

УДК 521.1; 523.3

ОСОБЕННОСТИ МИГРАЦИИ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА В СИСТЕМЕ ЗЕМЛЯ–ЛУНА

© 2024 г. Т. В. Сальникова*, Е. И. Кугушев**

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: tatiana.salnikova@gmail.com

**e-mail: kugushevei@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.11.2023 г.

После доработки 05.12.2023 г.

Принята к публикации 17.01.2024 г.

Рассматривается возможность захвата и выброса космических масс в рамках плоской гиперболической задачи трех тел, а также в рамках плоской параболической задачи трех тел. Предлагается математическая модель, которая позволяет объяснить образование несферических спутников планет, подобных марсианским спутникам Фобосу и Деймосу, за счет перехвата или обмена космическими массами, а также позволяет понять, почему отсутствует космический мусор внеземного происхождения в околоземном и окололунном пространстве. Изучается эффект накопления искусственного мусора в системе Земля–Луна. Настоящее исследование базируется на численном и аналитическом анализе некоторых схем классификации Шази финальных движений в задаче трех тел. Рассмотрена краевая задача трех тел, показана возможность существования решения этой задачи и получены условия финальной гиперболо-эллиптичности движения. Аналитические результаты проиллюстрированы численным моделированием.

Ключевые слова: задача трех тел, классификация Шази, гиперболо-эллиптическое движение, области Хилла, космический мусор

DOI: 10.31857/S0320930X24030088, **EDN:** NDXAWN

ВВЕДЕНИЕ

Задача трех тел представляет значительный интерес для современной астронавтики не только в теоретическом, но и в прикладном аспекте (Маров, Ипатов, 2023). Важным вопросом является изучение эволюции небесных тел и их финальных движений. Классификация финальных движений задачи трех тел по Шази (Chazy, 1929) имела симметрию в прошлом и будущем и не допускала возможность захвата и обмена космическими массами. Численные примеры, появившиеся позднее у ряда авторов, утверждали возможность обмена и захвата в асимметричном случае. Наконец, В.М. Алексеев качественными методами доказал, что существует открытое множество начальных условий положительной меры, приводящих к обмену для систем как с положительной, так и с отрицательной полной энергией: гиперболо-эллиптические движения имеют разные тела, уходящие на бесконечность в прошлом и в будущем. Впервые к проблеме финальных движений В.М. Алексеев обратился в 1954 г., когда А.Н. Колмогоров предложил ему в качестве темы курсовой работы рассмотреть вопрос об

обмене в задаче трех тел (Алексеев, 1999; 2017). О ненулевой вероятности обмена в общем случае следует говорить отдельно в конкретных реальных ситуациях.

В настоящем исследовании рассмотрим краевую задачу трех тел и существование решения этой задачи, а также обсудим достаточные условия финальной гиперболо-эллиптичности движения. Пусть два массивных тела движутся по своим гиперболическим или параболическим траекториям под действием взаимного гравитационного притяжения. Спутник в прошлом вращался вокруг первого тела по эллиптической орбите. В момент наибольшего сближения массивных тел он выходит на эллиптическую орбиту вокруг второго тела. Это возможно, если скорость спутника относительно второго тела в момент наибольшего сближения окажется меньше параболической, что реализуется, если скорость спутника противоположна скорости первого тела. Мы называем такую схему обмена перехватом. Требуется показать, что существует достаточно много возможных начальных условий, при которых происходит перехват как в ограниченной, так и в неограниченной постановке задачи.

С помощью принципа наименьшего действия в форме Гамильтона для регулярного случая — гладкой ограниченной функции потенциальной энергии, и в форме Якоби для сингулярных потенциалов доказывается существование движения, при котором точки системы из любого заданного начального положения при соответствующем выборе начальной скорости перейдут в любое заданное конечное положение. Для финальной гиперβολо-эллиптичности в задаче трех тел достаточные условия устойчивости финальной конфигурации позволят уверенно утверждать, что если в некоторый момент времени абсолютные величины изменения оскулирующих параметров орбиты наименьшего тела, которое изначально двигалось по эллиптической орбите вокруг первого тела, удовлетворяют приведенным условиям, то оно останется на эллиптической орбите относительно второго тела. То есть эллиптическое движение спутника относительно второго тела не разрушается при отлете первого по гиперболической траектории.

Численное моделирование начинается с ограниченной задачи трех тел с нулевой массой спутника. При переходе к неограниченной задаче трех тел с учетом гравитационного притяжения спутника достаточно малой массы эффект перехвата сохраняется. Параболо-эллиптический случай является предельным случаем гиперβολо-эллиптического.

Статья организована следующим образом. В разделе “Мобильность в задаче N тел” доказывается существование движения, при котором точки системы из любого заданного начального положения при соответствующем выборе начальной скорости перейдут в любое заданное конечное положение. В разделе “Достаточные условия гиперβολо-эллиптичности” приводится соответствующая теорема. В разделе “Численный анализ” приводятся результаты моделирования.

МОБИЛЬНОСТЬ В ЗАДАЧЕ N ТЕЛ

Пусть есть N материальных точек, на которые действуют потенциальные силы. Докажем существование движения, при котором точки системы из любого заданного начального положения перейдут в любое заданное конечное положение при соответствующем выборе начальных скоростей точек. Первый случай — регулярный, в котором потенциальная энергия системы является гладкой ограниченной функцией. Второй случай — классическое ньютоновское гравитационное взаимодействие. В этой постановке запрещены сингулярные движения, при которых в какие-то моменты времени положения разных точек системы совпадают.

Введем радиусы-векторы системы материальных точек $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N$, обозначим $n = 3N$, $x = (\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) \in R^n$, $L(x, \dot{x}) = T(\dot{x}) - V(x)$ — функция Лагранжа, где T — кинетическая энергия, а для потенциальной энергии рассмотрим два случая:

$V(x) \in C^1(R^n)$, $V(x) < 0$, $x \in R^n$ — регулярный потенциал — первый случай;

$V = -\sum_{j < i} \gamma \frac{m_i m_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}$ — гравитационный потенциал (сингулярный) — второй случай.

Теорема 1

Пусть рассматривается система с регулярным потенциалом $V(x) \in C^1(R^n)$, $V(x) < 0$, $x \in R^n$, заданы некоторые положения x_1 и x_2 и интервал времени $0 \leq t \leq a$ ($a > 0$).

Тогда для некоторых начальных скоростей $\dot{x}(0) = \dot{x}_1$ существует решение $x(t)$, такое, что $x(0) = x_1$ и $x(a) = x_2$.

Доказательство использует принцип наименьшего действия в форме Гамильтона, традиционно показывается, что на множестве околных траекторий функционал действие по Гамильтону достигает минимума на отрезке $[0, a]$ в классе гладких функций и для минимизирующей траектории выполняются уравнения Лагранжа.

Теорема 2

Назовем множество точек конфигурационного пространства, для которых совпадают радиусы-векторы и не определена потенциальная энергия, сингулярным множеством. Сингулярное множество есть объединение конечного числа $(n-3)$ -мерных гиперплоскостей в пространстве R^n .

Для произвольно выбранных начальной и конечной точек x_1 и x_2 почти всегда отрезок $D = \{x : x = x_1 + \lambda(x_2 - x_1), 0 \leq \lambda \leq 1\}$ не будет содержать сингулярных точек. В этом случае возможны движения, переводящие систему из начального положения x_1 в конечное положение x_2 .

Доказательство

1. Линейной заменой координат $\sqrt{\frac{m_i}{2}} \mathbf{r}_i \rightarrow \mathbf{r}_i$, $i = 1, \dots, n$ перейдем к системе, в которой кинетическая энергия имеет вид $T(\dot{x}) = \|\dot{x}\|^2 = \dot{x}_1^2 + \dots + \dot{x}_n^2$. Зафиксируем константу h интеграла энергии. Пусть $x(\tau)$, $\tau_1 \leq \tau \leq \tau_2$ — некая кривая γ в кон-

фигурационном пространстве, лежащая в области возможности движения $\{h - V(x) > 0\}$. Определим для нее функционал действие по Якоби

$$J[x(\tau)] = \int_{\tau_1}^{\tau_2} 2\sqrt{(h - V(x))\Sigma \dot{x}_i^2} d\tau.$$

В соответствии с принципом наименьшего действия в форме Якоби кривая γ является траекторией движения с энергией h тогда и только тогда, когда она является экстремалью функционала действие. Пусть $h > 0$. Введем еще один функционал

$$\tilde{J}[x(\tau)] = h^{-1/2} J[x(\tau)] = \int_{\tau_1}^{\tau_2} 2\sqrt{(1 - h^{-1}V(x))\Sigma \dot{x}_i^2} d\tau -$$

это действие по Якоби для системы с потенциальной энергией $\tilde{V}(x) = h^{-1}V(x)$ на единичном уровне полной механической энергии. Очевидно, что экстремали обоих потенциалов совпадают и верно следующее утверждение:

кривая $x(\tau), \tau_1 \leq \tau \leq \tau_2$ является траекторией движения системы с потенциальной энергией $V(x)$ на уровне полной энергии h тогда и только тогда, когда она является траекторией движения системы с потенциальной энергией $\tilde{V}(x) = h^{-1}V(x)$ на единичном уровне полной механической энергии. Обычно этот факт формулируется так, что при больших энергиях траектории системы выпрямляются (Fejoz и др., 2021).

2. Обозначим $\varepsilon = h^{-1}$ и рассмотрим движение системы с потенциалом $\tilde{V}(x) = \varepsilon V(x)$ при малых значениях ε .

Пусть $\varepsilon = 0$, тогда $\tilde{V}(x) = 0$ и движение происходит по инерции. Введем единичный вектор

$$\mathbf{e} = \frac{x_2 - x_1}{\|x_2 - x_1\|}.$$

Так как отрезок D не содержит сингулярных точек, то $x_0(t) = x_1 + \mathbf{e}t, 0 \leq t \leq t_2 = \|x_2 - x_1\|$ — это движение по инерции из точки x_1 в точку x_2 с единичной энергией и скоростью $\dot{x}_0 = \mathbf{e}$.

Пусть теперь $\varepsilon > 0$ и мало. Рассмотрим движение $x(t, \varepsilon, f)$ из точки x_1 с некоторой начальной скоростью f на интервале времени $0 \leq t \leq \|x_2 - x_1\|/\|f\|$.

Обозначим через $g(\varepsilon, f)$ положение системы в момент времени t_2 .

В силу теоремы о непрерывной зависимости решений обыкновенного дифференциального уравнения от начальных условий и параметров при малых ε и малых отличиях f от $\mathbf{e}$ траекто-

рия движения $x(t, \varepsilon, f)$ будет мало отличаться от $x_0(t)$. Поэтому на траектории движения $x(t, \varepsilon, f)$ не будет сингулярных точек. При этом функция $g(\varepsilon, f) = x(t_2, \varepsilon, f)$ будет гладкой.

3. Поскольку при $\varepsilon = 0$ движение происходит по инерции, то $x(t, 0, f) = x_1 + tf$ и $g(0, f) = x_1 + t_2f$. Следовательно,

$$\left. \frac{\partial g}{\partial f} \right|_{\varepsilon=0} = t_2 E, \quad (1)$$

где E — единичная матрица $n \times n$.

Рассмотрим уравнение

$$\Phi(\varepsilon, f) = g(\varepsilon, f) - x_2 = 0.$$

При $\varepsilon = 0$ оно имеет решение $f = \mathbf{e}$.

Поскольку выполнено (1), то по теореме о неявной функции существует гладкая функция $f(\varepsilon)$, такая, что $f(0) = \mathbf{e}$, и движение системы, начавшись в момент времени $t = 0$ в точке x_1 со скоростью $f(\varepsilon)$, в момент времени $t = t_2$ окажется в положении x_2 . При этом полная механическая энергия системы равна

$$\tilde{h} = f(\varepsilon)^2 - \varepsilon V(x_1).$$

Тогда движение системы с потенциальной энергией $V^*(x) = \tilde{h}^{-1}\varepsilon V(x)$, начавшись в момент $t = 0$ в точке x_1 со скоростью $\tilde{h}^{-1}f(\varepsilon)$, в момент времени $t = \tilde{h}^{-1/2}t_2$ окажется в положении x_2 . При этом полная механическая энергия системы равна единице. Теорема доказана.

ДОСТАТОЧНЫЕ УСЛОВИЯ ГИПЕРБОЛО-ЭЛЛИПТИЧНОСТИ

Пусть материальные точки с массами m_i , ($i = 1, 2, 3$) движутся под действием взаимного гравитационного притяжения. Через $\mathbf{r}_i$ обозначим радиусы-векторы точек в системе Кенига, $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$, сила, с которой точка j действует на точку i :

$$\mathbf{F}_{ij} = -\gamma \frac{m_i m_j \mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^3},$$

где γ — гравитационная постоянная. Считаем, что полная механическая энергия h положительна. Нас интересуют некоторые начальные движения системы, для которых далее при $t \rightarrow +\infty$ расстояние между точками 1 и 2 неограниченно возрастает, а точки 1 и 3 не сталкиваются и расстояние между ними ограничено. Введем неинерциальную систему координат K_{13} , которая движется поступательно, но ее начало расположено в центре масс системы точек 1 и 3. Считаем, что в этой системе координат точек 1 и 3 движутся, как в зада-

че двух тел, а неинерциальность системы координат и гравитационное притяжение к точке 2 будем рассматривать как возмущения. Задача двух тел сводится к возмущенной задаче Кеплера для точки 3:

$$m_3 \ddot{\mathbf{r}} = -\gamma \frac{m_0 m_3 \mathbf{r}}{r^3} + \mathbf{F},$$

$$\mathbf{F} = \gamma \frac{m_1 m_2 m_3}{m_1 + m_3} \left(\frac{\mathbf{r}_{12}}{r_{12}^3} - \frac{\mathbf{r}_{32}}{r_{32}^3} \right), \quad m_0 = \frac{m_1^3}{(m_1 + m_3)^2}.$$

Пусть в некоторый момент времени $t = 0$ положения и скорости точек системы известны – в системе K_{13} оскулирующая орбита точки 3 – эллиптическая. Сохранится ли эллиптичность орбиты в этой системе при $t \rightarrow +\infty$?

Теорема 3

Пусть в момент времени $t = 0$ известны положения $\mathbf{r}_i$ и скорости $\dot{\mathbf{r}}_i$ всех трех материальных точек в системе Кенига. По этим данным определены параметры оскулирующей орбиты точки 3 в системе K_{13} – эксцентриситет и фокальный параметр e_0, p_0 , а также определены полная механическая энергия h в системе Кенига трех точек, центральный момент инерции $I(0)$ и скорость его изменения $\dot{I}(0)$ в момент $t = 0$

$$I(0) = \sum_{i=1}^3 m_i r_i^2, \quad \dot{I}(0) = 2 \sum_{i=1}^3 m_i r_i \dot{r}_i.$$

Пусть выполнены неравенства

$$e_0 < 1, \quad p_0 > 0, \quad h > 0, \quad I(0) > 0, \quad \dot{I}(0) > 0.$$

Положим

$$c_e = \frac{1 + e_0}{2}, \quad c_p^- = \frac{p_0}{2}, \quad c_p^+ = 4p_0, \quad m = m_1 + m_2 + m_3.$$

Тогда для финальной гиперболо-эллиптичности движения достаточно выполнения неравенств

$$\Delta e < \frac{1 - e_0}{2}, \quad \Delta p < \frac{p_0}{2}.$$

Здесь

$$\Delta e \leq \frac{32 p_0^{3/2}}{(1 - e_0) \sqrt{\mu}} G_0, \quad \Delta p = \frac{2 \sqrt{p_0}}{\sqrt{\mu}} \left(\frac{4 - 2e_0}{1 - e_0} \right) G_0;$$

$$G_0 = \frac{2}{\sqrt{-D}} \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{b}{\sqrt{-D}} \right) \text{ при } D < 0;$$

$$G_0 = \frac{2}{\sqrt{D}} \left(\ln \frac{b + \sqrt{D}}{b - \sqrt{D}} \right) \text{ при } D > 0;$$

$$G_0 = \frac{2}{b} \text{ при } D = 0 \quad (D = b^2 - 4ac);$$

$$a = \left(\gamma \frac{2m_1 m_2 m_3}{m_1 + m_3} \right)^{-1} \left(\frac{3}{2m} 2h \right),$$

$$b = \left(\gamma \frac{2m_1 m_2 m_3}{m_1 + m_3} \right)^{-1} \left(\frac{3}{2m} \dot{I}(0) \right);$$

$$c = \left(\gamma \frac{2m_1 m_2 m_3}{m_1 + m_3} \right)^{-1} \left(\frac{3I(0)}{2m} - \frac{(m_1 + m_3)^2}{m_1^2} \frac{c_p^{+2}}{(1 - c_e)^2} \right).$$

Доказательство приведено в статье (Salnikova и др., 2024).

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

В качестве приложения рассмотрим два аспекта финальных движений в задаче трех тел в рамках нашей модели: это возможное объяснение образования несферических спутников в планетных системах, типа спутников Марса Фобоса и Деймоса, а также анализ наличия или отсутствия космического мусора искусственного и естественного происхождения в системе Земля–Луна.

Образование несферических спутников

В рамках плоской ограниченной задачи трех тел рассмотрим случай парабола-эллиптического движения. Пусть два массивных тела с массами m_1 и m_2 сближаются по параболическим траекториям, третье тело пренебрежимо малой массы m_3 движется по эллиптической орбите относительно тела 2, его траектория в абсолютном пространстве до перехвата показана на рис. 1, финальное движение тела 3 после перехвата показано на рис. 2. В работе (Salnikova и др., 2023) показано, что имеется достаточно много начальных условий в системе, когда перехват наблюдается. Например,

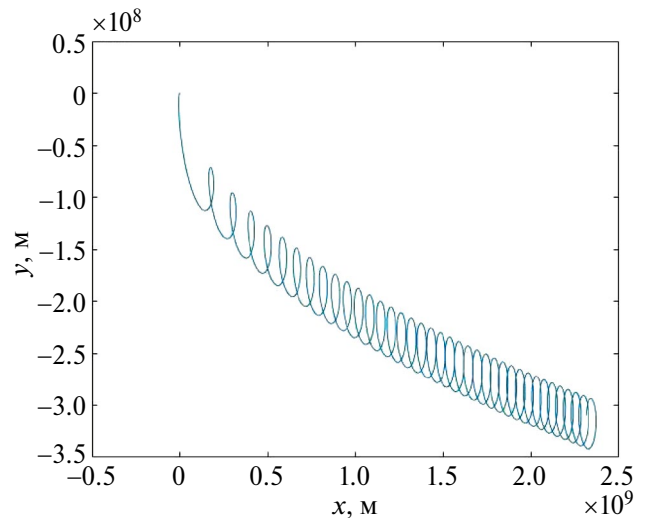


Рис. 1. Траектория тела 3 до перехвата.

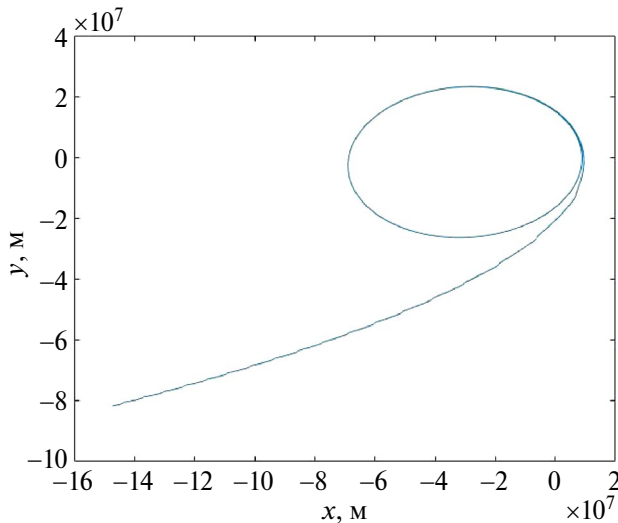


Рис. 2. Финальное движение тела 3 относительно тела 1.

численное моделирование движения 500 не взаимодействующих между собой одинаковых частиц, первоначально равномерно распределенных по круговой орбите относительно тела 2, показало, что около 40% из них после момента наибольшего сближения по параболическим траекториям массивных тел переходят на эллиптические орбиты в окрестности тела 1. Из оставшихся частиц некоторые продолжают двигаться в окрестности тела 2, а остальные улетают на бесконечное расстояние от каждого массивного тела. Для гиперболических траекторий двух главных тел перехват имеет место, однако процент перехвата существенно уменьшается с ростом величины гиперболической скорости, а для скоростей, превышающих величину параболической скорости более чем в полтора раза, перехват не происходит совсем. При переходе к неограниченной постановке при условии достаточной малости третьей массы эффект перехвата сохраняется.

Однако численные эксперименты для различных отношений масс главных тел, различных гиперболических и параболических орбит главных тел, а также для различных начальных эллиптических орбит спутников одного из главных тел показали, что вероятность перехвата спутника не превосходит трех процентов.

Тем не менее рассматриваемая модель обосновывает гипотезу образования несферических спутников планет в результате перехвата, что обсуждается в многочисленных работах, среди которых (Nesvorný и др., 2007).

ЭВОЛЮЦИЯ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА В СИСТЕМЕ ЗЕМЛЯ–ЛУНА

Пусть космическое тело в окружении движущихся по эллиптическим траекториям частиц приближается к Земле по параболической относительно нее либо гиперболической траекториям. Вероятность того, что частицы перейдут в окрестность Земли чрезвычайно мала. Если масса Земли в 1000 раз больше массы космического тела, то из 1000 спутников только 20 были перехвачены Землей. Процент перехвата увеличивается, когда масса Земли больше массы тела в 100 раз. Но появление такого объекта с гиперболической скоростью вблизи Земли крайне маловероятно. Так что в рамках предлагаемой модели накопление космического мусора внеземного происхождения в окрестности Земли не имеет места, как и обратная ситуация — удаление находящегося на орбите Земли искусственного мусора, накопившегося с начала космической эры, посредством перехвата пролетающим с гиперболической скоростью космическим телом.

Теперь рассмотрим возможность вылета искусственного космического мусора, находящегося на круговых или эллиптических орбитах

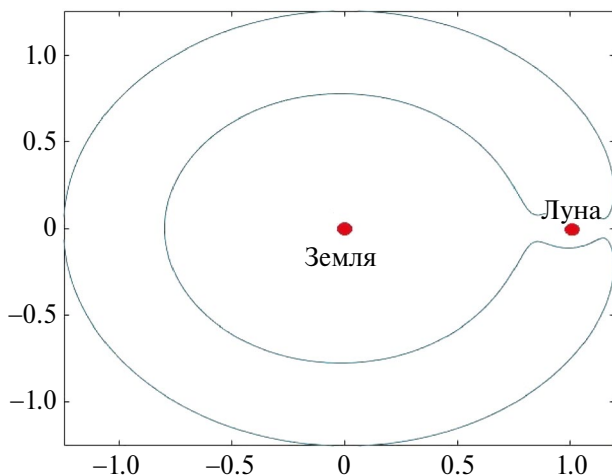


Рис. 3. Разомкнутая область Хилла.

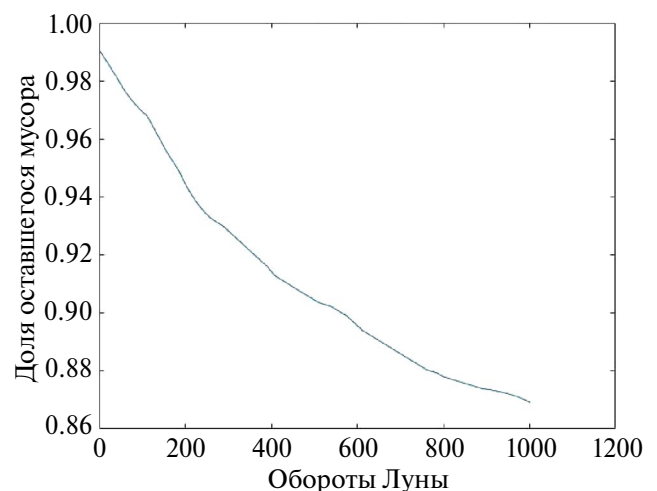


Рис. 4. Околоземный мусор, радиус орбиты 238700 км.

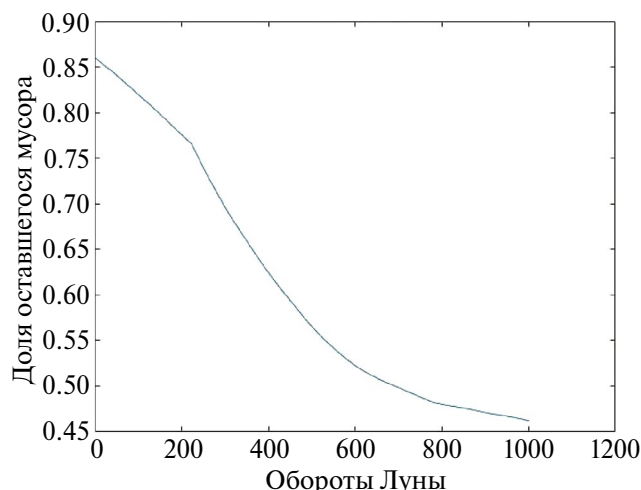


Рис. 5. Околоземный мусор, радиус орбиты 269500 км.

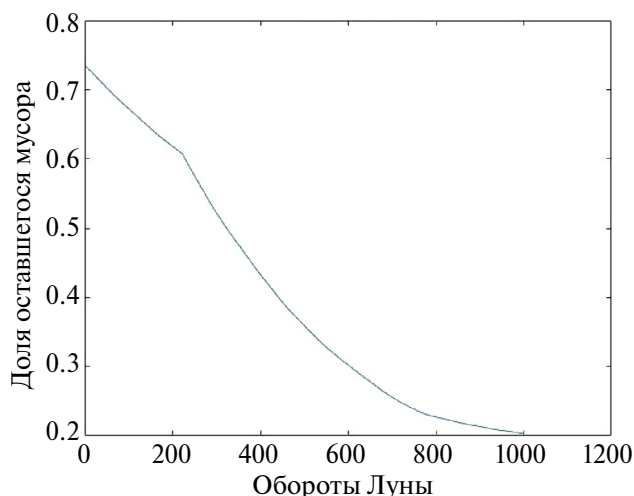


Рис. 6. Околоземный мусор, радиус орбиты 308000 км.

относительно Земли, принимая во внимание возмущение Луны, масса которой в 81 раз меньше массы Земли. Финальная гиперболо-эллипτικότητα будет заключаться в том, что частицы мусора получают относительную гиперболическую скорость. Для этого области Хилла возможного движения частицы должны быть не замкнуты (рис. 3).

Если изначально радиус орбиты частицы на вращающейся плоскости в плоской ограниченной круговой задаче трех тел был мал, то область возможного движения замкнута и вылет невозможен. При увеличении радиуса орбиты граница области размыкается и частица получает возможность вылета. Для Земли это происходит для радиусов, превосходящих 88500 км. Однако вылет наблюдается только при радиусах орбит $r \geq 238700$ км, или 0.62 расстояния между Землей и Луной. С течением времени уменьшается число частиц на соответствующей орбите Земли. На рис. 4, 5, 6 показано, что в течение 1000 оборотов Луны доля вылетевших частиц увеличивается с увеличением радиуса: для радиуса орбиты $r = 238700$ км доля примерно 0.15; для радиуса орбиты $r = 269500$ км доля примерно 0.54; для радиуса орбиты $r = 308000$ км доля примерно 0.8.

В численных экспериментах, если скорость частицы вследствие влияния Луны превысила величину параболической скорости, считалось, что частица вылетела из окрестности Земли. Для уверенности, что в дальнейшем частица не вернется, необходимо проверять условия теоремы 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрен вопрос эволюции и возможности выброса космического околоземного мусора из пространства системы

Земля—Луна либо при пролете внешних астероидных тел в околоземном пространстве, либо под действием возмущения Луны.

Доказанная в разделе “Мобильность в задаче N тел” теорема о мобильности в задаче N тел обосновывает возможность реализации предлагаемых типов движений.

Возможный способ устранения околоземного мусора — это вывод мусора на достаточно высокие орбиты. Под влиянием Луны мусор с большой вероятностью в течение короткого промежутка времени покинет систему Земля—Луна. С использованием свойств областей Хилла проведен численный анализ характера такой эволюции. Показано, что до высот орбит, составляющих 0.62 радиуса орбиты Луны, эволюция облака частиц не приводит к их выбросу за пределы системы Земля—Луна. На больших радиусах орбит падение количества остающихся в системе частиц имеет экспоненциальный характер.

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алексеев В.М. Лекции по небесной механике. Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 1999. 160 с.
- Алексеев В.М. Избранные труды. М.: МЦНМО, 2017. 352 с.
- Маров М.Я., Инамов С.И. Процессы миграции в Солнечной системе и их роль в эволюции Земли и планет // Успехи физич. наук. 2023. Т. 193. № 1. С. 2—32.
- Chazy J. Sur l'allure finale du mouvement dans le problème des trois corps // J. Math. Pures et Appl.. 1929. V. 8. P. 353—380.

- Fejoz J., Knauf A., Montgomery R.* Classical n-body scattering with long-range potentials // *Nonlinearity*. 2021. V. 34. № 11. P. 8017–8054.
- Nesvorny D., Vokrouhlicky D., Morbidelli A.* Capture of irregular satellites during planetary encounters // *Astrophys. J.* 2007. V. 133. № 5. P. 1962–1976.
- Salnikova T., Kugushev E., Pestrikov A.* Possible appearing of the asteroid origin celestial bodies in near-Earth orbits // *Acta Astronautica*. 2023. V. 204. P. 912–919.
- Salnikova T., Kugushev E., Pestrikov A.* Cosmic masses escape from the vicinity of a massive body under the influence of external gravitational perturbation // *Acta Astronautica*. 2024. V. 214. P. 46–52.