

УДК: 524.8

ЧИСЛЕННО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ КОАЛЕСЦЕНЦИИ В ТРОЙНЫХ СИСТЕМАХ ГАЗОВЫХ ПРОТОГАЛАКТИЧЕСКИХ ФРАГМЕНТОВ

А. Г. КИСЕЛЕВА, В. В. ОРЛОВ

Поступила 5 августа 1986

Принята к печати 15 июля 1987

Методом численного эксперимента в рамках гравитационной общей задачи трех тел проведено исследование динамической эволюции тройных систем газовых протогалактических фрагментов. Массы фрагментов равны, начальные скорости нулевые. Начальные положения задавались равномерным сканированием по области D всех возможных начальных конфигураций. Вычисления проводились до момента первого двойного сближения фрагментов. Рассмотрены различия значения радиусов фрагментов в этот момент $r \in [0.001, 0.1] d$, где d — средний размер системы. Показано, что при данных r в большинстве случаев (от 50.2% при $r=0.001 d$ до 96.7% при $r=0.1 d$) происходит слияние (коалесценция) пары газовых фрагментов. При этом средний удельный момент их относительного движения, переходящий в спиновый момент «продукта слияния», составляет $(0.8 \pm 1.0) \cdot 10^{29} \sqrt{\mu l} \text{ см}^2/\text{с}$ при наиболее вероятном значении $l = 10 l_{\text{кпк}}$ (массы фрагментов равны $5 \cdot 10^{10} \mu M_{\odot}$; l и μ — масштабные множители), что согласуется по порядку величины с удельными угловыми моментами дисковых галактик при $l, \mu \sim 1$. В области D для каждого значения r выделена сплошная зона начальных конфигураций, соответствующих слияниям.

1. В ряде случаев при изучении процессов образования и эволюции галактик, их групп и скоплений возникает необходимость рассмотрения динамики системы небольшого числа тел, в которой возможны неупругие контактные взаимодействия компонентов. Такая система могла бы сформироваться, например, в результате гравитационной фрагментации первоначального облака-сгущения, исходное состояние которого характеризуется квазистационарным равновесием в собственном поле тяготения [1].

Дальнейшая эволюция системы определяется процессами двух типов — упругим бесконтактным взаимодействием фрагментов между собой и их неупругим взаимодействием при парных контактных столкновениях.

В известных схемах фрагментации (см., например, [2]) распад исходного сгущения происходит сначала на 2—3 больших фрагмента. Поэтому

анализ динамики системы газовых фрагментов целесообразно начать с наиболее простой из нетривиальных моделей — модели трех сферических компонентов равных масс, покоящихся в начальный момент времени и взаимодействующих по закону Ньютона. При этом пренебрегается искажением формы фрагментов из-за приливных сил и считается, что каждый фрагмент движется как материальная точка в поле тяготения двух других.

Имеющиеся аналитические решения в виде разложений в ряды в общей задаче трех тел [3], как известно, практически неприменимы. Поэтому, следуя разработанной ранее в АО ЛГУ методике [4—7], была проведена серия численных экспериментов для анализа динамики тройной системы, состоящей из газовых фрагментов, до их первого двойного сближения. Целью численного моделирования являлось выяснение возможности контактных столкновений членов тройной системы и определение вероятности слияния (коалесценции) двух фрагментов при таких столкновениях в зависимости от начальной конфигурации тройной системы и радиусов фрагментов r в момент столкновения. Под контактными понимаются такие столкновения, при которых расстояния между центрами двух фрагментов в момент наибольшего сближения меньше их удвоенного радиуса. Согласно численному моделированию газодинамического процесса нецентрального столкновения самогравитирующих газовых масс [8], их столкновение сопровождается слиянием, если расстояние между центрами не больше одного радиуса (практически независимо от относительных скоростей сближающихся тел). В [9] высказано предположение, что наблюдаемое быстрое вращение дисковых галактик может быть вызвано неупругими столкновениями и коалесценцией протогалактических облаков в группах небольшой численности. С целью проверки этого предположения в ходе численных экспериментов определялись также величины моментов вращения L_m тел, образующихся при слиянии пары фрагментов.

2. *Многообразие начальных условий* в задаче трех тел с компонентами равных масс и нулевыми начальными скоростями представляется областью D на рис. 1 [4]. Перемещая (случайным образом или систематически) третий компонент C с координатами (ξ, η) по этой области, получаем все возможные конфигурации тройных систем. В настоящей работе начальные конфигурации задавались путем равномерного сканирования по области D с заданным одинаковым шагом $\Delta\xi = \Delta\eta = 0.01 \cdot AB$ по обеим координатам, что позволило проследить изменения характеристик тройной системы в зависимости от начальных условий.

Использована система динамических единиц [4, 7]: единица массы — средняя масса m компонентов в системе; единица расстояния — средний размер d системы; единица времени — среднее время τ пересечения компонентом системы.

Выражения для d и τ приведены в [7]. Они имеют следующий вид:

$$d = \frac{G \sum_{i \neq j} M_i \cdot M_j}{2|E|},$$

$$\tau = \frac{GV \sum_{i=1}^3 M_i \cdot \sum_{j \neq i} M_i \cdot M_j}{(2|E|)^{3/2}},$$

где M_i, M_j — массы тел ($i, j = 1, 2, 3$); E — полная энергия тройной системы; G — постоянная тяготения. В системе динамических единиц в случае одинаковых масс компонентов постоянная тяготения $G = 1$. Эта система единиц обеспечивает сопоставимость результатов для тройных систем.

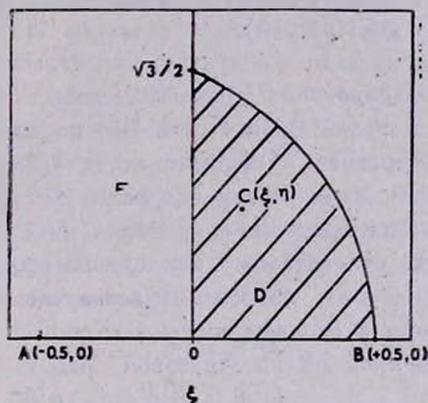


Рис. 1. Область D начальных конфигураций тройных систем, ограниченная осями координат и дугой окружности единичного радиуса с центром в точке A . Точки A, B и C соответствуют начальным положениям компонентов. При перемещении точки C по области D получаются все возможные конфигурации тройных систем с компонентами равных масс.

с различными начальными условиями. Для возможности приложения результатов численных экспериментов к тройным протоблакам были приняты следующие значения динамических единиц:

$$1 m = 5 \cdot 10^{10} \mu M_{\odot} = 1.0 \cdot 10^{44} \mu \text{ г},$$

$$1 d = 100 \cdot l \text{ клк} = 3.0 \cdot 10^{23} l \text{ см};$$

в динамических единицах $G = 1$, а в физических единицах

$$G = 6.7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}.$$

Тогда можно вычислить значения единиц других физических характеристик:

$$\text{времени } 1 \tau = \frac{d^{3/2}}{m^{1/2} G^{1/2}} = 6.6 \cdot 10^{16} \mu^{3/2} l^{-1/2} \text{ с} = 2.0 \cdot 10^9 \mu^{3/2} l^{-1/2} \text{ лет};$$

$$\text{скорости } v = \frac{d}{\tau} = 1.0 \cdot 10^7 \mu^{1/2} l^{-1/2} \text{ см/с} = 100 \mu^{1/2} l^{-1/2} \text{ км/с};$$

$$\text{углового момента } \lambda = \frac{m d^2}{\tau} = 1.4 \cdot 10^{14} \mu^{3/2} l^{1/2} \text{ г см}^2/\text{с};$$

$$\text{углового момента на единицу массы } \frac{\lambda}{m} = 1.4 \cdot 10^{30} \mu^{1/2} l^{1/2} \text{ см}^2/\text{с}.$$

Здесь μ и l — множители, дающие возможность применения результатов численных экспериментов к системам с различными масштабами масс тел и расстояний между ними. Для рассматриваемых объектов на основе наблюдательных данных о галактиках (см., например, [10]) принято $\mu \in (0.01, 10)$; $l \in (0.1, 10)$.

2. Численное интегрирование уравнений движения задачи трех тел проводилось на ЭВМ методом Рунге-Кутты 4-го порядка с автоматическим выбором шага интегрирования в соответствии с заданной локальной погрешностью вычислений координат и скоростей тел [11]. Контроль вычислений был основан на проверке сохранения интегралов движения системы. В данной работе относительное отклонение от начального значения интеграла энергии (интеграла, наиболее чувствительного к ошибкам вычислений) в конце счета в среднем составляло $\sim 10^{-4}$.

В недавно выполненной Ж. П. Аносовой работе получена система уравнений для определения средних локальных $\overline{\delta r}$ и $\overline{\delta v}$, а также интегральных $\overline{D r}$ и $\overline{D v}$ погрешностей координат и скоростей тел через интегральные изменения постоянных энергии и площадей. В применении к настоящей работе, где вычисления проводились до момента первого двойного сближения тел, средние интегральные погрешности в конце счета не превышали $\overline{D r} < 10^{-4}$ и $\overline{D v} < 10^{-2}$ согласно оценкам, полученным по алгоритму Аносовой.

Время от начала движения фрагментов до их первого двойного сближения, как показали численные эксперименты, проведенные в настоящей работе, заключено в интервале $(0.5, 1.9) \tau$. За это время собственные размеры газовых фрагментов должны значительно уменьшиться по сравнению с исходными (см. [2]). Уменьшение происходит за счет собственного сжатия каждого фрагмента под действием тяготения, при этом еще до сближения газовый фрагмент может придти в состояние гидростатического равновесия (см., например, [8]). Согласно ориентировочным оценкам [2], размеры равновесных фрагментов могут составлять от 0.001 до 0.1 среднего размера d системы, причем, учитывая выбранный масштаб и характерные

времени, наиболее физически приемлемым следует считать $r \sim 0.1 d$. Положим, что сближение с минимальным расстоянием между центрами фрагментов, не превосходящим радиус фрагмента r , обеспечивает их эффективное неупругое взаимодействие, сопровождающееся слиянием [8]. Найдем при различных r множество начальных конфигураций в области D , приводящих к коалесценции уже при первом парном сближении тел.

Проведенное изучение динамической эволюции тройных систем газовых фрагментов для $N = 3005$ вариантов при принятом способе задания начальных конфигураций (равномерное сканирование внутри области D по ξ и η с шагом $0.01 \cdot AB$ (рис. 1)) показало, что роль неупругих контактных столкновений существенна для эволюции этих систем. Для каждого значения $r \in [0.001, 0.1] d$ в области D начальных условий имеется сплошная зона (рис. 2а), соответствующая коалесценции при первом парном сближении фрагментов: площадь этой «зоны слияний», соответствующей наименьшему из рассмотренных значений радиуса фрагментов в момент сближения $r = 0.001 d$, составляет 50.2% от всей площади области D ; с ростом r площадь «зоны слияний» непрерывно увеличивается; при $r = 0.1 d$ доля этой площади равна 96.7%. Границы «зон слияний» при $r = 0.001, 0.005, 0.01, 0.05$ и $0.1 d$ показаны на рис. 2а. Зависимость отношения q площади «зоны слияний» к площади всей области D от значения r (в единицах среднего размера d тройной системы) хорошо аппроксимируется простой эмпирической формулой

$$q = 1.23 + 0.25 \lg r, \\ \pm 0.07 \pm 0.01$$

полученной методом наименьших квадратов на рассмотренном интервале $r \in [0.001, 0.1]$: с шагом $\Delta r = 0.002$ при $r \in [0.001, 0.01]$ и с $\Delta r = 0.02$ при $r \in [0.01, 0.1]$.

Изолинии минимальных расстояний при первом двойном сближении — границы соответствующих «зон слияний» (рис. 2а) — хорошо аппроксимируются кривыми второго порядка. В частности, сепаратриса, отделяющая «зону слияний» от остальной части области D при $r = 0.001 d$ аппроксимируется параболой.

$$\xi = -1.341 \cdot \eta^2 + 1.136 \cdot \eta + 0.021, \\ \pm 0.007 \quad \pm 0.008 \quad \pm 0.002$$

при $r = 0.01 d$

$$\xi = -0.66 \cdot \eta^2 + 0.59 \cdot \eta + 0.01, \\ \pm 0.01 \quad \pm 0.05 \quad \pm 0.05$$

коэффициенты аппроксимации определены методом наименьших квадратов по 10 точкам на изолиниях, равноотстоящим по η . При $r = 0.1 d$ сепаратриса проходит очень близко к оси ординат (рис. 2а).

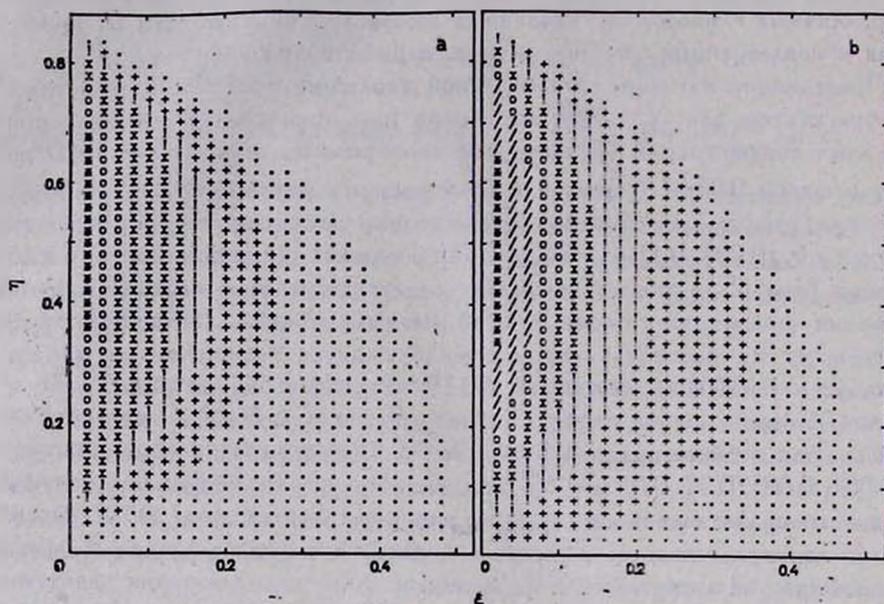


Рис. 2а. Зависимость минимального расстояния r_{\min} между компонентами при первом двойном сближении от начальной конфигурации тройной системы в области D . Обозначения на рисунке соответствуют следующим интервалам изменения r_{\min} (в единицах среднего размера d):

• — $r_{\min} < 0.001$; + — $r_{\min} \in (0.001, 0.005]$; ! — $(0.005, 0.01]$; × — $(0.01, 0.05]$; ○ — $(0.05, 0.1]$; * — $r_{\min} > 0.1$.

Рис. 2б. Зависимость удельного углового момента L_m «преддукта слияния» от начальной конфигурации в области D . Обозначения на рисунке соответствуют следующим интервалам изменения L_m (в динамических единицах d^2/τ):

• — $L_m < 0.005$; + — $L_m \in (0.005, 0.025]$; ! — $(0.025, 0.05]$; × — $(0.05, 0.075]$; ○ — $(0.075, 0.1]$; / — $L_m > 0.1$; звездочки (*) соответствуют начальным конфигурациям, при которых слияния фрагментов с радиусами $r < 0.1 d$ при первом двойном сближении не происходит.

Из рис. 2а видно, что «зона слияний» для фрагментов с радиусами $r \approx 0.001 d$ соответствует иерархическим начальным конфигурациям в правом нижнем углу области D , а также конфигурациям типа «равнобедренный треугольник» вблизи дуги окружности, ограничивающей область D , и близким к линейным конфигурациям в окрестности оси абсцисс $O\xi$. При дальнейшем увеличении радиуса r «зона слияний» постепенно распространяется на остальную часть области D .

Численные эксперименты показали, что неупругие столкновения фрагментов с заданным значением их радиуса r при различных начальных конфигурациях происходят в довольно узких интервалах относительных скоростей V_{rel} сближающихся тел: при $r = 0.1 d$ $V_{rel} \in (6.0, 6.5) v$, при $r = 0.01 d$ $V_{rel} \in (19.9, 20.6) v$, значению $r = 0.001 d$ соответствует $V_{rel} \in (63.2, 64.9) v$, где v — среднеквадратичная скорость движения тел в тройной системе. Эмпирическая зависимость $V_{rel}(r)$ хорошо аппроксимируется законом $[GM_b(2/r - 1/a)]^{1/2}$, который соответствует изолированной задаче двух тел [3], здесь M_b — суммарная масса сближающихся фрагментов, a — большая полуось их относительной орбиты. Это означает, что двойная система газовых фрагментов в процессе их тесного сближения при $r \lesssim 0.1 d$ остается достаточно изолированной от влияния удаленного компонента (кроме случаев, когда начальная конфигурация близка к равностороннему треугольнику или находится вблизи оси ординат O_1).

Проведен анализ элементов относительной орбиты удаленного компонента и «продукта слияния» — вычислены перицентрические расстояния r_p . Оказалось, что для рассмотренных значений $r \in [0.001, 0.1] d$ величины r_p во всех случаях не превосходят значений r радиуса фрагментов. Это означает, что если фрагменты в ходе дальнейшей эволюции системы будут оставаться газовыми, то произойдет их слияние в единое невращающееся тело. Однако за промежуток времени между моментом слияния близких фрагментов и моментом прохождения удаленного тела через перицентр в газовых фрагментах может в основном завершиться процесс звездообразования (слияние фрагментов может ускорить этот процесс [1]). В этих случаях коалесценции удаленного фрагмента и «продукта слияния» близкой пары не происходит из-за больших относительных скоростей (см. критерии слияния пар галактик в [11–13]). Представляется возможной также ситуация, когда к моменту прохождения через перицентр «продукт слияния» близкой пары в основном превратится в звездную систему, а удаленный компонент останется газовым. Этот случай является предметом самостоятельного изучения. Однако, учитывая большие относительные скорости прохождения $\gtrsim 10 v$, можно предположить, что большая часть газа должна в таком случае беспрепятственно пролетать сквозь звездную систему, практически не изменяя ее момент вращения.

Зависимость среднего удельного (на единицу массы) спинового момента \overline{L}_m «продукта слияния» от радиуса r фрагментов при слиянии представлена в табл. 1 (первые три строки). В таблице для трех значений r приведены средние значения \overline{L}_m и стандарты σ_{L_m} в системах динамических

и физических единиц: в двух последних столбцах указаны число N слияний и их доля ν от общего числа 3005 вариантов.

Таблица 1

$r(d)$	$\overline{L_m}(d^2/\tau)$	$\overline{L_m}(10^{29} \sqrt{\mu T} \text{ см}^2/\text{с})$	N	ν
0.001	0.0005 ± 0.0004	0.007 ± 0.005	1508	0.502
0.01	0.015 ± 0.016	0.21 ± 0.22	2196	0.731
0.1	0.028 ± 0.035	0.40 ± 0.50	2905	0.967
Финальные двойные	0.10 ± 0.06	1.4 ± 0.8	1000	—

Из табл. 1 виден рост величины $\overline{L_m}$ с увеличением радиусов фрагментов r . Как показали проведенные в настоящей работе численные эксперименты, при расстояниях между центрами фрагментов меньше $0.1 d$ их относительная орбита близка к невозмущенному кеплеровскому эллипсу, следовательно при одной и той же начальной конфигурации величина момента L_m не должна зависеть от r . Поэтому увеличение $\overline{L_m}$ с ростом r объясняется расширением «зоны слияний» в области D (см. рис. 2а). Зависимость удельных спиновых моментов $L_m(\xi, \eta)$ от начальной конфигурации, представленная на рис. 2б, сходна с аналогичной зависимостью минимальных расстояний $r_{\min}(\xi, \eta)$ (рис. 2а).

В последней строке табл. 1 приведено среднее значение удельного углового момента $\overline{L_b}$ и стандарт σ_{L_b} для финальных пар, образующихся при распаде тройных систем с компонентами равных масс и нулевыми начальными скоростями. Эти значения $\overline{L_b}$ и σ_{L_b} получены по данным численных экспериментов [14] для 1000 вариантов начальных конфигураций, выбравшихся случайным образом в области D . На рис. 3 представлены распределения моментов L_b финальных двойных систем и спиновых моментов L_m «продуктов слияния» при $r = 0.1 d$. Как видно из рис. 3 и табл. 1, значения удельных угловых моментов L_b финальных пар в среднем значительно больше, чем спиновые моменты L_m «продуктов слияния» при первом двойном сближении газовых фрагментов. Распределение угловых моментов L_b финальных двойных систем приблизительно равномерно в интервале $[0, 0.2] d^2/\tau$; распределение удельных моментов L_m «продуктов слияния» имеет резкий максимум вблизи 0 (рис. 3). Это различие распределений и расхождение средних значений может быть связано с влиянием начальных условий (нулевые начальные скорости) на распределение величин L_m : до момента первого двойного сближения в тройной системе не происходило сильных гравитационных взаимодействий — тройных сближе-

ний тел, которые могли бы привести к значительному увеличению угловых моментов образующихся двойных систем (предполагалось, что весь орбитальный момент пары фрагментов перейдет в спиновый при их слиянии).

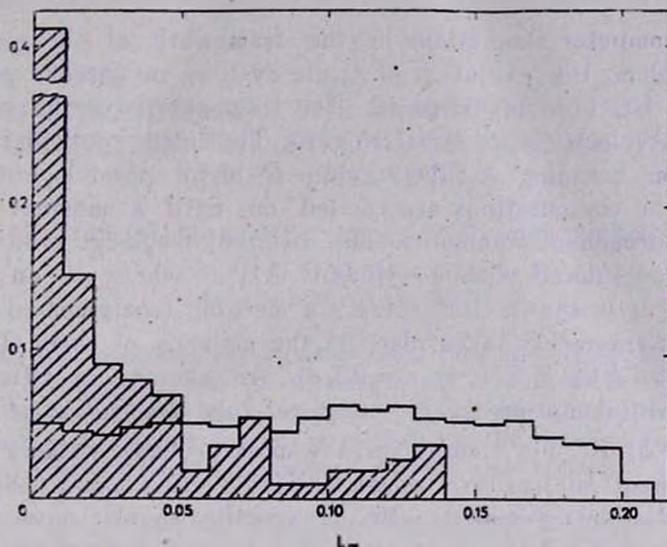


Рис. 3. Распределения удельных спиновых моментов L_m «продуктов слияния» при $r = 0.1 d$ (заштриховано) и удельных орбитальных моментов L_b финальных двойных систем.

3. Результаты проведенных численных экспериментов показали, что полученные при численном моделировании средние значения и распределения удельных спиновых моментов L_m «продуктов слияния» газовых фрагментов при первом двойном сближении, а также удельных угловых моментов L_b финальных двойных систем (см. табл. 1 и рис. 3) согласуются по порядку величины с оценками удельных спиновых моментов наблюдаемых дисковых галактик $\sim 10^{28-30}$ см²/с, полученными по данным [10], что поддерживает предположение [9] о появлении быстрого вращения галактик в результате слияния пар протогалактических газовых облаков в группах небольшой кратности за счет приливных взаимодействий с членами группы.

Авторы глубоко благодарны Ж. П. Аносовой и А. Д. Чернину за ценное обсуждение результатов и постоянное внимание к работе.

Ленинградский педагогический институт
Ленинградский государственный университет

THE NUMERICAL STUDY OF COALESCENCE PHENOMENON IN TRIPLE SYSTEMS OF GASEOUS PROTOGALACTIC FRAGMENTS

L. G. KISELEVA, V. V. ORLOV

By computer simulations in the framework of the general three-body problem, the evolution of triple systems of gaseous protogalactic fragments has been investigated. The fragments have the same masses, the initial velocities are equal to zero. The initial positions are chosen by uniform scanning in the region D of all possible initial configurations. The computations are carried on until a moment of the first double approach of fragments. The different fragment radii in this moment are considered within $r \in [0.001, 0.1] d$, where d — an average system size. It is shown for these r a merging (coalescence) in the pair of gaseous fragments takes place in the majority of cases (from 50.2% at $r = 0.001 d$ to 96.7% at $r = 0.1 d$). An average specific momentum of their orbital motion transforming to spin momentum of a "merger" is $(0.4 \pm 0.5) \cdot 10^{29} \sqrt{\mu \cdot l} \text{ cm}^2/\text{s}$ for the most probable value $r = 10 \cdot l \text{ kpc}$ (the fragment masses are equal to $5 \cdot 10^{10} \mu M_{\odot}$; l and μ are the scale factors), it is in agreement with the specific angular momenta for disc galaxies on l , $\mu \sim 1$. In the region D for every r a continuous zone of initial configurations corresponding to the mergings is separated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин, Введение в космогонию, Наука, М., 1978.
2. R. B. Larson, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 11, 219, 1973.
3. Г. Н. Дубошин, Небесная механика. Аналитические и качественные методы, Наука, М., 1978.
4. Т. А. Азгян, Ж. П. Аносова, Астрон. ж., 44, 1261, 1967.
5. Т. А. Азгян, Ж. П. Аносова, Астрофизика, 4, 31, 1968.
6. Ж. П. Аносова, Итоги науки и техн. ВИНТИ, Астрон., 26, 57, 1985.
7. Ж. П. Аносова, В. В. Орлов, Тр. АО ЛГУ, 40, 65, 1985.
8. Д. И. Бароусов, Д. И. Ушаков, А. Д. Чернин, Препр.—ЛФТИ, № 1016, 1986.
9. А. Д. Чернин, Астрофизика, 13, 69, 1977.
10. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1978.
11. N. Roos, C. A. Norman, Astron. and Astrophys., 76, 75, 1979.
12. B. J. T. Jones, G. Efsthliou, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 27, 1979.
13. S. J. Aarseth, S. M. Fall, Astrophys. J., 236, 43, 1980.
14. Т. А. Азгян, Ж. П. Аносова, В. В. Орлов, Астрофизика, 19, 111, 1983.