

УДК: 524.64

О ПРИРОДЕ КОМПАКТНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

Л.Ш.ГРИГОРЯН^{1,2}, Г.С.СААКЯН¹

Поступила 17 апреля 1997

Исследованы сферически-симметричные звездные скопления (компактные ядра галактик, шаровые скопления), в ходе эволюции далеко продвинувшиеся к состоянию полного статистического равновесия. Выведено уравнение состояния таких систем (политропа с индексом $k = 0.5$), рассчитаны их основные характеристики. Показано, что компактные ядра галактик в основном должны состоять из быстро вращающихся нейтронных звезд и белых карликов. Обосновывается, что пульсары могут рождаться путем испарения нейтронных звезд из ядра нашей Галактики. Число подобных пульсаров $\sim 3 \cdot 10^6$.

1. *Введение.* Одной из актуальных проблем современной космогонии является наблюдательное и теоретическое исследование ядер галактик: определение их масс и радиусов, исследование испускаемого ими излучения, изучение состояния вещества в них, выяснение природы их активности и мощных источников энергии.

В работе исследованы компактные ядра галактик и шаровые скопления, которые в ходе эволюции далеко продвинулись к состоянию полного статистического равновесия. В пп.2,3 в несколько новом аспекте изложены в принципе уже решенные вопросы звездной динамики равновесных систем [1-4]. Они используются далее в пп.4,5. В заключении приведены основные результаты работы.

2. *Уравнение состояния.* Рассмотрим компактное ядро галактики (или шаровое скопление), которое содержит достаточно большое число звезд и которое в процессе эволюции оказалось близким к состоянию статистического равновесия. Это означает, что $\tau < t < 1/H$, где t - время жизни гравитационно связанной системы, τ - время ее релаксации, а H - постоянная Хаббла. В такой системе звезды двигаются в общем самосогласованном гравитационном поле по хаотически ориентированным орбитам, испытывающим небольшие искажения благодаря парным столкновениям. Ограничимся обсуждением случая сферически-симметричной системы, состоящей из звезд примерно одинаковой массы.

Для звездного скопления, находящегося в состоянии статистического равновесия, можно ввести понятие давления

$$P = \frac{1}{3} \rho w^2, \quad (1)$$

где $\rho = nm$ - плотность массы (n - число звезд в единице объема, m - средняя масса звезды), а w - среднеквадратичная скорость звезды. Эту скорость можно определить из естественного требования постоянства полной энергии звезды вдоль радиуса системы:

$$\frac{1}{2}mw^2(r) + m\varphi(r) = \mu, \quad (2)$$

где φ - гравитационный потенциал, а r - расстояние от центра скопления. Для определения постоянной μ подставим w из (2) в (1):

$$P = \frac{2}{3}\rho\left(\frac{\mu}{m} - \varphi\right). \quad (3)$$

Воспользовавшись полученным соотношением, проинтегрируем уравнение гидродинамики

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{d\varphi}{dr}. \quad (4)$$

В результате

$$\rho = c_1 \sqrt{\frac{\mu}{m} - \varphi} \quad (5)$$

(c_1 - постоянная интегрирования). На поверхности скопления $\rho(R) = 0$, и поэтому

$$\mu = m\varphi(R), \quad w^2(r) = 2[\varphi(R) - \varphi(r)], \quad (6)$$

где

$$\varphi(R) = -\frac{GM}{R}, \quad (7)$$

а M - масса скопления. При этом $w(R) = 0$.

Исключая φ из (3) и (5) приходим к уравнению состояния

$$P = a\rho^3, \quad (8)$$

где $a = 2/3c_1^2$. Как видим, статистически равновесное скопление звезд описывается уравнением состояния политропной среды с индексом $k = 0.5$.

3. *Модель звездного скопления.* Масса и радиус не вращающегося (сферически-симметричного) звездного скопления определяются уравнениями

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gu\rho}{r^2}, \quad \frac{du}{dr} = 4\pi\rho r^2, \quad (9)$$

где $u(r)$ - накопленная масса. Введя обозначения

$$r = \alpha x, \quad y = \frac{\rho^2}{\rho_0^2}, \quad x^2 = \frac{3a\rho_0}{8\pi G}, \quad (10)$$

систему уравнений (9) можно преобразовать в уравнение Эмдена

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dy}{dx} \right) + \sqrt{y} = 0 \quad (11)$$

с граничными условиями

$$y(0) = 1, \quad y'(0) = 0. \quad (12)$$

Здесь штрих означает дифференцирование по x , а ρ_0 - значение функции $\rho(r)$ в центре скопления. При этом

$$u = -4\pi\rho_0\alpha^3 x^2 y'(x). \quad (13)$$

На рис.1 приведены результаты численного интегрирования уравнения Эдсона. Согласно этим данным

$$x_s = 2.7527, \quad y'(x_s) = -\frac{1}{2}, \quad (14)$$

где x_s - радиус скопления в новом обозначении (определяется условием $y(x_s) = 0$). Для массы и радиуса скопления имеем

$$M = 2\pi\rho_0\alpha^3 x_s^2, \quad R = \alpha x_s. \quad (15)$$

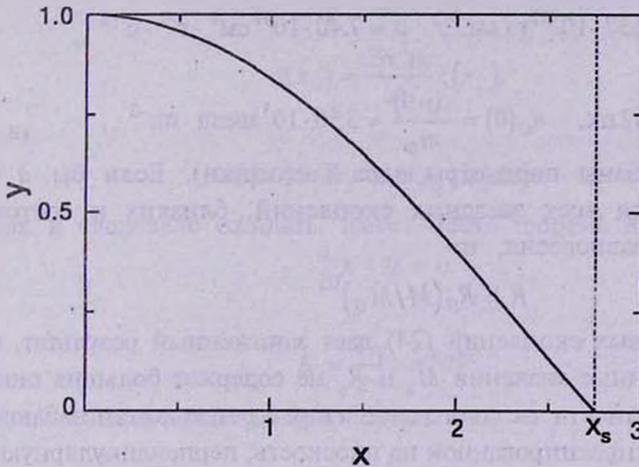


Рис.1. Политропа с индексом $k = 0.5$.

Согласно (5) и (6)

$$\rho^2 = \rho_0^2 \frac{\varphi(r) - \varphi(R)}{\varphi(0) - \varphi(R)}. \quad (16)$$

В центре скопления

$$\varphi(0) = -4\pi G \int_0^R \rho r dr = -4\pi G \rho_0 \alpha^2 \int_0^{x_s} x \sqrt{y} dx, \quad (17)$$

и поэтому, воспользовавшись равенством

$$\int_0^{x_s} x \sqrt{y} dx = 1 - x_s y'(x_s) = 1 + \frac{1}{2} x_s, \quad (18)$$

(следует из (11) и (14)), приходим к формуле

$$\varphi = -\frac{GM}{R} \left(1 + \frac{2y}{x_s} \right). \quad (19)$$

Далее, исключив масштабный множитель в (10) и (15), приходим к равенствам

$$M = \frac{2\pi}{x_s} \rho_0 R^3, \quad a = \frac{8\pi GR^2}{3\rho_0 x_s^2}, \quad (20)$$

откуда

$$M = \frac{16\pi^2 G}{3a x_s^3} R^5. \quad (21)$$

Как видим, при заданном a (при заданном уравнении состояния) масса, радиус и др. параметры звездного скопления определяются значением центральной плотности ρ_0 или, можно сказать, значением центрального давления P_0 .

Используя (20), (21), можно оценить значения ρ_0 и a для ядра нашей Галактики. Принимая $M \approx 10^8 m_\odot$, $R \approx 5$ пк[5], находим

$$\rho_G(0) \approx 2.37 \cdot 10^{-17} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \quad a \approx 7.40 \cdot 10^{47} \text{ см}^8 \cdot \text{г}^{-2} \cdot \text{с}^{-2} \quad (22)$$

При этом

$$\alpha \approx 1.32 \text{ пк}, \quad n_G(0) = \frac{\rho_G(0)}{m_\odot} \approx 3.50 \cdot 10^3 \text{ звезд} \cdot \text{пк}^{-3} \quad (23)$$

(индексом G указаны параметры ядра Галактики). Если бы a было одно и то же для всех звездных скоплений, близких к состоянию статистического равновесия, то

$$R = R_G (M/M_G)^{1/5}. \quad (24)$$

Однако для шаровых скоплений (24) дает заниженный результат, если, конечно, приведенные значения M_G и R_G не содержат больших ошибок.

Сравнение плотности звездного скопления с результатами наблюдений требует введения спроецированной на плоскость, перпендикулярную лучу зрения, плотности $\sigma(r_1)$. С пространственной плотностью $n(r)$ она связана соотношением

$$\sigma(r_1) = 2 \int_0^{s(R)} n(s) ds = \frac{2}{m} \int_{r_1}^R \frac{\rho r dr}{\sqrt{r^2 - r_1^2}}. \quad (25)$$

Здесь r_1 - расстояние от центра звездного скопления до линии наблюдения, а s - расстояние вдоль этой линии. Начало s выбрано в точке, ближайшей к центру скопления: $s^2 = r^2 - r_1^2$. Перейдя к переменным $x = r/\alpha$, $y = \rho^2/\rho_0^2$, получаем:

$$\sigma(r_1) = \frac{2\alpha\rho_0}{m} \xi(x_1), \quad x_1 = r_1/\alpha, \quad (26)$$

где

$$\xi(x_1) = - \int_{x_1}^{x_s} \sqrt{x^2 - x_1^2} \frac{d\sqrt{y}}{dx} dx. \quad (27)$$

Значения этой функции приведены в табл.1. Следует иметь в виду, что

Таблица 1

К ФОРМУЛЕ (28) ДЛЯ СПРОЕЦИРОВАННОЙ ПЛОТНОСТИ
ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ

x_1	$\xi(x_1)$	x_1	$\xi(x_1)$	x_1	$\xi(x_1)$
0.0	2.078	1.0	1.777	2.0	0.918
0.1	2.075	1.1	1.714	2.1	0.806
0.2	2.066	1.2	1.646	2.2	0.690
0.3	2.050	1.3	1.573	2.3	0.571
0.4	2.029	1.4	1.494	2.4	0.449
0.5	2.002	1.5	1.410	2.5	0.324
0.6	1.969	1.6	1.321	2.6	0.196
0.7	1.929	1.7	1.227	2.7	0.068
0.8	1.884	1.8	1.128	2.753	0.000
0.9	1.833	1.9	1.025		

$$\sigma(x_1) = \frac{2\alpha^3 \rho_0}{m} \xi(x_1), \quad (28)$$

так как

$$\sigma(r_1) r_1 dr_1 = \sigma(x_1) x_1 dx_1. \quad (29)$$

Как и следовало ожидать, имеет место теорема вириала

$$2K + U = 0, \quad (30)$$

где

$$K = \frac{1}{2} \int \rho w^2 dV \quad (31)$$

- полная кинетическая энергия звезд, а

$$U = \frac{1}{2} \int \rho \varphi dV \quad (32)$$

- гравитационная энергия системы, dV - элемент объема. В этом можно убедиться подстановкой найденных решений в (30).

4. *Звездный состав ядра Галактики.* В самогравитирующей системе звезд время столкновительной релаксации определяется формулой [4,6]

$$\tau \approx \frac{0.05 N}{\ln(N/4)} \sqrt{\frac{R^3}{GM}}, \quad (33)$$

где N - число звезд в скоплении. Для ядер галактик

$$\tau \approx 4.5 \cdot 10^9 \sqrt{N_8} (R/5 \text{ пк})^{3/2} \text{ лет}, \quad (34)$$

что примерно в четыре раза меньше возраста Вселенной $1/H \approx 2 \cdot 10^{10}$ лет. Заметим, что реальное время релаксации должно быть заметно меньше (33), ввиду сравнительно быстрого перемешивания звезд

(бесстолкновительная релаксация). И если возраст ядра галактики превышает его время релаксации, то в ходе эволюции оно успеет далеко продвинуться к состоянию полного статистического равновесия с максвелловским распределением звезд по скоростям. В такой системе должен иметь место больцмановский закон равномерного распределения внутренней энергии по всем степеням свободы звезд:

$$\frac{1}{2} m \bar{w}^2 = \frac{1}{2} J \Omega^2 = \frac{Gm^2}{r_0}. \quad (35)$$

При этом вращательные степени свободы звезд вступают в игру в процессах нелобовых столкновений звезд. В (35) J и Ω - момент инерции и среднеквадратичная угловая скорость звезды, r_0 - расстояние, на котором энергия взаимодействия двух звезд сравнивается со средней кинетической энергией звезды в скоплении.

Подставив (19) во второе из выражений (6), находим

$$w(r) = 2 \frac{\rho(r)}{\rho(0)} \sqrt{\frac{GM}{x_j R}}, \quad (36)$$

а после усреднения по ρ -

$$\bar{w} = \sqrt{\frac{GM}{x_j R}} \approx 1.8 \cdot 10^7 \eta \text{ см/с}. \quad (37)$$

Соответствующая угловая скорость

$$\bar{\Omega} = \bar{w} \sqrt{\frac{m}{J}}. \quad (38)$$

В (37)

$$\eta = \sqrt{\frac{M}{10^8 m_\odot} \cdot \frac{5 \text{пк}}{R}} \quad (39)$$

число порядка единицы.

Оценим $\bar{\Omega}$ для разных типов звезд, которые могут существовать в ядре нашей Галактики. Начнем с рассмотрения нейтронных звезд. Массы нейтронных звезд охватывают интервал значений [7,8]

$$0.031 \leq m_{ns}/m_\odot \leq 2.14, \quad (40)$$

а моменты инерции -

$$3.26 \cdot 10^{42} \leq J_{ns} \leq 3 \cdot 10^{45} \text{ г}\cdot\text{см}^2. \quad (41)$$

Учитывая эти данные, из (37), (38) находим

$$20\eta \leq \bar{\Omega}_{ns} \leq 77\eta \text{ рад/с}. \quad (42)$$

Это именно та область угловых скоростей, которая наблюдается у пульсаров (кривая распределения числа пульсаров по угловым скоростям имеет максимум при $\Omega \approx 10$ рад/с. [9]). Перейдем к белым карликам. В табл.2 приведены вычисленные по (38) значения $\bar{\Omega}$ для четырех наиболее

Таблица 2

УГЛОВЫЕ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ЧЕТЫРЕХ
 НАИБОЛЕЕ ПЛОТНЫХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ, ОЖИДАЕМЫЕ
 ПО ФОРМУЛЕ (38)

R (км)	m/m_{\odot}	$10^{-49}J$ (г см ²)	$\bar{\Omega}$ (рад/с)	$10^{-34}\mu$ (эрг/Гаусс)
2080	1.07	1.11	0.245	2.3
3060	1.02	2.71	0.153	3.6
4800	0.825	6.73	0.0873	5.1
7580	0.415	11.4	0.0476	4.7

плотных белых карликов [7,8]. В последнем столбце приведены соответствующие магнитные моменты, вычисленные по формуле Блекетта

$$\mu = \frac{\sqrt{G}}{c} J \bar{\Omega}. \quad (43)$$

Значения $\bar{\Omega}$ на порядок меньше максимально допустимых значений

$$\Omega_{\max} \approx \sqrt{\frac{Gm}{r_s^3}}, \quad (44)$$

где r_s - радиус небесного тела. При $\Omega > \Omega_{\max}$ центробежная сила на поверхности звезды превышает гравитационную силу притяжения масс, что приводит к распаду небесного тела. Теперь перейдем к обычным звездам и посмотрим, какой должна быть их угловая скорость в ядре нашей Галактики. Для Солнца момент инерции $J_{\odot} \approx 5 \cdot 10^{53}$ г·см², и поэтому из (38) находим $\bar{\Omega}_{\odot} \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$ рад/с., что примерно вдвое больше максимально допустимого значения $\Omega_{\max} \approx 5.3 \cdot 10^{-4}$ рад/с. Таким образом, мы приходим к нетривиальному выводу о том, что компактные ядра галактик и, в частности, ядро нашей Галактики преимущественно состоят из нейтронных звезд и белых карликов.

Для большинства шаровых скоплений нет ограничений на существование в них звезд типа Солнца, за исключением, быть может, наиболее компактных шаровых скоплений. Например, для скопления M22 с параметрами $M = 700 m_{\odot}$, $R = 12.5$ пк по формуле (38) для звезд типа Солнца получается $\bar{\Omega} \approx 1.7 \cdot 10^{-6}$ рад/с., тогда как угловая скорость на экваторе Солнца равна $2.9 \cdot 10^{-6}$ рад/с.

5. *Возможный очаг формирования пульсаров.* Открытие пульсаров в остатках вспышек сверхновых звезд указывает на то, что в этих явлениях, по-видимому, мы имеем дело с одним из возможных каналов рождения пульсаров. Укажем на еще один возможный канал образования этих объектов.

Нейтронная звезда проявляет себя в виде пульсара, если она обладает магнитным моментом $\mu_{30} \sim 0.01 + 10$ эрг/Гаусс и вращается с угловой скоростью $1 \leq \Omega \leq 1000$ рад/с. Столь большие угловые скорости и соответствующие магнитные моменты могут существовать и у нейтронных звезд в ядре нашей Галактики благодаря гравитационному взаимодействию звезд. Согласно нашим представлениям, ядро Галактики является статистически равновесным скоплением нейтронных звезд и белых карликов, и поэтому в нем, как уже отмечалось, должно иметь место максвелловское распределение числа звезд по скоростям. В такой системе имеются звезды всех энергий. Однако гравитационный потенциал на поверхности системы конечен, и поэтому звезды, обладающие достаточно большой энергией, покидают систему (испаряются). Среди них будут и нейтронные звезды, проявляющие себя в виде пульсаров.

Доля звезд с кинетической энергией, превышающей работу выхода, $\epsilon_0 = -m\phi$ равна

$$q = \int_{\epsilon_0}^{\infty} \sqrt{\epsilon} e^{-\epsilon/\theta} d\epsilon \bigg/ \int_0^{\infty} \sqrt{\epsilon} e^{-\epsilon/\theta} d\epsilon, \quad (45)$$

где $\theta = mw^2/3$ - модуль распределения. Согласно (19) и (36) имеем

$$\frac{\epsilon_0}{\Theta} = \frac{3}{2} + \frac{3x_s}{4y}. \quad (46)$$

Вычисляя интегралы для центра звездного скопления, где $y(0) = 1$, и поверхности, где $y(R) = 0$, находим $q(0) = 0.0679$ и $q(R) = 0$. Число звезд внутри сферы радиуса r , которые могут покинуть систему, есть

$$Q = 4\pi \int_0^r qnr^2 dr = \frac{2M}{\pi c_s^2} \int_0^x qx^2 \sqrt{y} dx \quad (47)$$

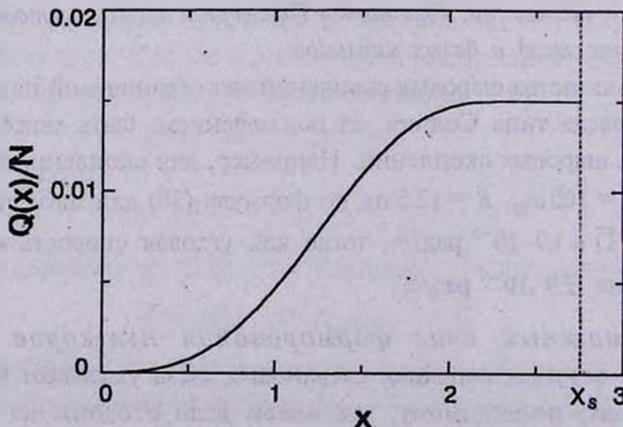


Рис.2. График функции $Q(x)$. N - полное число звезд в системе.

(см. (10), (15)). Зависимость этой величины от x приведена на рис.2. Как видно из рисунка, из ядра Галактики могут вылететь 1.5% звезд:

$$\frac{Q(R)}{N} = 0.0150, \quad (48)$$

и практически не могут вылететь звезды из внешнего слоя толщиной $0.22R$. Вопрос об испарении звезд из шаровых скоплений впервые исследовался в работе [6]. При вычислении $\bar{q} = Q(R)/N$ за основу было принято значение $\varepsilon_0/\theta \approx 6$, полученное с использованием теоремы вириала (30). В результате было найдено примерно вдвое меньшее значение

$$\frac{Q(R)}{N} \approx 2\sqrt{\frac{6}{\pi}} e^{-6} = 6.85 \cdot 10^{-3}. \quad (49)$$

Число звезд, покидающих ядро Галактики за время его существования, определяется выражением

$$\Delta N = \int NQ \frac{dt}{\tau} \approx NQ(R) \frac{t}{\tau} \sim 6 \cdot 10^6, \quad (50)$$

где $t \sim 1/H \approx 2 \cdot 10^{10}$ лет - возраст Галактики (и ее ядра), который предполагается по порядку величины равным возрасту Вселенной, $\tau \sim 5 \cdot 10^9$ лет - время релаксации ядра Галактики (см. (34)). Если в ядре Галактики числа нейтронных звезд и белых карликов приблизительно равны, то число нейтронных звезд, покинувших ядро Галактики, должно быть $\sim 3 \cdot 10^6$.

6. *Заключение.* В работе выведено уравнение состояния звездного скопления, находящегося в состоянии статистического равновесия (компактное ядро галактики, шаровое скопление): $P = a\rho^3$, где ρ - плотность массы, а P - давление, обусловленное хаотическим движением звезд. Показано, что

$$M = 2.524 \frac{GR^5}{a}, \quad (51)$$

где M - масса, а R - радиус скопления.

В состоянии статистического равновесия имеет место Больцмановский закон равномерного распределения внутренней энергии системы по всем степеням свободы звезд, в том числе по их вращательным степеням свободы. Последние вступают в игру благодаря нелобовым столкновениям звезд. Из закона равномерного распределения энергии следует, что компактные ядра галактик в основном должны состоять из нейтронных звезд и белых карликов.

Статистически сбалансированные периоды вращения нейтронных звезд в ядре нашей Галактики оказываются такого же порядка, что и характерные периоды пульсаров. Из этого примечательного обстоятельства сделан вывод с том, что пульсары могут рождаться путем испарения

нейтронных звезд из ядра Галактики. Число подобных пульсаров $\sim 3 \cdot 10^6$.

Авторы признательны Г.Ф.Хачатряну за помощь в численных расчетах. С благодарностью отмечаем, что использован РС Pentium, подаренный Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG).

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства образования и науки Республики Армения.

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Институт прикладных проблем физики, Армения

ON THE NATURE OF COMPACT GALACTIC NUCLEI

L.SH.GRIGORIAN^{1,2}, G.S.SAHAKIAN¹

Spherically symmetric star clusters (compact galactic nuclei, globular clusters) far advanced to the statistical equilibrium state during the evolution are investigated. The equation of state (polytrope with polytropic index $k = 0.5$) of such systems is derived and their basic parameters are calculated. The main constituents of compact galactic nuclei are shown to be rapidly spinning neutron stars and white dwarfs. It is concluded that pulsars may be born by evaporation of neutron stars from the nucleus of our Galaxy. The number of such pulsars is $\sim 3 \cdot 10^6$.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Чандрасекар, Принципы звездной динамики, ИЛ. М., 1948.
2. К.Ф.Огородников, Динамика звездных систем, Гос. изд. физ.-мат. лит., М., 1958.
3. В.Л.Поляченко, А.М.Фридман, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
4. У.Саслау, Гравитационная физика звездных и галактических систем, Мир, М., 1989.
5. Я.Эйнасто, Галактики, в сб. : "Крупномасштабная структура Вселенной", Мир, М., 1981.
6. В.А.Амбарцумян, Уч. зап. ЛГУ, 22, 19, 1938; Научные труды, т.1, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1960, с.158.
7. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, Astrophys. Spac. Sci., 95, 305, 1983.
8. Г.С.Саакян, Физика нейтронных звезд, изд. ОИЯИ, Дубна, 1995.
9. Р.Манчестер, Дж.Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.