

УЧРЕЖДЕНИЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК



ПРЕПРИНТ

В.Н. ЛУКАШ, В.Н. СТРОКОВ

3

**ИСТОЧНИКИ ГЕОМЕТРИЙ С ИНТЕГРИРУЕМОЙ
СИНГУЛЯРНОСТЬЮ: ЧЕРНЫЕ/БЕЛЫЕ ДЫРЫ И
АСТРОГЕННЫЕ ВСЕЛЕННЫЕ**

Москва 2011

Источники геометрий с интегрируемой сингулярностью: черные/белые дыры и астрогенные вселенные

В.Н. Лукаш, В.Н. Строков¹

Астрокосмический центр Учреждения Российской академии наук
Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
117997, ул. Профсоюзная, 84/32, Москва, Россия

Аннотация

Доказано, что в ОТО источником метрики «вечной» черной/белой дыры в пустоте является эффективная материя с отрицательным продольным натяжением $p < 0$, локализованная вблизи особых гиперповерхностей $r = 0$. Материей с такими же свойствами обладают и другие черные дыры, в том числе астрофизического происхождения, что позволяет найти решения с *интегрируемой* особенностью $r = 0$, где приливные силы остаются конечными. Благодаря последнему факту удастся построить геодезически полное пространство-время, продолжаемое в T -область белой дыры и космологию. Физическая причина наличия материи в T -областях черных/белых дыр связана с квантово-гравитационными процессами рождения и преобразований вещества при больших кривизнах, которые мы моделируем в широком классе триггерных фазовых переходов. Предложена новая парадигма космогенезиса, основанная на кратковременной генерации в процессе коллапса сверхбольших плотностей эффективной энергии с последующим формированием расширяющегося потока материи, который в случае инфляции может перерасти в квази Хаббловский поток в большом объеме. Такие *астрогенные вселенные* могут образоваться в T -областях черных/белых дыр, возникающих естественным образом в результате коллапса звезд, скоплений и других компактных астрофизических объектов на конечной стадии их эволюции в материнской Вселенной.

¹ strokov@asc.rssi.ru

1. Введение

В ньютоновской теории тяготения источником гравитационного поля является масса [1]. В общей теории относительности ответ не столь однозначен, поскольку уравнения Эйнштейна нелинейны по метрическим переменным. Образно говоря, гравитационное поле само гравитирует и не исключены решения типа солитонов (например, «геоны» Уилера [2]).

Можно, в частности, задаться вопросом, а *каков материальный источник максимально продолженной метрики Шварцшильда (так называемой «вечной» черной/белой дыры)*? Есть ли в ОТО, по аналогии с ньютоновской гравитацией, необходимость в центральном источнике искривленной метрики в пустоте, свойства которого находятся вычислением правой части уравнений Эйнштейна²?

Эта задача обсуждалась в литературе [1, 3, 4], однако мнения разнятся, и проблема до сих пор не решена. В частности, авторы [5] подошли к вопросу с формальной математической стороны, используя для вычисления правой части технику интегрирования тензорных дифференциальных n -форм. Поскольку в результате – после применения разных процедур регуляризации -- получаются сингулярные функционалы (3-мерные дельта-функции), возникает проблема фиксации пространства, на котором они определены. По сути, в работе [5] применена биметрическая формулировка ОТО (искривленная метрика Шварцшильда с помощью тетрады e_μ^a представляется через метрику Минковского $g_{\mu\nu} = e_\mu^a e_\nu^b \eta_{ab}$, в которой авторы и определяют вышеупомянутые дельта-функции), предполагающая существование *плоского* глобального многообразия, в том числе и в самой сингулярности $r = 0$, что вызывает вопросы и с чем нам трудно согласиться.

Очевидно, сам вопрос об источнике максимально продолженной метрики Шварцшильда в ОТО возникает в связи с наличием особых пространственноподобных гиперповерхностей $r = 0$, лежащих целиком в T -

² Напомним, что в ньютоновской физике сферически симметричное гравитационное поле в пустоте имеет вид $\Phi = -GM / r$, где $r = |\vec{x}|$. Вычисляя правую часть уравнения Пуассона в евклидовом пространстве R^3 , находим, что источником этого поля является центральная масса $M = const$, локализованная в точке $r = 0$: $\Delta\Phi = 4\pi GM\delta^{(3)}(\vec{x})$, где $\delta^{(3)}(\vec{x})$ -- 3-мерная дельта-функция, G -- гравитационная постоянная.

областях и являющихся неотъемлемым свойством любых черных/белых дыр. По этой причине мы не можем считать удовлетворительными «кардинальные решения», которые либо исключают из рассмотрения сами T -области (например, мосты Эйнштейна—Розена [6], кротовые норы [7]), либо модифицируют их с помощью *специальных ограничений* свойств гравитации или материи. Такими примерами являются требования конечности максимальных значений кривизны [8, 9] или плотности материи [10], введение гравитационного кручения и другие варианты модификаций гравитации. В работах Дымниковой построены несингулярные решения с асимптотикой черных/белых дыр при больших r , заполненные анизотропной «вакуумноподобной» в продольном направлении средой, с наложенным условием ее конечной плотности (см. [10] и ссылки там же). Эти решения содержат как минимум *две* R -области, внешнюю и внутреннюю (в последней находится центр $r = 0$), разделенных T -областью, что в принципе отличает их топологию от шварцшильдовской геометрии. Такие варианты решений с жестким ограничением плотности или кривизны нас также не могут устроить из-за отсутствия предельного перехода к T -областям черных/белых дыр.

Сингулярности черных/белых дыр, к которым приводят решения ОТО в пустоте, свидетельствуют о неполноте нашего понимания того, как устроена гравитация и как она взаимодействует с материей. Возникающая в теории особенность является, как правило, следствием пренебрежения какими-либо физическими факторами, т.е. следствием идеализации. Известные с 60-х годов теоремы о сингулярностях, через которые нельзя продлить мировые линии пробных частиц из-за расходящихся приливных сил, опираются на априорные требования к материи -- энергодоминантность, сильное и слабое энергетические условия [11]. Однако первые два из них не выполняются в квантово-гравитационных процессах и, значит, исходные предположения теорем нарушены. Современный анализ показывает, что не существует ни наблюдательных, ни теоретических оснований в пользу неизбежности сингулярных состояний.

В данной работе предложен новый метод исследования более реалистичных моделей черных/белых дыр со *сглаженными* метрическими особенностями, что позволяет ограничить приливные силы (несмотря на возможную расходимость некоторых компонент кривизны) и восстановить геодезически полное пространство-время на основе динамических моделей, опирающихся лишь на общие физические принципы -- *сохранение энергии*

импульса, широкий выбор уравнения состояния, выполнение слабого энергетического условия. Такой подход дает основания пользоваться динамическими уравнениями типа эйнштейновских $G_\nu^\mu = 8\pi GT_\nu^\mu$, где все геометрические модификации, возникающие при больших энергиях или кривизнах, перенесены в правую часть и включены в *эффективный* тензор натяжений T_ν^μ , содержащий по этой причине как материальные, так и часть пространственно-временных степеней свободы (см., например, [12]). Исходным геометрическим объектом является средний метрический тензор $g_{\mu\nu}$, с помощью которого по законам ОТО строится левая часть уравнений.

В разделах 2 и 3 определены инверсионные свойства сферических решений и классы геодезически полных геометрий, в 4 и 5 обоснована необходимость материальных источников и построены модели интегрируемых особенностей с помощью триггерных переходов. В заключении представлены выводы.

2. Свойства геометрий относительно инверсии $r \rightarrow -r$

В метрике Шварцшильда (M -- внешняя масса)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{|r|}\right) dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{2GM}{|r|}} - r^2 d\Omega \quad (1)$$

величина r выступает в двух ипостасях. С одной стороны, это радиус кривизны 2-мерной сферы с элементом длины $r^2 d\Omega$, а с другой -- одна из координат. Чтобы различать эти понятия, представим метрику произвольного сферически симметричного четырехмерного пространства--времени в виде расщепления на пару 2-пространств [13, 14, 15]:

$$dX^2 = n_{IJ} dx^I dx^J \quad (2)$$

и

$$dY^2 = \gamma_{ij} dy^i dy^j \equiv r^2 d\Omega, \quad (3)$$

где функции n_{IJ} и r зависят от переменных $x^I = (x^1, x^2) \in R^2$ и не зависят от внутренних двумерных координат y^i замкнутой однородной изотропной 2-поверхности S^2 единичной кривизны $d\Omega = \omega_{ij} dy^i dy^j$, $\gamma_{ij} \equiv r^2 \omega_{ij}$. При выборе угловых координат $y^i = (\theta, \varphi)$ имеем $\omega_{ij} = \text{diag}(1, \sin^2 \theta)$ с $\theta \in [0, \pi]$ и $\varphi \in [0, 2\pi)$.

Подбирая четыре координаты общей сетки, можно обратить в нуль четыре недиагональные компоненты полного тензора $g_{li} = 0$ и представить его в ортогональной системе отсчета $x^\mu = (x^I, y^i)$:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = dX^2 - dY^2, \quad (4)$$

где $g_{\mu\nu} = \text{diag}(n_{IJ}, -\gamma_{ij})$ -- метрика сферически симметричной геометрии в ортогональном расщеплении $2+2$. Соответствующий (4) тензор натяжений $T_{\mu\nu} = \text{diag}(T_{IJ}, -p_\perp \gamma_{ij})$, где p_\perp -- это поперечное давление.

Теперь метрический потенциал r в (3) можно ввести инвариантным образом как радиус³ внутренней кривизны ρ замкнутого Y -пространства, где

$$R_{ij}^{(Y)} = \rho \gamma_{ij} \text{ и } \rho \equiv \frac{1}{2} R^{(Y)} = r^{-2} \quad (5)$$

это тензор и скаляр Риччи, построенные по метрике γ_{ij} . По определению, 2-пространство γ_{ij} и его внутренняя кривизна ρ инвариантны относительно замены r на $-r$. Внешняя же кривизна Y -поверхности зависит от знака r , определяя ее ориентацию и эволюцию в пространстве-времени (4):

$$K_{ijl} \equiv \frac{1}{2} \gamma_{ij,l} = K_l \gamma_{ij}, \quad K_l \equiv \frac{1}{2} \gamma^{ij} K_{ijl} = \frac{r_{,l}}{r}, \quad (6)$$

³ Изменение знака $r \rightarrow -r$ при неизменных θ и φ означает инверсию сферической системы отсчета (4). (Ее можно произвести и в зоне $r \geq 0$, но тогда нарушается непрерывность угловых координат в $r = 0$: $\theta \rightarrow \pi - \theta$, $\varphi \rightarrow \varphi + \pi$. Заметим также, что в областях знакопостоянства r всегда можно вернуться к условию $r > 0$.) При инверсии метрики (1) черная дыра переходит в белую (и наоборот).

где запятая в индексе означает частную производную по x^I . Этот факт очевиден в координатах кривизн, когда одна из переменных x^I отождествлена с r .

3. Черные/белые дыры и космогенезис

Различие в свойствах внутренней и внешней кривизн по отношению к инверсии позволяет естественным образом выделить классы моделей. В T -области, где r -- это время, (не)инвариантность (4) при изменении знака r означает (не)инвариантность метрики к обращению времени. К первому классу относятся *обратимые*, а ко второму -- *необратимые* модели.

В первый класс попадают «вечные» черные/белые дыры. Геодезические в пространстве белой дыры ведут себя так же, как у черной, с точностью до обращения направления движения (см. рис.1). Если в черной дыре под горизонтом можно двигаться только в сторону больших кривизн, то в белой дыре -- только в направлении меньших [4]. В частности, нелинейные квантовые процессы, идущие при нарастании интенсивности гравитационного поля, носят модельный обратимый характер. Например, вакуум поляризуется, а затем, проходя все состояния в обратном порядке, возвращается в исходное состояние. Мысленно заменив интенсивность гравитационного поля каким-либо термодинамическим потенциалом, можно провести аналогию с обратимыми термодинамическими переходами.

В моделях 2-ого класса речь идет о реальных необратимых процессах, аналогичных необратимым фазовым переходам в веществе (скажем, конденсации перегретого водяного пара). Здесь следует учитывать квантово-гравитационные процессы рождения материи в быстропеременном гравитационном поле, которая не исчезает и остается в T -области [16, 17]. Мы показываем (разделы 4, 5), что в определенном классе моделей образующаяся при коллапсе «сингулярность» черной дыры дает начало новому миру белой дыры, заполненному веществом, расширяющимся от больших плотностей к малым (см. рис.2). В ходе эволюции происходят фазовые переходы, и могут возникнуть условия для инфляции, ведущей к изотропизации космологического расширения в большом пространственном объеме. Таким образом, среди необратимых моделей имеются космологические решения, в которых черная дыра (даже малой массы) индуцирует рождение квази Хаббловского потока *астрогенной вселенной*.

Подчеркнем, что как в первом, так и во втором случае речь идет о существенно *нелинейных* квантовых процессах, которые находятся за пределами применимости пертурбативных методов квазиклассических теорий гравитации. Но отсутствие полной квантовой теории не должно нас останавливать от феноменологического моделирования таких процессов на основе общих физических принципов (см. Введение). В качестве аналогии здесь можно упомянуть классическую гидродинамику: от многих парадоксов, возникающих в гидродинамике идеальной жидкости, удалось, как известно [18], избавиться, введя коэффициент вязкости, хотя на тот момент микроскопическая теория вязкости отсутствовала.

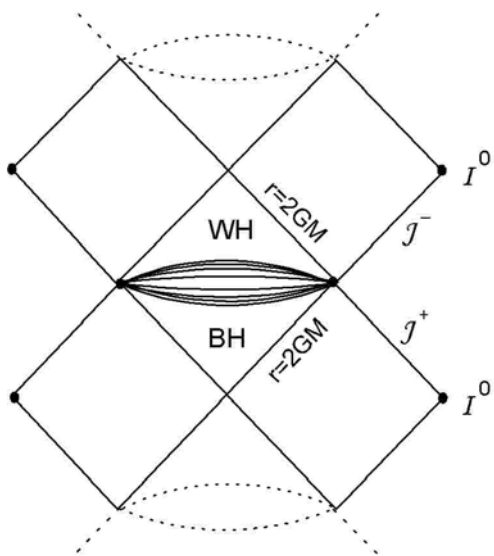


Рис.1. Диаграмма Пенроуза «вечной» черной/белой дыры. Материя (заштрихованная область) разделяет сжимающуюся (BH) и расширяющуюся (WH) T -области

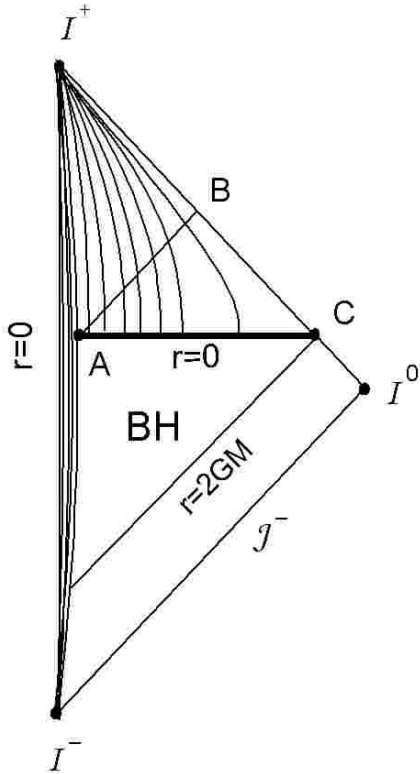


Рис.2. Диаграмма астрогенной вселенной ($M_{WH} \gg M$). ABC -- область пространственно однородной космологии

4. Материальный источник метрики Шварцшильда

Представим общую метрику (4) в эйлеровых ортогональных координатах кривизн:

(7)

$$ds^2 = N^2(1+2\Phi)dt^2 - \frac{dr^2}{1+2\Phi} - r^2d\Omega,$$

где N, Φ -- действительные ограниченные функции (t, r) . Последнее условие позволяет рассматривать метрические и материальные поля на всем многообразии (t, r) без выколотых точек⁴ и, тем самым, строить геодезически полные карты геометрий для *всех* историй радиальных траекторий пробных

⁴ Продолжение функций через горизонты $\Phi = -1/2$ осуществляется с помощью лагранжевых координат, соответственно в $T (R)$ -областях потенциал Φ меньше (больше) $-1/2$.

частиц и света, продолжаемых по собственным аффинным параметрам. Из уравнений ОТО следует [1, 15]:

$$\Phi = -\frac{Gm(t, r)}{r}, \quad (8)$$

где всюду конечная *функция массы*

$$m = m(t, r) = 4\pi \int_0^r T_t^t r^2 dr = m_0 - 4\pi r^2 \int T_t^t dt \quad (9)$$

обращается в нуль на линии центра инверсии $r = 0$ ($m(t, 0) = 0$) из-за требования конечности потенциала Φ , функция $m_0 = m_0(r)$ задана условиями задачи. Таким образом, ОТО дает важную информацию о том, что внешняя масса в решении Шварцшильда существует *только при наличии материального источника* метрики (1). Также мы заключаем, что конечность функции $m(t, r)$ эквивалентна требованию интегрируемости $T_t^t r^2$ в $r = 0$, что предполагает *интегрируемую* особенность в распределении давления во времени в T -области, математически напоминающую каустику типа центрального «каспа» в пространственном распределении плотности гало в R -области.

Локализуем материю в T -области черной дыры⁵ с кривизной выше критической ($T_{\mu\nu} \neq 0$ при $0 \leq r \leq r_0 < 2GM$), предполагая, что при малой кривизне пространство—время пустое и описывается метрикой (1) ($T_{\mu\nu} = 0$ при $r > r_0$). Такую ситуацию можно представить себе как *триггерный фазовый переход*, в котором ненулевые компоненты T_ν^μ возникают при определенной величине инварианта кривизны, нарастающего при приближении к особой гиперповерхности. Примером такого инварианта может служить квадрат тензора Римана $J = R_{\alpha\beta\gamma\delta} R^{\alpha\beta\gamma\delta}$, равный $48(GM/r^3)^2$ в метрике Шварцшильда⁶.

⁵ В противном случае мы имеем дело со звездой или гало.

⁶ В этом случае момент времени r_0 , соответствующий началу фазового перехода, можно оценить из размерных соображений: $J \cong 1/l_{Pl}^4$, где $l_{Pl} \approx 10^{-33}$ см – планковская длина. Для черной дыры с массой порядка массы Солнца, $r_0 = 10^{12} l_{Pl}$.

Вещество, связанное с 4-кривизной (7), поддерживает симметрию гравитационного поля в пустоте (1), обладая глобальным t -вектором Килинга. В нем отсутствуют радиальные движения ($T_t^r = 0$), оно однородно в пространстве и продолжается в T -область белой дыры ($r < 0$), находясь там до взаимодействия с потоком коллапсирующего астрофизического объекта, приходящим из материнской Вселенной (см. рис.2). В зоне однородности функции N, Φ, p_\perp и $T_J^I = \text{diag}(-p, \varepsilon)$ зависят только от времени r , мы имеем готовую космологическую модель Кантовского--Сакса⁷, способную динамически изотропизоваться к фридмановскому миру [19].

Функция массы

$$m = -4\pi \int_0^r p r^2 dr \quad (10)$$

нечетна (асимметрична) по r в моделях 1-ого (2-ого) класса. Из связи p с массой черной или белой дыры

$$M = m(r_0) = -4\pi \int_0^{r_0} p r^2 dr \quad (11)$$

следует, что при $M > 0$ продольное натяжение материи в среднем отрицательно: $p < 0$. Заметим, что соотношение (11) не ограничивает космологическую плотность $\varepsilon \geq 0$. Из слабого условия $\varepsilon + p \geq 0$ получаем *нижний* предел на полный запас материи (на единицу длины t) в каждой из дыр:

$$4\pi \int_0^{2GM} \varepsilon r^2 dr \geq M \quad (12)$$

Масса белой дыры определяет возраст астрогенной вселенной в ее T -области: $r < 2GM_{WH}$. Для увеличения космологического времени нужны

⁷ Из уравнений ОТО имеем (штрих -- производная по r):

$$p_\perp = \frac{N'}{2N} \left(\frac{m}{4\pi r^2} - r\varepsilon \right) - \frac{(r^2\varepsilon)'}{2r}, \quad \frac{N'}{N} = \frac{4\pi G r^2 (\varepsilon + p)}{2Gm - r}.$$

В моделях 1-ого (2-ого) класса массы M белой и черной дыр, как и параметры r_0 , одинаковы (различны).

периоды эволюции с ростом функции массы ($Gm' > -\Phi > 1/2$): $-8\pi Gpr^2 > 1$, что означает условие инфляции.

5. Модели с интегрируемой особенностью $r = 0$

В качестве примера рассмотрим модели черных/белых дыр 1-ого класса с триггерными источниками материи с лагранжевой плотностью, зависящей от внутренней кривизны $\rho = r^{-2}$ 2-поверхностей $(t, r) = const$: $L_m = p(\rho)$. Варьируя действие по метрике (4)(5), получаем соотношение⁸ $\varepsilon = -p$, а значит, и при наличии материи функция N постоянна и мы можем выбрать $N = 1$ (см. сноску 6).

Зададим степенные профили плотности материи:

$$\varepsilon = p_0 e \cdot \theta(1 - x^2), \quad e = e(x, \alpha) \equiv \frac{|x|^{-2\alpha} - 1}{\alpha}, \quad (13)$$

непрерывные на границах $x = \pm 1$, где переменная $x \equiv r/r_0$, функция $\theta = \int_{-\infty}^y \delta(y) dy$, индекс $\alpha = const < 3/2$, а параметр p_0 связан с внешней массой

$$M = 4\pi r_0^3 \int_0^1 \varepsilon(x) x^2 dx = \frac{8\pi p_0 r_0^3}{3(3 - 2\alpha)}.$$

Из уравнений ОТО получаем поперечное натяжение

$$p_{\perp}(x) = p_0 [1 + (\alpha - 1)e] \cdot \theta(1 - x^2), \quad (14)$$

и метрический потенциал (8)

$$\Phi(x) = \begin{cases} -\frac{GM}{r_0} x^2 \left(1 + \frac{3}{2} e\right), & |x| < 1 \\ -\frac{GM}{|r|}, & |x| \geq 1 \end{cases}. \quad (15)$$

⁸ Очевидно, это упрощающее соотношение не является обязательным. Например, для функциональной зависимости $L_m = p(\rho, \Phi)$ имеем $\varepsilon + p \neq 0$. Более общие модели см. в [15].

Эти распределения удовлетворяют слабому энергетическому условию, однако энергодоминантность нарушается у границ материи, где плотность энергии стремится к нулю, а поперечное давление конечно. Отметим также дельтообразный характер распределений⁹ (13)-(15) при $r_0 \rightarrow 0$, ($\bar{\delta}(r) \equiv (4\pi r^2)^{-1} \delta(r)$):

(16)

$$\varepsilon(r) \rightarrow 2M\bar{\delta}(r), \quad p_{\perp}(r) \rightarrow M\bar{\delta}(r),$$

что доказывает локализацию источника «вечной» черной/белой дыры Шварцшильда на гиперповерхности $r = 0$. Естественно, эта материя не может служить источником *отдельно* черной дыры, лежащей по отношению к этой особой гиперповерхности в абсолютном прошлом. Ее источником является аналогичное вещество, расположенное на другой особой гиперповерхности, лежащей ниже точки пересечения горизонтов $r = 2GM$ (см. Рис. 1). Иначе говоря, диаграмма Пенроуза «вечной» черной/белой дыры представляет собой бесконечную цепочку элементарных диаграмм Пенроуза, связанных между собой областями материи -- источниками.

При $\alpha = 1$ потенциал в нуле остается постоянным, $-3GM / 2r_0$, и мы имеем интегрируемую особенность, при этом плотность расходится $\propto r^{-2}$, а поперечное давление имеет форму «ступеньки»: $p_{\perp} = p_0 = const$ при $|r| < r_0$. Следуя подходу [2] при определении судьбы протяженного тела, падающего к $r = 0$, покажем, что в модели с $\alpha = 1$ приливные силы, в отличие от решения Шварцшильда, остаются конечными при приближении к особой гиперповерхности, что спасает тело от механического разрыва. Действительно, неисчезающие компоненты тензора Римана в локально инерциальной системе отсчета $(\tilde{t}, \tilde{r}, \tilde{\theta}, \tilde{\varphi})$ даются формулами:

(17)

⁹ Предельный переход выполняется при постоянной массе:

$$\int_{-r_0}^{r_0} \varepsilon(r) r^2 dr = 2 \int_{-r_0}^{r_0} p_{\perp}(r) r^2 dr = \frac{M}{2\pi}.$$

Отношение $\varepsilon / p_{\perp} \rightarrow 2, r_0 \rightarrow 0$, связано с выбором уравнения состояния материи, и в общем случае произвольно.

$$R_{\tilde{t}\tilde{r}\tilde{t}\tilde{r}} = \Phi'', \quad R_{\tilde{t}\tilde{\theta}\tilde{t}\tilde{\theta}} = R_{\tilde{t}\tilde{\varphi}\tilde{t}\tilde{\varphi}} = \frac{\Phi'}{r}, \quad (18)$$

$$R_{\tilde{\theta}\tilde{\varphi}\tilde{\theta}\tilde{\varphi}} = -\frac{2\Phi}{r^2}, \quad R_{\tilde{r}\tilde{\theta}\tilde{r}\tilde{\theta}} = R_{\tilde{r}\tilde{\varphi}\tilde{r}\tilde{\varphi}} = -\frac{\Phi'}{r}.$$

Из них на решении (15) с $\alpha = 1$ в нуле расходится лишь компонента $R_{\tilde{\theta}\tilde{\varphi}\tilde{\theta}\tilde{\varphi}}$, которая, однако, не входит в выражение для ускорения, с которым удаляются друг от друга две свободно движущиеся частицы, мгновенно покоящиеся в локально инерциальной системе отсчета и разделенные пространственным 3-вектором $\chi^{\tilde{a}}$, $\tilde{a} = (\tilde{t}, \tilde{\theta}, \tilde{\varphi})$:

$$\frac{D^2 \chi^{\tilde{a}}}{d\tilde{r}^2} = -R_{\tilde{r}\tilde{a}\tilde{r}\tilde{b}} \chi^{\tilde{b}} \cong \frac{GM}{r_0^3} \chi^{\tilde{a}}.$$

Таким образом, особенность $r = 0$ является проходимой и позволяет продолжить геодезические в область белой дыры.

6. Заключение

Уравнения Эйнштейна предполагают разделение всех физических степеней свободы на пространственно-временные (левая часть) и материальные (правая часть). В реальности же квантово-гравитационные эффекты «перемешивают» степени свободы, и в динамических уравнениях фигурируют лишь средние ожидания $g_{\mu\nu}$ и $T_{\mu\nu}$ по состояниям полей возмущений, являющихся вакуумными в статической R -области. В квазиклассическом пределе квантово-гравитационные эффекты поляризации вакуума и рождения материи малы и их обратным влиянием на исходную метрику можно пренебречь. Однако при больших кривизнах это не так: возникающий (ненулевой) эффективный тензор энергии-импульса существенно перестраивает материнскую метрику, видоизменяя ее, продолжая и оказываясь источником «нового» пространства-времени, лежащего в абсолютно будущем по отношению к «старому» миру. Поскольку общими уравнениями наука пока не располагает, а поправки, находимые из теории возмущений, несут мало информации о полной картине, мы моделируем «перемешивание» степеней свободы в рамках ОТО феноменологически, прибегнув (на примере моделей со сферической

симметрией) к сглаживанию пространственно-временных протяженностей (требование конечности $g_{\mu\nu}$) и перейдя к классу распределений эффективных натяжений $T_{\mu\nu}$ с умеренной (интегрируемой) расходимостью при больших кривизнах ($r \rightarrow 0$).

Данный метод позволил физически эволюционно связать между собой черную и белую дыру, на основе чего нами предложена новая концепция космогенезиса, в которой генераторами астрогенных вселенных являются коллапсирующие компактные системы, завершившие свою эволюцию в материнском мире. В этой картине импульс, набранный в результате коллапса какого-либо астрофизического объекта, переходит -- благодаря закону сохранения -- в импульс, запускающий космологическое расширение.

Построены примеры геодезически полных геометрий с триггерными источниками, продолжаемые через пространственноподобную гиперповерхность $r = 0$, и доказан дельтаобразный характер материальных источников максимально продолженной черной/белой дыры Шварцшильда. Рассмотренный подход к исследованию «сингулярных» геометрий может быть в дальнейшем применен к более общим решениям ОТО -- несферическим космологиям, моделям Бианки, Керра, и др.

Заметим, что среди степенных распределений (13)-(15) большинство решений (с одной T - и одной R -областью) приводит к неинтегрируемым сингулярностям с бесконечными приливными силами. Однако в данном случае поиск общего решения с конечным потенциалом Φ в нуле не является самоцелью. Поскольку коллапс в черную дыру в нашем мире далеко не уникальный процесс, то при некоторых условиях может реализоваться, в частности, и конечное решение (подобное случаю $\alpha = 1$), приводящее к образованию новой вселенной. Такую ситуацию можно сравнить, например, с инфляцией, которая, как известно, не является ни общим, ни единственным решением космологических уравнений (есть множество других решений, например, радиационно-доминированное), однако в определенных случаях она может возникнуть и привести к большой пространственно—временной области со свойствами видимой Вселенной. Также и прохождение через $r = 0$: в общем случае реализуется сингулярность или маломассивный «эмбрион», однако в интегрируемом случае мы получаем космологию инверсией коллапса.

Авторы благодарны Е.В. Михеевой и И.Д. Новикову за ценные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Министерства образования и

науки РФ (госконтракт № П1336). ВНС признателен Фонду «Династия» за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория поля*, Москва: Наука, 1988.
- [2] Ч. Мизнер, К. Торн, Дж. Уилер, *Гравитация*, т. 3, Москва: Мир, 1977.
- [3] R.M. Wald, *General Relativity*, The University of Chicago Press: Chicago and London, 1984.
- [4] И.Д. Новиков, В.П. Фролов, *Физика черных дыр*, Москва: Наука, 1986.
- [5] H. Balasin and H. Nachbagauer, *Phys. Lett. B* **315**, 93 (1993).
- [6] N.J. Poplawski, *Phys. Lett. B* **687**, 110 (2010).
- [7] К.А. Бронников, А.А. Старобинский, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 3 (2007).
- [8] М.А. Марков, *JETP Lett.* **36**, 265 (1982); *Ann. Phys. (N.Y.)* **155**, 333 (1984).
- [9] V.P. Frolov, M.A. Markov and V.F. Mukhanov, *Phys. Rev. D* **41**, 3831 (1990).
- [10] I. Dymnikova, *Int. J. Mod. Phys. D* **12**, 1215 (2003).
- [11] S. Hawking and R. Penrose, *The Nature of Space and Time*, Princeton: Princeton University Press, 1996.
- [12] V. Sahni and A.A. Starobinsky, *Int. J. Mod. Phys. D* **15**, 2105 (2006).
- [13] Р.Ф. Полищук, *ДАН СССР* **209**, 76 (1973).
- [14] R. Geroch, A. Held and R. Penrose, *J. Math. Phys.* **14**, 874 (1973).
- [15] В.Н. Лукаш, В.Н. Строков, Е.В. Михеева, в печати.
- [16] Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков, А.А. Старобинский, *Журн. эксп. и теор. физ.* **66**, 1897 (1974).
- [17] В.Н. Лукаш, Е.В. Михеева, *Физическая космология*, Москва: Физматлит, 2010.
- [18] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Москва: Наука, 1988.
- [19] В.Н. Лукаш, А.А. Старобинский, *Журн. эксп. и теор. физ.* **66**, 1515 (1974).