АСТРОФИЗИКА

ТОМ 45 МАЙ, 2002 ВЫПУСК 2

УДК: 524.3/.4-32

ХАОС ПУАНКАРЕ И ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СИСТЕМ ГРАВИТИРУЮЩИХ ТЕЛ

А.Д.ЧЕРНИН[1], М.ВАЛТОНЕН[2], Л.П.ОСИПКОВ[3], Д.Д.ЧЕНГ[2], С.ВИРЕН[2]

Поступила 10 ноября 2001
Принята к печати 25 января 2002

Обсуждаются некоторые общие закономерности эволюции системы большого числа гравитирующих тел. Если на начальном этапе динамика системы определяется крупномасштабными возмущениями гравитационного потенциала, связанными с возбуждениями немногих коллективных степеней свободы, то - по аналогии с хаосом в задаче нескольких тел (хаос Пуанкаре) - можно предположить, что в системе будет происходить стохастизация за несколько средних времен пересечения. На следующем этапе эволюции энергия коллективных мод каскадным механизмом должна передаваться все меньшим масштабам, вплоть до отдельных частиц. Обсуждаются численные эксперименты и гросс-динамические соображения, которые могли бы проверить и детализировать эту картину.

1. *Введение.* Начальные стадии динамической эволюции звездных систем, по-видимому, характеризуются сильной нестационарностью (см., например, [1-8]). Долгое время считалось, что переход от первоначального нестационарного состояния к квази-стационарному состоянию, которое описывается равновесными бесстолкновительными моделями, является детерминированным процессом. Наиболее вероятным представлялся коллапс из состояния с нулевой кинетической энергией [2]. Рассматривались различные модели такого коллапса (например, [9,10]).

Линден-Белл [11] ввел представление о бурной релаксации, к которой приводят нестационарные процессы в звездных системах, т.е. о стохастичности в бесстолкновительных системах большого числа гравитирующих тел. Это представление базируется на физике коллективных процессов в нелинейных системах с большим числом степеней свободы. По-видимому, именно фазовое перемешивание в результате нестационарных коллективных процессов приводит к установлению известной правильности в структуре звездных скоплений, галактик, их групп и скоплений.

В терминах эргодической теории релаксацию в системе N гравитирующих точек обсуждали Гурзадян и Саввиди [12]. Дальнейшее развитие, а также критика их соображений содержатся в статьях [13-16]. Следуя Крылову [17], и в соответствии с принципом Мопертюи в форме Якоби, Гурзадян и Саввиди [12] рассмотрели соответствующее $3N$-мерное риманово пространство и нашли выражение для его кривизны. Известно, что из отрицательности кривизны следовала бы расходимость близких траекторий в фазовом пространстве задачи N тел, что означало бы стохастичность. Однако полученное выражение для кривизны оказалось слишком сложным для аналитического исследования. Фактически в [12] рассматривалась столкновительная релаксация в сглаженном поле равномерно распределенной материи (что предполагается использованием распределения Хольцмарка). Было найдено, что сглаженное гравитационное поле существенно укорачивает время релаксации. Последнее согласуется с результатами других авторов, полученными другими методами [18-20].

В данной работе мы хотели бы кратко рассмотреть возможную связь фазового перемешивания и хаоса по Линден-Беллу в изолированных и неавтономных галактиках с физикой хаоса в динамических системах с *небольшим* числом степеней свободы (хаос Пуанкаре) и, в частности, в задаче нескольких тел. Мы также обсудим реальные и возможные численные исследования, которые позволили бы более подробно изучить такую связь. Наши предварительные соображения изложены в [21]. Близкие вопросы недавно обсуждал Кандруп [22].

2. *Наблюдательные признаки коллективной релаксации.* Кратко суммируем данные наблюдений, относящихся к галактикам, гало темной материи галактик, группам и скоплениям галактик, которые позволяют заключить, что эти системы действительно испытали коллективную релаксацию.

Если начать с систем самого большого масштаба, то можно обратиться к одной из крупнейших систем такого рода - богатому скоплению галактик в Волосах Вероники (Coma), масса которого порядка 10^{16} $M_{\odot}$. Правильность хода плотности и регулярная кинематика этого скопления делают чрезвычайно вероятным предположение, что оно находится в квази-равновесном состоянии. Скопление обладает обширным, почти сферическим гало темной материи. Типичные скорости галактик скопления оказываются такими же, как тепловые скорости частиц межгалактической плазмы в скоплении (оцененные по данным рентгеновских наблюдений), т.е. порядка 1000 км/с. Как известно, именно такого рода равнораспределение по *скоростям* (независимо от массы объектов) устанавливается в результате коллективной релаксации. Этим она радикально отличается от столкновительной релаксации вследствие двойных сближений, приводящей к равнораспределению по *энергии*, с различными скоростями тел разной массы (см., например, [23-25]). Более того, скорости частиц и галактик не только равны друг другу в данной точке скопления, но и практически постоянны по всему объему ряда богатых скоплений. Последнее означает, что распределение массы в таких скоплениях близко к изотермическому закону. Если так, то и частицы темной материи, независимо от их физической природы, имеют такие же скорости, что и галактики, и частицы плазмы, движущиеся вместе с ними в гравитационном поле, создаваемом главным образом самой темной материей.

Подобные соображения справедливы и для индивидуальных галактик и, в особенности, для их гало темной материи, в которых обнаруживается изотермический ход плотности темной материи. Их можно применить и к шаровым скоплениям, входящим в галактики, с массами до $10^6\, M_\odot$, если заметную долю их массы действительно составляет темная материя.

Указанные выше системы многих тел - от шаровых звездных скоплений до правильных скоплений галактик - достигли равновесных состояний вследствие коллективных релаксационных процессов. Таким образом, бесстолкновительная коллективная релаксация эффективно происходит и успевает практически полностью завершиться за время жизни систем (~10 млрд.лет). Замечательно, что массы упомянутых систем различаются на 10 порядков величины (!).

Неправильные скопления галактик и сверхскопления, по-видимому, являются нестационарными системами. В них коллективная релаксация, вероятно, еще не завершилась. Можно думать, что некоторые широкие группы галактики (например, широкие триплеты) находятся еще в состоянии начального коллапса и весьма далеки от состояния развитого хаоса. В этом случае изучение подобных нестационарных систем дает возможность прямого наблюдения начальных стадий процесса бурной релаксации.

3. *Компьютерное моделирование слияния галактик.* Наблюдаемые процессы взаимодействия галактик, включая их слияния, дают поучительные примеры бурных коллективных явлений. Такие процессы могут быть очень эффективными в небольших компактных группах галактик (см., 26,27]). Слияния двух галактик интенсивно исследовались на мощных компьютерах, обзор этих работ сделан в [28]. По-видимому, в результате слияния двух галактик, сравнимых по массе, образуется эллиптическая галактика с правильным ходом плотности, испытавшая релаксацию [29]. Характерное время такого процесса в 3-5 раз меньше хаббловского. Ясно, что релаксация вследствие звездно-звездных сближений не могла успеть проявиться при таком взаимодействии галактик и, значит, в ходе взаимодействия и слияния галактик происходит бесстолкновительная коллективная релаксация, результатом которой и является финальное равновесное состояние.

4. *Начальный хаос Пуанкаре.* Таким образом, упомянутые выше данные наблюдений и результаты компьютерных экспериментов позволяют утверждать, что коллективная релаксация является эффективным механизмом статистически необратимой эволюции систем большого числа гравитирующих тел. Однако выявление основных закономерностей бурной

релаксации и других связанных с ней коллективных процессов в гравитирующих системах представляет серьезную проблему как для аналитических, так и численных исследований. Проблема является столь же сложной, как и другие фундаментальные проблемы нелинейной физики.

Для лучшего понимания этих явлений представляется целесообразным обратиться к идеям динамического хаоса, развитым в нелинейной физике. Кажется разумным допустить, что физика, лежащая в основе бурной релаксации, по своему существу такая же, как нелинейная физика задачи нескольких тел, изучавшаяся в течение столетия после пионерских работ Пуанкаре [30], или, в крайнем случае, подобна ей. Мы полагаем, что именно хаотизация может привести к наиболее эффективным коллективным процессам, таким, как нелинейная релаксация на начальных стадиях эволюции гравитирующих систем многих тел.

Наилучшим примером хаоса Пуанкаре в гравитирующих системах является хаос в задаче трех тел, подробно изученный в последнее время во многих работах. Их основные результаты приведены в обзорах [31-33]. Причина стохастичности лежит в нелинейном характере взаимодействия тел и, в особенности, в динамической неустойчивости их траекторий [34]. Эта неустойчивость проявляется в чрезвычайно высокой чувствительности эволюционного поведения системы к мельчайшим изменениям в начальных условиях. Вследствие этого, по прошествии первых нескольких времен пересечения t_c изменение динамического состояния системы становится сложным и непредсказуемым.

Когда система приходит в состояние развитого хаоса, это изменение ее состояния приобретает характер перемежаемости [35], сначала открытой при лабораторных исследованиях турбулентности, а затем - в гидродинамике океанов. Энтропия Колмогорова-Синая системы (например, [36]) принимает в этом состоянии максимальное значение. Внутренняя структура развитого хаоса определяется странным аттрактором специального типа (подобным аттрактору Лоренца в диссипативных динамических системах). Фрактальная размерность этого аттрактора немного больше, чем два.

Развитый хаос в задаче трех тел существует конечное время, как правило, 10-30 t_c. Следующие 30-100 t_c одно из тел уходит из системы, и хаос постепенно пропадает. Окончательным состоянием системы оказываются тесная пара и удаленное третье тело. Оно является полностью детерминированным.

Физические явления подобного рода могут происходить и в гравитирующих системах большого числа тел, если в них оказываются возможными сильные глобальные изменения гравитационного потенциала. К таким изменениям могут приводить более или менее когерентные движения большого числа частиц в составе нескольких крупных сгустков вещества системы. Очевидно, что при этом число сгустков не может быть большим. При своем движении несколько таких больших масс взаимодействуют главным образом друг с другом, а не с не вошедшим в сгустки веществом. В результате динамика системы будет неизбежно приобретать черты того же типа, что и в задаче трех (или нескольких) тел. Поэтому на довольно короткой временнóй шкале (порядка нескольких локальных времен коллапса) динамическое состояние может стать полностью хаотическим. Таким путем в системе инициируется процесс релаксации, который в конечном итоге должен привести систему в состояние равновесия с регулярной геометрической формой и правильным распределением скоростей типа изотермического закона.

5. *Переход к хаосу Максвелла-Больцмана.* Итак, релаксация в системе начинается с возбуждения глобальных мод большой амплитуды с небольшим числом степеней свободы. Следующий шаг в процессе релаксации полностью определяется взаимодействием между этими глобальными модами и локальными модами возбуждения с большим числом степеней свободы в системах многих тел.

Можно представить, что на этой стадии эволюции будет происходить перекачка энергии от немногих глобальных мод к все более и более многочисленным модам все уменьшающегося масштаба. По своей физической природе этот процесс подобен колмогоровскому каскаду в теории развитой турбулентности (например, [38]).

В ходе этого процесса глобальные моды теряют свою энергию, и этот процесс раньше или позже приводит к вырождению этих мод. В результате первоначальный хаос Пуанкаре постепенно исчезает. Но в данном случае взаимодействие глобальных мод не ведет к смене хаотического состояния детерминированным, как это имеет место в задаче трех тел при образовании в ней тесной двойной. Напротив, хаос Пуанкаре продолжает сосуществовать одновременно с развивающимся каскадом колмогоровского типа, так что все более многочисленные степени свободы приобретают энергию для своего возбуждения. В конце концов этот процесс приводит к возбуждению степеней свободы отдельных частиц в задаче многих тел. Таким представляется физический механизм, который открывает путь перехода от первоначального хаоса Пуанкаре в задаче нескольких тел к хаосу Максвелла-Больцмана в системе большого числа тел.

По аналогии с развитием турбулентности в гидродинамике можно ожидать, что описанный выше каскадный процесс происходит на временнóй шкале порядка нескольких времен пересечения в системе. По аналогии с каскадным переносом энергии и ее диссипацией на мельчайших "вязких" масштабах можно также предположить, что затем происходит "разогрев" системы многих тел и ее полная релаксация.

Следует заметить, что физика этого заключительного этапа эволюции понятна много хуже, чем физика предшествующих этапов. В частности, трудно оценить даже порядок величины самого низкого, "вязкого" уровня колмогоровского каскада в фазовом пространстве системы, а с ним и характерного времени полной релаксации системы.

Но в любом случае время дробления энергии и регуляризации системы должно быть много меньше характерного времени парных столкновений. В качестве одного из механизмов, допускающих такую возможность, отметим локальный процесс взаимодействия данной звезды с ее двумя-тремя близкими соседями в фазовом пространстве. Не исключено, что и в этом процессе хаос будет развиваться скорее по Пуанкаре, как в задаче нескольких тел, чем как в кинетической теории газов путем попарных столкновений.

Многообещающим способом исследования намеченной выше качественной эволюционной картины и превращения ее в количественно определенную является проведение компьютерных экспериментов. В то же время перспективным может оказаться и аналитическое исследование, основанное на аппарате гросс-динамики гравитирующих систем.

6. *Модели для компьютерных экспериментов.* Можно начать с простых моделей, которые позволят непосредственно проследить за развитием нелинейной релаксации. В частности, при таких экспериментах можно найти общие условия, при которых в системе устанавливается изотермический ход плотности с одинаковыми в пределах объема системы типичными скоростями ее членов.

Более конкретно, полезными кажутся модели двух основных типов.

Модель А. Имеется много ($n >> 1$) частиц массы m и несколько, скажем, $N = 3 - 4$ частиц много большей массы M. Полная масса легких частиц сравнима по массе с полной массой тяжелых частиц. В начальный момент легкие частицы распределены равномерно по сферическому объему радиуса R, а массивные тела располагаются внутри того же объема, причем могут быть их различные конфигурации. Представляло бы значительный интерес выяснить, как степень хаотизации системы из N массивных тел отражается на характере эволюции системы из n частиц.

Модель Б. В этой модели имеется несколько, скажем, $N = 3 - 4$ тел, полная масса которых будет порядка массы нескольких (скажем, i) систем $n_i >> 1$ тел. Внутри каждой системы массы частиц одинаковы, но отличаются от одной системы к другой, $m_1 > m_2 > ... > m_i$. В начальный момент системы пространственно отделены одна от другой, а их центры масс покоятся. В ходе эволюции сначала системы сблизятся, а затем будут проникать друг в друга. При этом полный гравитационный потенциал системы будет испытывать быстрые и хаотические изменения.

Эти основные модели и их очевидные модификации будут достаточно адекватно отражать раннюю динамическую эволюцию галактик, включая события, приводящие к бурным крупномасштабным изменениям крупномасштабного гравитационного поля. Такие модели позволят исследовать процесс перемешивания в фазовом пространстве системы и коллективную релаксацию. В результате удастся составить представление о кинетике бурной релаксации как нелинейного коллективного процесса, к развитию которого привел глобальный динамический хаос. Модели дадут возможность проследить за каскадным переносом энергии и возбуждением мелкомасштабных мод, а также за "разогревом" системы на последующих этапах эволюции.

Технически, число частиц в подобных экспериментах может быть около миллиона. Во всяком случае, оно много меньше, чем число звезд в галактиках, не говоря об ожидаемом числе частиц темной материи в гало галактик и скоплений галактик. Однако в данном случае число частиц не имеет столь решающего значения, как при исследовании столкновительной релаксации. Действительно, если время релаксации вследствие двойных сближений пропорционально, как известно, числу частиц, то характерное время бурной релаксации определяется только гросс-параметрами системы. Можно показать, что кинетика бурной релаксации качественно одинакова в системах с числом частиц, скажем, от тысячи до миллиона.

Реальные численные эксперименты по этой программе уже начаты в Обсерватории Туорла (Финляндия), и их первые результаты определенно свидетельствуют в пользу намеченной выше эволюционной картины. Так, в частности, оказывается, что уже на начальной стадии хаоса Пуанкаре возникает тенденция к равнораспределению скоростей частиц в системе, испытывающей взаимодействие (и, в частности, слияния) наиболее крупных из ее исходно существовавших сгустков. Детальное описание этих экспериментов будет дано по их завершении отдельно.

7. *Возможности гросс-динамического подхода*. Весьма полезными для наших целей могут оказаться и специально поставленные аналитические исследования. Начальные этапы намеченной выше эволюционной картины можно, по-видимому, проследить, пользуясь уравнениями гросс-динамики гравитирующих систем. Гросс-динамика - это раздел звездной динамики, в котором рассматриваются гросс-параметры, т.е. интегральные характеристики системы как целого, такие, как масса, момент инерции, кинетическая и потенциальная энергии [39]. Чем большее число гросс-параметров вводится в рассмотрение, тем более детальное описание пространственно-кинематической структуры достигается. Иерархия уравнений гросс-динамики получается умножением кинетического уравнения $Df(\mathbf{x},\dot{\mathbf{x}})/Dt = 0$ на $\prod_{l=1}^{3} x_l^{k_l} \dot{x}_l^{l_l}$ с последующим интегрированием по фазовому объему системы [40,41]. Здесь $f(\mathbf{x},\dot{\mathbf{x}})$ - функция распределения в шестимерном фазовом пространстве системы, $\mathbf{x} = (x_l)$, $\dot{\mathbf{x}} = (\dot{x}_l)$ - векторы координат и скоростей, k_l, l_l - целые неотрицательные числа.

Таким образом, метод гросс-динамики - это вариант известного метода моментов. Величина $s = \sum_{i=1}^{3}(k_i + l_i)$ определяет порядок уравнений гросс-динамики. При $s=0$ получается закон сохранения массы системы, при $s=1$ - уравнение движения центра масс. Первые нетривиальные уравнения получаются при $s=2$. Они включают, во-первых, тензорные обобщения уравнения Лагранжа-Якоби. Если система описывается в инерциальной системе отсчета, то эти уравнения записываются следующим образом:

$$\frac{1}{2}\frac{d^2}{dt^2}I_{ij} = 2T_{ij} + W_{ij}.$$

Здесь T_{ij} - тензор полной кинетической энергии, I_{ij} - тензор инерции, W_{ij} - вириал-тензор, совпадающий для самогравитирующих систем с тензором потенциальной энергии. Определения этих тензоров даны, например, в [42,43]. Следствием этих уравнений является закон сохранения момента количества движения системы. Во-вторых, выводятся уравнения для dT_{ij}/dt, явный вид которых нам не понадобится. Закон сохранения энергии получается как следствие этих уравнений.

Уравнения, соответствующие $s=2$, не образуют замкнутую систему уравнений. Чтобы замкнуть ее, приходится делать дополнительные предположения двоякого рода [44]. Во-первых, необходимо постулировать соотношение между тензорами инерции и потенциальной энергии,

$$W_{ij} = -f^2 G M^{5/2} I_{ij}/I, \quad I = \mathrm{Spur}\, I_{ij},$$

где G - гравитационная постоянная, M - масса системы, f - безразмерный структурный множитель порядка единицы. Смысл этого условия состоит в предположении, что в ходе эволюции распределение массы меняется квазигомологически, т.е. не происходит резкое выделение ядра. Во-вторых, надо предположить, что зависимость скоростей расширения внутри системы от координат близка к линейной (см. [45]). Предлагались и другие замыкающие соотношения [46]. Их допустимость должна быть проверена специальными компьютерными экспериментами.

Полученная система гросс-динамических уравнений была решена аналитически для сферических систем, когда задача сводится к одномерной [47]. Для систем отрицательной энергии гросс-параметры меняются периодически. Для малых отклонений от равновесия это решение приведено в [11]. Подобный характер эволюции согласуется с результатами численных экспериментов Миллера [48], наблюдавшего незатухающие колебания на протяжении нескольких сотен времен пересечения. Для произвольных осесимметричных систем до сих пор исследованы только малые отклонения от равновесия [49]. Наряду с периодическим изменением размеров системы (происходящим так же, как для сферических систем) найдено периодическое изменение сплюснутости с вдвое меньшим периодом.

Уравнения гросс-динамики более высоких порядков плохо известны.

Некоторые из уравнений третьего порядка для газовых систем приведены в [42]. Если решены уравнения высоких порядков, то с их помощью можно проследить изменение со временем тензоров, более детально описывающих распределение вещества в системе.

Уже в первом нелинейном приближении гросс-динамические уравнения напоминают уравнения задач Энона-Хейлеса и Ферми-Пасты-Улама. Известно, что при некоторых значениях параметров решения этих задач оказываются стохастическими. Соответственно можно предположить, что и решения уравнений гросс-динамики могут быть стохастическими (см. [50]). Важнейшей задачей является определение условий, при которых происходит переход к стохастичности. Вероятно, галактика при этом должна быть в достаточной степени несферической. Что означала бы эта стохастичность? Если тензор потенциальной энергии и соответствующие тензоры более высоких рангов меняются со временем случайным, непредсказуемым образом, то и гравитационный потенциал внутри системы будет случайной функцией. Это значит, что каждая звезда при своем движении в галактике будет испытывать случайные толчки, что необходимо для коллективной релаксации.

Теперь рассмотрим галактику, входящую в группу. До сих пор не выведены общие уравнения гросс-динамики для систем нескольких тел с учетом взаимообусловленного изменения их формы и внутренней структуры. Спиру [51] рассмотрел газовую систему, причем гравитационный потенциал каждого тела учитывался в квадрупольном приближении. Для выявления качественной картины в первом приближении достаточно, вероятно, рассматривать внешние галактики как точечные массы. Тогда вириал-тензор будет включать помимо тензора потенциальной энергии дополнительные слагаемые, связанные с воздействием внешних галактик. Если движения галактик в группе являются упорядоченными, то это приведет лишь к тому, что правые части уравнений гросс-динамики будут явно зависеть от времени. В случае же хаотичности в движениях галактик (подобной описанной выше) вириал-тензор будет случайной функцией, и уравнения гросс-динамики будут стохастическими уравнениями. Качественно такая же ситуация будет и в том случае, если значительные части массы изолированной галактики будут участвовать в когерентных движениях, причиной которых могут быть различные крупномасштабные коллективные явления. Во всех этих случаях создаются благоприятные условия для быстрой бесстолкновительной релаксации в системе. Количественное исследование этих процессов является задачей будущих исследований. Учет уравнений гросс-динамики более высоких порядков позволит в принципе проследить за описанным выше каскадным процессом переноса энергии.

8. *Заключение.* Мы хотели бы особо выделить следующие два момента в приведенных выше рассуждениях. Во-первых, физика начальных стадий

процесса бурной релаксации является по существу такой же, что и физика хаотизации в задаче трех тел. Во-вторых, переход от хаоса Пуанкаре к хаосу Максвелла-Больцмана в задаче многих тел происходит вследствие каскадного переноса энергии от глобальных мод возбуждения к отдельным телам. Предлагаемые нами компьютерные эксперименты и аналитические исследования могут показать, как начальный хаос Пуанкаре систем с небольшим числом степеней свободы трансформируется в хаос Максвелла-Больцмана систем с многими степенями свободы. Мы ожидаем получить в результате этих исследований ответы на следующие ключевые вопросы:

1. Какой должна быть минимальная начальная амплитуда глобальных коллективных мод, которая может привести к развитию хаоса Пуанкаре в системах многих коллективных тел?

2. На каких временных масштабах развивается хаос Пуанкаре и как он зависит от начальной амплитуды? На каких временных интервалах прекращается хаотизация в задаче нескольких тел, состоящих из большого числа частиц? Не оказываются ли они существенно больше, чем 10-30 времен пересечения (характерное время затухания в "простой" системе трех тел)?

3. Каково характерное время перехода от хаоса Пуанкаре к хаосу Максвелла-Больцмана посредством каскадного механизма? Действительно ли оно порядка нескольких времен коллапса?

4. Каково характерное время "разогрева" или "изотермизации"? Намного ли оно меньше, чем время релаксации вследствие двойных сближений?

5. Действительно ли изотермический ход плотности устанавливается в системе назависимо от ее начальных характеристик?

6. Каковы границы применимости гросс-динамических уравнений различного порядка?

Эти и другие вопросы количественного характера будут изучены в наших последующих работах по данной теме.

Авторы признательны В.А.Антонову за многочисленные стимулирующие обсуждения.

[1] Государственный астрономический институт им. Штернберга, Россия
[2] Обсерватория Туорла, Университет Турку, Финляндия
[3] Санкт-Петербургский государственный университет, Россия

POINCARÉ CHAOS AND DYNAMICAL EVOLUTION OF GRAVITATING BODY SYSTEMS

A.D.CHERNIN[1], M.VALTONEN[2], L.P.OSSIPKOV[3], Q.-J.ZHENG[2], S.WIREN[2]

We qualitatively discuss ways of evolution of a non-stationary many-body gravitating system. Dynamical chaos is in the focus of our discussion. At the first stage of system evolution it is controlled by the gravitational potential associated with a few highly excited collective degrees of freedom. The latter is possible when the mass distribution in the system may be represented by a few major bulks of matter, each in the state of more or less coherent motion. By analogy with well-known results of three-body (or few-body) problem we can conclude that Poincaré type chaos might develop in the system. The next stage of the evolution is mainly controlled by an energy cascade from the initial collective modes to smaller scales down to individual bodies. Computer simulations and studies in gross-dynamics that can quantitatively clarify the outlined evolutionary way are discussed.

Key words: *(cosmology:) chaos: gravitation: evolution*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.S.Eddington*, Astron. Nachr., Jubiläumsnummer, 9, 1921.
2. *R.Kurth*, Z. Astrophys., **26**, 100, 1949.
3. *Г.М.Идлис*, ДАН СССР, **122**, 997, 1958.
4. *Т.А.Агекян*, Астрон. ж., **34**, 317, 1960.
5. *I.King*, Astron. J., **67**, 471, 1962.
6. *M.Hénon*, Ann. Astrophys., **27**, 83, 1964.
7. *Т.А.Агекян*, Астрон. ж., **41**, 131, 1964.
8. *M.Hénon*, Mém. Soc. Roy. Sci. Lièges, **15**, 217, 1967.
9. *O.J.Eggen*, *D.Lynden-Bell*, *A.R.Sandage*, Astrophys. J., **136**, 748, 1962.
10. *Y.Yoshii*, *H.Saio*, Publ. Astron. Soc. Jap., **31**, 339, 1979.
11. *D.Lynden-Bell*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **136**, 101, 1967.
12. *V.G.Gurzadyan*, *G.H.Savvidy*, Astron. Astrophys., **160**, 203, 1986.
13. *H.E.Kandrup*, Physica A, **169**, 73, 1990; Astrophys. J., **364**, 420, 1990; Ann. N. Y. Acad. Sci., **706**, 81, 1993.
14. *G.Pucacco*, Astron. Astrophys., **282**, 473, 1992.
15. *D.Pfenniger*, in "N-Body Problems and Gravitational Dynamics", Observ. de Paris, Paris, 1993, p.1.
16. *P.Cipriani*, *G.Pucacco*, in "Ergodic Concepts in Stellar Dynamics", Springer-Verlag, Berlin, 1994, p.163.

17. *Н.С.Крылов*, Работы по обоснованию статистической физики, изд. АН СССР, М., Л., 1950.
18. *С.Чандрасекар*, Стохастические проблемы в физике и астрономии, ИЛ, М., 1947.
19. *И.Л.Генкин*, Астрон. циркуляр, №507, 4, 1969; Астрон. ж., **46**, 1228, 1969; ДАН СССР, **197**, 1042, 1971.
20. *Р.Курт*, Анализ размерностей в астрофизике, Мир, М., 1975.
21. *A.D.Chernin*, *M.Valtonen*, *Q.-J.Cheng*, *L.P.Ossipkov*, in "Stellar Dynamics: from Classic to Modern", St. Petersburg Univ. Press, St. Petersburg, 2001, p.431.
22. *H.E.Kandrup*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 2001 (astro-ph/0010647).
23. *В.А.Антонов*, Вестн. ЛГУ, No7, 135, 1962.
24. *В.А.Антонов*, *С.Н.Нуритдинов*, *Л.П.Осипков*, в кн.: "Динамика галактик и звездных скоплений", Наука, Алма-Ата, 1973, с.55.
25. *V.A.Antonov*, *L.P.Ossipkov*, in "Ergodic Concepts in Stellar Dynamics", Springer-Verlag, Berlin, 1994, p.91.
26. *Q.-J.Cheng*, *M.Valtonen*, *A.Chernin*, Astron. J., **105**, 2047, 1993.
27. *S.Wiren*, *Q.-J.Cheng*, *M.J.Valtonen*, *A.D.Chernin*, Astron. J., **111**, 160, 1996.
28. *J.Barnes*, *L.Hernquist*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **30**, 705, 1992.
29. *D.N.Spergel*, *L.Hernquist*, Astrophys. J. Lett., **397**, L75, 1992.
30. *А.Пуанкаре*, Избранные труды, т. II, Наука, М., 1972.
31. *M.Valtonen*, Vistas Astron., **32**, 23, 1988.
32. *M.Valtonen*, *S.Mikkola*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **29**, 9, 1991.
33. *A.Chernin*, *M.Valtonen*, New Astron. Rev., **42**, 41, 1998.
34. *V.Szebehely*, Astron. Astrophys., **77**, 169, 1972.
35. *P.Heinämäki*, *H.Lehto*, *M.Valtonen*, *A.Chernin*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **298**, 790, 1998.
36. *Я.Г.Синай*, Введение в эргодическую теорию, "Фазис", М., 1996.
37. *P.Heinämäki*, *H.Lehto*, *M.Valtonen*, *A.Chernin*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **310**, 811, 1999.
38. *Л.Д.Ландау*, *Е.М.Лифшиц*, Гидродинамика, изд. 3, Физматгиз, М., 1986.
39. *Г.Г.Кузмин*, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, **5**, 11, 1965.
40. *Л.П.Осипков*, в кн.: "Проблемы физики и динамики звездных систем", Изд. Ташкентск. ун-та, Ташкент, 1989, с.52.
41. *Л.П.Осипков*, Вестн. С.-Петербургск. ун-та, сер.1, вып.3, 125, 1993.
42. *С.Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
43. *J.Binney*, *S.Tremaine*, Galactic Dynamics, 3rd printing, Princeton Univ. Press, Princeton, 1994.
44. *Л.П.Осипков*, Астрофизика, **43**, 293, 2000.
45. *J.Som Sunder*, *R.K.Kochnar*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **221**, 553, 1987.
46. *Y.N.Fu*, *Y.S.Sun*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **303**, 801, 1999.
47. *S.Chandrasekhar*, *D.Elbert*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **155**, 435, 1972.
48. *R.H.Miller*, in "Ergodic Concepts in Stellar Dynamics", Springer-Verlag, Berlin, 1994, p.137; R.H.Miller, B.F.Smith, Cel. Mech. Dyn. Astron., **59**, 161, 1994.
49. *Л.П.Осипков*, Астрофизика, **43**, 483, 2000.
50. *S.Sridhar*, *A.Nityananda*, Astron. Astrophys., **10**, 279, 1989.
51. *N.Spyrou*, Cel. Mech., **18**, 351, 1978.