



Некоторые страницы истории исследований активных ядер галактик

Н.Р. Ихсанов^{1,2}, Н.Г. Бескровная^{1*}

¹ГАО РАН, ²ИПА РАН

Поступила в редакцию 5 марта 2026 / Принята к публикации 10 марта 2026

Аннотация

Процесс выделения энергии в окрестности сверхмассивной черной дыры (СМЧД), проявляющей себя как активное ядро галактики (АЯГ), исходно рассматривался в рамках двух основных сценариев: аккреционного и эжекционного. В современных представлениях о процессах генерации излучения, испускаемого АЯГ, аккреционный сценарий занимает центральное место, позволяя в большинстве случаев интерпретировать данные наблюдений при минимальном количестве дополнительных, ставших общепринятыми, предположений. Эжекционный сценарий в его исходном виде, в котором потери энергии СМЧД моделируются в рамках пульсарного механизма, к настоящему времени утратил свою популярность. Интерес к нему носит академический характер в плане исследования истории становления современной теории АЯГ и поиска оценок предельных значений параметров, которые до сих пор не были представлены в литературе по данному вопросу. Одной из таких оценок является предельный темп выделения энергии, получаемый в сценарии, представляющем СМЧД как пульсар, радиус светового цилиндра которого равен ее гравитационному радиусу, а энергия магнитного поля достигает ее собственной гравитационной энергии. Максимальный темп потери энергии таким объектом оказывается независимым от его массы и оценивается простой комбинацией фундаментальных констант $L_{\text{В1}} \sim c^5/G \simeq 10^{59}$ эрг/с, где c – скорость света и G – гравитационная постоянная. Эта оценка для всех интересующих нас значений параметров СМЧД в АЯГ существенно превышает Эддингтоновский предел светимости и носит, скорее, гипотетический характер. Вместе с тем, она может рассматриваться как удобная нормировка светимости источников, ассоциированных с черными дырами.

ключевые слова: аккреция, пульсары, черные дыры, активные ядра галактик

Введение

1 Введение

Одним из наиболее интригующих результатов эпохи становления всеволновой астрономии, начавшейся в середине двадцатого века, был вывод о чрезвычайно высокой светимости Активных Ядер Галактик (АЯГ) и квазаров (Schmidt, 1962). Исторически первым и доминирующим до настоящего времени сценарием, направленным на объяснение высокой эффективности процесса выделения энергии в этих источниках, является падение (аккреция) газа на компактные объекты большой массы и, прежде всего, на нейтронные звезды и черные дыры. Общие принципы такого сценария обсуждались исходно И.С. Шкловским в отношении радиогалактик (Shklovskii, 1962). Количественный анализ выделения энергии при аккреции был впервые представлен в работе Я.Б. Зельдовича (Zel'dovich, 1964), в которой он обратил внимание на чрезвычайно высокую

*e-mail:beskrovnaya@yahoo.com

эффективность этого процесса. К такому же вывод независимо пришел Е.Е. Солпитер, рассматривая вопрос о темпе увеличения массы Сверхмассивной Черной Дыры (СМЧД), аккрецирующей газ из межзвездной среды, в работе¹ Salpeter (1964).

Развитие аккреционного сценария на ранних этапах было направлено на решение ряда вопросов, одним из которых являлся возможный источник аккреционного вещества. В отличие от рентгеновских двойных систем, где донором аккреционного потока на вырожденную звезду выступает ее компаньон, находящийся на или вблизи Главной последовательности, вопрос о происхождении газовой оболочки, окружающей СМЧД, не предполагает унифицированного для всех АЯГ ответа. Такой аккреционный резервуар должен вмещать в себя значительную массу газа,

$$M_a \simeq 10^8 M_{\odot} \times \left(\frac{\dot{m}_a}{3 M_{\odot}/\text{год}} \right) \left(\frac{t_a}{10^8 \text{ лет}} \right), \quad (1)$$

распределенного в окрестности СМЧД таким образом, чтобы обеспечивать аккрецию с темпом

$$\dot{m}_a \geq 3 M_{\odot}/\text{год} \left(\frac{L_{\text{bol}}}{10^{47} \text{ эрг/с}} \right) \quad (2)$$

в течение всей фазы активности АЯГ, длительность которой, t_a , по разным оценкам находится в интервале от сотен миллионов до десяти миллиардов лет (Woltjer, 1972).

Газовый резервуар обычно моделируется в форме вязкого кеплеровского диска (Lynden-Bell, 1969) или магнитного MAD-диска (Bisnovatyi-Kogan, Ruzmaikin, 1974). Для значений параметров, реализуемых в большинстве АЯГ, давление излучения в области внутреннего радиуса диска достигает величины газового (и/или магнитного) давления, поднимая тем самым вопрос об устойчивости такой структуры, ответ на который не очевиден (Shakura, Sunyaev, 1973).

Одним из ограничений использования аккреционного сценария для интерпретации наиболее мощных АЯГ является Эддингтоновский предел светимости, при котором давление излучения, генерируемого в процессе аккреции, достигает динамического давления самого аккреционного потока. К настоящему времени известно уже немало АЯГ, оценки болометрической светимости которых, с одной стороны, и оценки массы центральной СМЧД, с другой, указывают либо на случай реализации режима сверхкритической (сверх-Эддингтоновской) аккреции, либо на возможность генерации излучения вследствие механизма, отличного от аккреции или, по крайней мере, дополняющего аккреционный процесс в близкой к нему пропорции по энергетике (см, например, Jha *et al.* 2024).

Наиболее интригующим свойством некоторых АЯГ и квазаров исходно было присутствие в их излучении нетеплового компонента высокой интенсивности, а также джетов, т.е. коллимированных потоков вещества, истекающего в направлении от центрального источника. Объяснение этих особенностей предполагает присутствие в непосредственной окрестности СМЧД достаточно сильного магнитного поля и частиц, ускоренных до релятивистских энергий. Сопоставление требуемого темпа выделения энергии, оцениваемого по наблюдаемым характеристикам джетов, с ожидаемым запасом аккреционного резервуара в некоторых случаях явно указывает на присутствие дополнительного источника энергии, который в наиболее обсуждаемых теоретических моделях этих источников принято ассоциировать со спином СМЧД, т.е. с энергией ее вращения (Blandford, Znajek, 1977; Afanasiev *et al.* 2018).

Высокая интенсивность нетеплового компонента в излучении некоторых АЯГ на ранних этапах дискуссии о физических процессах, определяющих выделение энергии в этих объектах, рассматривалась рядом авторов как аргумент, обосновывающий необходимость анализа механизмов, альтернативных аккреции (Cavaliere, Pacini, Setti, 1969). Особую популярность этот подход получил после открытия пульсаров и, в частности, пульсара в Крабовидной туманности. Его идея состояла в том, чтобы использовать пульсарный механизм генерации излучения в отношении

¹Стоит отметить, что рассмотренный автором аккреционный сценарий оказался, скорее, неэффективным в основном вопросе, т.е. об увеличении массы черной дыры от исходного значения $10^6 M_{\odot}$ до желаемого результата $10^9 M_{\odot}$, и применимым лишь к активным ядрам галактик относительно невысокой светимости.

СМЧД, предполагая ее вращение и наличие в ее окрестности сильного магнитного поля (Rees, 1971; Piddington, 1970; Ozernoy, Somov, 1971; Ozernoy, Usov, 1973). Среди дополнительных причин обратиться к такому подходу отмечались определенные трудности выполнения условий применимости аккреционного сценария, отмеченные выше, первые результаты спектроскопии, указывающие на сложную структуру оболочек СМЧД, включающую в себя несколько компонентов, а также оценка кинетической энергии вещества, истекающего в форме джетов, в соответствии с которой в потоки релятивистских частиц за время активной фазы АЯГ преобразуется более 10^{60} эрг (Pacini, Salvati, 1982).

Вследствие отсутствия достаточной строгости, модели, основанные на пульсарном подходе, носили эвристический характер и рассматривались, скорее, как “игрушечные”. Критика такого подхода, относящаяся, прежде всего, к предположению о магнитосфере, вращающейся вместе с черной дырой, предопределила в дальнейшем доминирование аккреционного сценария, базовые предположения которого производили впечатление более обоснованных. Вместе с тем, одним из следствий пульсарного подхода, оказавшееся не затронутым в литературе, является абсолютный предел светимости АЯГ, выражаемый простой комбинацией фундаментальных констант. Осознавая гипотетический характер такой оценки, мы все-таки приводим здесь ее простой вывод. Мы также отмечаем, что наблюдаемый темп выделения энергии в АЯГ в рамках пульсарного подхода может быть получен в предположении, что напряженность магнитного поля в окрестности СМЧД находится в диапазоне 10-1000 кГс. Темп выделения энергии при этом может оказаться существенно выше Эддингтоновского предела, что не является препятствием в рамках пульсарного подхода.

2 СМЧД как пульсар

Рассмотрим черную дыру, масса и гравитационный радиус которой, соответственно, M_{bh} , и

$$r_g = \frac{2GM_{\text{bh}}}{c^2} \simeq 3 \times 10^{14} \left(\frac{M_{\text{bh}}}{10^9 M_{\odot}} \right). \quad (3)$$

Здесь c – скорость света и M_{\odot} – масса Солнца. Период вращения черной дыры ограничен условием $P_{\text{bh}} \geq P_{\text{min}}$, где

$$P_{\text{min}} = \frac{2\pi r_g}{c} = \frac{4\pi GM_{\text{bh}}}{c^3} \simeq 17.2 \text{ hr} \left(\frac{M_{\text{bh}}}{10^9 M_{\odot}} \right) \quad (4)$$

является решением уравнения $r_{\text{lc}} = r_g$, в котором

$$r_{\text{lc}}(P_{\text{bh}}) = \frac{P_{\text{bh}} c}{2\pi} \quad (5)$$

определяет радиус светового цилиндра. Учитывая, что энергия магнитного поля в окрестности черной дыры,

$$E_m(r_g) = \frac{B_{\text{bh}}^2(r)}{8\pi} \times \frac{4}{3}\pi r_g^3, \quad (6)$$

не может превосходить ее собственную гравитационную энергию,

$$E_g = \frac{GM_{\text{bh}}^2}{r_g} = \frac{1}{2}M_{\text{bh}}c^2, \quad (7)$$

находим $B_{\text{bh}} \leq B_{\text{max}}$, где

$$B_{\text{max}} = \frac{\sqrt{3}c^4}{G^{3/2}M_{\text{bh}}} \simeq 1.4 \times 10^{10} \text{ G} \left(\frac{M_{\text{bh}}}{10^9 M_{\odot}} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Потери вращательной энергии черной дырой при этих условиях в первом приближении можно оценить по формуле магнито-дипольных потерь (Beskin, Istomin, Philippov, 2013) как

$$L_{\text{sd}}^{\text{bh}} \leq \left(\frac{B_{\text{bh}}}{B_{\text{max}}} \right)^2 \left(\frac{P_{\text{bh}}}{P_{\text{min}}} \right)^{-4} L_{\text{BI}}, \quad (9)$$

где

$$L_{\text{BI}} = f_m \frac{B_{\text{max}}^2 r_g^6}{c^3} \left(\frac{2\pi}{P_{\text{min}}} \right)^4 = f_m \frac{c^5}{G} \simeq 4 \times 10^{59} f_m \text{ erg/s} \quad (10)$$

максимальный темп потерь вращательной энергии черной дырой, оцениваемый в рамках пульсарного механизма для принятых выше предположений и f_m – безразмерный множитель порядка единицы.

3 Обсуждение

Светимость наиболее мощных источников среди известных на сегодня АЯГ находится в интервале $10^{47} - 10^{48}$ эрг/с (Pacini, Salvati, 1982), что составляет $10^{-12} - 10^{-13} L_{\text{BI}}$. При этом следует принять во внимание, что эффективность преобразования вращательной энергии пульсара в его излучение даже в случае рентгеновских и гамма-источников не превосходит 10%. Таким образом, для объяснения наблюдаемой светимости АЯГ в рамках пульсарного механизма следует предположить, что темп вращательных потерь центрального объекта достигает величины 10^{49} эрг/с, что составляет $\sim 10^{-10} L_{\text{BI}}$.

При оценке реалистичности такой ситуации следует, также, учесть, что радиус светового цилиндра СМЧД скорее всего лежит за пределом последней устойчивой орбиты, т.е. $r_{\text{lc}} \geq 3r_g$. Величина магнитного поля, требуемая для обеспечения темпа вращательных потерь на уровне 10^{49} эрг/с, при этом условии оказывается порядка 0.1 МГс. Заметим, что светимость СМЧД в этом подходе оказывается больше предела Эддингтона, что отражает одно из немногих его преимуществ перед аккреционным сценарием, в котором объяснить светимость объекта на этом уровне оказывается затруднительным.

Время, за которое СМЧД теряет свою вращательную энергию, при этих условиях можно оценить как $\tau = \omega_{\text{bh}}/2\dot{\omega}_{\text{bh}}$, где $\omega_{\text{bh}} = 2\pi/P_{\text{bh}}$ – угловая скорость СМЧД и $\dot{\omega}_{\text{bh}}$ – ее производная по времени, оцениваемая выражением

$$\dot{\omega}_{\text{bh}} = \frac{L_{\text{sd}}}{I_{\text{bh}}\omega_{\text{bh}}}. \quad (11)$$

Здесь L_{sd} – темп потерь вращательной энергии СМЧД и

$$I_{\text{bh}} = M_{\text{bh}} r_g^2 = \frac{4G^2 M_{\text{bh}}^3}{c^4} \quad (12)$$

ее момент инерции.

Комбинируя эти выражения, находим

$$\tau_{\text{bh}} \simeq 10^{14} \text{ лет} \left(\frac{M_{\text{bh}}}{10^9 M_{\odot}} \right)^3 \left(\frac{L_{\text{bh}}}{10^{49} \text{ эрг/с}} \right)^{-1}. \quad (13)$$

Как видно из этого выражения, время активной фазы СМЧД в рамках пульсарного подхода стремительно уменьшается с уменьшением массы СМЧД. В частности, для черной дыры массы $10^6 M_{\odot}$, имеющей светимость порядка 10^{44} эрг/с, время торможения составляет $\sim 10^{10}$ лет.

Список литературы

- Schmidt, Maarten (1962). *Spectrum of a Stellar Object Identified with the Radio Source 3c 286*. ApJ, 136, 684.
- Shklovskii, I. S. (1962). *On the Nature of Radio Galaxies*. AZh, 39, 591.
- Zel'dovich, Ya. B. (1964). *The Fate of a Star and the Evolution of Gravitational Energy Upon Accretion*. *Soviet Physics Doklady*, 9, 195.
- Salpeter, E. E. (1964). *Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects*. ApJ, 140, 796–800.
- Woltjer, L. (1972). *Theoretical Considerations of Compact Objects (survey Lecture)*. B: *External Galaxies and Quasi-Stellar Objects*. Под ред. David Stanley Evans, Derek Wills, Beverley J. Wills. Т. 44. IAU Symposium, 277.
- Lynden-Bell, D. (1969). *Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars*. Nature, 223.5207, 690–694.
- Bisnovatyi-Kogan, G. S., A. A. Ruzmaikin (1974). *The Accretion of Matter by a Collapsing Star in the Presence of a Magnetic Field*. Ap&SS, 28.1, 45–59.
- Shakura, N. I., R. A. Sunyaev (1973). *Black holes in binary systems. Observational appearance*. A&A, 24, 337–355.
- Jha, Vivek Kumar *et al.* (2024). *Exploring the AGN Accretion Disks Using Continuum Reverberation Mapping*. *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*, 93.2, 766–779. arXiv: 2307.16568 [astro-ph.HE].
- Blandford, R. D., R. L. Znajek (1977). *Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes*. MNRAS, 179, 433–456.
- Afanasiev, V. L., Yu. N. Gnedin, M. Yu. Piotrovich, S. D. Buliga, T. M. Natsvlshvili (2018). *Determination of Supermassive Black Hole Spins Based on the Standard Shakura-Sunyaev Accretion Disk Model and Polarimetric Observations*. *Astronomy Letters*, 44.6, 362–369.
- Cavaliere, A., F. Pacini, G. Setti (1969). *Rotating Collapsed Objects, Quasars and Supernova Remnants*. *Astrophys. Lett.*, 4, 103.
- Rees, M. J. (1971). *New Interpretation of Extragalactic Radio Sources*. Nature, 229.5283, 312–317.
- Piddington, J. H. (1970). *An electrodynamic model of radio galaxies and quasars*. MNRAS, 148, 131.
- Ozernoy, L. M., B. V. Somov (1971). *The Magnetic Field of a Rotating Cloud and Magneto-Rotational Explosions*. Ap&SS, 11.2, 264–283.
- Ozernoy, L. M., V. V. Usov (1973). *Supermassive Oblique Rotator: Electrodynamics, Evolution, Observational Tests*. Ap&SS, 25.1, 149–194.
- Pacini, F., M. Salvati (1982). *The nature of the energy source in radio galaxies and active galactic nuclei*. B: *Extragalactic Radio Sources*. Под ред. D. S. Heeschen, C. M. Wade. Т. 97. IAU Symposium, 247–253.
- Beskin, Vasily S., Yakov N. Istomin, Aleksandr A. Philippov (2013). *Radio pulsars: the search for truth*. *Physics Uspekhi*, 56.2, 164–179. arXiv: 1305.1740 [astro-ph.HE].

Some pages in the history of active galactic nuclei research

N.R. Ikhsanov^{1,2}, N.G. Beskrovnaya¹¹ The Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo , ² The Institute of Applied Astronomy of the RAS

Received 5 March 2026 / Accepted 10 March 2026

Abstract

The process of energy release in the vicinity of a Super-Massive Black Hole (SMBH) which manifests itself as an Active Galactic Nucleus (AGN) was initially considered within two main approaches: accretion scenario and ejection scenario. In the modern views on the generation of radiation emitted by AGNs the accretion scenario has a leading position making it possible to explain the observational data using the minimum of additional assumptions which are commonly adopted. The ejection scenario in its original form in which the energy losses by a SMBH are modeled in the frame of a pulsar mechanism has now lost its popularity. Nowadays it is interesting mainly from the academic point of view in terms of research into the history of the development of AGNs theory or looking for the limiting parameter values which have not yet been presented in the literature. One of these evaluates is the maximum rate of energy release within the scenario in which a SMBH is considered as a pulsar with the light cylinder radius equal to its gravitational radius, and the magnetic energy of the pulsar reaching its gravitational energy. The maximum rate of energy release in such an object turns out to be independent of its mass and can be evaluated as a simple combination of fundamental constants, $L_{\text{BI}} \sim c^5/G \simeq 10^{59}$ erg/s, where c – is the speed of light and G – is the gravitational constant. This estimate substantially exceeds the Eddington luminosity for all reasonable parameter values and can be considered rather hypothetical. At the same time it can be regarded as convenient normalization for the luminosities of the sources associated with the black holes.

key words: accretion, pulsars, black holes, active galactic nuclei