

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МАСС В
ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЯХ: ОГРАНИЧЕНИЕ НА
СПИН ЧЕРНОЙ ДЫРЫС.Д.БУЛИГА¹, В.И.ГЛОБИНА², Ю.Н.ГНЕДИН^{1,2},
Т.М.НАЦВЛИШВИЛИ¹, М.Ю.ПИОТРОВИЧ¹, Н.А.ШАХТ¹

Поступила 29 июля 2011

В данной работе определены значения спина центральных черных дыр промежуточных масс в шаровых скоплениях. Для определения величины спина использовалось известное соотношение между кинетической мощностью релятивистского джета и наблюдаемой светимостью радиоизлучения ближайшей к центральной черной дыре областью. Определение величины спина производилось на основе известного механизма Бленфорда-Знаека. Величина магнитного поля вблизи радиуса горизонта черной дыры определялась в рамках механизма магнитной связи, который предполагает равенство между плотностями магнитной и кинетической энергиями аккреционного газа (Magnetic Coupling Model). Скорость аккреции \dot{M} определялась на основе механизма Бонди-Хойла.

Ключевые слова: *черные дыры; магнитное поле; шаровые скопления; аккреция*

1. *Введение.* Одной из центральных проблем современной астрономии является поиск черных дыр промежуточных масс ($10 M_{\odot} < M_{BH} < 10^5 M_{\odot}$).

В настоящее время наиболее популярными кандидатами в класс таких объектов являются центральные объекты шаровых скоплений [1-5].

Хорошо известное соотношение между массой центрального объекта и дисперсией скоростей, окружающих центральные объекты звезд, позволяет довольно надежно определять массы этих объектов. Обнаружение черных дыр промежуточной массы позволит заполнить существующую в настоящее время брешь между черными дырами звездных масс и сверхмассивными черными дырами.

Соотношение между массой центрального объекта и дисперсией скоростей окружающих звезд представляет надежный инструмент для определения массы этого объекта. Известны, по крайней мере, несколько шаровых скоплений с центральными ядрами, которые уверенно отождествляются с черными дырами промежуточных масс и хорошо соответствуют установленной для сверхмассивных черных дыр зависимости масса-дисперсия скоростей [6,7].

Сравнительно недавно Лу и Конг [8] представили результаты глубокого радио обзора двух галактических шаровых скоплений 47 Tuc и ω Cen. Наблюдения были выполнены с помощью Австралийской Радио Системы

(АТСА). Авторы на уровне 2.5σ обнаружили концентрацию радиопотока к центрам шаровых скоплений. Для 47 Tuc и ω Cen такой поток на уровне 3σ составлял $40 \mu\text{J}/\text{beam}$ и $20 \mu\text{J}/\text{beam}$, соответственно. Используя хорошо известные из литературы фундаментальные соотношения между радио и рентгеновской светимостями и массой массивной черной дыры [9], авторы [8] определили значения масс центральных объектов в данных шаровых скоплениях. Полученные значения хорошо соответствуют массам черных дыр на уровне $(10^3 + 10^4) M_{\odot}$. В цитируемой работе представлены аналогичные данные и для других шаровых скоплений (см. табл.1 из работы [8]).

Целью данной работы является получение ограничений на величину безразмерного удельного углового момента (спина) a_* , черных дыр промежуточных масс в шаровых скоплениях. Напомним, что в общепринятой системе единиц $G = \hbar = c = 1$ параметр $a_* = 1$ для предельно вращающейся черной дыры типа Керра и $a_* = 0$ для черной дыры типа Шварцшильда. Мы используем следующее выражение для спина a_* , полученное Дали [10]:

$$a_* = \eta \left(\frac{L_j}{10^{44}} \right)^{0.5} \left(\frac{10^4}{B_H} \right) \left(\frac{10^8 M_{\odot}}{M_{BH}} \right), \quad (1)$$

где L_j - энергетическая мощность джета, B_H - величина магнитного поля в эргосфере черной дыры, M_{BH} - масса черной дыры. Коэффициент η - это модельный параметр, который равен $\eta = \sqrt{5}$ для физической модели джета, развитой Блендфордом и Знаеком [11]. Для гибридной модели, объединяющей механизм Блендфорда-Знаека и Блендфорда-Пейна [12], значение $\eta = (1.05)^{1/2}$ [13].

Решающий момент в определении спина черной дыры - это величина магнитного поля B_H в формуле (1) ответственного за генерацию релятивистского джета. Такая величина может быть оценена в рамках модели магнитной связи (magnetic coupling - MC), развитой в работах [14-17]. В рамках этой модели магнитное поле на горизонте черной дыры возникает в результате взаимодействия аккрецирующего вещества с вращающейся черной дырой. В результате величина такого поля определяется из соотношения между скоростью аккреции \dot{M} , массой черной дыры M_{BH} и ее спином a_* :

$$B_H = \frac{\sqrt{2k\dot{M}c}}{R_H}; \quad R_H = \frac{GM_{BH}}{c^2} \left[1 + \sqrt{1 - a_*^2} \right]. \quad (2)$$

Коэффициент k равен отношению величины плотности магнитной энергии и величине плотности энергии аккреционного потока. Условию равенства этих двух величин (equipartition) соответствует $k = 1$.

Согласно [8], скорость аккреции Бонди-Хойла определяется следующим образом:

$$\dot{M} = 3.2 \times 10^{17} \left(\frac{M_{BH}}{2 \times 10^3 M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{n}{0.2 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{-1.5} \text{ г/с}, \quad (3)$$

где n - плотность газа в шаровом скоплении, а T - температура этого газа.

Что касается кинетической мощности релятивистского газа, то она может быть оценена с помощью известного соотношения между мощностью джета L_j и светимостью центрального объекта шарового скопления в радиодиапазоне L_R [20]:

$$L_j = 5.8 \times 10^{43} \left(\frac{L_R}{10^{40}} \right)^{0.4} \text{ эрг/с}. \quad (4)$$

Далее, используя соотношение (1) можно оценить величину спина черной дыры промежуточных масс в шаровом скоплении. В первую очередь, мы оценим величину спина, предполагая условие равенства плотностей магнитной и кинетической энергии вблизи горизонта, т.е. $k = 1$.

2. *Определение спина центральной черной дыры в шаровых скоплениях 47 Тус и ω Сеп.* Детальные радионаблюдения шаровых скоплений 47 Тус и ω Сеп были выполнены с помощью Австралийской системы радиотелескопов (АТСА) в период с 21 по 25 января 2010г. [8]. Наблюдения выполняли одновременно на частотах 5.5 и 9 ГГц. Предельные значения радиопотоков излучения центральных областей этих скоплений на уровне $\leq 3\sigma$ равны, соответственно $F_{5\text{GHz}} = 20 \mu\text{Jy}$ для ω Сеп и $F_{5\text{GHz}} = 40 \mu\text{Jy}$ для 47 Тус. Полученные данные позволяют оценить кинетическую мощность джетов этих объектов, если рассматривать их как черные дыры промежуточных масс. Такая оценка выполняется с помощью формулы (4), в результате получаем для ω Сеп $L_j = 10^{35}$ эрг/с и $L_j = 4.9 \times 10^{35}$ эрг/с для шарового скопления 47 Тус. Значения масс центральных объектов в этих шаровых скоплениях определены на основе динамических наблюдений:

$M_{BH} = 1.2 \times 10^4 M_{\odot}$ для ω Сеп [18], $M_{BH} = 1.5 \times 10^3 M_{\odot}$ для 47 Тус [19]. Величина магнитного поля вблизи горизонта черной дыры промежуточной массы оценивается с помощью формулы (3). Для случая равенства плотностей магнитной и кинетической энергии ($k = 1$) получаем следующие значения

величин магнитного поля: $B_H = \frac{2.2 \times 10^5}{1 + \sqrt{1 - a_*^2}} \text{ Гс}$ для ω Сеп и $B_H = \frac{5.5 \times 10^5}{1 + \sqrt{1 - a_*^2}} \text{ Гс}$

для 47 Тус. Уравнение (1) позволяет оценить величину спина центральной черной дыры в шаровом скоплении. Для ω Сеп при $k = 1$ получаем $a_* = 0.07$. Для модели стандартного диска Шакуры-Сюняева [21] $k \approx \alpha$, где α - коэффициент вязкости. Для традиционного значения коэффициента вязкости $\alpha \approx 0.01$ получаем следующую величину спина черной дыры промежуточной массы в скоплении ω Сеп: $a_* = 0.2$.

Для 47 Тус из (1) получаем следующее уравнение для определения

величины спина черной дыры:

$$\frac{a_*^2}{\left[1 + \sqrt{1 - a_*^2}\right]^2} = 3.6 \times 10^{-2}. \quad (5)$$

Уравнение (5) получено при условии равенства плотности магнитной и аккреционной энергии, т.е. $k=1$. Решение (5) дает для центральной черной дыры 47 Тус следующее значение ее спина: $a_* = 0.35$.

3. *Спин центральной черной дыры в шаровом скоплении G1 галактики M31.* Гебхардт и др [22] определили величину массы черной дыры в центре шарового скопления G1 в M31 как $M_{BH} = 1.8 \times 10^4 M_\odot$. Радионаблюдения G1, выполненные Улвестадом и др. [23] на VLT, позволили определить величину радиотока на частоте 8.4 ГГц как $F_{8\text{ГГц}} = 2 \times 10^{15}$ Вт/Гц. В результате получаем следующее значение кинетической мощности релятивистского джета: $L_j = 10^{38.3}$ эрг/с. Для следующих значений аккреционного потока [23] $N_H = 0.2 \text{ см}^{-2}$, $T_e = 10^4 \text{ К}$ и $k=1$ получаем оценку величины магнитного поля вблизи горизонта черной дыры промежуточной массы в шаровом скоплении G1:

$$B_H = \frac{3.35 \times 10^5}{1 + \sqrt{1 - a_*^2}} \text{ Гс}. \quad (6)$$

Соответствующее уравнение для определения величины спина черной дыры имеет вид:

$$\frac{a_*^2}{\left[1 + \sqrt{1 - a_*^2}\right]^2} = 0.28. \quad (7)$$

Решение (7) дает следующие значения спина: $a_* = 0.8$.

Результаты расчета величины спина по изложенной выше схеме для черных дыр промежуточных масс в других шаровых скоплениях представлены в табл.1.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ВЕЛИЧИНЫ СПИНА ДЛЯ ЧЕРНЫХ ДЫР
ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МАСС

Шаровое скопление	M_{BH} / M_\odot	a_*	B_H (Гс)
ω Сеп	1.2×10^4	≤ 0.2	1.1×10^5
47 Тус	1.5×10^3	0.35	2.8×10^5
NGC 6388	5.7×10^3	0.2	1.66×10^5
NGC 2808	2.7×10^3	0.3	2.7×10^5
M 15	2.54×10^3	0.2	2.34×10^5
M 62	3×10^3	0.2	1.7×10^5
M 80	1.6×10^3	0.35	2.4×10^5

4. *Заключение.* В данной работе определены значения спина черных дыр промежуточных масс, находящихся в центральных областях шаровых звездных скоплений. Результаты наших вычислений показывают, что величины спинов черных дыр промежуточных масс не превышают значения $a_* = 0.35$. Это означает, что такие объекты являются скорее всего черными дырами с небольшим по величине удельным моментом вращения. Исключение составляет черная дыра в центре шарового скопления G1, где величина безразмерного углового момента значительно выше и равна $a_* = 0.8$ при условии равенства плотностей магнитной и аккреционной энергий вблизи горизонта черной дыры.

Работа была выполнена при частичной поддержке программы Президиума РАН №20 и ОФН РАН №16, а также в рамках программ "Ведущие научные школы" (НШ-3645.2010.2) и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (ГК № 02.740.11.0246).

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

² Санкт-Петербургский Государственный политехнический университет, Россия

BLACK HOLES OF THE INTERMEDIATE MASSES IN GLOBULAR CLUSTERS: CONSTRAINTS ON A SPIN OF BLACK HOLE

S.D.BULIGA¹, V.I.GLOBINA², Yu.N.GNEDIN^{1,2}, T.M.NATSVLISHVILI¹, M.Yu.PIOTROVICH¹, N.A.SHAKHT¹

In this paper we determined values of a spin of central black holes of the intermediate masses in globular clusters. For determination of value of a spin we used the known relation between the kinetic power of the relativistic jet and observable radio-luminosity of the region near to a central black hole, and our estimates have been based on the known Blandford-Znajek mechanism. The value of magnetic field strength near the event horizon of black hole was derived via magnetic coupling mechanism. Accretion rate \dot{M} was derived using Bondi-Hoyle mechanism.

Key words: *black holes:magnetic field:globular clusters:accretion*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.N.Bahcall, J.P.Ostriker*, Nature, **256**, 23, 1975.
2. *J.Frank, M.J.Rees*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **176**, 633, 1976.
3. *J.Gebhardt, R.M.Rich, L.C.Хо*, Astrophys. J., **578**, L41, 2002.
4. *J.Gebhardt, R.M.Rich, L.C.Хо*, Astrophys. J., **634**, 1093, 2005.
5. *А.А.Киселев, Ю.Н.Гнедин, Н.А.Шахт и др.*, Письма в Астрон. ж., **34**, 585, 2008.
6. *M.Safonova, P.Shastre*, arXiv:0910.2551, 2009.
7. *M.Safonova, C.S.Stalin*, arXiv:0912.1435, 2009.
8. *T.-N.Lu, A.K.H.Kong*, arXiv:1102.1668, 2011.
9. *A.Merloni, S.Heinz, T. di Matteo*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **345**, 1057, 2003.
10. *R.A.Daly*, arXiv:1103.0940, 2011.
11. *R.D.Blanford, R.L.Znajek*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **179**, 433, 1977.
12. *R.D.Blanford, Payne*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **199**, 883, 1982.
13. *D.L.Meier*, Astrophys. J., **522**, 753, 1999.
14. *L.X.Li*, Astron. Astrophys., **392**, 469, 2002.
15. *D.X.Wang, K.Xiao, W.-H.Lei*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **335**, 655, 2002.
16. *D.X.Wang, R.-Y.Ma, W.-H.Lei, G.-Z.Yao*, Astrophys. J., **595**, 109, 2003.
17. *W.M.Zhang, Y.Lu, S.N.Zhang*, Chin. J. Astron. Astrophys., **5**, 347, 2005. (astro-ph/0501365).
18. *R.P. van der Marel, J.Anderson*, Astrophys. J., **710**, 1063, 2010.
19. *D.E.McLaughlin, J.Anderson, G.Meylan et al.*, Astrophys. J., **166**, 219, 2006.
20. *K.W.Cavagnolo, B.R.McNamara, P.E.J.Nulsen et al.*, arXiv:1006.5699, 2010.
21. *N.I.Shakura, R.A.Sunyaev*, Astron. Astrophys., **24**, 337, 1973.
22. *K.Gebhardt et al.*, Astrophys. J., **122**, 2469, 2001.
23. *J.S.Ulvestad, J.E.Greene, L.C.Хо*, Astrophys. J., **661**, L151, 2007.