Генерация нейтрино высоких и сверхвысоких энергий в ядрах активных галактик

Вячеслав Иванович Докучаев

ИЯИ РАН

ВККЛ ОИЯИ Дубна 29 июня — 03 июля 2026

1. Стандартная модель в физике частиц

2. Стандартная модель в астрофизике: космология высокой точности

Распространено мнение, что мы понимаем почти все физические процессы в наблюдаемой Вселенной за исключением физики космических лучей сверхвысоких энергий (включая нейтрино)

Сверхмассивные черные дыры в ядрах галактик являются очень важными объектами в наблюдаемой Вселенной, претендующими на роль источников космических лучей сверхвысоких энергий, а также гигантских релятивистских струй из ядер активных галактик. Существующие модели ускорения космических лучей в ядрах активных галактик претендуют на объяснение феномена космических лучей сверхвысоких энергий.

Разрабатываются методы экспериментальной проверки проверки (или фальсификации) этих моделей.

Механизм (или процесс) Блэндфорда-Знайека

Знаменитый процесс или механизм Блэндфорда-Знайека (**Blandford R.D., Znajek R.L. Mon.Not.R.Astr.Soc. 179 433 (1977)**) объясняет возникновение релятивистских струй от аккрецирующей вращающейся черной дыры Керра при протекании электрического тока через горизонт событий черной дыры.

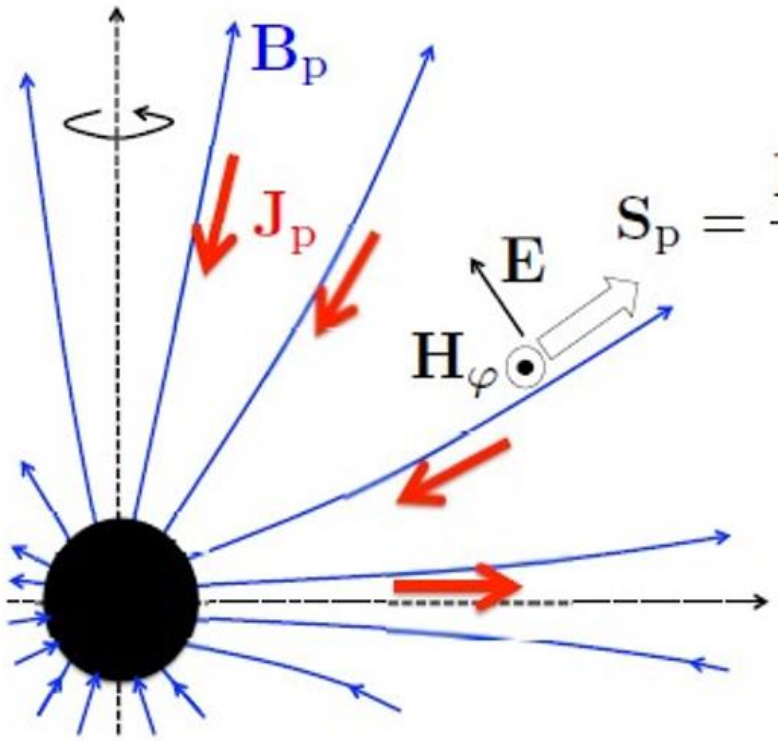
Механизм (или процесс) Блэндфорда-Знайека

Знаменитый процесс или механизм Блэндфорда-Знайека (Blandford R.D., Znajek R.L. Mon.Not.R.Astr.Soc. 179 433 (1977)) объясняет возникновение релятивистских струй от аккрецирующей вращающейся черной дыры Керра при протекании электрического тока через горизонт событий черной дыры.

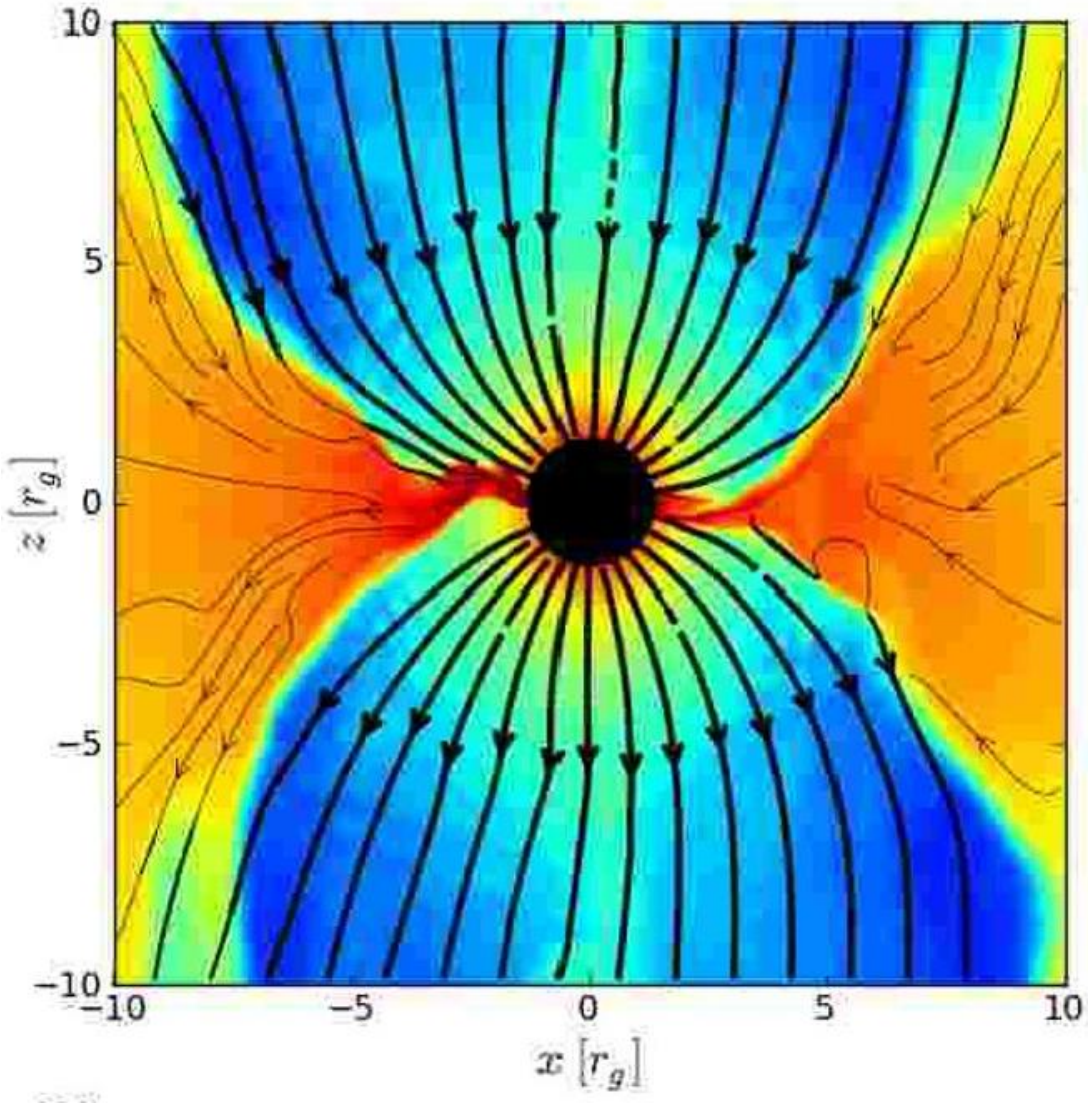
Работоспособность процесса Блэндфорда-Знайека в настоящее время подтверждена многочисленными численными симуляциями на самых мощных в мире суперкомпьютерах МГД аккреции в гравитационном поле вращающейся черной дыры Керра

МГД в рамках Общей Теории Относительности

Процесс Блэндфорда-Знайека



$$\mathbf{S}_\mathrm{p} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}_\varphi}{4\pi}$$



Мощное излучение аккреционного диска даже вблизи горизонта событий черной дыры за счет процесса Блэндфорда-Знайека

Генерация потока энергии электромагнитного поля вдоль оси вращения замагниченной черной дыры Керра, когда через горизонт событий черной дыры протекает радиальный электрический ток.

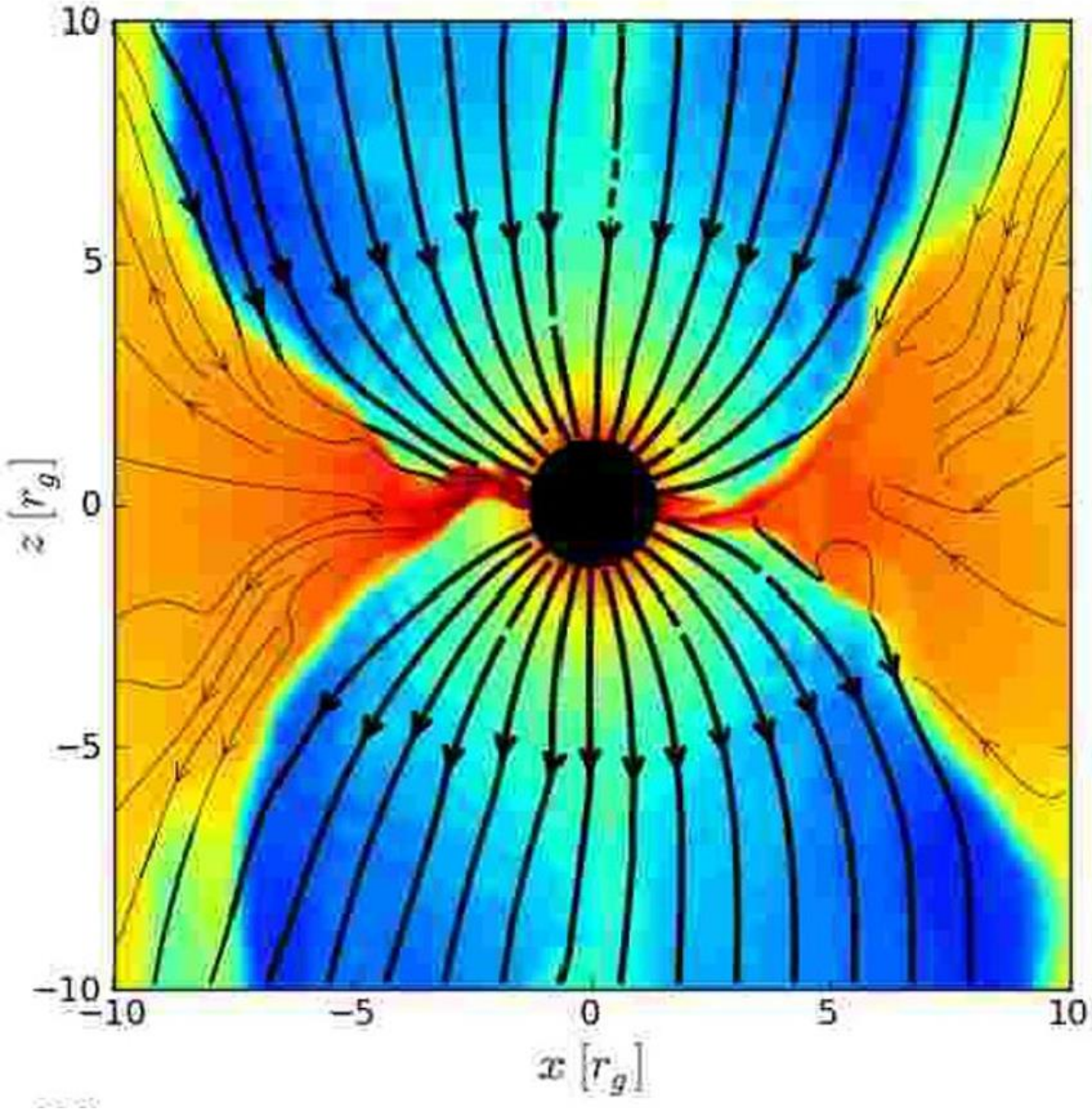
Этот электрический ток генерирует релятивистские струи вдоль оси вращения черной дыры и прогревает аккреционный диск вплоть до горизонта событий.

За счет механизма Блэндфорда-Знайека генерируются две противоположно направленные релятивистские струи, переносящие электромагнитную энергию в виде вектора плотности потока энергии электромагнитного поля Умова — Пойнтинга

$$W = \frac{c}{4\pi}[E \times H]$$

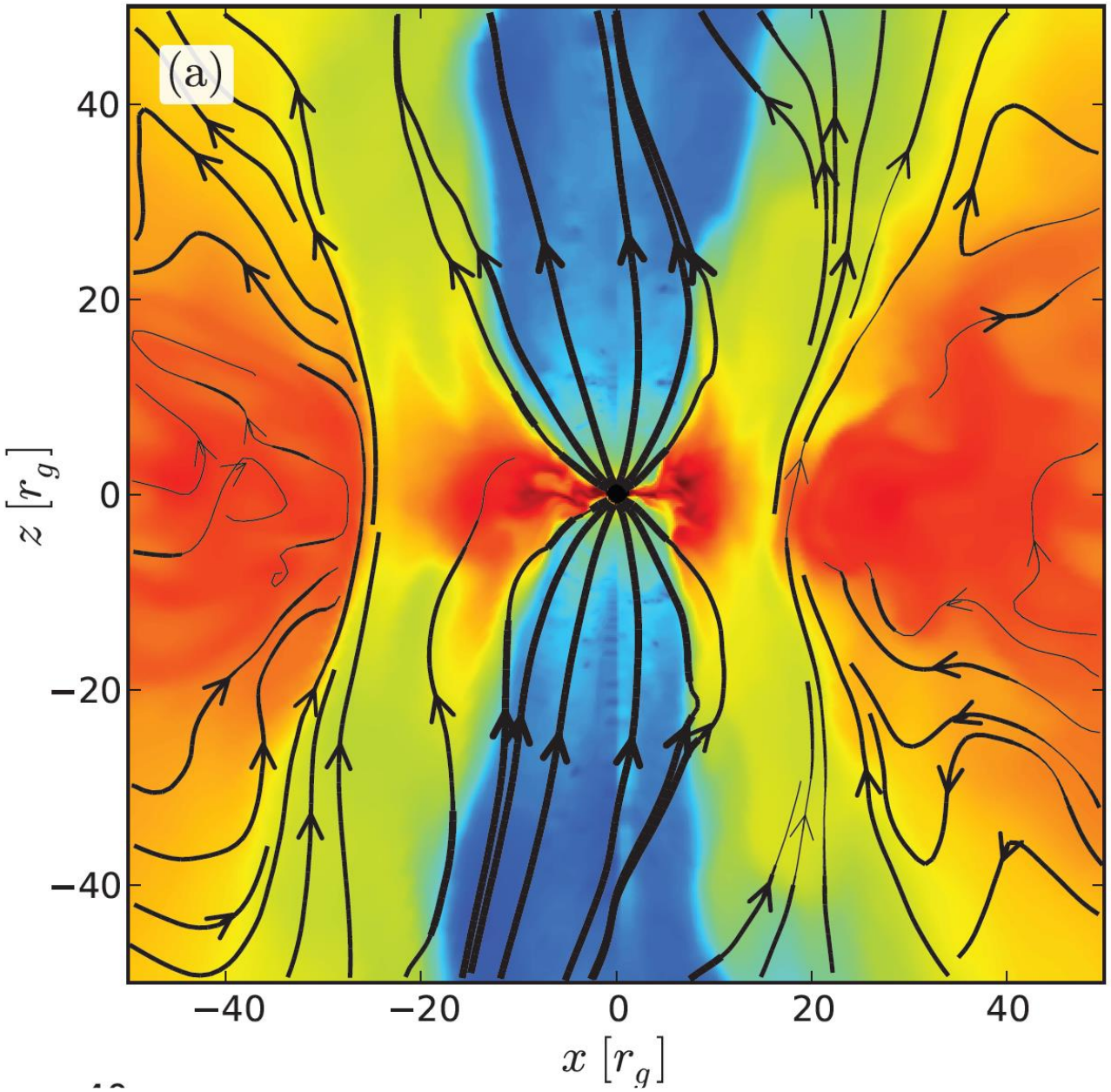
вдоль оси вращения черной дыры. E и H – соответственно вектора напряженностей электрического и магнитного поля в струе.

Повторяем, что высокая эффективность механизма Блэндфорда-Знайека подтверждается современными симуляциями на самых мощных в мире суперкомпьютерах.

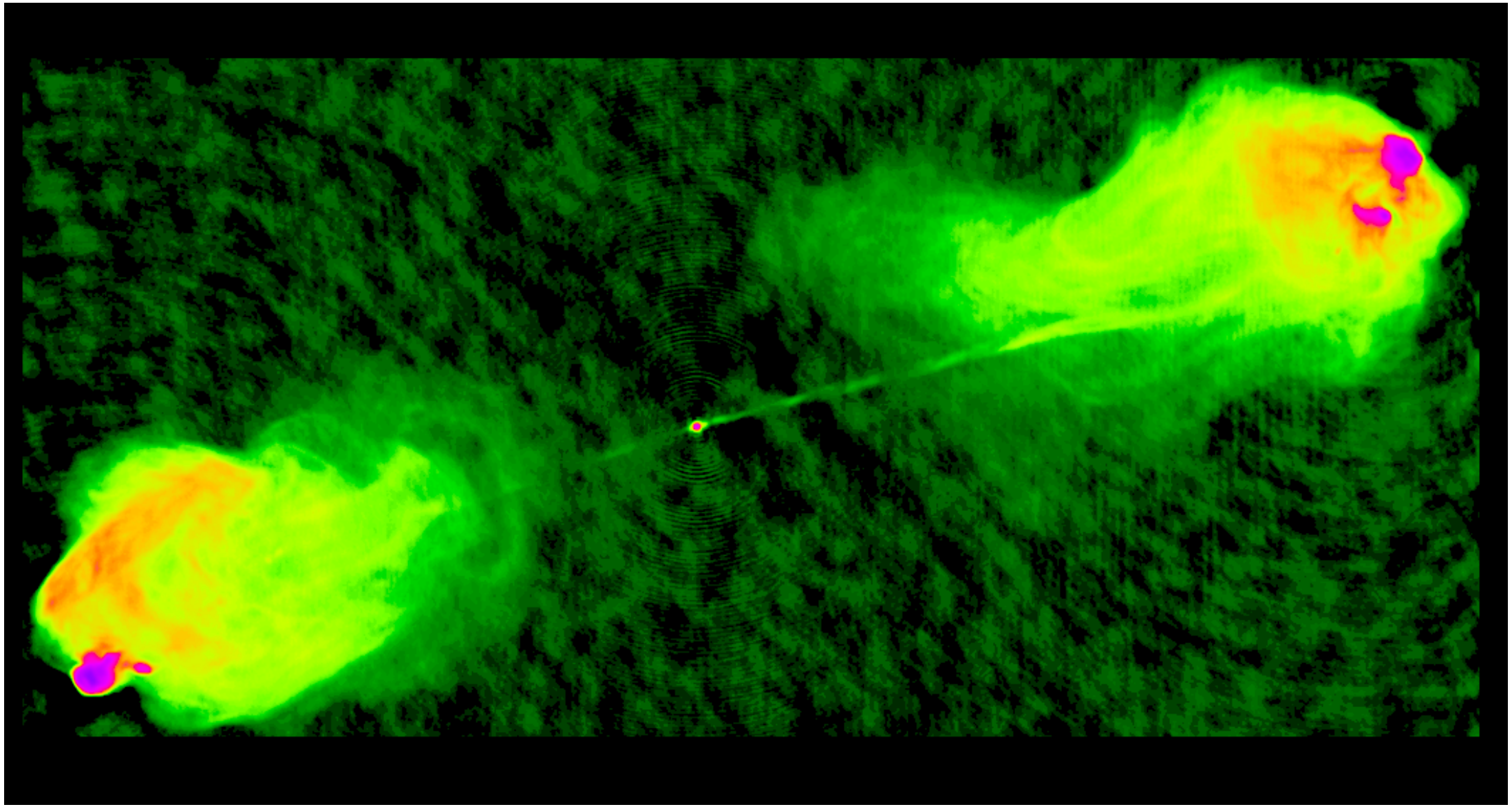


J.C.McKinney, A.Tchekhovskoy, R.D.Blandford (2012)

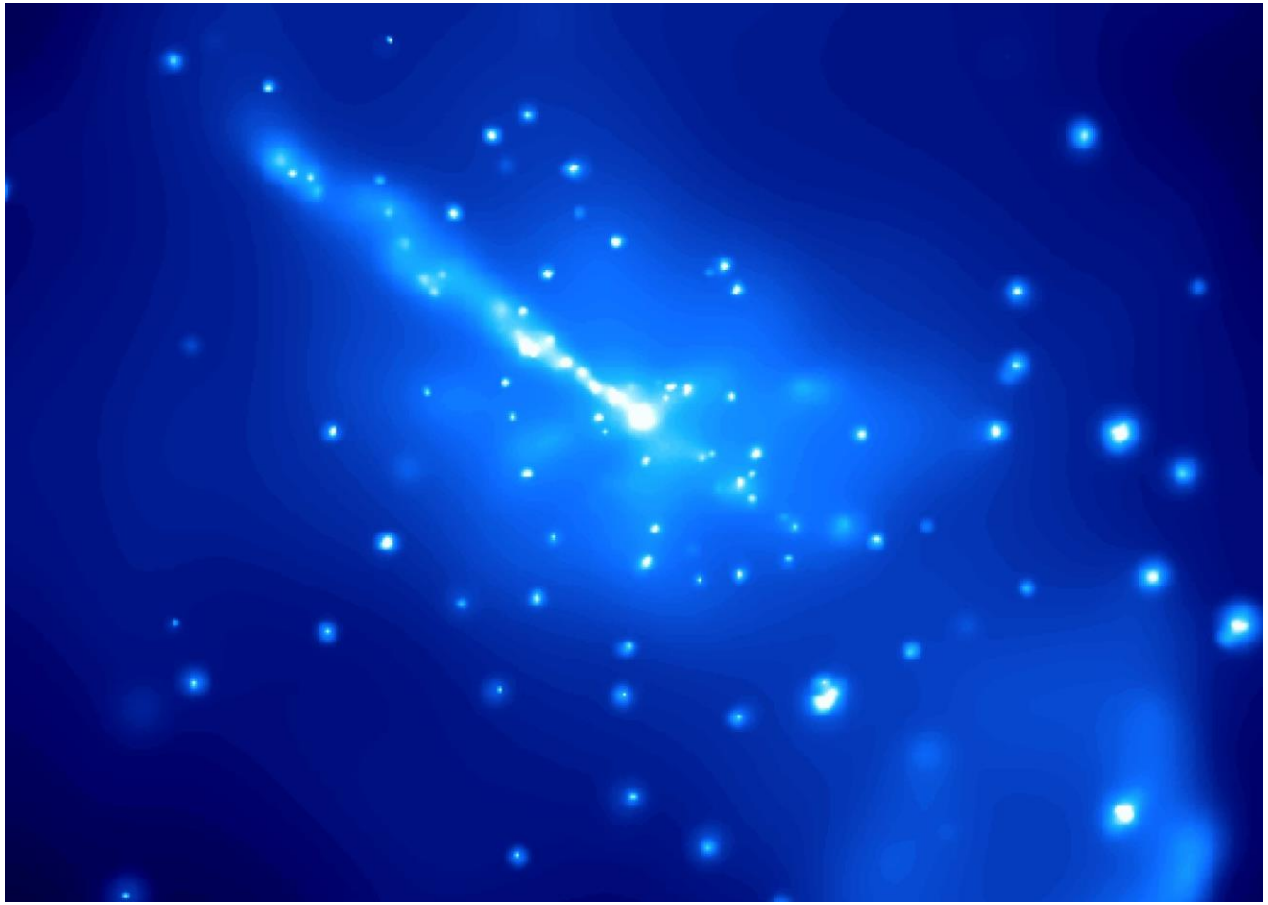
McKinney J.C., Tchekhovskoy A., Blandford R. D. MNRAS, 423, 3083 (2012)

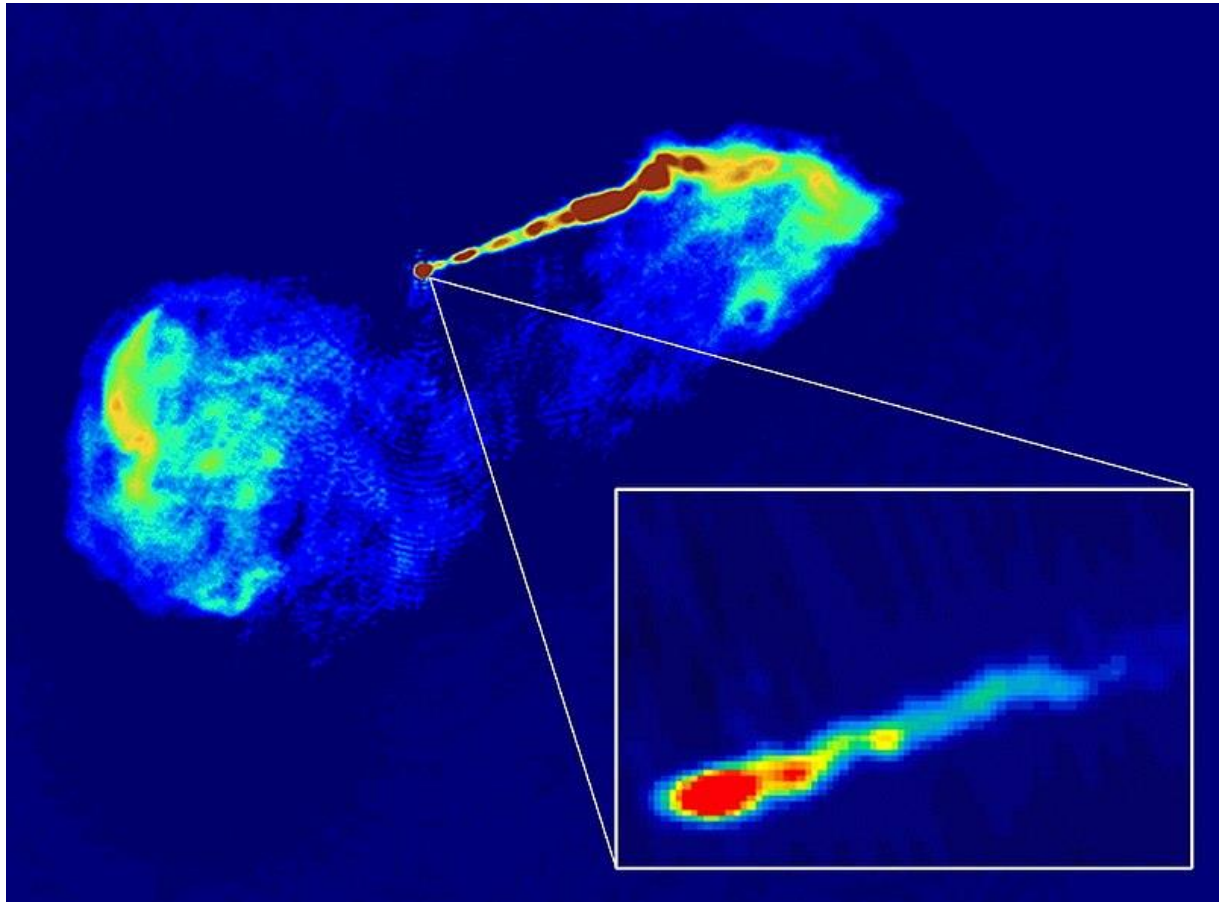


Релятивистские струи (jets) длиной 70 Мпс (*Sic!*) из квазара Cyg A



Релятивистская оптическая струя от черной дыры M87* (телескоп Хаббл)





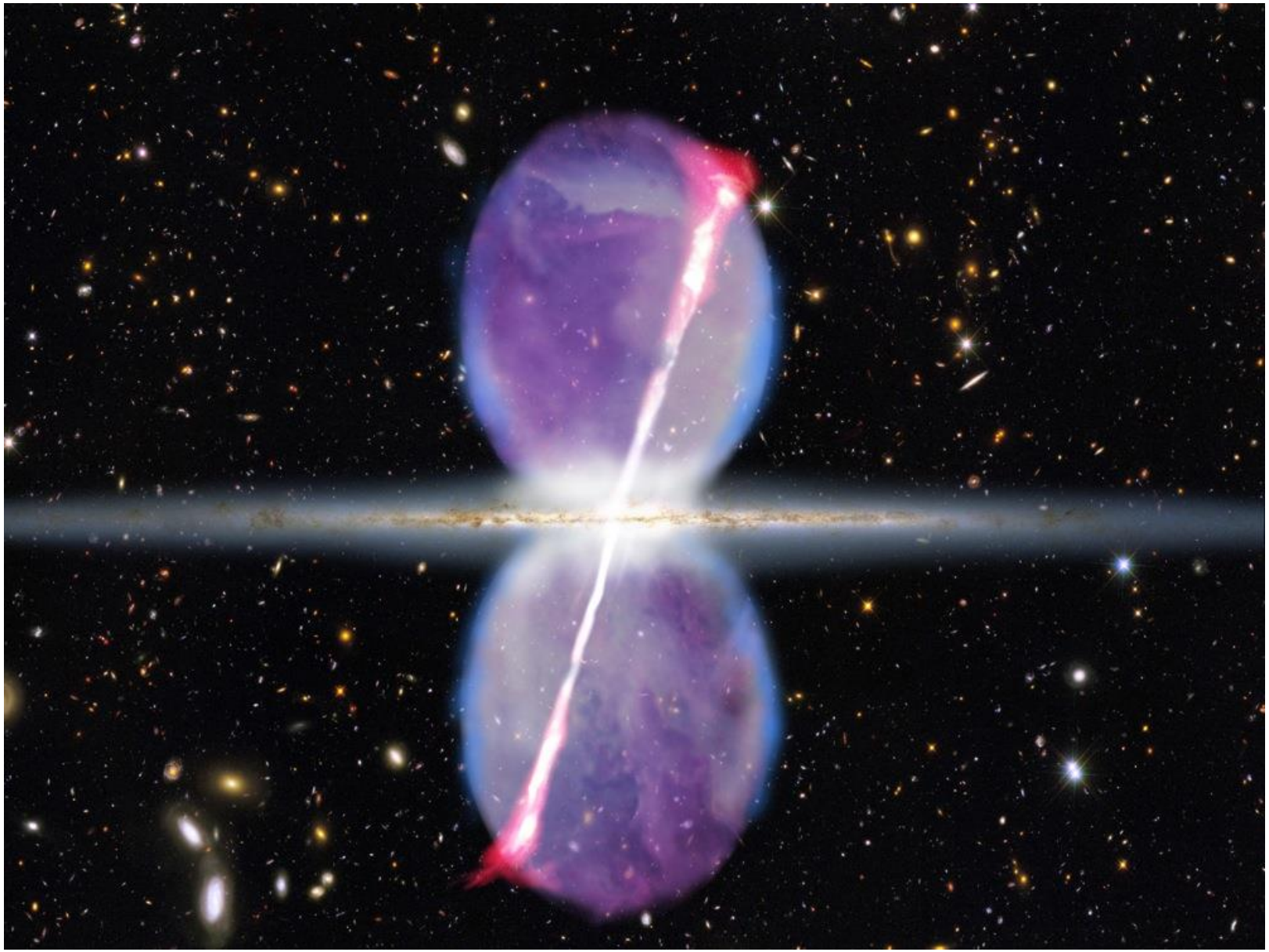
Галактика Centaurus A (NGC 5128)

Чандра (*Chandra*) рентгеновская струя

Галактика M87

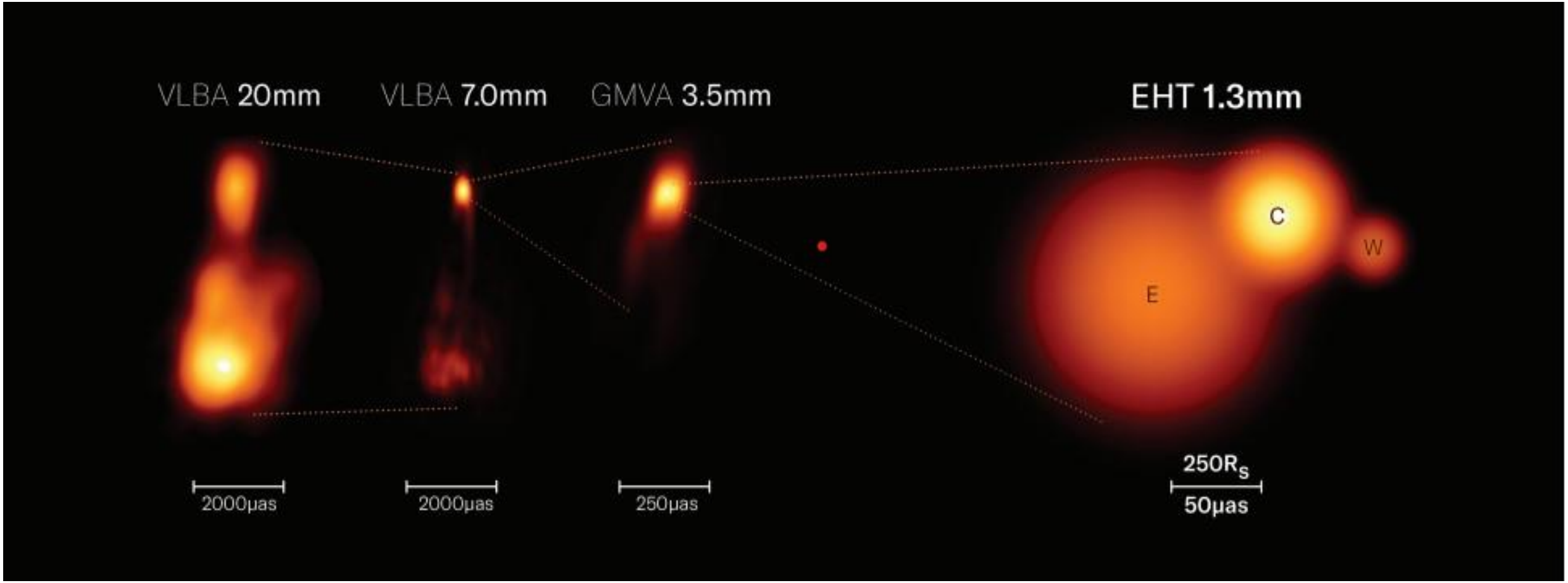
РСДБ (VLBI) радио-струя

ГАЛАКТИКА МЛЕЧНЫЙ ПУТЬ: ПУЗЫРИ ФЕРМИ (FERMI BUBBLES) --- ДОКАЗАТЕЛЬСТВО 1-100 GEV ГАММА-СТРУЙ

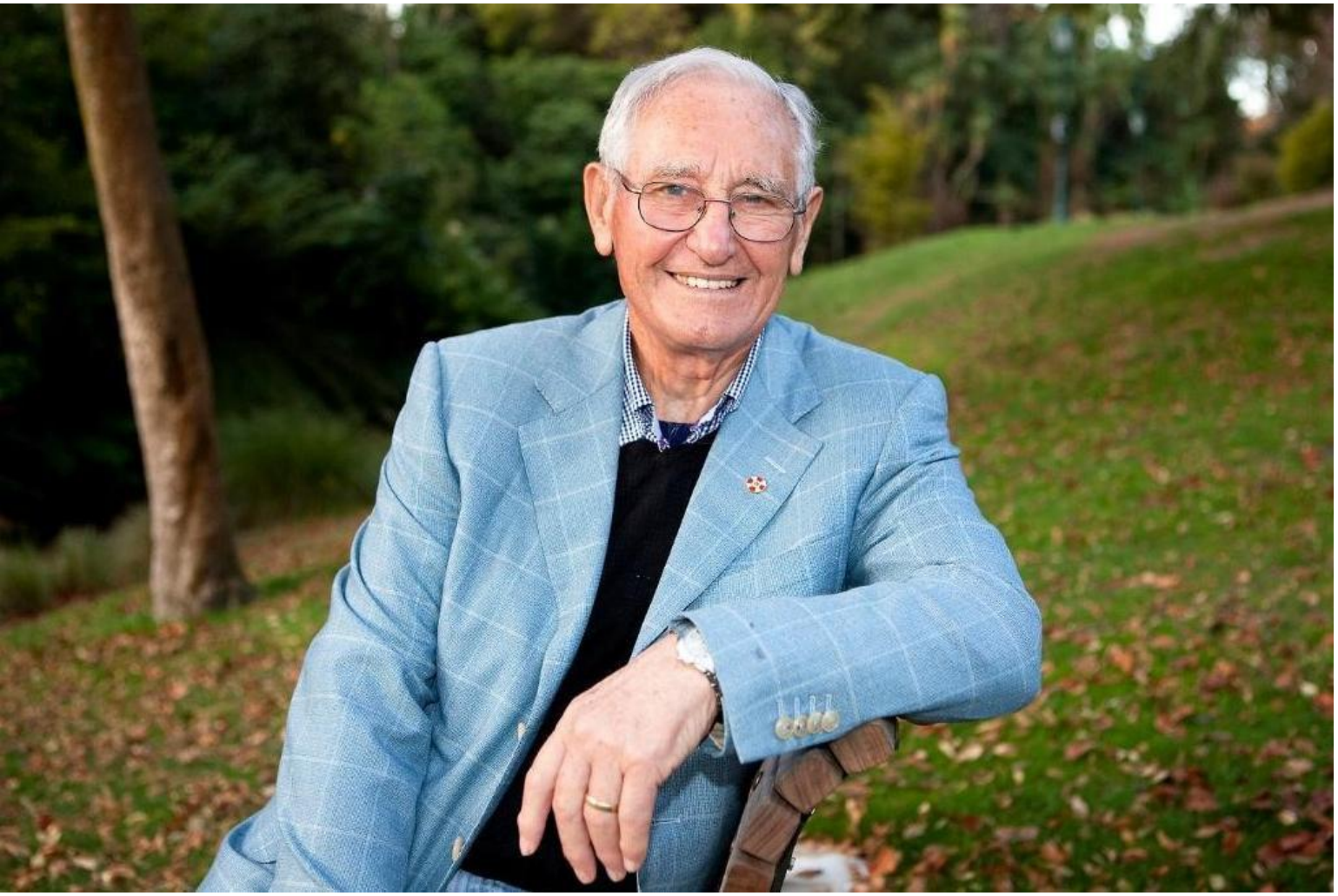


Meng Su and Douglas P. Finkbeiner, Astrophys. J. 753:61, 2012

ГАЛАКТИКА 3C84 ТЕЛЕСКОП ДЛЯ ГОРИЗОНТА СОБЫТИЙ: МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ~1 ГС В СТРУЕ



Рой Керр (Roy Kerr)



Роджер Влэндфорд (Roger Blandford)

Метрика вращающейся черной дыры Керра (1963)

$$ds^2 = \frac{\Sigma}{\Delta}[dt^2 - a\sin^2\theta d\varphi]^2 + \frac{\sin^2\theta}{\Sigma}[(r^2+a^2)d\varphi - adt]^2 + \frac{\Sigma}{\Delta}dr^2 + \Sigma d\theta^2 \quad (1)$$

$$\Delta = r^2 - 2Mr + a^2 + q^2 \quad (2)$$

$$\Sigma = r^2 + a^2\cos^2\theta \quad (3)$$

$$r_+ = M + \sqrt{M^2 - a^2 - q^2} \quad (4)$$

$$r_- = M - \sqrt{M^2 - a^2 - q^2} \quad (5)$$

$$\Sigma\frac{dr}{d\tau} = \sqrt{R} \quad (6)$$

$$\Sigma\frac{d\theta}{d\tau} = \sqrt{\Theta} \quad (7)$$

$$\Sigma\frac{d\varphi}{d\tau} = -(aE - \frac{L}{\sin^2\theta)} + \frac{a}{\Delta}P \quad (8)$$

$$\Sigma\frac{dt}{d\tau} = -a(aE\sin^2\theta - L) + (r^2+a^2)\frac{P}{\Delta} \quad (9)$$

$$P = E(r^2+a^2) - aL + \epsilon qr \quad (10)$$

$$R(r) = P^2 - \Delta[\mu^2 r^2 + (L-aE)^2 + Q] \quad (11)$$

$$\Theta(\theta) = Q - \cos^2\theta[a^2(\mu^2 - E^2) + \frac{L^2}{\sin^2\theta}] \quad (12)$$

$$r_{es}(\theta) = 1 + \sqrt{1 - q^2 - a^2\cos^2\theta} \quad (13)$$

Метрика Керра-Ньюмена в координатной системе Бойера-Линдквиста (t, r, θ, φ)

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

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

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

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

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

R-области $(\Delta > 0)$: $r > r_+$ и $0 < r < r_- < r_+$

T-области $(\Delta < 0)$: $r_- < r < r_+$

Локально невращающаяся система отсчета

(Locally Nonrotating Frame, LNRF):

$r = \text{const}, \ \theta = \text{const}, \ \varphi_0 = \omega t + \text{const}$ J. M. Bardeen 1970

Уравнения движения пробных частиц в метрике Керра-Ньюмена *(B.Carter 1968)*

$$S = \frac{1}{2}\mu^2\tau - Et + \Phi\varphi + \int^{\theta} \sqrt{V_\theta}d\theta + \int^{r} \frac{\sqrt{V_r}}{\Delta}dr$$

$$V_\theta = Q + a^2(E^2 - \mu^2)\cos^2\theta - \Phi^2\cot^2\theta, \qquad \Delta = r^2 - 2r + a^2 + e^2$$

$$V_r = r[r(r^2 + a^2) + 2a^2]E^2 - 4arE\Phi - (r^2 - 2r)\Phi^2 - \Delta(r^2\mu^2 + Q)$$

$$\int^{r} \frac{dr}{\sqrt{V_r}} = \int^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{V_\theta}}, \qquad \tau = \int^{\theta} \frac{a^2\cos^2\theta}{\sqrt{V_\theta}}d\theta + \int^{r} \frac{r^2}{\sqrt{V_r}}dr$$

$$t = \int^{\theta} \frac{a^2E^2\cos^2\theta}{\sqrt{V_\theta}}d\theta + \int^{r} \frac{r^2(r^2 + a^2)E + 2ar(aE - \Phi)}{\Delta\sqrt{V_r}}dr$$

$$\varphi = \int^{\theta} \frac{\Phi\cot^2\theta}{\sqrt{V_\theta}}d\theta + \int^{r} \frac{r^2\Phi + 2ar(aE - \Phi)}{\Delta\sqrt{V_r}}dr$$

Криволинейные интегралы второго рода вдоль траектории пробной частицы

Эндрю Строминджер (Andrew Strominger: КТП, КХД, ОТО) придумал перечеркнутые интегралы

Уравнения движения пробных частиц в метрике Керра-Ньюмена *(B. Carter 1968)*

$$S = \frac{1}{2}\mu^2\tau - Et + \Phi\varphi + \int^{\theta} \sqrt{V_\theta}\, d\theta + \int^{r} \frac{\sqrt{V_r}}{\Delta} dr$$

$$V_\theta = Q + a^2(E^2 - \mu^2)\cos^2\theta - \Phi^2\cot^2\theta, \qquad \Delta = r^2 - 2r + a^2 + e^2$$

$$V_r = r[r(r^2 + a^2) + 2a^2]E^2 - 4arE\Phi - (r^2 - 2r)\Phi^2 - \Delta(r^2\mu^2 + Q)$$

$$\int^{r} \frac{dr}{\sqrt{V_r}} = \int^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{V_\theta}}, \qquad \tau = \int^{\theta} \frac{a^2\cos^2\theta}{\sqrt{V_\theta}} d\theta + \int^{r} \frac{r^2}{\sqrt{V_r}} dr$$

$$t = \int^{\theta} \frac{a^2E^2\cos^2\theta}{\sqrt{V_\theta}} d\theta + \int^{r} \frac{r^2(r^2 + a^2)E + 2ar(aE - \Phi)}{\Delta\sqrt{V_r}} dr$$

$$\varphi = \int^{\theta} \frac{\Phi\cot^2\theta}{\sqrt{V_\theta}} d\theta + \int^{r} \frac{r^2\Phi + 2ar(aE - \Phi)}{\Delta\sqrt{V_r}} dr$$

Криволинейные интегралы второго рода вдоль траектории пробной частицы

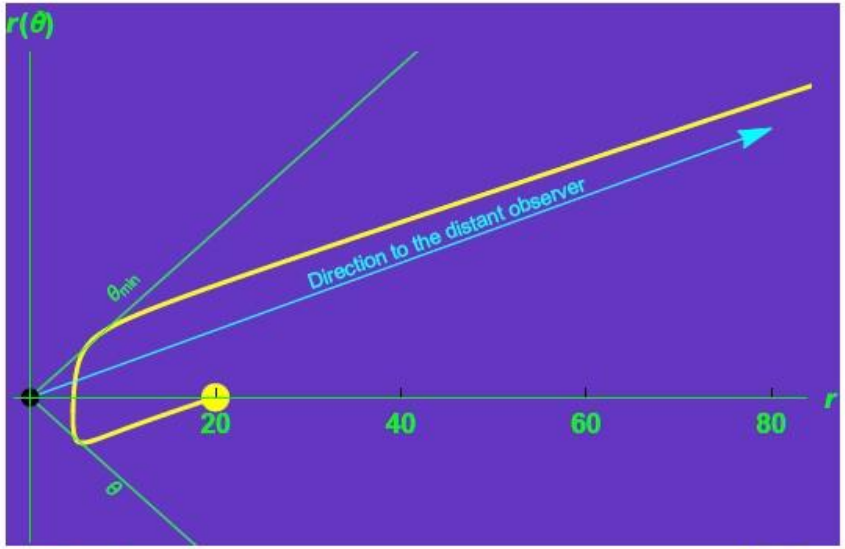
Интегральные уравнения движения C.T. Cunninghan, J.M. Bardeen 1973

$$\fint^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{V_\theta}} = \fint^{r} \frac{dr}{\sqrt{V_r}}, \quad V_\theta(\theta_{min}) = 0, \quad V_r(r_{min}) = 0$$

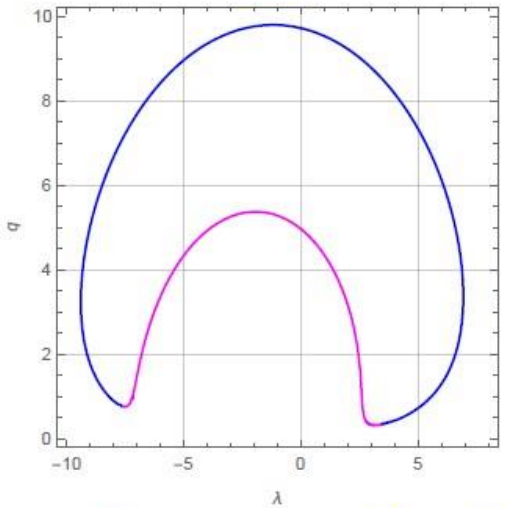
Перечеркнутые интегралы являются интегралами второго рода вдоль траектории фотона с прицельными параметрамим $\lambda = \Phi/E$ and $q = Q^{1/2}/E$.

Пример интегрального уравнения для первого светового эха:

$$\int_{\theta_s}^{\theta_{max}} \frac{d\theta}{\sqrt{V_\theta}} + \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \frac{d\theta}{\sqrt{V_\theta}} + \int_{\theta_0}^{\theta_{min}} \frac{d\theta}{\sqrt{V_\theta}} = \int_{r_s}^{r_{min}} \frac{dr}{\sqrt{V_r}} + \int_{r_{min}}^{r_0} \frac{dr}{\sqrt{V_r}}$$



2D фотонная траектория $r(\theta)$



Решения: (λ, q)

Аккрецирующие сверхмассивные черные дыры в качестве источников космических лучей высоких и сверхвысоких энергий, включая (вторичные) нейтрино

Аккрецирующие сверхмассивные черные дыры – источники космических нейтрино высоких энергий

Энергия генерируемых релятивистских струй черпается из энергии вращения черной дыры. Внутри релятивистских струй, а также при столкновении струй с плотными газовыми облаками за счет турбулентности генерируются ударные волны (например, горячие пятна в струях), на фронтах которых происходит ускорение протонов до высоких энергий.

Неизбежными вторичными частицами ускорения протонов будут нейтрино высоких энергий. Генерация релятивистских струй подтверждается также наблюдениями пузырей Ферми, обнаруженных Космическим Гамма-Телескопом Ферми.

Максимальную энергию генерируемых нейтрино можно оценить по классическому критерию Хилласа (Hillas A.M. Annu. Rev. Astron. Astrophys. 22 425 (1984)), когда ларморовский радиус частицы с зарядом q не превышает линейный размер области ускорения R в источнике с магнитным полем H или же в предположении равнораспределения энергии турбулентных движений и энергии электромагнитного поля H:

$$E_{max} = qRH.$$

В рассматриваемом нами случае сверхмассивной черной дыры SgrA* в центре нашей галактики $E_{max} \approx 10^{17}$эВ

Соответствующая максимальная энергии вторичных нейтрино будет на порядок меньше.

Ускорение протонов подавлено вблизи горизонта событий черной дыры из-за очень высокой плотности излучения, генерируемого аккрецирующей черной дырой при эддингтоновской светимости.

Предел светимости Эддингтона: $\mathbf{L_{Edd}=10^{38}\left(\frac{M_h}{M_\odot}\right)\frac{\text{эрг}}{\text{сек}}}$

(1 эрг = 1 г·см^2/с^2 = 6,24·10^{11} эВ; 1 барн= 10^{-24} см^2)

Закон Стефана – Больцмана: $j = \sigma_{\mathrm{SB}} T^4; \sigma_{\mathrm{SB}} = \frac{2\pi^2 k^4}{15 c^2 h^3} = 5.67\ 10^{-5}\ \text{эрг}\cdot\ \text{сек}^{-1}\cdot\ \text{см}^{-2}\cdot\ \text{К}^{-4}$

(сечение взаимодействия зкщтщна с гамма-квантами $\sigma_{p\gamma} \sim 1\ \mathrm{barn}$)

Длина пробега протона << гравитационного радиуса быстро вращающейся черной дыры $\mathbf{r_g = \frac{M\,G}{C^2}}$

Результаты и выводы

1. Черные дыры являются важнейшим компонентом Стандартной Модели в Астрономии
2. Канонические черные дыры в центрах спиральных и эллиптических галактик и в двойных звездных системах: сверхмассивные черные дыры: $M \sim (10^6\text{-}10^{10}) M_\odot$, черные дыры звездных масс: $M \geq 3M_\odot$.
3. Аккрецирующие сверхмассивные черные дыры в качестве источников космических лучей высоких и сверхвысоких энергий, включая (вторичные) нейтрино.
4. Физическим механизмом генерации очень мощного потока энергии от аккрецирующих черных дыр является процесс Блэндфорда-Знайека, в котором через черную дыру протекает электрический ток.
5. В процессе Блэндфорда-Знайека образуются разреженные каверны вдоль оси вращения черной дыры и генерируется мощный поток электромагнитной энергии (поток Умова-Пойнтинга).
6. Разреженные каверны способствуют генерации мощных релятивистских струй.
7. Ускорение протонов подавлено вблизи горизонта событий черной дыры из-за очень высокой плотности излучения, генерируемого аккрецирующей черной дырой при эддингтоновской светимости.
8. Удобным местом генерации космических лучей сверхвысоких энергий являются протяженные области плотной плазмы вдали от черной дыры, в которые ударяются релятивистские струи.

Спасибо за внимание!