

УДК: 524.7-724

Краткие сообщения

О ПРИРОДЕ АКТИВНОСТИ ЯДЕР ГАЛАКТИК

В [1] развито представление о том, что активные ядра галактик являются компактными скоплениями звезд, которые со временем эволюционируют в состояние статистического равновесия. В таких системах имеет место максвелловское распределение звезд по скоростям и, следовательно, больцмановское равнораспределение внутренней энергии по степеням свободы звезд, в том числе и по их вращательным степеням свободы. При этом наивероятное значение угловой скорости вращения для обычных звезд настолько большое, что они распадаются под воздействием центробежных сил. Разрушение обычных звезд происходит также при их физических (тесных) столкновениях с белыми карликами и нейтронными звездами, наличие которых в скоплении предполагается с самого начала его формирования.

1. Важной характеристикой звездного скопления является время физических столкновений. Соответствующая формула для скоплений, состоящих из звезд с примерно одинаковыми массами и радиусами, приведена в [2,3]. В нашем случае система состоит из разных типов звезд с сильно отличающимися радиусами, и поэтому необходимо ввести разные времена столкновений между звездами разных типов. Обобщение соответствующей формулы на этот случай не представляет особого труда.

Рассмотрим физические столкновения звезды с параметрами M_p , R_p (масса и радиус) со звездами, параметры которых M_k , R_k . Время таких столкновений определяется формулой

$$t_c = \left\{ \pi(R_l + R_k)^2 a_k n w \left[1 + \frac{2G(M_l + M_k)}{(R_l + R_k)w^2} \right] \right\}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь α_k - доля k -ого типа звезд в скоплении, а w - относительная скорость сталкивающихся звезд на больших расстояниях между ними ($w^2 = 2v^2$, где v^2 - усредненная по объему скопления среднеквадратичная скорость звезды [1]). В (1) множитель $\pi(R_l + R_k)^2$ соответствует геометрическому поперечному сечению сталкивающихся звезд, а множитель в квадратных скобках описывает увеличение сечения, вызванное гравитационным притяжением.

Выражение в квадратных скобках формулы (1) можно записать в виде

$$1 + \frac{0.122}{N_8} \cdot \frac{M_1 + M_k}{M_S} \frac{R_\odot}{R_1 + R_k} \frac{R}{0.1 \text{пк}}, \quad (2)$$

где N и M_S - число звезд и среднее значение массы звезды в скоплении, R - радиус скопления, $N_8 = 10^{-8}N$. В случае столкновений обычной звезды с подобной ей звездой, белым карликом или нейтронной звездой это выражение порядка единицы. Учитывая это обстоятельство, для времени физического столкновения обычной звезды с любой звездой скопления получаем

$$t_c \approx \frac{1.45 \cdot 10^7}{\alpha_k N_8^{3/2}} \left(\frac{M_\odot}{M_S} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{R_\odot}{R_1 + R_k} \right)^2 \left(\frac{R}{0.1 \text{пк}} \right)^{7/2} \text{ лет.} \quad (3)$$

Последствия столкновений обычной звезды с подобной ей или другими типами звезд разные. В первом случае звезды могут слиться, а во втором - обычная звезда может потерять заметную часть своей массы.

Время (3) очень мало по сравнению с возрастом галактики, и поэтому, в результате разрушающего действия столкновений и центробежных сил, в нашу эпоху число обычных звезд в ядрах галактик должно быть мало по сравнению со сверхплотными звездами.

В случае столкновений сверхплотных звезд (белые карлики и нейтронные звезды) выражение (2) по величине значительно больше единицы. В этом случае для времени тесных столкновений из (1) получаем

$$t_c \approx \frac{4.13 \cdot 10^{18}}{\alpha_k (R_1 + R_k) N_8^{3/2}} \left(\frac{M_S}{M_\odot} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{2 M_\odot}{M_1 + M_k} \right)^2 \left(\frac{R}{0.1 \text{пк}} \right)^{5/2} \text{ лет.} \quad (4)$$

Для столкновения белого карлика с белым карликом

$$t_c \approx \frac{4 \cdot 10^9}{\alpha_{\text{БК}} N_8^{1/2}} \cdot \frac{5 \cdot 10^8}{R_{\text{БК}}} \cdot \left(\frac{R}{0.1 \text{пк}} \right)^{5/2} \text{ лет,} \quad (5)$$

где $R_{\text{БК}}$ - радиус белого карлика, $\alpha_{\text{БК}} N$ - число белых карликов в ядре галактики. Такого же порядка и время столкновения белого карлика с нейтронной звездой. Время же тесного столкновения нейтронной звезды с нейтронной звездой порядка

$$t_c \approx \frac{2 \cdot 10^{12}}{\alpha_n N_8^{1/2}} \cdot \left(\frac{R}{0.1 \text{пк}} \right)^{5/2} \text{ лет,} \quad (6)$$

где α_n - доля нейтронных звезд в ядре галактики. Таким образом, времена тесных столкновений для сверхплотных звезд достаточно большие. В соответствии с этим число тесных столкновений белых карликов с белыми карликами и нейтронными звездами мало и они не играют заметной роли в эволюции ядер галактик. Более существенное значение имеют тесные столкновения белых карликов с обычными звездами. В физических столкновениях с обычными звездами, а также благодаря аккреции, масса белого карлика растет и как только превышает предельное значение [4,5], белый карлик (будучи метастабильным образованием) коллапсирует в нейтронную звезду [6].

Таким образом, по ходу эволюции скопления число обычных звезд и белых карликов уменьшается, а число нейтронных звезд растет. В результате, в настоящую эпоху компактные ядра галактик в основном должны состоять из достаточно быстро вращающихся нейтронных звезд-пульсаров.

2. Часть звезд путем испарения покидает ядра галактик. Соответствующее уменьшение числа звезд определяется уравнением

$$dN = -0.015 N \frac{dt}{\tau} = -4.71 \cdot 10^{-6} \left[N \frac{M_S}{M_\odot} \left(\frac{0.1 \text{пк}}{R} \right)^3 \right]^{1/2} \frac{dt}{\text{лет}} \quad (7)$$

(см. [1,2]), где τ - время релаксации. Интегрируя (7), в предположении что изменение радиуса скопления со временем не сильное, получаем

$$N(t) = N_0 \left\{ 1 - 2.36 \cdot 10^{-6} \left[\frac{M_S}{N_0 M_\odot} \left(\frac{0.1 \text{пк}}{R} \right)^3 \right] \frac{t}{\text{лет}} \right\}^2, \quad (8)$$

где N_0 - начальное число звезд в скоплении. Отсюда следует, что время жизни системы равно

$$t_1 \approx 4.24 \cdot 10^5 \left[N_0 \frac{M_\odot}{M_S} \left(\frac{R}{0.1 \text{пк}} \right)^3 \right]^{1/2} \text{лет}. \quad (9)$$

Для ядра нашей Галактики (масса $M = NM_S \approx 2.6 \cdot 10^6 M_\odot$, радиус $R \approx 0.015$ пк) время жизни $t_1 \approx 4 \cdot 10^7$ лет, тогда как для ядер других галактик t_1 значительно больше приведенной величины, например, для NGC 4258 (масса $M \approx 4 \cdot 10^7 M_\odot$, радиус $R \approx 0.018$ пк) получается $t_1 \approx 6.5 \cdot 10^9$ лет. Как видим, имеется проблема со временем жизни ядра нашей Галактики. Ее можно решить, если предположить, что в результате испарения число звезд в скоплении успело сильно уменьшиться, и поэтому $N(t) \ll N_0$. При этом подходящим выбором N_0 можно исправить положение. Однако возможности в выборе N_0 ограничены, поскольку согласно сложившимся представлениям массы ядер галактик порядка $10^7 \leq M \leq 10^{10} M_\odot$. Наша Галактика по своим масштабам является средней, и поэтому можно допустить $N_0 \sim 5 \cdot 10^8$. Тогда, принимая $t_1 \approx 10^{10}$ лет, из (9) получаем

$$R \approx 0.1 (M_S / M_\odot)^{1/3} \text{пк}. \quad (10)$$

Это значение в 7 раз больше значения $R \approx 0.015$ пк, найденного в [7,8] путем изучения кривых вращения звезд вокруг центра Галактики. Однако исследованные в [7,8] кривые вращения могут относиться к звездам в глубине ядра Галактики, и тогда соотношение (10) может удовлетворяться.

3. Наличие относительно большого числа нейтронных звезд (пульсаров) в ядрах галактик означает, что в них должны существовать столько же мощных источников излучения. В [6] показано, что ядра галактик являются мощными источниками жесткого гамма-излучения, обусловленного изгибным излучением релятивистских потоков электронов, пролетающих по каналам открытых

магнитных силовых линий пульсаров. Рентгеновское и ультрафиолетовое излучения объясняются синхротронным излучением этих же потоков электронов в магнитном поле ядер галактик. Оптическое (видимое и инфракрасное) и радио излучения - тормозным излучением электронов межзвездной среды.

Повторяя расчеты, проведенные в [6,9,10], можно вывести следующее уточненное выражение для мощности γ - излучения ядра галактики, обусловленного находящимися в нем пульсарами:

$$L_{\gamma} \approx 1.68 \cdot 10^{43} a_n \mu_{30} N_8^{12/7} \left(\frac{\Omega}{\bar{\Omega}} \right)^{10/7} \left(\frac{M_S}{M_{\odot}} \cdot \frac{0.1 \text{ пк}}{R} \right)^{5/7} \text{ эрг/с}^1, \quad (11)$$

где $\bar{\Omega}$ - среднее значение угловой скорости вращения нейтронной звезды [1], а μ - ее магнитный момент. Магнитные моменты нейтронных звезд имеют большой разброс: $0.1 \leq \mu_{30} = \mu \cdot 10^{-30} \leq 10$. В зависимости от типа галактик параметры их ядер также заметно изменяются: $0.1 \leq N_8 \leq 100$, $0.1 \leq R \leq 1 \text{ пк}$. В соответствии с этим γ - светимость компактных ядер галактик, обусловленная пульсарами (речь идет о фотонах с энергиями порядка 10^5 МэВ), меняется в пределах

$$3 \cdot 10^{40} \leq L_{\gamma} \leq 9 \cdot 10^{46} \text{ эрг/с}. \quad (12)$$

Соответствующие мощности рентгеновского и ультрафиолетового излучений определяются выражениями

$$L_{\gamma} \approx 4.5 \cdot 10^{41} a_n \mu_{30} N_8^{3/2} \frac{\Omega}{\bar{\Omega}} \left(\frac{M_S}{M_{\odot}} \cdot \frac{0.1 \text{ пк}}{R} \right)^{1/2} \Delta \epsilon_i^1, \quad (13)$$

где $\Delta \epsilon_i$ - энергия, затраченная электроном на излучение в заданном диапазоне частот. В результате

$$L_{\gamma} \approx \frac{\mu_{30}}{\sqrt{H}} \begin{cases} 3 \cdot 10^{40} - 3 \cdot 10^{44} \text{ эрг/с} & \text{рентгеновский диапазон} \\ 2 \cdot 10^{39} - 2 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с} & \text{ультрафиолетовый диапазон,} \end{cases} \quad (14)$$

где H - напряженность магнитного поля в ядре галактики.

Сравнивая (11) и (13) с аналогичными выражениями, приведенными в [6], можно определить порядок величины введенных уточнений.

On the nature of the activity of galactic nuclei. More accurate formulas for gamma, X-ray and UV radiation intensities from active galactic nuclei are presented.

6 августа 2000г.
Ереванский государственный
университет, Армения

Г.С.Саакян
G.S.Sahakian
Л.Ш.Григорян
L.Sh.Grigoryan

1) Численное согласие с результатами [6] имеется.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л.Ш.Григорян, Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **41**, 41, 1997.
2. *У.Саслау*, *Гравитационная физика звездных и галактических систем*, Мир, М., 1989.
3. *J.Binney, S.Tremaine*, *Galactic Dynamics*, Princeton Univ. Press, 1987.
4. *L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian*, *Astrophys. Space Sci.*, **95**, 305, 1983.
5. *Г.С.Саакян*, *Физика нейтронных звезд*, Изд. ОИЯИ, Дубна, 1995.
6. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **40**, 483, 1997.
7. *Е.Маоз*, *Astrophys. J.*, **447**, L91, 1995; **494**, L181, 1998.
8. *F.Munyanepa, D.Tsiklauri, R.D.Viollier*, *Astro-ph/9903242*, 1999.
9. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **39**, 303, 489, 1996.
10. *Г.С.Саакян, Г.Ф.Хачатрян*, *Астрофизика*, **43**, 277, 2000.