

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИН СПИНОВ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК

А.Г.МИХАЙЛОВ¹, Ю.Н.ГНЕДИН¹, А.В.БЕЛОНОВСКИЙ²

Поступила 30 декабря 2014

Вычислены ограничения на значения спинов сверхмассивных черных дыр (СМЧД) в активных ядрах галактик (АЯГ) сейфертовского типа в рамках двух гибридных моделей генерации релятивистских джетов: модели Мейера и модели тандема процессов Блэндфорда-Знайека и Блэндфорда-Пэйна. Сравнение наших результатов с ограничениями на значения спина, полученными методом рентгеновской отражательной спектроскопии показывает, что они хорошо согласуются в случае модели тандема. Этот результат показывает, что в аккреционном диске в области последней устойчивой орбиты давление магнитного поля примерно равно радиационному давлению. Выполнено также определение величин магнитных полей на радиусах последней устойчивой орбиты в аккреционном диске и горизонта событий сверхмассивной черной дыры для объектов из списка 28 радиокварзаров. Важный результат состоит в том, что плотность магнитной энергии вблизи радиуса горизонта оказывается существенно выше плотности энергии аккрецируемого газа, что может свидетельствовать о существовании механизма усиления магнитного поля вблизи горизонта событий черной дыры, находящейся в центре мощных радиокварзаров.

Ключевые слова: *активные ядра галактик; аккреционные диски; джет; магнитные поля; сверхмассивная черная дыра; спин*

1. *Введение.* Как известно, черные дыры характеризуются двумя параметрами: массой M и спином a . Спин является безразмерной величиной, пропорциональной моменту вращения черной дыры. К настоящему времени разработано достаточное количество прямых и косвенных методов определения массы черных дыр. Что касается спина, то здесь ситуация более сложная и неопределенная. Отметим, что первые работы, посвященные определению величин спинов сверхмассивных черных дыр (далее - СМЧД) в активных ядрах галактик (далее - АЯГ), относятся ко второй половине 90-х гг. XX в. - т.е. эта задача стала решаться относительно недавно (см., напр., [1,2]). Знание величин спинов СМЧД в АЯГ может прояснить вопросы, касающиеся их эволюции, а также эволюции их родительских галактик на космологических временах. Поэтому задача определения величин спинов СМЧД в АЯГ в настоящее время привлекает все большее внимание (см., напр., обзор [3]). Вместе с тем, существующие методики, основанные на анализе рентгеновских спектров, зачастую приводят к различным результатам из-за сложности и неоднозначности анализа формы рентге-

новских линий. Поэтому полезно получить ограничения на величину спина, исходя из других соображений. Согласно современным теоретическим представлениям, энергетический выход джетов в АЯГ может обеспечиваться благодаря действию механизмов Блендфорда-Знаека (далее - ВЗ) [4], Блендфорда-Пейна (далее - ВР) [5], либо же их совместным действием (гибридные модели) [6,7]. Общей чертой всех этих механизмов является то, что мощность джета оказывается функцией спина черной дыры. Это открывает возможность еще одного подхода к ограничению величины спина СМЧД, исходя из определенных из наблюдений значений мощности джета в АЯГ. В настоящей работе мы рассматриваем две гибридные модели: модель Мейера и модель тандема ВЗ+ВР процессов.

2. Метод определения величины спина.

2.1. Модель тандема ВЗ+ВР процессов. В рамках модели тандема ВЗ+ВР процессов мощность джета L_j вычисляется по формуле [6]:

$$L_j = 2 \cdot 10^{47} \alpha \beta^2 B_{d,5}^2 M_9^2 a^2, \quad (1)$$

здесь $B_{d,5}$ - величина магнитного поля в аккреционном диске в области последней устойчивой орбиты в единицах 10^5 Гс, M_9 - масса черной дыры, выраженная в единицах $10^9 M_\odot$, a - спин черной дыры. Функция α зависит от спина a и описывает вклад в мощность джета от аккреционного диска (механизм ВР):

$$\alpha = \delta(1.5 - a) \quad (2)$$

для параметра δ обычно принимается его консервативное значение [6]:

$$\delta \approx 2.5. \quad (3)$$

Функция β также зависит от спина a и описывает вклад в мощность джета от энергии вращения черной дыры (механизм ВЗ):

$$\beta = -\frac{3}{2}a^3 + 12a^2 - 10a + 7 - \frac{0.002}{(a-0.65)^2} + \frac{0.1}{(a+0.95)} + \frac{0.002}{(a-0.055)^2}. \quad (4)$$

В работе [6] на рис.3 приведен график функции спина $H(a) = \log(L_j / (B_{d,5}^2 \cdot M_9^2))$, характеризующий эффективность генерации джета совместным действием механизмов ВЗ и ВР. Из этого рисунка видно, что джеты наиболее эффективно генерируются в случае ретроградных значений спина, т.е. когда направление вращения аккреционного диска противоположно направлению вращения черной дыры. Однако это справедливо только при: 1) равенстве величин магнитных полей на последней устойчивой орбите, которые сильно отличаются в зависимости от типа вращения; 2) равенстве масс черных дыр.

Отметим неоднозначность функции $H(a)$: при $H(a) \leq 48.1$ она может иметь два решения, соответствующих проградному и ретроградному значениям спина. При $48.1 \leq H(a) \leq 50.2$ имеется только одно решение,

соответствующее ретроградному значению спина. При $H(a) \geq 50.2$ решений нет.

Для определения величины магнитного поля в диске B_d мы воспользовались условием равновесия между радиационным и магнитным давлением в диске в области последней устойчивой орбиты:

$$\frac{B_d^2}{8\pi} = \frac{L_{bol}}{4\pi c R_{in}^2}, \quad (5)$$

здесь L_{bol} болометрическая светимость диска, а R_{in} - радиус последней устойчивой орбиты. В этом случае, после подстановки найденного значения магнитного поля в исходное уравнение (1) для мощности джета, получается следующее уравнение относительно спина:

$$\frac{\alpha\beta^2 a^2}{q^2(a)} = 16.48 \frac{L_j}{L_{bol}}, \quad (6)$$

здесь функция $q(a) = R_{in}/R_g$, где $R_g = GM_{BH}/c^2$, определяет положение последней устойчивой орбиты R_{in} в зависимости от спина.

График функции $X(a) = \alpha\beta^2 a^2 / q^2(a)$ приведен на рис.1. При $X(a) \leq 45.37$ возможны два решения относительно спина: проградное и ретроградное, при $45.37 \leq X(a) \leq 71.16$ - только ретроградное решение, а при $X(a) \geq 71.16$ решений нет.

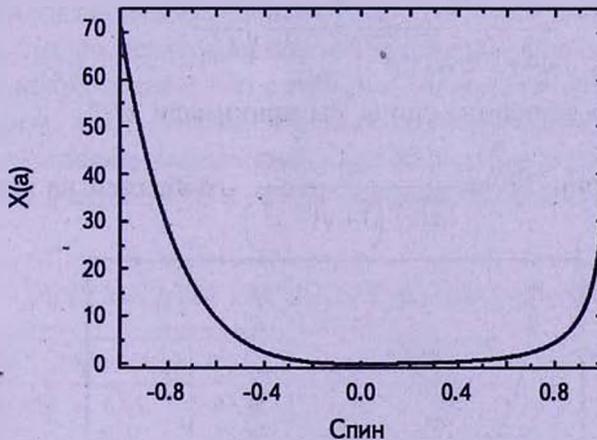


Рис.1. Зависимость функции $X(a)$, характеризующей эффективность генерации джетов в рамках модели тандема BZ+BP.

2.2. Гибридная модель Мейера. В рамках этой модели мощность джета, генерируемого совместным действием механизмов BZ и BP, вычисляется по формуле [8]:

$$L_j = \frac{10^{48}}{\eta^2} B_{H,5}^2 M_9^2 a^2, \quad (7)$$

здесь коэффициент $\eta = 1.05^{-0.5}$, $B_{H,5}$ - величина магнитного поля на горизонте событий черной дыры в единицах 10^5 Гс, а M , и a - масса и спин черной дыры.

Величину магнитного поля B_H мы оценивали из соотношения между плотностью энергии магнитного поля и плотностью энергии аккрецирующего вещества ρ_{acc} на горизонте событий центральной черной дыры:

$$\frac{B_H^2}{8\pi} = k \rho_{acc} c^2. \quad (8)$$

Это условие приводит к следующей расчетной формуле для величины магнитного поля B_H :

$$B_H = 2 \cdot 10^4 \left(\frac{l_E}{M_9} \right)^{0.5} \left(\frac{k}{\epsilon(a)} \right)^{0.5} \frac{1}{1 + \sqrt{1 - a^2}}, \quad (9)$$

где $l_E = L_{bol}/L_{Edd}$, L_{Edd} - эддингтоновская светимость, $\epsilon(a)$ - коэффициент радиационной эффективности аккреционного потока, k - это важный физический параметр, определяющий отношение плотности магнитной энергии к плотности энергии аккрецирующей плазмы на радиусе горизонта событий черной дыры.

В этом случае, итоговое уравнение относительно спина имеет следующий вид:

$$\frac{|a|}{\sqrt{\epsilon(a)}(1 + \sqrt{1 - a^2})} = \frac{1.81\eta}{\sqrt{k}} \sqrt{\frac{L_J}{L_{bol}}}. \quad (10)$$

В наших расчетах величины спина мы принимали $k = 1$.

График функции $F(a) = \frac{|a|}{\sqrt{\epsilon(a)}(1 + \sqrt{1 - a^2})}$ изображен на рис.2.

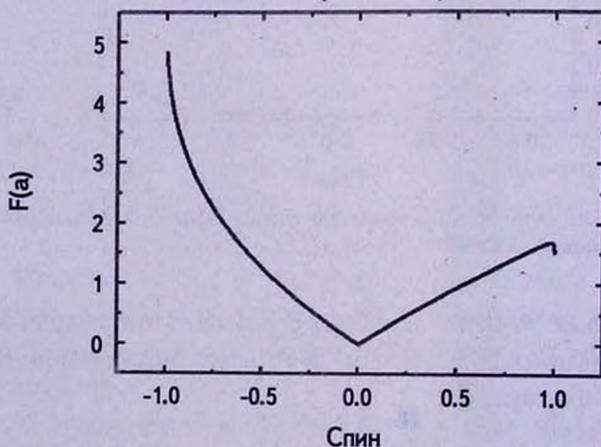


Рис.2. Зависимость функции $F(a)$, характеризующей эффективность генерации джетов в рамках гибридной модели Мейера как функция спина черной дыры ($k = 1$).

Видно, что при $F(a) \leq 1.7$ решение уравнения имеет два корня, соответствующие проградному и ретроградному значениям спина, при $1.7 \leq F(a) \leq 4.83$ имеется только одно решение, соответствующее ретроградному спину, а при $F(a) \geq 4.83$ решений нет.

3. *Результаты вычисления спина.* В этом разделе мы приводим результаты определения спина из решения уравнений (6) и (10). В связи с уже упоминавшимися трудностями анализа наблюдательных данных, в настоящее время получены ограничения на спин СМЧД лишь для нескольких десятков АЯГ, преимущественно с родительской галактикой типа Сейферт 1. Данные о спинах этих объектов приведены в обзоре [3]. Данные о болометрической светимости этих источников взяты из литературы, а мощность джета оценивалась из эмпирических соотношений, представленных Мерлони и Хейнцем [9] и Фосчини [10]. При решении уравнений (6) и (10) относительно спина мы использовали положительные значения спина, поскольку среди объектов, приведенных в [3] все значения спина положительные.

Результаты вычисления спина в рамках модели тандема BZ+BP и гибридной модели Мейера вместе со значениями спина, найденными методом рентгеновской отражательной спектроскопии, приведены в табл.1. В 7 и 8 столбцах таблицы приведены значения спинов, полученные в рамках модели тандема BZ+BP и гибридной модели Мейера, соответственно. Отметим, что, поскольку мы исходили из условия равномерного распределения, то значения, приведенные в этих столбцах, отвечают ограничению на величину спина снизу, если считать, что величина магнитного поля не может превышать значение, определяемое предположением о равномерном распределении.

Из табл.1 видно, что в случае гибридной модели Мейера решение

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ВЕЛИЧИНЫ СПИНА

| Объект | $\log(M/M_{\odot})$ | $\log L_{bol}$ | $\log L_j$ | $a(\text{fit})$ | $X(a)$ | $a(\text{BZ+BP})$ | $F(a)$ | $a(M)$ |
|--------------|---------------------|----------------|------------|------------------------|--------|-------------------|--------|--------|
| MCG-6-30-15 | 6.65 | 44.36 | 43.76 | ≥ 0.98 | 4.13 | 0.78 | 0.89 | 0.47 |
| Fairall9 | 8.41 | 45.22 | 45.07 | $0.52^{+0.19}_{-0.15}$ | 11.68 | 0.92 | 1.49 | 0.83 |
| SWIFT | 7.18 | 44.55 | 44.12 | $0.6^{+0.2}_{-0.2}$ | 6.16 | 0.84 | 1.08 | 0.59 |
| J2127.4+5654 | | | | | | | | |
| 1 H0707-495 | 6.70 | 44.81 | 44.01 | ≥ 0.98 | 2.61 | 0.71 | 0.70 | 0.37 |
| Mrk79 | 7.72 | 44.53 | 44.38 | $0.7^{+0.1}_{-0.1}$ | 11.68 | 0.92 | 1.49 | 0.83 |
| Mrk335 | 7.15 | 44.66 | 44.16 | $0.70^{+0.12}_{-0.01}$ | 5.22 | 0.82 | 1.00 | 0.54 |
| NGC3783 | 7.47 | 44.36 | 44.17 | ≥ 0.98 | 10.66 | 0.91 | 1.42 | 0.79 |
| Ark120 | 8.18 | 44.89 | 44.79 | $0.94^{+0.1}_{-0.1}$ | 13.06 | 0.93 | 1.58 | 0.89 |
| 3C 120 | 7.74 | 45.34 | 44.80 | ≥ 0.95 | 4.69 | 0.80 | 0.94 | 0.50 |
| 1 H0419-577 | 8.18 | 46.39 | 45.54 | ≥ 0.88 | 2.32 | 0.69 | 0.66 | 0.35 |
| Mrk110 | 7.40 | 44.71 | 44.31 | ≥ 0.99 | 6.53 | 0.85 | 1.11 | 0.61 |

уравнения (10), отвечающее положительному значению спина, имеется для всех 13 объектов и, как правило, оно меньше, чем значение спина, полученное методом отражательной спектроскопии. Это может свидетельствовать о том, что в (10) коэффициент $k < 1$, т.е. плотность энергии магнитного поля меньше плотности энергии аккрецируемого вещества на горизонте событий центральной черной дыры.

В случае модели тандема BZ+BP, если по-прежнему оставаться на позициях равномерного распределения, то противоречий между фитированными значениями [13] и рассчитанными нет (если не принимать во внимание источник Fairall9, относительно которого тоже имеются весьма противоречивые результаты, полученные разными авторами).

Таким образом, с результатами, полученными путем фитирования рентгеновских спектров, лучше согласуются значения спина, вычисленные в рамках модели тандема BZ+BP. Однако это еще нельзя считать окончательным доказательством в пользу этой модели, поскольку выборка объектов весьма ограничена, а самое главное, результаты фитирования, приводимые разными авторами, зачастую оказываются противоречивыми, поскольку сильно зависят от принятой модели, описывающей распространение фотонов на пути к детектору, а также, возможное влияние отражения на удаленных структурах, наподобие молекулярного тора, на результирующий профиль линии железа K_{α} 6.4кэВ. И наконец, результаты наших теоретических определений спина достаточно сильно зависят от точности определения болометрической светимости L_{bol} и кинетической мощности джета L_j . Отметим, что в этом отношении модель тандема BZ+BP менее чувствительна к неточности этих параметров, чем гибридная модель Мейера в силу особенностей зависимости функций $X(a)$ и $F(a)$ от спина - функция $F(a)$ более пологая, чем $X(a)$.

4. Определение величины магнитного поля в аккреционном диске вокруг сверхмассивной черной дыры. Наиболее популярными физическими механизмами генерации мощного релятивистского джета сверхмассивной черной дырой являются два процесса, предложенные в работах [4,5]. В процессе, предложенном Блендфордом и Знаком [4], ключевую роль, наряду с величиной спина вращающейся черной дыры, играет магнитное поле, генерируемое вблизи радиуса горизонта событий черной дыры. В процессе Блендфорда и Пейна [5] такую ключевую роль играет магнитное поле, генерируемое в аккреционном диске и, конкретно, вблизи последней устойчивой орбиты кеплеровского вращения в аккреционном диске.

В работе [6] выполнен детальный расчет генерации релятивистского джета в результате действия комбинации обоих процессов, которую авторы [6] назвали BZ+BP тандемом. В связи с этим становится интересной

проблема величины магнитного поля в аккреционном диске, которая обеспечивает эффективное действие такого тандема. Такая задача может быть решена, если мы имеем совокупность данных, включающих величины кинетической мощности джета L_j , массы M_{BH} и спина a сверхмассивной черной дыры. Эта задача выполнена частично в работе [11]. Именно частично, поскольку авторы, наряду с фитированием наблюдаемого спектра излучения, использовали значение скорости аккреции вблизи радиуса последней устойчивой орбиты на уровне $\dot{M}_{acc} = 0.1 \dot{M}_{Edd}$. Таким образом, авторы [11] представили детальные данные о 28 радиокваразах, причем кинетические мощности релятивистских джетов определены независимо по данным радиоизлучения квазаров (см., например, [12]).

Мы выполнили оценки величин магнитных полей B_d на радиусе последней устойчивой орбиты на основе расчетов [11], используя, в

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АККРЕЦИОННОМ ДИСКЕ

| Объект | $\log L_j$ | $\log L_{BLR}$ | $\log(M/M_\odot)$ | a | $\log B_d$ | $\log B_{eq}$ | B_d/B_{eq} |
|----------|------------|----------------|-------------------|------|------------|---------------|--------------|
| 0017+154 | 47.19 | 45.79 | 9.62 | 0.89 | 3.47 | 3.13 | 2.19 |
| 0022+297 | 45.61 | 44.15 | 7.81 | 0.98 | 4.43 | 4.29 | 1.38 |
| 0119-046 | 46.52 | 46.00 | 9.91 | 0.25 | 3.33 | 2.62 | 5.13 |
| 0134+329 | 46.30 | 44.96 | 8.85 | 0.94 | 3.96 | 3.76 | 1.58 |
| 0238+100 | 46.10 | 45.59 | 9.48 | 0.29 | 3.50 | 2.85 | 4.47 |
| 0336-019 | 45.18 | 45.00 | 8.89 | 0.13 | 3.87 | 3.10 | 5.89 |
| 0403-132 | 45.60 | 45.25 | 9.08 | 0.35 | 3.60 | 3.10 | 3.16 |
| 0607-157 | 44.20 | 43.56 | 7.32 | 0.58 | 4.52 | 4.11 | 2.57 |
| 0637-752 | 46.48 | 45.44 | 8.81 | 0.98 | 3.87 | 3.94 | 0.85 |
| 0837-120 | 44.79 | 45.00 | 8.86 | 0.12 | 3.72 | 3.13 | 3.89 |
| 0838+133 | 46.19 | 45.14 | 8.67 | 0.94 | 3.88 | 3.83 | 1.12 |
| 0903+169 | 45.30 | 44.69 | 8.39 | 0.65 | 3.92 | 3.64 | 1.91 |
| 1023+067 | 46.50 | 45.70 | 8.99 | 0.85 | 3.78 | 3.36 | 2.63 |
| 1040+123 | 46.27 | 45.11 | 8.76 | 0.91 | 3.85 | 3.68 | 1.48 |
| 1250+568 | 45.50 | 44.57 | 8.31 | 0.74 | 4.05 | 3.71 | 2.19 |
| 1253-055 | 45.70 | 44.64 | 8.28 | 0.88 | 4.07 | 3.89 | 1.51 |
| 1318+113 | 46.86 | 45.86 | 9.32 | 0.95 | 3.56 | 3.56 | 1.00 |
| 1334-127 | 44.91 | 44.18 | 7.98 | 0.57 | 4.21 | 3.75 | 2.88 |
| 1442+101 | 46.95 | 45.93 | 9.93 | 0.44 | 3.35 | 2.62 | 5.37 |
| 1559+173 | 46.81 | 45.66 | 9.25 | 0.93 | 3.62 | 3.49 | 1.35 |
| 1606+289 | 46.56 | 45.61 | 9.37 | 0.73 | 3.53 | 3.16 | 2.34 |
| 1622+238 | 46.48 | 45.34 | 9.53 | 0.16 | 3.82 | 2.64 | 15.14 |
| 1641+399 | 45.30 | 45.47 | 9.27 | 0.29 | 3.31 | 3.00 | 2.04 |
| 1954-388 | 44.12 | 44.20 | 7.99 | 0.32 | 4.41 | 3.66 | 5.62 |
| 1954+513 | 46.04 | 45.39 | 9.18 | 0.54 | 3.59 | 3.14 | 2.82 |
| 1655+077 | 45.00 | 43.62 | 7.28 | 0.96 | 4.23 | 4.50 | 0.54 |
| 2120+168 | 46.88 | 45.57 | 9.68 | 0.54 | 3.51 | 2.73 | 6.03 |
| 2354+144 | 46.73 | 44.75 | 9.37 | 0.87 | 3.50 | 2.84 | 4.57 |

основном, непосредственные данные наблюдений. Такие оценки могут быть получены на основе аналитической формулы (1), полученной в [6]. Результаты наших расчетов представлены в табл.2. Важный вывод, полученный нами в результате данных расчетов, состоит в том, что полученная нами по формуле (5) величина B_{eq} , т.е. магнитное поле, удовлетворяющее условию равенства магнитного и радиационного давлений на последней устойчивой орбите, оказывается, как правило, существенно меньше величины B_g . Интересно, что такое различие существенно зависит от величины спина черной дыры, определенной авторами [11] и оказывается наибольшим именно для объектов с малым значением спина: $a < 0.9$. Например, для объекта 0336-019 со значением спина $a=0.13$ отношение B_g к B_{eq} , определяемое формулой (5), составляет 5.89. Для объекта 0837-120 со значением спина $a=0.12$ это значение составляет 3.89, а для объекта 0238+100 со значением спина $a=0.29$ отношение $B_g/B_{eq}=4.47$.

Основой оценки величины спина объектов, представленных в [11], является модель, в которой предполагается наличие тесной связи между величинами спина сверхмассивной черной дыры и степенного индекса закона распределения магнитного поля в аккреционном диске. Сам показатель степенного закона включен в мощность релятивистского джета, определение которой выполняется в рамках действия тандема Блендфорда-Знаека (BZ) и Блендфорда-Пейна (BP) процессов. Однако существуют и другие методы определения величины спина сверхмассивной черной дыры (см., например, [13]). Предварительные оценки показывают, что для ряда объектов из [11] величины спинов оказываются значительно выше, чем это следует из модели [11]. В этом случае снимается проблема резкого различия между определяемыми величинами B_g и B_{eq} .

5. Определение величины магнитного поля на горизонте событий сверхмассивной черной дыры. Уравнение (10) позволяет определить величину отношения магнитного давления к давлению аккрецируемого газа вблизи радиуса горизонта событий сверхмассивной черной дыры в объектах, представленных в [11], т.е. параметра k , обратно пропорционального известному плазменному параметру $\beta = P_{gas}/P_{MF}$. Результаты соответствующих вычислений представлены в табл.3 для моделей Блендфорда-Знаека и Мейера, соответственно.

Эти результаты показывают, что в случае генерации релятивистского джета вращающейся черной дырой величина магнитного поля на горизонте оказывается примерно в 5 раз выше, чем в случае действия тандема: вращающаяся черная дыра + аккреционный диск. Но более существенным является тот факт, что для всех объектов из списка [11] магнитное давление оказывается намного выше давления аккрецируемого газа вблизи горизонта черной дыры, превышая последнее, зачастую, в десятки раз

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРА k

| Объект | $\log L_j$ | $\log L_{BLR}$ | $\log (M/M_\odot)$ | a | $\varepsilon(a)$ | $k(BZ)$ | $k(M)$ |
|----------|------------|----------------|--------------------|------|------------------|---------|--------|
| 0017+154 | 47.19 | 45.79 | 9.62 | 0.89 | 0.15104 | 16.64 | 3.17 |
| 0022+297 | 45.61 | 44.15 | 7.81 | 0.98 | 0.23387 | 16.54 | 3.15 |
| 0119-046 | 46.52 | 46.00 | 9.91 | 0.25 | 0.06689 | 22.47 | 4.28 |
| 0134+329 | 46.30 | 44.96 | 8.85 | 0.94 | 0.18113 | 13.23 | 2.52 |
| 0238+100 | 46.10 | 45.59 | 9.48 | 0.29 | 0.06885 | 16.64 | 3.17 |
| 0336-019 | 45.18 | 45.00 | 8.89 | 0.13 | 0.06177 | 35.96 | 6.85 |
| 0403-132 | 45.60 | 45.25 | 9.08 | 0.35 | 0.07207 | 8.09 | 1.54 |
| 0607-157 | 44.20 | 43.56 | 7.32 | 0.58 | 0.08918 | 6.25 | 1.19 |
| 0637-752 | 46.48 | 45.44 | 8.81 | 0.98 | 0.23387 | 6.30 | 1.20 |
| 0837-120 | 44.79 | 45.00 | 8.86 | 0.12 | 0.06139 | 17.12 | 3.26 |
| 0838+133 | 46.19 | 45.14 | 8.67 | 0.94 | 0.18113 | 6.77 | 1.29 |
| 0903+169 | 45.30 | 44.69 | 8.39 | 0.65 | 0.09688 | 4.73 | 0.90 |
| 1023+067 | 46.50 | 45.70 | 8.99 | 0.85 | 0.13587 | 4.52 | 0.86 |
| 1040+123 | 46.27 | 45.11 | 8.76 | 0.91 | 0.16098 | 9.19 | 1.75 |
| 1250+568 | 45.50 | 44.57 | 8.31 | 0.74 | 0.11002 | 7.82 | 1.49 |
| 1253-055 | 45.70 | 44.64 | 8.28 | 0.88 | 0.14676 | 7.75 | 1.48 |
| 1318+113 | 46.86 | 45.86 | 9.32 | 0.95 | 0.19014 | 5.94 | 1.13 |
| 1334-127 | 44.91 | 44.18 | 7.98 | 0.57 | 0.08821 | 7.93 | 1.51 |
| 1442+101 | 46.95 | 45.93 | 9.93 | 0.44 | 0.07769 | 24.78 | 4.72 |
| 1559+173 | 46.81 | 45.66 | 9.25 | 0.93 | 0.17347 | 8.66 | 1.65 |
| 1606+289 | 46.56 | 45.61 | 9.37 | 0.73 | 0.10831 | 8.4 | 1.60 |
| 1622+238 | 46.48 | 45.34 | 9.53 | 0.16 | 0.06296 | 209.1 | 41.82 |
| 1641+399 | 45.30 | 45.47 | 9.27 | 0.29 | 0.06885 | 3.47 | 0.66 |
| 1954-388 | 44.12 | 44.20 | 7.99 | 0.32 | 0.07041 | 3.57 | 0.68 |
| 1954+513 | 46.04 | 45.39 | 9.18 | 0.54 | 0.08546 | 7.30 | 1.39 |
| 1655+077 | 45.00 | 43.62 | 7.28 | 0.96 | 0.20108 | 14.07 | 2.68 |
| 2120+168 | 46.88 | 45.57 | 9.68 | 0.54 | 0.08546 | 33.23 | 6.33 |
| 2354+144 | 46.73 | 44.75 | 9.37 | 0.87 | 0.14283 | 65.78 | 12.53 |

(см., например, объекты 0336-019, 0119-046). Как правило такая ситуация характерна для объектов с относительно небольшими значениями спина $a=0.12-0.16$. Эти результаты хорошо соответствуют идее Гарофало [14] об усилении крупномасштабного магнитного поля аккреционного диска в области между радиусами горизонта и последней устойчивой орбиты ("plunging" region). Действительно, такая ситуация имеет место, если в процессе аккреции действует закон сохранения магнитного потока. Именно в этом случае магнитное поле на горизонте событий может оказаться существенно выше именно для черной дыры с меньшим значением спина, поскольку $R_m(a=0)=6R_g$, а $R_m(a=0.998)=1.22R_g$. Вместе с тем отметим, что проблема существенного превышения давления магнитного поля над давлением аккрецируемого газа вблизи радиуса горизонта событий может быть значительно смягчена, если дальнейшие исследования подтвердят

выводы работы [13] о существенно большей величине спина для ряда объектов из [11].

6. *Заключение.* Для СМЧД в АЯГ с ограничениями на величину спина, полученными методом рентгеновской отражательной спектроскопии вычислены значения спинов в рамках гибридных моделей генерации релятивистских джетов: модели Мейера и тандема BZ+BP. Показано, что с ограничениями на спин, полученными методом XRS, неплохо согласуются вычисления спина, проведенные в модели тандема BZ+BP в рамках предположения о равномерном распределении. Это означает, что в аккреционном диске в области последней устойчивой орбиты давление магнитного поля сравнимо с радиационным давлением. В модели Мейера, для согласования результатов, необходимо предположить, что плотность энергии магнитного поля на горизонте событий черной дыры меньше, чем плотность энергии аккрецирующего вещества. В то же время для объектов Fairall9 и NGC4051, чтобы согласовать полученные результаты, необходимо предположить либо существование ретроградных аккреционных систем, либо дополнительное усиление магнитного поля при его переносе к горизонту событий, так что плотность энергии магнитного поля может стать больше, чем плотность энергии аккрецирующего вещества.

Вычислены значения магнитных полей на радиусах последней устойчивой орбиты в аккреционном диске и горизонта событий центральной сверхмассивной черной дыры для ряда радиокварзаров с определенными величинами кинетической мощности релятивистских джетов [11]. Важный результат, полученный для радиокварзаров с мощной светимостью, состоит в том, что величина магнитной плотности энергии на радиусе горизонта оказывается существенно выше, чем величина плотности энергии аккрецирующего газа. Данный результат подтверждает вывод, представленный в работе [14] об усилении крупномасштабного магнитного поля аккреционного диска в области между радиусами горизонта и последней устойчивой орбиты.

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, СПб., Россия, e-mail: gnedin@gao.spb.ru

² СПбГПУ

CALCULATION OF THE SPIN OF SUPERMASSIVE
BLACK HOLES AND MAGNETIC FIELDS IN ACTIVE
GALACTIC NUCLEIA.G.MIKHAILOV¹, Y.N.GNEDIN¹, A.V.BELONOVSKY²

We calculated the constraints on value of spin of supermassive black holes (SMBH) in active galactic nuclei (AGN) of Seyfert type in framework of two hybrid models of the generation relativistic jets: Meier and tandem Blandford-Znajek and Blandford-Payne processes. The comparison of our results with constraints on the value of a spin obtained by the method X-ray Reflection Spectroscopy indicates that they are in good agreement for the case of the tandem model. This result shows that in the region of the innermost stable circular orbit (ISCO) the magnetic field pressure approximately is equal to the radiation pressure. Also it is obtained the magnetic field strength in region of ISCO of the accretion disk and of the horizon event of SMBH for 28 radio quasars. The important result is that density magnetic field energy near the horizon event is significantly higher than a density of accreting gas energy. This fact indicates that probably there is a mechanism of magnetic field amplification around a horizon event of central black hole in powerful radio quasars.

Key words: *active galactic nuclei: accretion disks: jet: magnetic fields: supermassive black hole: spin*

ЛИТЕРАТУРА

1. *K.Iwasawa et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **282**, 1038, 1996.
2. *Y.Dabrowski, A.C.Fabian, K.Iwasawa et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **288**, L11, 1997.
3. *C.S.Reynolds*, arXiv: 1302.3260, 2013.
4. *R.D.Blandford, R.L.Znajek*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **179**, 433, 1977.
5. *R.D.Blandford, D.G.Payne*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **199**, 883, 1982.
6. *D.Garofalo, D.A.Evans, R.M.Sambruna*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **406**, 975, 2010.
7. *D.L.Meier*, Astrophys. J., **522**, 753, 1999.
8. *R.A.Daly*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **414**, 1253, 2011.
9. *A.Merloni, S.Heinz*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **381**, 589, 2007.
10. *L.Foschini*, Research in Astron. Astrophys., **11**, 1266, 2011.
11. *Y.Li, D.-X.Wang, Z.-M.Gan*, arXiv: 0802.3504, 2008.
12. *L.E.H.Godfrey, S.S.Shabala*, Astrophys. J., **767**, 12, 2013.
13. *L.W.Brenneman*, arXiv: 1309.6334, 2013.
14. *D.Garofalo*, Astrophys. J., **699**, 400, 2009.

