Жизнь внутри черной дыры

Вячеслав Докучаев

Институт ядерных исследований РАН

arXiv:1103.6140 [gr-qc]

Эпиграфы

Есть ли жизнь на Марсе, нет ли жизни на Марсе — это науке неизвестно!

С. Н. Филиппов 1956

Внутри земного шара имеется другой шар, больше наружного

Похождения бравого солдата Швейка, комиссар Красной Армии Я. Гашек 1921

По ту сторону горизонта событий черной дыры

Возможна ли жизнь в потустороннем мире?

Ответ утвердительный, если черная дыра вращается или электрически заряжена

Обитаемые планеты или сферы Дайсона внутри черных дыр

Канонические черные дыры

в центрах галактик и в двойных звездных системах

- Диапазон масс сверхмассивных черных дыр
  $M \sim 10^6 - 10^{10} M_\odot, \quad \langle M \rangle \sim 10^8 M_\odot$
- Черные дыры без углового момента — экзотика
- Каноническая черная дыра вращается очень быстро вблизи допустимого предела $a_* = 0.9982$

  Раскручивание за счет дисковой аккреции *K. S. Thorne, 1974*

- Эксперимент:

Микроквазар GRS 1915+105	$a = 0.99$	*arXiv:1003.3887*
Cyg X-1 (инверсия диска)	$a = 0.9$	*Shapiro and Lightman 1976*
GRO J1655-40 (QPO)	$a = 0.93 \div 0.95$	*astro-ph/9704072*
Галактика NGC 3783	$a \geq 0.88$	*arXiv:1104.1172*
Галактики FRII	$a = 0.2 \div 1$	*arXiv:1103.0940*
Центр Млечного Пути	$a \geq 0.5$	

Типичные наблюдатели при свободном падении на вращающуюся или заряженную черную дыру не достигают центральной сингулярности

Препятствия на пути к центральной сингулярности

- Угловой момент черной дыры

  — релятивистский центробежный барьер

- Гравитационное поле электрического заряда черной дыры

  — отрицательное радиальное давление электрического поля черной дыры — аналог темной энергии в космологии

По ту сторону горизонта событий черной дыры

Судьба наблюдателя в потустороннем мире

- Приливное разрушение
- Падение на центральную сингулярность
- Вылет в ‘другую’ вселенную
- Долгая жизнь внутри черной дыры
- Инфляция массы (неустойчивость) на горизонте Коши

Неустойчивость горизонта Коши?

$$r_- = m - \sqrt{m^2 - a^2 - e^2}$$

Бесконечное голубое смещение падающего излучения для вылетающего наблюдателя

R. Penrose 1968

Y. Gursel, I. Novikov, V. Sandberg & A. Starobinsky 1979

S. Chandrasekhar & J. Hartle 1982

Расходимость скаляра кривизны Кречмана

J. Hansen, A. Khokhlov & I. Novikov 2005

Конечность приливных сил

J. Hansen, A. Khokhlov & I. Novikov 2005

Инфляция массы

E. Poisson & W. Israel 1989

Инфляция массы $m(r,t)|_{r\to r_-} = \infty$?

при взаимодействии падающего и вылетающего потоков вблизи горизонта Коши

E. Poisson & W. Israel 1989

Метрика Рейсснера-Нордстрема

$$ds^2 = f\,dt^2 - f^{-1}dr^2 - r^2 d\Omega^2, \qquad f = 1 - \frac{2m}{r} + \frac{e^2}{r^2}$$

Падающая (световая) система отсчета Эддингтона-Финкельштейна

$$ds^2 = f\,dv^2 - 2dv\,dr - r^2 d\Omega^2, \qquad v = t + \int \frac{dr}{f(r)}$$

Метрика Вайдя

$$ds^2 = f_{\rm in}\,dv^2 - 2dv\,dr - r^2 d\Omega^2, \quad f_{\rm in} = 1 - \frac{2m_{\rm in}(v)}{r} + \frac{e^2}{r^2}, \quad T_{\alpha\beta} = \rho l_\alpha l_\beta$$

1 произвольная функция: $m_{\rm in}(v)$

P. Vaidya 1943, W. Bonnor & P. Vaidya 1970

Отсутствие инфляции массы $m(r,t)|_{r\to r_-} = \infty$!

Ошибочный ansatz для инфляции массы: *E. Poisson & W. Israel 1989*

Метрика Вайдя (или метрика в двойных световых координатах)

$$ds^2 = f_{\rm in}\, dv^2 - 2dv\, dr - r^2 d\Omega^2, \quad f_{\rm in} = 1 - \frac{2m_{\rm in}(v)}{r} + \frac{e^2}{r^2}$$

1 произвольная функция: $m_{\rm in}(v)$

Dray–'t Hooft–Redmount (DTR) relation for δ-shells *1985*

Правильный ansatz для грав. поля:

Метрика произвольного сферически симметричного грав. поля

$$ds^2 = g_{00}\, dv^2 - 2g_{01}\, dv\, dr - r^2 d\Omega^2$$

Ландау и Лифшиц, Теория поля

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2m_0(t,r)}{r} + \frac{e^2}{r^2}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2m_1(t,r)}{r} + \frac{e^2}{r^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega^2$$

В общем случае 2 произвольные функции: g_{00}, g_{01} или m_0, m_1

Равенство массовых функций $m_0 = m_1$ только на горизонтах $r = r_\pm$

По ту сторону горизонта событий черной дыры

Судьба наблюдателя в потустороннем мире

- Приливное разрушение
- Падение на центральную сингулярность
- Вылет в ‘другую’ вселенную
- Долгая жизнь внутри черной дыры
- Инфляция массы на горизонте Коши отсутствует!

По ту сторону горизонта событий черной дыры

Судьба наблюдателя в потустороннем мире

- Приливное разрушение
- Падение на центральную сингулярность
- Вылет в ‘другую’ вселенную
- Долгая жизнь внутри черной дыры
- Инфляция массы на горизонте Коши отсутствует!

Анонс: инфляция массы – неустойчивое (нефизичное) решение, которое ошибочно интерпретируется как неустойчивость метрики. Правильное решение приводит к поправкам без инфляции массы

По ту сторону горизонта событий черной дыры

Судьба наблюдателя в потустороннем мире

- Приливное разрушение
- Падение на центральную сингулярность
- Вылет в ‘другую’ вселенную
- Долгая жизнь внутри черной дыры
- Инфляция массы на горизонте Коши отсутствует

Гипотеза: **в качестве нулевого приближения предполагаем, что метрика Керра-Ньюмена реализуется не только снаружи, но и внутри черной дыры**

(в частности считаем, что сингулярность на горизонте Коши всегда слабая и проходимая)

Классификация орбит

планет и фотонов в гравитационном поле черной дыры

Орбиты I рода: расположены полностью вне горизонта событий
Орбиты II рода: пересекают горизонт событий
Орбиты III рода: устойчивые периодические траектории частиц внутри черной дыры, которые не выходят из-под горизонта событий и не падают на центральную сингулярность

Орбиты I и II рода наиболее детально исследовал Subramanyan Chandrasekhar

The mathematical theory of black holes 1983

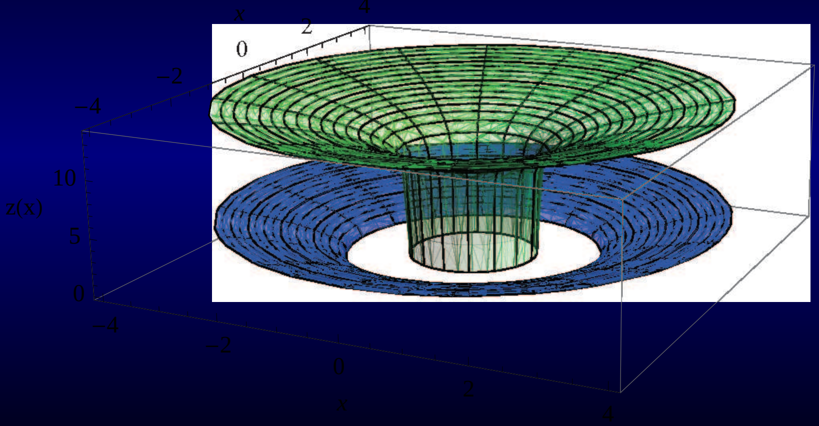
Орбиты III рода для заряженных частиц в гравитационном поле вращающейся заряженной черной дыры обнаружили Jiří Bičák, Zdeněk Stuchlík and Vladimír Balek

Bull. Astron. Inst. Czechosl. **40**, *65 (1989); ibid.* **40**, *135 (1989)*

Орбиты III рода для нейтральных частиц в гравитационном поле вращающейся черной дыры обнаружили Eva Hackmann, Valeria Kagramanova, Jutta Kunz and Claus Lämmerzahl

Phys. Rev. D **81**, *044020 (2010)*

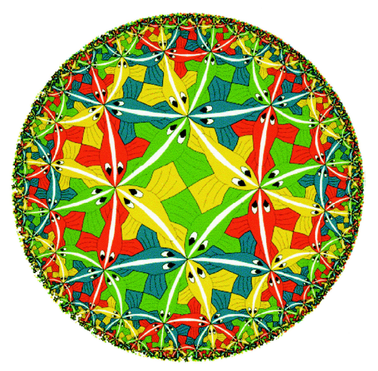
Диаграмма погружения (вложения) метрики Рейсснера-Нордстрема

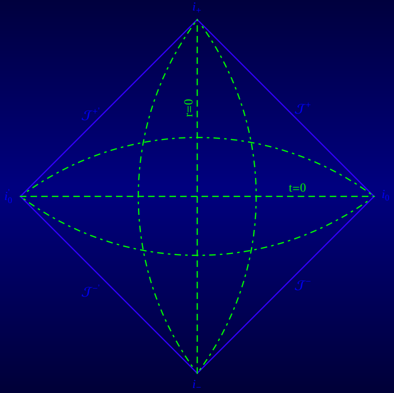


Экваториальная плоскость для Шварцшильда и Рейсснера-Нордстрема

Конформные диаграммы Картера-Пенроуза

Геодезическая полнота, компактификация, сохранение световых конусов





Глобальная геометрия метрики М. Эшера (Эвклида) и Г. Минковского

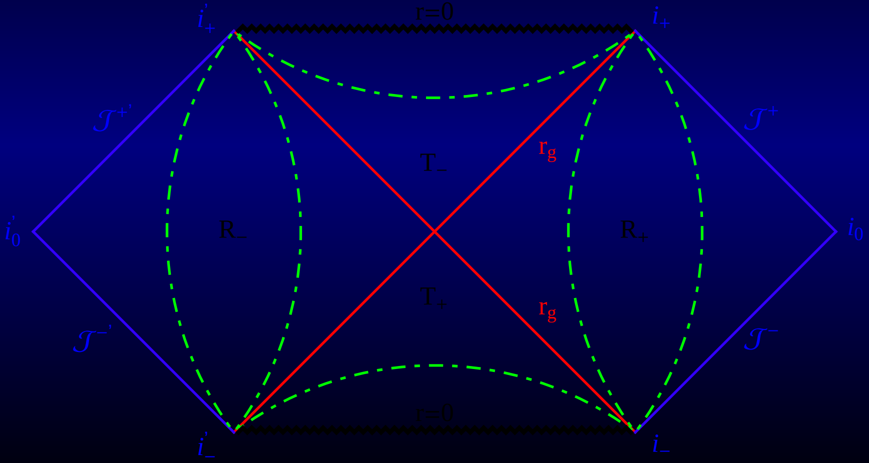
Диаграмма Картера-Пенроуза

Глобальная геометрия метрики Шварцшильда и сигнатура

R-область: $(t, r, \theta, \varphi) = (+, -, -, -)$ T-область: $(-, +, -, -)$

И. Новиков 1962

Я. Зельдович и И. Новиков 1971



Гиперболичность уравнений Эйнштейна

(Сохранение сигнатуры)

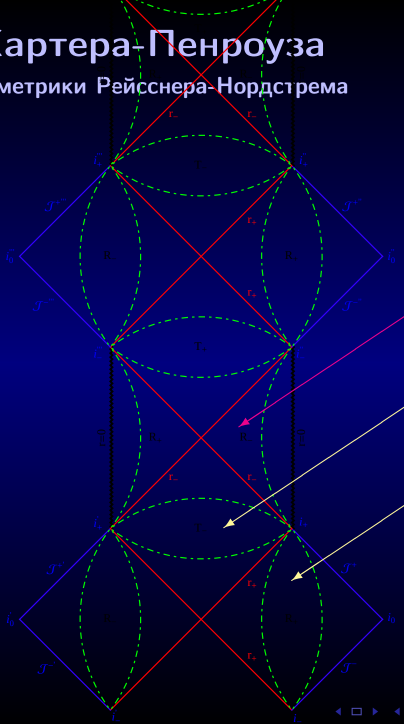
R-области: $$(t, x, y, z) = (+, -, -, -)$$

T-области: $$(t, x, y, z) = (-, +, -, -),\ (-, -, +, -),\ (-, -, -, +)$$

Yvonne Choquet-Bruhat, Cecile Dewitt-Morette. Analysis, Manifolds and Physics 2004

Диаграмма Картера-Пенроуза

Глобальная геометрия метрики Рейсснера-Нордстрема



орбиты II и III рода

$(+,-,-,-)$

орбиты II рода

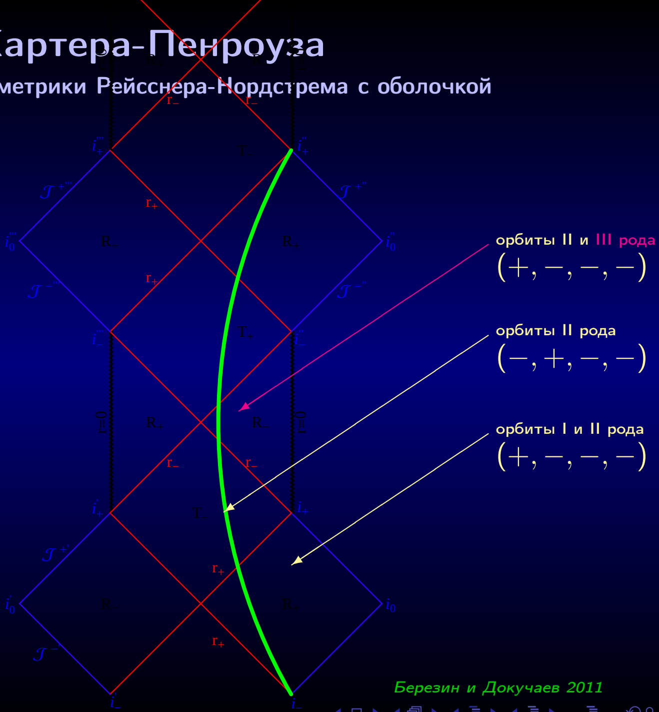
$(-,+,-,-)$

орбиты I и II рода

$(+,-,-,-)$

Диаграмма Картера-Пенроуза

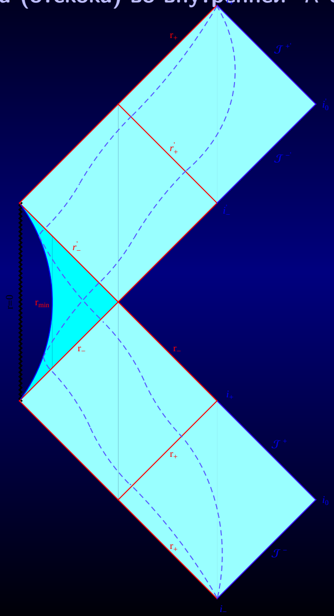
Глобальная геометрия метрики Рейсснера-Нордстрема с оболочкой



Березин и Докучаев 2011

Аккреция в метрике Рейсснера-Нордстрема

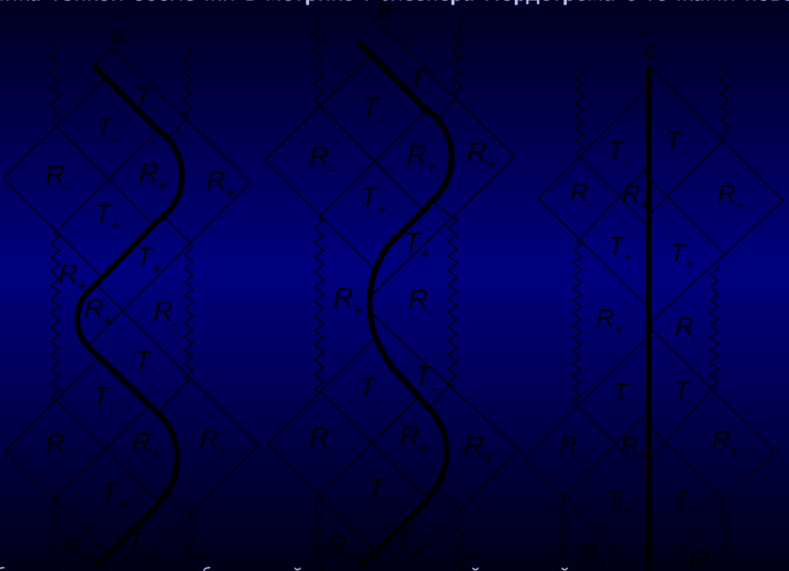
Всегда есть точка поворота (отскока) во внутренней R-области: $0 < r_{\min} < r_-$



BCDE, arXiv:0806.0916

Диаграммы Картера-Пенроуза

Динамика тонкой оболочки в метрике Рейсснера-Нордстрема с точками поворота



Оболочка осциллирует по бесконечной траектории из одной вселенной в следующую с точками поворота во внешних и внутренних R-областях

Докучаев и Чернов 2010

Метрика Керра-Ньюмена

$$ds^2 = \frac{\rho^2 \Delta}{\mathcal{A}} dt^2 - \frac{\mathcal{A} \sin^2\theta}{\rho^2}(d\phi - \omega dt)^2 - \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 - \rho^2 d\theta^2$$

$$A = e\rho^{-2} r(du - a\sin^2\theta d\phi), \quad u = t + r, \quad F = 2dA$$

$$\rho^2 = r^2 + a^2\cos^2\theta, \quad \Delta = r^2 - 2r + a^2 + e^2, \quad \mathcal{A} = (r^2+a^2)^2 - a^2\Delta\sin^2\theta$$

Угловая скорость ‘вращения’ метрики

$$\omega = (2Mr - e^2)\frac{a}{\mathcal{A}}$$

Горизонты: $\Delta = 0, \; r_\pm = 1 \pm \sqrt{1 - a^2 - e^2}$

R-области $(\Delta > 0)$: $r > r_+$, $\quad 0 < r < r_- < r_+$
T-область $(\Delta < 0)$: $r_- < r < r_+$

Система локально-невращающихся наблюдателей (LNRF):
$r = const, \; \theta = const, \; \varphi_0 = \omega t + const$ *J. M. Bardeen 1970*

Движение пробных частиц (планет, фотонов) в метрике Керра-Ньюмена

- M — масса черной дыры
- $J = \frac{GM^2}{c} a$ — угловой момент черной дыры
- e — электрический заряд черной дыры
- μ — масса частицы
- ϵ — электрический заряд частицы

Интегралы движения в метрике Керра-Ньюмена:

- E — полная энергия частицы
- L — азимутальный угловой момент частицы
- Q — константа Картера

При $Q = 0$ движение происходит в экваториальной плоскости
При $a = 0$ полный угловой момент частицы $\mathcal{J} = \sqrt{Q + L^2}$

Уравнения движения пробных частиц *B. Carter 1968*

- $\rho^2 \frac{dr}{d\lambda} = \pm\sqrt{V_r}$
- $\rho^2 \frac{d\theta}{d\lambda} = \pm\sqrt{V_\theta}$
- $\rho^2 \frac{d\varphi}{d\lambda} = L\sin^{-2}\theta + a(\Delta^{-1}P - E)$
- $\rho^2 \frac{dt}{d\lambda} = a(L - aE\sin^2\theta) + (r^2 + a^2)\Delta^{-1}P$

$\lambda = \frac{\tau}{\mu}$, τ — собственное время частицы

- Радиальный потенциал
  $V_r = P^2 - \Delta[\mu^2 r^2 + (L - aE)^2 + Q]$
- Широтный потенциал (нутация)
  $V_\theta = Q - \cos^2\theta[a^2(\mu^2 - E^2) + L^2\sin^{-2}\theta]$
- $P = E(r^2 + a^2) + \epsilon er - aL, \quad \rho^2 = r^2 + a^2\cos^2\theta$
- $\Delta = r^2 - 2r + a^2 + e^2$ Горизонты: $\Delta = 0, \quad r = r_\pm$

$r_+ = 1 + \sqrt{1 - a^2 - e^2}$ — внешний горизонт (горизонт событий)

$r_- = 1 - \sqrt{1 - a^2 - e^2}$ — внутренний горизонт (горизонт Коши)

Безразмерные переменные и параметры орбит

$$r \Rightarrow \frac{r}{M}, \quad a \Rightarrow \frac{a}{M}, \quad e \Rightarrow \frac{e}{M}$$

$$\mu \Rightarrow \frac{\mu}{\mu} = 1, \quad \epsilon \Rightarrow \frac{\epsilon}{\mu}, \quad E \Rightarrow \frac{E}{\mu} = \Gamma, \quad L \Rightarrow \frac{L}{M\mu}, \quad Q \Rightarrow \frac{Q}{M^2\mu^2}$$

Прицельные параметры:

$$b = \frac{L}{E}, \quad q = \frac{Q}{E^2}$$

Частный случай: круговые (сферические) орбиты с $r = const$

определяются условиями для эффективного потенциала:

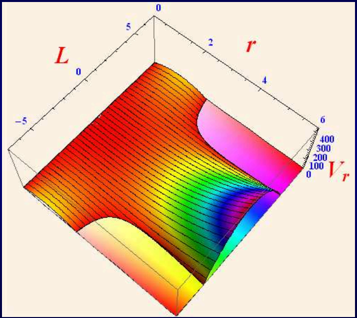
$$V_r(r, a, e, \epsilon, E, L, Q) = 0, \quad V_r'(r) \equiv \frac{dV_r}{dr} = 0$$

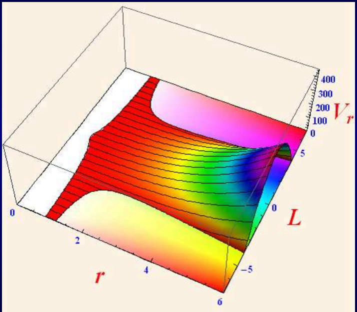
Орбиты устойчивы в максимуме эффективного потенциала $V_r''(r) < 0$

Заряженная черная дыра: $V_r = V_r(r, e, E, L, \epsilon)$

Массивные нейтральные частицы не достигают сингулярности $r = 0$

Из-за отрицательного радиального давления электрического поля (аналог антигравитации ‘темной энергии’ в космологии) все точки поворота $V_r = 0$ при $r > 0$





Слева ‘рубаха’ — Шварцшильд

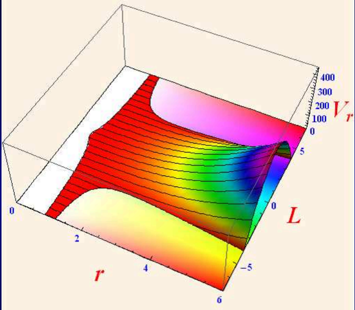
$a = 0, \quad e = 0, \quad E = 1, \quad r_- = 0, \quad r_+ = 2$

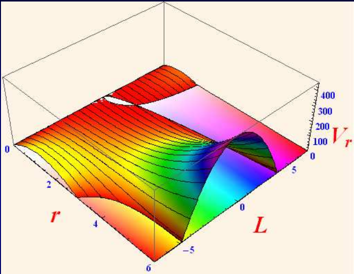
Справа ‘кафтан’ — экстремальный Рейсснер-Нордстрем

$a = 0, \quad e = 1, \quad E = 1, \quad r_- = r_+ = 1$

Вращающаяся черная дыра: $V_r(r, a, e, \epsilon, E, L, Q)$

Не все массивные нейтральные частицы достигают сингулярности $r = 0$





Слева ‘кафтан’ — экстремальный Рейсснер-Нордстрем

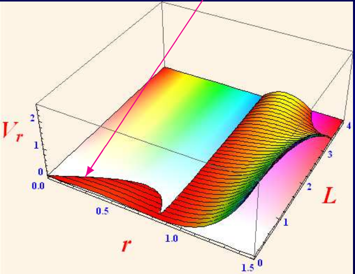
$a = 0, \quad e = 1, \quad E = 1, \quad r_- = r_+ = 1$

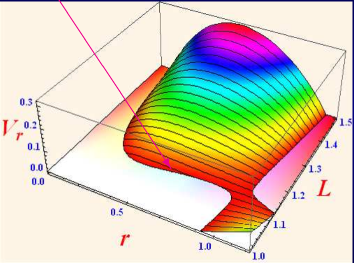
Справа ‘косоворотка’ — экстремальный Керр

$a = 1, \quad e = 0, \quad \epsilon = 0, \quad E = 1, \quad Q = 0, \quad r_- = r_+ = 1$

Орбиты III рода

Финитное движение внутри черной дыры $0 < r < r_-$ в области $V_r \geq 0$ с двумя точками поворота при $V_r = 0$





Слева почти экстремальный Рейсснер-Нордстрем

$a = 0,\ \ e = 0.99,\ \ E = 1.9,\ \ \epsilon = -1.69,\ \ r_- = 0.859,\ r_+ = 1.141$

Справа почти экстремальный Керр

$a = 0.9982,\ e = 0.05,\ E = 0.57,\ Q = 0.13,\ r_- = 0.997,\ r_+ = 1.033$

Утверждения

- Шварцшильд $(a = 0,\ e = 0)$
  Орбит III рода нет
- Рейсснер-Нордстрем $(e \neq 0,\ a = 0)$
  Орбиты III рода только для заряженных планет
- Керр $(a \neq 0,\ e = 0)$
  Только неэкваториальные орбиты III рода планет и фотонов
- Керр-Ньюмен $(a \neq 0,\ e \neq 0)$
  Орбиты III рода планет и фотонов, как экваториальные, так и неэкваториальные

Заряженная черная дыра

Полная энергия E и угловой момент L планеты с зарядом ϵ на круговой орбите: $V_r = V_r' = 0, \quad V_r'' < 0$

$$E_{1,2} = \frac{\pm \Delta D_1 - e\epsilon(r^2 - 4r + 3e^2)}{2r(r^2 - 3r + 2e^2)}$$

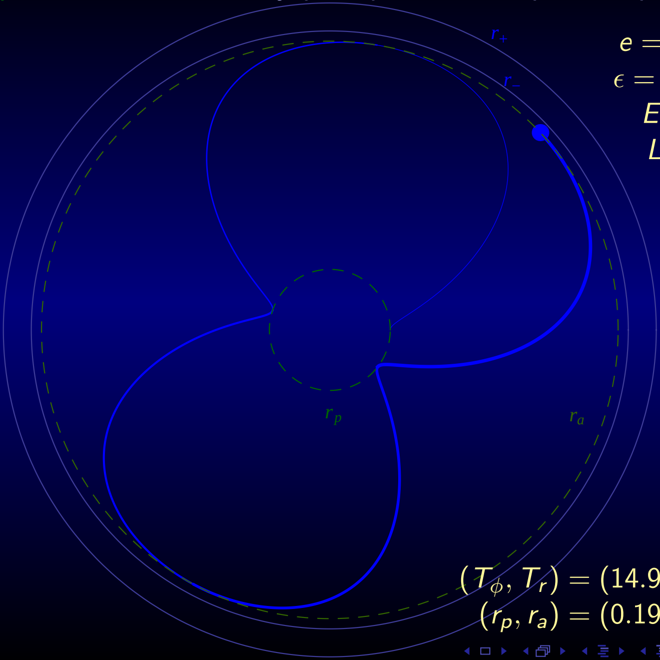
$$L_{1,2}^2 = \frac{r^2}{r^2 - 3r + 2e^2}\left[r - e^2 + \frac{e\epsilon\Delta(e\epsilon \pm D_1)}{2(r^2 - 3r + 2e^2)}\right]$$

где

$$D_1^2 = e^2(\epsilon^2 + 8) + 4r(r-3)$$

Устойчивые круговые орбиты $r = const$ под внутренним горизонтом заряженной черной дыры $(0 < r < r_-)$ существуют для частиц с зарядом $|\epsilon| > \mu$

Орбита заряженной планеты внутри заряженной черной дыры



$$e = 0.999$$
$$\epsilon = -1.45$$
$$E = 1.5$$
$$L = 0.2$$

$$(T_\phi, T_r) = (14.9, 7.17)$$
$$(r_p, r_a) = (0.19, 0.92)$$

Сферические орбиты $r = const$ с нутацией

нейтральных планет $(\epsilon = 0,\ E,\ b,\ 0 \le Q \le Q_{\max})$

внутри черной дыры Керра-Ньюмена $(a, e) \neq 0$

$$E_{1,2}^2 = \frac{\mp 2D_2 + \beta_1 r^2 + a^2[2(r-e^2)\Delta - r^2(r-1)^2]Q}{r^4[(r^2-3r+2e^2)^2 - 4a^2(r-e^2)]}$$

$$b_{1,2} = \frac{L_{1,2}}{E_{1,2}} = \frac{\pm D_2 r - a^2(r-e^2)\{\beta_2 r + [a^2 - r(r-e^2)]Q\}}{a(r-e^2)\{r[(\Delta - a^2)^2 - a^2(r-e^2)] + a^2(1-r)Q\}}$$

где

$$\beta_1 = (r^2 - 3r + 2e^2)(r^2 - 2r + e^2)^2 - a^2(r-e^2)[r(3r-5) + 2e^2]$$

$$\beta_2 = e^4 - a^2(r-e^2) + 2e^2 r(r-2) - r^2(3r-4)$$

$$D_2^2 = [a(r-e^2)\Delta]^2[(r-e^2)r^4 - r^2(r^2-3r+2e^2)Q + a^2Q^2]$$

При $\epsilon \neq 0$ формулы для E и L на сферических орбитах очень громоздкие

Круговые и сферические орбиты: $r = const$

Общий случай: заряженные частицы $\epsilon \neq 0$ в метрике Керра-Ньюмена

$$L_i = -\frac{1}{2}\left(\chi_0 \pm \chi_{1,2} + \frac{1}{2}\frac{\eta_1}{\kappa_1}\right), \quad E_i = \alpha_1\alpha_2^{-1} + (\alpha_3 + \alpha_4 L_i + \alpha_5 L_i^2)\alpha_6^{-1} L_i, \qquad i = 1, 2, 3, 4$$

где

$$\chi_0 = \sqrt{\left(\frac{1}{4}\frac{\eta_1^2}{\kappa_1} - \frac{2}{3}\xi_1 + \frac{2^{1/3}}{3}\frac{\xi_4}{\xi_6} + \frac{1}{3\,2^{1/3}}\xi_6\right)\frac{1}{\kappa_1}},$$

$$\chi_{1,2} = \sqrt{\frac{1}{\kappa_1}\left[\frac{1}{2}\frac{\eta_1^2}{\kappa_1} - \frac{4}{3}\xi_1 - \frac{2^{1/3}}{3}\frac{\xi_4}{\xi_6} - \frac{1}{3\,2^{1/3}}\xi_6 \pm \frac{1}{\chi_0}\left(2\xi_2 + \frac{1}{4}\frac{\eta_1^3}{\kappa_1^2} - \frac{\xi_1\,\eta_1}{\kappa_1}\right)\right]},$$

$$\eta_1 = 8ae\epsilon x^5\{6e^4 + e^2x(7x-17) + a^2[6e^2 + (x-5)x] + x^2[12 + x(3x-11)]\}, \quad \kappa_1 = 4x^6\{4a^2(e^2-x) + [2e^2 + (x-3)x]^2\},$$

$$\kappa_2 = 4\{a^4[Q + (e^2+Q)x - x^2] + x^3[Q(2e^2-3x) + (e^2+Q)x^2 - x^3] + a^2x\{e^4 + 2e^2[Q + (x-2)x] - 2x[Q - (2+Q)x + x^2]\}\}^2 + 4e^2\epsilon^2\Big\{a^8(Q-x^2)(e^2+x^2) - x^8[e^2 + (x-2)x](Q+x^2) + a^4x^2\{e^6(\epsilon^2-2) - 2x^2\{Q[2 + (5-2x)x] + (x-1)x[4 + 3(-2+x)x]\}! + e^2x^2\{8Q - 2[8 + x(5x-12)] + [1 + (x-4)x]\epsilon^2\} + 2e^4\{Q + x[5 - 3x + (x-1)\epsilon^2]\}\} + a^6\{Q(x-1-2x^2) - 2x^2\{x^2[1 + 2(x-2)x]\} + e^4[Q + x^2(\epsilon^2-3)] + e^2x\{Q(4x-2) + x^2[8 + x(\epsilon^2-6)]\}\} - a^2x^4\{2x^2\{Q(3x-5) + x^2[5 + 2(x-3)x]\} + e^4(-5Q + x^2(1+\epsilon^2)) + e^2x\{2Q(7-2x) + x^2[x(6+\epsilon^2) - 2(4+\epsilon^2)]\}\}\Big\},$$

$$\xi_1 = 4x^2\Big\{4a^6Q(e^2-x) + 2x^4[2e^2 + (x-3)x][2e^2Q - 3Qx + (e^2+Q)x^2 - x^3] - e^2x^6[e^2 + (x-2)x]\epsilon^2 + a^4\{-2x^2[x^2(5+x) - Q(x-5)(x-1)] + e^4[4Q + x^2(13\epsilon^2-4)] + e^2x\{12Q(x-1) + x^2[2(7+x) + (5x-8)\epsilon^2]\}\} + a^2x^2\{4x^2\{Q[3 + (x-5)x] - x[-6 + x(3+x)]\} + e^6(13\epsilon^2-4) + 2e^2x\{2x(x-2)(5+x) + 2Q(4x-5) + x[11 + 5(x-3)x]\epsilon^2\} + 2e^4\{4Q + x[11 - x + (9x-17)\epsilon^2]\}\}\Big\},$$

$$\xi_2 = 8aqx\epsilon\Big\{a^6\{q^2(2Q-x^2) + x[Q(x-1) + x^2]\} + x^4\{x^2\{x^2(-4+3x) + Q[12 + x(3x-11)]\} + q^4(6Q - x^2(\epsilon^2-1)) + q^2x\{Q(7x-17) - x^2[x - 1 + (x-2)\epsilon^2]\}\} + a^4\{x^2\{x^2(-8+5x) + Q[4 + 5(-1+x)x]\} + q^4[2Q + x^2(-4+3\epsilon^2)] + q^2x\{Q(7x-5) + x^2[13 - 3x + (2x-1)\epsilon^2]\}\} + a^2x^2\Big\{x^3[16 + x(7x-20) + Q(7x-15)] + 3q^6(\epsilon^2-1) + q^4\{4Q + x[16 - 5x + (5x-7)\epsilon^2]\} + q^2x\{6Q(2x-1) + x\{22x - 3x^2 - 28 + [4 + 3(x-3)x]\epsilon^2\}\}\Big\}\Big\},$$

$$\xi_3 = 2\xi_1^3 - 9\xi_2\,\xi_1\,\eta_1 + 27\kappa_2\,\eta_1^2 + 27\xi_2^2\,\kappa_1 - 72\kappa_2\,\xi_1\,\kappa_1, \qquad \xi_4 = \xi_1^2 - 3\xi_2\,\eta_1 + 12\kappa_2\,\kappa_1,$$

$$\xi_5 = \xi_3^2 - 4\xi_4^3, \quad \xi_6 = (\xi_3 + \sqrt{\xi_3^2 - 4\xi_4^3})^{1/3},$$

Продолжение 1: заряженные частицы в метрике Керра-Ньюмена

$$
\begin{aligned}
\alpha_1 = {} & 8ex^2\epsilon\Big\{4a^{10}(e^2-x)^2(Q-x^2)+x^{10}(2e^2+(x-3)x)(x(3Q-Qx+x^2)-e^2(2Q+x^2-x^2\epsilon^2))+a^8\Big\{x^3\{x^2[24+(x-\\
& 27)x]-Q\{8+x[x(6+x)-19]\}\}+e^4x[4Q(5x-3)+x^2(39-21x-8\epsilon^2)]+e^2x^2\{3Q[5+(x-14)x]-x^2[55+(x-48)x-4\epsilon^2]\}+\\
& 4e^6[Q+x^2(\epsilon^2-2)]\Big\}+a^6x^2\Big\{4x^3\{(x-1)x[8+(x-18)x]-Q\{3+x[x(4+x)-16]\}\}+4e^8(\epsilon^2-1)+e^4x\{Q(44x-56)-4x[17+\\
& 11(x-3)x]+x[19+(x-24)x]\epsilon^2\}+e^6\{20Q+x[27-23x+3(3x-5)\epsilon^2]\}+e^2x^2\{Q[47+x(7x-110)]+x\{76-215x+115x^2-4x^3-\\
& [8+(x-15)x]\epsilon^2\}\}\Big\}+a^2x^6\{4x^3[Q(9x-27)+2(3+Q)x^2-(10+Q)x^3+x^4]+4e^6[9Q-2x^2(\epsilon^2-1)]-2e^4x\{-6Q(x-13)+\\
& x^2[7+9x+(x-13)\epsilon^2]\}+e^2x^2Q[225-7x(6+x)]+x^2\{-13+53x-4x^2+[x(5+2x)-21]\epsilon^2\}\}+a^4x^4\Big\{2x^3\{x\{x[76+3(x-\\
& 15)x]-24\}-Q(x-3)[x(13+3x)-8]\}+6q^8(\epsilon^2-1)+q^6\{44Q+x[41-13x+(x-23)\epsilon^2]\}-q^4x\{Q(152-44x)+x\{104-\\
& 115x+43x^2+[x(10+x)-29]\epsilon^2\}\}+q^2x^2\Big\{Q[161+(x-130)x]+x\{116-245x+123x^2-6x^3+\{x[14+x(3+x)]-12\}\epsilon^2\}\Big\}\Big\}\Bigg\},\\
\alpha_2 = {} & 32\Big\{a^2x^2[a^2(x-e^2)+x^2(3x-2e^2)]^2\{x^4+a^2[x(2+x)-e^2]\}\{Q(x-1)+x[a^2+e^2+x(2x-3)]\}+a^2[2x^3+\\
& a^2(1+x)]\{x^4+a^2[x(2+x)-e^2]\}^2\{e^2x^2\epsilon^2-[a^2+e^2+(x-2)x](Q+x^2)\}-[2x^3+a^2(1+x)]^2\{x^4+a^2[x(2+x)-\\
& e^2]\}\{2a^2(e^2-2x)[a^2+e^2+(x-2)x](Q+x^2)-e^2x^2[(x-1)x^4+a^4(1+x)+2a^2(e^2-2x+x^3)]\epsilon^2\}+[a^2+e^2+(x-\\
& 2)x][2x^3+a^2(1+x)]^3\{e^2x^2\{a^2[e^2-x(2+x)]-x^4\}\epsilon^2-[a^2(e^2-2x)^2(Q+x^2)]\}\Big\},\\
\alpha_3 = {} & -16ax^2\Big\{2a^8(e^2-x)^2[Q(1-x)+(e^2-x)x]+x^7[2e^2+(-3+x)x]\{(-2e^2+3x)[2e^2Q-3Qx+(e^2+Q)x^2-x^3]+\\
& 2e^2x^2[2e^2+x(4x-3)]\epsilon^2\}+a^6x(e^2-x)\Big\{2e^6+2e^4x(-5+7x)+x^2\{\{-\{Q[15+(x-12)x]\}+x[-8+x(23+x)]\}-\\
& e^2x\{10Q(-1+x)+x[-16+x(37+x)]\}\}+2e^2x\{e^4(-1+x)-2e^2(-1+x)x+x^3[4+x(3+x)]\}\epsilon^2\Big\}+a^4x^3\Big\{10e^8+\\
& x^3\{Q[27+x(5x-28)]-5x[x(15+x)-12]\}+e^6x[-65+29x+10(x-1)\epsilon^2]-e^4x\{4Q(3-5x)+x\{155-123x-\\
& 4x^2+[29+x(5x-14)]\epsilon^2\}\}-e^2x^2\Big\{4Q[9+(x-12)x]+x\{\{x[10+x(13+10x)]-21\}\epsilon^2+160-169x-9x^2\}\Big\}\Big\}+\\
& a^2x^5\{12e^8+x^3\{Q[9+x(7x-36)]+x[108-x(69+7x)]\}+e^2x^2\{Q[(54-5x)x-21]+2x[x(65+6x)-126]+x[x^2(16x-\\
& 13)-27]\epsilon^2\}+e^4x\{4Q(4-5x)+219x+x[4(9+x(5x-6))\epsilon^2-5x(16+x)]\}-4e^6\{Q+x[3(7+\epsilon^2)-4x(1+\epsilon^2)]\}\}\Big\},
\end{aligned}
$$

Продолжение 2: заряженные частицы в метрике Керра-Ньюмена

$$\alpha_4 = -16ex^7\Big\{2x^5[2e^2+(x-3)x]^2 + a^4\{4e^4(x-1) - 8e^2(x-1)x + x^2\{-3+x[7+x(3+x)]\}\} - a^2x^2\{12e^4(x-1) + 4e^2(x-3)^2x + x^2\{-27+x[9+x(3x-1)]\}\}\Big\}\epsilon,$$

$$\alpha_5 = 16ax^7[a^2(e^2-x)+(2e^2-3x)x^2]\{4a^2(e^2-x)+[2e^2+(x-3)x]^2\},$$

$$\alpha_6 = 32\Big\{a^2x^2[a^2(x-e^2)+x^2(3x-2e^2)]^2\{x^4+a^2[x(2+x)-e^2]\}\{Q(x-1)+x[a^2+e^2+x(2x-3)]\} + a^2[2x^3+a^2(1+x)]\{x^4+a^2[x(2+x)-e^2]\}^2\{e^2x^2\epsilon^2-[a^2+e^2+(x-2)x](Q+x^2)\} - [2x^3+a^2(1+x)]^2\{x^4+a^2[x(2+x)-e^2]\}\{2a^2(e^2-2x)[a^2+e^2+(x-2)x](Q+x^2)-e^2x^2[(x-1)x^4+a^4(1+x)+2a^2(e^2-2x+x^3)]\epsilon^2\} + [a^2+e^2+(x-2)x][2x^3+a^2(1+x)]^3\{e^2\epsilon^2x^2\{a^2[e^2-x(2+x)]-x^4\}-[a^2(2x-e^2)^2(Q+x^2)]\}\Big\}$$

Сферические орбиты фотонов

Ультрарелятивистский предел $E = \Gamma \to \infty$, **максимальная нутация:** $q \le q_{\max}$

$$b_1 = \frac{L}{E} = \frac{a^2(1+r) + r(r^2 - 3r + 2e^2)]}{a(1-r)}$$

$$q_1 = \frac{Q}{E^2} = \frac{r^2[4a^2(r-e^2) - (r^2 - 3r + 2e^2)^2]}{a^2(1-r)^2}$$

Условие устойчивости $V_r'' \le 0$ для фотонных сферических орбит:

$$a^2 + e^2 - r(r^2 - 3r + 3) \le 0$$

$$q_1 \le \left(\frac{1 - \delta^{1/3}}{a}\right)^2 [3 - 4e^2 - 2(3 - 2e^2)\delta^{1/3} + 3\delta^{2/3}]$$

где $\delta = 1 - a^2 - e^2$

$$q_{1,\max} = 4 - a^{-2} \le 3$$

Максимальня нутация достигается в экстремальном случае:
$a = \sqrt{1 - e^2} \le 1/2$, $e \le \sqrt{3}/2$

Круговые орбиты фотонов: $r = const$, $Q = 0$

Ультрарелятивистский предел $E = \Gamma \to \infty$ **для круговых орбит планет**

Соотношение для круговых фотонных орбит

$$4a^2(r - e^2) = (r^2 - 3r + 2e^2)^2$$

Прицельный параметр круговой фотонной орбиты

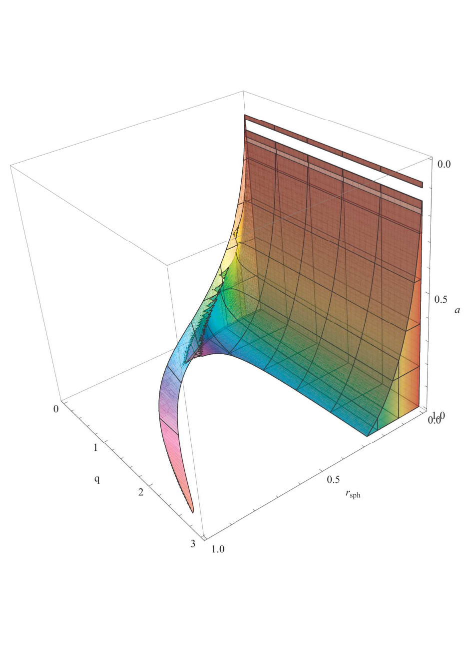
$$b_{1,2} = \frac{a\beta_2 \pm r^2\sqrt{(r - e^2)\Delta^2}}{(r^2 - 2r + e^2)^2 - a^2(r - e^2)}$$

Решение со знаком минус неустойчиво

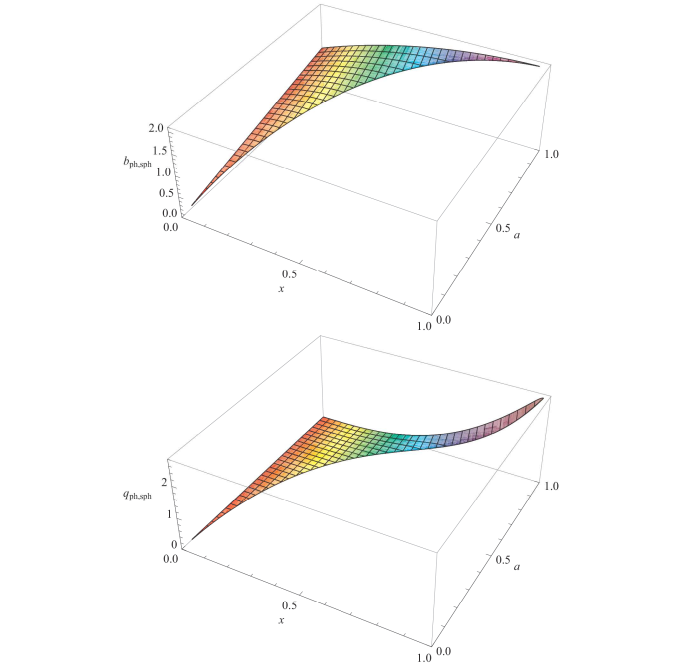
Круговые фотонные орбиты существуют при

$$e^2 \leq r \leq \frac{4}{3}e^2, \quad a \neq 0, \quad 0 < e \leq \frac{\sqrt{3}}{2}, \quad 0 < b < \frac{5}{2}$$

Черная дыра Керра

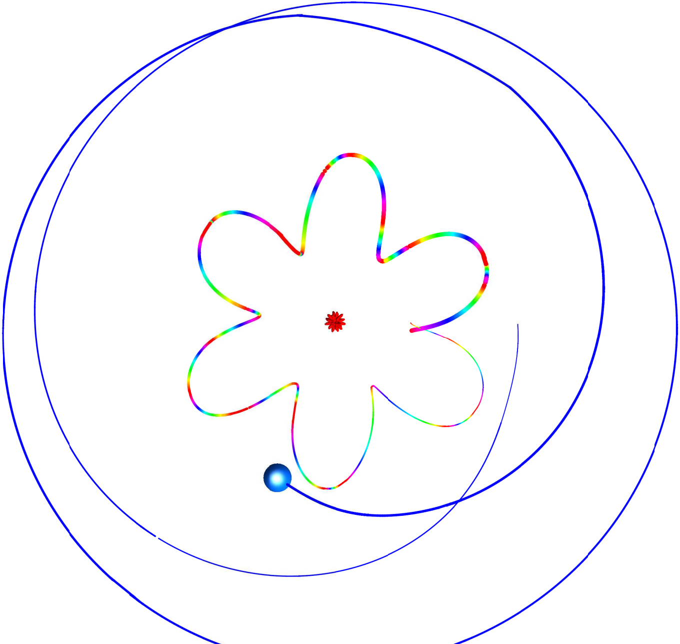


Область существования сферических орбит $r = const$ внутри черной дыры



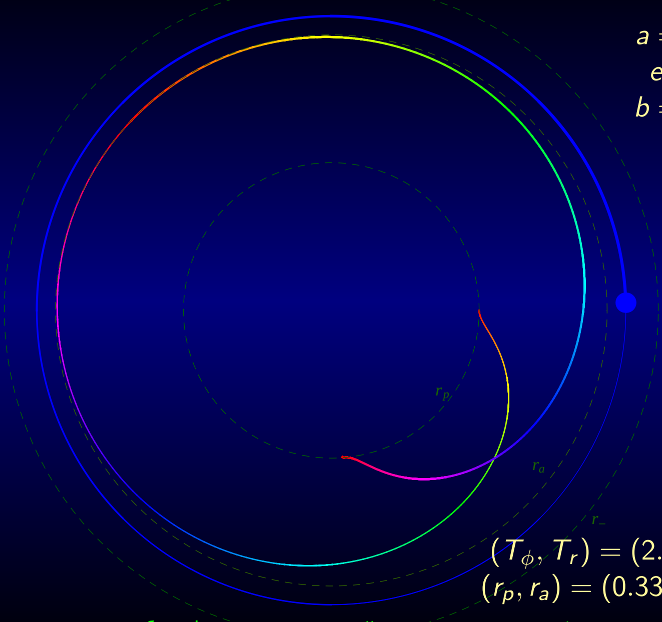
Прицельные параметры b и q сферических орбит фотонов $r = const$

Вращающаяся черная дыра Керра-Ньюмена



Вращающаяся черная дыры Керра-Ньюмена

$a = 0.75$
$e = 0.6$
$b = 1.53$



$(T_\phi, T_r) = (2.1, 2.7)$
$(r_p, r_a) = (0.33, 0.61)$

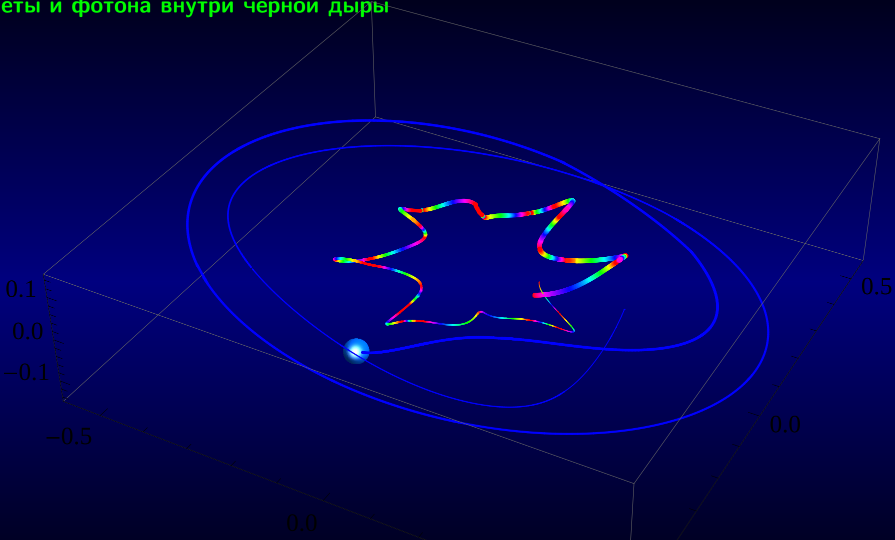
Экваториальная периодическая орбита фотона внутри черной дыры на протяжении 1-го радиального периода T_r

Вращающаяся черная дыры Керра-Ньюмена

Экваториальная периодическая орбита фотона внутри черной дыры на протяжении 2-х радиальных периодов T_r

Устойчивые периодические орбиты

планеты и фотона внутри черной дыры



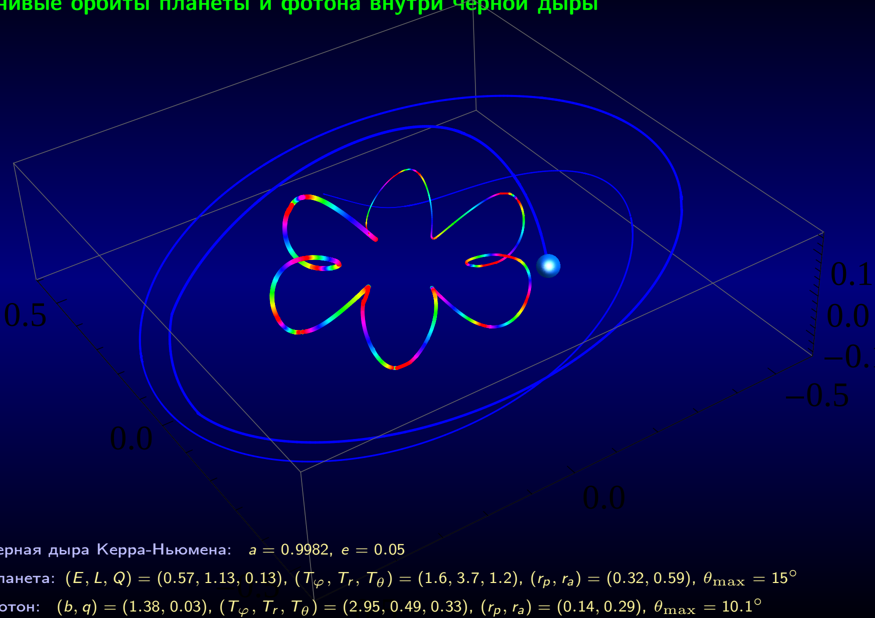
Черная дыра Керра-Ньюмена: $a = 0.9982$, $e = 0.05$

Планета: $(E, L, Q) = (0.57, 1.13, 0.13)$, $(T_\varphi, T_r, T_\theta) = (1.6, 3.7, 1.2)$, $(r_p, r_a) = (0.32, 0.59)$, $\theta_{\max} = 15^\circ$

Фотон: $(b, q) = (1.38, 0.03)$, $(T_\varphi, T_r, T_\theta) = (2.95, 0.49, 0.33)$, $(r_p, r_a) = (0.14, 0.29)$, $\theta_{\max} = 10.1^\circ$

Вращающаяся черная дыра Керра-Ньюмена

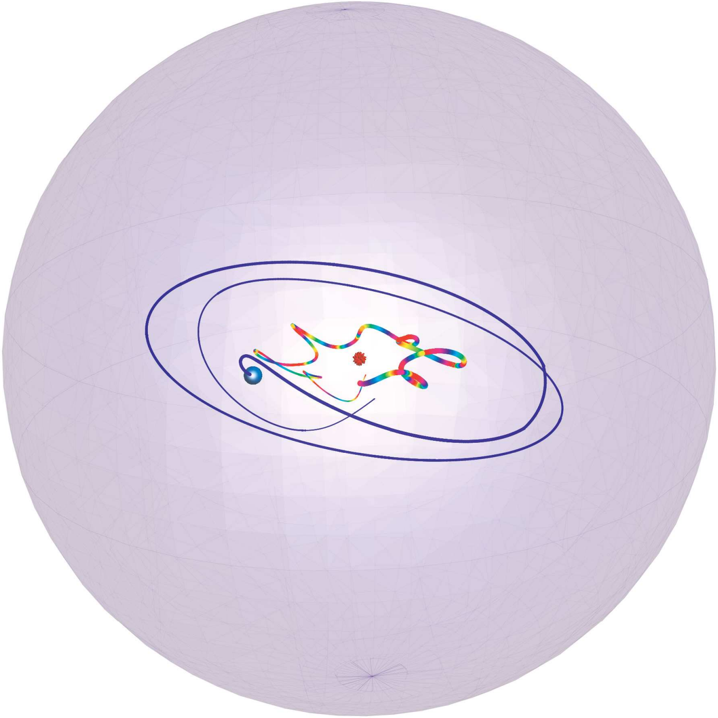
Устойчивые орбиты планеты и фотона внутри черной дыры

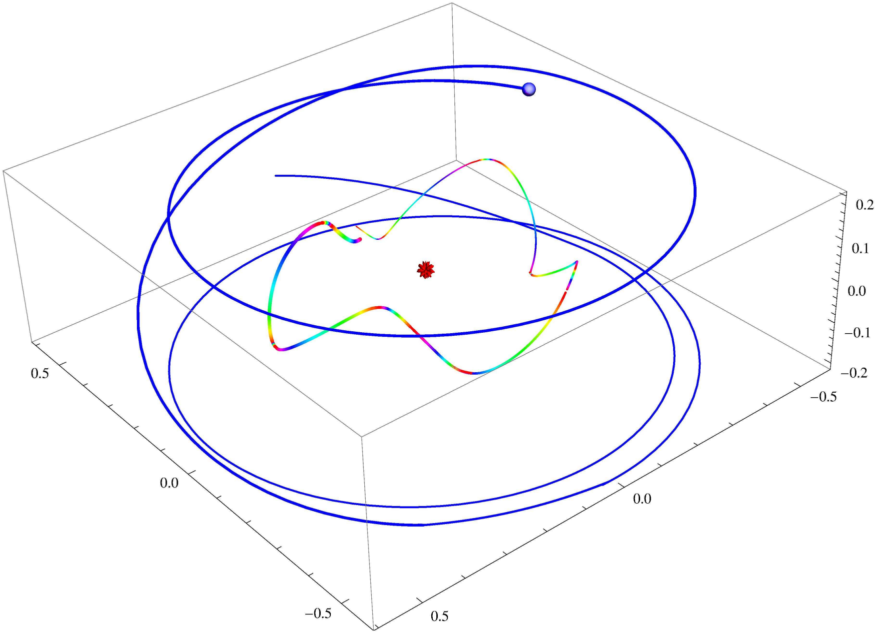


Черная дыра Керра-Ньюмена: $a = 0.9982,\ e = 0.05$

Планета: $(E, L, Q) = (0.57, 1.13, 0.13)$, $(T_\varphi, T_r, T_\theta) = (1.6, 3.7, 1.2)$, $(r_p, r_a) = (0.32, 0.59)$, $\theta_{\max} = 15^\circ$

Фотон: $(b, q) = (1.38, 0.03)$, $(T_\varphi, T_r, T_\theta) = (2.95, 0.49, 0.33)$, $(r_p, r_a) = (0.14, 0.29)$, $\theta_{\max} = 10.1^\circ$

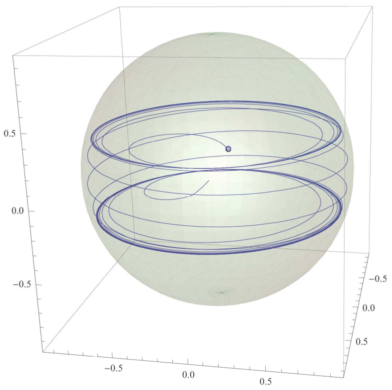


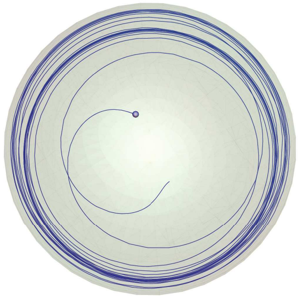


0.2
0.1
0.0
−0.1
−0.2
0.5
0.0
−0.5
−0.5
0.0
0.5

Вращающаяся черная дыра

Неэкваториальная орбита планеты в статической системе отсчета

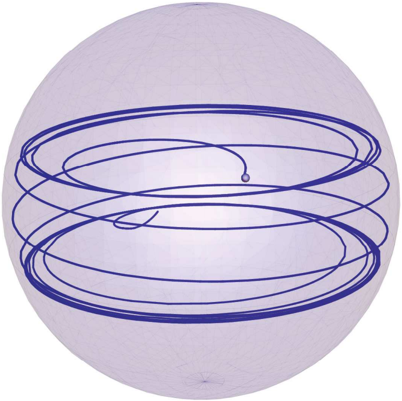


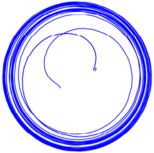


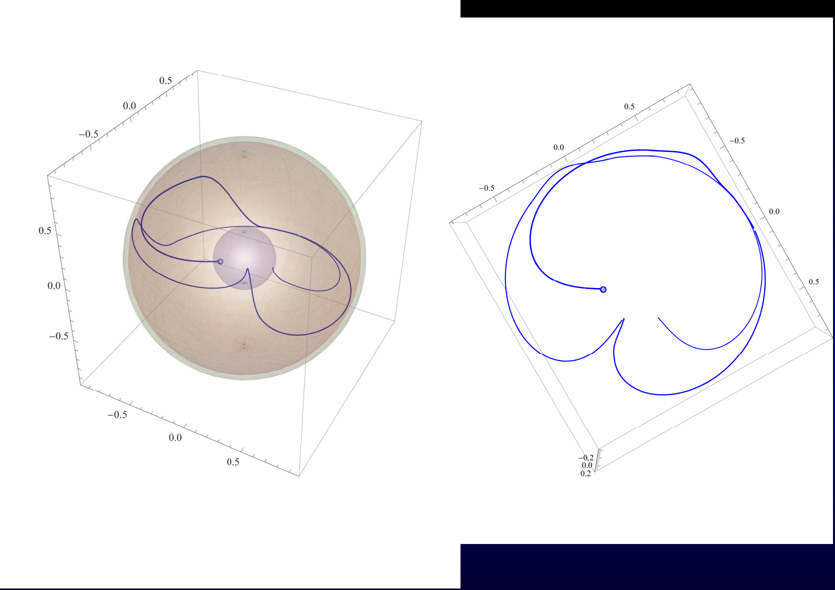
$$a = 0.9982,\ E = 0.96,\ L = 1.85,\ Q = 0.372,\ r_p = 0.25,\ r_a = 0.9$$

Вращающаяся черная дыра

Неэкваториальная орбита планеты в статической системе отсчета

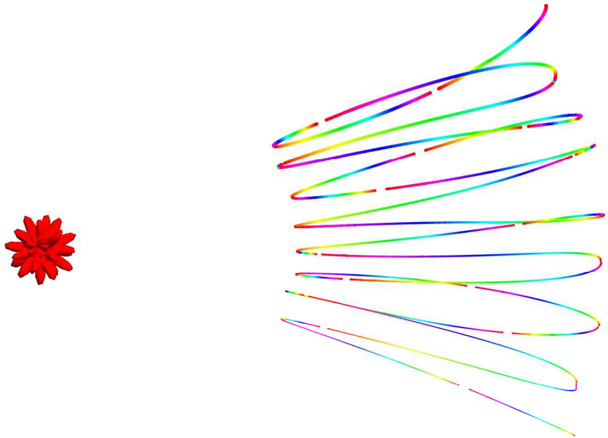




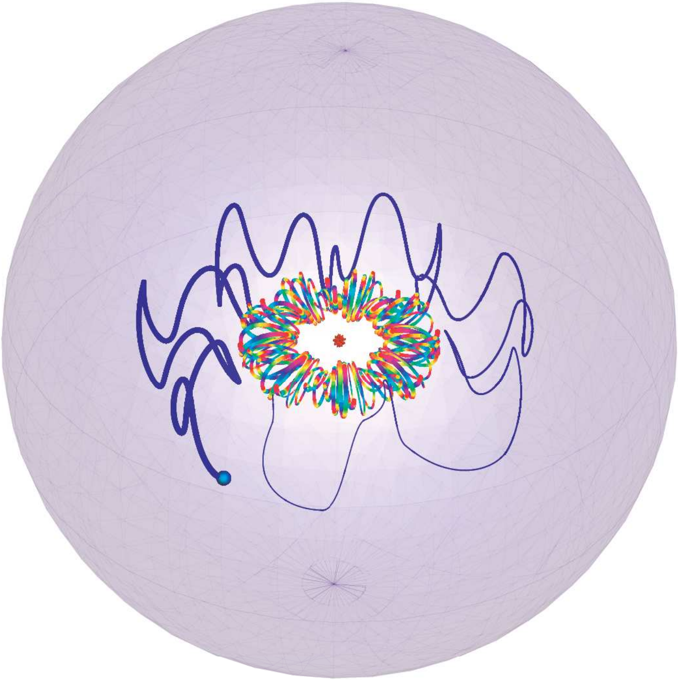


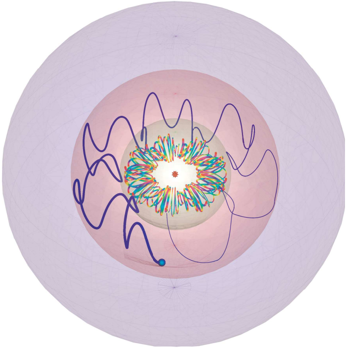
Орбита планеты во вращающейся системе отсчета $d\varphi_0 = d\varphi - \omega dt$

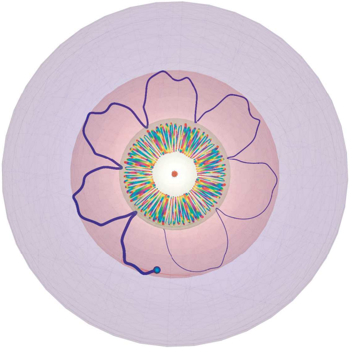
$a = 0.9982,\ e = 0,\ E = 0.96,\ L = 1.85,\ Q = 0.372,\ r_p = 0.25,\ r_a = 0.9$



Орбита фотона во вращающейся системе отсчета (вид с полюса)

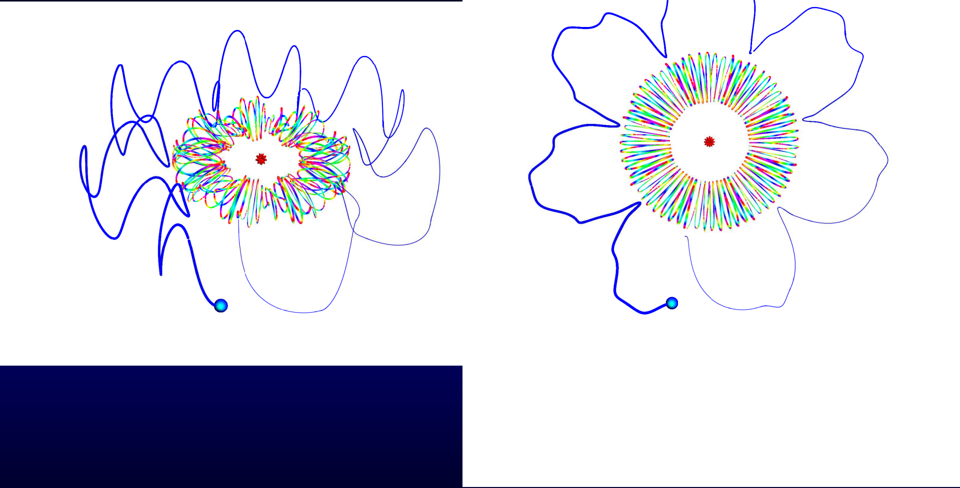






Орбита планеты и фотона во вращающейся системе отсчета

$a = 0.9982,\ e = 0.05,\ E = 0.568,\ L = 1.13,\ Q = 0.13,\ b = 1.38,\ q = 0.03$

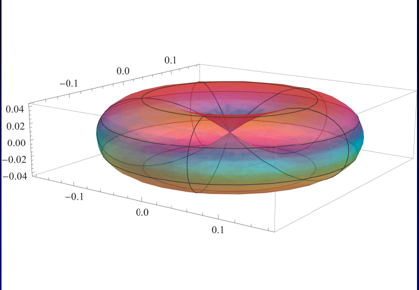


Орбита планеты и фотона во вращающейся системе отсчета

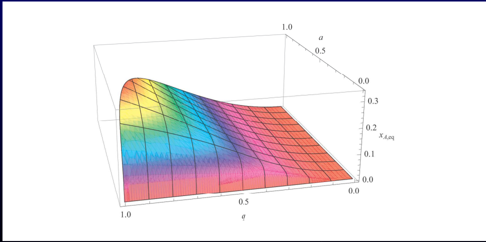
$a = 0.9982, \ e = 0.05, \ E = 0.568, \ L = 1.13, \ Q = 0.13, \ b = 1.38, \ q = 0.03$

Область нарушения причинности $\mathcal{A} < 0$

внутри черной дыры Керра-Ньюмена $a = 0.8,\ e = 0.59$

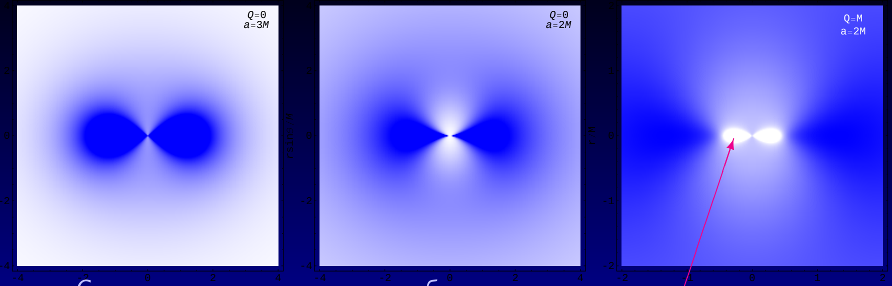


$$\mathcal{A} = (r^2 + a^2)^2 - a^2(r^2 - 2r + a^2 + e^2)\sin^2\theta$$



Максимальный радиус $r_{\mathcal{A},\mathrm{eq}}$ области $\mathcal{A} < 0$ в плоскости экватора

Скалярное поле в метрике Керра-Ньюмена



Стационарное распределение безмассового скалярного поля вокруг голой сингулярности Керра и Керра-Ньюмена

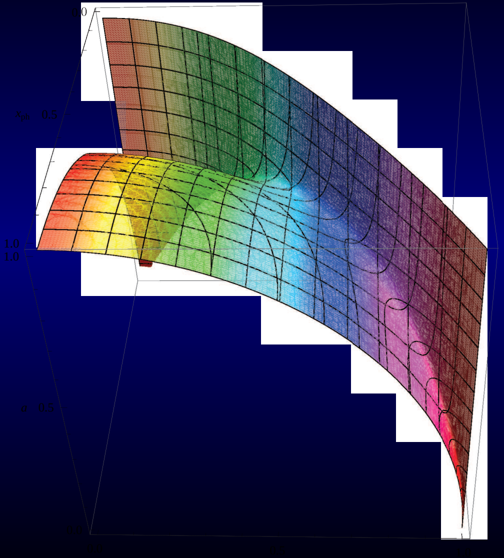
$$\Box\psi = 0, \quad T_{\mu\nu} = \psi_{,\mu}\psi_{,\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}g^{\rho\sigma}\psi_{,\rho}\psi_{,\sigma}, \quad p = \rho \equiv \frac{1}{2}\psi_{,\mu}\psi^{,\mu}$$

BCDE 2008

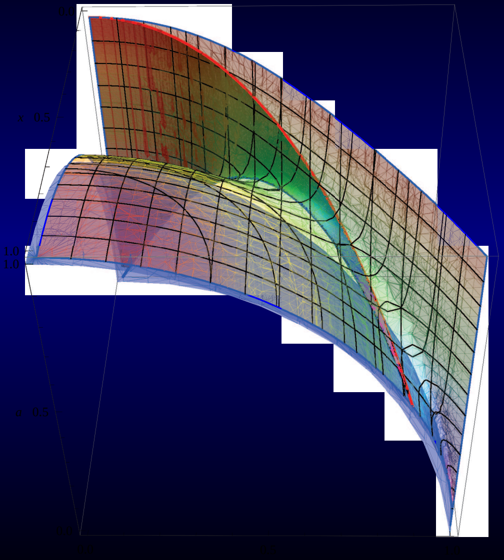
В случае Керра-Ньюмена $(a \neq 0,\ e \neq 0)$ вблизи центральной сингулярности (при $\mathcal{A} < 0$) нарушается причинность

B. Carter 1968

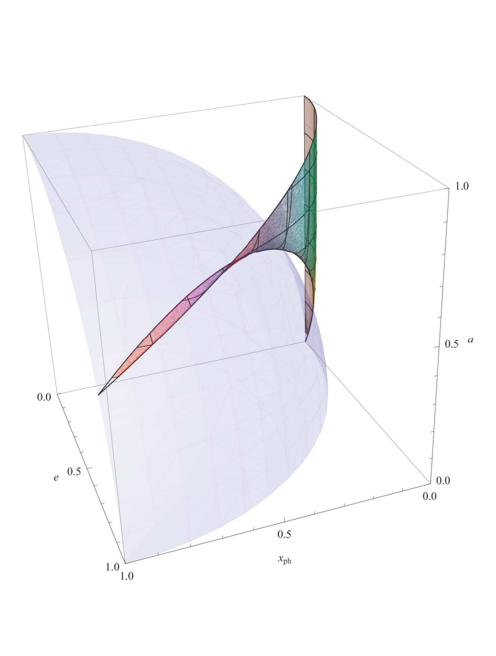
Область круговых (экваториальных) орбит фотонов внутри черной дыры (устойчивых и неустойчивых)



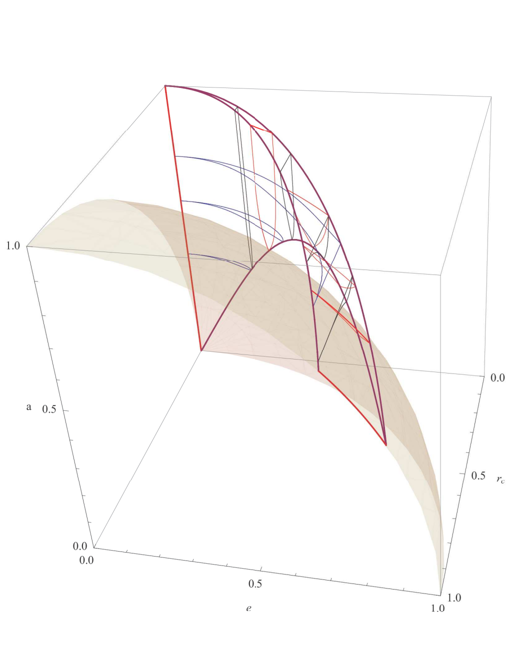
Область устойчивых круговых (экваториальных) орбит фотонов внутри черной дыры



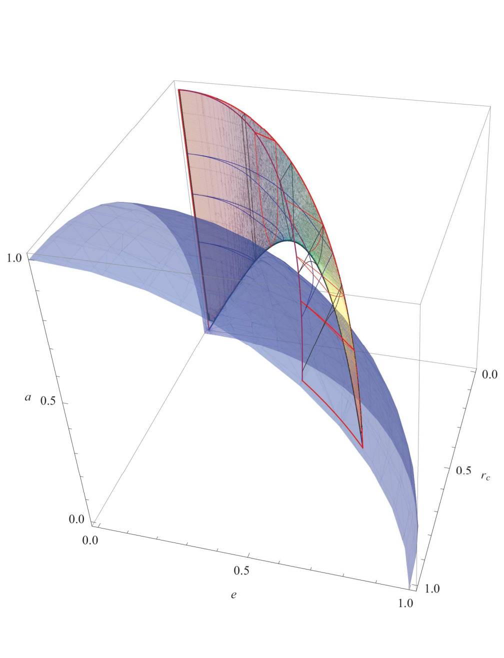
Область устойчивых круговых (экваториальных) орбит фотонов внутри черной дыры

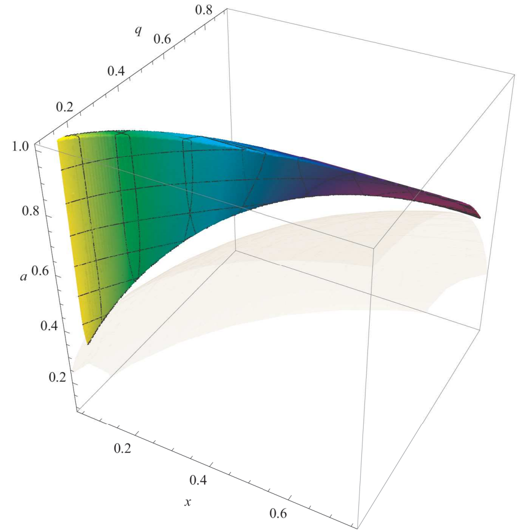


Область устойчивых круговых орбит нейтральных частиц внутри черной дыры



Область устойчивых круговых орбит нейтральных частиц внутри черной дыры

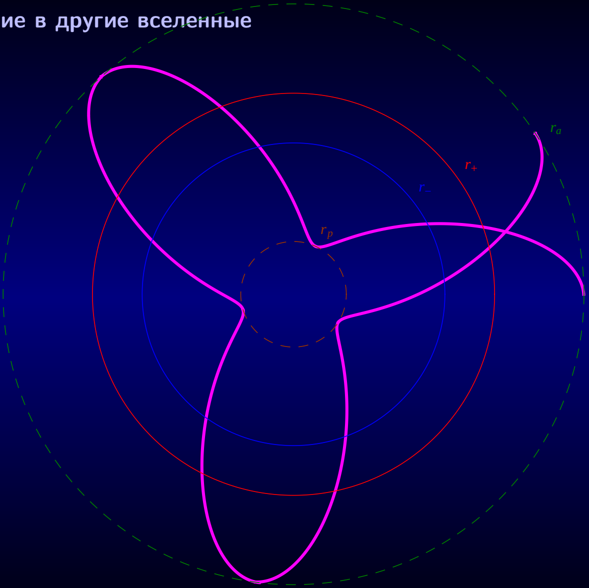




q
0.8
0.6
0.4
0.2
1.0
0.8
a
0.6
0.4
0.2
0.2
0.4
x
0.6

Эвакуация по мосту Эйнштейна-Розена

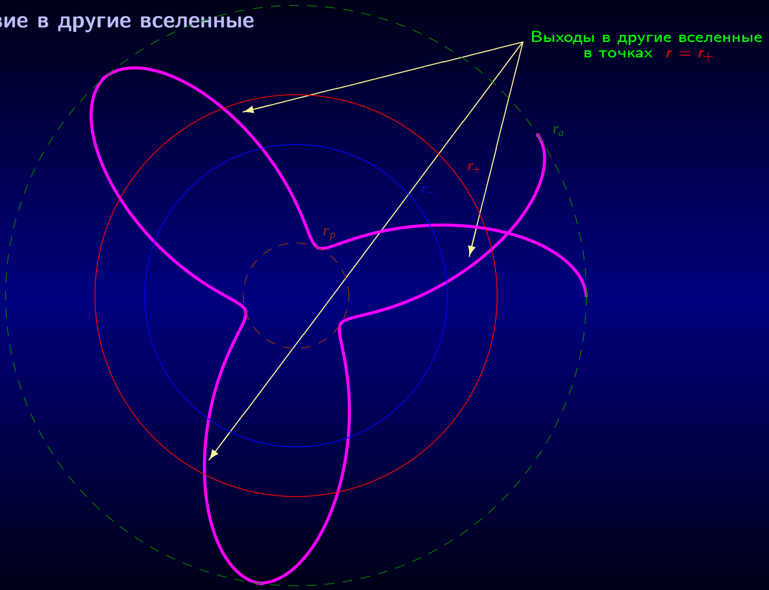
3D **путешествие в другие вселенные**



$$a = 0,\ e = 0.99,\ \epsilon = -1.5,\ E = L = 0.5,\ r_p = 0.29 < r_-,\ r_a = 1.65 > r_+$$

Эвакуация по мосту Эйнштейна-Розена

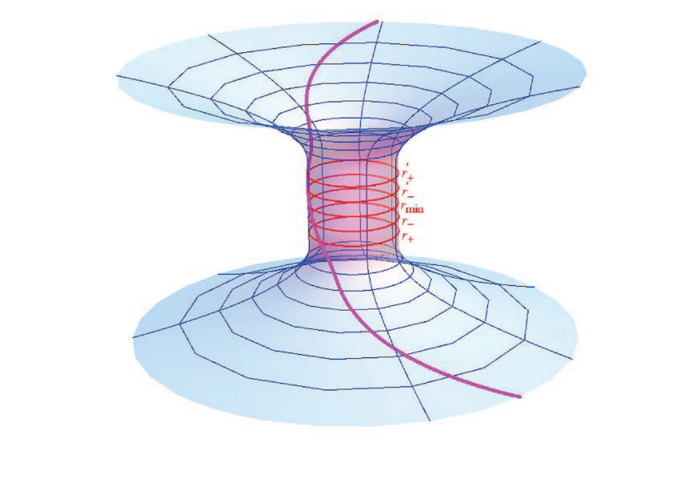
3D путешествие в другие вселенные



$$a = 0,\ e = 0.99,\ \epsilon = -1.5,\ E = L = 0.5,\ r_p = 0.29 < r_-,\ r_a = 1.65 > r_+$$

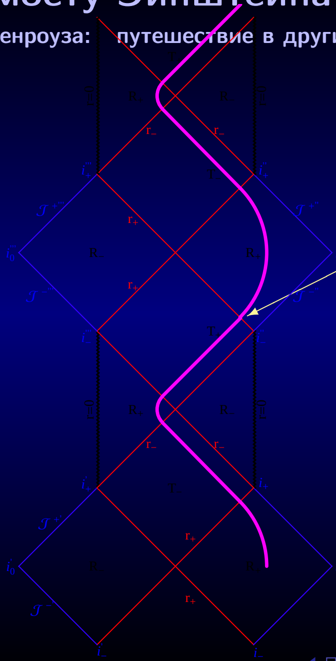
Эвакуация по мосту Эйнштейна-Розена

3D диаграмма погружения: путешествие в другие вселенные



Эвакуация по мосту Эйнштейна-Розена

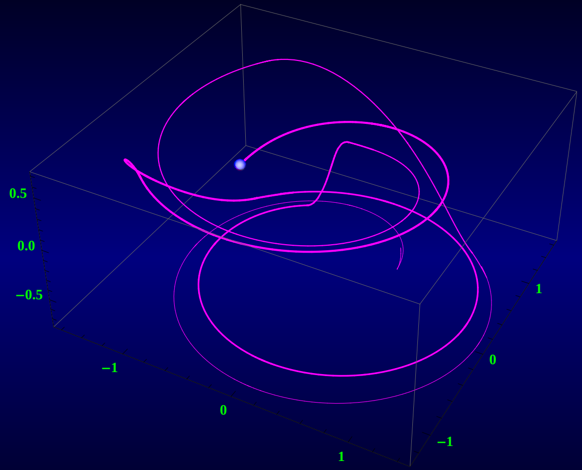
4D диаграмма Картера-Пенроуза: путешествие в другие вселенные

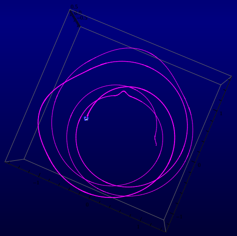


Выход из под горизонта $r = r_+$
в другую вселенную

Эвакуация по мосту Эйнштейна-Розена

3D путешествие в другие вселенные





$a = 0.9982,\ e = 0,\ \epsilon = 0,\ E = 0.75,\ L = 1.5,\ Q = 0.7, r_p = 0.75,\ r_a = 1.64$

Внутренность квантовой черной дыры?

Черный атом — черная дыра в качестве атомного ядра

- Стационарные состояния электронов и фотонов внутри черной дыры?
- Квантовые переходы (туннелирование) внутренних электронов и фотонов ‘наружу’?

По ту сторону горизонта событий черной дыры

В потустороннем мире можно жить

Выводы

- Внутри черных дыр существуют устойчивые периодические орбиты планет и фотонов (орбиты III рода)
- Устойчивые орбиты расположены под горизонтом Коши

Гипотезы

- Цивилизации III типа (по шкале Н. С. Кардашева) обитают внутри сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик
- Разрешение парадокса Э. Ферми (проблемы молчания Космоса): обитатели черных дыр наблюдают за внешней Вселенной, оставаясь невидимыми и неслышимыми
- Фальсифицировать существование орбит III рода можно из наблюдений белых дыр

Дополнительные бонусы жизни в потустороннем мире

Центральная сингулярность — источник энергии
Подсветка в ночное время от орбитальных фотонов
Собственная машина времени в области (‘$\mathcal{A} < 0$’ по Б. Картеру)
Использование ресурсов аккрецируемого извне вещества
Аккумулирование энергии вблизи внутренней поверхности горизонта Коши
Возможность эвакуации по мосту Эйнштейна-Розена

Ответы на все вопросы arXiv:1103.6140 [gr-qc]

Черные дыры – это массивные тела с размером, меньшим их собственного гравитационного радиуса (границы вылета света). Они возникают в результате гравитационного коллапса под действием собственного сильного гравитационного поля. Черные дыры могут иметь массы в очень широком диапазоне, – от масс элементарных частиц, до звездных и еще больших масс. Все вещество черной дыры сконцентрировано в чрезвычайно плотной центральной сингулярности. Гравитационное поле черной дыры максимально сильное. Приближаться к черной дыре без опасности быть затянутым внутрь можно лишь на минимальное расстояние, называемое гравитационным радиусом или горизонтом событий. Это воображаемая сферическая поверхность, на которой вторая космическая скорость достигает скорости света. В результате из под горизонта событий ничто, даже свет, на может вылететь наружу. Неизбежность существования черных дыр во Вселенной предсказывается общей теорией относительности Эйнштейна и основанной на ней космологии и теории эволюции космических объектов. Предсказывается, в частности, что черные дыры образуются в результате коллапса старых массивных звезд. В настоящее время известны десятки кандидатов в черные дыры звездных масс. Наиболее массивные кандидаты в черные дыры находятся в центрах практически всех галактик, включая нашу Галактику — Млечный Путь. Нынешние кандидаты в черные дыры перейдут в разряд реально существующих объектов, если будет экспериментально доказано существование у них горизонта событий. Гравитационное поле черной дыры вне горизонта событий почти такое же, как у обычных звезд. Если же черная дыра вращается, то стабильные периодические планетные орбиты существуют и под горизонтом событий. На внутренних по отношению к горизонту событий орбитах планеты движутся с околосветовыми скоростями. Более того, внутри вращающихся черных дыр существуют стабильные периодические орбиты и для фотонов. Вне черных дыр таких световых орбит нет. Внутри сверхмассивных кандидатов в черные дыры, наблюдаемых в ядрах галактик, приливные эффекты достаточно малы. На планетах внутри таких черных дыр в принципе может существовать жизнь. Более того, черные дыры в ядрах галактик — наиболее приемлемое место обитания продвинутых цивилизаций III типа в соответствие со шкалой цивилизаций Н. С. Кардашева. Обитая внутри черной дыры, цивилизация наблюдает за всей внешней Вселенной, оставаясь невидимой и неслышимой извне и обеспечивая себе безопасность от внешних угроз. Существование продвинутых цивилизаций по ту сторону горизонта событий черных дыр решает проблему 'великого молчания Космоса' (парадокс Э. Ферми). Дополнительные бонусы жизни в потустороннем мире черных дыр: центральная сингулярность в качестве мощного источника энергии, подсветка в ночное время от орбитальных фотонов, собственная машина времени вблизи центральной сингулярности (в области '$\mathcal{A} < 0$' по Б. Картеру), использование ресурсов падающего извне вещества, аккумулирование энергии вблизи внутренней поверхности горизонта Коши.