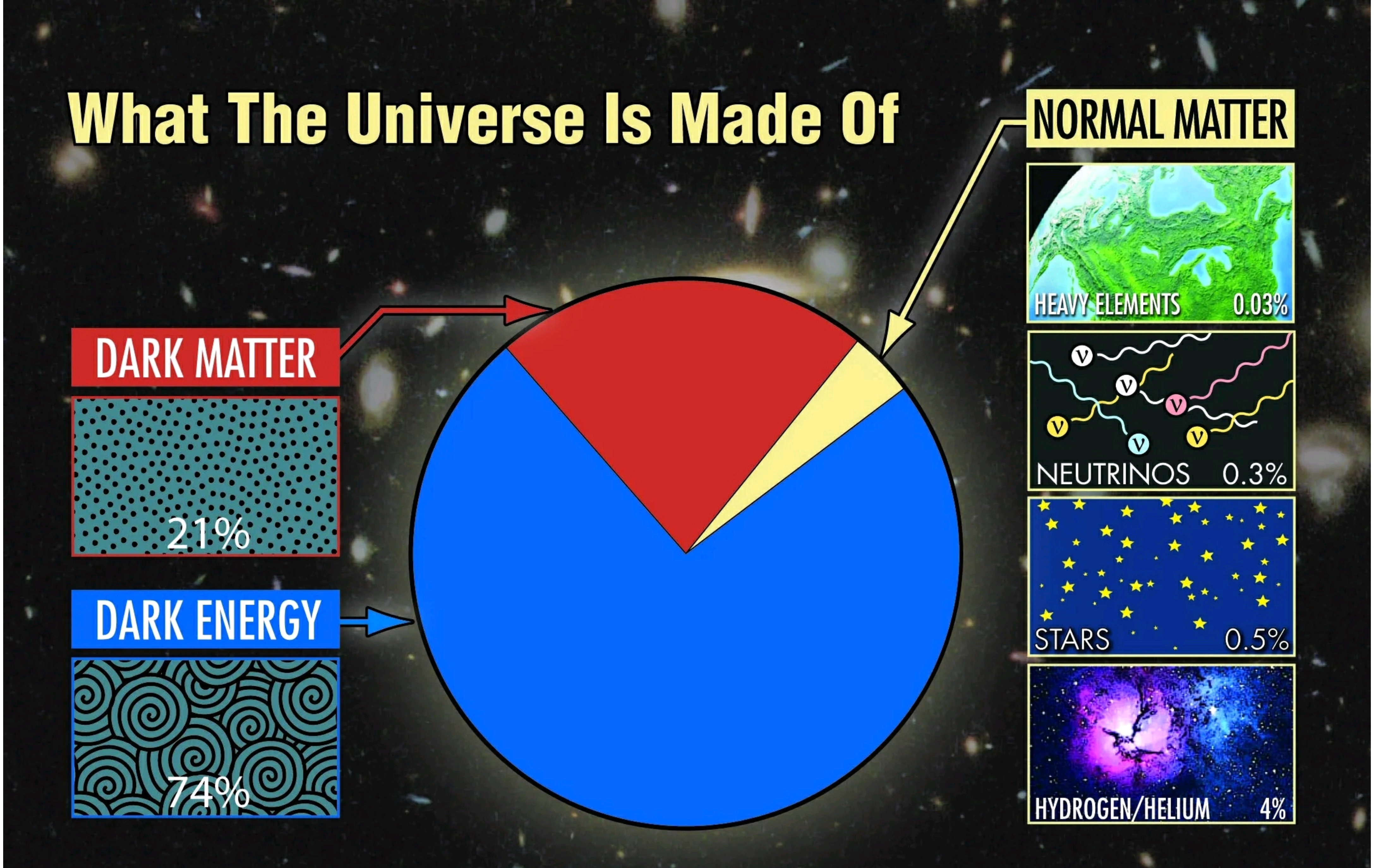

Отчет за 5 лет
С.О.Алексеев
в.н.с., доктор физ.-мат. наук



taken from Yandex pictures

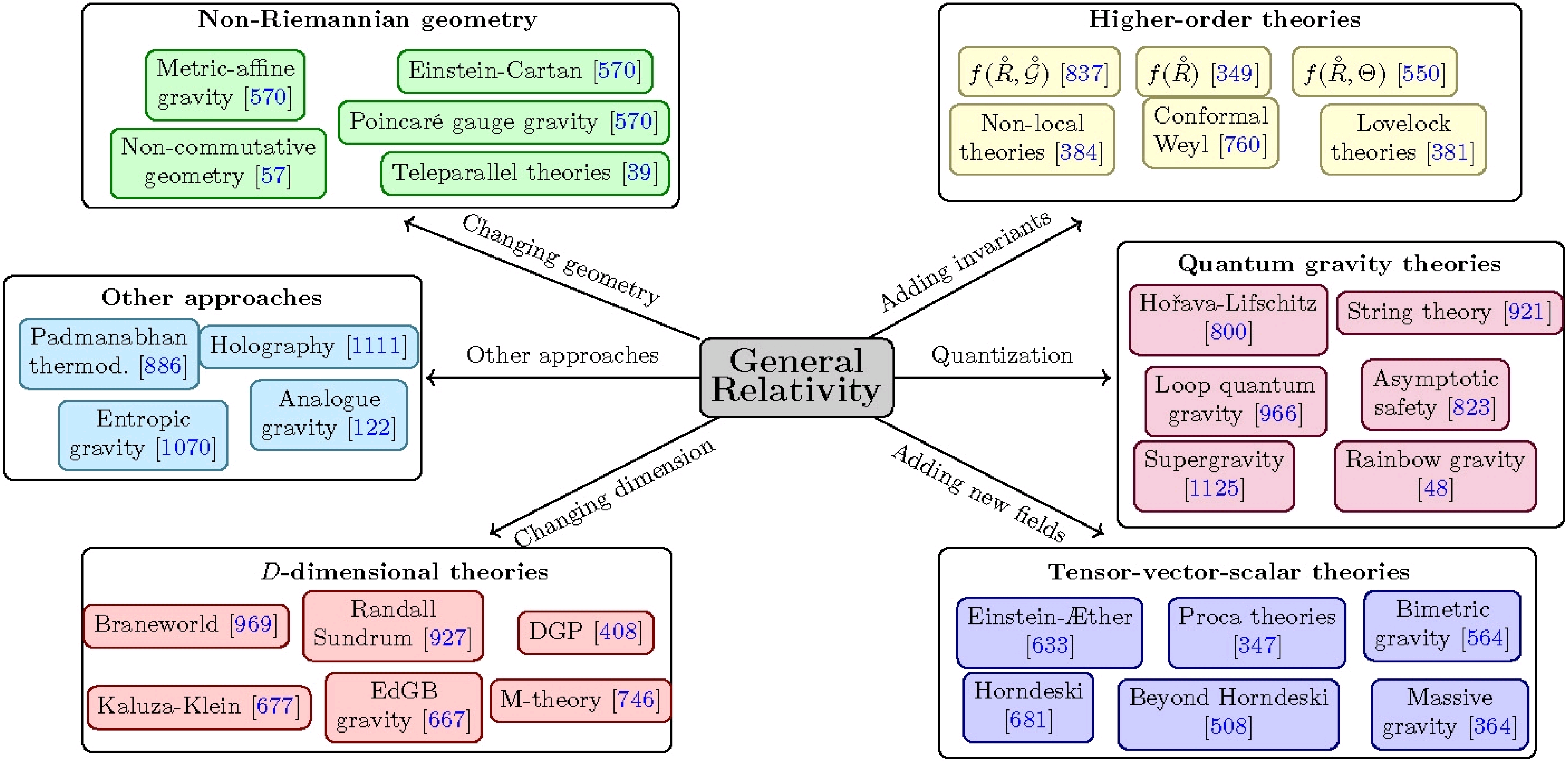


Figure 8: Representation of some possible ways of modifying GR through breaking the Lovelock's theorem along with some examples.

@ Rept.Prog.Phys. 86, 026901 (2023)

PPN ==> to “extend” to different energy ranges

A system of tests to constrain an extended gravity theory on different energy scales with astronomical data

universe MDPI

Review

Extended Gravity Constraints at Different Scales

Stanislav Alexeyev [1,2,*] and Vyacheslav Prokopov [1,3]

1 Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Universitetskii Prospekt, 13, 119234 Moscow, Russia; slaprok777@gmail.com
2 Department of Quantum Theory and High Energy Physics, Physics Faculty, Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 1/2, 119234 Moscow, Russia
3 Department of Astrophysics and Stellar Astronomy, Physics Faculty, Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 1/2, 119234 Moscow, Russia
* Correspondence: alexeyev@sai.msu.ru

† This paper is an extended version of our paper published in An extended version of a conference paper The paper represents an extended version of the lecture presented by SA at XXII International Meeting "Physical Interpretations of Relativity Theory-2021" (5–9 July 2021), held at Bauman Moscow State Technical University.

Simple Summary: Simple summary We review a set of the possible ways to constrain extended gravity models at Galaxy clusters scales (the regime of dark energy explanations and comparison with ΛCDM), for black hole shadows, gravitational wave astronomy, binary pulsars, the Solar system and a Large Hadron Collider (consequences for high-energy physics at TeV scale).

Abstract: We review a set of the possible ways to constrain extended gravity models at Galaxy clusters scales (the regime of dark energy explanations and comparison with ΛCDM), for black hole shadows, gravitational wave astronomy, binary pulsars, the Solar system and a Large Hadron Collider (consequences for high-energy physics at TeV scale). The key idea is that modern experimental and observational precise data provide us with the chance to go beyond general relativity.

Keywords: general relativity; extended gravity; black hole; turnaround radius; shadow of black hole; gravitational waves; binary pulsars

PACS: 04.50.+h; 04.50.Gh; 04.80.Cc

check for updates

Citation: Alexeyev, S.; Prokopov, V. Extended Gravity Constraints at Different Scales. *Universe* **2022**, *8*, 283. https://doi.org/10.3390/universe8050283

Academic Editor: Salvatore Capozziello and Daniele Vernieri

Received: 9 March 2022
Accepted: 11 May 2022
Published: 15 May 2022

1. Introduction

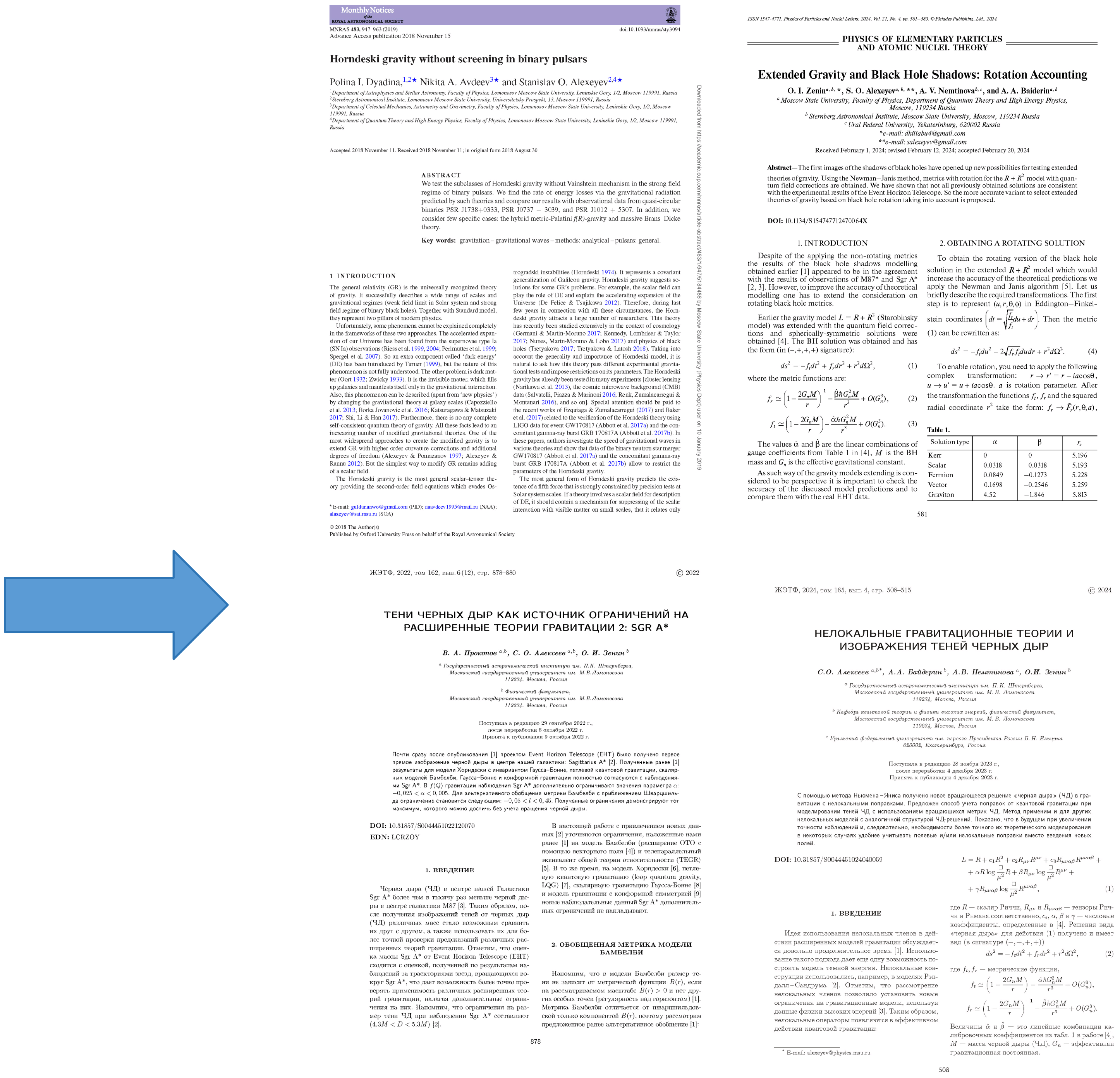
The theory of General Relativity (GR) is confirmed in all projects of experimental astronomy. However, the problems of dark energy, dark matter, the evolution of the early Universe, and the quantum theory of gravity remain open. For example, the theoretical description of the Universe's accelerated expansion (i.e., dark energy) is realised by adding the cosmological constant to the GR action L as

$$L_{GR\Lambda} = \sqrt{-g}(R + \Lambda), \tag{1}$$

where R is Ricci scalar and Λ is the cosmological constant. The problem is that Λ-term is the best fit for the observational data. On the other hand, from the fundamental point of view, it appears to be a pure fine-tuning parameter. The next step is to consider an additional scalar field ϕ in the form of Brans–Dicke model

$$L_{BD} = \sqrt{-g}\left(\phi R + \frac{\omega}{\phi}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi + V(\phi)\right). \tag{2}$$

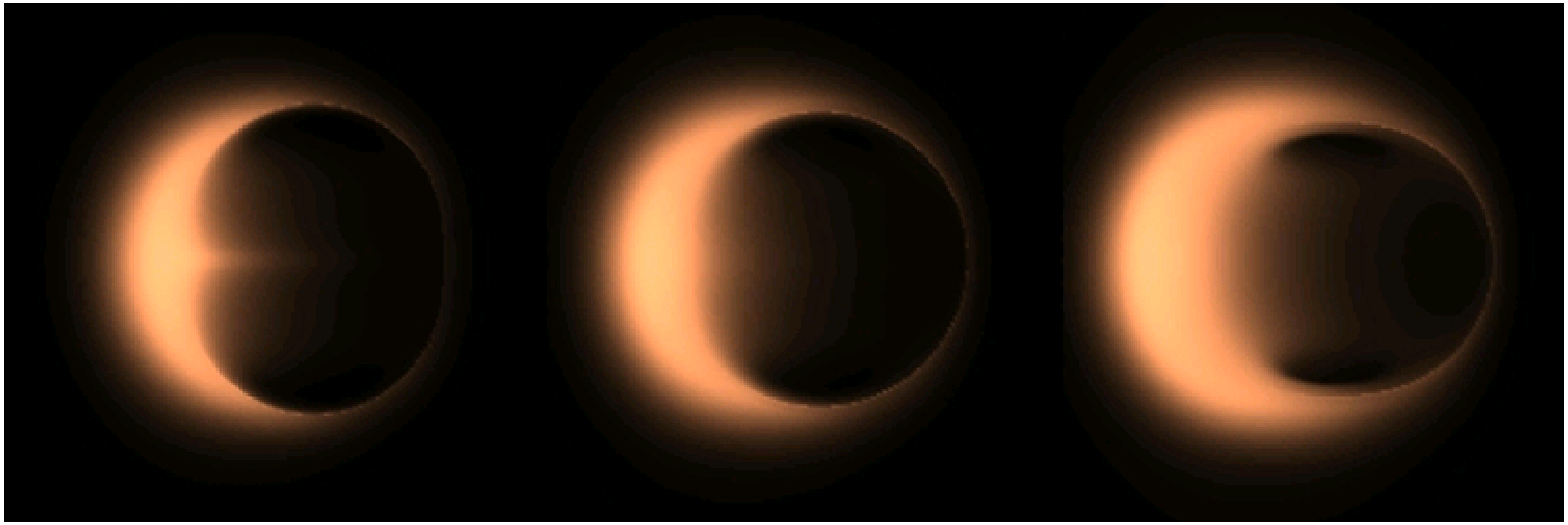
Such a model can reproduce the cosmological constant contribution with the help of taking the appropriate form of $V(\phi)$. Now, one has to find the origin of the scalar field in Equation (2). The same problem occurs with the inflation stage: accelerated expansion of



What to constrain and where?

- Galaxy clusters scales: ways to explain dark energy & comparing with ΛCDM.
- Shadows of black holes: deviations from GR.
- Gravitational wave astronomy: deviations from GR.
- Binary pulsars: deviations from GR.
- Solar system: Newtonian limit and deviations from it.
- Large Hadron Collaider: gravity at TeV scale.

Constraints on gravity models from black hole shadows



Pic is taken from https://www.eso.org/public/images/shadow-evt/

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right)dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2M}{r}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \Rightarrow ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2}\right)dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)$$

A. F. Zakharov, Sov. Phys. JETP, 64, 1 (1986).

A. F. Zakharov, A. A. Nucita, F. De Paolis, G. Ingrosso, New Astron. 10, 479 (2005)

A. F. Zakharov, IJMP D 54, 2340004 (2023)

A.Zakharov, Phys. Rev. D, Vol.90, P.062007 (2014)

V.Prokopov, SA, O.Zenin, JETP, Vol.135, p.842 (2022) …

С.А, А. Байдерин, А.Немтинова, О.Зенин, ЖЭТФ 165, 508 (2024)

Idea:

- **The general form of spherically-symmetric metrics:**

$$ds^2 = -A(r)dt^2 + B(r)dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2).$$

- **Equation of motion:** $\left(\frac{d\hat{r}}{d\tau}\right)^2 + \frac{L^2}{B(\hat{r})\hat{r}^2} = \frac{E^2}{A(\hat{r})B(\hat{r})}, \qquad \frac{d\phi}{d\tau} = \frac{L}{\hat{r}^2},$

- **Introduce:** $D = L/E$

- **To calculate the shadow size one has to find maximal root of**

$$u(r) = \left(\frac{d\hat{r}}{d\phi}\right)^2 = \frac{\hat{r}^4}{D^2 A(\hat{r})B(\hat{r})} - \frac{\hat{r}^2}{B(\hat{r})}, \qquad u(r) = 0, \quad \frac{du(r)}{dr} = 0, \quad \frac{d^2u(r)}{d^2r} > 0.$$

Horndesky Model

$$A(r) = 1 - \frac{2M}{r} - \frac{2C_7}{7r^7}$$

$$B(r)^{-1} = 1 - \frac{2M}{r} - \frac{C_7}{r^7}$$

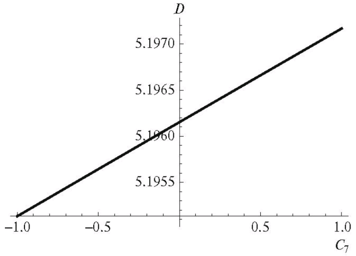


Fig. 3. The dependence of shadow size (D) versus the combination of model constants C_7 for Horndesky theory coupled with Gauss–Bonnet invariant (in the units of M, $M = 1$).

E. Babichev, C. Charmousis, and A. Lehebel. JCAP, 2017. arXiv:1702.01938 V.Prokopov, SA, O.Zenin, **JETP**, Vol.135, P. 91 (2022), *ibid*, p.842 (2022)

Loop quantum gravity

$$A(r) = \left(1 - \frac{2Mr^2}{r^3 + 2Ml^2}\right)\left(1 - \frac{\alpha\beta M}{\alpha r^3 + \beta M}\right),$$

$$B(r)^{-1} = 1 - \frac{2Mr^2}{r^3 + 2Ml^2},$$

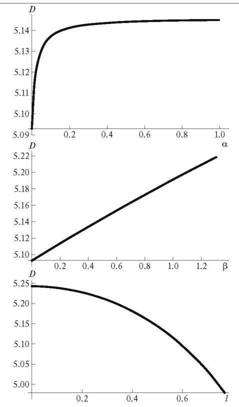


Fig. 4. The dependence of shadow size D upon the time delay α when $l = 0.5M$ and $\beta = 0.5$ (top image), upon the 1-loop quantum corrections β when $l = 0.5M$, $\alpha = 0.5$ (central image), upon the central energy density l when $\alpha = 0.5$, $\beta = 0.5$ (bottom image) for BH in modified Hayward metric in the units of M, $M = 1$.

J. Hu, L. Shi, Y. Zhang, and P. Duan. Astrophysics and Space Science, 2018. arXiv:2104.07523 V.Prokopov, SA, O.Zenin, **JETP**, Vol.135, P. 91 (2022), *ibid*, p.842 (2022)

Conformal gravity

$$A(r) = 1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q_s^2}{r^2} + \frac{Q_s^2\left(-M^2 + Q_s^2 + \frac{6}{m_2^2}\right)}{3r^4} + \ldots,$$

$$B(r)^{-1} = 1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q_s^2}{r^2} + \frac{2Q_s^2\left(-M^2 + Q_s^2 + \frac{6}{m_2^2}\right)}{3r^4} + \ldots,$$

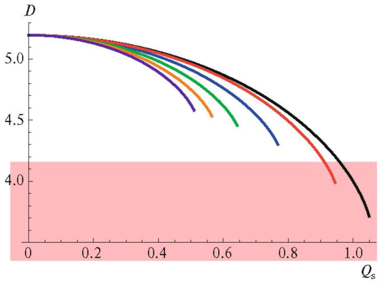


Fig. 5. The dependence of the shadow size D against the scalar charge Q_s for in new massive conformal gravity with different values of massive spin-2 mode m_2 (in the units of M, $M = 1$). Black line corresponds to $m_2 \to \infty$, red one corresponds to $m_2 = 2$, blue one corresponds to $m_2 = 1$, green one corresponds to $m_2 = 0.707$, orange one corresponds to $m_2 = 0.577$, purple one corresponds to $m_2 = 0.5$.

Y. S. Myung and D. Zou. PRD 2019. arXiv:1907.09676 V.Prokopov, SA, O.Zenin, **JETP**, Vol.135, P. 91 (2022), *ibid*, p.842 (2022)

Conformal gravity

$$S = \frac{1}{16\pi G}\int d^4x\sqrt{-g}[R - \alpha(\phi^2 R + 6\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi] - \frac{1}{2m_2^2}C^{\mu\nu\rho\sigma}C_{\mu\nu\rho\sigma}]$$

$$A(r) = 1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q_s^2}{r^2} + \frac{Q_s^2\left(-M^2 + Q_s^2 + \frac{6}{m_2^2}\right)}{3r^4} + \ldots,$$

$$B(r)^{-1} = 1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q_s^2}{r^2} + \frac{2Q_s^2\left(-M^2 + Q_s^2 + \frac{6}{m_2^2}\right)}{3r^4} + \ldots,$$

Bumblebee model

$$S_B = \int d^4x\sqrt{-g}\mathcal{L}_B = \int d^4x\sqrt{-g}(\mathcal{L}_g + \mathcal{L}_{gB} + \mathcal{L}_K + \mathcal{L}_V + \mathcal{L}_M)$$

$$\mathcal{L}_B = \frac{e}{2\kappa}R + \frac{e}{2\kappa}\xi B^\mu B^\nu R_{\mu\nu} - \frac{1}{4}eB_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - eV(B^\mu) + \mathcal{L}_M$$

$$A(r) = \left(1 - \frac{2M}{r}\right),$$

$$B(r) = \frac{1 + l}{1 - \frac{2M}{r}},$$

f(Q) gravity

$$S[g, \Gamma; \lambda, \rho] = \int_{\mathcal{M}} d^4x\left(\frac{1}{2}\sqrt{-g}f(\mathbb{Q}) + \lambda_\alpha^{\beta\mu\nu}R^\alpha_{\beta\mu\nu} + \rho_\alpha^{\mu\nu}T^\alpha_{\mu\nu}\right) + S_{matter}$$

$$A(r) = 1 - \frac{2M_{\text{ren}}}{r} - \alpha\frac{32}{r^2},$$

$$B(r)^{-1} = 1 - \frac{2M_{\text{ren}}}{r} - \alpha\frac{96}{r^2},$$

$$2M_{\text{ren}} = 2M - \alpha\left(\frac{32}{3M} + c_1\right),$$

Scalar Gauss-Bonnet gravity

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left[\kappa R + \alpha_1 f_1(\vartheta)R^2 + \alpha_2 f_2(\vartheta)R_{ab}R^{ab} + \alpha_3 f_3(\vartheta)R_{abcd}R^{abcd} + \alpha_4 f_4(\vartheta)R_{abcd}{}^*R^{abcd} - \frac{\beta}{2}\left(\nabla_a\vartheta\nabla^a\vartheta + 2V(\vartheta)\right) + \mathcal{L}_{mat}\right]$$

$$A = -f(r)\left[1 + \frac{\zeta}{3r^3 f(r)}h(r)\right],$$

$$B = \frac{1}{f(r)}\left[1 - \frac{\zeta}{r^3 f(r)}k(r)\right],$$

where

$$h(r) := 1 + \frac{26}{r} + \frac{66}{5r^2} + \frac{96}{5r^3} - \frac{80}{r^4},$$

$$k(r) := 1 + \frac{1}{r} + \frac{52}{3r^2} + \frac{2}{r^3} + \frac{16}{5r^4} - \frac{368}{3r^5},$$

$$f(r) := 1 - \frac{2}{r},$$

Bumblebee model

$$A(r) = \left(1 - \frac{2M}{r}\right),$$

$$B(r) = \frac{1 + l}{1 - \frac{2M}{r}},$$

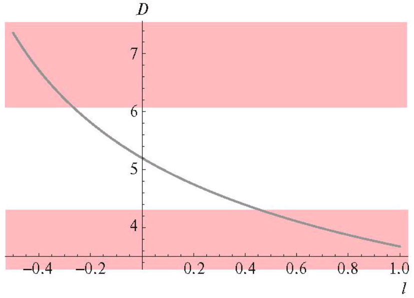


Fig. 6. The dependence of the shadow size D upon parameter l in alternative Bumblebee generalization with Schwarzschild approximation (in the units of M, $M = 1$).

R. Casana, A. Cavalcante, et al., PRD 2018 arXiv:1711.02273 V.Prokopov, SA, O.Zenin, **JETP**, Vol.135, P. 91 (2022), *ibid*, p.842 (2022)

f(Q) gravity

$$A(r) = 1 - \frac{2M_{\text{ren}}}{r} - \alpha\frac{32}{r^2},$$

$$B(r)^{-1} = 1 - \frac{2M_{\text{ren}}}{r} - \alpha\frac{96}{r^2},$$

$$2M_{\text{ren}} = 2M - \alpha\left(\frac{32}{3M} + c_1\right),$$

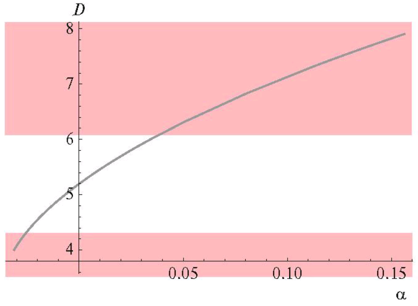


Fig. 7. The dependence of the shadow size D upon parameter α in $f(Q)$ gravity in M_{ren} units.

F. D'Ambrosio, S. D. B. Fell, L. Heisenberg, and S. Kuhn. PRD, 2022.arXiv:2109.03174 V.Prokopov, SA, O.Zenin, **JETP**, Vol.135, P. 91 (2022), *ibid*, p.842 (2022)

Scalar Gauss-Bonnet gravity

$$A = -f(r)\left[1 + \frac{\zeta}{3r^3 f(r)}h(r)\right],$$

$$B = \frac{1}{f(r)}\left[1 - \frac{\zeta}{r^3 f(r)}k(r)\right],$$

where

$$h(r) := 1 + \frac{26}{r} + \frac{66}{5r^2} + \frac{96}{5r^3} - \frac{80}{r^4},$$

$$k(r) := 1 + \frac{1}{r} + \frac{52}{3r^2} + \frac{2}{r^3} + \frac{16}{5r^4} - \frac{368}{3r^5},$$

$$f(r) := 1 - \frac{2}{r},$$

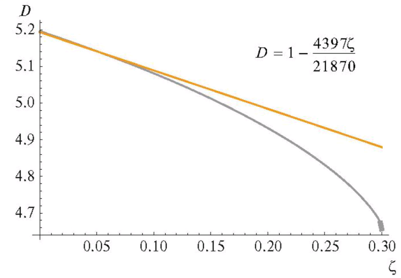


Fig. 8. The lower curve is the dependence of the shadow size D upon parameter ζ in scalar Gauss–Bonnet gravity (in the units of M, $M = 1$). The top line is the first order approximation.

N. Yunes and L. C. Stein. PRD 2011. arXiv:1101.2921 V.Prokopov, SA, O.Zenin, **JETP**, Vol.135, P. 91 (2022), *ibid*, p.842 (2022)

Constraints for these extended gravity models

- The results in Horndesky with Gauss-Bonnet invariant, LQG, bumblebee and Gauss-Bonnet scalar models are in complete agreement with the M87* observations. For most of considered examples the the model predictions are not pass the boundary established by the existing observational data.
- In conformal gravity big values of m_2 and Q_s must be excluded (for example if $m_2 = 2$ then $Q_s < 0.9$).
- In STEGR f(Q) gravity M87 observations constraint α as $-0.025 < \alpha < 0.04$.
- In alternative Bumblebee generalization with Schwarzschild approximation one obtains that $-0.3 < l < 0.45$.
- These results demonstrates the maximum that could be distinguished when a BH rotation is not taken into account.
- The upper bound on the size of the shadow for Sgr A* 5.3M appeared to be lower than for the case of M87* 6.1M, becoming comparable with the calculated size of the BH shadow in GR (about 5.2M). This fact makes possible to improve constraints on the alternative bumblebee metric ($-0.05 < l < 0.45$) from below and f(Q) gravity ($-0.025 < \alpha < 0.005$) from above.

V.Prokopov, SA, O.Zenin, **JETP**, Vol.135, P. 91(2022), ***ibid***, p.842 (2022)

Approved Newman-Janis algorythm

$$ds^2 = -G(r)dt^2 + \frac{1}{F(r)}dr^2 + H(r)d\Omega^2$$

$$\begin{aligned}
g_{tt} &= -\frac{FH + a^2\cos^2\theta}{(K + a^2\cos^2\theta)^2}\Psi, \\
g_{t\phi} &= -a\sin^2\theta\frac{K - FH}{(K + a^2\cos^2\theta)^2}\Psi, \\
g_{\theta\theta} &= \Psi, \\
g_{rr} &= \frac{\Psi}{FH + a^2}, \\
g_{\phi\phi} &= \Psi\sin^2\theta\left(1 + a^2\sin^2\theta\frac{2K - FH + a^2\cos^2\theta}{(K + a^2\cos^2\theta)^2}\right), \\
K &= H(r)\sqrt{\frac{F(r)}{G(r)}}.
\end{aligned}$$

+ additional equations on Ψ

$$\lim_{a\to 0}\Psi(r, y^2, a) = H(r)$$

$$(K + a^2y^2)^2(3\Psi_r\Psi_{y^2} - 2\Psi\Psi_{r,y^2}) = 3a^2K_r\Psi^2, \Psi[K_r^2 + K(2 - K_{rr}) - a^2y^2(2 + K_{rr})] + (K + a^2y^2)[(4y^2\Psi_{y^2} - K_r\Psi_r] = 0.$$

Horndesky theory

$$ds^2 = \ - \ (1 - \frac{2M}{r} - \frac{8\alpha_5\eta}{5r^3})dt^2 + \frac{1}{1 - \frac{2M}{r} - \frac{8\alpha_5\eta}{5r^3}}dr^2 + r^2 d\Omega^2.$$

$$g_{tt} = -\left(1 - \frac{2Mr}{\rho^2} - \frac{8\alpha_5\eta}{5r}\right),$$

$$g_{t\phi} = -\frac{2a\sin^2\theta}{5r\rho^2}\left(4\alpha_5\eta + 9Mr^2\right),$$

$$g_{rr} = \rho^2\left(-\frac{8\alpha_5\eta}{5r} + a^2 - 2Mr + r^2\right)^{-1},$$

$$g_{\theta\theta} = \rho^2,$$

$$g_{\phi\phi} = \frac{\sin^2\theta}{\rho^2}\Bigg(r^4 + 2ar^2\cos^2\theta + a^4\cos^4\theta$$

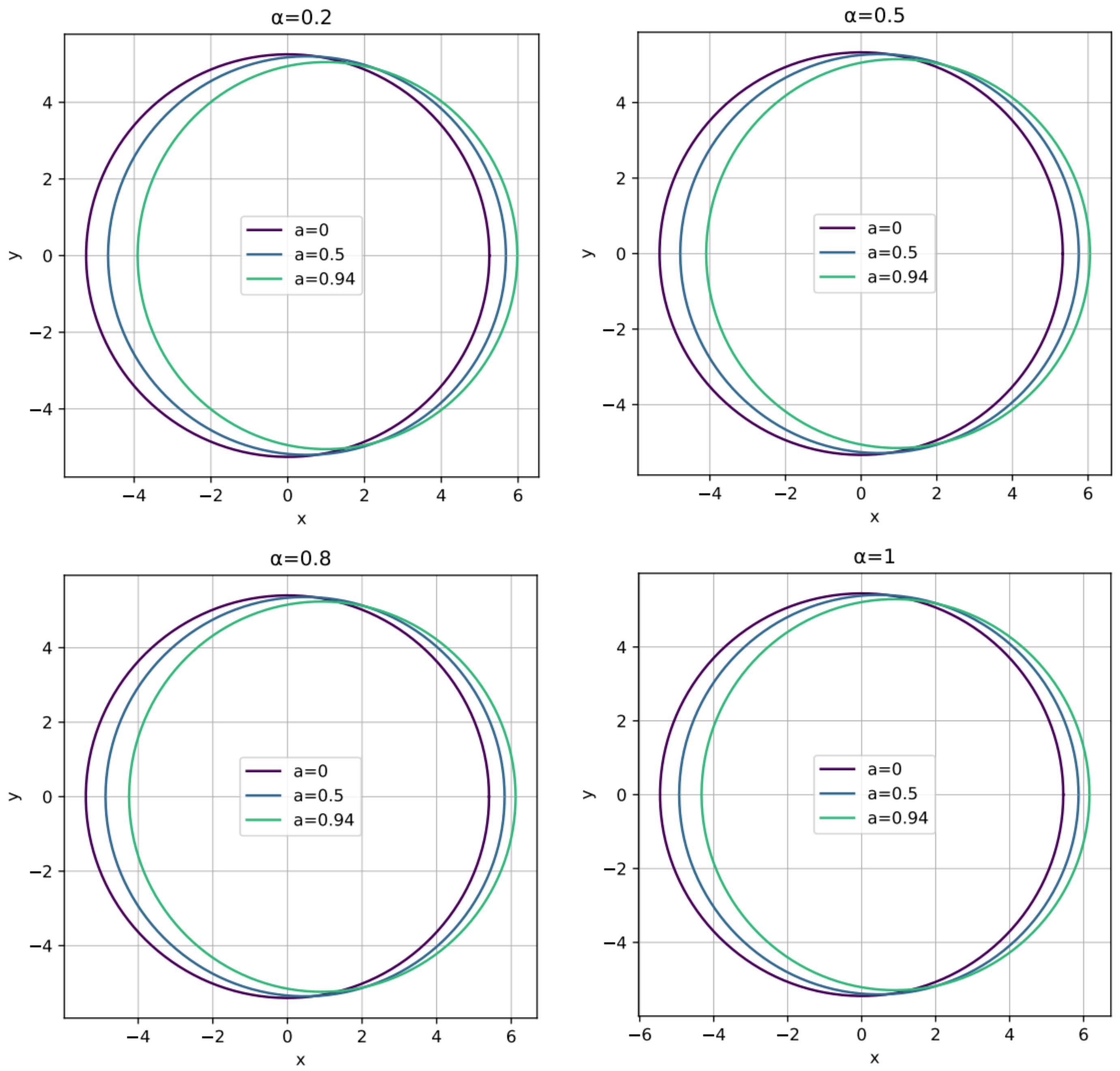
$$+ \frac{8a^2\alpha_5\eta\sin^2\theta}{5r} + 2aMr\sin^2\theta + a^2r^2\sin^2\theta$$

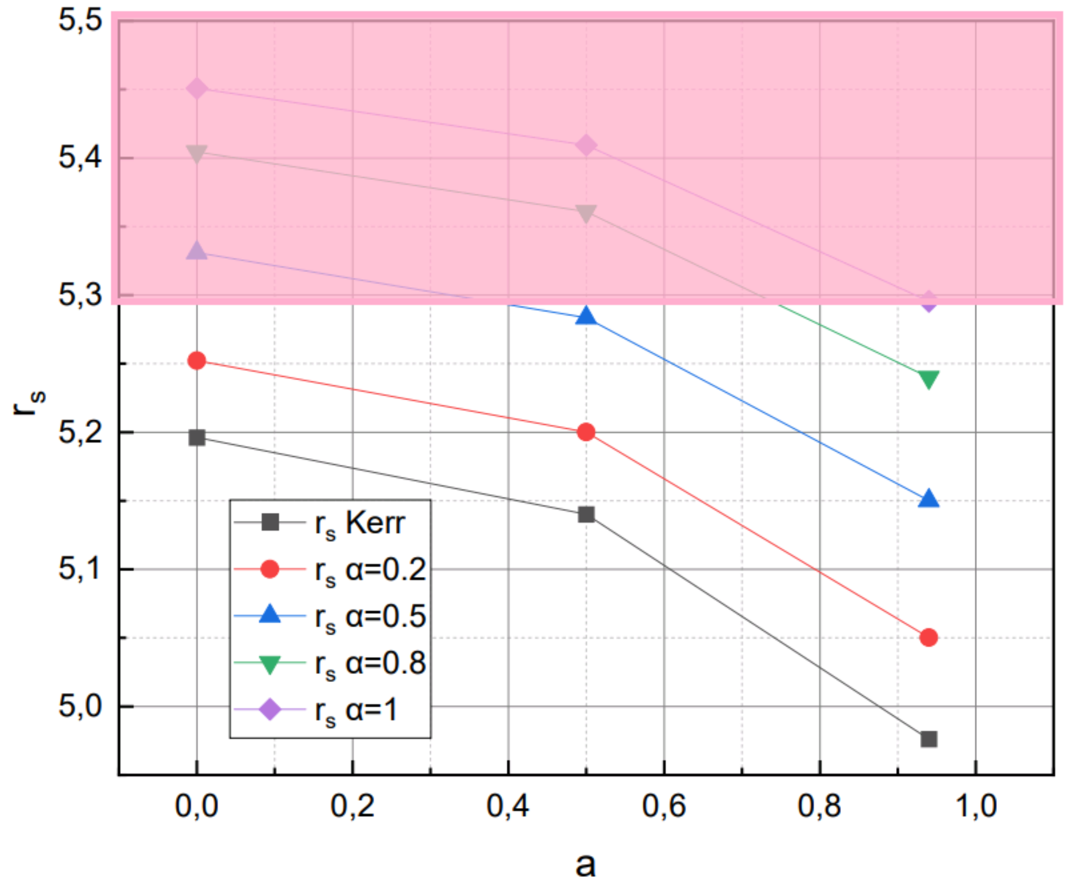
$$+ a^4\cos^2\theta\sin^2\theta\Bigg),$$

SA, A.Baiderin, O.Zenin, submitted to JETP

Horndesky theory

The dependence of the shadow size r_s against rotation a





SA, A.Baiderin, O.Zenin, submitted to JETP

Bumblebee model

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right)dt^2 + \frac{1+l}{1-\frac{2M}{r}}dr^2 + r^2 d\Omega^2,$$

$$g_{tt} = \frac{r^{-1+\sqrt{1+l}}AB}{\sqrt{1+l}CD},$$

$$g_{t\phi} = -\frac{ar^{-l+\sqrt{1+l}}EB\sin^2\theta}{(1+l)CD},$$

$$g_{rr} = -\frac{(1+l)r^{-l+\sqrt{1+l}}B}{CG},$$

$$g_{\theta\theta} = r^{1+\sqrt{1+l}} + \frac{a^2(-4+8\sqrt{1+l})r^{-l+\sqrt{1+l}}\cos^2\theta}{8-2(1+\sqrt{1+l})},$$

$$g_{\phi\phi} = \frac{r^{-l+\sqrt{1+l}}\sin^2\theta(B+5a^2\cos^2\theta)}{(1+l)CD} \times (D(1+l) - Ka^2\cos^2\theta),$$

$$A = (2Mr^{1+l} - r^{1+\sqrt{1+l}} - a^2\cos^2\theta - a^2l\cos^2\theta),$$

$$B = -3r^2 + \sqrt{1+l}r^2 - 3a^2\cos^2\theta - 4a^2\sqrt{1+l}\cos^2\theta,$$

$$C = -3 + \sqrt{1+l},$$

$$D = r^2 + a^2\sqrt{1+l}\cos^2\theta,$$

$$E = -r^2 - lr^2 - 2\sqrt{1+l}Mr^{\sqrt{1+l}} + \sqrt{1+l}r^{1+\sqrt{1+l}},$$

$$G = a^2 + a^2l - 2Mr^{1+l} + r^{1-\sqrt{1+l}},$$

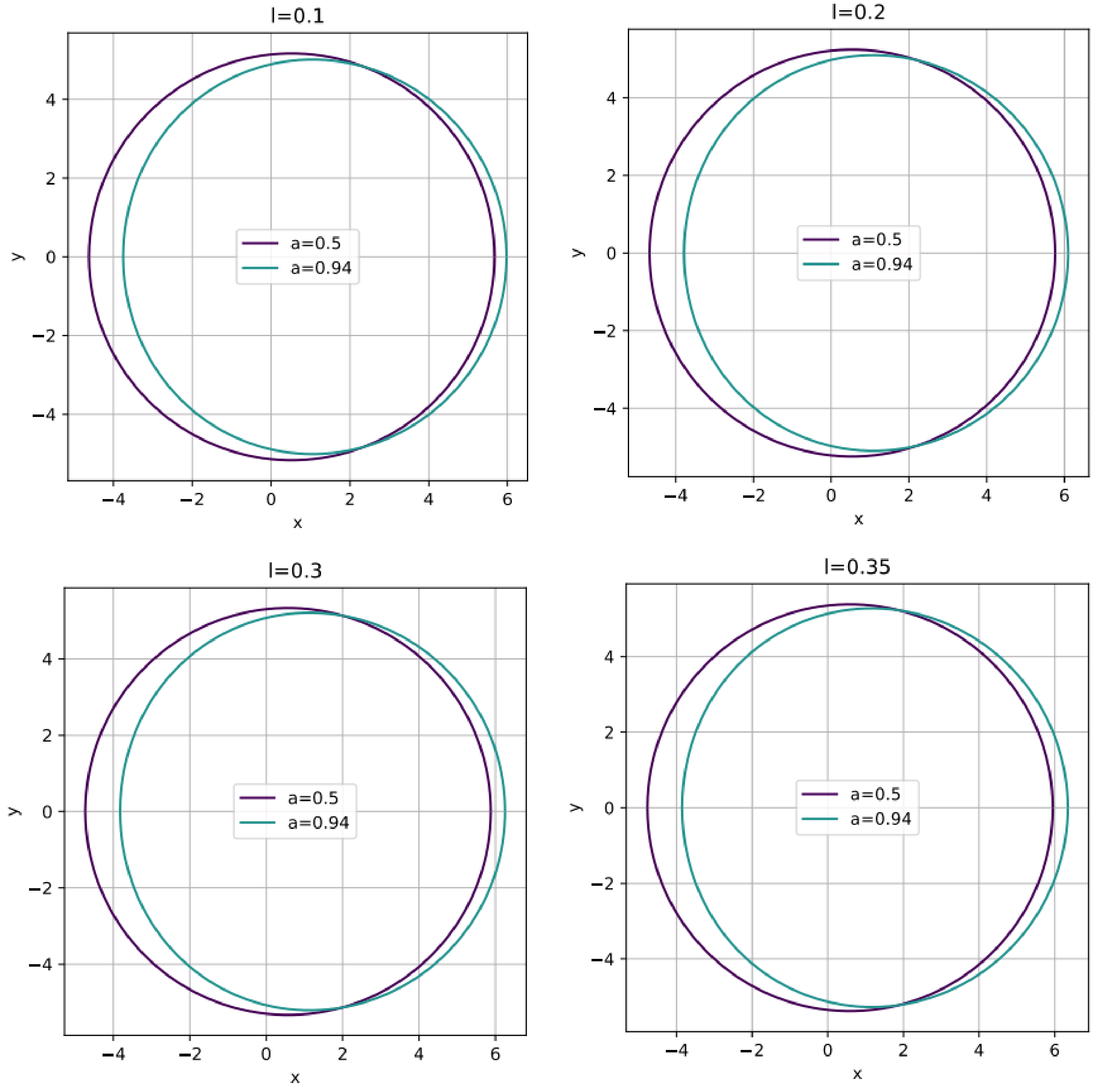
$$F = -2Mr^{\sqrt{1+l}} + r^{1+\sqrt{1+l}} - a^2l\cos^2\theta,$$

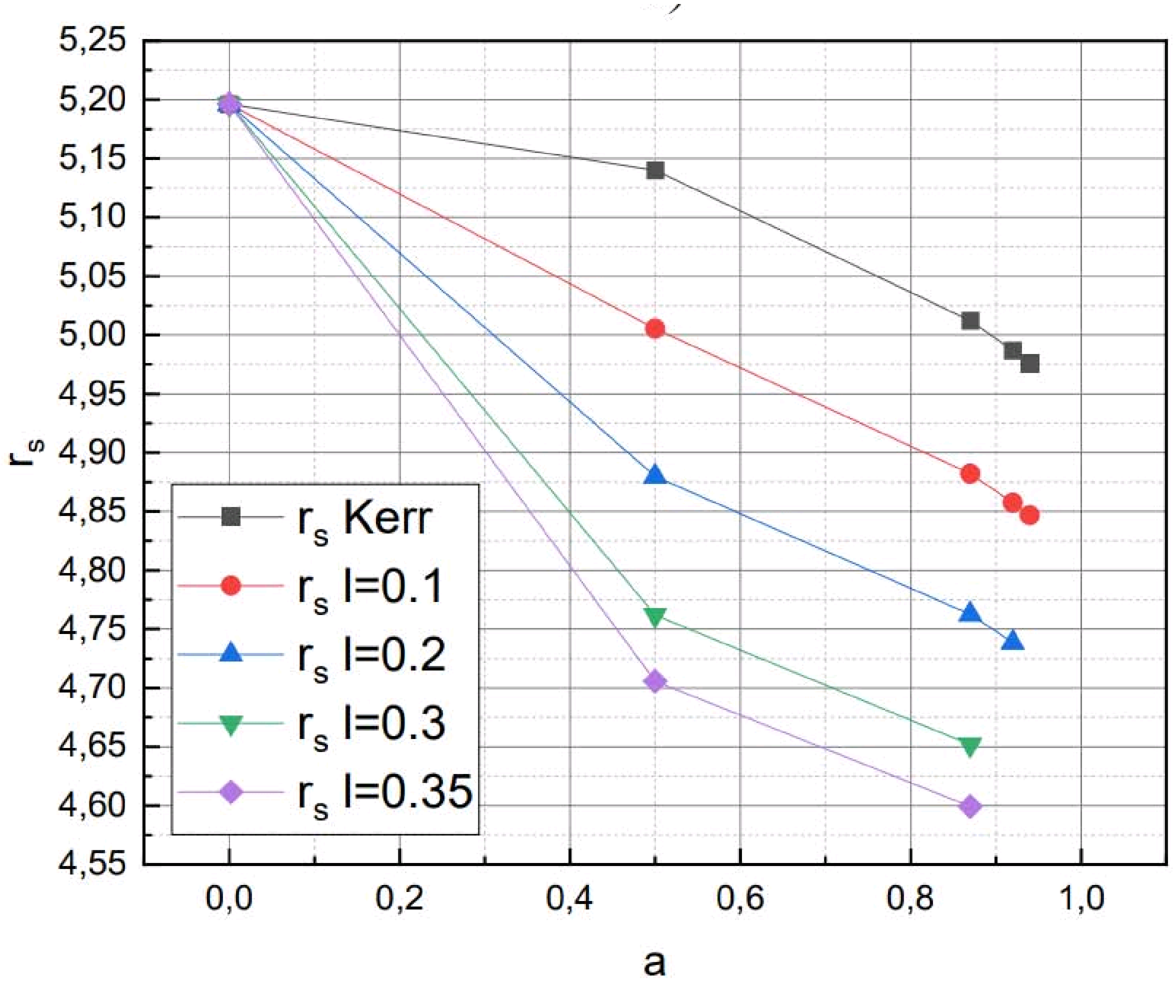
$$K = \sqrt{1+l}F - r - 2lr^2 - D.$$

Casana, R.; Cavalcante, A.; Poulis, F.P.; Santos, E.B. Phys. Rev. D 97, 104001, (2018) SA, A.Baiderin, O.Zenin, submitted to JETP,
S.Capozziello, S.Zare, H.Hassanabadi, e-Print: 2311.12896

Bumblebee model

The dependence of the shadow size r_s against rotation a





SA, A.Baiderin, O.Zenin, submitted to JETP

При анализе профилей теней и всех характеристик вместе можно сделать следующие выводы:

1. Сферически-симметричные решения для расширенных теорий гравитации содержат ряд дополнительных параметров, которых нет в наиболее простом решении ОТО --- метрике Шварцшильда. Далее, эти решения, кроме наличия одного или нескольких дополнительных параметров, имеют более сложную структуру по сравнению с метрикой Рейсснера-Нордстрема. Поэтому и получающиеся в результате генерации метрики вращающихся черных дыр имеют структуру, более сложную по сравнению с метрикой Керра-Ньюмена. Отсюда проистекают дальнейшие эффекты.

2. Наличие дополнительных параметров теории за счет более сложной структуры решения порождает наличие критических значений углового момента a_{crit}. Подобные значения существуют во всех рассмотренных теориях, кроме модели Хорндески и, частично, скалярное-тензорной гравитации Гаусса-Бонне (и то, там необходимо рассматривать значения $\xi<0.3$, при которых обеспечено существование фотонной сферы).

3. В результате комплексного рассмотрения спектра теорий подтверждается сделанный ранее вывод, что для части рассмотренных моделей учет параметров теории или замедляет вращение и связанные с ним эффекты (наиболее ярко это проявляется для теории Хорндески и скалярной гравитации Гаусса-Бонне), или усиливает их (наиболее ярко это проявляется для модели бамблиби). Для остальных рассмотренных моделей этот эффект также присутствует, но работает не столь линейно. Таким образом, с учетом результатов в нелокальной гравитации можно заключить, что расширенная теория гравитации корректирует эффекты вращения в обоих направлениях. Это важно для дальнейшего моделирования профилей теней с учетом постоянного увеличивающейся точности фотографирования черных дыр.

4. Рассматривая зависимость параметра смещения и его близость Керровскому значению, можно сделать вывод, что первые метрики вращающихся черных дыр для трех рассмотренных теорий --- модели Хорндески, бамблиби и скалярная гравитация Гаусса-Бонне --- наилучшим образом и с минимальным количеством дополнительных параметров и ограничений работают в качестве основы для моделирования профилей теней черных дыр. По-видимому, наилучшие результаты стоит ожидать от модели Хорндески (с учетом того, что в этой теории возможны новые типы решений, так как пока все рассмотренные в литературе решения представляют частные случаи теории). Модель бамблиби обеспечивает наилучшее совпадение с метрикой Керра.

5. Несмотря на менее точное, чем первые три метрики, моделирование профилей теней, заметим, что метрика Хейворда --- метрика черной дыры без центральной сингулярности --- представляет дополнительный интерес, так как в рамках петлевой квантовой гравитации, по-видимому, удается избавиться от обеих сингулярностей кривизны: в центре черной дыры (представленная метрика Хейворда) и в начале космологической эволюции , заменив сингулярность отскоком и обеспечив существование инфляционной стадии.

Таким образом, с учетом вращения, фотографии теней черных дыр, наравне с тестом GW170817 или постньютоновским формализмом, уже сейчас могут служить в качестве способа проверки и ограничения расширенных теорий гравитации.

Планы

Дополнительная проверка возможности использования радиусов разворота для наложения ограничений на расширенные теории гравитации: проверка дополнительных ограничений на теории из концепции радиуса разворота.

Использование данных гравитационно-волновой астрономии для наложения ограничений на расширенные теории гравитации.

Изучение возможности моделей с нелинейной реализацией симметрии моделировать не только ОТО с космологической постоянной (модель Виттена), но и более широкий класс современных моделей гравитации

Публикации:

17 статей + 6 статей в БРЭ

2025 *Моделирование теней черных дыр в расширенных теориях гравитации: учет вращения и связанные эффекты* Алексеев С.О., Зенин О.И., Байдерин А.А., **ЖЭТФ**, том 167, № 4

2025 *Ответ на комментарий А.Ф. Захарова к статье "Нелокальные гравитационные теории и изображения теней черных дыр"* Алексеев С.О., Немтинова А.В., Зенин О.И., Байдерин А.А. **ЖЭТФ**, том 167, № 2, с. 508-509

2025 *Отскок в неминимальной эффективной модели скалярно-тензорной гравитации* Алексеев С.О., Немтинова А.В., Зенин О.И., Байдерин А.А. **ЖЭТФ**, том 167, № 1, с. 45-48 DOI

2025 *Проверка теорий гравитации в режиме описания ускоренного расширения Вселенной: радиус разворота* Зенин О.И., Алексеев С.О. **ЖЭТФ**, том 167, № 5

2025 *Тени черных дыр в моделях Хорндески и бамбелби: учет вращения* Алексеев С.О., Байдерин А.А., Зенин О.И. **ЭЧАЯ**, том 56, № 2

2024 *Extended gravity and black hole shadows: Rotation accounting* Zenin O., Alexeyev S., Nemtinova A., Baiderin A. в журнале Physics of Particles and Nuclei Letters (**Письма в ЭЧАЯ**), , том 21, № 4, с. 581-583

2024 *Модели с поправками по кривизне и квантовыми поправками в астрофизике* Зенин О.И., Алексеев С.О., Немтинова А.В., Байдерин А.А., **Пространство, время и фундаментальные взаимодействия**, , том 1, с. 59-64

2024 *Нелокальные гравитационные теории и изображения теней черных дыр* Алексеев С.О., Байдерин А.А., Немтинова А.В., Зенин О.И. **ЖЭТФ**, том 165, № 4, с. 508-515

2023 *Тени черных дыр как источник проверки расширенных теорий гравитации* Зенин О.И., Алексеев С.О., Прокопов В.А. **Постранство, время и фундаментальные взаимодействия**, ,

2022 *Extended Gravity Constraints at Different Scales* Alexeyev Stanislav, Prokopov Vyacheslav, **U niverse**, том 8, № 5, с. 283

2022 *Тени черных дыр как источник ограничений на расширенные теории гравитации* Прокопов В.А., Алексеев С.О., Зенин О.И. **ЖЭТФ**, том 162, № 1, с. 108-117

2022 *Тени черных дыр как источник ограничений на расширенные теории гравитации 2: Sgr A** Прокопов В.А., Алексеев С.О., Зенин О.И. **ЖЭТФ**, том 162, № 6(12), с. 878-880

2021 *Black Hole Shadows: a new possibility to constrain extended gravity* Alexeyev S.O., Prokopov V.A., Zenin O., **Astronomical and Astrophysical Transactions**, том 32, № 4, с. 279-288

2021 *Gravity models with nonlinear symmetry realization* Alexeyev Stanislav, Krichevskiy Daniil, Latosh Boris, **Universe**, том 7, № 12, с. 501-1-501-12 I

2021 *Inflationary solutions in the simplest gravity model with conformal symmetry* Alexeyev S., Krichevskiy D. Physics of Particles and Nuclei Letters (**Письма в ЭЧАЯ**), том 18, № 2, с. 128-130

2020 *Shadow from a rotating black hole in an extended gravity* Vjacheslav Prokopov, Stanislav Alexeyev **IJMP A**, том 35, с. 204060

2020 *Extended gravity at galaxy cluster's scales* Stanislav Alexeyev, Kirill Kovalkov **IJMP A**, том 35, с. 204057

2020 *Black holes and Wormholes in Extended Gravity* Stanislav Alexeyev, Maxim Senduk **Universe**, том 6, с. 25-1-25-19

2020 *Учет вращения черной дыры при моделировании формы ее тени в расширенных моделях гравитации* Алексеев С.О., Прокопов В.А. **ЖЭТФ**, том 157, № 5, с. 796-801

Доклады на конференциях: 11

Курсы:

1. **Общая теория относительности для астрономов**: **Отделение астрономии + кафедра физики космических лучей**
2. **Современное развитие общей теории относительности для астрономов**: **Отделение астрономии**

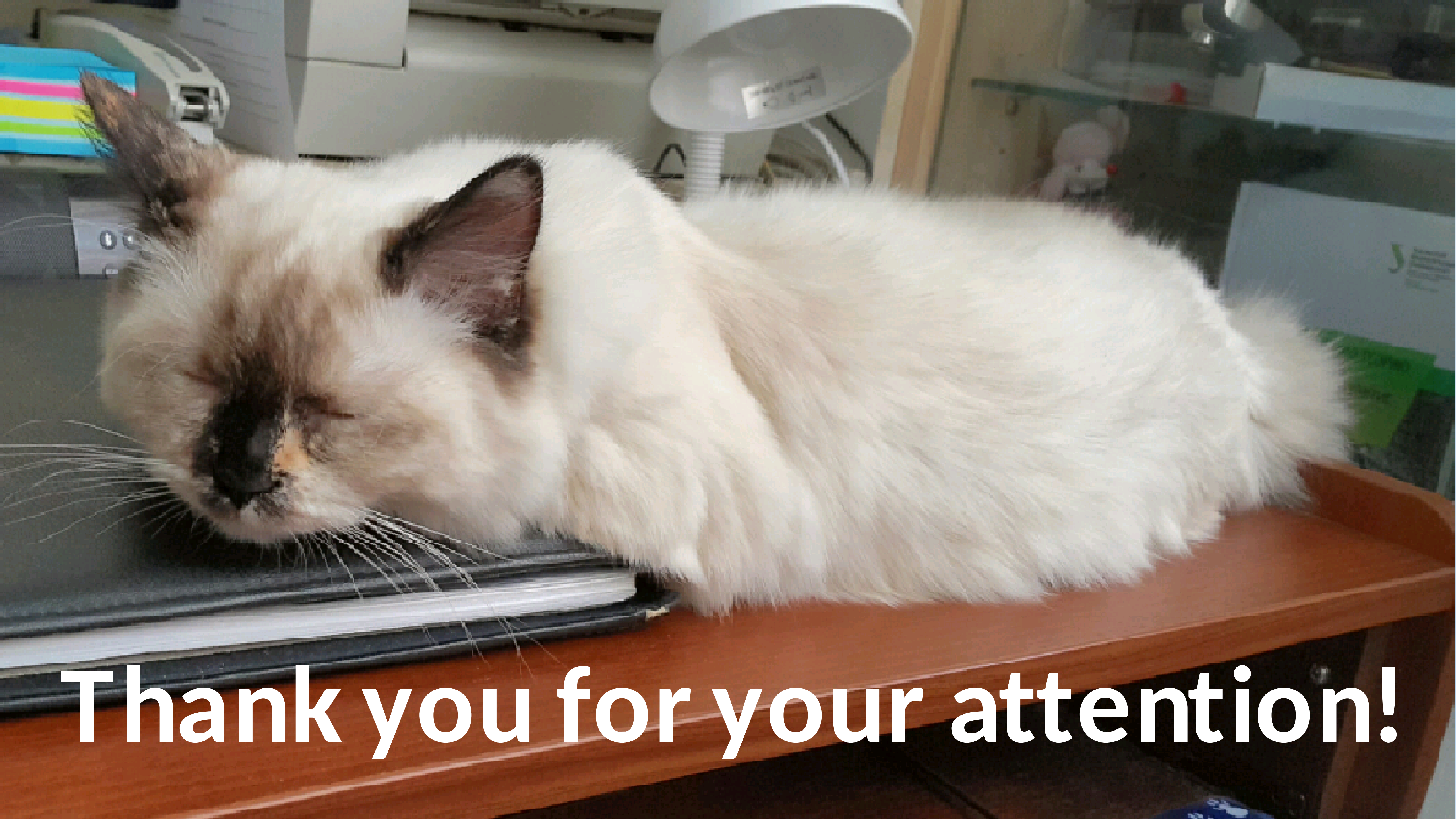
3. **Методы теории поля в релятивистской астрофизике**: **Кафедра квантовой теории и физики высоких энергий**
4. **Современные теории гравитации**: **Кафедра квантовой теории и физики высоких энергий**

5. **Общая теория относительности**: **МГУ-Саров**
6. **Современное развитие общей теории относительности**: **МГУ-Саров**

РНФ 23-22-00073

2 (3) аспиранта

5 студентов


Thank you for your attention!