

Литературный обзор по теме диссертационного исследования
«Структура первичных неоднородностей скрытой массы в
расширениях моделей теории фундаментальных
взаимодействий»
Специальность 1.3.15

Максим Краснов A23-121

20 апреля 2026 г.

Standard Model of Elementary Particles

	three generations of matter (elementary fermions)			three generations of antimatter (elementary antifermions)			interactions / force carriers (elementary bosons)	
	I	II	III	I	II	III		
mass	$\approx 2.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.28 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.1 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 2.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.28 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.1 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 124.97 \text{ GeV}/c^2$
charge	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$	0	0
spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
QUARKS	u up	c charm	t top	\bar{u} antiup	\bar{c} anticharm	\bar{t} antitop	g gluon	H higgs
	$\approx 4.7 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 96 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 4.7 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 96 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	0	
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
	d down	s strange	b bottom	\bar{d} antidown	\bar{s} antistrange	\bar{b} antibottom	γ photon	
	$\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 105.66 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 105.66 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 91.19 \text{ GeV}/c^2$	
	-1	-1	-1	1	1	1	0	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
LEPTONS	e electron	μ muon	τ tau	e^+ positron	$\bar{\mu}$ antimuon	$\bar{\tau}$ antitau	Z Z ⁰ boson	
	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	$< 18.2 \text{ MeV}/c^2$	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	$< 18.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 80.39 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 80.39 \text{ GeV}/c^2$
	0	0	0	0	0	0	1	-1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	1
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	$\bar{\nu}_e$ electron antineutrino	$\bar{\nu}_\mu$ muon antineutrino	$\bar{\nu}_\tau$ tau antineutrino	W⁺ W ⁺ boson	W⁻ W ⁻ boson

GAUGE BOSONS
VECTOR BOSONS

SCALAR BOSONS

Стандартная модель гравитации

Разработанная и опубликованная в 1916 году [1] общая теория относительности (ОТО) Эйнштейна является наиболее успешной теорией гравитации.

$$S = \int \frac{R}{2\kappa} \sqrt{-g} d^4x + S_m. \quad (1)$$

При варьировании действия относительно метрики, получаем уравнения поля:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\kappa T_{\mu\nu}. \quad (2)$$

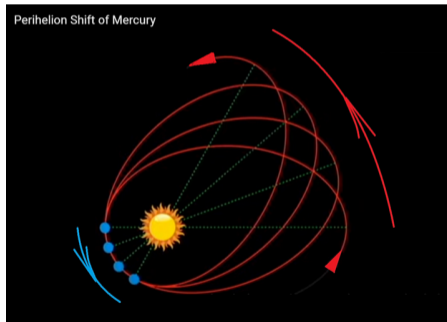


Рис. 2: Первая проверка, которую прошла ОТО - объяснение аномального сдвига перигелия Меркурия.

Современная космологическая модель Λ CDM I

Современная космология зиждется на "трёх китах":

- Инфляция создаёт начальные условия,
- Бариосинтез создаёт вещество и антивещество,
- Λ CDM является современной моделью эволюции и образования структур.

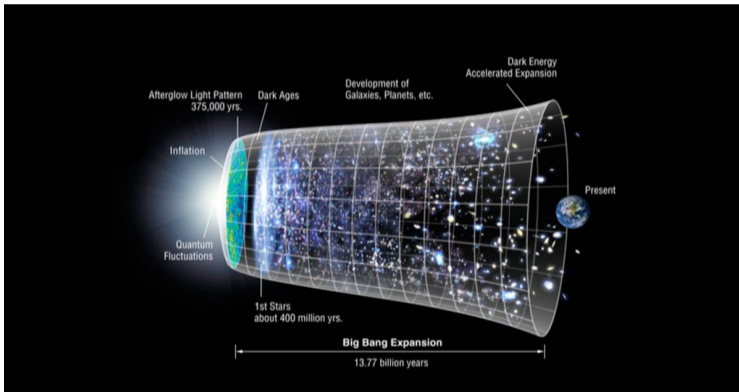


Рис. 3: Современные представления об эволюции Вселенной

Современная космологическая модель Λ CDM II

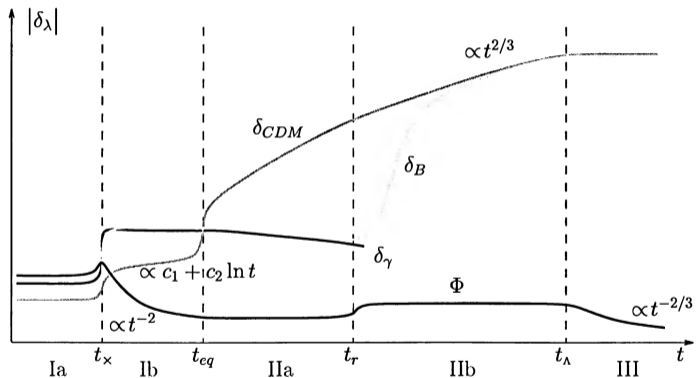


Рис. 4: Схематическое изображение роста адиабатических скалярных возмущений во Вселенной.

Современная космологическая модель Λ CDM III

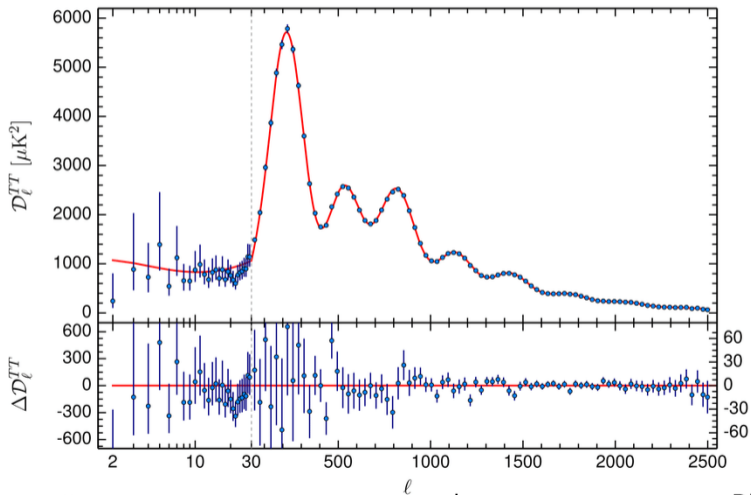


Рис. 5: Угловой спектр мощности реликтового фона, согласно данным Planck 2018.

Свидетельства существования скрытой массы I

В 1933 году Фритц Цвикке [2] при изучении скопления галактик в созвездии Волосы Вероники обнаружил, что галактики движутся слишком быстро.

Используя вириальную теорему, связав гравитационную энергию скопления с кинетической энергией галактик, он получил, что видимой массы примерно в ~ 100 раз меньше, чем требует теория.

По данным Хаббла, видимая масса скопления $M \sim 10^{12} M_{\odot}$.

$$2K + U = 0 \rightarrow M \sim 10^{14} M_{\odot}. \quad (3)$$

Цвикке предположил, что существует скрытая масса (dunkle Materie).

Свидетельства существования скрытой массы II

В работе Веры Рубин и Кента Форда [3] впервые представлены убедительные доказательства существования невидимой (скрытой) массы во Вселенной.

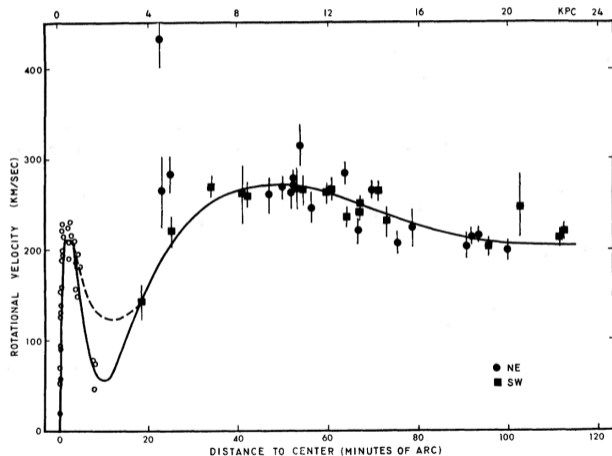
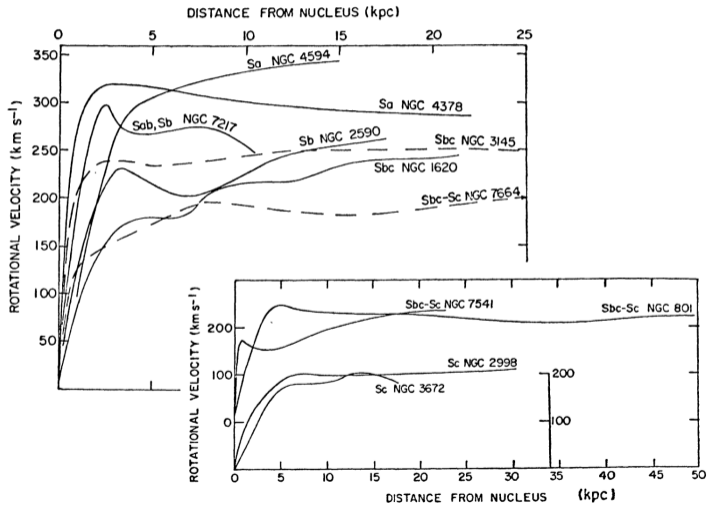


FIG. 9.—Rotational velocities for OB associations in M31, as a function of distance from the center. *Solid curve*, adopted rotation curve based on the velocities shown in Fig. 4. For $R \leq 12'$, curve is fifth-order polynomial; for $R > 12'$, curve is fourth-order polynomial required to remain approximately flat near $R = 120'$. *Dashed curve* near $R = 10'$ is a second rotation curve with higher inner minimum. 8 / 42

Свидетельства существования скрытой массы III

Кривые вращения 11 спиральных галактик, как функция расстояния до ядра галактики, из работы Веры Рубин [4].

Кривые вращения должны убывать по мере удаления от ядра, но опыт показывает, что кривые вращения плоские.



В стандартной модели космологии, основанной на инфляции, бариосинтезе и Λ CDM нет объяснения природы инфляции, бариосинтеза, скрытой массы и тёмной энергии. Наблюдения JWST [5] указывают, что структуры образуются раньше, чем предсказывает Λ CDM.

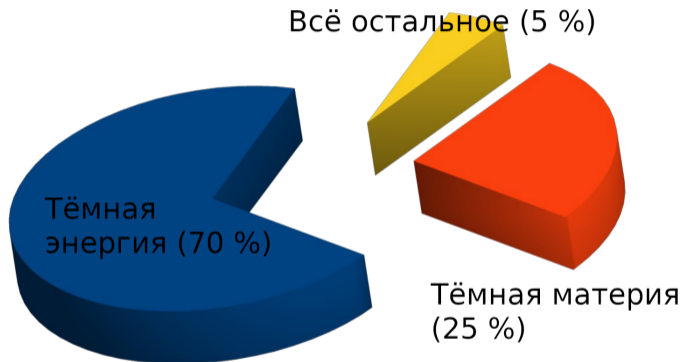


Рис. 6: Структура наблюдаемой Вселенной.

Какова природа эффектов скрытой массы?

Физические основания для объяснения скрытой массы, в частности:

- Модификации гравитации,
- WIMP,
- Аксионы (аксионо-подобные частицы),
- Первичные чёрные дыры (ПЧД).

MOND I

Проблема невидимого вещества побудила физика Милгрота Мордехая разработать модифицированную ньютоновскую динамику (MOND) [6, 7, 8]. Это была попытка объяснить плоские кривые вращения галактик без привлечения новой материи.

В основе лежит следующее предположение:

$$m_g \mu(a/a_0) \vec{a} = \vec{F}, \quad (4)$$

где

$$a_0 \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ cm/s}^2, \quad \mu(x \gg 1) \approx 1, \quad \mu(x \ll 1) \approx x. \quad (5)$$

$f(R)$ теории I

$f(R)$ модификации гравитации также исследуют на возможность объяснения скрытой массы [9, 10]. В работе [11] рассмотрена модель $f(R)$ гравитации в общем виде:

$$S_{gen} = \frac{m_D^{D-2}}{2} \int d^D x \sqrt{-g_D} \left[f(R) + c_1 R_{AB} R^{AB} + c_2 R_{ABCD} R^{ABCD} \right]. \quad (6)$$

Такие модели позволяют объяснить отдельные наблюдения. Самым серьёзным препятствием для таких моделей является наша солнечная система.

В работе [12] показано, что $f(R)$ гравитация может дать ПЧД, которые не ограничены, как кандидаты в скрытую массу.

WIMP miracle I

Стивен Вайнберг и Бенджамин Ли [13] предложили тяжёлый нейтральный лептон и вывели нижний предел его массы — 2 ГэВ.

$$\begin{aligned}
 &\text{Freeze-out + WIMP} \Rightarrow \text{EW scale (WIMP miracle)} \\
 &\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_{\text{th}} \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \\
 &\langle \sigma_{\text{ann}}^{\text{weak}} v \rangle = \frac{\alpha_{\text{weak}}^2}{m_\chi^2} = \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_{\text{th}} \\
 &\Rightarrow m_\chi \sim 100 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}
 \end{aligned}$$

При рассмотрении WIMP в рамках электрослабой теории и одновременно зная Ω_{CDM} через сечение аннигиляции $\text{WIMP} + \overline{\text{WIMP}}$ — требуется слабовзаимодействующая частица массой ~ 100 ГэВ.

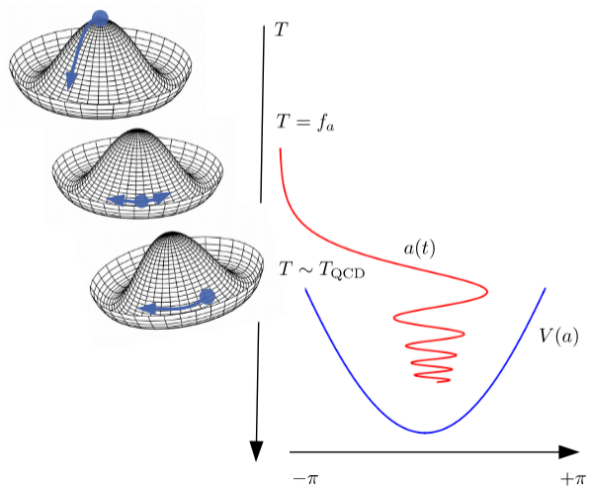
WIMP miracle II

WIMP search experiments geography



WIMP исключён, как основной компонент скрытой массы. Был кандидат из суперсимметрии — нейтралино. Суперсимметрия не обнаружена на БАК.

Гипотеза об аксионе



В уравнениях КХД существует слагаемое, нарушающее CP чётность, что не подтверждается экспериментом. В сильных взаимодействиях не обнаружено нарушения CP четности. Теоретическая модель, решающая эту проблему, предложена в [14] и ей сопутствует предсказание о существовании аксиона.

Почему аксион стал кандидатом в скрытую массу?

Аксион и аксионо-подобные частицы (ALP) стали кандидатами в скрытую массу, несмотря на очень малую массу, по следующим причинам:

- Рождаются нерелятивистскими,
- Очень слабое взаимодействие с веществом.

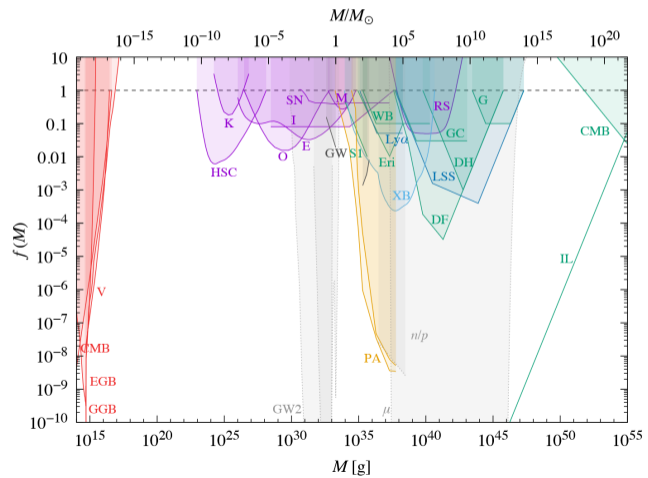
На текущий момент на аксион наложены экспериментальные и теоретические ограничения [15]. Детектирован аксион или ALP до сих пор не был.

В данном разделе литобзора будет дано описание некоторых механизмов образования ПЧД и кластеров ПЧД. Идею о существовании чёрных дыр первичного происхождения высказали Зельдович и Новиков [16], и Хокинг и Карр [17, 18], а Хлопов и Полнарёв [19] связали их с физикой вне рамок стандартных моделей.

ПЧД нужны для:

- Объяснения, по крайней мере, доли скрытой массы,
- Объяснения раннего формирования структур,
- Объяснения сверхмассивных чёрных дыр.

Ограничения на ПЧД, как кандидатов в скрытую массу



Ограничения на долю ПЧД в скрытой массе, согласно обзору Бернарда Карра [20].

Флуктуации плотности в ранней Вселенной I

Рассмотрим участок Вселенной с радиусом R , следуя работам [17, 18]. Его гравитационная энергия:

$$\Omega \sim -\rho^2 R^5 \quad (7)$$

и кинетическая энергия расширения

$$T \sim \rho R^3 \dot{R}^2, \quad (8)$$

где ρ плотность энергии.

В радиационно-доминированной Вселенной $p = \frac{1}{3}\rho$, что даёт внутреннюю энергию объекта $U \sim \rho R^3$, поэтому необходимым условием коллапса является

$$\rho R^2 > \sim 1. \quad (9)$$

Флуктуации плотности в ранней Вселенной II

В случае $p \sim \rho_0 \ln(\rho/\rho_0)$, что соответствует логарифмически-корректированной степенной жидкости, внутренняя энергия равна $U \sim \rho_0 R^3 \ln(\rho/\rho_0)$, где $\rho_0 \approx 10^{14} \text{ г/см}^3$. Поэтому необходимое условие коллапса

$$\rho R^2 > \sim \frac{\rho_0}{\rho} \ln(\rho/\rho_0). \quad (10)$$

Это Джинсовская длина для РД стадии.

Множественные инфляционные квантовые флуктуации I

В работах [21, 22, 23] рассмотрена квантовая эволюция лёгкого скалярного поля на инфляционной стадии.

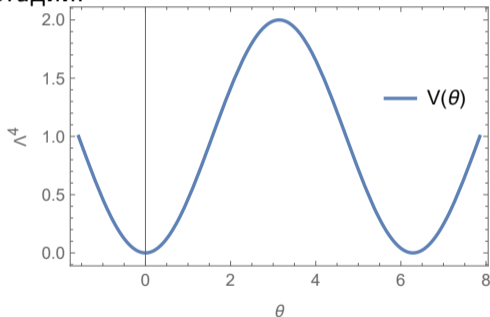


Рис. 9: Пример потенциала, подходящего для производства ПЧД через формирование доменных стенок.

Многократные инфляционные квантовые флуктуации II

Для решения задачи о нахождении спектра масс ПЧД решают уравнение Фоккера-Планка [24]:

$$\frac{\partial P(\theta, N)}{\partial N} = \frac{1}{2} \mathcal{P}_{\delta\theta} \frac{\partial^2 P(\theta, N)}{\partial \theta^2} \quad (11)$$

с начальным условием $P(\theta, N_{PQ}) = \delta(\theta - \theta_u)$.

Решением в простом случае является распределение Гаусса

$$P(\theta, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Sigma(t)}} \exp\left(-\frac{(\theta - \theta_u)^2}{2\Sigma(t)}\right), \quad (12)$$

где

$$\Sigma(N) = \int_{N_{PQ}}^N \mathcal{P}_{\delta\theta}(N') dN' = \int_{N_{PQ}}^N \left(\frac{H}{2\pi f}\right)^2 dN'. \quad (13)$$

Множественные инфляционные квантовые флуктуации III

Вероятность для поля пересечь π на е-фолде N :

$$p(N) = \int_{\pi}^{\infty} P(\theta, N) d\theta = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\pi - \theta_u}{\sqrt{2}\Sigma(N)} \right). \quad (14)$$

Число таких пересечений:

$$n_c = p(N) e^{3N}. \quad (15)$$

Размер флуктуации, произошедшей на е-фолде N к концу инфляции:

$$r(N) = H^{-1} e^{N_{inf} - N}. \quad (16)$$

Множественные инфляционные квантовые флуктуации IV

Полагая, что образующиеся стенки входят под горизонт на РД стадии:

$$r(N) = \frac{e^{2(N_{inf}-N)}}{2HN_{inf}}. \quad (17)$$

Размер стенки позволяет оценить её массу, если известно натяжение стенки:

$$r(N) = \sqrt{\frac{m}{4\pi\sigma}} = \frac{e^{2(N_{inf}-N)}}{2HN_{inf}}. \quad (18)$$

В итоге, произведя подстановку переменных, получаем интегральный спектр масс:

$$n_c(m) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\pi - \theta_u}{\sqrt{2}\Sigma(N_{inf} - \frac{1}{2} \ln HN_{inf} \sqrt{m/\pi\sigma})} \right) \cdot \exp \left(3N_{inf} - \frac{3}{2} \ln HN_{inf} \sqrt{m/\pi\sigma} \right). \quad (19)$$

Суперкритические стенки I

В пределе тонкой плоской стенки в пустом пространстве, метрика стенки с поверхностным натяжением σ даётся выражением [25, 26]:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{|x|}{t_\sigma}\right)^2 dt^2 - dx^2 - \left(1 - \frac{|x|}{t_\sigma}\right)^2 e^{2t/t_\sigma} (dy^2 + dz^2), \quad (20)$$

где $t_\sigma = 1/2\pi G\sigma$.

Пусть t_0 — возраст Вселенной, тогда

$$t_\sigma \gtrsim t_0 \rightarrow \sigma \lesssim 1/Gt_0 \sim (100 \text{ MeV})^3. \quad (21)$$

В свою очередь наблюдаемая анизотропия СМВ [27] даёт более сильное ограничение:

$$\sigma \lesssim (1 \text{ MeV})^3. \quad (22)$$

Суперкритические стенки II

Введём величину t_H , которая является временем входа доменной стенки под Хаббловский горизонт. В работах [28, 29] изучена эволюция стенок, для которых $t_\sigma \gtrsim t_H$. Такие стенки называются суперкритическими. Они образуют кротовые норы, через которые уходят в дочерние вселенные.

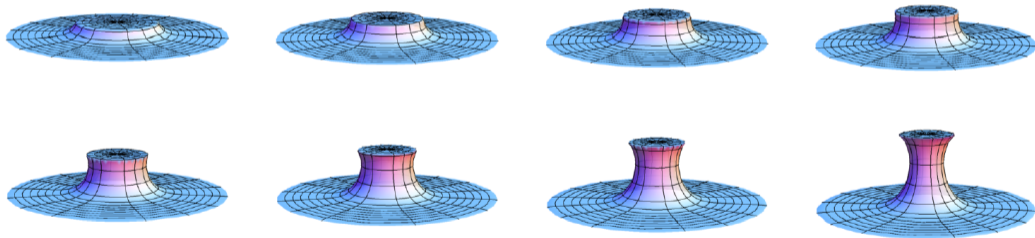


Рис. 10: Диаграммы, показывающие, как развивается кротовая нора. Кольцо, окружающее верх, — это место, где находится стенка.

Суперкритические стенки III

В результате динамики суперкритических доменных стенок образуются две черные дыры — по одной на каждом конце горловины кротовой норы. Одна из них находится в нашей Вселенной (out), а другая в дочерней (in).

BH Mass	Dust	Radiation
$M_{BH i}$	$\approx 5\sigma t_H^2$	$\approx 30\sigma t_H^2$
$M_{BH f}$	$3t_H/4G$	$(1-2)M_{BH i}$

Table I: BH masses in subcritical case

BH Mass	Dust	Radiation
$M_{BH i}^{(in)}$	$3t_H/4G$	$2.8t_H/G$
$M_{BH f}^{(in)}$	$3t_H/4G$	$2.8t_H/G$
$M_{BH i}^{(out)}$	$3t_H/4G$	$2.8t_H/G$
$M_{BH f}^{(out)}$	$3t_H/4G$	$5.6t_H/G$

Table II: BH masses in supercritical case

Список использованных источников I

- [1] A. Einstein. Die grundlage der allgemeinen relativitätstheorie. *Annalen der Physik*, 354(7):769–822, 1916.
- [2] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127, January 1933.
- [3] Vera C. Rubin and W. Kent Ford, Jr. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Astrophysical journal*, 159:379, February 1970.
- [4] V. C. Rubin. Rotation Curves of High-Luminosity Spiral Galaxies and the Rotation Curve of Our Galaxy. In W. B. Burton, editor, *The Large-Scale Characteristics of the Galaxy*, volume 84 of *IAU Symposium*, page 211, January 1979.
- [5] Daniel P. Stark, Michael W. Topping, Ryan Endsley, and Mengtao Tang. Observations of the first galaxies in the era of jwst, 2025.

Список использованных источников II

- [6] M. Milgrom. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophysical journal*, 270:365–370, July 1983.
- [7] M. Milgrom. A modification of the Newtonian dynamics - Implications for galaxies. *Astrophysical journal*, 270:371–383, July 1983.
- [8] M. Milgrom. A modification of the newtonian dynamics : implications for galaxy systems. *Astrophysical journal*, 270:384–389, July 1983.
- [9] Y. Sobouti. An $f(R)$ gravitation for galactic environments. *Astronomy & Astrophysics*, 464(3):921–925, January 2007.
- [10] Christian G. Böhmer, Tiberiu Harko, and Francisco S.N. Lobo. Dark matter as a geometric effect in $f(r)$ gravity. *Astroparticle Physics*, 29(6):386–392, 2008.
- [11] Júlio C. Fabris, Arkady A. Popov, and Sergey G. Rubin. Multidimensional gravity with higher derivatives and inflation. *Physics Letters B*, 806:135458, July 2020.

Список использованных источников III

- [12] Valery V. Nikulin, Maxim A. Krasnov, and Sergey G. Rubin. Compact extra dimensions as the source of primordial black holes. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 9, 2022.
- [13] Benjamin W. Lee and Steven Weinberg. Cosmological Lower Bound on Heavy Neutrino Masses. *Phys. Rev. Lett.*, 39:165–168, 1977.
- [14] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP Conservation in the Presence of Instantons. *Phys. Rev. Lett.*, 38:1440–1443, 1977.
- [15] Luca Visinelli. Axions as dark matter, dark energy, and dark radiation, 2025.
- [16] Ya. B. Zel'dovich and I. D. Novikov. The Hypothesis of Cores Retarded during Expansion and the Hot Cosmological Model. *Astronomicheskii Zhurnal*, 10:602, 2 1967.

Список использованных источников IV

- [17] B. J. Carr and S. W. Hawking. Black Holes in the Early Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 168(2):399–415, 08 1974.
- [18] Stephen Hawking. Gravitationally Collapsed Objects of Very Low Mass. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 152(1):75–78, 04 1971.
- [19] A. G. Polnarev and M. Yu. Khlopov. Cosmology, primordial black holes, and supermassive particles. *Usp. Fiz. Nauk*, 145(3):369–401, 1985.
- [20] Bernard Carr, Kazunori Kohri, Yuuiti Sendouda, and Jun'ichi Yokoyama. Constraints on primordial black holes. *Reports on Progress in Physics*, 84(11):116902, November 2021.
- [21] S. G. Rubin, M. Yu. Khlopov, and A. S. Sakharov. Primordial black holes from non-equilibrium second order phase transition, 2000.

Список использованных источников V

- [22] Alexander A. Kirillov and Sergey G. Rubin. On mass spectra of primordial black holes. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 8, 2021.
- [23] Konstantin M. Belotsky, Vyacheslav I. Dokuchaev, Yury N. Eroshenko, Ekaterina A. Esipova, Maxim Yu. Khlopov, Leonid A. Khromykh, Alexander A. Kirillov, Valeriy V. Nikulin, Sergey G. Rubin, and Igor V. Svadkovsky. Clusters of primordial black holes. *The European Physical Journal C*, 79(3), Mar 2019.
- [24] Mahdiyar Noorbala. Classicality of stochastic noise away from quasi-de sitter inflation. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2024(10):053, October 2024.
- [25] Alexander Vilenkin. Gravitational field of vacuum domain walls. *Physics Letters B*, 133(3):177–179, 1983.

Список использованных источников VI

- [26] J. Ipser and P. Sikivie. The Gravitationally Repulsive Domain Wall. *Phys. Rev. D*, 30:712, 1984.
- [27] A. Lazanu, C.J.A.P. Martins, and E.P.S. Shellard. Contribution of domain wall networks to the cmb power spectrum. *Physics Letters B*, 747:426–432, July 2015.
- [28] Jaume Garriga, Alexander Vilenkin, and Jun Zhang. Black holes and the multiverse. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016(2):064–064, 2 2016.
- [29] Heling Deng, Jaume Garriga, and Alexander Vilenkin. Primordial black hole and wormhole formation by domain walls. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2017(04):050–050, April 2017.

Список использованных источников VII

- [30] F. Hoyle and R. A. Lyttleton. The effect of interstellar matter on climatic variation. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 35(3):405–415, 1939.
- [31] H. Bondi. On spherically symmetrical accretion. *MNRAS*, 112:195, 1 1952.
- [32] Valerio Faraoni and Audrey Jacques. Cosmological expansion and local physics. *Physical Review D*, 76(6), September 2007.
- [33] aug 2004.
- [34] Stephen Hawking. Gravitational radiation in an expanding universe. *J. Math. Phys.*, 9:598–604, 1968.
- [35] Sean A. Hayward. Quasilocal gravitational energy. *Phys. Rev. D*, 49:831–839, Jan 1994.
- [36] Cheng-Yi Sun. Dark energy accretion onto a black hole in an expanding universe, 2009.

В данном разделе литобзора будет дано описание некоторых моделей аккреции вещества.

Явление аккреции позволяет обнаружить чёрные дыры, с помощью процесса аккреции образуются структуры.

Аккреция Бонди I

Самая первая модель аккреции описана в [30, 31].

Задача Бонди может быть сформулирована так:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v, \tag{23}$$

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{GM(< r)}{r} - \beta(z)v, \tag{24}$$

$$\rho = K \rho^\gamma, \tag{25}$$

где $\beta(z)$ — вязкость плазмы вокруг аккретора, в основном, из-за Комптон-эффекта. Вязкость даётся выражением $\beta(z) = 2.06 \cdot 10^{-23} x_e (1+z)^4 c^{-1}$, где x_e доля электронов в плазме и z — красное смещение.

Аккреция Бонди II

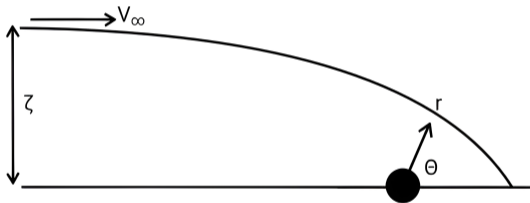


Рис. 12: Схематическое изображение аккреции Бонди

Аккреция Бонди — это сферически-симметричная аккреция на компактном объекте. Предполагается, что скорость аккреции равна $\dot{M} \approx \pi R^2 \rho v$, где R — радиус захвата или ударный параметр, ρ — плотность окружающего вещества, а v — относительная скорость. Радиус захвата можно определить из равенства скорости убегания и характерной скорости вещества. Обычно ее принимают равной скорости звука в окружающем веществе и тогда получают темп аккреции:

$$\dot{M} \approx \pi \rho G^2 M^2 / c_s^3.$$

Эддингтоновский предел I

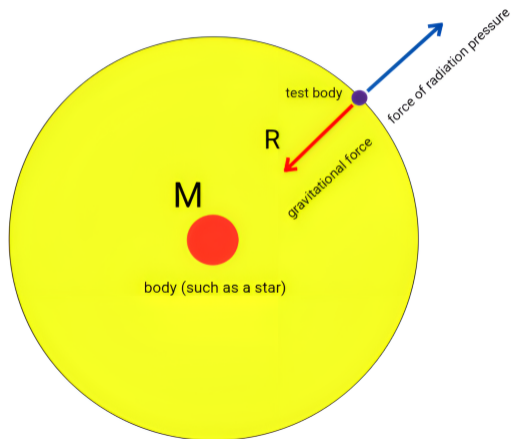


Рис. 13: Эддингтоновский предел.

Обозначим прозрачность плазмы — κ , $F_{RAD} = P_{RAD}\kappa m$. Считая основным компонентом плазмы протоны, а томсоновское рассеяние электронов основным процессом, получаем

$$L_{edd} = \frac{4\pi cGMm_p}{\sigma_{th}}. \quad (26)$$

Светимость, создаваемая аккрецией материи $L_{acc} = \epsilon \dot{M}c^2$, где ϵ — радиационная эффективность.

$$L_{acc} = \epsilon \dot{M}c^2 = L_{edd} = \frac{4\pi cGMm_p}{\sigma_{th}}. \quad (27)$$

Модель McVittie I

В [32] рассмотрена следующая метрика:

$$ds^2 = -\frac{B^2}{A^2} dt^2 + a^2(t)A^4 (d\bar{r}^2 + \bar{r}^2 d\Omega^2), \quad (28)$$

где $A = 1 + \frac{Gm(t)}{2\bar{r}}$, $B = 1 - \frac{Gm(t)}{2\bar{r}}$. Метрика асимптотически ФРУ и при остановке расширения с помощью замены координат $\hat{r} = a\bar{r}$ переходит в метрику Шварцшильда.

В этом пространстве-времени физической [33, 34, 35] будет квазилокальная масса $m_H(t) = m(t)a(t)$, а $m(t)$ — коэффициент метрики.

Модель McVittie II

ТЭИ материи вокруг черной дыры:

$$T_{ab} = (p + \rho)u_a u_b + p g_{ab} + q_a u_b + q_b u_a, \quad (29)$$

в котором

$$u^a = \left(\frac{A}{B} \sqrt{1 + a^2 A^4 u^2}, u, 0, 0 \right), \quad q^c = (0, q, 0, 0), \quad (30)$$

где q^c описывает радиальный поток энергии, а u^a — 4-скорость окружающей жидкости.

Модель McVittie III

В работе [36] получена зависимость квазилокальной массы от масштабного фактора:

$$m_H(t) = C_1 a(t)^{1+3\omega} - C_2 a(t)^{-3(1+\omega)/2} + \frac{3(1+\omega)}{3\omega+5} m_0 a(t), \quad (31)$$

где C_1 , C_2 определяются из начальной массы $m_H(t_0)$ и начального темпа аккреции $\dot{m}_H(t_0)$.