



ISSN 1607–2855

Том 1 • № 1 • 2000 С. 56 – 62

УДК 521

Вопросы динамики и происхождения комет

В.А. Антонов

Главная астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия

Рассмотрены некоторые вопросы динамики комет вдали от Солнца. В этой связи дана оценка различных гипотез происхождения комет.

ПИТАННЯ ДИНАМІКИ ТА ПОХОДЖЕННЯ КОМЕТ, Антонов В.А. – Розглянуто деякі питання динаміки комет вдаліні від Сонця. У цьому зв'язку дана оцінка різноманітних гіпотез походження комет.

PROBLEMS OF THE DYNAMICS AND THE ORIGIN OF COMETS, by Antonov V.A. – We consider some problems concerning the dynamics of comets far from the Sun. In this connection an estimate for the different hypotheses of the comet origin is given.

1. ВВЕДЕНИЕ

Динамика и происхождение комет – огромная тема, и мы коснемся только отдельных ее вопросов. Мы практически оставляем в стороне динамику индивидуальных комет и рассматриваем только *статистический* аспект данной темы, притом обращая специальное внимание на *аналогии* с коллективными движениям других небесных тел. Точно так же наши литературные ссылки носят в общем-то справочный и несколько субъективный характер.

Существующие гипотезы происхождения комет можно разделить на четыре группы:

- 1) *конденсация* вещества в Солнечной системе;
- 2) остатки «строительного материала» после образования планет, иначе говоря, кометы рассматриваются как результат *конденсации* вещества в прошлую космологическую эпоху;
- 3) процесс *дезинтеграции* тел Солнечной системы в настоящую эпоху;
- 4) захват комет из межзвездного пространства, так что проблема собственного происхождения комет переносится куда-то в другое место.

Таким образом, происхождение комет увязывается с гораздо более широким вопросом, идет ли эволюция вещества во Вселенной в сторону его конденсации или дезинтеграции. Хотя в популярной и методической литературе этот общий вопрос поднимался иногда до уровня какой-то жесткой альтернативы, почти наверняка здесь надо видеть диалектическое единство, направленность же эволюции в данный момент в ту или другую сторону зависит от конкретных условий. Процессы дезинтеграции, конечно больше бросаются в глаза, но в свете известных фактов косвенные свидетельства постепенной работы процессов конденсации представляются достаточно убедительными, см., например, [5, 9].

2. УСЛОВИЯ КОНДЕНСАЦИИ

Конденсация может быть, в частности, прямой, обусловленной непосредственными столкновениями частиц между собой. От удара, однако, частицы могут не только слипаться, но и раздробляться или испаряться. Какой из противоположных процессов перевешивает, определяется на уровне приближенных оценок довольно просто [4, 10]. Действительно, если σ – средняя скорость хаотического

движения одной частицы относительно другой, а v_0 – скорость убегания на поверхности частицы, то согласно формулам задачи двух тел к моменту удара встречная частица разгоняется до скорости

$$v_1 \sim \sqrt{v_0^2 + \sigma^2} \quad (1)$$

Обратный разлет столкнувшихся тел или их осколков происходит со скоростью v_2 , меньшей v_1 , но того же порядка величины, поскольку столкновения неупруги и некоторая доля механической энергии превращается в тепло. При $\sigma > v_0$ (оценка, конечно, только ориентировочная) есть большие шансы, что v_2 останется тоже больше v_0 , и тогда возможно только разрушение, но не слияние частиц. Напротив, при $\sigma < v_0$ вполне вероятно, что величина v_2 опустится ниже v_0 ; тогда продукты столкновения останутся в сфере гравитационного влияния друг друга и в конце концов сольются.

В Солнечной системе частицы межпланетного вещества не могут стройно двигаться по точным концентрическим орбитам хотя бы уже из-за планетных возмущений. Мы можем грубо оценить величину добавок в скорости, не прибегая к общей теории возмущений, а просто умножив характерную величину ускорения f от планеты на время T его действия. Например, для частицы, движущейся несколько дальше Нептуна, можно принять

$$f \sim \frac{G\tilde{m}}{\tilde{a}^2},$$

где G – гравитационная постоянная, \tilde{m} и \tilde{a} – соответственно масса и радиус орбиты Нептуна, а T – сопоставимо с периодом его обращения

$$T \sim \pi \sqrt{\frac{\tilde{a}^3}{Gm_{\odot}}} = \pi \frac{\tilde{a}}{\tilde{v}},$$

если m_{\odot} – масса Солнца, \tilde{v} – скорость Нептуна. Тогда

$$y \sim fT \sim \tilde{v} \frac{\tilde{m}}{m_{\odot}} \sim 0,3 \text{ м/с} \quad (2)$$

такая скорость убегания свойственна уже телам ~ 500 м в диаметре. Т.е. чтобы расти в современных условиях, зародыш кометы должен уже заранее существовать как довольно заметный астероид, мелкие же песчинки не могут наращивать массу даже на периферии Солнечной системы.

Кроме непосредственной, бывает еще гравитационная конденсация. Ее суть объяснена еще Джинсом. От замены газовой среды Джинса на коллектив почти не сталкивающихся частиц дело мало меняется, см. [16, 17] и др. Роль тепловой скорости молекул, с точностью до малосущественного числового коэффициента, просто переходим к средней скорости макроскопических частиц. В наиболее важном здесь случае почти плоской системы критерий неустойчивости выглядит приблизительно как

$$y < \frac{G\mu}{\Omega} \quad (3)$$

где μ – поверхностная плотность пылевого вещества как целого, Ω – угловая скорость его вращения. При современной точности наблюдений вряд ли даже на периферии Солнечной системы может остаться незамеченной (по возмущениям) масса существенно больше массы Земли. Распределив массу Земли, например, внутри орбиты Нептуна и взяв в качестве Ω его угловую скорость движения по орбите, получаем в правой части (2) величину ~ 1 см/с, явно меньше минимально допустимой, тем более что оценка (2) не учитывает еще ряд возможных факторов: электрические заряды, солнечный ветер и т.д.

Итак, происхождение комет за счет конденсации вещества в современных условиях весьма сомнительно.

3. ЗАХВАТ КОМЕТ

Гипотеза захвата комет из межзвездного пространства выдвигалась еще Лапласом. Возможность для этого представляется теми резкими возмущениями, которые испытывает комета при тесных сближениях с планетами. Основную роль тут играет Юпитер из-за своей большой массы, так что в дальнейшем мы будем говорить именно о нем.

При сближении с Юпитером орбита кометы или любого другого малого тела Солнечной системы перестраивается, но эта перестройка подчинена определенному ограничению, вытекающему из существования интеграла Якоби [11]. Данное ограничение часто дают также в форме так называемого критерия Тиссерана, причем, как показывает несложное рассмотрение произвольных прохождений вблизи Юпитера, других ограничений нет. В векторном виде интеграл Якоби записывается как

$$J = \frac{v^2}{2} - \frac{Gm_{\odot}}{r} - \bar{\Omega}(\bar{r} \times \bar{v}) = \text{const}, \quad (4)$$

где \bar{r} и \bar{v} – радиус-вектор и вектор скорости малого тела, а $\bar{\Omega}$ – угловая скорость движения Юпитера по орбите (считаем это движение круговым). В обычных кеплеровых элементах (94) переписывается как

$$J = -\frac{Gm_{\odot}}{2a} - \Omega \sqrt{Gm_{\odot}a(1-e^2)} \cos i \quad (5)$$

причем $\Omega = \sqrt{\frac{Gm_{\odot}}{r_0^3}}$, а r_0 – радиус орбиты Юпитера.

Способны уйти из Солнечной системы кометы, получающие у Юпитера скорость больше скорости отрыва $v_e = \sqrt{\frac{2Gm_{\odot}}{r_0}}$.

В силу (4), следовательно, возможность перехода на гиперболическую орбиту сохраняют все кометы с $J > -\frac{v_e^2}{\sqrt{2}}$, если, конечно, они достигают орбиты Юпитера. Говоря о возможности ухода, мы должны подразумевать и обратное явление захвата кометы с гиперболической орбиты. Принцип обратимости движений в небесной механике делает окрестность юпитера как бы воротами, открывающими двустороннее сообщение между множествами внутренних и межзвездных комет. Это надо, естественно, понимать в кинематическом смысле, т.е. «ворота» существуют не в обычном, а в фазовом пространстве.

Правда, надо убедиться, что выброс кометы или ее обратный захват вообще возможны как следствие однократного прохождения мимо Юпитера, так как необходимость накопления эффекта очень сильно понизила бы вероятность перехода в целом. Расчеты Лапласа, цитированные в [3] и проверявшиеся не раз для интересующего нас перехода в ту или иную сторону за один прием, действительно существуют.

Однако любой индивидуальный пример в данном случае еще не решает проблему, поскольку Солнечная система должна захватить не одну, а целый коллектив комет. Осветить ситуацию помогает понятие фазовой плотности, см. например [8, 13]. Согласно теореме Лиувилля, фазовая плотность вдоль динамических траекторий должна сохраняться, даже если учитывать наличие нескольких больших планет и некруговой характер их орбит. В межзвездном пространстве фазовую плотность f населения комет или каких-то их предшественников вполне допустимо описать законом Гаусса-Максвелла

$$f(v_x, v_y, v_z) = \frac{v_i}{(y_i \sqrt{2\pi})^3} \exp\left(-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2y_i^2}\right) \quad (7)$$

где v_x, v_y, v_z – скорости по отношению к некоторому среднему галактическому фону (центроиду), v_i – пространственная плотность населения, а σ_i – средняя квадратичная величина скорости тел в каком либо направлении. Различие скоростей в межзвездном пространстве неизбежно уже потому, что должны же

малые тела быть генетически связаны со звездами или протозвездами. Поскольку же большинство звезд движется, как Солнце, со скоростями ~ 20 км/с, эту оценку можно принять как нижнюю границу для σ_i . Из-за быстрого убывания экспоненты в (7), в пространстве скоростей можно считать эффективно заполненным конечный объем $\sim y_i^3$. С другой стороны, в Солнечной системе может быть заполнен захваченными кометами, как максимум, фазовый объем, определяемый условием гравитационной связи

$$v < \sqrt{\frac{2Gm_{\odot}}{r}}, \quad (8)$$

причем исключаются орбиты, как не удовлетворяющие (6), так и не контактирующие с Юпитером. В результате величина заполняемого объема в пространстве скоростей для каждой точки обычного пространства в Солнечной системе по крайней мере на 1–2 порядка меньше, чем для точек межзвездного пространства (кроме нехарактерной самой внутренней части Солнечной системы).

Фазовая же плотность $f(v_x, v_y, v_z)$ внутри Солнечной системы может оказаться только меньше f , поскольку «фазовая жидкость» ведет себя как несжимаемая. Сходным образом, если поставить дырявый таз на очень мелкую воду, ее уровень в тазу установится по уровню окружающего ручья, но не выше. В итоге, пространственная плотность населения комет в Солнечной системе может доходить в лучшем случае до уровня на 1–2 порядка ниже, чем в окружающем пространстве. Гибель части комет внутри Солнечной системы и асимметрия в смысле отклонения вектора скорости наиболее часто захватываемых комет от скорости центроида могут только усилить это неравенство.

Что же мы имеем в действительности? Во внутренних областях Солнечной системы оценки затруднительны из-за сравнительно быстрой деградации комет, но вблизи орбиты Нептуна они становятся более устойчивыми и образуют так называемый пояс Койпера, существование которого в свете новейших открытий далеких малых тел уже нельзя считать просто гипотетическим. При межзвездном происхождении комет и эти объекты проходили бы через стадию захвата. В поясе же Койпера предполагают [7, 15] оценку 0,002 масс Земли как суммарную для всех кометоподобных тел. Разделив ее на объем сферы с радиусом, равным радиусу орбиты Нептуна, получаем плотность вещества $\sim 3 \cdot 10^{-20}$ г/см³, так что межзвездное кометное население имело бы плотность $\sim 10^{-18}$ г/см³, что неприемлемо высоко для межзвездной среды вообще (тем более, что на самом деле, конечно, пояс Койпера сильно сплюснут).

Итак, захват комет из межзвездного пространства, допустимый как индивидуальное событие, по статистическим соображениям терпит крах, поскольку тяготение Солнца и планет не в состоянии достаточно *сконцентрировать* материю из ее разреженного состояния между звезд. Правда, как и во многих других случаях, мы имеем право заподозрить действие каких-то еще не известных природных сил. Но надо вместе с тем принимать во внимание, что теорема Лиувилля, но которую мы ссылались, тесно связана с такими общими и устойчивыми правилами механики, как описание движений каноническими уравнениями Гамильтона.

4. АЛЬТЕРНАТИВА: ОСТАТКИ ПЕРВИЧНОГО ВЕЩЕСТВА ИЛИ ДЕЗИНТЕГРАЦИЯ

Из гипотез, ссылающихся на современный распад, разрушение тел Солнечной системы, наиболее разработан вариант рождения комет в ходе взрывов на спутниках планет-гигантов [3]. Подобным гипотезам противостоит представление [18], идущее от Оорта, о происхождении комет в конечном счете из остатков протопланетного облака, не использованных в ходе конденсации самих планет.

Некоторое время тому назад теория Оорта казалась надежно обоснованной. Но ряд открытий последних лет как раз свидетельствуют в пользу гипотезы Всехсвятского о взрывах:

- 1) широкая распространенность вулканических процессов на телах Солнечной системы, в частности, интенсивный вулканизм на Ио;

- 2) широкая распространенность планетных колец, материал для которых должен снова и снова откуда-то браться;
- 3) наблюдение кометы Шумейкер-Леви [6], неожиданно тесно связанной с системой Юпитера.

Эти факты, если можно так выразиться, уравнивают достоинства теории Оорта и теории извержения. Мы же сейчас хотим обратить внимание на большое сходство *динамических* последствий обеих теорий. Действительно, в теории Оорта кометы, доступные для наблюдений как периодические, появившись в этом качестве после трансформации их, первоначально очень широких, орбит в результате сближения с Юпитером, в ряде случаев подготовительного сближения с более внешними планетами. С точки зрения земного наблюдателя, такие кометы должны часто являться как бы впервые из сферы влияния Юпитера. Но ведь, если присоединиться к мнению Всехсвятского, кометы тоже должны возникать, только действительно впервые из системы Юпитера. Сходство имеет место и для некоторых космогонических сценариев промежуточного характера [12]. Далее, если часть комет, родившихся, по Всехсвятскому, в системе Юпитера, так или иначе освобождается из нее и направляется во внутреннюю область Солнечной системы, то в общем с той же вероятностью другие кометы должны направляться наружу. А во внешней области динамика малых тел, включая и статистические закономерности, будет проявляться практически одинаково, все равно, рождены ли эти тела на заре Солнечной системы или были выброшены откуда-то потом. Логически из теории Всехсвятского *неизбежно* вытекает одновременное формирование облака Оорта.

Мы надеемся, что более детальное исследование вулканизма в Солнечной системе и ее внешних малых тел позволит все же в ближайшем будущем выбрать одну из противостоящих друг другу теорий или создать какой-то их синтез.

5. ГАЛАКТИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ

Кометы, далеко уходящие от Солнца, испытывают наряду с планетными, также галактические возмущения. Прежде всего, обратим внимание на тот известный факт, что все известные нам долгопериодические кометы, независимо от того, составляет величина большой полуоси a их орбиты ~ 100 а. е. или более, движутся внутри планетной системы по почти точно параболическим траекториям. Следовательно, и на характерной величине накопленных за один период планетных возмущений различия комет по a практически не сказываются. Напротив, возмущение от Галактики накапливается за все время обращения кометы. Возмущающая сила, как приливная, пропорциональна r , но изменение параметра p орбиты зависит от накопления кинетического момента и накапливается уже как r^2 в единицу времени. За целый период, если вспомнить третий закон Кеплера, уже накопится возмущение в элементе p , пропорциональное $a^{7/2}$ (сама же величина a от регулярного возмущающего поля практически не меняется). Следовательно, роль Галактики в динамическом поведении комет возрастает для сильно вытянутых орбит довольно быстро. Если же представить себе орбиту, проходящую в перигелии далеко от планетной системы, то для такой орбиты планетные возмущения вообще сходят на нет, а галактические меняются мало.

Поясним само понятие «галактические возмущения». Галактика ведь не является сплошной газовой или жидкой средой. Это – совокупность отдельных звезд. Однако грань между дискретным и непрерывным условна, как подчеркивается, в частности, в [8]. Нашему невооруженному глазу звезды представляются неподвижными точками на небесной сфере. Но период обращения кометы может быть и существенно длиннее человеческой жизни (уже комету Галлея дважды наблюдали немногие). За это время звезды успевают существенно сместиться. Более того, поскольку даже у орбиты Нептуна параболическая скорость составляет $\sim 7,6$ км/с, т.е. уже заметно меньше скорости звездных движений, то при воображаемой очень замедленной съемке звезды вышли бы длинными штрихами, пронизывающими область движения кометы, а сама бы она медленно двигалась сквозь это почти стационарное нагромождение штрихов, напоминающее сплошную среду.

Подчеркнем, что при этом достаточно типичным будет более близкий подход к Солнцу какой-нибудь звезды, чем собственной кометы. В нашу эпоху ближайшая звезда отстоит от Солнца на расстоянии $\sim 2,7 \cdot 10^5$ а.е., но если подождать достаточно долго, то можно увидеть и более близкие прохождения. Действительно, среднее число N звезд, проходящим мимо Солнца на расстоянии не больше заданного h за время T , составляет [8]

$$N = \pi h^2 T \sigma_i v_* \quad (9)$$

где v_* – плотность звездного населения, равная примерно 0,1 звезды на кубический парсек. Из (9) при $h = 8 \cdot 10^4$ а.е., $T = 8 \cdot 10^6$ лет (период обращения при $a \approx h/2$) следует $N \approx 80$, т.е. прохождения звезд «сзади» становятся весьма распространенным явлением для комет с $a \approx 4 \cdot 10^4$ а.е. Тем не менее, даже такая комета, за редкими исключениями остается с Солнцем, а не увязывается за проходящими звездами. Дело ведь не только в расстоянии до притягивающего тела, но и в относительной скорости. Звезда быстро проходит, а эффект тяготения Солнца накапливается длительное время; поэтому тяготение Солнца мы считаем основной силой, а воздействия звезд – возмущающим фактором. Заметим еще, что при определении *галактического* возмущения нельзя ограничиваться близкими звездами. Приливная сила от звезды, удаленной на расстояние D , убывает асимптотически как D^{-3} , так что соответствующие интегралы по расширяющемуся объему типа $\int \frac{dD}{D^3} \cdot 4\pi D^2 dD$ расходятся. В принципе, надо учитывать *всю Галактику*, но дело облегчается тем, что зависимость сглаженного, регулярного поля Галактики от координат более или менее известна из других соображений [8].

Результаты расчета накапливающихся «вековых» возмущений впервые приведены нами в [1]. Наиболее интересен случай почти линейной исходной орбиты с $1 - e \ll 1$; только такие орбиты и могут получаться при первоначальном выбрасывании тел далеко, но без окончательного отрыва, из планетной системы. Оказывается, что существенную роль играет угол наклона i линии апсид такой орбиты к галактической плоскости (а не к плоскости эклиптики, как обычно в небесной механике). *Существует критический угол $i = i^* \approx 27,65^\circ$* . При начальном $i > i^*$ «вековые» возмущения увеличивают i до 90° , а затем снова уменьшают до прежнего значения. При $i < i^*$, напротив, угол i уменьшается до 0° , а затем снова возрастает до начального значения. В особых случаях эволюция орбиты затем повторяется, она носит циклический характер с некоторым большим периодом T' . При $a = 10^3$ а.е. в среднем $T' \approx 10^{11}$ лет, т.е. «вековая» эволюция не успевает сказаться. При $a \approx 10^4$ а.е. в среднем $T' \approx 6 \cdot 10^9$ лет и далее растет с увеличением a , так что «большой цикл» должен осуществляться и проявляется как-то реально в ориентациях орбит вновь открываемых комет. Существенно, что параллельно орбита деформируется и в процессе эволюции величина эксцентриситета e оказывается на время далекой от 1. В таком состоянии комета не зацепляет планетную систему, никому не видима и наилучшим образом сохраняется в межзвездном пространстве. Только каждый раз через время $T'/2$ восстанавливается линейный характер орбиты и к комете возвращается способность проникнуть вглубь планетной системы. Сходные результаты получали другие авторы [14, 19].

6. ОЧЕНЬ ШИРОКИЕ ОРБИТЫ

Примерно при $a > 10^5$ а.е. галактические возмущения возрастают настолько, что орбиту кометы нельзя даже в первом приближении рассматривать как кеплеров эллипс. Такое движение уже надо трактовать как *хаотическое*. В нем сохраняются, однако, интеграл Якоби (4), только $\bar{\Omega}$ соответствует сейчас вращению Галактики. Поэтому даже хаотическая орбита еще может соответствовать состоянию гравитационной связи с Солнцем. Но при попытке построить еще более широкие орбиты быстро возрастает вероятность отрыва от Солнца с последующим блужданием кометы в Галактике. Имеются,

правда, любопытные исключения, о которых мы скажем только вкратце, поскольку они несколько искусственны и не имеют прямого отношения к наблюдаемости комет.

- 1) Движение перпендикулярно галактической плоскости, $i = 90^\circ$. Этот вертикальный характер движения может сохраняться даже при периодах, близких к возрасту Солнечной системы.
- 2) Плоские овалоподобные орбиты, $i = 0^\circ$. Они образуют семейство, начинающееся от обычных круговых орбит. При их мысленном расширении роль тяготения Солнца и галактических приливных сил сначала уравнивается, а затем уже приливные силы становятся главными, тяготение же Солнца нисходит до роли малой поправки. Тогда получаются, в сущности, известные эпициклы в Галактике [8]. Однако этот переход возможен только при *обратных* движениях тела по отношению к вращению Галактики. При прямом же движении около $a \approx 10^5$ а.е. семейство замкнутых орбит кончается и далее идут траектории с отрывом.

Наконец, для эволюции облака Оорта определенную роль играет и неизбежная *неоднородность* звездного поля. Иначе говоря, после выделения регулярной части гравитационного поля в галактике остаются еще иррегулярные силы. В отличие от почти невозможного отрыва самих звезд из Галактики, иррегулярные силы, действуя на величину a , могут разорвать гораздо более слабую гравитационную связь долгопериодической кометы с Солнцем. За время существования облака Оорта в нем в результате должна остаться только часть, по оценкам разных авторов, 1–90% первоначальной массы. Практически, пожалуй, еще важнее иррегулярное воздействие на параметр p , поскольку линейное состояние орбиты восстанавливается неточно, когда проходит «большой полупериод» $T'/2$, и появляется возможность «промахнуться» комете, не попасть снова в планетную систему. Количественные оценки таких эффектов довольно сложны, они даны нами в специальной работе [2]. Укажем только, что в подавляющем большинстве случаев описанный иррегулярный эффект складывается из многих отдельных случайных отклонений в систематической эволюции орбиты при прохождении звезд то с одной, то с другой стороны; отдельное же прохождение редко сразу дает основную часть эффекта.

1. Антонов В.А., Тодрия З.П. Систематические и случайные деформации орбит долгопериодических комет. Письма в Астрон.ж., 1984, т.10, № 5, С.394–396.
2. Антонов В.А., Тодрия З.П. Движение долгопериодических комет в возмущающем поле Галактики. Астрон.ж., 1987, т.64, № 5, С.1094–1104.
3. Всехсвятский С.К. Природа и происхождение комет и метеорного вещества. – М.: Просвещение, 1967. – 183 с.
4. Горькавый Н.М., Фридман А.М. Физика планетных колец. – М.: Наука, 1994. – 348 с.
5. Гуревич Л.Э., Чернин А.Д. Происхождение галактик и звезд. – М.: Наука, 1983. – 191 с.
6. Давыдов В.Д. Комета Шумейкеров-Леви 9: возможен еще один сюрприз (варианты истории орбиты с критериями проверки). Астрон.вестник, 1997, т.31, № 6, С.526–532.
7. Маров М.Я. Физические свойства и модели комет. Астрон.вестник, 1994, т.28, № 4–5, С.5–85.
8. Огородников К.Ф. Динамика звездных систем. – М.: Физматгиз, 1958. – 627 с.
9. Пикельнер С.Б. Диффузная среда и образование звезд и звездных систем. Вопросы космогонии, 1963, т.IX, С.60–69.
10. Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. – М.: Наука, 1969. – 244 с.
11. Себехей В. Теория орбит. – М.: Наука, 1982. – 656 с.
12. Шербаум Л.М., Казанцев А.М. Взаимосвязь малых тел Солнечной системы. Вестник Киевского ун-та, 1985, Астрономия, т.27, С.66–73.
13. Хильми Г.Ф. Качественные методы в проблеме n тел. – М.: Изд. АН СССР, 1958. – 123 с.
14. Deslattes A.H. Whence come comets? Sky and Telesc. 1989, v.77, № 3, P.260–264.
15. Ip W.-H., Fernández J.A. Steady-state injection of short-period comets from the trans-Neptunian cometary belt. Icarus, v.92, № 2, P.185–193.
16. Lynden-Bell D. The stability and vibrations of a gas of stars. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1962, v.124, № 4, P.279–296.
17. Simon R. Sur l'instabilité gravitationnelle. Bull.cl.sci.Acad.roy.Belg., 1961, v.47, № 7, P.731–738.
18. Valtonen M.J., Zheng J.-Q., Mikkola S. Origin of Oort cloud comets in the interstellar space. Select. Mech. and Dyn. Astron., 1992, v.54, № 1–3, P.37–48.
19. Wiegert P. The evolution of long-period comets. Icarus, 1999, v.137, № 1, P.84–121.

Поступила в редакцию 5.09.2000