ОТЧЕТНЫЙ ДОКЛАД: 2013 - 2017

А. Н. Петров; вед. н. с.

Отдел релятивистской астрофизики,
ГАИШ МГУ

♣ I. ТЕОРИЯ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ

- Список соответствующих публикаций

- S. M. Kopeikin and A. N. Petrov, Post-Newtonian Celestial Dynamics in Cosmology: Field Equations, Phys. Rev. D, 87 (2013) 044029;
- S. M. Kopeikin and A. N. Petrov, Dynamic Field Theory and Equations of Motion in Cosmology, Annals of Physics, 350 (2014), pp. 379-440;
- A. Petrov and S. Kopeikin, Post-Newtonian approximations in cosmology, in book: Frontiers in Relativistic Celestial Mechanics, Volume 1: Theory (De Gruyter studies in mathematical physics 21), Ed.: S.M.Kopeikin (De Gruyter, printed in Germany, 2014) pp. 295 - 392;

- S. M. Kopeikin and A. N. Petrov, Equations of Motion in an Expanding Universe, in book: Equations of Motion in Relativistic Gravity, Series: Fundamental Theories of Physics, v. 179, Eds.: D. Puetzfeld, C. Lammerzahl and B. Schutz (Springer International Publishing, 2015), pp. 689-757.

1. Повышается точность наблюдений, расширены объем исследований, разнообразие исследований: Необходимость описания движения систем небесных тел на фоне расширяющейся Вселенной. Если влияние расширения еще долго будет несущественно (ненаблюдаемо) в рамках планетарных систем, то такая теория может быть в неотдаленном будущем будет полезна для изучения движений в галактиках, скопениях галактик, кластерах, шаровых скоплениях.

Базис обычной релятивистской небесной механики:

- Изучаются изолированные астрономические системы с асимптотически плоским пространством-временем;
- Локализация изолированной системы задается с помощью ТЭИ материи: $T_{\alpha\beta}(\Theta, g_{\mu\nu})$;
- Физическая метрика рассматривается как метрика Минковского, возмущенная локализоваанннoй материей:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \kappa_{\mu\nu};$$

- первое, $\kappa_{\mu\nu}$ рассматривается как пост-минковские разложения по степеням G:

$$\kappa_{\mu\nu} = G\,{}_{[1]}\kappa_{\mu\nu} + G^2\,{}_{[2]}\kappa_{\mu\nu} + G^3\,{}_{[3]}\kappa_{\mu\nu} + \ldots;$$

- второе, ${}_{[k]}\kappa_{\mu\nu}$ рассматривается как пост-ньютоновскиеие разложения по степеням $1/c$:

$${}_{[k]}\kappa_{\mu\nu} = c^{-1}\,{}_{[k]}\kappa_{\mu\nu}^{[1]} + c^{-2}\,{}_{[k]}\kappa_{\mu\nu}^{[2]} + c^{-3}\,{}_{[k]}\kappa_{\mu\nu}^{[3]} + \ldots;$$

- в границах ближней зоны рассматривается движение тел с учетом этих возмущений.

2. Для новой небесной механики необходима соответсвующая теория космологических возмущений.

- Теперь физическая метрика рассматривается как метрика Фридмана, возмущенная (то же самое) локализоваанннoй материей:

$$g_{\mu\nu} = \bar{g}_{\mu\nu} + \varkappa_{\mu\nu};$$

- здесь, $\varkappa_{\mu\nu}$ рассматривается как пост-фридмановское разложение по степеням H:

$$\varkappa_{\mu\nu} = \varkappa_{\mu\nu}^{[0]} + H\varkappa_{\mu\nu}^{[1]} + H^2\varkappa_{\mu\nu}^{[2]} + H^3\varkappa_{\mu\nu}^{[3]} + \ldots;$$

- при $H \to 0$ предполагается соответствие $\varkappa_{\mu\nu}^{[0]} = \kappa_{\mu\nu}$, для которого выполнимы все пост-минковски-ньютоновы разложения по степеням.

3. Теория космологических возмущений - очень развитая отрасль. Однако популярные калибровки для космологических возмущений не годятся для новой небесой механики на расширяющемся фоне. Такая калибровка была придумана Сергеем Копейкиным в ранних работах, инициированным им, 2002-2003. Именно идеи этих ранних работ были развиты для построения теории, адаптированной к небесной механике.

Базис новой теории космологических возмущений:

- Изучаются изолированные астрономические системы на FLRW фоне. Локализация изолированной системы задается с помощью ТЭИ материи: $T_{\alpha\beta}(\Theta, g_{\mu\nu})$ - он же является затравочным возмущением;
- Лагранжиан фоновой системы:

$$\hat{\mathcal{L}} = \hat{\mathcal{L}}^H(\bar{g}_{\mu\nu}) + \hat{\mathcal{L}}^m(\bar{\Phi}) + \hat{\mathcal{L}}^q(\bar{\Psi})$$

$-\bar{g}_{\mu\nu}$ - FLRW метрика (все три знака кривизны: $k = 0, \pm 1$;

- Φ - потенциал Клебша (идеальная жидкость, имитатор темной материи);
- Ψ - безмассовое скалярное поле (имитатор темной энергии).

- Система возмущается локализованной материей с Лагранжианом $\hat{\mathcal{L}}^M(\Theta, g_{\mu\nu})$:

$$\sqrt{-g}g^{\mu\nu} = \sqrt{-\bar{g}}(\bar{g}^{\mu\nu} + h^{\mu\nu});$$
$$\Phi = \bar{\Phi} + \phi;$$
$$\Psi = \bar{\Psi} + \psi.$$

- Разработано линейное приближение, как и в ранних работах;
- существенно использована техника теоретико-полевого метода.

4. Основные результаты:

- построены сохраняющиеся величины;
- построены калибровочные инварианты и калибровочно инвариантные уравнения;
- наложены особые калибровочные условия:

$$h^{\alpha\beta}{}_{;\beta} = -2Hh^{\alpha\beta}\bar{u}_\beta + 16\pi(\bar{\rho}_m\phi + \bar{\rho}_q\psi)\bar{u}^\alpha$$

- разделение переменных, пространственно-плоская Вселенная: $k = 0$.

♣ II. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В МЕТРИЧЕСКИХ ТЕОРИЯХ С КРУЧЕНИЕМ

- Список соответствующих публикаций

- R.R. Lompay, A.N. Petrov 2013, Covariant Differential Identities and Conservation Laws in Metric-Torsion Theories of Gravitation. I. General Consideration, *J. Math. Phys.* 54, 062504;
- R.R. Lompay, A.N. Petrov 2013, Covariant Differential Identities and Conservation Laws in Metric-Torsion Theories of Gravitation. II. Manifestly generally covariant theories, *J. Math. Phys.* 54, 102505;
- R.R. Lompay, A.N. Petrov 2014, Covariant Differential Identities and Conservation Laws in Metric-Torsion Theories of Gravitation, *Ukr. J. Phys.*, 52, No. 7, 663 - 67;
- R.R.Lompay and A.N.Petrov 2014, On a New Differential Geometric Method in Metric-Torsion Theories of Gravitation, *Algebras, Groups and Geometries*, 31, No. 1, 63 - 100.

1. Активность в построении модифицированныхтеий гравитации требует их многстороннего анализа. Одной из главных задач является построение законов сохранения, что может служить как тестом для физической значимости теории, выявления ее особенностей, так и тестом для ее конкретных решений.
2. Среди многочислнных теорий отдельное место занимают теории, включающие пространства Римана-Картана. Это метрические теории с кручением, где и метрика и кручение являются динамическими полями. Примерами являются теории Эйнштейна-Картана, Лавлока-Картана, и т.д.
3. Для построения законов сохранения и сохраняющихся величин, как всегда, используются теоремы Нетер, тождества Клейна-Нетер. Но это только руководство к действию, а их применение в рамках конкретной теории, или для теорий определенного типа, - это серьезная задача мат.физики.
4. Серия статей для построения ЗС в теориях с геометрией Р-К.

5. Взяты в расчет следующие требования (ограничения):

- Универсальность: Рассмотрены ПРОИЗВОЛЬНЫЕ диффеоморфно инвариантные классические полевые теории. Динамические поля - тензорные поля произвольного веса плотности и ранга; производные включены, включая второй порядок.
- Явная ковариантность: Разрабатывается идея построения КОВАРИАНТНЫХ сохраняющихся величин без включения фоновых величин. Это развитие идей построения суперпотенциала Комара: $J^{\mu\nu} = \kappa^{-1}\nabla^{[\mu}\xi^{\nu]}$.
- Поле кручения - динамическое поле: Поле кручения может быть включено как минимально (через связность), так и неминимально (явно, отдельно).

6. Некоторое элементы геометрии с кручением

- **Ковариантная производная:**

$$\nabla_\alpha \equiv \partial_\alpha + \Gamma^{\bullet}{}_{\bullet\alpha}; \qquad \nabla^*_\alpha \equiv \nabla_\alpha + T^\rho{}_{\alpha\rho}$$

- **Кручение:**

$$\Gamma^\gamma{}_{(\alpha\beta)} \neq \Gamma^\gamma{}_{\alpha\beta} \to T^\gamma{}_{\alpha\beta} = \Gamma^\gamma{}_{\alpha\beta} - \Gamma^\gamma{}_{\beta\alpha}$$

- **Связность:**

$$\Gamma_{\alpha|\mu\nu} = \frac{1}{2}(\partial_\mu g_{\alpha\nu} + \partial_\nu g_{\alpha\mu} - \partial_\alpha g_{\mu\nu}) + \frac{1}{2}(T_{\mu|\alpha\nu} + T_{\nu|\alpha\mu} - T_{\alpha|\mu\nu})$$

- **Тензор Кривизны определяется стандартно через** $\Gamma^\gamma{}_{\beta\alpha}$:

$$R^\gamma{}_{\alpha\rho\beta} = \partial_\rho \Gamma^\gamma{}_{\alpha\beta} - \partial_\beta \Gamma^\gamma{}_{\alpha\rho} + \Gamma^\gamma{}_{\pi\rho}\Gamma^\pi{}_{\alpha\beta} - \Gamma^\gamma{}_{\pi\beta}\Gamma^\pi{}_{\alpha\rho}$$

- **Антисимметричные производные:**

$$(\nabla_\mu\nabla_\nu - \nabla_\nu\nabla_\mu)V^\lambda = -T^\alpha{}_{\mu\nu}\nabla_\alpha V^\lambda + R^\lambda{}_{\alpha\mu\nu}V^\alpha.$$

7. Основные шаги в построени сохраняющихся величин:

- Лагранжиан - скалярная плотность:

$$\hat{\mathcal{L}} = \hat{\mathcal{L}}(\Phi^A; \partial_\alpha \Phi^A; \partial_{\alpha\beta}\Phi^A)$$

- Диффеоморфная инвариантность - Смещение Ли - Главное тождество Нетер:

$$\pounds_\xi \hat{\mathcal{L}} \equiv -\partial_\alpha(\xi^\alpha \hat{\mathcal{L}}) \to$$

$$\frac{\partial \hat{\mathcal{L}}}{\partial \Phi^A} \pounds_\xi \Phi^A + \frac{\partial \hat{\mathcal{L}}}{\partial \Phi^A_{,\alpha}} \partial_\alpha(\pounds_\xi \Phi^A) + \frac{\partial \hat{\mathcal{L}}}{\partial \Phi^A_{,\alpha\beta}} \partial_{\beta\alpha}(\pounds_\xi \Phi^A) \equiv -\partial_\alpha(\xi^\alpha \hat{\mathcal{L}})$$

- Тождественно сохраняющийся ток:

$$\partial_\alpha J^\alpha(\xi) \equiv 0$$

- Суперпотенциал:

$$J^\alpha(\xi) \equiv \partial_\beta J^{\alpha\beta}(\xi).$$

8. Произвольная общековариантная теория на геометрии Римана-Картана:

- Действие:

$$S = \int_{\Sigma_1}^{\Sigma_2} dx^D \hat{\mathcal{L}}(\Phi^A; \partial_\alpha \Phi^A; \partial_{\alpha\beta}\Phi^A)$$

- Построены:
  - Главное тождество Нетер;
  - Токи - канонический (Нетеровский), Белинфанте преобразованный;
  - Тождества Клейна-Нетер;
  - Суперпотенциалы - канонический (Нетеровский), Белинфанте преобразованный;
- Все промежуточные выражения и конечные величины ЯВНО ковариантны; нет фоновой геометрии.

9. Произвольная ЯВНО ковариантная теория на геометрии Римана-Картана:

- **Действие:**

$$S = \int_{\Sigma_1}^{\Sigma_2} dx^D \hat{\mathcal{L}}(g, R;\ T, \nabla T, \nabla\nabla T;\ \phi, \nabla\phi, \nabla\nabla\phi)$$

- **Построены:**
  - Токи - канонический (Нетеровский), Белинфанте преобразованный и симметричный (метрический);
  - Тождества Клейна-Нетер и дана их физическая и геометрическая интерпретация;
  - Суперпотенциалы - канонический (Нетеровский), Белинфанте преобразованный и симметричный (метрический);

10. Полная система полевых уравнений представлена в виде более естественно обобщающем форму уравнений ЭК.

- Лагранжиан:

$$\hat{\mathcal{L}} = \hat{\mathcal{L}}(g, R;\ \phi, \nabla\phi, \nabla\nabla\phi)$$

- Полевые уравнения:

$$\frac{\delta\hat{\mathcal{L}}}{\delta g_{\mu\nu}} = 0; \qquad \frac{\delta\hat{\mathcal{L}}}{\delta T^{\alpha}{}_{\mu\nu}} = 0; \qquad \frac{\delta\hat{\mathcal{L}}}{\delta\phi^{a}} = 0.$$

- Структура Лагранжиана:

$$\hat{\mathcal{L}}^{G} = \hat{\mathcal{L}}(g, R;\ 0, 0, 0); \qquad \hat{\mathcal{L}}^{M} = \hat{\mathcal{L}} - \hat{\mathcal{L}}^{G}.$$

- Обобщенный терзор Картана:

$$-\frac{1}{2\kappa}\mathcal{C}_{\alpha}{}^{\nu\mu} \equiv \frac{\delta\hat{\mathcal{L}}^{G}}{\delta T^{\alpha}{}_{\mu\nu}}$$

;

- Обобщенный терзор Эйнштейна:

$$-\frac{1}{2\kappa}\mathcal{E}^{\mu}{}_{\nu} \equiv \tfrac{1}{2}\left(\hat{\mathcal{L}}^{G}\delta^{\mu}_{\nu} - 2\frac{\partial\hat{\mathcal{L}}^{G}}{\partial R^{\alpha}{}_{\beta\gamma\mu}}R^{\alpha}{}_{\beta\gamma\nu}\right)$$

- Симметричная часть обобщенного терзора Эйнштейна:

$$-\frac{1}{2\kappa}\left(\mathcal{E}^{(\mu\nu)} - \nabla^{*}_{\lambda}\mathcal{C}^{\lambda(\mu\nu)}\right) \equiv \frac{\delta\hat{\mathcal{L}}^{G}}{\delta g_{\mu\nu}}$$

- Канонический спиновый тензор и метрический ТЭИ материи:

$$S_{\alpha}{}^{\nu\mu} \equiv 2\frac{\delta\hat{\mathcal{L}}^{M}}{\delta T^{\alpha}{}_{\mu\nu}}; \qquad T^{\nu\mu} \equiv 2\frac{\delta\hat{\mathcal{L}}^{M}}{\delta g_{\mu\nu}}$$

;

- Модернизированная система полевых уравнений:

$$\mathcal{E}^{\mu\nu} = \kappa T^{\mu\nu}_{*}; \qquad \mathcal{C}^{\lambda}{}_{[\mu\nu]} = \kappa S^{\lambda}_{*\,\mu\nu}; \qquad \frac{\delta\hat{\mathcal{L}}^{M}}{\delta\phi^{a}} = 0.$$

♣ III. МЕТОДЫ В ПОСТРОЕНИИ ЗАКОНОВ СОХРАНЕНИЯ И ПРИЛОЖЕНИЯ

◇ РАЗВИТИЕ ФОРМАЛИЗМА:

- A.N. Petrov and R.R. Lompay 2013, Covariantized Noether identities and conservation laws for perturbations in metric theories of gravity, *Gen. Relat. Grav.*, 45, 545-579;
- Petrov A.N., Lompay R.R. New Family of Conserved Quantities for Perturbations in Metric Theories of Gravity, in: PIRT: Proceedings of International Meeting. Moscow, 1-4 July 2013; Ed. by M.C. Duffy, V.O. Gladyshev, A.N. Morozov, V. Pustovoit, P. Rowlands. Moscow: BMSTU, 2014, pp.227-236;

- Три метода построения сохраняющихся величин: канонический, Белинфанте модифицированный, теоретико-полевой.

1. Экономичные тензорные обозначения:

$$Q^A \equiv Q^{\alpha\beta\ldots\gamma}_{\pi\rho\ldots\sigma}\ , \tag{1}$$

$$\begin{aligned} Q^A\Big|^{\mu}_{\nu} \equiv\ Q^{\alpha\beta\ldots\gamma}_{\pi\rho\ldots\sigma}\Big|^{\mu}_{\nu} &= -n\delta^{\mu}_{\nu}Q^{\alpha\beta\ldots\gamma}_{\pi\rho\ldots\sigma} + \delta^{\alpha}_{\nu}Q^{\mu\beta\ldots\gamma}_{\pi\rho\ldots\sigma} + \delta^{\beta}_{\nu}Q^{\alpha\mu\ldots\gamma}_{\pi\rho\ldots\sigma} + \ldots \\ &+\ \delta^{\gamma}_{\nu}Q^{\alpha\beta\ldots\mu}_{\pi\rho\ldots\sigma} - \delta^{\mu}_{\pi}Q^{\alpha\beta\ldots\gamma}_{\nu\rho\ldots\sigma} - \delta^{\mu}_{\rho}Q^{\alpha\beta\ldots\gamma}_{\pi\nu\ldots\sigma} - \ldots - \delta^{\mu}_{\sigma}Q^{\alpha\beta\ldots\gamma}_{\pi\rho\ldots\nu}\ . \end{aligned} \tag{2}$$

$$Q^A\Big|^{\alpha}_{\beta}\Big|^{\mu}_{\nu} \equiv \left(Q^A\Big|^{\alpha}_{\beta}\right)\Big|^{\mu}_{\nu} \equiv Q^B\Big|^{\mu}_{\nu} \tag{3}$$

$$\phi^A = \{Q^{A_1}, Q^{A_2}, \ldots, Q^{A_k}\}\,, \tag{4}$$

• <u>Универсальность обозначений:</u>

$$\nabla_\lambda Q^A = \partial_\lambda Q^A + Q^A\Big|_\nu^\mu \Gamma^\nu{}_{\lambda\mu} \ . \tag{5}$$

$$\pounds_\xi Q^A = -\xi^\mu \partial_\mu Q^A + Q^A\Big|_\nu^\mu \partial_\mu \xi^\nu \ . \tag{6}$$

$$\nabla_{\mu\nu} Q^A - \nabla_{\nu\mu} Q^A = Q^A\Big|_\beta^\alpha R^\beta{}_{\alpha\mu\nu} \ . \tag{7}$$

• <u>Алгебра экономичных обозначений:</u>

$$(Q^A P^B)\Big|_\beta^\alpha = Q^A\Big|_\beta^\alpha P^B + Q^A P^B\Big|_\beta^\alpha \ . \tag{8}$$

$$Q^A\Big|_\rho^\beta\Big|_\alpha^\tau - Q^A\Big|_\alpha^\tau\Big|_\rho^\beta = \delta_\alpha^\beta\, Q^A\Big|_\rho^\tau - \delta_\rho^\tau\, Q^A\Big|_\alpha^\beta \ . \tag{9}$$

$$\left(\nabla_\alpha Q^A\right)\Big|_\rho^\tau = \nabla_\alpha \left(Q^A\Big|_\rho^\tau\right) - \delta_\alpha^\tau \nabla_\rho Q^A \tag{10}$$

$$\frac{\partial\hat{\mathcal{L}}}{\partial(\nabla_\alpha Q^B)}\,Q^B\Big|_\tau^\rho = \left(\frac{\partial\hat{\mathcal{L}}}{\partial(\nabla_\alpha Q^B)}Q^B\right)\Bigg|_\tau^\rho - \left(\frac{\partial\hat{\mathcal{L}}}{\partial(\nabla_\alpha Q^B)}\right)\Bigg|_\tau^\rho Q^B\,, \tag{11}$$

$$\left(\frac{\partial\hat{\mathcal{L}}}{\partial(\nabla_\alpha Q^B)}Q^B\right)\Bigg|_\tau^\rho = -\delta_\tau^\rho\frac{\partial\hat{\mathcal{L}}}{\partial(\nabla_\alpha Q^B)}Q^B + \delta_\tau^\alpha\frac{\partial\hat{\mathcal{L}}}{\partial(\nabla_\rho Q^B)}Q^B\,. \tag{12}$$

$$\mathcal{A}^\alpha\big|_\tau^\rho\,\Gamma^\tau_{\alpha\rho} \;=\; 0\,, \tag{13}$$

$$\mathcal{B}^{\alpha\beta}\Big|_\tau^\rho\,\Gamma^\tau_{\beta\rho} \;=\; 0\,. \tag{14}$$

$$\left(\frac{\partial\hat{\mathcal{L}}}{\partial(\nabla_\alpha Q^B)}Q^B\right)\Bigg|_\tau^\rho\,\Gamma^\tau_{\alpha\rho} = 0\,. \tag{15}$$

$$\frac{\partial\left(Q^A\Big|_\beta^\alpha\right)}{\partial Q^B}\,Q^B\Big|_\tau^\rho = \;Q^A\Big|_\beta^\alpha\Big|_\tau^\rho\,. \tag{16}$$

2. **Тождества Клейна-Нетер на заданном фоне:**

$$\hat{L} = \hat{L}(Q^A, Q^A{}_{,\alpha}, Q^A{}_{,\alpha\beta}) \to \hat{\mathcal{L}}(Q^A, Q^A{}_{;\alpha}, Q^A{}_{;\alpha\beta};\ \bar{g}_{\mu\nu}, \bar{R}^\alpha{}_{\beta\mu\nu}) \tag{17}$$

3. **Новое семейство сохраняющихся величин:**

$$\begin{aligned} &\hat{L}(Q_B,\, Q_{B,\alpha},\, Q_{B,\alpha\beta}) \equiv \hat{\mathcal{L}}(Q_B,\, Q_{B;\alpha},\, Q_{B;\alpha\beta},\, \overline{g}_{\mu\nu},\, \overline{R}^\alpha{}_{\mu\beta\nu}) \\ \equiv\ &\hat{\mathcal{L}}(Q_B,\, Q_{B;\alpha},\, Q_{B;\beta\alpha} + Q_B|^\rho_\sigma\, \overline{R}_\rho{}^\sigma{}_{\alpha\beta},\, \overline{g}_{\mu\nu},\, \overline{R}^\alpha{}_{\mu\beta\nu}) \\ \equiv\ &\hat{\mathcal{L}}^*(Q_B,\, Q_{B;\alpha},\, Q_{B;\alpha\beta},\, \overline{g}_{\mu\nu},\, \overline{R}^\alpha{}_{\mu\beta\nu})\,; \end{aligned} \tag{18}$$

$$\hat{L} = p\hat{\mathcal{L}} + q\hat{\mathcal{L}}^*; \qquad p + q = 1.$$

4. **Масса шварцшильдовой черной дыры в ЕГБ гравитации:**

$$ds^2 = -f dt^2 + f^{-1} dr^2 + r^2 \sum_{a,b}^{D-2} q_{ab} dx^a dx^b \tag{19}$$

◇ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЧЕРНЫХ ДЫР:

- **Alexeyev S.O., Petrov A.N., Latosh B.N. 2015, Maeda-Dadhich solutions as real black holes, *Phys. Rev. D*, 92, No. 10, 104046.**

1. **Факторизация вакуумных уравнений ЕГБ гравитации:**

$$\mathcal{E}_{\mu\nu} = 0$$

– Рассматриваентся D-мерная ЕГБ гравитация;

– лоренцево n-мерное динамичное пространство-время; $n \leq 4$;

– $(D - n)$-мерное пространство постоянной кривизны;

– уравнения распадаются на две системы:

$$\mathcal{E}_{AB} = 0; \qquad \mathcal{E}_{ab} = 0;$$

- **Специальный выбор соотношения между параметрами:** $\Lambda_0;\ r_0;\ k;\ \alpha$ **дает** $\mathcal{E}_{AB} \equiv 0$.
- **Решения скалярного уравнения** $\mathcal{E}^a_b = \delta^a_b(\ldots) = 0$ **- это решения типа ЧД.**

2. Результаты:

- **Структура ЧД объектов: голые сингулярности, один горизонт, два горизонта, AdS асимптотика;** D - произвольна и $n = 4$;
- **Законы сохранения - классическая масса;**
- **Орбиты вокруг объектов - разница есть, но пока недоступна для современной точности наблюдений;**
- **ТерNoдинамика - аномальная**

◇ <u>ШВАРЦШИЛЬДОВА ЧД В ВИДЕ ТОЧЕЧНОЙ МАССЫ:</u>

- **A.N. Petrov 2018, A point mass and continuous collapse to a point mass in general relativity,** *Gen. Relat. Grav.*, **No. 1, 50, 6-30;**
- **A.N. Petrov, Spherically symmetric collapse to a point-like state; to appear in** *Conference Physics Series Journal* **of IOP.**

♣ IV. СОХРАНЯЮЩИЕСЯ ВЕЛИЧИНЫ И ТЕРМОДИНАМИКА ЧД ПОСТОЯННОЙ КРИВИЗНЫ

- Список соответствующих публикаций

- Guilleminot P., Olea R., Petrov A.N. 2017, Constant curvature black holes in Einstein-AdS gravity: Conserved quantities, *Phys. Rev. D*, 95, No. 12, 124039:
- Guilleminot P., Olea R., Petrov A.N. Constant curvature black holes in Einstein-AdS gravity: Thermodynamics. Submitted to *Phys. Rev. D*.

1. 3D ЧД постоянной кривизны:

- **3-мерное AdS пространство:**

$$d\bar{s}^2 = -\bar{f}dt^2 + \bar{f}^{-1}dr^2 + r^2 d\phi\,, \qquad \bar{f} \equiv -r^2\Lambda_0 + 1\,,$$

- **BTZ ЧД - 3-мерная ЧД с AdS асимптотикой:**

$$ds^2 = -f dt^2 + f^{-1}dr^2 + r^2 d\phi\,, \qquad f \equiv -r^2\Lambda_0 - \mu\,,$$

- **Горизонт:** $r_+^2 = -\mu/\Lambda_0$; **AdS:** $\mu = -1$

- **Оказывается, локально BTZ ЧД - это пространство-время постоянной той же самой AdS кривизны: BTZ ЧД может быть получена путем специальных отождествлений (склейки) исходного AdS; r_+ - это параметр склейки.**

- **Масса (энергия) определяется многими способами нормально; термодинамика нормальная.**

2. Многомерная ЧД постоянной кривизны:

- **Шварцшильдо-подобная форма:**

$$ds^2 = \ell^2 n^2(r)\left(-\cos^2\theta_1 dt^2 + \frac{\ell^2}{r_+^2}d\Omega^2_{D-3}\right) + n^{-2}(r)dr^2 + r^2 d\phi^2; \quad (20)$$

$n^2(r) = (r^2 - r_+^2)/\ell^2$

- **(D-3)-мерная сфера:**

$$d\Omega^2_{D-3} = d\theta_1^2 + \sin^2\theta_1 d\Omega^2_{D-4}\,.$$

- Топология $R^{D-1}\times S^1$ вместо обычной $R^2\times S^{D-2}$
- Нет нормальной асимптотики при $r_+\to 0$; поэтому стандартные методы вычисления сохраняющихся величин не подходят

- Метод контрчленов в евклидовом действии
- Масса - нулевая, угловой момент - нулевой, энергия поляризации вакуума - аномальная.

♣ V. КНИГИ

- А.Н. Петров, Гравитация. От хрустальных сфер до кротовых нор (Фрязино, Век-2, 2013),
- Petrov Alexander N., Kopeikin Sergei M., Lompay Robert R., Tekin Bayram, Metric Theories of Gravity: Perturbations and Conservation Laws (de Gruyter: Germany, 2017)