

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

В.П.Фролов



1968

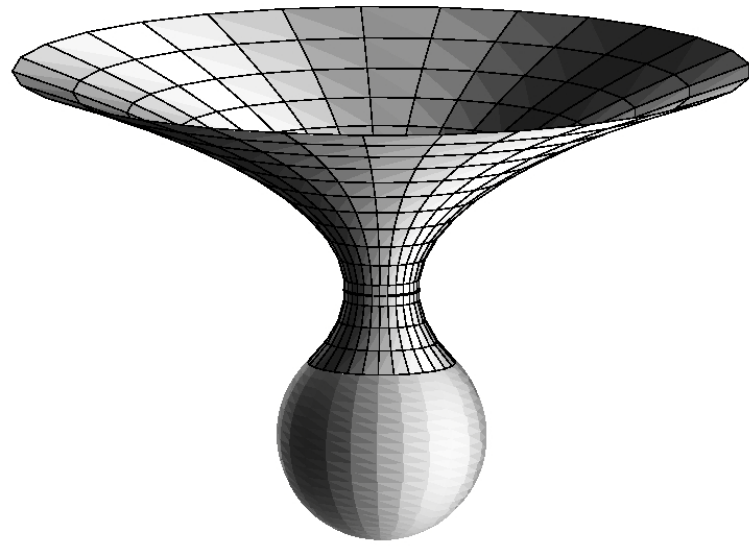
Открытие нейтронных звезд

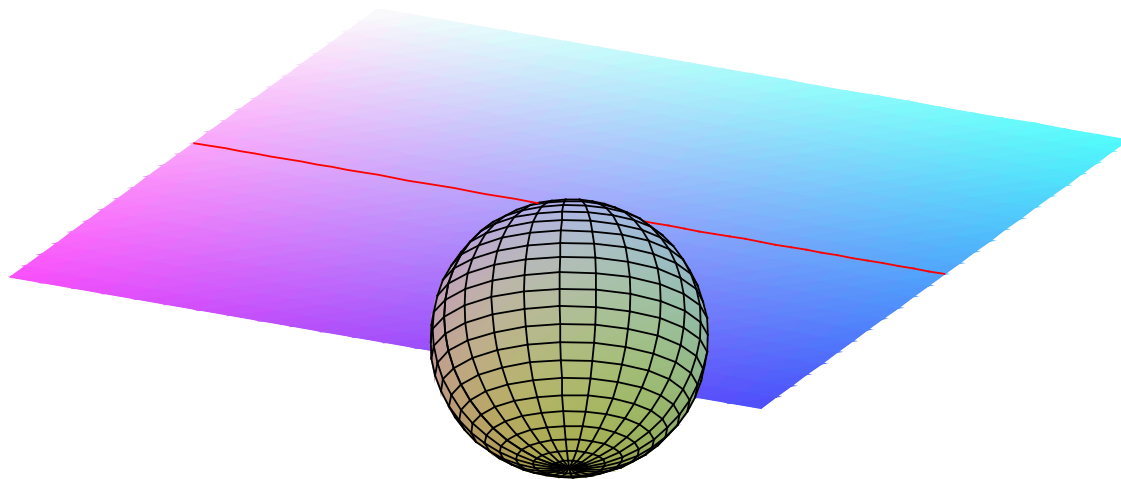
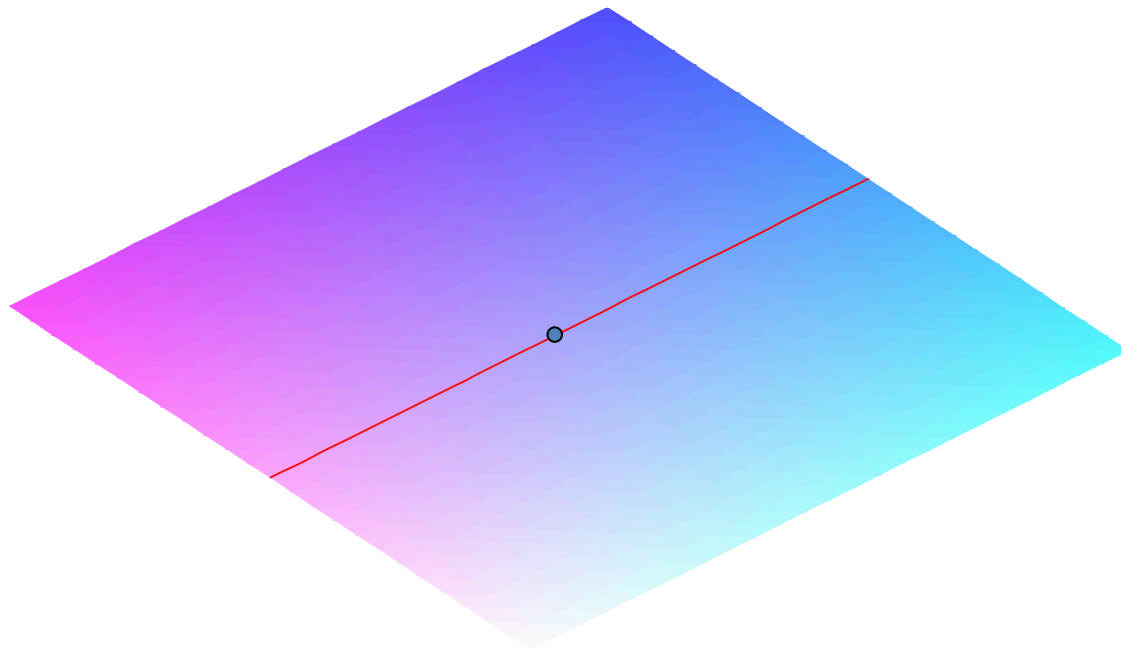
Уиллер ввел термин «черные дыры»

Первая встреча и начало работы с
М.А. Марковым









1970: Фридмоны

МЕТРИКА ЗАКРЫТОГО МИРА ФРИДМАНА, ВОЗМУЩЕННАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАРЯДОМ (к теории электромагнитных "фридмонов")*

1. ОБОБЩЕНИЕ РЕШЕНИЯ ТОЛМЕНА НА СЛУЧАЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ЗАРЯЖЕННОЙ ПЫЛЕВИДНОЙ МАТЕРИИ

Решение уравнений Эйнштейна для случая центрально-симметричного гравитационного поля в сопутствующей системе координат для пылевидной материи (давление $p = 0$) было найдено Р. Толменом [2].

Для ряда задач представляет интерес обобщение решения Толмена на случай электрически заряженной пылевидной материи. Как известно, закрытый мир Фридмана описывается частными решениями задачи Толмена. Известно также, что для заряженной материи метрика мира не может быть закрытой даже в том случае, если плотность материи превышает критическую плотность.

Возникает вопрос, как деформируется метрика закрытого мира Фридмана под влиянием, допустим, слабого возмущения ее присутствием электрического заряда. Ответ на поставленный вопрос должно дать совместное решение системы уравнений Эйнштейна–Максвелла

$$G_i^k \equiv R_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R = \frac{8\pi\kappa}{c^4} (T_i^k + E_i^k), \quad (1)$$

$$F_{,k}^{ik} = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^k} (\sqrt{-g} F^{ik}) = -\frac{4\pi}{c} j^i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x^l} + \frac{\partial F_{kl}}{\partial x^i} + \frac{\partial F_{li}}{\partial x^k} = 0. \quad (3)$$

* Теорет. и мат. физика. 1970. Т. 3, № 1. С. 3–16. Соавтор В.П. Фролов.



Краткая история черных дыр

1915: Уравнения Эйнштейна;

1916: Решение Шварцшильда;

1963: Решение Керра;

1972: ЧД в двойной системе—Cygnus X-1;

1974: Хокинг--Квантовое испарение ЧД;

В течение последних 20 лет накопилось много наблюдений, подтверждающих существование звездных и супермассивных ЧД. Яркий пример— ЧД дыра с массой 4 миллиона масс Солнца в центре нашей Галактики.

И наконец, 14 сентября 2015 года обе антенны LIGO зарегистрировали гравитационное излучение от слияния двух черных дыр с массой 29 и 36 солнечных масс и образование вращающейся ЧД с массой около 60 масс солнца.



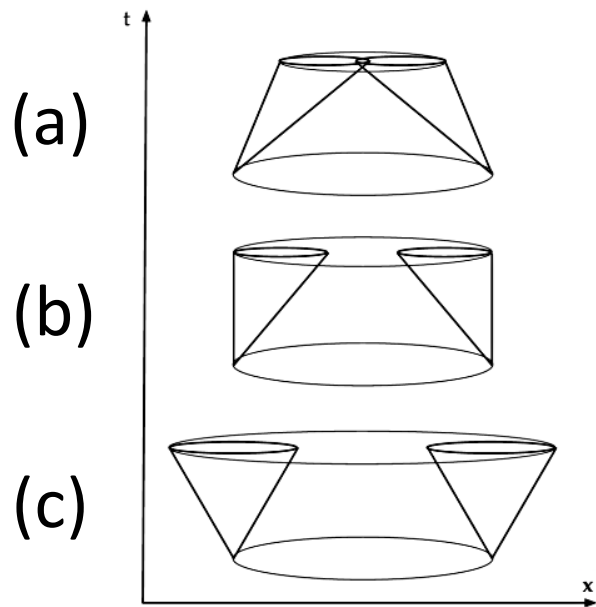
В теоретической физике ЧД имеют важное значение. Они выполняют роль своеобразного Розетского камня, позволяя тестировать новые идеи фундаментальной физики. Они постоянно были и до сих пор являются источником многих парадоксов.



Несингулярные черные дыры (1978-1981)



Видимый (apparent) горизонт



Свет испущенный двумерной поверхностью может либо уйти наружу (c), либо быть захвачен сильным гравитационным полем (a). В пограничной ситуации (b) говорят, что соответствующая поверхность есть видимый горизонт.



В классической физике если существует видимый горизонт, то автоматически существует и «настоящий» горизонт событий. В квантовой физике это уже не так. Может существовать видимый горизонт, а горизонта событий не быть.



SPHERICALLY SYMMETRIC COLLAPSE IN QUANTUM GRAVITY

V.P. FROLOV

P.N. Lebedev Physical Institute, Academy of Sciences, Moscow, USSR

and

G.A. VILKOVISKY

State Committee of Standards, Moscow, USSR

Received 27 July 1981

The problem of classical singularities is revised on the basis of the quantum-gravity effective equations. We find a simple rule for establishing the Birkhoff theorem in spherically symmetric problems. All exact solutions of the lagrangian with $C_{\alpha\beta\gamma\delta}^2$ are obtained. Spherically symmetric collapse of the thin null shell of mass M is considered in the framework of a local theory describing vacuum polarization effects. The boundary-value problem is set and the asymptotic solution is obtained. It is found that the shell collapses to $r = 0$ without the rise of a singularity, and begins expanding. The global behaviour of the solution is obtained for small M . For large M it is conjectured that the event horizon does not form, and the apparent horizon is closed. An object forms, possessing the observable properties of a black hole, but living a finite time.

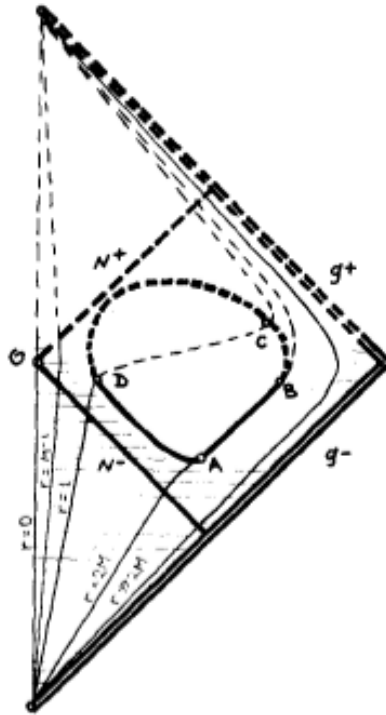
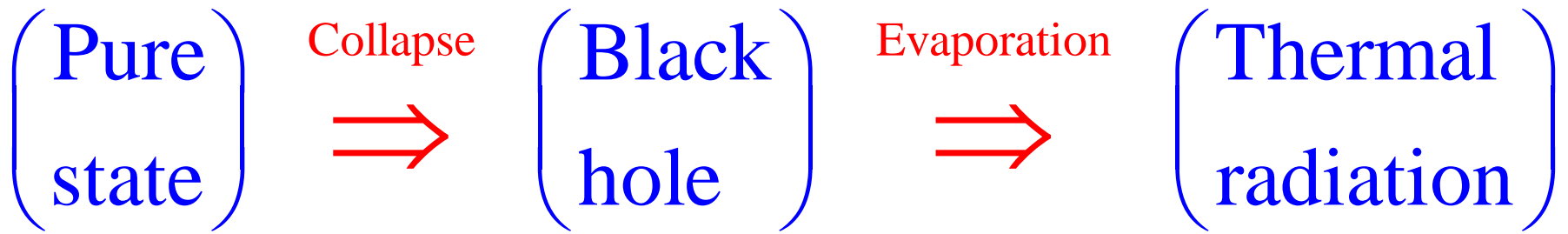


Fig. 1. Penrose diagram for the collapse of the null shell ($M \gg 1$). Solid (dashed) lines are used for the known (hypothetical) details of the picture. The shaded region is the region of validity of the obtained asymptotic solution. The line $N^- \cup N^+$ is the world line of the null shell. The closed and dashed bold line $ABCD$ is the apparent horizon. The light lines are the level lines $r = \text{const}$.



Information Loss Puzzle



Принцип эквивалентности в квантовой физике



Vacuum in a homogeneous gravitational field and excitation of a uniformly accelerated detector¹⁾

V. L. Ginzburg and V. P. Frolov

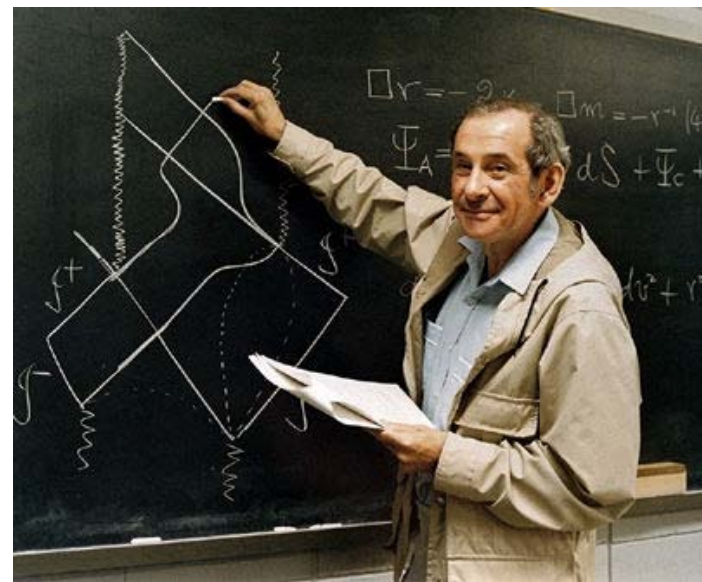
P. N. Lebedev Physics Institute, Academy of Sciences of the USSR
Usp. Fiz. Nauk **153**, 633–674 (December 1987)

The theory of quantum effects in uniformly accelerated frames of reference and in a homogeneous gravitational field is discussed. Ways of describing processes of excitation of, and radiation from, a uniformly accelerated detector in a uniformly accelerated and in an inertial frame of reference are compared. Particular attention is devoted to a discussion of the equivalence principle for quantum phenomena in connection with the excitation of a uniformly accelerated detector and a detector at rest in a homogeneous gravitational field.

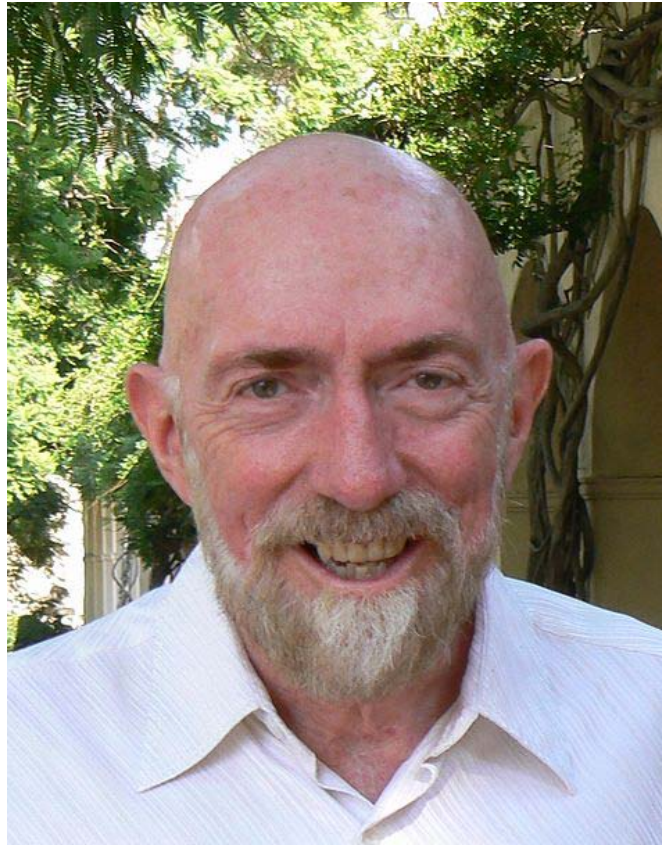
Equivalence
principle in
quantum domain



Гравитационное поле космических струн



Определение вакуума и частиц вблизи вращающейся черной дыры



Renormalized stress-energy tensor near the horizon of a slowly evolving, rotating black hole

Valery P. Frolov

*P. N. Lebedev Physical Institute, Leninsky Prospect 53, Moscow 117924, Union of Soviet Socialist Republics
and Department of Physics, University of British Columbia, Vancouver, British Columbia, Canada*

Kip S. Thorne

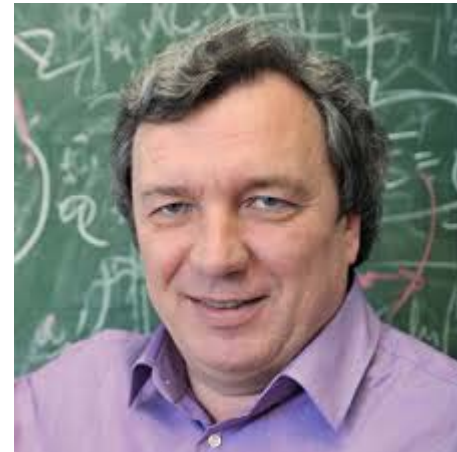
*Theoretical Astrophysics, California Institute of Technology, Pasadena, California 91125
and Physics Faculty, Moscow State University, Moscow, Union of Soviet Socialist Republics*

(Received 12 February 1988; revised manuscript received 22 June 1988)

The renormalized expectation value of the stress-energy tensor $\langle T_{\mu\nu} \rangle^{\text{ren}}$ of a quantum field in an arbitrary quantum state near the future horizon of a rotating (Kerr) black hole is derived in two very different ways: One derivation (restricted for simplicity to a massless scalar field) makes use of traditional techniques of quantum field theory in curved spacetime, augmented by a variant of the “ η formalism” for handling superradiant modes. The other derivation (valid for any quantum field) uses the equivalence principle to infer, from $\langle T_{\mu\nu} \rangle^{\text{ren}}$ in flat spacetime, what must be $\langle T_{\mu\nu} \rangle^{\text{ren}}$ near the hole’s horizon. The two derivations give the same result—a result in accord with a previous



Рождение вселенной внутри черной дыры (1989—1990)



“If the Hell exists the best place
for it is in the Black Hole Interior”

«Если Ад действительно существует,
то самое подходящее место для него
внутри черной дыры.»



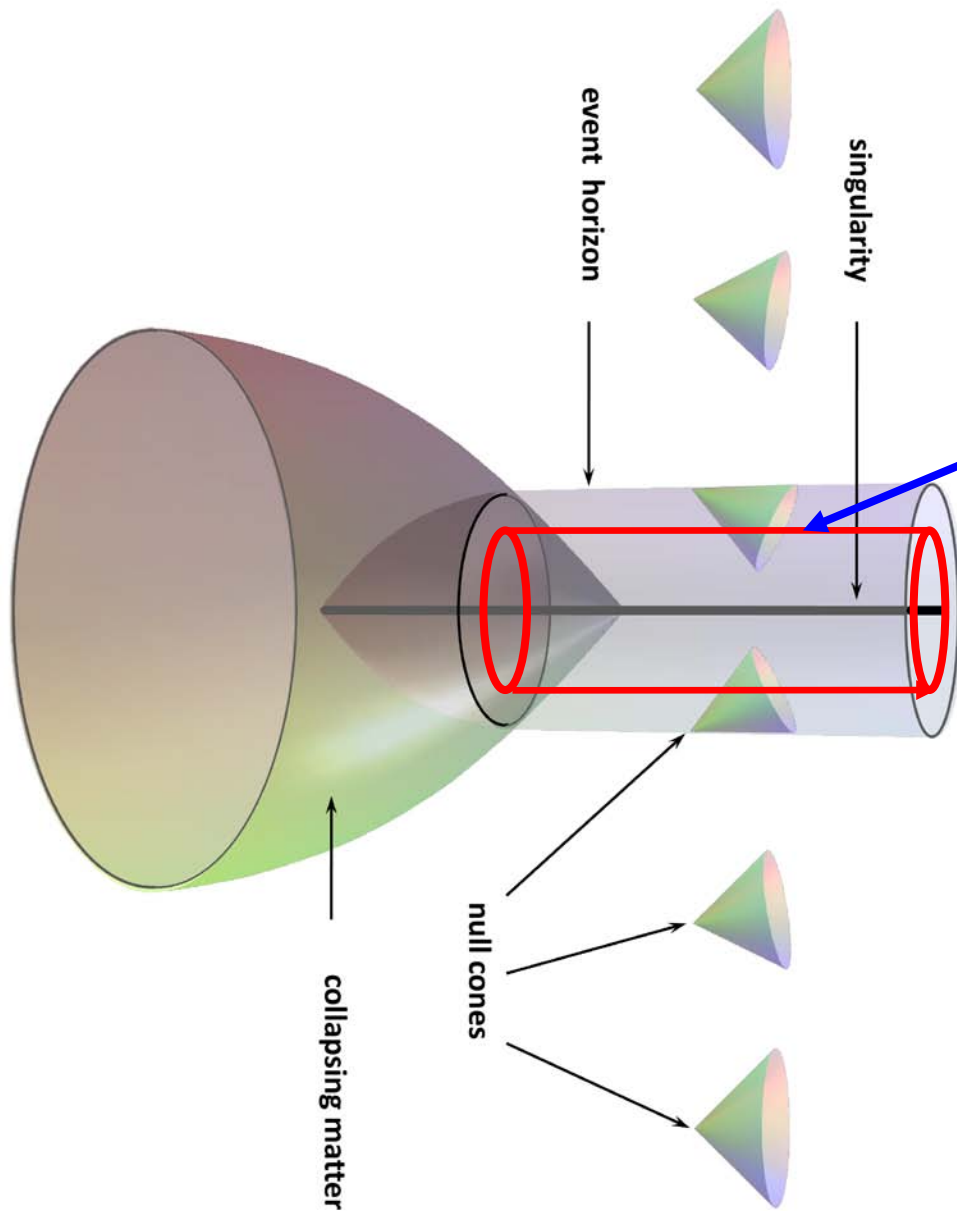
Gravitational radius is $r_g = \frac{2GM}{c^2}$.

"The spatial volume inside the black hole is $\propto r_g^3$ ".

Is this right?

No, this is completely wrong!





r plays the role
of time inside BH

Slice $r = \text{const}$ has
topology $S^2 \times R$

Spatial volume

$$\square r_g^2 \times (t/c) \gg r_g^3$$

Contracting
anisotropic universe



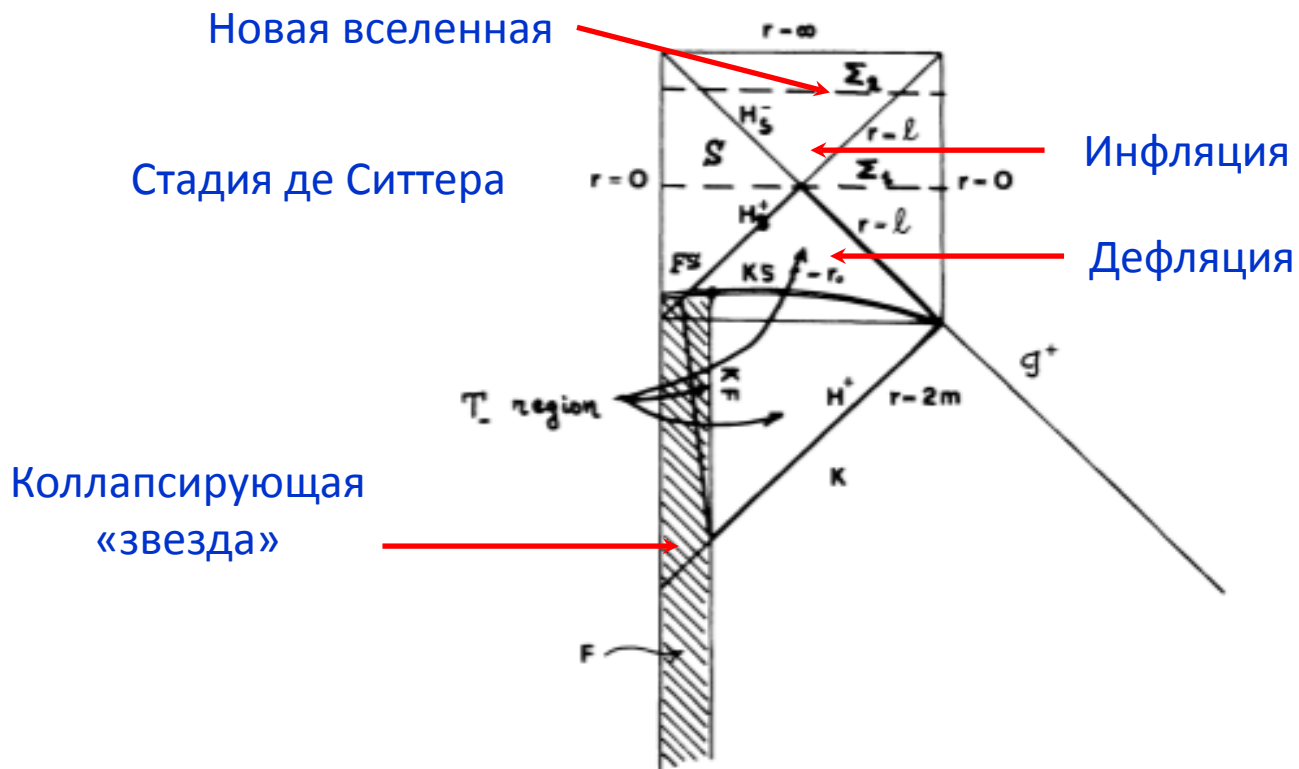


FIG. 6. Conformal diagram for the spacetime of a black hole formed by a collapsing spherically symmetric dust cloud. The domains corresponding to the Schwarzschild-Kruskal, Friedmann, and de Sitter solutions are denoted by K , F , and S , respectively. The boundaries FK , FS , and KS which separate these domains are also shown.



Копенгаген 1992-1993



Приливное разрушение компактных звезд в поле черной дыры

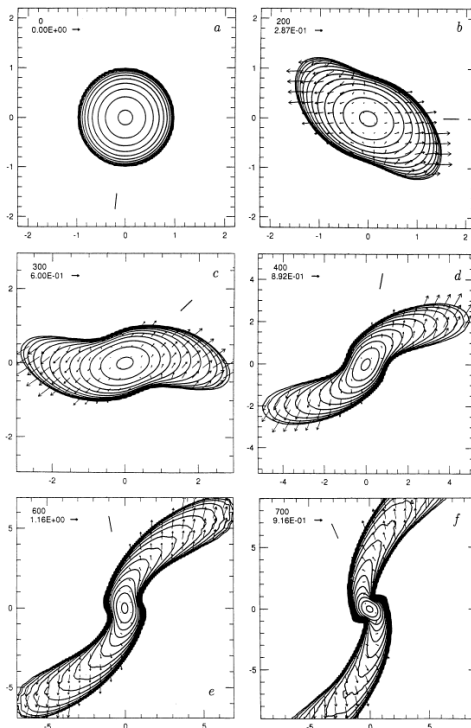


FIG. 1.—Density contours in the equatorial (X - Y) plane, and the velocity field for the encounter N1. Results are presented in units in which $G = M_{\text{BH}} = R_{\text{WD}} = 1$. The time step number and the velocity scale are shown in the upper left corner of each frame. The innermost contour corresponds to 90% of the central density, and at successive contours the density decreases by a factor of 2. The short thick line in each frame indicates the direction to the black hole (BH). Frames are obtained in two runs with different spatial resolution. Frames (a)–(c) are computed on the uniformly expanding grid. Frames (d)–(f) are computed on the grid expansion of which was stopped in order to get better resolution of the stellar core. The frame (f) belongs to the first run, and shows the geometry of the jets at the end of the computation. The core is not well resolved in this frame. The two last frames, (j) and (k), show the density contours and the velocity field in the Y - Z and X - Z planes, passing through the center of the star, for the moments of time corresponding to frame (f). Times corresponding to the various frames are (a) 4.87, (b) 0, (c) 1.35, (d) 3.24, (e) 5.34, (f) 8.18, (g) 12.52, (h) 15.34, (i) 17.62, and (j) 38.95.

«Relativistic tidal interaction of a white dwarf with a massive black hole»

Frolov, V. P., Khokhlov, A. M., Novikov, I. D., & Pethick, C. J.

Astrophysical Journal, vol. 432, p. 680-689, (1994)



Энтропия черной дыры как “entanglement phenomenon”

“Quantum source of entropy for black holes”, Bombelli, Koul, Lee, and Sorkin, Phys.Rev. D34, 373 (1986)

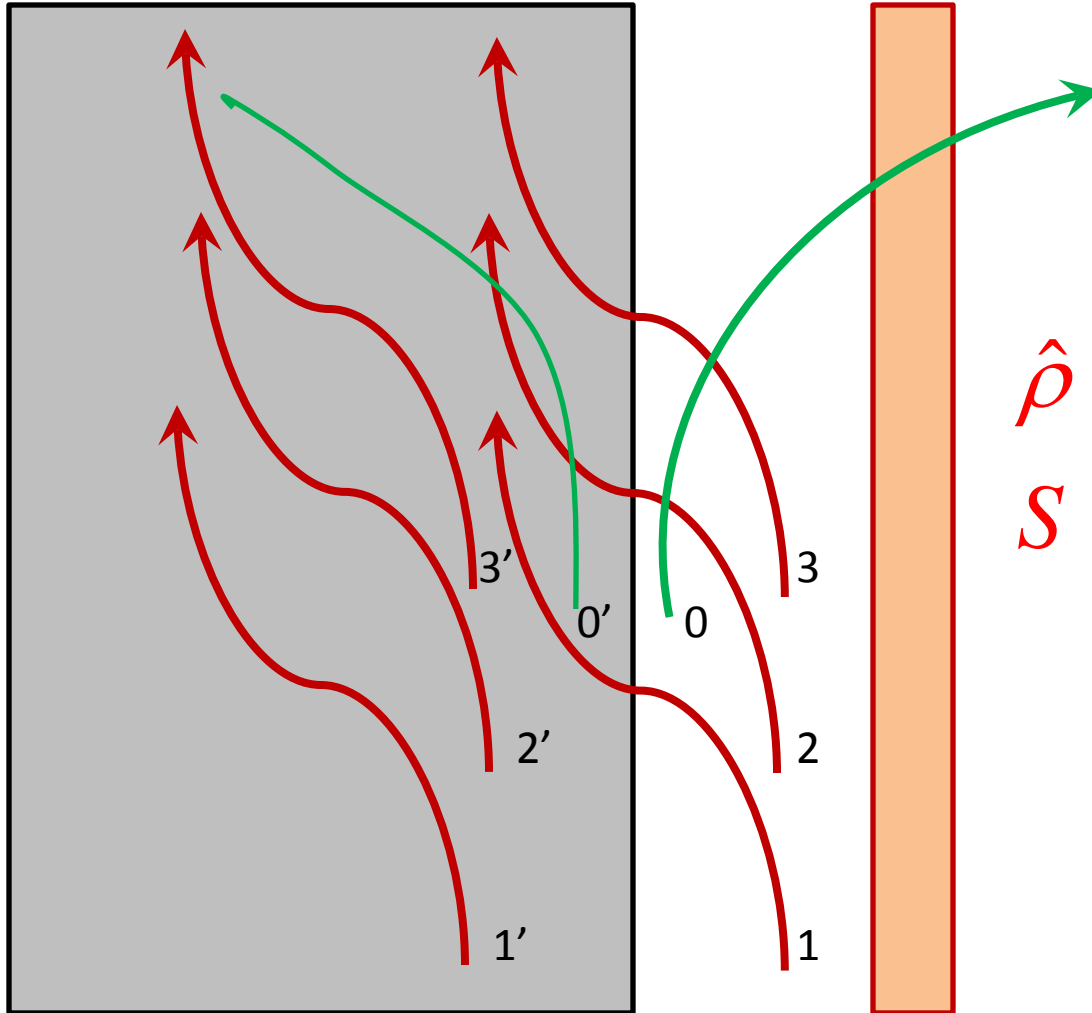
“Entropy and Area”, by M. Srednicki, Phys. Rev. Lett. 71, 666 (1993).

“Dynamical origin of the entropy of a black hole” by Frolov and Novikov, Phys.Rev. D48, 4545 (1993)



Black Hole

Potential
barrier



$$\hat{\rho} = Tr^{(0)} \hat{\rho}_{vacuum};$$
$$S = -Tr(\hat{\rho} \ln \hat{\rho})$$

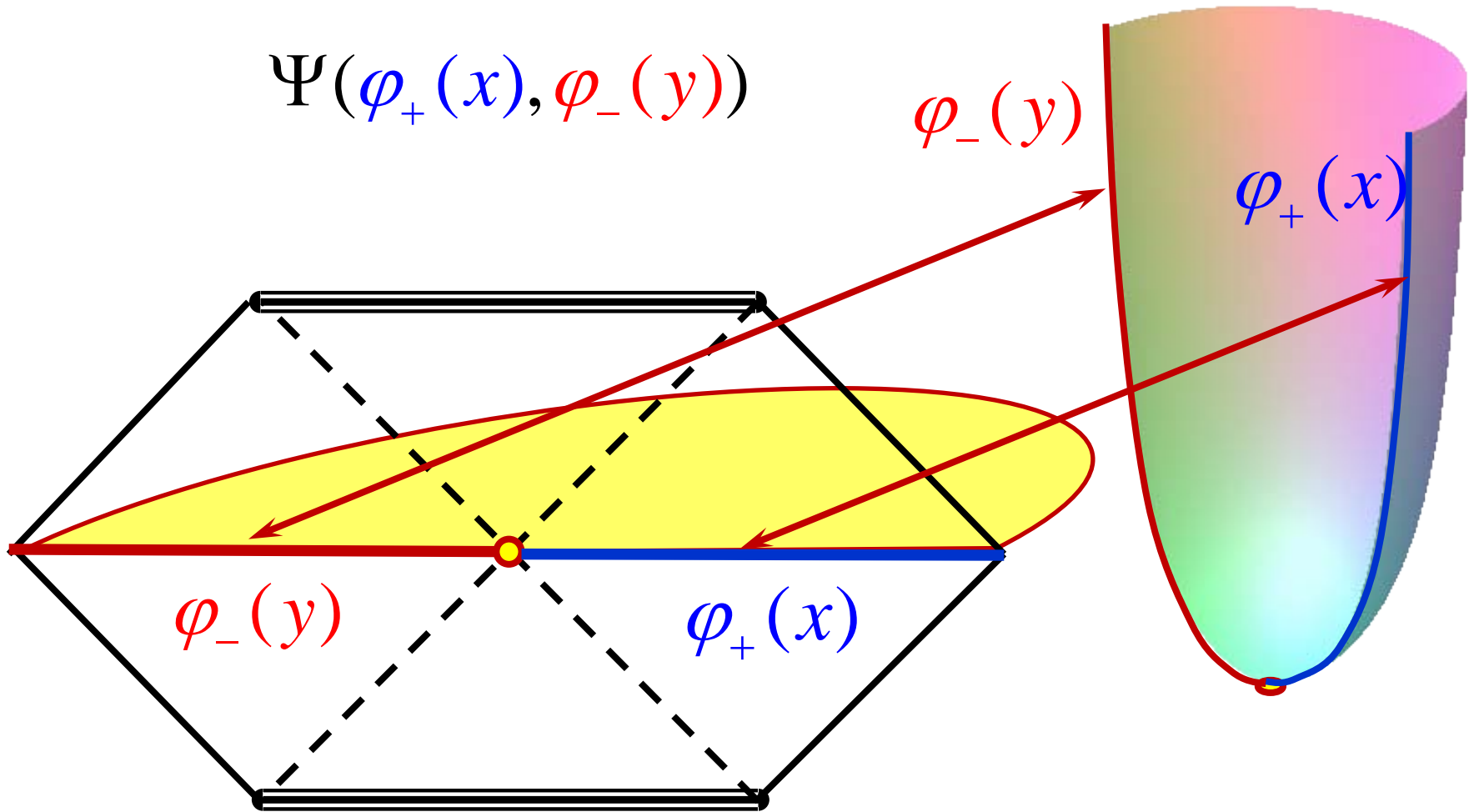


Волновая функция черной дыры - 1995



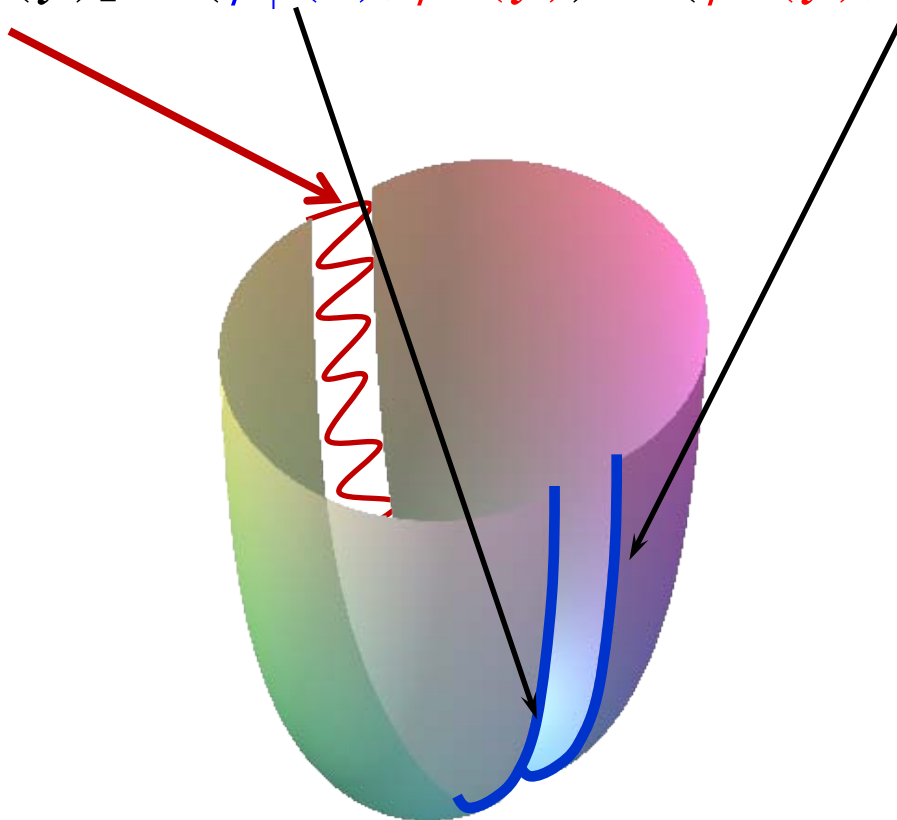
$$\varphi(\vec{x}) = \varphi_+(x) + \varphi_-(y)$$

$$\Psi(\varphi_+(x), \varphi_-(y))$$



Матрица плотности для квантовых полей вблизи ЧД

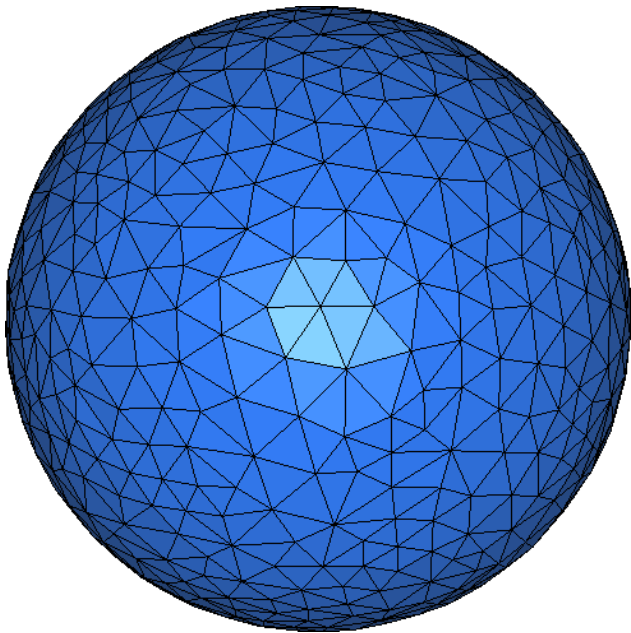
$$\rho(\varphi_+(x), \varphi_+(x')) \square \int [D\varphi_-(y)] \Psi(\varphi_+(x), \varphi_-(y)) \Psi(\varphi_-(y), \varphi_+(x'))$$

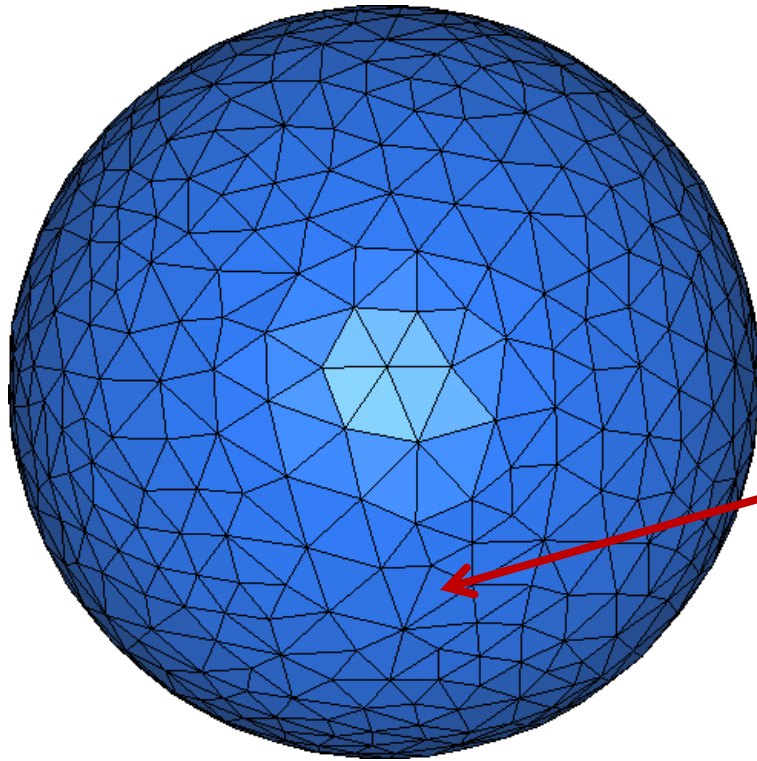


Статистическая механика ЧД и проблема ЧД энтропии

What are microscopical degrees of freedom responsible for BH entropy $S = \frac{A}{4 l_{Pl}^2}$?

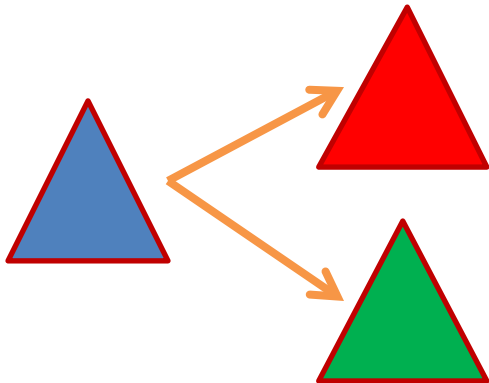
Entropy of Milky Way BH is larger
than the entropy of the visible Universe





$$S_{BH} = \frac{A}{a^2}, \quad a = 2l_{Pl}$$

a



There exists $\square = 2^N$ 2-colored triangulations of the sphere for N-mono colored one. Entropy S is:
 $S = \ln \square = N \ln 2$

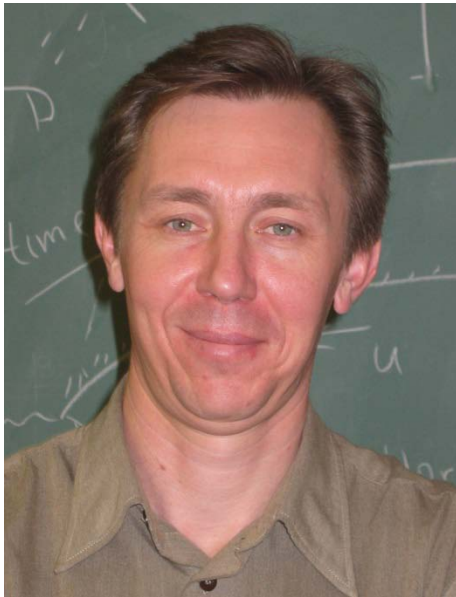


Universality problem: BH is determined by low energy physics parameters

BH is a ground (vacuum) state of classical gravitational field \Rightarrow gravity should be an emergent phenomenon



Энтропия черной дыры и индуцированная гравитация Сахарова [‘97-’98]



$$\exp(-W[g]) = \int D\Phi_i \exp(-I[\Phi_i, g])$$

$$I[\Phi_i, g] = \sum_s I[\phi_s, g] + \sum_f I[\phi_f, g]$$

$$p(z) = \sum_s m_s^{2z} - 4 \sum_f m_f^{2z},$$

$$q(z) = \sum_s m_s^{2z} (1 - 6\xi_s) + 2 \sum_f m_f^{2z},$$

$$p(0) = p(1) = p(2) = p'(2) = 0; \quad q(0) = q(1) = 0$$

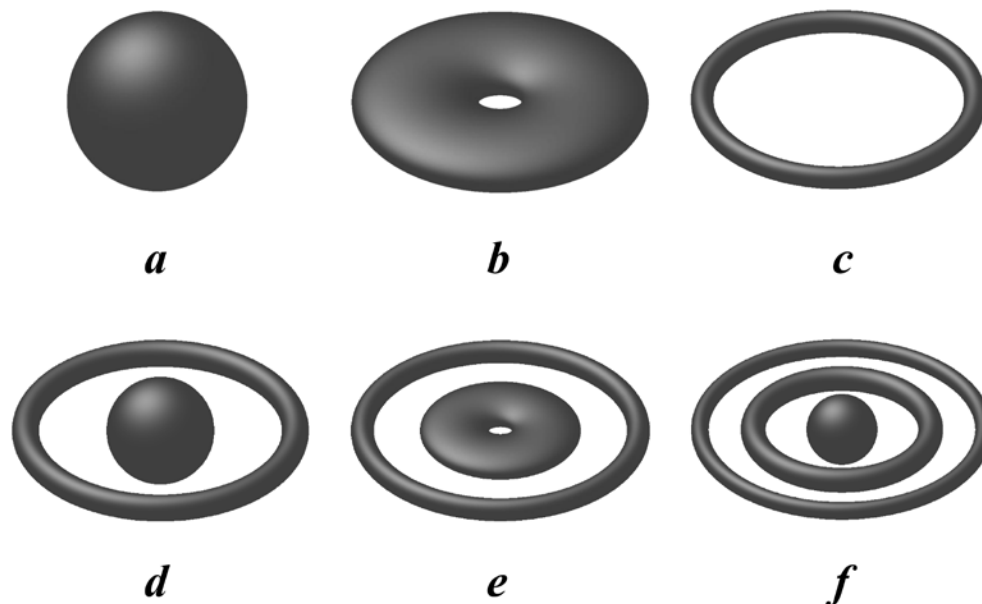
$$G^{-1} = \frac{1}{12\pi} q'(1) \Rightarrow \quad S = \frac{A}{4G}$$

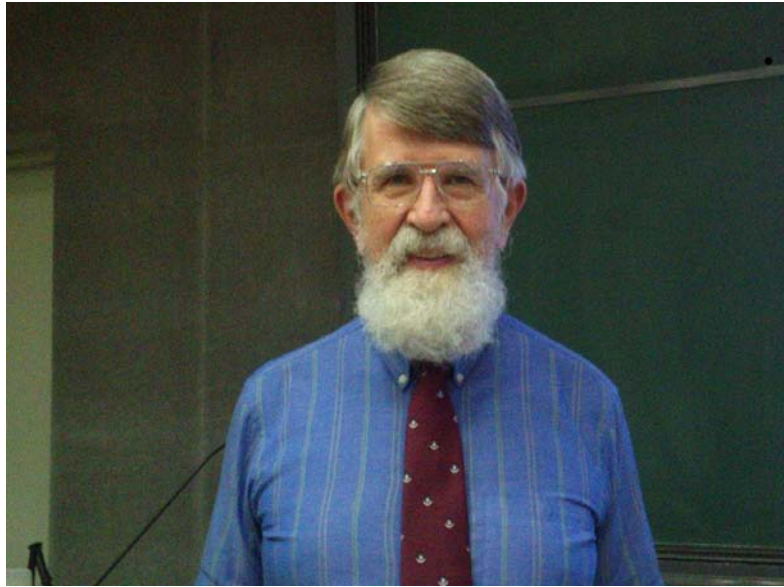


Многомерные черные дыры:

Два сюрприза:

1. Топология горизонта может быть отличной от сферической [Emparan and Reall, 2002]





2. Свойства многомерных ЧД со сферической топологией горизонта во многом схожи со свойствами керровской черной дырой:

- а) Уравнения геодезических полностью интегрируемы;
- б) Уравнения Гамильтона-Якоби и многие другие волновые уравнения допускают полное разделение переменных;
- в) Описан новый (бесконечный) класс полностью интегрируемых динамических систем;

Эти свойства связаны с существованием объекта, открытого в 2007 году в нашей работе с Давидом Кубизнаком.



Другие проблемы:

- Точные решения;
- Кротовые норы;
- Машина времени;
- Взаимодействие ЧД со струнами и бранами;
- Гиратоны
- Собственная энергия заряженных частиц в поле ЧД;
- Физика ЧД с магнитным полем;
- Ghost-free гравитация и ЧД



Я благодарен судьбе за то, что мне довелось жить в это интересное время, работать в такой увлекательной области физики и повстречаться и работать вместе со многими замечательными людьми.

Еще раз благодарю за присуждение мне премии Маркова. Я также благодарю всех собравшихся сегодня в этом зале.

Спасибо за внимание.

