

ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ ДВУХ ЖИДКИХ МАСС С СИНХРОННЫМ ВРАЩЕНИЕМ. ДИНАМИКА ДВОЙНОГО АСТЕРОИДА (190166) 2005 UP156

© 2024 г. Б. П. Кондратьев

*Физический факультет, Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия*

*Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

E-mail: work@boris-kondratyev.ru

Поступила в редакцию 22.02.2024 г.

После доработки 25.04.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Поставлена и решена задача о фигурах равновесия двух жидких масс, находящихся в состоянии приливного взаимозахвата. В системе выполняется условие полного синхронного (орбитального плюс спинового) вращения, оба тела имеют одинаковые массы и конгруэнтные эллипсоидальные поверхности. Для каждой фигуры, кроме собственной гравитации и центробежных сил, в приливном приближении учитывается притяжение от второго тела. Аналитико-численным методом находится пространственная форма фигур равновесия в виде трехосных эллипсоидов. Установлено, что спиновое вращение эллипсоидальных фигур равновесия происходит не вокруг малых, как это обычно предполагается, а вокруг средних осей эллипсоидов. Данным методом изучается двойной астероид (190166) 2005 UP156, приближенно удовлетворяющий исходным условиям задачи. Исследование показало, что при известных на сегодня параметрах, система двух астероидов (190166) 2005 UP156 оказывается неравновесной.

Ключевые слова: фигуры равновесия, синхронное вращение, приливное взаимодействие, двойные астероиды

DOI: 10.31857/S0004629924070074 **EDN:** IUGWCM

1. ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени среди множества двойных астероидов не было известно ни одной пары, которая: i) обладала бы двойным синхронным вращением, и при этом, ii) оба компонента имели бы одинаковые массы и размеры. Так как приливные силы обратно пропорциональны кубу расстояний, приливные захваты следует искать среди пар близких друг к другу астероидов. В Солнечной системе хорошо известны системы карликовых планет с двойным синхронным вращением (Плутон-Харон [1], Эрида-Дисномия [2]), однако второй пункт для них не выполняется, так как массы компонентов заметно различаются. Есть немало примеров двойных астероидов с полным синхронным вращением как в классическом поясе [3–6], так и в поясе Койпера, см., например, статью [7] и цитируемую там литературу, но и в этих системах условие (ii) не выполняется.

Тем любопытнее тот факт, что в 2005 г. одна пара астероидов с синхронным вращением и примерно одинаковыми массами и фигурами обоих компонентов была обнаружена [8]. Этой уникальной паре астероидов, вызвавшей большой интерес у исследователей [9, 10], был присвоен номер (190166) 2005 UP156. Доплеровские изображения двойного астероида (190166) 2005 UP156 были получены на радиотелескопе Аресибо. Оба компонента этой пары имеют вытянутую форму, почти одинаковые размеры и их большие оси предположительно находятся на одной линии.

Происхождение и эволюция астероида (190166) 2005 UP156 представляет большой интерес, но не менее важной является и задача о фигурах равновесия астероидов в этой паре. Уже сам факт существования двойного астероида (190166) 2005 UP156 позволил поставить, а затем и решить в конечном аналитическом виде сложную задачу о фигурах равновесия

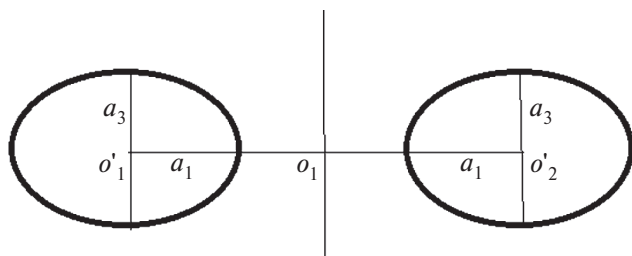


Рис. 1 Сечения фигур двойного астероида. Оба тела имеют конгруэнтную эллипсоидальную форму и одинаковые массы, a_1 и a_3 — полуоси фигуры. Астероиды обращаются вокруг точки O и расстояние между центрами масс O_1O' равно D .

астероидов, находящихся в состоянии тесного приливного взаимозахвата. Здесь кроме собственной гравитации и центробежных сил следует учитывать, хотя бы в приливном приближении, и притяжение от второго эллипсоидального астероида (рис. 1). Ранее задачу с приливным захватом небесных тел в рамках проблемы Роша рассматривал астроном Д. Дарвин, однако более детально и в конкретной математической форме это сделал Чандрасекар [11].

В данной работе мы продолжаем изучать фигуры равновесия астероидов в синхронной паре на примере двойного астероида (190166) 2005 UP156. Наш метод решения уравнений гидродинамического равновесия несколько отличается от подхода Чандрасекара [11]. Акцент у нас делается на решении гидродинамических уравнений равновесия методом уровневых поверхностей. В разделе 2 дана постановка задачи, выводятся основные уравнения равновесия и аналитико-численным методом находится пространственная форма обоих трехосных астероидов. В разделе 3 данный метод применяется для изучения двойного астероида (190166) 2005 UP156. В ходе исследований было обнаружено, что при тесном приливном взаимозахвате спиновое вращение эллипсоидальных фигур равновесия может происходить не вокруг малых, как это обычно предполагается, а вокруг средних осей эллипсоидов. В разделе 4.1 обсуждаются возможные физические причины такого вращения астероидов. В разделе 4.2 обоснован вывод о том, что при известных на сегодня параметрах, система двух астероидов (190166) 2005 UP156 является неравновесной.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫВОД ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ РАВНОВЕСИЯ

Согласно наблюдениям [10], астероиды пары (190166) 2005 UP156 имеют примерно одинаковые

массы и конгруэнтную (одинаковую) вытянутую геометрическую форму, см. рис. 1.

Астероиды этой пары находятся достаточно близко друг к другу, и приливные горбы, которые один астероид порождает на другом, остаются стационарными во вращающейся системе отсчета. В сочетании с самогравитацией и центробежной силой, приливные силы формируют фигуру равновесия тела. Большие полуоси фигур равновесия лежат примерно на одной линии, и астероиды всегда смотрят друг на друга одними заостренными концами. Период осевого и орбитального вращения астероидов одинаковый и равен $T_{\text{rot}} = 40^{\text{h}}.542$ [10].

Рассмотрим фигуры равновесия астероидов в этой паре, полагая, что оба астероида имеют одинаковую эллипсоидальную форму

$$\frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} = 1, \quad (1)$$

и массы их одинаковы: $M_1 = M_2 = M$. Вращение (спиновое и орбитальное) происходит с одинаковой угловой скоростью Ω вокруг осей с индексом 3. Введем две системы прямоугольных декартовых координат. Систему $Ox_1x_2x_3$ с началом в центре масс первого (левого) тела ориентируем так, чтобы ось Ox_1 была направлена в центр второго тела, а ось Ox_3 направлена параллельно оси вращения Ω . Начало второй системы координат $O'x'_1x'_2x'_3$ совместим с центром масс второго (правого) астероида, ее оси будут ориентированы также, как и оси $Ox_1x_2x_3$ относительно первой массы. Обе системы координат связаны соотношениями

$$x_1 + x'_1 = D, x_2 = -x'_2, x_3 = x'_3. \quad (2)$$

Во вращающейся с угловой скоростью Ω системе отсчета баланс сил для элементов массы первого тела описывается уравнением

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \rho \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \varphi + \varphi' + \frac{\Omega^2}{2} \left[\left(x_1 - \frac{D}{2} \right)^2 + x_2^2 \right] \right\}. \quad (3)$$

Здесь член $\frac{\Omega^2}{2} \left[\left(x_1 - \frac{D}{2} \right)^2 + x_2^2 \right]$ есть потенциал

центробежных сил, действующих на пробную точку при вращении астероида относительно центра масс. В (3) входит также ρ — плотность, которую считаем постоянной, $p(x)$ — давление, $\varphi(x)$ — потенциал на внутреннюю точку первого тела от него самого

$$\begin{aligned}\varphi(x_i) &= \pi G \rho \left(I - A_1 x_1^2 - A_2 x_2^2 - A_3 x_3^2 \right), \\ A_i &= a_1 a_2 a_3 \int_0^\infty \frac{du}{(a_i^2 + u) \Delta(u)}, \Delta(u) = \sqrt{(a_1^2 + u)(a_2^2 + u)(a_3^2 + u)}.\end{aligned}\quad (4)$$

Член $\varphi'(x)$ в формуле (3) есть потенциал на пробную точку x_i от второго (внешнего) тела. В интегральном виде этот внешний потенциал однородного трехосного эллипсоида, записанный в системе координат $O'x'_1x'_2x'_3$, дается формулой

$$\varphi'(x_i) = \pi G \rho a_1 a_2 a_3 \int_\lambda^\infty \left(1 - \frac{x_1'^2}{a_1^2 + u} - \frac{x_2'^2}{a_2^2 + u} - \frac{x_3'^2}{a_3^2 + u} \right) \frac{du}{\Delta(u)}. \quad (5)$$

Здесь λ — эллипсоидальная координата пробной точки, являющаяся наибольшим (для внешней

точки — положительным) корнем кубического уравнения

$$\frac{x_1'^2}{a_1^2 + \lambda} + \frac{x_2'^2}{a_2^2 + \lambda} + \frac{x_3'^2}{a_3^2 + \lambda} = 1, \quad (6)$$

а $\Delta(u)$ дана в (4).

В данной задаче внешний потенциал на точки левого эллипсоида будем учитывать в приливном приближении, и с требуемой точностью (в квадратичном приближении) запишем

$$\varphi'(x'_1, x'_2, x'_3) \approx \varphi'(D, 0, 0) + (x_1 - D) \frac{\partial \varphi'}{\partial x_1} \Big|_{D,0,0} + \frac{1}{2} (x_1 - D)^2 \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_1^2} \Big|_{D,0,0} + \frac{1}{2} x_2^2 \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_2^2} \Big|_{D,0,0} + \frac{1}{2} x_3^2 \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_3^2} \Big|_{D,0,0}. \quad (7)$$

Подставляя этот приливный потенциал $\varphi'(x'_1, x'_2, x'_3)$ в уравнение равновесия (3) и вновь

учитывая соотношения между координатами (2), получим

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \rho \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left[\varphi + \frac{\Omega^2}{2} (x_1^2 + x_2^2) + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 x_j^2 \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_j'^2} \Big|_{D,0,0} - x_1 \left[\frac{\partial \varphi'}{\partial x_1} \Big|_{D,0,0} + \frac{\Omega^2}{2} D \right] \right] \right\}, \quad (8)$$

Так как нас интересуют силы, далее потенциал определим с точностью до постоянной, поэтому постоянный член $\frac{\Omega^2}{8} D^2$ в (8) был сразу отброшен.

Чтобы пара вращающихся гравитирующих астероидов находилась в относительном равновесии, расстояние между их центрами должно оставаться неизменным, поэтому угловая скорость вращения будет удовлетворять уравнению

$$\Omega^2 = - \frac{2}{D} \frac{\partial \varphi'}{\partial x_1} \Big|_{D,0,0}. \quad (9)$$

Поясним: только при выполнении условия (9) выражение в квадратных скобках в правой части (8) обратится в нуль и, что важно, линейный член x_1 в уравнении равновесия исчезает. Тогда уравнение равновесия (8) примет вид

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \rho \frac{\partial}{\partial x_i} \Phi(\mathbf{x}, \Omega^2), \quad (i = 1, 2, 3). \quad (10)$$

Здесь

$$\Phi(\mathbf{x}, \Omega^2) = \varphi(\mathbf{x}) + \frac{1}{2} x_1^2 \left(\Omega^2 + \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_1'^2} \Big|_{D,0,0} \right) + \frac{1}{2} x_2^2 \left(\Omega^2 + \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_2'^2} \Big|_{D,0,0} \right) + \frac{1}{2} x_3^2 \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_3'^2} \Big|_{D,0,0} \quad (11)$$

есть полный (гравитационный плюс центробежный) потенциал внутри рассматриваемого эллипсоида.

Далее находим из (6) вспомогательную производную

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x'_1} = \frac{2x'_1}{(a_1^2 + \lambda) \sum_1^3 \frac{x_i'^2}{(a_i^2 + \lambda)^2}}. \quad (12)$$

Так как в точке $(D, 0, 0)$ эллипсоидальная координата равна $\lambda = D^2 - a_1^2$, то формула (12) дает

$$\left. \frac{\partial \lambda}{\partial x'_1} \right|_{D,0,0} = 2D. \quad (13)$$

Дифференцируя теперь потенциал (5) и учитывая (13), находим

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \varphi'}{\partial x_1} \right|_{D,0,0} &= -2\pi G \rho \bar{A}_1 D; \quad \left. \frac{\partial \varphi'}{\partial x_2} \right|_{D,0,0} = \left. \frac{\partial \varphi'}{\partial x_3} \right|_{D,0,0} = 0; \\ \left. \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_1^2} \right|_{D,0,0} &= -2\pi G \rho \bar{A}_1 + \frac{4\pi G \rho a_1 a_2 a_3}{\Delta(\lambda)} = 2\pi G \rho (\bar{A}_2 + \bar{A}_3) > 0; \\ \left. \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_2^2} \right|_{D,0,0} &= -2\pi G \rho \bar{A}_2 < 0; \quad \left. \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_3^2} \right|_{D,0,0} = -2\pi G \rho \bar{A}_3 < 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь мы обозначили

$$\begin{aligned} \bar{A}_i &= a_1 a_2 a_3 \int_{D^2 - a_i^2}^{\infty} \frac{du}{(a_i^2 + u) \Delta(u)}; \\ \Delta(\lambda) &= D \sqrt{(a_2^2 + \lambda)(a_3^2 + \lambda)} = D \sqrt{(a_2^2 - a_1^2 + D^2)(a_3^2 - a_1^2 + D^2)}. \end{aligned} \quad (15)$$

и учли, что для проверки коэффициентов $\bar{A}_i$ должно выполняться тождество (которое нетрудно доказать):

$$\bar{A}_1 + \bar{A}_2 + \bar{A}_3 = \frac{2a_1 a_2 a_3}{\Delta(\lambda)}. \quad (16)$$

Умножая уравнение гидростатического равновесия (10) на x_i^2 ($i = 1, 2, 3$) и интегрируя по объему первой фигуры, получим тензорные вириальные уравнения относительного равновесия [11]

$$W_{11} + \left(\Omega^2 + \left. \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_1^2} \right|_{D,0,0} \right) I_{11} = W_{22} + \left(\Omega^2 + \left. \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_2^2} \right|_{D,0,0} \right) I_{22} = W_{33} + \left(\left. \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_3^2} \right|_{D,0,0} \right) I_{33} = -\Pi. \quad (17)$$

Здесь W_{ij} и I_{ij} — компоненты тензора гравитационной энергии и тензора инерции фигуры соответственно. Считая эту фигуру однородным трехосным эллипсоидом с поверхностью (1), имеем

$$W_{11} = -2\pi G \rho A_1 I_{11}, \quad (18)$$

$$W_{22} = -2\pi G \rho A_2 I_{22}, \quad W_{33} = -2\pi G \rho A_3 I_{33},$$

$$I_{11} = \frac{1}{5} M a_1^2, \quad I_{22} = \frac{1}{5} M a_2^2, \quad I_{33} = \frac{1}{5} M a_3^2. \quad (19)$$

С учетом этих формул, уравнения (17) можно записать и как равенства весов каналов в эллипсоиде [12, 13]

$$\begin{aligned} \frac{p_0}{2\pi G \rho} &= a_1^2 \left(A_1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} - \bar{A}_2 - \bar{A}_3 \right) = \\ &= a_2^2 \left(A_2 + \bar{A}_2 - \frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} \right) = a_3^2 (A_3 + \bar{A}_3). \end{aligned} \quad (20)$$

Комбинируя уравнения (17), находим

$$\Omega^2 (I_{11} + I_{22}) = 2W_{33} - W_{11} - W_{22} - (I_{11} + 2I_{33}) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} \Big|_{D,0,0} - (I_{22} + 2I_{33}) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} \Big|_{D,0,0}. \quad (21)$$

Подставляя в (21) величины из (14), (18), (19), после сокращений на $\frac{2}{5} \pi G \rho M$, получим уравнение для квадрата угловой скорости

$$\Omega^2 (1 + n_{12}^2) = A_1 + n_{12}^2 A_2 - 2n_{13}^2 A_3 - (1 - n_{12}^2) \bar{A}_2 - (1 + 2n_{13}^2) \bar{A}_3. \quad (22)$$

Здесь приняты следующие обозначения для безразмерных величин

$$\Omega^2 \equiv \frac{\Omega^2}{2\pi G \rho}; \quad n_{12} = \frac{a_2}{a_1}; \quad n_{13} = \frac{a_3}{a_1}. \quad (23)$$

С другой стороны, согласно (7) и первой формуле из (14), в данной задаче должно быть

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} = 2\bar{A}_1. \quad (24)$$

С динамической точки зрения это означает, что угловая скорость вращения тел в паре определяется приливным коэффициентом $\bar{A}_1$. Подставляя $\frac{\Omega^2}{2\pi G \rho}$ из (24) в левую часть (22), после некоторых преобразований получим основное уравнение

$$\begin{aligned} 2(1 + n_{12}^2) \bar{A}_1 + (1 - n_{12}^2) \bar{A}_2 + (1 + 2n_{13}^2) \bar{A}_3 = \\ = A_1 + n_{12}^2 A_2 - 2n_{13}^2 A_3, \end{aligned} \quad (25)$$

которое следует рассматривать как неявное уравнение, связывающее отношения полуосей фигуры равновесия эллипсоида $n_{12} = \frac{a_2}{a_1}$ и $n_{13} = \frac{a_3}{a_1}$.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ ДВОЙНОГО АСТЕРОИДА (190166) 2005 UP156

Прежде всего заметим, что в полученных из наблюдений параметрах астероида (190166) 2005 UP156 есть некоторая неопределенность. Так, при определении размеров каждого из астероидов этой пары в работе [9] длина поперечника оценивается в $d \approx 1.05 \pm 0.02$ км, а в работе [10] дается заметно меньшее значение $d \approx 900$ м. Еще менее определенной в [10] является оценка расстояния между

центрами масс астероидов D . В работе [9] этот важный параметр системы никак не оценивался, однако в работе [10] есть, к сожалению, некоторая путаница между понятиями большой полуоси орбиты и полным расстоянием D . В этой ситуации в качестве первого приближения мы взяли значение $D = 5.4$ км. Обратим также внимание на то, что в работе [10] значение плотности астероидов оценивается величиной $\rho \approx 1.6$ г/см³, по другим же работам $\rho \approx 1.8$ г/см³.

Для проведения расчетов мы взяли следующие параметры двойного астероида (190166) 2005 UP156:

$$\begin{aligned} a_1 \approx 450 \text{ м}; \quad a_2 \approx 300 \text{ м}; \quad \frac{a_1}{a_2} = 1.5; \\ D \approx 12 \cdot a_1; \quad T_{\text{rot}} \approx 40^{\text{h}} \cdot 542. \end{aligned} \quad (26)$$

На компьютере была составлена программа расчетов по формулам, указанным в разделе 2. Целью расчетов было нахождение третьей полуоси эллипсоида a_3 , объема каждого из астероидов $V = \frac{4}{3} \pi a_1 a_2 a_3$, а затем оценка их плотности ρ . Для этого требовалось рассчитать не только коэффициенты внутреннего потенциала эллипсоида (A_1, A_2, A_3) , но и коэффициенты приливного потенциала $(\bar{A}_1, \bar{A}_2, \bar{A}_3)$ из (15). Так как важный параметр системы D был дан в [10] с некоторой неопределенностью, мы проводим расчеты для разных значений этой величины в интервале

$$7 \leq \frac{D}{a_1} \leq 12. \quad (27)$$

Основные данные расчетов приводятся в табл. 1 и показаны на рис. 2.

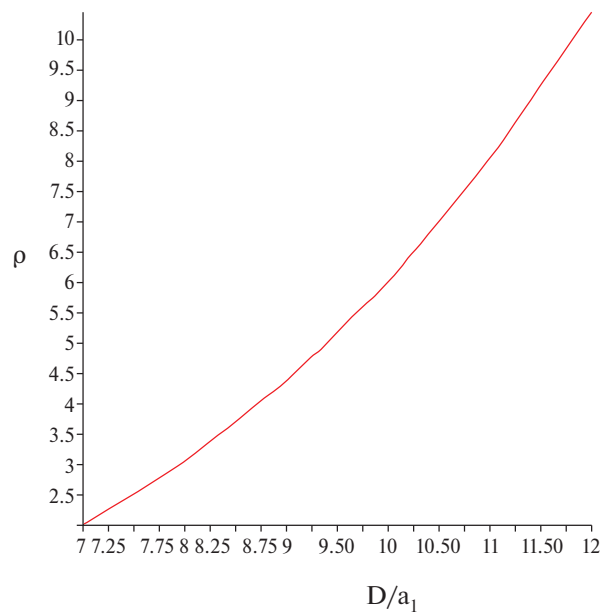


Рис. 2. Зависимость плотности вещества в двойном астероиде (190166) 2005 UP156 от нормированного расстояния между центрами масс D/a_1 .

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Имеется несколько заслуживающих внимания особенностей в полученных выше результатах.

4.1. К вопросу о вращении эллипсоидов вокруг средней оси

В табл. 1 во второй колонке приводятся результаты расчетов третьей полуоси a_3 в астероидах пары (190166) 2005 UP156 для разных расстояний D между их центрами масс. Как видим, третья полуось оказывается больше второй полуоси

$$a_3 > a_2, \tag{28}$$

причем разность $a_3 - a_2$ при расчетах в интервале для $D \in (12 \div 7)$ очень мало зависит от расстояния между астероидами (она убывает всего на 3%). Это означает, что спиновое вращение эллипсоидальных фигур равновесия происходит не вокруг малых, как это обычно предполагается в теории фигур равновесия, а вокруг средних осей эллипсоидов.

Таблица 1. Свойства эллипсоидальных моделей в двойном астероиде (190166) 2005 UP156. Обозначения всех величин даны в тексте.

D/a_1	a_i	A_i	$\bar{A}_i$	$\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho} = 2\bar{A}_1$	ρ [г/см3]
7	$a_1 = 1;$ $a_2 = 2/3;$ $a_3 = 0.8141$	$A_1 = 0.5103618$ $A_2 = 0.830721$ $A_3 = 0.6589175$	$\bar{A}_1 = 10.60698 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_2 = 10.6798 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_3 = 10.6510 \cdot 10^{-4}$	$21.214 \cdot 10^{-4}$	2.083
8	$a_1 = 1;$ $a_2 = 2/3;$ $a_3 = 0.8197$	$A_1 = 0.51099641$ $A_2 = 0.8316191$ $A_3 = 0.6573845$	$\bar{A}_1 = 7.117219 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_2 = 7.154549 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_3 = 7.139562 \cdot 10^{-4}$	$14.2344375 \cdot 10^{-4}$	3.1047
9	$a_1 = 1;$ $a_2 = 2/3;$ $a_3 = 0.8179$	$A_1 = 0.51138$ $A_2 = 0.833002$ $A_3 = 0.6564585$	$\bar{A}_1 = 5.0030 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_2 = 5.023700 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_3 = 5.0153075 \cdot 10^{-4}$	$10.00600 \cdot 10^{-4}$	4.4168
10	$a_1 = 1;$ $a_2 = 2/3;$ $a_3 = 0.81884$	$A_1 = 0.51162507$ $A_2 = 0.832509$ $A_3 = 0.6558663$	$\bar{A}_1 = 3.6489835 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_2 = 3.661201 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_3 = 3.656218 \cdot 10^{-4}$	$7.297967 \cdot 10^{-4}$	6.0557
11	$a_1 = 1;$ $a_2 = 2/3;$ $a_3 = 0.8195$	$A_1 = 0.5117891$ $A_2 = 0.83274066$ $A_3 = 0.6554703$	$\bar{A}_1 = 2.742322 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_2 = 2.749905 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_3 = 2.746800 \cdot 10^{-4}$	$5.484645 \cdot 10^{-4}$	8.0578
12	$a_1 = 1;$ $a_2 = 2/3;$ $a_3 = 0.8199$	$A_1 = 0.511903$ $A_2 = 0.8329017$ $A_3 = 0.6551953$	$\bar{A}_1 = 2.112645 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_2 = 2.117550 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_3 = 2.1155359 \cdot 10^{-4}$	$4.223316 \cdot 10^{-4}$	10.46

Примечание. Точность в 7–8 значащих цифр в данной задаче необходима, так как позволяет по известным простым тождествам проверять сложные расчеты коэффициентов потенциала, например: $A_2 + A_2 + A_2 = 2$.

В связи с этим, заметим следующее. Как известно, классические сфероиды Маклорена и трехосные эллипсоиды Якоби вращаются всегда вокруг малой оси. Но это — фигуры относительного равновесия. Эллипсоиды же с внутренними течениями при определенных условиях могут вращаться и вокруг средних осей. Замечание о таких эллипсоидах есть в книге Чандрасекара [11, с. 174]. Кроме того, эллипсоиды с вращением вокруг средней оси, которые существуют только при достаточно сильных противотоках, детально рассматривались в монографиях Кондратьева [12; 13, с. 372]. Здесь ограничимся лишь краткими пояснениями.

Внутри жидкого гравитирующего эллипсоида есть линейное по координатам внутреннее поле скоростей $u(x_i)$, ротор, от которого $\zeta = \text{rot} u$ не зависит от координат. Рассматриваются фигуры равновесия, в которых векторы ζ и Ω лежат на оси вращения Ox_3 . Такие фигуры называют S-эллипсоидами Римана [11]. Если отношение модулей этих векторов обозначим через $f = \frac{\zeta}{\Omega}$, тогда для эллипсоидов с противотоками $f < 0$, и сила Кориолиса на частицу будет направлена к центру фигуры. Рассматривая каналы единичного сечения вдоль главных полуосей, находим их «веса» (это интегралы от полной силы на жидкую частицу). «Веса» этих каналов в стационарном состоянии эллипсоида должны быть равными друг другу. Для нас важно сравнить вклад в «вес» второго канала от сил Кориолиса и центробежной силы. Из физических соображений ясно, что при противотоках сила Кориолиса направлена навстречу центробежной силе. Более того, при достаточно сильных противотоках сила Кориолиса будет не только уравновешивать центробежную силу, но и при условии [11]

$$f = -\frac{2 - e_{12}^2}{1 \pm e_{12}} < -\frac{1}{2} \quad (29)$$

превосходить ее. Выясняется, что при $f < -\frac{1}{2}$ на каждой последовательности фигур равновесия есть хотя бы один эллипсоид, вращающийся вокруг средней оси.

Кроме того, фигуры равновесия эллипсоидальных звездных систем также могут (за счет анизотропии дисперсии скоростей) устойчиво вращаться вокруг средних осей [14, 15].

В рассматриваемой здесь задаче о двойном астероиде роль силы, ослабляющей центробежную силу вдоль второго канала, играет приливная сила от

второго тела. Рассмотрим, согласно формуле (20), веса второго и третьего каналов

$$\frac{p_0}{2\pi G\rho} = a_2^2 \left(A_2 + \bar{A}_2 - \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho} \right) = a_3^2 (A_3 + \bar{A}_3). \quad (30)$$

Из этой формулы следует, что приливная сила $\bar{A}_2$ от второго тела действительно ослабляет центробежную силу $\left(-\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho} \right)$.

4.2. О нестационарности системы двух астероидов (190166) 2005 UP156

В табл. 1 и на рис. 2 даны результаты расчетов значений плотности в астероидах пары (190166) 2005 UP156 для разных расстояний между их центрами масс. Как видим, найденные значения плотности сильно отличаются от тех приближенных оценок, которые приводятся в работах [9, 10]. Напомним, в [10] приводится оценка $\rho \approx 1.6 \text{ г/см}^3$, что согласуется с тем, что астероид (190166) 2005 UP156 был отнесен к S-типу, плотность которых не превышает, как правило, значения $\rho \approx 3 \text{ г/см}^3$. Однако, наши расчеты дают приемлемые для астероидов S-типа значения плотности только для расстояний $D/a_1 \approx 7$, что не согласуется с тем значением $D/a_1 \approx 12$, которое дается в работе [10].

В подтверждение этих расчетов приведем простой пример. Считаем оба астероида однородными шарами со средними по объему радиусами r . При найденных нами полуосях эллипсоида (в единицах a_1) $a_1 = 1, a_2 = \frac{2}{3}, a_3 \approx 0.82$ средний радиус будет равен $r \approx 0.81766 a_1$. Из кеплеровской формулы

$$\Omega^2 \approx \frac{2GM}{D^3}; \rho = \frac{3\Omega^2 D^3}{8\pi G r^3}, \quad (31)$$

после подстановки сюда найденного выше r , а также известного из наблюдений $\Omega = \frac{2\pi}{40.542h}$ и данного в [10] расстояния между центрами масс $D \approx 12a_1$, получим

$$\rho \approx 10.48 \text{ г/см}^3. \quad (32)$$

Это значение плотности близко к нашим оценкам (см. табл. 1) и не вписывается в диапазон плотности для астероидов S-типа. Таким образом, или оценка $D \approx 12a_1$, данная в [10], неверна (завышена), или же система астероида (190166) 2005 UP156 оказывается существенно неравновесной.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе поставлена и решена задача о фигурах равновесия двух жидких масс, находящихся в состоянии приливного взаимозахвата. В такой системе должны выполняться два условия: i) полного синхронного вращения, и ii) оба тела должны иметь одинаковые массы и конгруэнтные эллипсоидальные поверхности. Для каждой фигуры, кроме собственной гравитации и центробежных сил, в приливном приближении учитывается притяжение от второго тела. Аналитико-численным методом находится пространственная форма фигур равновесия в виде трехосных эллипсоидов. Данным методом изучается двойной астероид (190166) 2005 UP156, приближенно удовлетворяющий исходным условиям задачи. Установлено, что спиновое вращение эллипсоидальных фигур равновесия происходит не вокруг малых, как это обычно предполагается, а вокруг средних осей эллипсоидов. Кратко обсуждается вопрос о физических причинах, приводящих к вращению эллипсоидов вокруг средней оси. Исследование показало, что при известных на сегодня параметрах, система двух астероидов (190166) 2005 UP156 оказывается неравновесной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. V. Kholshchevnikov, M. A. Borukha, B. V. Eskin, D. V. Mikryukov, *Plan. and Space Sci.* 181, 104777 (2020).
2. G. M. Bernstein, B. J. Holler, R. Navarro-Escamilla, et al., *Planetary Science Journal* 4, 6, 17 (2023).
3. K. S. Noll, W. M. Grundy, E. I. Chiang, J. L. Margot, S. D. Kern, in *The Solar System Beyond Neptune*, eds. M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, and A. Morbidelli (University of Arizona Press, 2008, p. 345–363).
4. J. L. Margot, M. Nolan, L. Benner, S. Ostro, et al., *Science* 296 (5572), 1445–1448 (2002).
5. P. Pravec, P. Scheirich, P. Kusnirak, et al., *Icarus* 181 (1) 63–93 (2006).
6. A. B. Davis, D. J. Scheeres, *Icarus* 341, 113439 (2020).
7. B. C. N. Proudfoot, D. A. Ragozzine, M. L. Thatcher, *Astron. J.* 167, 144, 24 (2024).
8. «190166 (2005 UP156)». Minor Planet Center. Retrieved 13 September 2017.
9. C. R. Nugent, A. Mainzer, J. Masiero, et al., *Astrophys. J.* 814, 117, 13 (2015).
10. P. A. Taylor, et al., 50th Lunar and Planetary Science Conference 2019 (LPI Contrib. No. 2132) 2945. Radar and optical observations of equal-mass binary near-Earth asteroids (190166) 2005 UP156 AND 2017 YE5.
11. С. Чандрасекар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия* (М.: Мир, 1973).
12. Б. П. Кондратьев, *Динамика эллипсоидальных гравитирующих фигур* (М.: Наука, 1989).
13. Б. П. Кондратьев, *Теория потенциала и фигуры равновесия* (М.-Ижевск: РХД, 2003).
14. Б. П. Кондратьев, *Астрон. журн.* 60, №5, 858–865 (1983).
15. Б. П. Кондратьев, *Астрофизика* 21, №3, 499–521 (1984).

EQUILIBRIUM FIGURES OF TWO LIQUID MASSES WITH SYNCHRONOUS ROTATION. DYNAMICS OF A DOUBLE ASTEROID (190166) 2005 UP156

B. P. Kondratyev

Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

E-mail: work@boris-kondratyev.ru

The problem of equilibrium figures of two liquid masses in a state of tidal mutual capture is posed and solved. The condition of complete synchronous (orbital plus spin) rotation is satisfied in the system, both bodies have the same masses and congruent ellipsoidal surfaces. For each figure, in addition to its own gravity and centrifugal forces, the attraction from the second body is taken into account in the tidal approximation. The spatial form of equilibrium figures in the form of triaxial ellipsoids is found by an analytical and numerical method. It is established that the spin rotation of ellipsoidal equilibrium figures occurs not around small axes, as is usually assumed, but around the middle axes of the ellipsoids. This method is used to study the binary asteroid (190166) 2005 UP156, which approximately satisfies the initial conditions of the problem. The study showed that with the parameters known today, the system of two asteroids (190166) 2005 UP156 is nonequilibrium.

Keywords: equilibrium figures, synchronous rotation, tidal interaction, binary asteroid (190166) 2005 UP156