

ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ СПИНА СВЕРХМАССИВНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ ОТ ФАКТОРА ЭДДИНГТОНА ДЛЯ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК

М.Ю.ПИОТРОВИЧ, С.Д.БУЛИГА, Ю.Н.ГНЕДИН,
А.Г.МИХАЙЛОВ, Т.М.НАЦВЛИШВИЛИ

Поступила 20 июня 2016

Представлено соотношение, которое определяет связь между спином сверхмассивной черной дыры (СМЧД) и фактором Эддингтона, т.е. отношением между болометрической и эддингтоновской светимостями для аккреционного диска в активных ядрах галактик (АЯГ). Полученное соотношение зависит также от отношения между величинами давления магнитного поля и потока аккрецирующего вещества на радиусе горизонта событий черной дыры. В случае равенства давлений магнитного поля и аккрецирующего вещества устанавливается прямая связь между спином черной дыры и фактором Эддингтона. На основе имеющихся данных о болометрической светимости и массе черной дыры можно определить величину спина черной дыры. Для ряда АЯГ представлены значения спинов центральных СМЧД. Предложенный нами метод позволяет также определить величину отношения между давлениями магнитного поля и аккреционного газа на горизонте событий СМЧД для АЯГ, у которых надежно определено значение спина черной дыры.

Ключевые слова: *активные галактики; магнитные поля; аккреционные диски; черные дыры*

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 достаточно большое 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 СМЧД в АЯГ, относятся ко второй половине 90-х гг. XX в. – т.е. эта задача стала решаться относительно недавно [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 [3]. Вместе с тем, существующие методики, основанные на анализе рентгеновских спектров, зачастую приводят к различным результатам из-за сложности и

неоднозначности анализа формы рентгеновских 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 Блэндфорда-Знаека (далее - BZ) [4], Блэндфорда-Пейна (далее - BP) [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. Возможность того, что энергетическим источником активности черных дыр является энергия вращения черной дыры, рассмотрена в цикле работ [8-11]. Это открывает возможность еще одного подхода к ограничению величины спина СМЧД, исходя из наблюдений значений мощности джета в АЯГ. В настоящей работе мы рассматриваем гибридную модель Мейера.

В рамках гибридной модели Мейера [7,12] мощность джета, производимая совместным действием механизмов BZ и BP, вычисляется по формуле:

$$L_j = \frac{10^{48}}{\eta^2} \left(\frac{B_H}{10^5} \right)^2 \left(\frac{M}{10^9 M_\odot} \right)^2 a^2, \quad (1)$$

здесь коэффициент $\eta = 1.05^{0.5}$, B_H - величина магнитного поля на горизонте событий черной дыры, а M и a - масса и спин черной дыры.

Величину магнитного поля B_H можно оценить из условия равенства между плотностью энергии магнитного поля и плотностью энергии аккрецирующего вещества ρ_{acc} на горизонте событий центральной черной дыры: $B_H^2 8\pi = k \rho_{acc} c^2 = k M c / 4\pi R_H^2$, где M - темп аккреции в г/с.

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

$$B_H = 2 \times 10^4 \left(\frac{l_E}{M_9} \right)^{12} \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^{12} \frac{1}{1 + \sqrt{1 - a^2}}, \quad (2)$$

где $l_E = L_{bol} / L_{Edd}$, L_{Edd} - эддингтоновская светимость, L_{bol} - болометрическая светимость, $M_9 = M_{BH} / 10^9 M_\odot$, $\varepsilon(a)$ - 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:

$$\frac{|a|}{\sqrt{\varepsilon(a)} (1 + \sqrt{1 - a^2})} = \frac{1.81\eta}{\sqrt{k}} \sqrt{\frac{L_j}{L_{bol}}}. \quad (3)$$

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

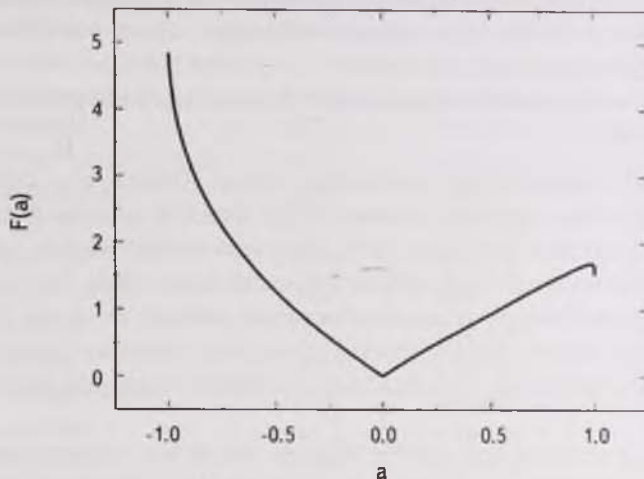


Рис.1. Зависимость функции $F(a)$, характеризующей эффективность производства джетов в рамках гибридной модели Мейера как функция спина черной дыры.

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.

Мощность релятивистского джета может быть представлена следующим образом [13]:

$$\log \frac{L_j}{L_{Edd}} = (0.49 \pm 0.07) \log l_E - (0.78 \pm 0.36). \quad (4)$$

В результате выражение (3) принимает следующий вид:

$$\frac{|a|}{\sqrt{\varepsilon(a)}(1 + \sqrt{1 - a^2})} = \frac{1}{\sqrt{1.05 k}} \frac{0.737}{l_E^{0.255}}, \quad (5)$$

$\varepsilon(a)$ - коэффициент преобразования гравитационной энергии аккреционного газа в энергию излучения.

Коэффициент $\varepsilon(a)$ существенно зависит от величины спина вращающейся черной дыры. Численные расчеты данного коэффициента для черной дыры типа Керра, с учетом керровской геометрии пространства, выполнены и представлены в классической монографии [14] и в ряде публикаций [15,16]. При построении графика на рис.1 данные о коэффициенте $\varepsilon(a)$ взяты из таблиц, представленных в цитированных выше работах. Кроме

того, использовалось следующее соотношение: $\varepsilon = 1 - \sqrt{1 - 2R_g/3R_m}$, где R_m - радиус последней устойчивой орбиты, величина которой детально протабулирована в работе [17]. Предельное значение спина черной дыры, при котором существует стационарное значение радиуса последней устойчивой орбиты, равно $a = 0.998$. Для данного значения спина коэффициент преобразования гравитационной энергии в излучение равен $\varepsilon(0.998) = 0.36$.

Мы будем использовать соотношение (5) для оценки величины спина конкретных АЯГ.

2. Метод определения величины спина. Одним из основных методов определения значений спинов СМЧД является детальный анализ спектра рентгеновского излучения АЯГ, которое возникает вблизи радиуса последней устойчивой круговой орбиты в аккреционном диске. Как хорошо известно, величина такого радиуса существенно зависит от спина СМЧД [14]. На основе такого анализа удастся достаточно надежно определить величину этого радиуса и, следовательно, величину спина вращающейся черной дыры.

Методом рентгеновской спектроскопии получены ограничения на величину спина СМЧД для порядка 20 объектов [18,3]. Из уравнения (3) видно, что для определения величины спина помимо болометрической светимости и мощности джета необходимо знать параметр k . Чтобы выяснить допустимый диапазон значений данного параметра мы решили уравнение (3), считая спин равным среднему значению, приведенному в работах [18,3]. С учетом неопределенностей соотношения (4), использованного для определения кинетической мощности джета, мы получаем для минимального значения k : $k_{min} = \frac{0.23}{F^2(a)} l_E^{-0.58}$, а для максимального:

$$k_{max} = \frac{1.19}{F^2(a)} l_E^{-0.44}.$$

Таким образом, интервал (k_{min}, k_{max}) определяет возможные значения параметра k . Как видно из табл.1 для 10 объектов из 20 среднее значение k не сильно отличается от единицы. Для 8 объектов k несколько меньше единицы, однако отметим, что для всех этих объектов получены лишь нижние ограничения на величину спина, при этом все они близки к предельным керровским значениям. Лишь для двух объектов k больше единицы. Таким образом, для выборки объектов [18,3] типичное значение k порядка единицы. Учитывая также, что $F(a) \sim 1/\sqrt{k}$ в дальнейших наших расчетах мы будем полагать $k = 1$. Также в табл.1 мы приводим значения спина этих объектов, вычисленные в предположении $k = 1$ с погрешностями, рассчитанными с учетом неопределенности соотношения (4) для вычисления мощности джета.

Отметим, что в случае действия только механизма BZ, коэффициент

Таблица 1

РАСЧЕТ ДИАПАЗОНА ВОЗМОЖНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРА k
ДЛЯ ГИБРИДНОЙ МОДЕЛИ МЕЙЕРА.

Объект	Спин (fit)	k	Спин ($M, k = 1$)
MCG-6-30-15	≥ 0.98	0.13-0.62	$0.49^{+0.25}_{-0.17}$
Fairall 9	$0.52^{+0.19}_{-0.15}$	1.37-4.72	$0.88^{+0.11}_{-0.26}$
SWIFT J2127.4+5654	$0.6^{+0.2}_{-0.2}$	0.50-2.07	$0.61^{+0.29}_{-0.19}$
1 H0707-495	≥ 0.98	0.08-0.41	$0.38^{+0.21}_{-0.14}$
Mrk 79	$0.7^{+0.1}_{-0.1}$	0.80-2.75	$0.88^{+0.11}_{-0.26}$
Mrk 335	$0.70^{+0.12}_{-0.01}$	0.31-1.36	$0.56^{+0.27}_{-0.19}$
NGC 3783	≥ 0.98	0.40-1.43	$0.83^{+0.16}_{-0.34}$
Ark 120	$0.94^{+0.1}_{-0.1}$	0.54-1.80	$0.94^{+0.05}_{-0.27}$
3C 120	≥ 0.95	0.16-0.72	$0.52^{+0.27}_{-0.17}$
1 H0419-577	≥ 0.88	0.08-0.44	$0.35^{+0.21}_{-0.13}$
Ark 564	$0.96^{+0.01}_{-0.06}$	0.29-1.12	$0.70^{+0.29}_{-0.22}$
Mrk 110	≥ 0.99	0.23-0.93	$0.63^{+0.30}_{-0.20}$
Ton S180	$0.91^{+0.02}_{-0.09}$	0.06-0.33	$0.31^{+0.18}_{-0.12}$
RBS 1124	≥ 0.98	0.24-0.95	$0.64^{+0.31}_{-0.39}$
Mrk 359	$0.66^{+0.30}_{-0.54}$	0.35-1.51	$0.56^{+0.27}_{-0.19}$
Mrk 841	≥ 0.52	0.39-1.81	$0.48^{+0.24}_{-0.17}$
IRAS 13224-3809	≥ 0.995	0.10-0.49	$0.42^{+0.22}_{-0.15}$
Mrk 1018	$0.58^{+0.36}_{-0.74}$	2.86-7.86	-
NGC 4051	≥ 0.99	0.61-1.94	>0.73
NGC 1365	$0.97^{+0.01}_{-0.04}$	0.41-1.44	$0.83^{+0.16}_{-0.24}$

Во второй колонке приведены значения спина, полученные методом рентгеновской спектроскопии, в четвертой приведены значения спина, вычисленные в модели Мейера с учетом погрешностей соотношения (4) в предположении $k = 1$.

в уравнении (1) $\eta = \sqrt{5}$. Поэтому параметр k увеличивается примерно в 5 раз по сравнению с гибридной моделью Мейера. Это означает, что процесс BZ требует существенно больших магнитных полей, чем гибридная модель Мейера. Как следует из данных табл.1 в случае BZ-процесса магнитное давление на горизонте черной дыры во многих случаях существенно превышает газовое давление аккреционного потока, т.е. необходим эффективный механизм генерации магнитного поля вблизи горизонта событий СМЧД.

3. *Определение величины спинов черных дыр промежуточных масс и блазаров.* В данном разделе мы представим оценки величины спинов черных дыр промежуточных масс, обладающих сильной рентгеновской

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ СПИНОВ ЧЕРНЫХ ДЫР ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МАСС,
ОПРЕДЕЛЕННЫЕ В РАМКАХ ГИБРИДНОЙ МОДЕЛИ МЕЙЕРА
(при условии равенства плотности энергии магнитного поля и
аккрецирующего вещества)

Объект	l_E	$\log M_{BH} / M_\odot$	Спин
J0021-1507	0.26	6.40	$0.55^{+0.27}_{-0.18}$
J0113-1442	0.35	6.23	$0.50^{+0.26}_{-0.17}$
J0152-1347	0.21	6.59	$0.58^{+0.29}_{-0.19}$
J0232-0729	0.12	6.49	$0.68^{+0.31}_{-0.21}$
J1233+0005	0.08	6.82	0.76 ± 0.23
J1305+1813	0.07	6.32	$0.79^{+0.20}_{-0.24}$
J1324+3000	0.36	6.46	$0.50^{+0.26}_{-0.17}$
J1347+1734	0.08	5.89	0.76 ± 0.23
J2008-4440	0.46	6.26	$0.47^{+0.24}_{-0.16}$

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ СПИНОВ ДЛЯ РЯДА БЛАЗАРОВ
ИЗ ВЫБОРКИ ХИОНГА И ЗАНГА [19]

Объект	z	$\log M_{BH} / M_\odot$	Спин
2FGL J0457.0-2325	1.003	-	-0.86
2FGL J0043.7+3426	0.966	8.01	-0.74
2FGL J0047.9+2232	1.161	8.34	-0.68
2FGL J0057.9+3311	1.369	7.99	-0.66
2FGL J0204.0+3045	0.955	8.02	-0.94
2FGL J0217.5-0813	0.607	6.53	-0.88
2FGL J0259.5+0740	0.893	-	-0.92
2FGL J0310.7+3813	0.816	8.23	-0.64
2FGL J0342.4+3859	0.945	7.42	-0.77
2FGL J0413.5-5332	1.024	7.83	-0.68
2FGL J0430.4-2507	0.516	6.51	-0.93
2FGL J0516.8-6207	1.3	8.22	-0.74
2FGL J0811.4+0149	1.148	8.5	-0.92
2FGL J0825.9+0308	0.506	8.83	-0.69
2FGL J0831.9+0429	0.174	8.63	-0.94
2FGL J1001.0+2913	0.558	7.47	-0.95
2FGL J1043.1+2404	0.559	8.09	-0.65
2FGL J1057.0-8004	0.581	8.8	-0.72
2FGL J1117.2+2013	0.139	8.62	-0.998
2FGL J1751.5+0938	0.322	8.41	-0.73

переменностью. Значения массы и фактора Эддингтона l_E представлены в работе [11] (табл.4 и 5 из этой работы). Результаты наших вычислений

представлены в табл.2, где видно, что значения спинов черных дыр промежуточных масс существенно меньше максимального значения 0.998, характерного для предельного значения стабильной вращающейся черной дыры типа Керра.

В табл.3 представлены результаты вычисления спинов для ряда блазаров из выборки Хионга и Занга [19]. Блазары в данной выборке являются источниками гамма-излучения высокой энергии. При условии равенства магнитной и аккреционной плотности энергии вблизи горизонта событий, т.е. при $k=1$, аккреционные диски во многих объектах данного типа имеют ретроградные кеплеровские вращения по отношению к вращению СМЧД. В табл.3 представлены только сами значения спинов. Ошибки не превышают данных табл.1, и они не влияют на наш вывод о ретроградном вращении, конечно, при условии $k=1$. Именно объекты с наибольшими по модулю значениями отрицательного спина и выбраны из всей выборки, представленной в работе [19]. Другой возможный вариант - это проградное вращение, но только в случае, когда магнитное давление существенно превышает давление аккреционного потока вблизи горизонта событий, т.е. $k \gg 1$. Пока не существует убедительных доказательств, позволяющих сделать однозначный выбор между этими двумя ситуациями.

4. *Зависимость величины спина СМЧД от космологического красного смещения.* СМЧД находятся в центрах активных галактик и в отличие от черных дыр звездных масс сильно эволюционируют в процессе своего развития [20]. В последние годы получены убедительные результаты, свидетельствующие, что массы СМЧД и их светимости существенно изменяются в зависимости от космологического красного смещения [21]. Такие результаты были получены благодаря публикации данных астрономического обзора внегалактических объектов Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Одной из первых работ, посвященных этой проблеме, была статья [22], в которой были представлены результаты распределения вириальных масс для выборки в ~10000 квазаров в интервале космологических красных смещений вплоть до $z=2.1$. Затем авторы [23] проанализировали данные из каталога 2QZ QSO [24] и представили зависимость от космологического красного смещения среднего значения массы СМЧД в области от $z \sim 0.5$ до $z \sim 2.5$. Все значения массы были получены на основе вириальной зависимости с использованием ширины линий H_β , MgII, CIV в системе координат, связанной с самой черной дырой (rest frame).

В работе [21] было проанализировано 62185 квазаров из каталога SDSS и, используя вириальную теорему, основанную на наблюдаемой полной ширине линий H_β , MgII и CIV, авторы определили среднюю величину масс СМЧД и величину болометрической светимости для избранных интервалов значений космологического красного смещения z . В результате

была установлена эволюция массы СМЧД и болометрической светимости в зависимости от красного смещения. Оказалось, что обе величины существенно возрастают с увеличением z .

Определенные нами на основе данных о l_E и M из работы [21] значения спинов представлены в табл.4. Видно, что с увеличением z значение спина уменьшается.

Можно предложить два варианта: 1) при сохранении равенства давлений ($P_{\text{mag}} = P_{\text{acc}}$) величина спина уменьшается; (2) если сохраняется величина спина, то с ростом красного смещения возрастает магнитное давление и нарушается условие равенства давлений.

В работе [25] представлен каталог из 391 квазара с широкими эмиссионными линиями на основе данных наблюдений в инфракрасном диапазоне (MIR $24\mu\text{m}$). Данный каталог был основан также на данных ММТ и SDSS спектроскопии. Он представляет популяцию квазаров в области космологических красных смещений $z < 4$. В результате получены оценки вириальных масс и эддингтоновского отношения для квазаров в данной области значений космологического красного смещения. Используя эти данные, мы определили область значений спинов СМЧД для этих объектов в данной области величин космологических красных смещений (табл.5).

Конечно, в данной ситуации очень важным является учет эффектов селекции. Авторы работ [21,26] выполнили учет эффектов наблюдательной селекции, получив результаты смещения функции масс черных дыр с

Таблица 4

ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ СПИНА СМЧД ОТ КОСМОЛОГИЧЕСКОГО КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ

(на основе данных [21]) $k = 1$

z (в линии)	l_E	$\log M_{\text{BH}} / M_{\odot}$	Спин
0.2-0.4 (H β)	0.07	8.27	$0.78^{+0.21}_{-0.23}$
0.4-0.6 (H β)	0.10	8.44	$0.72^{+0.27}_{-0.22}$
0.6-0.8 (H β)	0.12	8.69	$0.68^{+0.31}_{-0.21}$
0.6-0.8 (MgII)	0.12	8.59	$0.67^{+0.32}_{-0.21}$
0.8-1.0 (MgII)	0.14	8.76	$0.65^{+0.31}_{-0.20}$
1.0-1.2 (MgII)	0.16	8.89	$0.63^{+0.30}_{-0.20}$
1.2-1.4 (MgII)	0.18	8.96	$0.61^{+0.29}_{-0.19}$
1.4-1.6 (MgII)	0.18	9.07	$0.61^{+0.29}_{-0.19}$
1.6-1.8 (MgII)	0.19	9.18	$0.60^{+0.29}_{-0.19}$
1.8-2.0 (MgII)	0.20	9.29	$0.59^{+0.28}_{-0.19}$
1.8-2.0 (CIV)	0.19	9.20	$0.59^{+0.29}_{-0.19}$
2.0-3.0 (CIV)	0.24	9.30	$0.56^{+0.28}_{-0.18}$
3.0-4.1 (CIV)	0.31	9.38	$0.52^{+0.27}_{-0.17}$

Таблица 5

**ЗНАЧЕНИЯ МАССЫ, ЭДДИНГТОНОВСКОГО ОТНОШЕНИЯ И
СПИНА СМЧД ДЛЯ ДАННЫХ КАТАЛОГОВ КВАЗАРОВ
(усредненные значения)**

z	Выборка квазаров	$\log M_{BH} / M_{\odot}$	$\log l_E$	Спин
$z < 1$	SDSS	8.26 ± 0.53	-1.07 ± 0.53	$0.76^{+0.14}_{-0.21}$
	MMT	8.39 ± 0.56	-1.33 ± 0.55	$0.65^{+0.24}_{-0.37}$
$1 < z < 2$	SDSS	9.05 ± 0.47	-1.05 ± 0.32	0.75 ± 0.15
	MMT	8.85 ± 0.44	-1.14 ± 0.34	$0.78^{+0.21}_{-0.16}$
$2 < z < 3$	SDSS	9.59 ± 0.24	-0.98 ± 0.32	$0.71^{+0.16}_{-0.12}$
	MMT	9.29 ± 0.52	-1.15 ± 0.38	$0.78^{+0.11}_{-0.17}$
$z > 3$	SDSS	9.92 ± 0.47	-0.90 ± 0.44	$0.68^{+0.22}_{-0.11}$
	MMT	10.78 ± 1.27	-0.95 ± 0.16	0.70 ± 0.05

увеличением z в сторону именно больших масс.

Результаты, представленные в табл.4, подтверждают, что действительно имеет место слабое уменьшение величины спина СМЧД с ростом космологического красного смещения. Эти результаты не противоречат выводам, представленным в работах [27,28].

5. Заключение. Определение величины спина СМЧД может быть выполнено на основе соотношения, полученного в работе [13], которое определяет связь между спином и фактором Эддингтона, представляющим отношение между болометрической и эддингтоновской светимостями. В случае равенства давлений магнитного поля и аккреционного газа такая связь носит прямой характер. В результате определены значения спинов для ряда СМЧД, входящих в состав АЯГ, включая черные дыры промежуточных масс и блазары.

С другой стороны, существует независимый метод определения спина СМЧД. Метод основан на рентгеновской спектроскопии линий, возникающих в ближайшей окрестности вокруг радиуса последней стабильной орбиты в аккреционном диске. В результате анализа спектральной формы рентгеновских линий удастся определить величину этого радиуса и, следовательно, величину спина аккрецирующей черной дыры, поскольку такой радиус зависит от величины спина.

В результате уравнение (5) позволяет оценить величину $k = P_{\text{маг}} / P_{\text{акк}}$, которая является отношением между величинами давлений магнитного поля и аккреционного газа на радиусе горизонта событий СМЧД. Одним из важнейших результатов является то, что для блазаров, скорее всего,

реализуется ситуация, когда магнитное давление существенно превышает величину давления аккреционного газа вблизи радиуса горизонта. Это требует реализации механизма усиления магнитного поля в области между радиусом последней устойчивой орбиты и радиусом горизонта. Один из таких возможных механизмов рассмотрен в работе [29].

Другой интересный результат, полученный в данной работе, состоит в установлении зависимости величины спина СМЧД от космологического красного смещения. Результат получен на основе анализа наблюдательных данных, представленных в работе [21]. Показано, что имеет место частичное уменьшение величины спина СМЧД с ростом космологического красного смещения. Одно из возможных объяснений состоит в том, что в процессе эволюции Вселенной происходит ускорение вращения СМЧД. Другое объяснение состоит в том, что, если спин черной дыры существенно не изменяется, то величина отношения давлений магнитного поля и аккреционного потока вблизи радиуса горизонта событий зависит от космологического красного смещения, причем это отношение уменьшается с ростом космологического красного смещения.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН П-7 и Комплексной Программы ОФН РАН №2.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: mpiotrovich@mail.ru gnedin@gao.spb.ru

THE RELATION BETWEEN THE SPIN OF THE SUPERMASSIVE BLACK HOLES AND THE EDDINGTON FACTOR IN THE ACCRETION DISKS OF THE ACTIVE GALACTIC NUCLEI

M.Yu.PIOTROVICH, S.D.BULIGA, Yu.N.GNEDIN,
A.G.MIKHAILOV, T.M.NATSVLISHVILI

The relation which determines correlation between the spin of the supermassive black hole and the Eddington factor in the active galactic nuclei is presented. This relation depends also on relations between pressure values of a magnetic field and an accretion stream at a radius of event horizon of a black hole. In case of equality of pressures of a magnetic field and an accreting matter there is direct correlation between the spin of a black hole and the Eddington factor. On the basis of the available data about bolometric

luminosity and mass of a black hole it is possible to determine value of a spin of a black hole. For a series of the active galactic nuclei values of spins of the central supermassive black holes are presented. Our method also allows to determine value of the relation between pressures of a magnetic field and accretion gas on event horizon of a black hole of the active galactic nuclei with measured values of spins.

Key words: *active galaxies: magnetic fields: accretion discs: black holes*

ЛИТЕРАТУРА

1. *K.Iwasawa, A.C.Fabian, C.S.Reynolds et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **282**, 1038, 1996.
2. *Y.Dabrowski, A.C.Fabian, K.Iwasawa et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **288**, L11, 1997.
3. *C.Reynolds*, Sp. Sci. Rev., **183**, 277, 2014.
4. *R.Blandford, R.Znajek*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **179**, 433, 1977.
5. *R.Blandford, D.Payne*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **199**, 883, 1982.
6. *D.Garofalo, D.Evans, R.Sambruna*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **406**, 975, 2010.
7. *D.Meier*, Astrophys. J., **522**, 753, 1999.
8. *В.С.Бескин*, УФН, **180**, 1241, 2010.
9. *А.М.Черепашук*, УФН, **184**, 387, 2014.
10. *Ю.Н.Гнедин*, УФН, **183**, 747, 2013.
11. *N.Kamizasa, Yu.Terashima, H.Awaki*, Astrophys. J., **751**, 39, 2012.
12. *R.Daly*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **414**, 1253, 2011.
13. *A.Merloni, S.Heinz*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **381**, 589, 2007.
14. *I.D.Novikov, K.S.Thorne*, in Black Holes, eds. C. De Witt-Morene, B.C. De Witt, New York, Gordon and Breach, 1973.
15. *T.Harko, Z.Kovacs, F.S.N.Lobo*, Phys. Rev. D., **79**, 064001, 2009.
16. *J.F.Hawley, K.Beckwith, J.H.Krolik*, Astrophys. Sp. Sci., **311**, 117, 2007.
17. *A.N.Aliev, G.D.Esmer, P.Talazan*, Classical and Quantum Gravity, **30**, 045010, 2013.
18. *L.Brenneman*, Acta Polytechn., **53**, 652, 2013.
19. *D.R.Xiong, X.Zhang*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **441**, 3375, 2014.
20. *M.Volonteri, M.Sikora, J.-P.Lasota, A.Merloni*, Astrophys. J., **975**, 94, 2013.
21. *C.L.Steinhardt, M.Elvis*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **410**, 201, 2011.
22. *R.J.McLure, J.S.Dunlop*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **352**, 1390, 2004.
23. *S.Fine, S.M.Croom, L.Miller et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **373**, 613, 2006.
24. *S.M.Croom, R.J.Smith, B.J.Boyle et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **249**,

1397, 2004.

25. Y.S.Dai, M.Elvis, J.Bergeron *et al.*, *Astrophys. J.*, **791**, 113, 2014.
26. B.C.Kelly, M.Vestergaard, X.Fan *et al.*, *Astrophys. J.*, **719**, 131, 2010.
27. Y.-R.Li, L.C.Ho, J.-M.Wang, *Astrophys. J.*, **742**, 33, 2011.
28. Y.-R.Li, J.-M.Wang, L.C.Ho, *Astrophys. J.*, **749**, 187, 2012.
29. D.Garofalo, *Astrophys. J.*, **699**, 400, 2009.