

ДИССИПАТИВНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

II. ВЛИЯНИЕ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД НА ЭВОЛЮЦИЮ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ И ЯДЕР ГАЛАКТИК

*В. И. Докучаев, Л. М. Озерной**

Рассмотрены отклонения от классической (испарительной) эволюции больших звездных систем, которые возникают при учете диссипативных эффектов, связанных с образованием и упрочнением двойных звезд, включая и упрочнение реликтовых пар. Скорость диссипации энергии из звездной системы, обусловленная в основном приливным взаимодействием одиночных звезд и образованием пар, а также скорость нагрева системы при упрочнении образовавшихся жестких пар были детально рассчитаны в статье I [1]. Уравнения эволюции звездной системы, учитывающие эффекты испарения звезд, диссипации и нагрева, решены в различных предельных случаях, когда нагрев системы двойными доминирует над ее охлаждением, или наоборот. Эти результаты применяются к рассмотрению эволюции шаровых скоплений и ядер галактик на тех стадиях, где эффекты звездных столкновений еще не оказывают существенного влияния на эволюцию.

Для шаровых скоплений влияние нагрева двойными, которое пренебрежимо мало для большинства наблюдаемых скоплений, в ходе эволюции становится весьма существенным. В конечном счете, скопление выходит на такой режим эволюции, что дисперсия скоростей в ходе сжатия скопления достигает величины ~ 30 км/с и в дальнейшем остается почти постоянной.

Для ядер галактик влияние двойных звезд на эволюцию существенно зависит от начальной дисперсии скоростей звезд в системе. В ядрах, где ее величина сравнительно велика ($v \geq 150$ км/с при концентрации звезд $n \approx 10^7$ пс⁻³), доминирующими оказываются диссипативные эффекты, связанные с приливным взаимодействием звезд. Эти эффекты приводят к ускоренному сжатию ядра, в котором к моменту наступления столкновительной эволюции остается значительная доля первоначального числа звезд. В ядрах с относительно небольшой v эффекты нагрева двойными могут играть весьма большую роль. В таких системах v сначала возрастает, а затем достигнув максимума, уменьшается и в конце концов выходит на постоянное значение, такое же, как и при эволюции шаровых скоплений. Однако в эволюции таких галактических ядер наряду с образованием двойных звезд важную роль могут играть эффекты звездных столкновений, которые нуждаются в тщательном изучении.

Deviations from evaporative classical evolution of large stellar systems which result from taking into account tidal interactions of stars are considered. These dissipative interactions which is the cooling factor would lead to formation of binary stars. The last can heat the stellar system during the energy hardening as a result of interactions with single stars of the system. Hardening of the relict binaries is also considered. Energy dissipation rates from the stellar system caused by tidal interactions of the single stars and binary formation as well as the heating rate of the system in the process of hard binaries' hardening were being considered in detail in our previous Paper I (Dokuchaev and Ozernej, 1982). Evolution equations of the stellar system with taking into consideration processes of the evaporation of the single stars, dissipation and heating are solved in various limiting cases exactly when the heating of the system by binaries predominates over the dissipative cooling and vice versa. These results are applied to the consideration of the evolution of the globular clusters and galactic nuclei at the stages when the effects of stellar collisions do not essentially influence on the evolution.

Influence of the heating of the system by the forming binaries on the globular clusters which is negligible for the majority of visible clusters becomes essential in the course of their evolution. As a result the evolution of the globular clusters tends to such regime when the velocity dispersion of the stars reaches the value of 30 km/s and in future remains nearly constant.

* Сотрудник Физического института АН СССР им. П. Н. Лебедева (г. Москва)

Influence of the tidal interactions on the evolution of galactic nuclei depends on the initial velocity dispersion of the stars in the system. In the nuclei with comparatively large velocity dispersion ($v \geq 150$ km/s and concentration of the stars $n \approx 10^7$ pc $^{-3}$) the dissipative effects connected with tidal interactions of the stars appear to be predominate. These effects result in an accelerated shrinkage of the nuclei in which to the moment of the collisional stage of evolution there remains a considerable part of a prime number of the stars. In the nuclei where v is comparatively small effects of the stellar system's heating by binaries can play highly important role. In such systems v increases at first and then when the maximum value is reached the velocity dispersion decreases and tends finally to the constant value, the same as in the case of the evolution of the globular clusters. However, in the evolution of such galactic nuclei the effects of stellar collisions would play an important role side by side the effects of the formation of the binaries. Additional investigations of these collisional effects are necessary.

1. Введение

Классическая схема эволюции звездных систем, известная уже многие годы [2], состоит в том, что в изолированном сферическом скоплении, состоящем из одиночных звезд, обмен энергией между ними происходит таким путем, что внешние части системы приобретают сравнительно большие скорости и расширяются (часть звезд при этом полностью испаряется), тогда как внутренне ядро коллапсирует. Характерное время этих процессов составляет всего лишь несколько десятков времен релаксации.

Однако несколько лет назад выяснилось, что если заметная часть звезд входит с самого начала в двойные системы, эта схема может значительно видоизмениться [3, 4]. Физическая причина этого заключается в гравитационном обмене энергией между одиночными звездами и двойными, в результате которого (отрицательная) потенциальная энергия двойной уменьшается, а кинетическая энергия одиночных звезд увеличивается. Этот процесс «упрочнения» двойных был открыт много лет назад [5], и он имеет место только для жестких пар, т. е. пар, энергия связи которых x превышает среднюю кинетическую энергию $\beta^{-1} = (1/3) m v^2$ отдельных звезд (m — масса звезды, предполагаемая одинаковой у всех звезд; $v = \langle v^2 \rangle^{1/2}$ — дисперсия скоростей одиночных звезд). Мягкие же пары (т. е. пары с энергией связи $x < \beta^{-1}$) при взаимодействии с одиночными звездами разрушаются, не оказывая заметного динамического эффекта на скопление в целом. Взаимодействие с жесткими парами происходит преимущественно в ядре скопления, где плотность звезд выше, и имеет следствием поток энергии внутрь ядра, что противодействует его коллапсу.

Хотя наблюдения уверенно свидетельствуют, что доля двойных звезд в окрестности Солнца очень велика [6], в настоящее время нет данных, позволяющих судить о том, какая часть двойных звезд может быть реликтовой в таких системах, как шаровые скопления или ядра галактик. Для всестороннего исследования роли двойных в эволюции звездных систем важно знать, каков их вклад в наименее благоприятном случае, когда доля реликтовых пар исчезающе мала или даже равна нулю. В этом случае двойные могут образоваться при (бездиссипативных) трехтельных встречах, а также при (диссипативных, приливных) двухтельных встречах (обзор этих процессов, вместе со ссылками на предшествующие работы см. в [7]).

Наиболее детально процессы образования и упрочнения двойных звезд и связанные с ними процессы охлаждения и нагрева звездных систем были рассмотрены в нашей предыдущей работе [1] (ниже цитируется как 1).

Тот факт, что образование двойных звезд сопровождается диссипацией энергии из звездной системы, тогда как их упрочнение, напротив, нагревает ее, делает исследование влияния двойных на эволюцию звездных систем довольно сложной задачей. В предыдущих работах, где рассматривались вновь образующиеся двойные, делался упор либо на дисси-

пассивные эффекты [8], либо на нагрев двойными [9, 10]. Цель настоящей работы — начать исследование общего случая, открывающего ряд новых черт в эволюции звездных систем.

Содержание работы следующее. В разделе 2 кратко суммированы результаты статьи I, касающиеся роли жестких пар для баланса энергии в звездной системе, а также выведено основное уравнение эволюции, учитывающее влияние как реликтовых, так и вновь образующихся пар. В следующих разделах это уравнение исследовано для ряда предельных случаев. В разделе 3 рассмотрена эволюция в случае доминирующей роли нагрева жесткими парами. В разделе 4 эволюция звездных систем исследована для случая, когда, напротив, доминируют диссипативные процессы, связанные с двойными звездами. В разделе 5 рассмотрена ситуация, когда доминируют реликтовые пары, а ролью вновь образующихся двойных звезд можно пренебречь. Раздел 6 содержит обсуждение общего случая и его связь с эволюцией систем, имеющих сейчас характерные параметры шаровых скоплений и ядер галактик. В разделе 7 кратко суммированы основные результаты работы.

2. Роль жестких пар в балансе энергии звездной системы

а. Общие соотношения. Основные параметры звездной системы v (дисперсия скоростей звезд), N (полное число звезд в системе) и R (радиус ее ядра, в пределах которого содержится $N/2$ звезд) связаны между собой теоремой вириала

$$v^2 = 0.4GmN/R, \quad (2.1)$$

где m — масса отдельной звезды, для простоты предполагаемая одинаковой по всей системе.

Полная энергия системы E составляет

$$E = -(1/2)mNv^2. \quad (2.2)$$

Эти соотношения между параметрами звездной системы устанавливаются за динамическое время $t_d \sim R/v$. Изменение самих параметров обусловлено взаимодействиями звезд между собой и происходит за характерное время релаксации $t_r \sim t_d (N/\lg N) \gg t_d$;

$$t_r = \frac{v^3}{15.4G^2m^2n \ln(0.4N)} = 3.0 \cdot 10^6 \left(\frac{\Lambda}{5}\right)^{-1} \left(\frac{m}{M_\odot}\right)^{-2} \left(\frac{v}{10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}}\right)^3 \left(\frac{n}{10^5 \text{ пс}^{-3}}\right)^{-1} \text{ лет} = \\ = 1.5 \cdot 10^8 \left(\frac{\Lambda}{8}\right)^{-1} \left(\frac{m}{M_\odot}\right)^{-2} \left(\frac{v}{200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}}\right)^3 \left(\frac{n}{10^7 \text{ пс}^{-3}}\right)^{-1} \text{ лет}. \quad (2.3)$$

[n — концентрация звезд, $\Lambda = \lg(0.4N)$].

Уравнение, описывающее эволюцию звездной системы на шкале времени, превышающей t_r , можно записать в следующем виде, вытекающем из (2.1) и (2.2):

$$\frac{\dot{R}}{R} = 2 \frac{\dot{N}}{N} - \frac{\dot{E}}{E}. \quad (2.4)$$

Перечислим процессы взаимодействия звезд в системе, ведущие к изменению ее параметров.

Основным процессом, приводящим к изменению числа звезд в системе, является испарение из нее звезд. Звездную систему покидают те звезды, которые при парных далеких взаимодействиях приобретают скорости, большие скорости ускользания из системы $v_{\text{esc}} = 2v$. Скорость испарения звезд при этом равна [2]

$$\dot{N} = -\alpha N/t_r. \quad (2.5)$$

Здесь $\alpha = 7.39 \cdot 10^{-3}$ для максвелловской функции распределения звезд по скоростям, но может быть в 2—3 раза больше, согласно численным экспериментам.

Энергия звездной системы E при классическом испарении звезд (2.5) не изменяется, поскольку испаряющиеся звезды покидают систему со скоростями $u = v_{esc}$ и нулевой энергией. Изменение энергии системы будет определяться в основном диссипативными приливными взаимодействиями между звездами и сверхупругими взаимодействиями между жесткими двойными и одиночными звездами. Эти процессы детально были рассмотрены нами ранее в статье I, и их скорости мы сейчас приведем.

б. Скорости охлаждения и нагрева звездной системы, связанные с двойными звездами. Приливное взаимодействие одиночных звезд приводит к появлению эффективного «трения» между звездами и образованию связанных пар. При этом система теряет энергию и охлаждается. Темп диссипации энергии из скопления, согласно (I. 5.10),* равен

$$\dot{E}_- = -\Gamma(0.9) \dot{N}_0 \beta^{-1} = \frac{0.011}{\lg(0.4N)} \left(\frac{v}{100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{9/5} \frac{E}{t_r}, \quad (2.6)$$

где $\Gamma(0.9) = 1.069$ — гамма-функция; E — полная энергия звездной системы, определяемая выражением (2.2);

$$\begin{aligned} \dot{N}_0 &= 2^{37/30} \pi^{1/2} (Gm^2 \beta / r)^{-9/10} \beta^{3/2} G^2 m^{7/2} n N = \frac{3}{2} \frac{(3\pi)^{1/2}}{15.4 \lg(0.4N)} \frac{N}{t_r} = \frac{25.4}{\lg(0.4N)} \times \\ &\times \left(\frac{v}{10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{9/5} \left(\frac{N}{10^5} \right) t_r^{-1} = \frac{1.60 \cdot 10^5}{\lg(0.4N)} \left(\frac{v}{100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{9/5} \left(\frac{N}{10^7} \right) t_r^{-1}; \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} g &= 2^{67/30} (Gm^2 \beta / r)^{-9/10} = 1.953 \cdot 10^{-3} \left(\frac{v}{10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{9/5} \left(\frac{m}{M_\odot} \right)^{-9/10} \left(\frac{r}{R_\odot} \right)^{9/10} = \\ &= 0.123 \left(\frac{v}{100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{9/5} \left(\frac{m}{M_\odot} \right)^{-9/10} \left(\frac{r}{R_\odot} \right)^{9/10}; \end{aligned} \quad (2.8)$$

r — радиус звезды.

Пары, образующиеся в ходе приливного взаимодействия звезд, обладают, вообще говоря, большими эксцентриситетами орбит. За счет приливно-го взаимодействия звезд, входящих в пару, орбита пары скругляется за время нескольких орбитальных периодов. Энергия связи пары x в результате циркуляризации орбиты возрастает до некоторой максимальной величины x_0 , определяемой полным орбитальным моментом пары, который сохраняется постоянным в процессе циркуляризации. Аналогичная циркуляризация орбит может происходить и у пар, образующихся при бездиссипативных тройных сближениях звезд в системе.

Мягкие пары (т. е. пары, у которых энергия связи $x_0 < \beta^{-1}$), образующиеся как при бездиссипативных тройных, так и при диссипативных двойных взаимодействиях, затем большей частью разрушаются в результате последующих взаимодействий с одиночными звездами системы.

Жесткие пары (т. е. пары, имеющие энергию связи $x_0 > \beta^{-1}$) образуются в основном при приливных взаимодействиях звезд, а затем в ходе последующих сближений с одиночными звездами передают им часть своей энергии, становясь при этом еще более жесткими (прочными). Тем самым звездная система увеличивает свою энергию, т. е. «разогревается». Жесткие пары, энергия связи которых $x_0 > x_1 = 16.875 \beta^{-1}$, при взаимодействии с одиночными звездами передают им энергию, достаточную для эжекции последних из системы. Если энергия связи пары $x_0 > x_2 = 78.75 \beta^{-1}$ (такие пары названы нами сверхжесткими), то при взаимодействии с одиночными звездами эти пары из-за отдачи сами выбрасываются из звездной системы.

Средняя энергия ϵ , передаваемая на нагрев звездной системы при однократном взаимодействии жесткой пары с одиночной звездой, согласно (I.2.5), равна

* Здесь и всюду ниже ссылки на формулы, полученные в [1], сопровождаются цифрой I.

$$\varepsilon = \begin{cases} (2/5) x_c & \text{при } \beta^{-1} < x_c < x_1, \\ (2/15) x_c + (9/2) \beta^{-1} & \text{при } x_1 < x_c < x_2, \\ 15\beta^{-1} & \text{при } x_c > x_2. \end{cases} \quad (2.9)$$

Более точно энергию, идущую на нагрев звездной системы в результате одного акта взаимодействия циркуляризованной пары с одиночной звездой, можно записать в виде

$$\varepsilon \equiv (2/5) x_c \eta,$$

где $\bar{y} = (2/5)x_c$ — среднее увеличение энергии связи x_c двойной звезды [см. (I.2.2)], а величина

$$\eta = \begin{cases} 1 & \text{при } \beta^{-1} < x_c < x_1; \\ (1/3) + (2/3) (x_1/x_c) & \text{при } x_1 < x_c < x_2; \\ (10/21) (x_2/x_c) & \text{при } x_c > x_2 \end{cases} \quad (2.10)$$

— доля среднего увеличения \bar{y} энергии связи жесткой пары, переданная на нагрев звездной системы. Эта энергия идет на увеличение скорости движения одиночной звезды и центра масс двойной, а затем в результате далеких взаимодействий перераспределяется среди всех звезд системы. При $\beta^{-1} < x_c < x_1$, когда не происходит выброса из системы одиночных звезд, все увеличение энергии связи жесткой пары идет на нагрев системы, т. е. $\eta = 1$. При $x_1 < x_c < x_2$ значение η лежит в пределах $(10/21) < \eta < 1$, поскольку часть энергии \bar{y} уносится из системы одиночной звездой, приобретающей вследствие отдачи скорость, большую скорости ускользания. Когда же пары становятся сверхжесткими, т. е. приобретают энергии связи $x_c > x_2$, они уже сами эжектируются из звездной системы, при этом $\eta < (10/21)$.

Максимальная энергия связи x_{\max} жестких пар, принимающих участие в нагреве звездной системы, как показано в статье I, лимитируется в основном гравитационным излучением пары. Величина x_{\max} (которая в зависимости от параметров звездной системы может быть как больше, так и меньше граничной энергии связи сверхжестких пар x_2) составляет, согласно (I.7.4),

$$\begin{aligned} \beta x_{\max} = \beta x_{\text{grav}} &\equiv 15.9 \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{n}{10^7 \text{ пс}^{-3}} \right)^{1/5} \left(\frac{v}{100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{-11/5} = \\ &= 7.51 \left(\frac{N}{10^7} \right)^{-2/5} \left(\frac{v}{100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Жесткие пары, энергия связи которых после приливной циркуляризации их орбит x_c оказывается в пределах $\beta^{-1} < x_c < x_{\max}$, в ходе дальнейшего упрочнения при взаимодействии с одиночными звездами системы приводят к ее нагреву. В статье I было показано, что если дисперсия скоростей звезд в звездной системе попадает внутрь интервала

$$28.3 \left(\frac{x_{\max}}{x_2} \right)^{-5/3} \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} < v < 320 \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (2.12)$$

этот нагрев может конкурировать с диссипацией энергии (охлаждением звездной системы), которая определяется выражением (2.6) и связана с приливным «трением» одиночных звезд в системе и с образованием пар.

В интервале дисперсий скоростей (2.12) скорость образования жестких пар с циркуляризованными орбитами и энергиями связи $\beta^{-1} < x_c < x_{\max}$ в основном определяется парным приливным взаимодействием одиночных звезд системы и, согласно (I.3.22), составляет

$$\dot{N}_{f-b} = \dot{N}_0 [\Gamma(0.9) - (\beta x_{\max})^{-1/10}], \quad (2.13)$$

где \dot{N}_0 определяется выражением (2.7).

Сечение процесса, определяющего нагрев системы жесткими парами, много больше сечения образования жестких пар, поэтому скорость на-

грева системы определяется скоростью образования пар и, согласно (1.6.5), равна

$$\dot{E}_+ = \dot{N}_0 \beta^{-1} [A(x_{\max}) - g^{-1} B(x_{\max})], \quad (2.14)$$

где величина g определяется формулой (2.8), а

$$A(x_{\max}) = \begin{cases} (7/5) \beta x_{\max} [\Gamma(0.9) - (\beta x_{\max})^{-1/10}] & \text{при } \beta^{-1} < x_{\max} < x_1; \\ 37.57 + 15 [(\beta x_2)^{-1/10} - (\beta x_{\max})^{-1/10}] & \text{при } x_{\max} > x_2; \end{cases} \quad (2.15)$$

$$B(x_{\max}) = \begin{cases} (1/10) [0.577 + \ln(\beta x_{\max})] & \text{при } \beta^{-1} < x_{\max} < x_1; \\ 0.2423 & \text{при } x_{\max} > x_2. \end{cases}$$

Формулы для $A(x_{\max})$ и $B(x_{\max})$ в случае $x_1 < x_{\max} < x_2$ весьма громоздки и здесь не приводятся.

Вне интервала дисперсий скоростей (2.12) нагрев звездной системы жесткими парами оказывается несущественным по сравнению с диссипацией энергии, связанной с приливным трением и образованием пар.

в. Доля жестких пар, способных нагревать звездную систему. Найдем долю $f = N_b/N$ жестких пар с энергиями связи в диапазоне $\beta^{-1} < x_c < x_{\max}$, которые осуществляют нагрев звездной системы с дисперсией скоростей звезд, удовлетворяющей условиям (2.12). Для этого воспользуемся передаточной функцией $Q(x, y)$ [3], которая определяет скорость передачи энергии y , идущей на нагрев системы, жесткими парами с энергией связи x :

$$Q(x, y) = 45 G^2 m^{7/2} \beta^{1/2} x^{5/2} (x+y)^{-1/2}, \quad y > 0. \quad (2.16)$$

Тогда скорость упрочнения одной прочной пары оказывается равной

$$\dot{x} = n \int_{-\infty}^{+\infty} Q(x, y) y dy = \frac{36}{7} G^2 m^{7/2} \beta^{1/2} n = \frac{72}{7\pi^{1/2}} \frac{\dot{N}_0 \beta^{-1}}{gN}. \quad (2.17)$$

Эта величина не зависит от энергии связи жесткой пары. Соответственно скорость нагрева звездной системы одной жесткой парой будет равна $\dot{\epsilon}_+ = \dot{x} \eta(x)$, где $\eta(x)$ определяется выражением (2.10). Полная скорость нагрева звездной системы всеми находящимися в ней в данный момент парами есть

$$\dot{E}_+ = \int_{\beta^{-1}}^{\infty} \dot{x} \eta(x) n_h(x) dx = \frac{72}{7\pi^{1/2}} g^{-1} \dot{N}_0 \beta^{-1} f, \quad (2.18)$$

где $n_h(x)$ — функция распределения жестких пар по энергиям связи $x = x_c$; $f = N_b/N$ — доля жестких пар в системе в данный момент, а величина $\bar{\eta}$ равна

$$\bar{\eta} = \int_{\beta^{-1}}^{\infty} \eta(x) n_h(x) dx \int_{\beta^{-1}}^{\infty} n_h(x) dx. \quad (2.19)$$

Если все жесткие пары в звездной системе имеют энергии связи $\beta^{-1} < x_c < x_1$, то, согласно (2.10), $\bar{\eta} = 1$. В случае, когда в системе есть жесткие пары с энергиями связи $x_1 < x_c < x_2$, значение $\bar{\eta}$ лежит в пределах $(10/21) < \bar{\eta} < 1$. В выражении (2.18) доля жестких пар $f = N_b/N$ включает в себя как жесткие пары, образующиеся при приливном взаимодействии звезд в системе, так и, возможно, жесткие пары с энергиями связи $\beta^{-1} < x_c < x_{\max}$, образовавшиеся еще на ранних стадиях формирования звездной системы (реликтовые пары).

В частности, как видно из выражений (2.6) и (2.18), доля жестких пар, при которой полное изменение энергии системы будет положительным, т. е. $\dot{E} = \dot{E}_- + \dot{E}_+ > 0$, есть

$$f = \frac{7\pi^{1/2}}{72\eta} \Gamma(0.9) g = 2.27 \cdot 10^{-2} \eta^{-1} \left(\frac{v}{100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{9/5} \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right)^{-9/10} \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{9/10}. \quad (2.20)$$

Если в звездной системе отсутствуют реликтовые жесткие пары, то величина f в (2.20) представляет собой эффективную долю жестких пар, образующихся при приливном взаимодействии и в данный момент времени греющих звездную систему. Жесткие пары, составляющие это число, заменяются вновь образующимися парами за время упрочнения $t_h \sim (2/5) x_c / \dot{\epsilon}_+ \approx 0.52 \Lambda \beta x_c t_r$, где $\Lambda = \lg(0.4N)$; t_r — время релаксации, определяемое формулой (2.5). Здесь мы учли, что средняя энергия, передаваемая жесткой парой на нагрев звездной системы при однократном взаимодействии с одиночной звездой, равна $(2/5) x_c$, согласно (2.16).

г. Основное уравнение эволюции звездной системы с учетом влияния двойных звезд. Уравнение эволюции звездной системы (2.4) можно с помощью (2.5), (2.6), (2.14) и (2.18) записать в виде

$$\frac{\dot{R}}{R} = [F(x_{\max}, v) - 2] \alpha t_r^{-1}, \quad (2.21)$$

где величина $F(x_{\max}, v)$, зависящая от x_{\max} , v , есть

$$F(x_{\max}, v) = \frac{(3\pi)^{1/2}}{15.4\alpha \ln(0.4N)} \left\{ \frac{72}{7\pi^{1/2}} \eta f_{\text{rel}} + g [A(x_{\max}) - \Gamma(0.9)] - B(x_{\max}) \right\}. \quad (2.22)$$

Величина g , зависящая от дисперсии скоростей звезд v , а также члены $A(x_{\max})$ и $B(x_{\max})$, входящие в выражение (2.22), определяются соответственно формулами (2.8) и (2.15). Вне интервала дисперсий скоростей (2.12), где мала скорость образования жестких пар (и соответственно мала скорость нагрева звездной системы этими парами), будем формально полагать $A(x_{\max}) = B(x_{\max}) = 0$. Под долей жестких пар f_{rel} в (2.22) понимается доля реликтовых жестких пар, находящихся в звездной системе с момента ее образования (сюда не включены жесткие пары, образующиеся в течение эволюции звездной системы).

Прежде чем перейти к решению уравнения эволюции (2.21) в различных предельных случаях, заметим, что из этого уравнения и выражения (2.22) для $F(x_{\max}, v)$ следует возможность двух принципиально различных режимов эволюции в зависимости от x_{\max} и v . Именно, если $F(x_{\max}, v) > 2$, то $\dot{R} > 0$ и звездная система расширяется. Напротив, если $F(x_{\max}, v) < 2$, то $\dot{R} < 0$ и звездная система сжимается. Аналогично в зависимости от x_{\max} и v возможны условия, когда $\dot{v} > 0$ и $\dot{v} < 0$. Именно, с помощью уравнения (2.21) и уравнения

$$2 \frac{\dot{v}}{v} = \frac{\dot{E}}{E} - \frac{\dot{N}}{N}, \quad (2.23)$$

следующего из (2.1) и (2.2), найдем, что $\dot{v} > 0$, если $F(x_{\max}, v) < 1$, и $\dot{v} < 0$, если $F(x_{\max}, v) > 1$. Возможна также ситуация (при полном изменении энергии системы $\dot{E} = \dot{E}_- + \dot{E}_+ > 0$), когда $\dot{v} = 0$. Дисперсию скоростей звезд, отвечающую этой ситуации, будем обозначать $v_{\text{crit}}^{(+)}$. В случае, когда $\dot{E} < 0$, введем аналогичное обозначение $v_{\text{crit}}^{(-)}$ для такой дисперсии скоростей, при которой вклады в уравнение эволюции (2.21) или (2.23) членов, связанных с испарением звезд (\dot{N}/N) и изменением энергии (\dot{E}/E), оказываются сравнимыми. Конкретно, определим $v_{\text{crit}}^{(+)}$ и $v_{\text{crit}}^{(-)}$ уравнением

$$\pm F(x_{\max}, v_{\text{crit}}) = 1, \quad (2.24)$$

где знак плюс отвечает случаю $\dot{E} > 0$, знак минус — случаю $\dot{E} < 0$, а v_{crit} есть либо $v_{\text{crit}}^{(+)}$, либо $v_{\text{crit}}^{(-)}$ соответственно. Из (2.22) и (2.24) найдем:

$$v_{\text{crit}} = \frac{3^{1/2}}{2^{67/54}} \left| \frac{15.4 (3\pi)^{-1/2} \alpha \ln(0.4N) + B(x_{\max}) - (72/7) \pi^{-1/2} \eta f_{\text{rel}}}{A(x_{\max}) - \Gamma(0.9)} \right|^{5/9} \left(\frac{Gm}{r} \right)^{1/2} \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (2.25)$$

С помощью выражения (2.25) уравнение эволюции звездной системы (2.21) можно переписать в виде

$$\frac{\dot{R}}{R} = \left[\pm \left(\frac{v}{v_{\text{crit}}} \right)^{9/5} (1 + \Delta) \mp \Delta - 2 \right] \alpha t_r^{-1}, \quad (2.26)$$

где введено обозначение

$$\Delta = \frac{(3\pi)^{1/2}}{15.4\alpha \ln(0.4N)} \left[B(x_{\text{max}}) - \frac{72}{7\pi^{1/2}} \bar{\eta} f_{\text{rel}} \right], \quad (2.27)$$

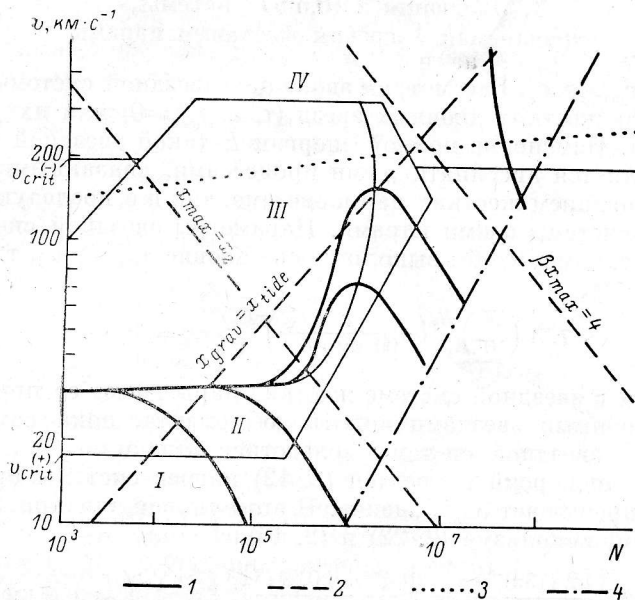


Рис. 1. Эволюционные треки звездных систем в отсутствие реликтовых жестких пар (I) на плоскости дисперсия скоростей—число звезд.

В области I диссипативные эффекты и нагрев звездной системы образующимися парами не оказывают существенного влияния на ее эволюцию, которая остается близкой к классической (испарительной). В этой области энергия системы $E \approx \text{const}$, а ее дисперсия скоростей меняется как $v \propto N^{-1/2}$. В области II нагрев системы образующимися жесткими парами начинает доминировать над приливной диссипацией энергии, т. е. $\dot{E} > 0$. Сжатие системы замедляется. Граница областей II и III определяется условием $v = v_{\text{crit}}^{(+)}$, т. е. $\dot{e} = 0$. В области III v уменьшается с уменьшением N . В области IV преобладающее влияние на эволюцию звездной системы оказывают диссипативные приливные потери энергии, приводящие к ее ускоренному сжатию.
2 — линии $x_{\text{grav}} = x_{\text{tide}}$, $x_{\text{max}} = x_2$, $\beta x_{\text{max}} = 4$; 3 — линия, на которой скорость столкновения звезд сравнивается со скоростью испарения звезд из системы; 4 — линия, отвечающая условию $t_r = 10^{10}$ лет.

а знаки плюс и минус отвечают случаям $\dot{E} > 0$ и $\dot{E} < 0$ соответственно. Если $\dot{E} > 0$, то уравнение эволюции (2.26) имеет вид

$$\frac{\dot{R}}{R} = \left[\left(\frac{v}{v_{\text{crit}}^{(+)}} \right)^{9/5} (1 + \Delta) - \Delta - 2 \right] \alpha t_r^{-1}. \quad (2.28)$$

Отсюда видно, что первый член в правой части этого уравнения, связанный с нагревом звездной системы жесткими двойными, действует в сторону расширения системы, противодействуя ее сжатию, связанному с приливной диссипацией энергии и с испарением звезд. Чем больше нагрев, тем ниже, в согласии с (2.25), величина $v_{\text{crit}}^{(+)}$.

Выражение (2.25) для $v_{\text{crit}}^{(+)}$ совместно с выражениями (2.15) для $A(x_{\text{max}})$ и $B(x_{\text{max}})$ и (2.11) для βx_{max} дают уравнение для $v_{\text{crit}}^{(+)}$ как функции от полного числа звезд N в системе. Эта зависимость $v_{\text{crit}}^{(+)}$ показана на рис. 1.

Если же $\dot{E} < 0$, т. е. диссипация энергии, связанная с жесткими парами, преобладает над нагревом, то уравнение эволюции (2.26) принимает вид

$$\frac{\dot{R}}{R} = - \left[\left(\frac{v}{v_{\text{crit}}^{(-)}} \right)^{9/5} (1 + \Delta) - \Delta + 2 \right] \alpha t_r^{-1}. \quad (2.29)$$

Приливная диссипация энергии в этом случае ускоряет сжатие звездной системы. Это обстоятельство было отмечено ранее Мильгромом и Шапиро [8].

В следующих разделах мы рассмотрим решения уравнения (2.26) при некоторых упрощающих предположениях.

3. Эволюция звездной системы, управляемая нагревом жесткими парами

а. Случай $x_{\text{max}} \geq x_2$. Рассмотрим эволюцию звездной системы, в которой изначально нет жестких двойных звезд (т. е. $f_{\text{rel}} = 0$) или их доля пренебрежимо мала. Изменение полной энергии E такой звездной системы целиком определяется диссипативными процессами, связанными как с приливным образованием жестких пар в системе, так и с последующим нагревом звездной системы этими парами. Параметры звездной системы будем предполагать такими, чтобы выполнялось условие $x_{\text{max}} \geq x_2$, т. е. согласно (2.11):

$$7.51 \left(\frac{N}{10^7} \right)^{-2/5} \left(\frac{v}{100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{-1} > \beta x_2 = 78.75. \quad (3.1)$$

Образующиеся в звездной системе жесткие пары греют ее при взаимодействии с одиночными звездами вплоть до момента, пока сами не будут выброшены из звездной системы вследствие отдачи.

В области дисперсий скоростей (2.12) нагрев системы при $x_{\text{max}} \geq x_2$ существенно превышает охлаждение. В этом случае для критической скорости получим, используя (2.22) и (2.16),

$$\begin{aligned} v_{\text{crit}}^{(+)} &= 320 \left[\frac{15.4 (3\pi)^{-1/2} \alpha \ln(0.4N) + 0.2423}{37.57 - \Gamma(0.9)} \right]^{5/9} \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} = \\ &= 34.0 \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}; \end{aligned} \quad (3.2)$$

численное значение $v_{\text{crit}}^{(+)}$ отвечает $\alpha = 0.007$ и $\Lambda = \lg(0.4N) = 5$. С учетом нагрева системы сверхжесткими парами при $x_{\text{max}} > x_2$ величина $v_{\text{crit}}^{(+)}$ незначительно уменьшается, а именно:

$$v_{\text{crit}}^{(+)} \rightarrow 29.8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ при } x_{\text{max}} \rightarrow \infty.$$

Вне диапазона скоростей (2.12) диссипативные процессы, связанные с приливным взаимодействием одиночных звезд, преобладают над нагревом, связанным с упрочнением жестких двойных. В этом случае выражение для критической скорости имеет вид *

$$\begin{aligned} v_{\text{crit}}^{(-)} &= 320 \left[\frac{15.4 \alpha \ln(0.4N)}{(3\pi)^{1/2} \Gamma(0.9)} \right]^{5/9} \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} = \\ &= 190 \left(\frac{\alpha}{0.007} \right)^{5/9} \left(\frac{\Lambda}{5} \right)^{5/9} \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Уравнение эволюции звездных систем, дисперсия скоростей которых попадает в интервал (2.12), имеет вид

$$\frac{\dot{R}}{R} = \left[\left(\frac{v}{v_{\text{crit}}^{(-)}} \right)^{9/5} (1 + \Delta_1) - \Delta_1 - 2 \right] \alpha t_r^{-1}, \quad (3.4)$$

а для систем с дисперсиями скоростей $v < 28.3 (x_{\text{max}}/x_2)^{-5/9} (m/M_{\odot})^{1/2} \times (r/R_{\odot})^{-1/2}$ км/с оно принимает вид

* Это выражение аналогично полученному в [8], но отличается от него численно в связи с более точным учетом диссипативных потерь (см. раздел 5 в [1]).

$$\frac{\dot{R}}{R} = - \left[\left(\frac{v}{v_{\text{crit}}^{(-)}} \right)^{9/5} + 2 \right] a t_r^{-1}, \quad (3.5)$$

где $v_{\text{crit}}^{(+)}$ и $v_{\text{crit}}^{(-)}$ определяется формулами (3.2) и (3.3) соответственно, а величина Δ_1 есть

$$\Delta_1 = \frac{(3\pi)^{1/2}}{15.4\alpha \ln(0.4N)} \cdot 0.2423 \approx 0.6. \quad (3.6)$$

Уравнения эволюции звездной системы (3.4) и (3.5) необходимо решать совместно с уравнением (2.5), описывающим испарение звезд из системы. В пренебрежении медленным изменением логарифмического члена $\ln(0.4N)$ в выражениях для v_{crit} и t_r совместное решение (3.4) и (2.5) можно представить в виде:

$$\rho = v [\vartheta - (\vartheta - 1) v^{\vartheta(1+\Delta_1)/10}]^{10/9}; \quad (3.7)$$

$$v/v_0 = (v/\rho)^{1/2}; \quad (3.8)$$

$$t = (t_r(0)/\alpha) \int_v^1 z [\vartheta - (\vartheta - 1) z^{\vartheta(1+\Delta_1)/10}]^{9/5} dz. \quad (3.9)$$

Здесь введены обозначения:

$$\rho = \frac{R(t)}{R_0}; \quad v = \frac{N(t)}{N_0}; \quad \vartheta = \left(\frac{v_0}{v_{\text{crit}}^{(+)}} \right)^{9/5}, \quad (3.10)$$

где индекс нуль относится к начальным значениям, а $\rho(0) = v(0) = 1$.

Обратимся теперь к области дисперсии скоростей $v < v_{\text{crit}}^{(+)}$, эволюция в которой определяется совместным решением уравнений (3.5) и (2.5). При $v \ll v_{\text{crit}}^{(-)}$ вклад диссипативного члена в (3.5) оказывается пренебрежимо малым по сравнению со вторым членом, описывающим испарение звезд. Поэтому если в полученных выше решениях (3.7)–(3.9) положить $\Delta_1 = 0$, то они асимптотически правильно описывают интересующее нас решение в области $v < v_{\text{crit}}^{(+)}$. Тем самым решения (3.7)–(3.9) единым образом описывают эволюцию звездной системы как при $v > v_{\text{crit}}^{(+)}$, так и ($\Delta_1 = 0$) при $v < v_{\text{crit}}^{(+)}$.

Важной особенностью решения (3.7)–(3.9) является наличие отрицательной обратной связи, управляющей изменениями R и v . Именно, увеличение R при $v > v_{\text{crit}}^{(+)}$ приводит к уменьшению v и, как видно из (3.4), к уменьшению вклада нагрева системы в ее расширение. В результате звездная система достигает некоторого максимального размера и начинает сжиматься. Наоборот, уменьшение R при $v < v_{\text{crit}}^{(+)}$ приводит к увеличению v и соответственно к возрастанию роли нагрева системы жесткими парами. В результате сжатие системы замедляется. В любом случае отрицательная обратная связь между изменениями R и v стремится привести систему к режиму эволюции, когда $\dot{v} \rightarrow 0$ и $v \rightarrow v_{\text{crit}}^{(+)}$, где $v_{\text{crit}}^{(+)}$ определяется выражением (3.2).

В случае, если $0 < \vartheta < 2$, звездная система, пока число звезд в ней удовлетворяет неравенствам $\vartheta^{10/9} < v < 1$, следует по классическому пути эволюции $\rho \approx v^2$ и эффекты нагрева оказываются несущественными. Однако когда в звездной системе остается доля звезд $v < \vartheta^{10/9} = (v_0/v_{\text{crit}}^{(+)})^2$, сжатие замедляется и происходит по закону $\rho \approx \vartheta^{10/9} v$, а дисперсия скоростей звезд $v \rightarrow v_{\text{crit}}^{(+)}$.

В обратном случае, когда $\vartheta > 2$, звездная система сначала расширяется до максимального радиуса $\rho_{\text{max}} = \left[\left(\frac{\vartheta}{\vartheta - 1} \right)^{1/(1+\Delta_1)} \frac{1 + \Delta_1}{(2 + \Delta_1)^2} \right]^{10/9}$. Этот радиус достигается к моменту, когда в системе остается доля звезд $v|_{\rho=\rho_{\text{max}}} = \left[\frac{\vartheta}{\vartheta - 1} \frac{1}{2 + \Delta_1} \right]^{(10/9)/(1+\Delta_1)}$. Затем, когда $v < v|_{\rho=\rho_{\text{max}}}$, система начинает сжиматься, как и в предыдущем случае, по закону $\rho \approx \vartheta^{10/9} v$ при $v \rightarrow 0$, а дисперсия скоростей $v \rightarrow v_{\text{crit}}^{(+)}$.

6. Случай $4 < \beta x_{\max} < \beta x_2$. Если звездная система обладает такими параметрами, при которых максимальная энергия связи греющих систему жестких пар x_{\max} лежит в диапазоне $4 < \beta x_{\max} < \beta x_2 = 78.75$, то критическая скорость $v_{\text{crit}}^{(+)}$ (рис. 1), входящая в уравнение эволюции (2. 28), становится существенно зависящей от параметров звездной системы [в противоположность случаю $x_{\max} > x_2$, где величина $v_{\text{crit}}^{(+)}$, определяемая формулой (3. 2), с точностью до логарифмического члена постоянна]. Исследование уравнения эволюции (2.28) в этом случае значительно усложняется и его точное аналитическое решение получить не удастся. Однако поведение решения в этом случае будет качественно аналогичным поведению точного решения (3. 7)—(3. 9), полученного при $v_{\text{crit}}^{(+)} = \text{const}$.

Действительно, проследим за эволюционной траекторией звездной системы в плоскости (N, v) , которая начинается в области $v < (v_{\text{crit}}^{(+)}, v_{\text{crit}}^{(-)})$, т. е. вне областей III и IV на рис. 1. Пока звездная система находится в области I, где $\dot{E} < 0$ и $v < v_{\text{crit}}^{(-)}$, роль диссипативных эффектов и эффектов нагрева незначительна и эволюция звездной системы происходит по закону $\rho \approx v^2$. После того как эволюционная траектория пересечет границу областей I и II, энергия системы начнет возрастать ($\dot{E} > 0$) и эволюция системы будет описываться уравнением (2. 26) с $v_{\text{crit}} = v_{\text{crit}}^{(+)}$. Сжатие системы будет замедляться, отклоняясь от закона $\rho = v^2$. После пересечения эволюционной траекторией границы областей II и III дисперсия скоростей звезд в системе перестанет возрастать и начнет уменьшаться ($\dot{v} < 0$), а эволюционная траектория будет стремиться выйти из области III снова в область II, где $\dot{v} > 0$. При этом заработает отрицательная обратная связь в уравнении эволюции (2.26), описанная выше. Однако $v_{\text{crit}}^{(+)}$ сама зависит от числа звезд N . Поэтому эволюционная траектория звездной системы после попадания в область III будет по мере уменьшения N следовать линии $v = v_{\text{crit}}^{(+)}(N)$, оставаясь все время внутри области III.

При такой эволюции величина βx_{\max} возрастает и в конечном итоге достигает значения $\beta x_{\max} = \beta x_2$. После этого эволюционная траектория начинает описываться одной из траекторий семейства решений (3.7)—(3. 9). В итоге звездная система избегает коллапса, поскольку дисперсия скоростей звезд в ней $v \rightarrow (v_{\text{crit}}^{(+)}, v_{\text{crit}}^{(-)})$, в свою очередь, по мере уменьшения числа звезд в системе стремится к постоянному пределу, равному $29.8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. раздел 3а).

4. Эволюция звездной системы при диссипативном охлаждении

Рассмотрим теперь поведение звездной системы в предельном случае, когда нагрев системы жесткими парами пренебрежимо мал по сравнению с диссипацией энергии при приливном взаимодействии звезд в системе. Этому случаю удовлетворяют звездные системы, у которых дисперсия скоростей звезд оказывается вне интервала (2. 12). Такие звездные системы лежат в областях I и IV на рис. 1.

Для рассматриваемых систем в уравнении эволюции (2. 26) можно пренебречь членами, связанными с нагревом, по сравнению с остальными, т. е. положить $A(x_{\max}) = B(x_{\max}) = 0$. В этом разделе будем по-прежнему полагать $f_{\text{rel}} = 0$, т. е. рассматривать системы, в которых отсутствуют реляктивные жесткие пары. В результате уравнение эволюции (2. 26) примет вид

$$\frac{\dot{R}}{R} = - \left[\left(\frac{v}{v_{\text{crit}}^{(-)}} \right)^{9/5} + 2 \right] \alpha t_{\text{r}}^{-1}, \quad (4. 1)$$

где $v_{\text{crit}}^{(-)}$ определяется выражением (3. 3).

Совместное решение этого уравнения с уравнением (2. 5) для скорости испарения одиночных звезд есть [в пренебрежении изменением $\ln(0.4N)$]:

$$\rho = v \left[(1 + \vartheta_-) v^{9/10} - \vartheta_- \right]^{10/3}; \quad (4. 2)$$

$$v = v_0 (\nu/\rho)^{1/2}; \quad (4.3)$$

$$t = (t_r(0)/\alpha) \int_{\nu}^1 z [(1 + \vartheta_-) z^{9/10} - \vartheta_-]^{5/3} dz; \quad (4.4)$$

$$\vartheta_- = (v_0/v_{\text{crit}}^{(-)})^{9/5}. \quad (4.5)$$

Характерной чертой этого решения является конечная доля звезд

$$\nu_f = [\vartheta_-/(1 + \vartheta_-)]^{10/9} = \begin{cases} \vartheta_-^{10/9} & \text{при } \vartheta_- \ll 1; \\ (1 + \vartheta_-^{-1})^{-10/9} & \text{при } \vartheta_- \gg 1, \end{cases} \quad (4.6)$$

остающаяся, согласно (4.2), в звездной системе к моменту, когда радиус системы R формально обращается в нуль. Эту особенность, которую можно трактовать как образование в остатке звездной системы массивного центрального объекта с массой $M_h = N_0 m \nu_f$, впервые отметили Мильгром и Шапиро [8]. Однако они получили только приближенное решение уравнения (4.1), так как пренебрегли в нем испарительным членом.

Совместный учет испарительного и диссипативного членов в решениях (4.2)–(4.4) позволяет количественно исследовать эволюцию звездной системы на обеих ее этапах непрерывно, а также указать качественное отличие случаев $\vartheta_- < 1$ и $\vartheta_- > 1$.

В случае, когда $\vartheta_- < 1$, т. е. $v_0 < v_{\text{crit}}^{(-)}$, эволюция звездной системы, пока $\vartheta_-^{10/9} < \nu < 1$, происходит по классическому закону $\rho \approx \nu_2$. После испарения части звезд (конкретно, когда в системе остается доля звезд $\nu < \vartheta_-^{10/9}$) сжатие системы заметно отклоняется от классического закона и происходит более быстро.

В случае $\vartheta_- > 1$ сжатие системы уже с самого начала происходит быстрее, чем в классической чисто испарительной ситуации, где нет связанных с приливным взаимодействием звезд диссипативных потерь, охлаждающих звездную систему. Диссипативное охлаждение, таким образом, оказывает существенное влияние на эволюцию тех звездных систем, которые обладают большой дисперсией скоростей звезд: $v \geq v_{\text{crit}}^{(-)} \approx 200 \times (\alpha/0.007)^{5/9} (\Lambda/5)^{5/9} (m/M_{\odot})^{1/2} (r/R_{\odot})^{-1/2}$ км · с⁻¹.

5. Эволюция звездной системы, управляемая реликтовыми жесткими парами

Перейдем теперь к рассмотрению эволюции звездной системы, изначально содержащей жесткие пары с энергиями связи $\beta^{-1} < x_c < x_{\text{max}}$. Эти жесткие пары, взаимодействуя с одиночными звездами, производят нагрев звездной системы либо до тех пор, пока из-за отдачи они сами не будут выброшены из системы (если $x_{\text{max}} > x_2$), либо до момента, когда вступит в игру гравитационное излучение, т. е. когда энергия связи пары достигнет величины $x_c = x_{\text{max}}$ (если $x_{\text{max}} < x_2$).

а. Основное уравнение эволюции и принятые приближения. Пусть в звездной системе изначально содержатся реликтовые жесткие пары с энергиями связи в интервале $\beta^{-1} < x_c < x_{\text{max}}$; доля пар есть $f_{\text{rel}} = N_b/N$. Скорость нагрева системы этими парами дается формулой (2.18) с $f = f_{\text{rel}}$. Далее, пусть звездная система обладает такими параметрами, что можно пренебречь диссипативными процессами, связанными с приливным трением и образованием новых пар. Очевидно, это возможно, когда дисперсия скоростей звезд системы лежит вне интервала (2.12) при условии, что доля реликтовых жестких пар f_{rel} больше величины, определяемой формулой (2.20), т. е. $f_{\text{rel}} \geq 2 \cdot 10^{-2} (v/100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1})^{9/5}$.

Уравнение эволюции звездной системы в этом случае принимает вид

$$\frac{\dot{R}}{R} = (\alpha f_{\text{rel}} - 2) \alpha t_r^{-1}; \quad (5.1)$$

$$a \equiv \frac{(72/7) 3^{1/2}}{15.4\alpha \ln(0.4N)} \bar{\eta} = 14.4 \left(\frac{\alpha}{0.007} \right)^{-1} \left(\frac{\Lambda}{5} \right)^{-1} \bar{\eta}, \quad (5.2)$$

где $\Lambda = \lg(0.4N)$, а $\bar{\eta}$ определяется выражением (2.19). При интегрировании уравнения (5.1) мы будем считать $\bar{\eta}$ постоянной величиной, поскольку ее значение заключено в узком интервале $(10/21) < \bar{\eta} < 1$.

Хиллс [11], рассматривавший аналогичную задачу об эволюции звездной системы при наличии в ней реликтовых жестких пар (в пренебрежении диссипативными процессами, связанными с приливным трением одиночных звезд), при интегрировании системы уравнений, аналогичной системе (2.4) и (5.1), формально полагал $f_{\text{rel}} \equiv f_0 v^{-1} = \text{const}$, где $f_0 = N_b/N_0$ — доля реликтовых жестких пар в звездной системе в начальный момент времени. Это означает линейное уменьшение числа жестких пар в системе с уменьшением числа звезд в ней по мере их испарения. Здесь мы не будем налагать на долю жестких пар f_{rel} такого ограничения, а используем более слабое предположение, что полное число жестких пар в системе $N_b = \text{const}$. Такое условие является разумным, пока $f_{\text{rel}} \ll 1$ (т. е. можно пренебречь взаимодействием пар друг с другом) и пока энергия связи жестких пар $x_0 < x_2$ (т. е. не происходит эжекции пар из системы).

6. Решение уравнений эволюции. Решение системы уравнений (2.4) и (5.1) в пренебрежении изменением $\ln(0.4N)$ имеет вид:

$$\rho = v^2 \exp[af_0(v^{-1} - 1)]; \quad (5.3)$$

$$v = v_0 v^{-1/2} \exp[-af_0(v^{-1} - 1)/2]; \quad (5.4)$$

$$t = (t_r(0)/\alpha) \int_v^1 z^{5/2} \exp[3af_0(z^{-1} - 1)/2] dz. \quad (5.5)$$

Энергия звездной системы в ходе эволюции возрастает по закону

$$E = E_0 \exp[-af_0(v^{-1} - 1)]. \quad (5.6)$$

Из (5.1) следует, что звездная система с самого начала расширяется, если $af_0 > 2$, т. е. доля реликтовых жестких пар достаточно велика:

$$f_0 > 2/a = 0.139 \left(\frac{\alpha}{0.007} \right) \left(\frac{\Lambda}{5} \right) \bar{\eta}^{-1}. \quad (5.7)$$

Если же это неравенство не выполняется, т. е. $f_0 < 2a^{-1}$, то звездная система вначале сжимается до минимального размера

$$\rho_{\text{min}} = (af_0/2)^2 \exp(2 - af_0), \quad (5.8)$$

а затем также начинает расширяться. Время жизни звездной системы на этой стадии эволюции будет определяться временем существования в ней жестких пар. Воспользовавшись выражением (2.17) для скорости упрочнения жесткой пары \dot{x} , получим выражение, определяющее энергию связи пары x в момент t , если при $t=0$ ее энергия связи была равна x_0 :

$$x - x_0 = \int_0^t \dot{x} dt = \frac{3}{2} \beta_0^{-1} f_0^{-1} \{1 - \exp[-af_0(v^{-1} - 1)]\}. \quad (5.9)$$

Здесь v — доля звезд в системе в момент времени t , а $\beta_0^{-1} = mv_0^2/3$. Умножив обе части (5.9) на $\beta = \beta_0(\rho/v)$ и используя решения (5.3) и (5.4), получим:

$$\beta x = v \left(\frac{3}{2} f_0^{-1} + \beta_0 x_0 \right) \exp[af_0(v^{-1} - 1)] - \frac{3}{2} f_0^{-1} v. \quad (5.10)$$

Если $x_{\text{max}} < x_2$, то время жизни звездной системы t_1 (и соответственно доля звезд в системе $v(t_1) = v_1$) определяется из (5.10) при $x = x_{\text{max}}$. Если $x_{\text{max}} > x_2$, то величина t_1 дается моментом достижения жесткими парами

энергии связи $x=x_2$, поскольку при дальнейшем увеличении своей энергии связи пара будет выброшена из системы и нагрев, осуществляемый такими парами, прекратится. Для доли звезд в системе к моменту начала эжекции из нее жестких пар получим из (5. 10) следующее уравнение:

$$78.75 = v_1 \left(\frac{3}{2} f_0^{-1} + \beta_0 x_0 \right) \exp [af_0 (v_1^{-1} - 1)] - \frac{3}{2} f_0^{-1} v_1. \quad (5. 11)$$

После того как все реликтовые жесткие пары окажутся выброшенными из системы, она начинает эволюционировать по классическому закону $\rho = v^2$. Эта схема эволюции звездных систем при наличии в них реликтовых жестких пар показана без учета приливных диссипативных процессов на рис. 2.

Включение в рассмотрение диссипативных процессов значительно усложняет уравнение эволюции (5. 1). В частности, учет диссипативного охлаждения звездной системы приводит в пренебрежении нагревом системы жесткими парами к следующему обобщению решения (5. 3):

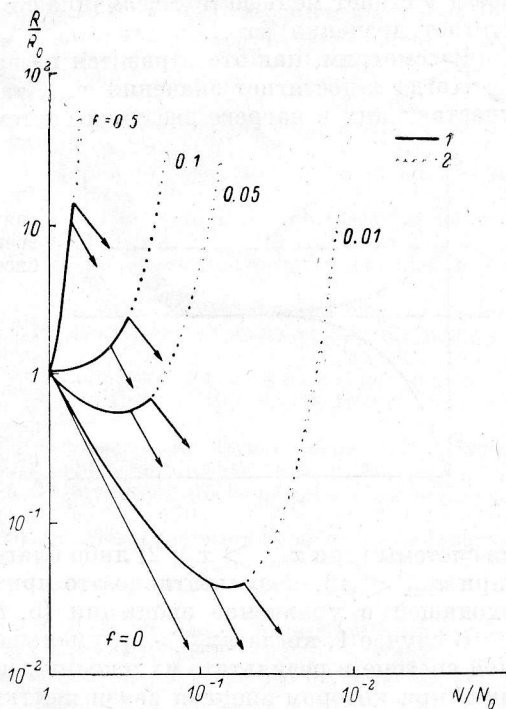


Рис. 2. Эволюция звездной системы при ее нагреве реликтовыми парами, составляющими долю f_{rel} общего числа звезд (I).

После того как энергия связи жестких пар достигнет значения $x=x_{max}$, звездная система переходит либо на режим эволюции, при котором величина βx остается постоянной, равной $\beta x_2 = 78.75$ (серия верхних кривых), либо на режим эволюции, определяемый одним лишь испарением звезд (серия нижних кривых). 2 — эволюционные треки (5. 3), которые не учитывают выбывания жестких пар из числа греющих систему по достижении ими энергии связи x_{max} .

$$\rho = v^2 \left\{ 1 - \frac{9}{10} \vartheta_- \int_1^{1/v} z^{-1/10} \exp [-af_0 (z - 1)] dz \right\}^{10/9} \exp [af_0 (v^{-1} - 1)], \quad (5. 12)$$

где ϑ_- определяется формулой (4. 5).

Аналогично в случае $x_{max} > x_2$, когда можно пренебречь диссипативным охлаждением звездной системы, решение уравнения эволюции (2. 26), являющееся обобщением решения (3. 7), имеет вид

$$\rho = v^{2+\Delta_1} \left\{ 1 + \frac{9}{10} (1 + \Delta_1) \vartheta_- \int_1^{1/v} z^{(9\Delta_1-1)/10} \exp [-af_0 (z - 1)] dz \right\}^{10/9} \exp [af_0 (v^{-1} - 1)], \quad (5. 13)$$

где ϑ и Δ_1 определяются соответственно выражениями (3. 10) и (3. 6).

в. Изменение энергии связи жестких пар в течение эволюции звездной системы. Сравним время упрочнения жесткой пары $t_h \sim 0.5 \Delta \beta x t_r$ (см. раздел 6d в статье I) с характерным временем эволюции $t_{evol} \sim (af_{rel} \alpha)^{-1} t_r$ звездной системы [см. (5. 1)], где реликтовые пары играют определяющую роль в эволюции при выполнении условия (5. 7). Легко видеть, что $t_{evol} < t_h$ уже для $\beta x > 10^{-2} f_{rel}$. Таким образом, за время упрочнения жесткой пары параметры звездной системы заметно изменяются. Это означает также, что за время эволюции системы безразмерная энергия связи пары

βx меняется не столько из-за ее упрочнения, сколько из-за изменения параметра β , определяемого дисперсией скоростей звезд в системе ($\beta \sim v^{-2}$).

С помощью выражения (2. 17) для скорости упрочнения жестких пар и решения (5. 3) уравнения эволюции легко получить соотношение для скорости изменения βx . Именно:

$$(\beta x)' = \dot{\beta}x + \beta \dot{x} = [(3/2)a - (1 - af_0 v^{-1})\beta x] at^{-1}. \quad (5. 14)$$

Из этого выражения следует, что до тех пор, пока сохраняется неравенство $af_0 \ll v < 1$, безразмерная энергия связи всех жестких пар в системе стремится, как это показано на рис. 3, к одной и той же для всех пар величине $\beta x_s = (3/2)a \approx 21.5$. Когда же доля оставшихся в ходе испарения звезд v станет меньше af_0 , величина βx начинает возрастать и быстро достигает значения βx_{\max} .

Рассмотрим, как это отразится на эволюции звездной системы.

Когда x достигнет значения x_{\max} , такая пара выбывает из числа пар, участвующих в нагреве звездной системы: 1) либо благодаря ее эжекции

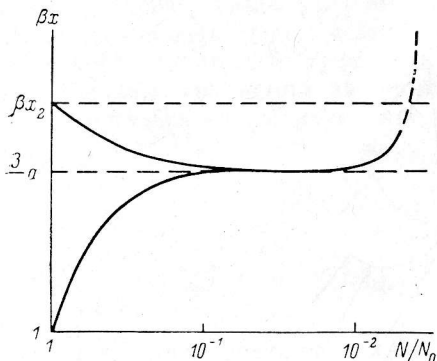


Рис. 3. Изменение безразмерной энергии связи жестких пар по мере испарения звезд из звездной системы (на примере системы, в которой начальная доля реликтовых пар составляет $f_0 = 10^{-3}$).

На начальной стадии эволюции $\beta x \rightarrow (3/2)a$ вне зависимости от начальной энергии связи пары x_0 , если только $\beta x_{\max} > (3/2)a$. Последующее изменение βx (показано штрихом) определяется тем, больше или меньше βx_{\max} величины $\beta x_2 = 78.75$. Если $x_{\max} < x_2$, то по достижении энергии связи $x = x_{\max}$ жесткие пары перестают греть звездную систему вследствие сильных потерь на гравитационное излучение. Если же $x_{\max} > x_2$, жесткие пары эжектируются из звездной системы, когда их энергия связи достигает энергии $x = x_2$.

из системы (при $x_{\max} > x_2$); 2) либо благодаря гравитационному излучению (при $x_{\max} < x_2$). Результативно это приведет к уменьшению доли пар f_{rel} , входящей в уравнение эволюции (5. 1).

В случае 1, когда $x_{\max} > x_2$, уменьшение доли жестких пар f_{rel} в звездной системе в результате их эжекции переведет систему на режим эволюции, при котором энергия связи жестких пар будет меняться при изменении β по закону $x = (\beta x_2) \beta^{-1} = 78.75 \beta^{-1} \sim v^2$. При этом параметры звездной системы будут меняться по закону

$$\rho = v^{1+x_s/x_2}; \quad (5. 15)$$

$$v = v_0 v^{-x_s/(2x_2)}, \quad (5. 16)$$

где $x_s/x_2 = 0.273$. Таким образом, сжатие системы будет происходить более медленно, чем в случае полного отсутствия нагрева, а характерное время жизни системы на этой стадии эволюции в 1.45 раза больше времени жизни при чисто испарительной эволюции.

Обратимся теперь к случаю 2, когда $x_{\max} < x_2$. Если к моменту, когда энергия связи жестких пар возрастет до x_{\max} , параметры звездной системы таковы, что

$$x_{\max} < (5/4) x_s < x_2, \quad (5. 17)$$

то при дальнейшей эволюции системы величина βx_{\max} , согласно (2. 11) и (5. 16), уменьшается. Система в итоге переходит на классический режим эволюции $\rho = v^2$, когда в ней нет жестких пар. Если же, напротив,

$$(5/4) x_s < x_{\max} < x_2, \quad (5. 18)$$

то βx_{\max} в дальнейшем будет возрастать, и, когда она достигнет величины βx_2 , система перейдет на режим эволюции, описываемой выражениями (5. 15) и (5. 16), т. е. к эволюции, уже охватываемой случаем 1.

Поскольку каждая жесткая пара греет звездную систему конечное время, пока она не достигнет энергии связи x_{\max} , система спустя это время либо эволюционирует так, что $\beta x = \beta x_2 = \text{const}$ [если выполняется условие (5.18)], либо возвращается на испарительный режим эволюции [если выполняется условие (5.17)]. Обе эти возможности показаны на рис. 2. Неучет конечной продолжительности нагрева системы реликтовыми парами привел бы к неправильному выводу о неограниченном в конечном счете расширении системы даже при весьма малых f_{rel} . Отметим, что Хиллс [11], хотя и учитывал (частично) уменьшение числа жестких пар в системе со временем, формально предполагая $f_{\text{rel}} = f_0 v^{-1} = \text{const}$, его вывод о смене сжатия скопления расширением обусловлен как раз неучетом конечной длительности нагрева системы реликтовыми парами.

Аналогичное замечание относится и к вновь образующимся жестким парам. Докучаев и Озерной [9], а также Александер и Баддинг [10], рассматривая влияние нагрева такими парами на звездную систему, не учитывали конечной длительности нагрева. Кроме того, в этих работах полагалось, что все образующиеся в результате приливных взаимодействий звезд пары участвуют в нагреве системы, тогда как в действительности это относится лишь к парам с энергиями связи в интервале $\beta^{-1} < x_c < x_{\max}$.

6. Эволюция шаровых скоплений и ядер галактик

Выше мы рассмотрели роль двойных звезд (как реликтовых, так и образующихся в результате приливных взаимодействий одиночных звезд) и влияние связанных с ними нагрева и диссипативного охлаждения звездных систем на эволюцию последних. Это рассмотрение было проделано для ряда предельных случаев, когда доминирующим оказывался либо нагрев, либо охлаждение, обусловленные двойными звездами. В этом разделе мы обсудим те стадии эволюции шаровых скоплений и ядер галактик, когда рассмотренные эффекты оказываются существенными. Эволюционные треки таких систем показаны на рис. 4. К этому рисунку, а также к рис. 1, читателю следует постоянно обращаться в этом разделе, который представляет, по существу, подробный комментарий к ним.

а. Шаровые скопления. Эволюция шаровых скоплений особенно чувствительна к тому, в каком количестве в них присутствовали реликтовые пары. Начнем с крайнего случая, когда изначально реликтовых пар нет ($f_{\text{rel}} = 0$). Рассмотрим эволюцию некоторого стандартного скопления, содержащего $N \approx 10^5$ звезд с дисперсией скоростей $v \approx 10$ км/с. Эволюцию такого скопления можно разбить на две стадии — классическую испарительную и стадию, связанную с нагревом жесткими парами.

В начале эволюции скорость образования жестких пар, будучи пропорциональной $(v/v_{\text{crit}}^{(+)})^{3/2}$, мала (см. раздел 2) и соответственно малы эффекты нагрева, обусловленные упрочнением этих пар. Поэтому скопление вначале будет следовать классической испарительной эволюции: по мере испарения звезд скопление будет сжиматься так, что $R \propto N^2$, $v \propto N^{-1/2}$. Время прохождения скоплением этой стадии эволюции составляет $\tau = (2/7) t_r(0)/\alpha \approx 40 (\alpha/0.007)^{-1} t_r(0)$.

Начало второй стадии эволюции определяется моментом, когда v возрастет до величины $v_{\text{crit}}^{(+)}$ и станет существенным нагрев скопления вновь образующимися жесткими парами при «сверхупругих» взаимодействиях с одиночными звездами. При эволюции шаровых скоплений, начальные параметры которых порядка указанных выше, мы имеем $\beta x_{\max} > \beta x_2 = 78.75$, где x_{\max} — максимальная энергия связи жесткой пары, определяемой формулой (2.11). Это означает, что влияние гравитационного излучения на изменение энергии связи пары незначительно и нагрев звездной системы жесткими парами происходит вплоть до их эжекции из скопления.

В результате эволюции скопления выходит на режим, когда $v=v_{\text{crit}}^{(+)} \approx 34$ км/с и при последующей эволюции почти не меняется (3. 2).

Обе стадии эволюции шарового скопления, описываемые формулами (3. 7)—(3. 9), показаны на рис. 4. Переход скопления с первой на вторую стадию эволюции происходит, когда $N/N_0 \approx (v_0/v_{\text{crit}}^{(+)})^2 \approx 0.1$, а $R/R_0 \approx (v_0/v_{\text{crit}}^{(+)})^4 \approx 0.01$. Время релаксации здесь составляет лишь $t_r \approx 10^4$ лет. После перехода на вторую стадию размеры скопления $R < 10^{-4}$ пс и оно

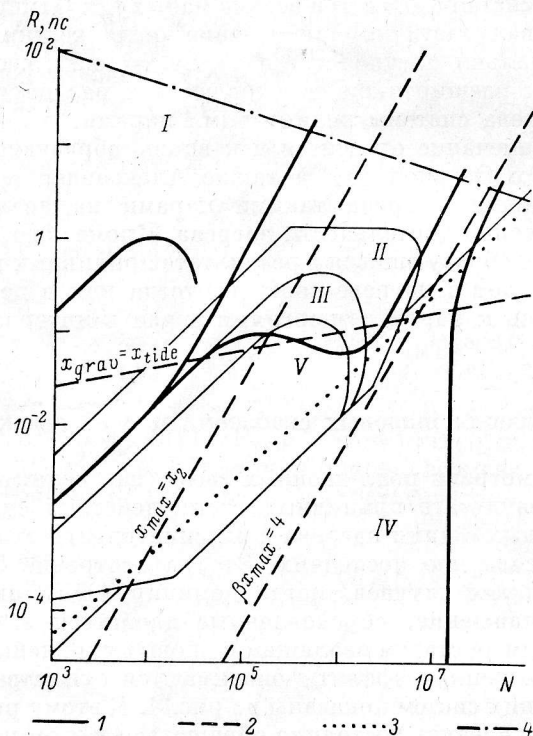


Рис. 4. Эволюционные треки звездных систем на плоскости радиус системы—число звезд.

В области I диссипативные эффекты и нагрев системы образующимися жесткими парами не оказывают (в противоположность реликтовым парам) существенного влияния на эволюцию. В области II итоговый эффект приливной диссипации энергии и нагрева системы образующимися жесткими парами таков, что $\dot{E} > 0$. Сжатие звездной системы более медленное по сравнению с классическим испарительным сжатием. На границе областей II и III $v=v_{\text{crit}}^{(+)}$, т. е. $\dot{\vartheta}=0$. В области III $\dot{\vartheta} < 0$. На границе областей III и V $\dot{K}=0$, т. е. сжатие звездной системы приостанавливается. В области V влияние нагрева образующимися парами таково, что $\dot{K} > 0$, т. е. система начинает расширяться. Внутри области IV диссипативные эффекты оказывают преобладающее влияние на эволюцию звездной системы и происходит ее ускоренное сжатие. 1 — эволюционные треки, отвечающие условиям в шаровых скоплениях, ядрах галактик и (предположительно) квазаров; нанесен также характерный эволюционный трек шарового скопления при наличии в нем реликтовых жестких пар; 2 — линии $x_{\text{grav}}=x_{\text{tide}}$, $x_{\text{max}}=x_2$, $v_{\text{max}}=4$; 3 — линия, на которой скорость лобовых столкновений звезд в системе сравнивается со скоростью испарения из нее одиночных звезд; 4 — линия, отвечающая условию $t_r=10^{10}$ лет.

становится уже трудно наблюдаемым, тем более что эта стадия весьма быстротечна. Скопление на второй стадии эволюции сжимается, согласно (3. 7), по закону $R \propto N$, т. е. гораздо медленнее, чем на испарительной стадии. Это обусловлено нагревом жесткими парами; любопытно, что их доля по отношению к общему числу звезд, составляющая при $v=v_{\text{crit}}^{(+)}$

$$\frac{N_b}{N} = 0.07 \left(\frac{\alpha}{0.007} \right) \left(\frac{\Lambda}{5} \right)^{-1}, \quad (6.4)$$

в ходе сжатия остается постоянной вследствие того, что пополнение числа греющих пар (за счет вновь образующихся) компенсируется их убылью либо из-за гравитационного излучения, либо из-за эжекции.

Обсудим теперь коротко влияние реликтовых пар. Эволюция шаровых

скоплений, нагреваемых реликтовыми парами без учета приливного взаимодействия звезд, дается решениями (5. 3)— (5. 5), а соответствующие эволюционные треки показаны на рис. 2. Учет вновь образующихся пар при приливном взаимодействии звезд сводится в данной ситуации к результирующему нагреву ими скопления. Вместе с нагревом реликтовыми парами это приводит к решению (5. 13), характерный эволюционный трек которого показан на рис. 4. Даже если доля реликтовых пар очень велика, эти пары, упрочняясь, в конце концов станут сверхжесткими и будут эжектироваться из скопления.* Поэтому эволюционный трек на достаточно продвинутой стадии эволюции окажется близок к треку, отвечающему $f_{\text{rel}}=0$.

Общий результат эволюции шаровых скоплений безотносительно к доле реликтовых пар состоит в том, что скопление выходит, в конечном счете, на такой режим эволюции, когда дисперсия скоростей звезд остается практически постоянной величиной (порядка 30 км/с). Это обусловлено нагревом скопления жесткими парами; такой нагрев, хотя и пренебрежимо мал в условиях наблюдаемых шаровых скоплений, становится весьма существенным на далеко продвинутых стадиях их эволюции.

Этот результат существенно отличается как от неограниченного роста дисперсии скоростей при чисто испарительной эволюции или при дополнительном учете одних только диссипативных процессов приливного взаимодействия звезд, так и от перехода сжатия скопления в расширение и соответствующего уменьшения v при рассмотрении нагрева скопления реликтовыми парами без учета конечного времени их существования (см. раздел 5). Наш результат оказывается как бы промежуточным между этими двумя, первый из которых обусловлен неучетом нагрева скопления, а второй — переоценкой этого нагрева.

6. Ядра галактик. Анализ эволюции ядер галактик существенно усложнен многообразием факторов, нуждающихся в учете: испарение звезд; диссипативные процессы в ходе приливного взаимодействия звезд и образования пар; эффекты нагрева вновь образующимися парами; гравитационное излучение двойных звезд, ограничивающее эффективность нагрева; эволюция компонент, входящих в пары.

К упомянутым эффектам, подробно обсуждавшимся выше и в статье I, следует добавить еще один, особенно важный в условиях ядер галактик — столкновение звезд. В частности, лобовые звездные столкновения при скоростях сталкивающихся звезд, меньших параболической скорости на поверхности звезды v_p , приводят к слипанию звезд и, независимо от дальнейшей судьбы образовавшейся массивной звезды [13], к уменьшению полного числа звезд системы. Этот эффект действует в том же направлении, что и обычное испарение звезд. Скорость столкновений звезд [вычисляемая аналогично (I.3.17) при условии $R_{\text{min}} < r$, где R_{min} — расстояние до периастра], которая при $v \ll v_p$ составляет

$$\dot{N}_c = \frac{0.346}{\lg(0.4N)} \frac{v^2}{v_p^2} \frac{N}{t_r}, \quad (6.2)$$

становится равной скорости испарения звезд \dot{N} (2. 5) при

$$v = 196 \left(\frac{\alpha}{0.007} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta}{5} \right)^{1/2} \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (6.3)$$

При дисперсии скоростей, большей чем (6. 3), испарительный и столкновительный режимы сосуществуют. Между тем образование жестких пар остается все еще существенным фактором, пока дисперсия скоростей звезд не достигнет величины $v \approx 0.52 v_p$, согласно (2. 12).** В этой про-

* Детальный численный анализ эжекции сверхжестких пар, учитывающий, в частности, взаимодействие пар друг с другом, проделан в [12].

** Нетрудно показать, что с точностью до фактора Δ это соответствует равенству времен релаксации и столкновений.

межуточной области дисперсий скоростей (рис. 1 и 4) полученные выше результаты, относящиеся к влиянию двойных звезд на эволюцию звездных систем, качественно сохраняют силу, хотя, возможно, и нуждаются в некоторых количественных уточнениях. Учитывая к тому же поведение эволюционных треков в этой области величин v , N оказывается качественно различным, в зависимости от параметров ядер (рис. 1 и 4), мы не будем пытаться развить здесь сколько-нибудь подробную количественную эволюционную картину (которая невозможна без детальных численных расчетов), а опишем качественно те стадии эволюции ядер галактик, где приливные взаимодействия звезд могут играть определяющую роль.

В силу того что в условиях галактических ядер трудно ожидать сохранения реликтовых жестких пар в сколько-нибудь заметном числе (главным образом из-за гравитационного излучения, см. раздел 7 в статье I), нагрев ядер могут обеспечить лишь пары, вновь образующиеся в ходе приливных взаимодействий одиночных звезд. Напомним, что в условиях галактических ядер такие пары оказываются довольно тесными и эволюция их компонент происходит, вообще говоря, значительно быстрее характерного времени взаимодействий таких пар с одиночными звездами. Эта эволюция приводит к превращению одного из компонентов пары в белый карлик или нейтронную звезду (см. детали в разделе 7 статьи I) и дает паре возможность дальнейшего упрочнения.

В зависимости от параметров ядер интервал $\beta^{-1} < x_c < x_{\max}$ энергий связи жестких пар, участвующих в нагреве, может меняться в довольно широких пределах.

В случае, когда $\beta x_{\max} < 4$, эффекты нагрева жесткими парами оказываются несущественными по сравнению с диссипативными процессами. Эта ситуация реализуется в ядрах с числом звезд $N \geq 10^7 - 10^8$ и большой дисперсией скоростей $v \geq 150$ км/с (рис. 1 и 4). Возможно, такие условия имеют место в ядрах активных галактик и квазаров. Эволюция таких ядер вначале либо управляется испарением звезд (если $v < v_{\text{crit}}^{(-)} \approx 200$ км/с), либо определяется приливными диссипативными процессами (если $v > v_{\text{crit}}^{(-)}$). В любом случае система переходит на стадию ускоренного сжатия, описываемого решением (4. 2)–(4. 4). В ходе этого сжатия дисперсия скоростей звезд в системе растет, пока столкновения не начинают играть определяющей роли в эволюции такой системы. К этому моменту в ней остается конечная доля звезд, близкая к величине, даваемой формулой (4. 6). Если в таком звездном остатке образуется массивная черная дыра, возникает новый источник нагрева звездной системы, связанный с потоком звезд на дыру [14].

В случае, когда $\beta x_{\max} > 4$, эффекты нагрева оказываются конкурентно-способными по сравнению с диссипативными. Эта ситуация реализуется в ядрах с $N < 10^7$ звезд и $v < 150$ км/с; соответствующая картина эволюции схематично описана в разделе 3б. В ходе эволюции система может проходить вначале через испарительную стадию ($R \propto N^2$, $v \propto N^{-1/2}$), если эти эффекты нагрева невелики, но затем ее эволюция начинает управляться нагревом от вновь образующихся жестких двойных. В ходе этого «сверхупругого» этапа эволюции дисперсия скоростей, достигнув своего максимального значения, затем начинает уменьшаться, следуя переменной (из-за изменения βx_{\max}) величине $v_{\text{crit}}^{(+)}$. В конце концов v выходит на значение $v_{\text{crit}}^{(+)} \approx 30$ км/с, отвечающее $x_{\max} > x_2$ (3. 2). Соответственно радиус ядра может выйти на промежуточный минимум (рис. 4). После этого ядро может некоторое время находиться в стадии расширения, а затем вновь переходит на режим сжатия, но более медленного ($R \propto N$), чем при испарительной эволюции. Этот режим вполне аналогичен завершающей стадии эволюции шаровых скоплений (раздел 6а).

Принципиальная особенность рассмотренного только что варианта эволюции с $\beta x_{\max} > 4$ заключается в практически полной диссоциации ядра, тогда как вариант эволюции с $\beta x_{\max} < 4$ приводит к конечному

(и притом весьма большому) плотному звездному остатку. В его дальнейшей эволюции значительную роль будут играть звездные столкновения и физические процессы, связанные с последствиями разрушения звезд [15].

Наконец, остановимся еще на одном случае, который может реализоваться в плотных галактических ядрах с большой дисперсией скоростей. Всюду выше в этой статье предполагалось выполненным условие $x_{\max} \equiv x_{\text{grav}} < x_{\text{tide}}$, где $\beta x_{\text{tide}} = 23.8 (v/100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1})^{-2} (m/M_{\odot})(r/R_{\odot})^{-1}$ есть безразмерная энергия связи, при которой компоненты пары начинают разрушать друг друга приливными силами (1.7.6). Из сравнения βx_{tide} с βx_{grav} (2.11) видно, что в звездных системах с дисперсией скоростей

$$v > 317 \left(\frac{N}{10^7} \right)^{2/5} \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ км/с} \quad (6.4)$$

будет иметь место противоположное неравенство, а именно $x_{\text{tide}} < x_{\text{grav}}$. В этом случае максимальная энергия связи циркуляризованных жестких пар при их образовании будет не x_{\max} (как в случае $x_{\text{grav}} < x_{\text{tide}}$), а x_{tide} , хотя затем, после эволюции одного из компонентов пары в компактный объект, эта пара сможет нагревать звездную систему вплоть до момента, пока энергия связи пары не станет равной x_{grav} . Другими словами, скорость образования циркуляризованных жестких пар и скорость нагрева ими звездной системы будут лимитироваться не одной и той же величиной x_{grav} (как в случае $x_{\text{grav}} < x_{\text{tide}}$), а разными: первая — величиной x_{tide} , а вторая — x_{grav} . Для учета этого достаточно величины $A(x_{\max})$ и $B(x_{\max})$ в выражении (2.15), определяющем скорость нагрева, заменить на

$$\begin{aligned} A(x_{\max}) &= \frac{7}{5} \beta x_{\text{grav}} [\Gamma(0.9) - (\beta x_{\text{tide}})^{-1/10}]; \\ B(x_{\max}) &= \frac{1}{10} [0.577 + \ln(\beta x_{\text{tide}})], \end{aligned} \quad (6.5)$$

где $x_{\text{tide}} < x_{\text{grav}} < x_1$. Это приводит к меньшей скорости нагрева жесткими парами, что отражается на эволюционных треках в области III выше линии $x_{\text{grav}} = x_{\text{tide}}$ на рис. 1 (ниже линии $x_{\max} = x_{\text{tide}}$ на рис. 4). В общем случае величина максимальной энергии связи x_{\max} жесткой пары, способной нагревать звездную систему, по определению есть $x_{\max} \equiv \min[x_{\text{grav}}, x_{\text{tide}}]$.

7. Выводы и обсуждение

Не повторяя результатов работы, суммированных в аннотации к этой статье, подчеркнем два наиболее принципиальных вывода, обобщающих эти результаты.

1. Упрочнение жестких пар, образующихся в ходе приливных взаимодействий одиночных звезд в шаровых скоплениях и ядрах галактик, приводит в ходе испарительной эволюции этих звездных систем к такому их нагреву, который способен значительно изменить конечные стадии этой эволюции. Например, дисперсия скоростей звезд вместо неограниченного роста при сжатии системы выходит на почти постоянное значение к моменту, когда число звезд в системе остается еще весьма большим.

2. В ядрах галактик со сравнительно небольшой дисперсией скоростей указанный нагрев является существенным уже на ранней стадии испарительной эволюции. Результатом этого может быть такой этап эволюции, когда ядро не сжимается, а расширяется; соответственно дисперсия скоростей звезд в нем не возрастает, а убывает.

Эти выводы, значительно отличающиеся от классической картины чисто испарительной эволюции, основаны на детальных расчетах резуль-

тирующего эффекта диссипации и нагрева, связанных с образованием и упрочнением жестких пар, и являются следствием, в первую очередь, той значительной роли, которую оказывает на эволюцию звездной системы ее нагрев жесткими двойными, образующимися на протяжении этой эволюции. Поэтому полезно еще раз перечислить основные предположения, которые лежат в основе расчетов указанного нагрева.

1. Аппроксимация звезд, приливно взаимодействующих друг с другом, как политроп индекса $n=3$. Поскольку энергия, диссипируемая при образовании связанной пары, круто убывает с расстоянием между звездами [16], учет реальной структуры звезд вряд ли способен сильно изменить величину диссипируемой энергии, от которой зависит частота образования жестких пар, греющих звездную систему.

2. Неучет сближений жестких пар со звездами, при которых меняется эксцентриситет пары, а не ее энергия. При последующих прохождении звездами в паре периастра орбита циркуляризируется, а пара делается более жесткой без нагрева звездной системы. Согласно численным расчетам Хиллса [4], такие встречи примерно в 3 раза более часты, чем греющие. В результате этих встреч жесткая пара быстрее проходит «греющий» интервал энергий связи $\beta^{-1} < x_c < x_{\max}$.^{*} С другой стороны, мы занизили эффект нагрева жесткими двойными, не учитывая возрастание βx_{\max} за то время, пока жесткая пара греет звездную систему. Хотя эти эффекты частично компенсируют друг друга, желательно в последующих расчетах должным образом учесть их.

3. Неучет возрастания к центру звездной системы концентрации звезд. Это упрощение является общим для большинства аналитических исследований эволюции звездных систем и тем более исследований, учитывающих влияние двойных звезд на эту эволюцию. Однако эффекты нагрева при упрочнении жестких пар только усиливаются с ростом звездной плотности. Вместе с тем следует с осторожностью говорить о диссолюции звездной системы под влиянием двойных звезд, являющейся результатом расчетов пространственно-однородных систем. Надлежащий расчет диссолюции может быть проделан лишь численным путем.

Литература

1. Докучаев В. И., Озерной Л. М. Диссипативная эволюция звездных систем. I. Охлаждение и нагрев системы двойными звездами. — Настоящий сборник, с. 26—49.
2. Spitzer L. Evolution of stellar systems. — In: Dynamics of Stellar Systems (IAU Symp. No. 69), ed by A. Hayli (Reidel, Dordrecht), 1975, p. 73—79.
3. Heggie D. C. Binary evolution in stellar dynamics. — Monthly Notices. Roy. Astron. Soc., 1975, 173, p. 729—787.
4. Hills J. G. Encounters between binary and single stars and their effect on the dynamical evolution of stellar systems. — Astron. J., 1975, 80, p. 809—825.
5. Гуревич Л. Э., Левин Б. Ю. Образование двойных звезд. — Астроном. ж., 1950, 27, с. 273—284.
6. A b t H. Fraction of binaries in Solar vicinity. — Astron. J., 1979, 84, p. 1591—1598.
7. Lightman A. P., Shapiro S. L. The dynamical evolution of globular clusters. — Rev. Mod. Phys., 1978, 50, p. 437—481.
8. Milgrom M., Shapiro S. L. Two-body tidal dissipation in large N -body systems. — Astrophys. J. 1978, 223, p. 991—999.
9. Докучаев В. И., Озерной Л. М. Эволюция звездных скоплений и тесные двойные звезды. — Астроном. ж., 1978, 55, с. 2—36.
10. Alexander M. E., Budding E. Close binary systems in globular clusters. — Astron. and Astrophys., 1979, 73, p. 227—237.
11. Hills J. G. Effect of binary stars on the dynamical evolution of stellar clusters. II. Analytic evolutionary models. — Astron. J. 1975, 80, p. 1075—1080.

^{*} Для шаровых скоплений этот эффект количественно невелик (см. конец раздела За в статье I), но в условиях ядер галактик он может оказаться существенным.

12. Spitzer L., Mathieu R. D. Random gravitational encounters and the evolution of spherical systems. VIII. Clusters with an initial distribution of binaries. — *Astrophys. J.*, 1980, **241**, 618—636.
13. Sanders R. H. The effect of stellar collisions in dense stellar systems. — *Astrophys. J.*, 1970, **162**, p. 791—809.
14. Shapiro S. L. The dissolution of globular clusters containing massive black holes. — *Astrophys. J.*, 1977, **217**, p. 281—286.
15. Begelman M. C., Rees M. J. The fate of dense stellar systems. — *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1978, **185**, p. 847—860.
16. Press W. H., Tenkolsky S. A. The formation of close binaries by two-body tidal capture. — *Astrophys. J.*, 1977, **213**, p. 183—192.