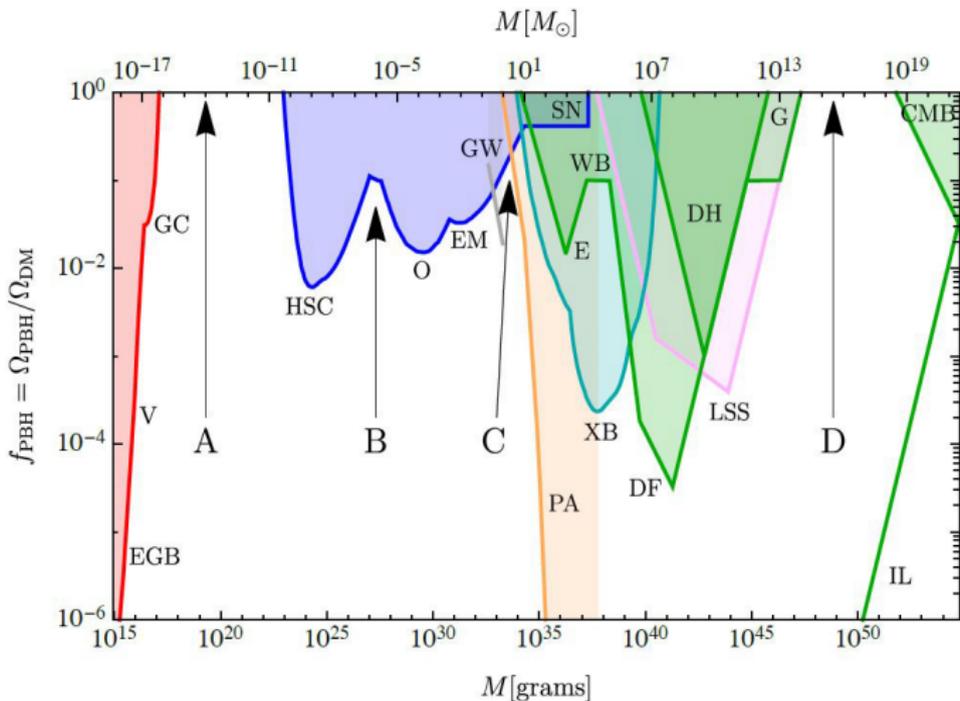
Возможные механизмы формирования ПЧД

- коллапсы адиабатических возмущений (*Carr, Hawking 1974*), (*Carr 1975*)
- ранние пылевидные стадии (*Хлопов, Полнарев 1980*), (*Заботин, Насельский, Полнарев 1987*)
- коллапсы доменных стенок (*Березин, Кузьмин, Ткачев 1983*), (*Хлопов, Коноплич, Рубин, Сахаров 1998*), (*Хлопов, Рубин, Сахаров 2005*)
- флуктуации барионного заряда (*Dolgov, Silk 1993*), (*Долгов, 2018*)
- коллапсы петель космических струн (*Hawking, 1989*) или каспов (*Jenkin, Sakellariadou 2020*)

Возможные наблюдательные проявления ПЧД

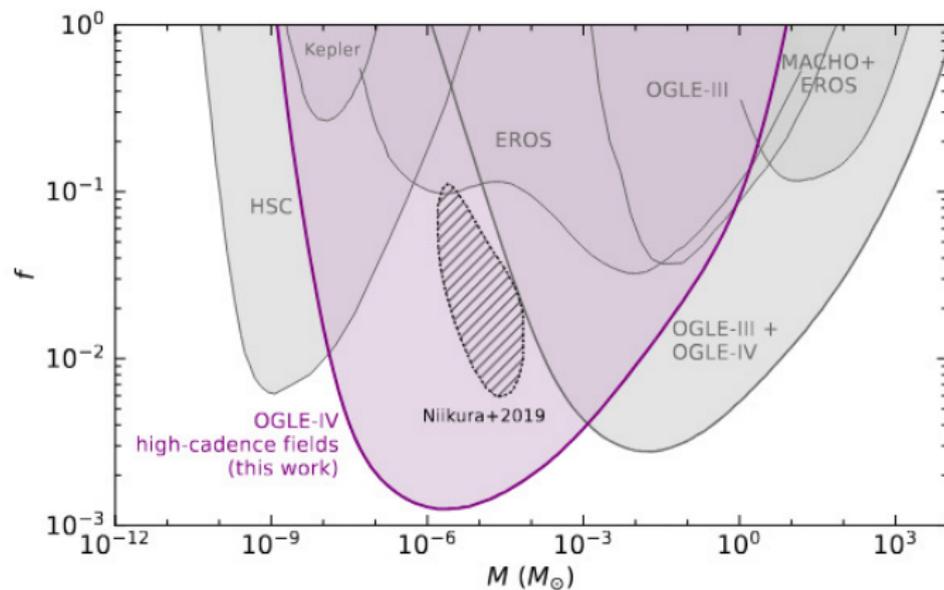
- гамма-излучение испаряющихся ПЧД
- ПЧД как темная материя: $M_{\text{РВН}} \sim 10^{20} - 10^{24}$ г
- аккреция газа на ПЧД и рентгеновское излучение
- сверхмассивные черные дыры в ядрах ранних галактик; квазары на больших z
- возможно, что некоторые из событий LIGO/Virgo объясняются слияниями двойных ПЧД (*Nakamura, Sasaki, Tanaka, Thorne 1997*), (*Sasaki et al. 2016*), (*Долгов, Постнов 2020*)
- гравитационные волны NANOGrav
- ПЧД как 9-я планета (*Scholtz, Unwin 2020*)

Ограничения на ПЧД



(Carr, Kuhnel, arXiv:2110.02821)

Ограничения OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment)



(Mróz et al. arXiv:2410.06251)

Темная материя вокруг ПЧД

- На космологической стадии радиационного доминирования вокруг ПЧД могут формироваться очень плотные пики из темной материи. Общая масса ТМ в пике не превышает массу самой ПЧД. **Пики плотности могут являться самыми плотными образованиями из ТМ во Вселенной. Если частицы ТМ способны аннигилировать, то аннигиляционный сигнал может быть значительно усилен. Это дает совместные ограничения на свойства частиц ТМ и на ПЧД.**
- ПЧД звездных масс создают пуассоновские флуктуации и кластеризуются в центрах минигало ТМ (*Stasenko, Belotsky 2023*), (*Pilipenko, Tkachev, Ivanov 2022*). Этот эффект сильно влияет на темп слияний ПЧД – темп гравитационных всплесков.
- На пылевидной стадии вокруг ПЧД в процессе вторичной аккреции должны формироваться массивные гало с профилем плотности $\propto r^{-9/4}$ (*Bertschinger, 1985*), (*Dokuchaev, Yu.E. 2001*), (*Mack, Ostriker, Ricotti 2007*)

Формирование пика плотности на РД-стадии. Кинетическое отщепление

Момент образования ПЧД

$$t_H \simeq \frac{GM_H}{c^3} = 2.6 \times 10^{-13} \left(\frac{M_{BH}}{10^{-8} M_\odot} \right) \text{ с}$$

Температура кинетического отщепления
нейтрально с массами частиц $m \simeq 70$ ГэВ

$$T_d \simeq 27 \left(\frac{m}{70 \text{ ГэВ}} \right)^{1/4} \left(\frac{\tilde{M}}{0.2 \text{ ТэВ}} \right) \text{ МэВ,}$$

момент отщепления

$$t_d \simeq 10^{-3} \left(\frac{m}{70 \text{ ГэВ}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\tilde{M}}{0.2 \text{ ТэВ}} \right)^{-2} \text{ с,}$$

где \tilde{M} – параметр теории суперсимметрии

Если $M_{BH} < 40 M_\odot$, то кинетическое
отщепление происходит после
формирования ПЧД

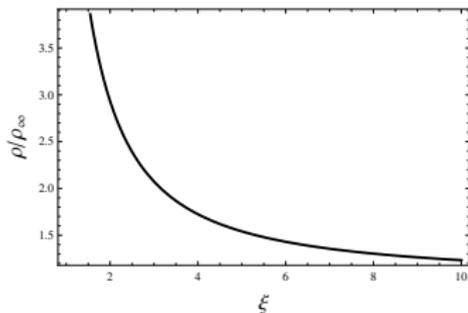


Рис.: Плотность газа с уравнением состояния $p = \rho c^2/3$ вблизи черной дыры в зависимости от радиальной переменной $\xi = r/r_g$ в приближении квазистационарной аккреции (Babichev, Dokuchaev, Yu.N. 2004).

Формирование пиков плотности

Распределение частиц темной материи по скоростям

$$f(\vec{v})d^3v = m^{3/2}(2\pi kT)^{-3/2}e^{-\frac{mv^2}{2kT}}d^3v$$

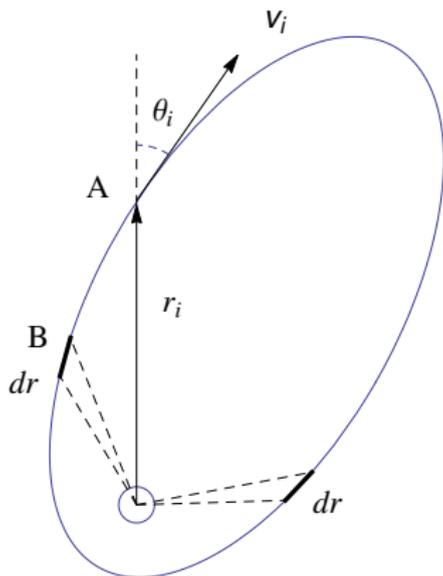
Условия захвата $E < 0$,

$$r_{\min} = a(1-e) \leq r \leq r_{\max} = a(1+e)$$

Плотность ТМ в пике $\rho(r)4\pi r^2 dr =$

$$= \int 4\pi r_i^2 dr_i \rho_i(r_i) \int d^3v f(v) \frac{2(dt/dr)}{T_{\text{orb}}} dr,$$

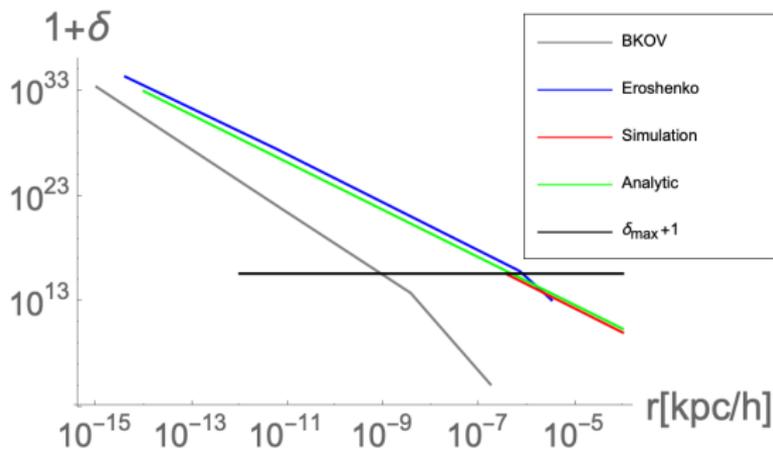
где производная dt/dr находится из уравнения движения



Профиль плотности пиков

Если пренебречь вкладом тепловых скоростей, то

$$\rho(r) \simeq (\rho_{\text{eq}}/2)t_{\text{eq}}^{3/2}(2GM)^{3/4}r^{-9/4}$$



(Adamek, Byrnes, Gosenca, Hotchkiss 2019)

Совместные ограничения на ПЧД и темную материю

$$\dot{N} = 4\pi \int_0^R r^2 dr \rho_{\text{int}}^2(r) m^{-2} \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$$

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1},$$
$$m \simeq 70 \text{ ГэВ}$$

Fermi-LAT:

$$J^{\text{obs}}(E > m_{\pi^0}/2) =$$
$$1.8 \times 10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$$

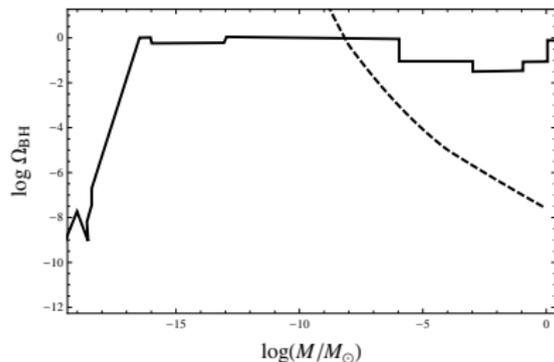


Рис.: Сплошная кривая показывает верхний предел на космологический параметр плотности ПЧД Ω_{DM} из (Carr et al. 2010). Штрихованная кривая показывает ограничения, основанные на аннигиляции частиц темной материи.

История исследования пиков пл. вокруг ПЧД

- Несовместимость большого количества ПЧД и аннигирующей темной материи. Предполагался профиль плотности пика $\rho \propto r^{-3/2}$ (*Lacki, Beacom 2010*)
- ПЧД как “boost factor” (*Saito, Shirai 2011*)
- Общие уравнения, описывающие формирование пика плотности (*Saito, Matsumoto, Shirai, Yanagida 2011*)
- Аннигиляция темной материи в пиках плотности (*Dong 2011*)
- Структура пика плотности с учетом остаточных тепловых скоростей (*Ю.Е. 2016*)
- Усовершенствованный метод вычислений (*Boucenna, Kuhnel, Ohlsson, Visinelli 2018*)
- Близкий к $\rho \propto r^{-9/4}$ профиль был получен в численном моделировании (*Adamek, Byrnes, Gosenca, Hotchkiss 2019*)
- Несовместимость ПЧД и аннигирующей темной материи в широком диапазоне параметров (*Carr, Kuhnel, Visinelli 2021*)
- Аналитическое приближение $\rho \propto r^{-9/4}$ в пределе нулевых тепловых скоростей (*Ireland 2024*)

Аннигиляционное плато

Максимальная плотность темной материи чаще всего находится из условия $\rho \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle t_0 / m \sim 1$ (Березинский, Гуревич, Зыбин 1992), (Silk, Stebbins 1993). Центральное плато с постоянной плотностью

$$\rho_{\text{max}} \simeq \frac{m}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle t_0} \sim 10^{-14} \left(\frac{m}{70 \text{ ГэВ}} \right) \times \left(\frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{3 \times 10^{-26} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{t_0}{1.36 \times 10^{10} \text{ лет}} \right)^{-1} \text{ г см}^{-3}, \quad (1)$$

где $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ – сечение аннигиляции, t_0 – возраст Вселенной.

В области плато плотность темной материи к настоящему времени должна уменьшиться до величины ρ_{max} .

Однако этот подход не вполне точно описывает область плато для случая вытянутых орбит частиц, т.к. аннигиляция на одном участке орбиты (на одном радиусе) влияет на концентрацию частиц на другом радиусе (Lacki, Beacom 2010).

Распределение частиц по орбитальным параметрам $f = f(t, E, L^2)$ (Vasiliev 2007) !!! для степенной f .

Интегрирование вдоль орбиты:

$$\frac{\partial f(t, E, L)}{\partial t} = -\frac{2f\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle}{T_{\text{orb}}} \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} n(t, r) \frac{dr}{v_r},$$

где r_{min} и r_{max} – корни уравнения $v_r = 0$,

$$T_{\text{orb}} = \frac{\pi GM}{2^{1/2}|E|^{3/2}}$$

Начальная функция распределения

$$f(t, E, L^2) = \varkappa_1 \varepsilon^{1/4} e^{-l^2/l_m^2(\varepsilon)},$$

где

$$\varkappa_1 = \frac{\rho_d t_d^{1/2}}{2^{3/4} \pi^2 k_B T_d (GM r^*)^{1/4}},$$

$$l_m^2(\varepsilon) = \varkappa_2 \varepsilon^{-1/2}, \quad \varkappa_2 = \frac{2^{5/2} k_B T_d t_d}{m (GM r^*)^{1/2}}.$$

$$\varkappa_1 = 4.6 \times 10^{-28}, \quad \varkappa_2 = 4.5 \times 10^{-8} \text{ см}^{-6} \text{ с}^3$$

Безразмерные единицы: $r^* = 0.1 r_{\text{eq}}$, $x = r/r^*$

$$\rho(r) = 1.5 \times 10^{-19} \left(\frac{r}{r^*} \right)^\gamma \text{ г см}^{-3},$$

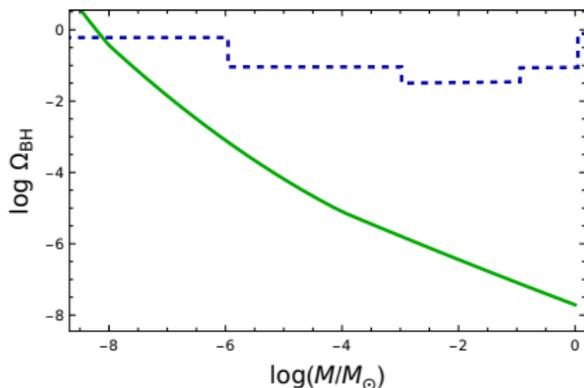
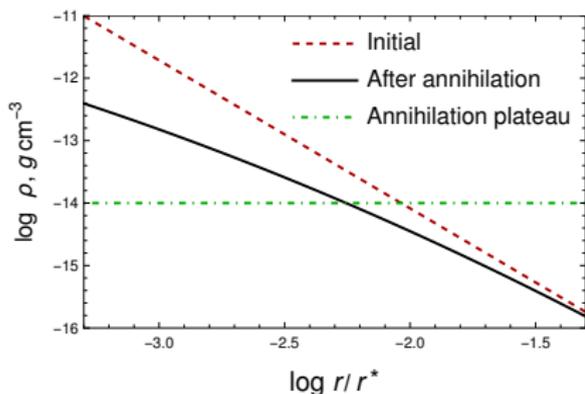
где $\gamma \approx -2.37$. Эта плотность при $r \simeq r^*$ примерно в 2.4 раза меньше, чем следует из выражения

$$\rho(r) \simeq 1.5\rho_d \left(\frac{r}{r_d} \right)^{-9/4},$$

полученного в (*Ireland 2024*) на том же радиусе. С другой стороны, наша величина плотности при $r \simeq r^*$ в 3.7 раз больше, чем величина

$$\rho(r) \simeq (\rho_{\text{eq}}/2)t_{\text{eq}}^{3/2}(2GM)^{3/4}r^{-9/4},$$

полученная в (*Adamek, Byrnes, Gosenca, Hotchkiss 2019*)



Left: Плотность темной материи в пике вокруг ПЧД с учетом аннигиляции частиц (сплошная кривая) в сравнении с начальной плотностью (штрихованная кривая) и “аннигиляционным плато” $\rho \sim 10^{-14}$ г см $^{-3}$ (штрих–пунктирная кривая). Показатель степени слева ≈ -0.7 .

Right: Совместное ограничение на ПЧД и ТМ.

Заключение

- На космологической стадии радиационного доминирования вокруг ПЧД должны формироваться пики плотности из темной материи;
- Если частицы темной материи способны аннигилировать, то плотность в центральной части пика должна уменьшаться со временем в результате выбывания частиц. Этот эффект ведет к модификации центрального профиля плотности;
- Орбиты частиц в пике вокруг ПЧД очень вытянуты, распределение частиц по угловому моменту очень узкое. Для такой начальной функции распределения получено, что в центральной области вместо плато должен формироваться касп с показателем степени ≈ -0.7 ;
- Наличие каспа примерно в два раза увеличивает аннигиляционный сигнал по сравнению с профилем с центральным плато.

Спасибо за внимание!