УДК 524.3/.4—32

Исследование звездной системы, содержащей массивную центральную двойную, с помощью численного эксперимента

А. С. Баранов

Предлагается метод исследования систем, состоящих из массивных тел, движущихся среди более легких частиц. Метод основан на прослеживании траекторий сравнительно малого числа тел на большом промежутке времени и определении различных характеристик путем усреднения. Изучено взаимодействие массивной двойной системы с окружающей системой на основе решения ограниченной круговой задачи трех тел. Определено, что в построенной модели легкие частицы накапливаются в окрестности двойной.

NUMERICAL STUDY OF A STELLAR SYSTEM INVOLVING A MASSIVE CENTRAL BINARY, by Baranov A. S.— A method is proposed to study systems involving massive bodies moving among the lighter particles. The method is based on tracking the trajectories for long time interval and determining the various characteristics by means of averaging. The interaction of the massive binary with the surrounding system is investigated as based on the solution of the restricted circular three-body problem. It is established that in the resulting model the lighter particles accumulate in the vicinity of the binary.

Поведение системы небольшого числа n тел изучалось многократно, начиная с классической задачи n тел (в частности, численными методами [2]). Гораздо меньше известно о поведении таких же систем, погруженных в среду, особенно при учете ее дискретного строения. Трудность состоит в обоюдном взаимодействии: рассматриваемые тела влияют на движение частиц среды, а последние, в свою очередь, возмущают их движение. Когда рассматривается одно массивное тело, мы имеем дело с динамическим трением, подробно исследованным рядом авторов, начиная с Чандрасекара. Ясно, что многие черты динамического трения должны переноситься и на случай $n>1$. Однако конкретные аналитические вычисления при этом весьма затруднены, и недостающие сведения может восполнить численный эксперимент.

При исследовании движения n массивных тел среди более мелких частиц, как и в системах однотипных тел, возникают трудности одновременного расчета большого числа траекторий. Одним из путей преодоления этих трудностей является прослеживание траекторий на большом промежутке времени и определение различных характеристик путем усреднения. Этот способ опирается на предложенную Т. А. Агекяном [1] достаточно правдоподобную гипотезу: результаты усреднения мало зависят от фактического числа тел. Идея метода состоит в том, что все характеристики (плотность звезд, значения потенциала, дисперсии скоростей и др.) определяются путем усреднения координат и скоростей, вычисляемых при решении задачи n тел, за длительный промежуток времени. Поскольку (по теореме Джинса) в стационарной относительно регулярных сил системе фазовая плотность есть функция только интегралов движения, то упомянутая гипотеза достаточно убедительна. Это и позволяет строить численный эксперимент, решая задачу n тел при малом n и перенося результаты на системы со сколь угодно большим n, если фиксированы их основные параметры.

С задачей описанного типа мы встречаемся при рассмотрении модели центральной части Галактики [5]. Согласно [5], в центре нашей Галактики находятся два массивных квазиточечных объекта (черные дыры), движущихся в поле одиночных звезд. Вполне вероятно, что предложенная модель справедлива и для некоторых других галактик [6], поэтому важен вопрос о динамической эволюции центральной пары.

Несмотря на то, что роль двойных и кратных систем в скоплениях изучалась теоретическими и численными моделями (см. литературу в обзорах [2, 7, 8]), данная проблема далека от решения. Как показано в [3], при некоторых предположениях передача энергии пары окружающим звездам происходит настолько интенсивно, что время ее существования оказывается малым в сравнении со временем существования ядра как целого. Однако этот вывод справедлив лишь, если характерная скорость звезд поля много больше орбитальной скорости компонентов пары. Это означает, что временные захваты исключались из рассмотрения, что не вполне корректно. Ясно, что временные захваты могут иметь важное значение для обмена энергией между звездами поля и парой. Этот эффект необходимо учитывать в рамках поставленного эксперимента.

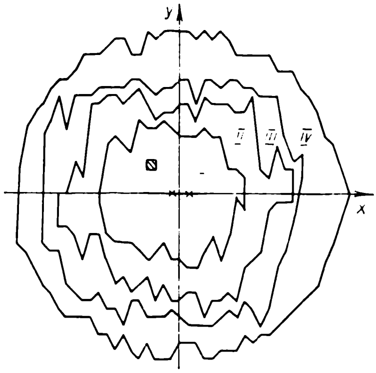
В настоящей работе исследование взаимодействия массивной пары с окружающей системой проводилось на основе решения ограниченной круговой задачи трех тел. При этом следует иметь в виду, что в эксперименте не учитывалось взаимодействие звезд поля, поэтому результаты применимы лишь для сравнительно маломассивных скоплений.

В соответствии с приведенными замечаниями на каждом интервале времени численно рассчитывались поодиночке траектории звезд, каждая из которых взаимодействует с массивной парой. По указанным выше соображениям усреднение по параметрам таких отдельных звезд должно приводить к квазистационарной картине взаимодействия центральной пары с окружающей системой. При этом нет гарантии полной стационарности, но ясно, что эволюция орбитальных элементов массивной пары должна происходить достаточно медленно, и темп этой эволюции можно оценить из тех же расчетов.

Пусть во вращающейся системе координат x, y, z с началом O в центре масс исходной тройной системы ось Ox всегда проходит через оба главных тела, а ось Oz принята за ось вращения. Будем считать, что в начальный момент времени тело нулевой массы находится на поверхности некоторой сферы фиксированного радиуса R, содержащей внутри себя оба главных тела. Множество начальных положений пробной звезды зададим так, чтобы они равномерно заполняли упомянутую сферическую поверхность. Возьмем два случайных числа $\xi, \eta \in [0, 1]$. Легко понять, что поставленное условие выполняется, если для азимутального и полярного углов пробной звезды справедливы соотношения $\theta = 2\arccos\sqrt{\xi}$, $\psi = 2\pi\eta$, а сами прямоугольные декартовы координаты связаны со сферическими координатами обычными формулами преобразования.

Поскольку нас в значительной мере интересуют случаи распространенности временных захватов, то стараемся подбирать благоприятные для таких случаев значения скорости пробной звезды в начальный момент. Более конкретно, скорость не должна быть слишком большой, иначе звезда покинет систему, не успев эффективно провзаимодействовать с парой на протяжении хотя бы одного оборота последней. Если же начальная скорость звезды мала, то она будет долгое время совершать витки лишь в сравнительно узких границах внутри системы, и потребуются слишком большие затраты машинного времени, не компенсируемые ценностью ожидаемых результатов. Модуль скорости v считается фиксированной величиной, так как его варьирование не дает ничего нового, но усложняет алгоритм счета.

Естественно считать, что скорость звезды в момент, когда за ней начинается слежение, направлена внутрь сферы. Распределение векторов скорости по направлениям при этом строится так, чтобы оно согласовывалось с изотропной диаграммой скоростей на бесконечности. Подобное построение часто встречается в физической кинетике и теории излучения. Соответствующий закон распределения частиц, пересекающих границу, часто связывают с именем Ламберта. Пусть в системе координат, связанной со звездой нулевой массы, θ_1 — угол между направлением на центр и скоростью тела, ψ_1 — угол между меридиональной плоскостью и плоскостью, проходящей через направление на центр и вектор скорости. По предположению, плотность вероятности угла θ_1 есть $\sin\theta_1\cos\theta_1 d\theta_1$. Отсюда заключаем, что случайные числа ξ_1 и η_1, равномерно распределенные на промежутке $[0, 1]$, должны быть связаны с углами θ_1 и ψ_1 соотношениями $\theta_1=\arccos\sqrt{\xi_1}$ и $\psi_1=2\pi\eta_1$. Очевидно, радиальный компонент скорости равен $-v\cos\theta_1$, а трансверсальный компонент скорости равен по модулю $v\sin\theta_1$. Единичный



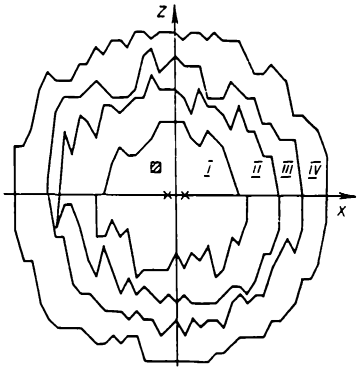


Рис. 1. Кривые равной плотности проекции системы на плоскость *xy*. Выделена единичная площадка, к которой отнесены подсчеты плотности. Здесь и далее косыми крестиками на оси абсцисс отмечены положения главных тел

Рис. 2. Кривые равной плотности проекции системы на плоскость *xz*. Заштрихованный квадрат — характерная площадка, к которой отнесены подсчеты плотности

радиус-вектор $\mathbf{r}_0=(\sin\theta\cos\psi,\ \sin\theta\sin\psi,\ \cos\theta)$, а единичные трансверсальные векторы, как нетрудно проверить, равны $\mathbf{l}_0=(-\cos\theta\cos\psi,\ -\cos\theta\sin\psi,\ \sin\theta)$, $\mathbf{b}_0=(\sin\psi,\ -\cos\psi,\ 0)$. Поэтому полный вектор скорости есть $\mathbf{v}=-v\cos\theta_1\mathbf{r}_0+v\sin\theta_1(\cos\psi\mathbf{l}_0+\sin\psi\mathbf{b}_0)$, а компоненты вектора скорости определяются выражениями

$$v_x = v(-\cos\theta_1\sin\theta\cos\psi - \sin\theta_1\cos\psi_1\cos\theta\cos\psi + \sin\theta_1\sin\psi_1\sin\psi),$$

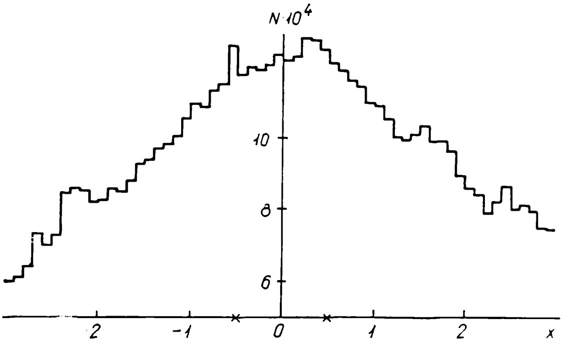
$$v_y = v(-\cos\theta_1\sin\theta\sin\psi - \sin\theta_1\cos\psi_1\cos\theta\sin\psi - \sin\theta_1\sin\psi_1\cos\psi),$$

$$v_z = v(-\cos\theta_1\cos\theta + \sin\theta_1\cos\psi_1\sin\theta).$$

Задавая каждый раз с помощью датчика псевдослучайных чисел величины ξ, η, ξ_1, $\eta_1\in[0, 1]$, при фиксированных R и v определяем координаты и компоненты скорости звезды нулевой массы в начальный момент. За единицу расстояния примем расстояние d между компонентами гипотетической двойной в модели [5] ($d=0.2$ пк); за единицу массы — массу Солнца, обе конечные массы $m_1=m_2=m$ считаем равными 10^6. Частоту обращения ω обоих главных тел примем равной единице. Тем самым из соотношения $Gm/d^2=\omega^2 d/2$ определится единица времени, так что $Gm=0.5$ (G — постоянная тяготения). Период обращения $P=2\pi$, круговая скорость обоих главных тел $v_k=0.5$. Наконец, предположим, что $R=10$, а $v=0.1$.

Вычисления проводились с помощью алгоритма Эверхарта, адаптированного для ЭЦВМ БЭСМ-6 (С. В. Тарасевич) и имеющегося в Фонде алгоритмов и программ ИТА АН СССР (1975, № 45). Всего использовано 1400 комбинаций начальных условий, задаваемых описанным способом. В процессе интегрирования через равные промежутки времени (18 раз за один оборот пары) фиксировались координаты и скорости звезды нулевой массы. Разумным критерием окончания счета может служить гладкость распределений накопленных таким путем данных, что и было достигнуто. Общее число изображающих точек составило 208 005. Вычисления для каждых начальных условий прекращались, если: 1) число оборотов пары достигало 10 (831 случай); 2) звезда нулевой массы удалялась от центра на расстояние, превышающее значение R (569 случаев), которое является границей построенной системы; 3) пробная звезда сближалась с одним из компонентов пары на расстояние, не превышающее приливный радиус, принимаемый равным 0.000 024 (ни одного случая).

Построенную численно-экспериментальную модель звездной системы практически удобно исследовать, проектируя координаты и скорости



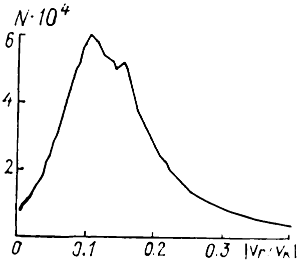


Рис. 3. Гистограмма звезд, находящихся в центральной части системы

Рис. 4. Функция распределения радиальных скоростей звезд системы

звезд на некоторые характерные плоскости и оси. Область, занимаемая проекцией системы на рассматриваемую плоскость, разбивалась на единичные площадки и подсчитывалась доля N звезд в них. Результаты такого проектирования на плоскости, содержащие оба главных тела, представлены ниже:

Номер зоны	Доля N звезд, приходящаяся на единичную площадку (в единицах 10^{-3})	
I	Более	1.25
II		0.75 — 1.25
III		0.50 — 0.75
IV	Менее	0.50

Они иллюстрируются рисунками 1, 2. Естественно выделить тем или иным способом зоны примерно одинаковой плотности, границы которых весьма гладки и напоминают, как и следовало ожидать, концентрические окружности. Размеры зоны I значительно превосходят расстояние между обоими главными телами, что свидетельствует о быстрой концентрации звезд в довольно широком центральном районе. Гистограмма звезд, попавших в него, приведена на рис. 3. Она подтверждает быстрое падение звездной плотности от центра к периферии. Вопреки ожиданиям, никакого уменьшения звездной плотности в самом центре системы между обоими компонентами пары не наблюдается. Напротив, он является местом, где плотность достигает наибольшего значения. Вполне вероятно, что такое обстоятельство связано со специфическим соотношением параметров в модели [5] (большие массы членов пары и малое расстояние между ними). Как уже отмечалось, в данном случае пара не претерпевает никаких изменений. Однако в другом варианте постановки задачи, изучаемом на основе решения общей задачи многих тел, ход плотности в самом центре может оказаться иным. Напомним, что резкое изменение плотности в центре между обоими компонентами массивной двойной представляется обязательным условием ее длительного существования [4].

Распределение радиальных скоростей звезд приведено на рис. 4. Оно оказывается асимметричным, максимум его смещен в сторону малых скоростей. Это должно объясняться тесным взаимодействием звезд нулевой массы с тяжелыми членами пары, вследствие чего звезды поля приобретают дополнительную энергию. Этот процесс в итоге и приводит к значительному их удалению от центра системы. Несмотря на сравнительно гладкий характер функции распределения радиальных скоростей, выделяется вторичный максимум. Но вряд ли он имеет реальную физическую основу, так как он вызван, по-видимому, флуктуациями.

Все изложенное позволяет сделать следующий вывод: в рассмотренной модели происходит активное взаимодействие центральной пары с окружающими звездами, сопровождающееся накоплением легких звезд в окрестности двойной.

Автор благодарен В. А. Антонову и В. А. Брумбергу за обсуждение работы. Особую признательность за постоянное сотрудничество автор выражает С. В. Тарасевичу.

1. *Агекян Т. А., Баранов А. С.* Построение моделей звездных систем при помощи численного эксперимента // Астрофизика.— 1969.—5, вып. 2.— С. 305—316.
2. *Аносова Ж. П.* Численно-экспериментальные методы в звездной динамике (Кинематика и динамика звездных систем) // Звездная астрономия.— М., 1985.— С. 57—112.— (Итоги науки и техники. Сер. астрон.; Т. 26).
3. *Баранов А. С.* Эволюция массивной двойной системы в звездном поле // Астрон. журн.— 1984.—61, вып. 6.— С. 1098—1107.
4. *Баранов А. С.* Устойчивость гипотетической двойной системы в центре Галактики // Там же.— 1986.—63, вып. 2.— С. 220—232.
5. *Кардашев Н. С.* Феноменологическая модель ядра Галактики // Астрофизика и космическая физика.— М., 1983.— С. 183—204.— (Итоги науки и техники. Сер. астрон.; Т. 24).
6. *Шкловский И. С.* О возможной двойственности ядра NGC 1275 // Письма в Астрон. журн.— 1978.—4, № 11.— С. 493—495.
7. *Brumberg V. A., Ivanova T. V., Tarasevich S. V.* Orbital evolution of massive close binary under the influence of small bodies // Abstracts of Intern. Workshop on space dynamics and celestial mechanics.— Delhi, 1985.—24 p.
8. *Hut P.* The three-body problem in stellar dynamics. Big Band and George Lemaitre // Proc. Symp. Honour G. Lemaitre fifty years after his initiat. Big-Bang cosmol. Louvainla-Neuve, 10—13 Oct., 1983.— Dordrecht c. a., 1984.— P. 239—255.

Ин-т теорет. астрономии АН СССР,
Ленинград

Поступила в редакцию 29.01.86
после доработки 27.10.86

Новые книги

Кислюк В. С. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛУНЫ

Киев : Наук. думка, 1988 (I кв.).— 15 л.— 2 р. 30 к.

Монография посвящена анализу имеющихся селенодезических данных, их обобщению и приведению в единую систему. Впервые изучены деформации селенодезических опорных систем. На основе взаимных попарных сравнений каталогов положений лунных образований, построенных в СССР и за рубежом, создана сводная система селенодезических координат 4900 точек на Луне. Дано описание обобщенной системы абсолютных высот точек лунной поверхности, на основании которой изучена геометрическая фигура Луны и ее особенности. Из анализа всех имеющихся моделей гравитационного поля Луны получена обобщенная система ее динамических параметров. Рассмотрены вопросы уточнения некоторых селенодезических параметров по наземным астрометрическим наблюдениям, выполнены методические исследования в области селенодезии и лунной динамики.

Для астрономов, геодезистов, геофизиков, а также специалистов, занимающихся изучением Луны и космическими исследованиями.