

УДК 523.64+523.489

## О прецессии кометной системы

В. В. Радзиевский

Обнаружены новые, ранее неизвестные эффекты: 1) положительная невязка  $(O - C) > 0$  между наблюдаемой и расчетной скоростью прецессии орбит короткопериодических комет; 2) вековое смещение максимумов в распределении почти параболических комет по долготе перигелия и восходящего узла. Оба смещения происходят в противоположном направлении по сравнению с направлением прецессии от известных планет. По величине этих смещений установлен нижний предел массы  $M_X$  возмущающего тела:  $M_X \geq 0.025 M_{\odot}$ . Показано, что это тело должно находиться около южного полюса эклиптики.

*ON THE PRECESSION OF THE COMETARY SYSTEM, by Radzievskij V. V.*— New phenomena unknown previously have been established: 1) the existence of systematic deviation  $(O - C) > 0$  between the observed and calculated velocity of secular precession of the short-period cometary orbits; 2) the secular displacement of maxima in the distribution of the nearly parabolic comets according to the node and perihelion longitude. The displacements take place in the opposite direction in comparison with the direction of planetary precession. From the value of the displacements an inferior limit of the mass  $M_X$  of the perturbing body has been calculated:  $M_X \geq 0.025 M_{\odot}$ . It is shown that this body should be found near the south pole of the ecliptic.

После открытия Нептуна со страниц мировой астрономической литературы не сходят сообщения о попытках расчета орбит транснептуновых, а затем и трансплутоновых планет X. Подробный обзор этих исследований можно найти в публикациях [5, 18, 24], библиографии которых содержат около 300 названий. Здесь мы коснемся лишь наиболее важных, на наш взгляд, работ с различными подходами к анализу данной проблемы.

Блестящий успех Леверье, обусловленный исключительно благоприятным положением и массой Нептуна, побудил большинство зарубежных исследователей искать последующие планеты по невязкам в движении одной или двух предпоследних планет. Однако этот метод исчерпал себя уже на Плуtone, массу которого П. Ловелл оценил с ошибкой на три порядка. О неприемлемости этого метода по отношению к еще более далеким планетам впервые заявил Сейделман [25]. Тем не менее попытки найти планету X по невязкам в движении Урана, Нептуна и Плутона продолжают до наших дней. По последним сообщениям [22] наиболее активно в этом направлении работают Андерсон и Харрингтон. Первый из них после безуспешных попыток использовать анализ орбит автоматических межпланетных станций «Пионер» снова вернулся к изучению невязок в движении известных планет. Одной из возможных причин этих невязок он считает существование планеты X массой  $M_X = 5 M_{\oplus}$ , с очень крутой и сильно вытянутой орбитой. Впрочем, Андерсон допускает и другую возможность: роль возмущающей массы играет мощный сгусток кометных ядер. Более категоричен в этом отношении Харрингтон (цитируется по [22]), который по тем же невязкам определил массу планеты  $M_X = 3 - 5 M_{\oplus}$  и сообщил, что ее орбита имеет большой наклон и в настоящее время эту планету наблюдать в США затруднительно. Харрингтон предложил назвать новую планету Хамфри (Humphrey). Для ее поиска он выехал в Новую Зеландию, где намерен открыть эту планету в течение 1—2 лет, т. е. к 1989 г. Хотя Харрингтон не сообщил координаты своей планеты и не указал точно угол наклона ее орбиты, можно допустить, что объект Харрингтона тождествен объекту (планета X<sub>2</sub>), который описан в наших работах [11, 14]. Согласно цитированным исследованиям планета

$X_2$  сейчас находится в созвездии Южного Креста или близ него, наклон ее орбиты  $60 \pm 10^\circ$  и масса  $M_x = 40 M_\oplus$ . Как нам представляется, единственным надежным результатом, достигнутым к данному моменту по невязкам в движении планет, является установление самого факта существования скрытой массы в Солнечной системе. К такому выводу недавно пришли авторы работы [21] путем анализа невязок в движении Нептуна по сравнению со сверхточной эфемеридой планет, составленной Бюро долгот (Париж) на основе новой аналитической теории движения планет Бретаньона [20], в которой учитываются даже релятивистские поправки. Любопытно отметить, что одновременно к выводу о существовании в Солнечной системе скрытой массы порядка  $10^4 M_\oplus$  пришли Л. С. Марочник и Л. М. Мухин [10] на основе астрофизических соображений.

Некоторые авторы, исследуя проблему существования трансплутонных планет, опираются на данные о вековой эволюции кометной системы. Так, в работе [24] сделан вывод, что периодические ливни короткопериодических комет могут вызываться планетой X массой  $M_x = 5 M_\oplus$  со следующими элементами орбиты: большая полуось 80 а. е., эксцентриситет 0,3, угол наклона  $45^\circ$ .

Пересекая трансплутонное кометное кольцо Уиппла, эта планета рассеивает часть комет в сторону Солнца. Последующее взаимодействие с планетами-гигантами переводит их в семейства короткопериодических комет.

Были попытки [19] обнаружить трансплутонные планеты по невязкам в движении индивидуальных короткопериодических комет. Мы отвергаем этот метод ввиду обремененности указанных невязок негравитационными эффектами, которые не поддаются надежному учету и могут нивелироваться лишь в среднем для большого числа комет.

По нашему убеждению, для исследования данной проблемы наиболее перспективна кометная статистика. Хочется отметить, что за последнее десятилетие заметно увеличился вклад советских ученых в разработку кометной статистики [1]. Кроме автора настоящей статьи [11—16], статистическими исследованиями занимаются А. В. Артемьев [2], Ю. Г. Бабенко, В. П. Коноплева [3], А. С. Гулиев [6, 7], А. С. Дадашов [7], В. В. Емельяненко [8], М. А. Мамедов [9], В. П. Томанов [15—17] и др.

В настоящей работе мы изложим новый статистический подход к исследованию данной проблемы, основанный на изучении прецессии кометных орбит.

Как известно, роль эйлерова угла прецессии в теории орбит выполняет долгота восходящего узла  $\Omega$ , которая согласно формулам Ньютона — Лагранжа изменяется только при наличии ортогонального к плоскости орбиты компонента  $W$  возмущающей удельной силы со скоростью

$$\dot{\Omega} = r \sin(\omega + \varphi) W / (K \sin I), \quad (1)$$

где  $r$  и  $\varphi$  — полярные координаты возмущаемого тела (кометы);  $\omega$  и  $I$  — аргумент перигелия и наклон его орбиты;  $K$  — удельный момент количества движения кометы:

$$K = \sqrt{\mu_\odot p} = r^2 \frac{d\varphi}{dt}; \quad p = a(1 - e^2) = q(1 + e). \quad (2)$$

Здесь  $\mu_\odot$  — гравитационный параметр Солнца;  $e$  и  $q$  — эксцентриситет и перигелийное расстояние орбиты кометы. Совместное решение (1) и (2) дает

$$\frac{d\Omega}{d\varphi} = r^3 \sin(\omega + \varphi) W / (K^2 \sin I). \quad (3)$$

Прецессия орбит короткопериодических комет

Комета	[23]		[4]		$\dot{\Omega}_{obs} \cdot 10^{12}$ $\dot{\Omega}_{cal} \cdot 10^{12}$	$(O-C) \cdot 10^{12}$	$\omega$	$I$	$e$	$q$	$a$	$K$
	$T_1$ $T_2$	$\dot{\Omega}_1$ $\dot{\Omega}_2$	$T_1$ $T_2$	$\dot{\Omega}_1$ $\dot{\Omega}_2$								
Энке	1825.70 1924.81	336.21 335.01	1825.48 1925.69	336.21 334.98	-6.697 -6.789	+0.092	183.7	12.9	0.846	0.343	2.23	0.79
Григга—Шеллеруна	1927.33 1952.19	215.86 215.38	1925.69 1950.88	215.87 215.38	-10.679 -10.758	+0.079	355.7	17.6	0.699	0.922	3.06	1.25
Темпеля 2	1899.62 1951.86	121.65 119.38	1900.28 1950.88	121.65 119.39	-24.034 -24.700	+0.664	188.3	12.5	0.545	1.390	3.05	1.47
Ходды—Мркоса— Пайдушаквой	1948.90 1974.97	233.09 232.98	1950.88 1975.52	233.08 232.97	-2.333 -2.469	+0.136	184.3	13.1	0.812	0.569	3.03	1.02
Форбса	1948.68 1974.42	25.45 25.20	1950.88 1975.51	25.43 25.19	-5.371 -5.390	+0.019	259.8	4.6	0.554	1.539	3.45	1.55
Швасмана—Вахма- на 2	1948.68 1974.75	126.02 125.97	1950.88 1975.51	126.02 125.97	-1.061 -1.123	+0.062	357.7	3.7	0.385	2.147	3.49	1.72
Джакобини—Цип- пера	1900.93 1927.00	197.43 196.24	1900.28 1925.69	197.45 196.25	-25.246 -26.120	+0.874	171.4	30.3	0.724	0.962	3.49	1.29
Джонсона	1949.67 1977.05	118.19 117.79	1950.88 1975.51	118.18 117.81	-8.080 -8.309	+0.229	206.2	13.9	0.382	2.222	3.59	1.75
Вольфа	1925.91 1976.06	204.44 203.81	1925.69 1975.51	204.44 203.81	-6.948 -6.994	+0.046	161.9	27.3	0.400	2.468	4.11	1.86
Тутля	1899.29 1926.34	270.54 270.13	1900.28 1925.69	270.52 270.13	-8.322 -8.489	+0.167	206.8	54.7	0.820	1.022	5.68	1.36

Примечание. Величины  $\dot{\Omega}_1$ ,  $\dot{\Omega}_2$ ,  $\omega$ ,  $I$  даны в градусах;  $\dot{\Omega}$ —в рад/с;  $q$  и  $a$ —в а. е.;  $K$ —в  $K_0$ .

Для интегрирования (3) по всему периоду воспользуемся методом Эйлера, согласно которому при определении малого изменения одного элемента за период (в нашем случае  $\Delta\Omega$ ) все остальные элементы ( $\omega$ ,  $I$ ,  $K$ ) принимаются постоянными.

При наличии одного достаточно далекого возмущающего тела знак возмущающего ускорения  $W$ , имеющего приливный характер, изменя-

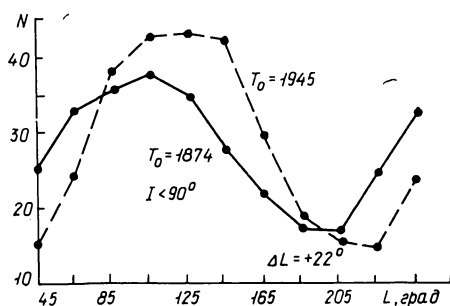
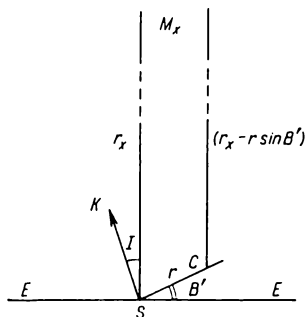


Рис. 1. Ортогональный компонент возмущающей силы, действующей со стороны тела, находящегося в плоскости эклиптики

Рис. 2. Вековое смещение максимума перигелиев у почти параболических комет с прямым движением

ется при переходе кометы через плоскость эклиптики. Одновременно изменяется знак  $\sin(\omega + \varphi)$ , поскольку в обоих узлах орбиты эта функция равна нулю.

Таким образом, знак прецессии остается неизменным на протяжении всего периода. Нетрудно видеть, что он будет различным для орбит комет с прямым и обратным движением, так как у двух полностью адекватных орбит с разным направлением движения комет взаимно противоположны бинормали, определяющие знак  $W$ .

В дальнейшем для краткости будем пользоваться такой, часто употребляемой, терминологией: кометы с прямым и обратным движением — прямые и обратные кометы; их орбиты — прямые и обратные орбиты; прецессия узлов в прямом и обратном направлении — прямая и обратная прецессия.

Известно, что массивное тело, находящееся в плоскости эклиптики, вызывает обратную прецессию прямых орбит (и наоборот). Это, в частности, можно видеть из таблицы. Поэтому определим величину и знак прецессии для случая, когда возмущающее тело массой  $M_x$  находится в одном из полюсов эклиптики на расстоянии  $r_x$  от Солнца. В рамках этой модели интеграл уравнения (3) легко определяется в квадратурах.

На рис. 1 тело  $M_x$  находится в северном полюсе эклиптики. Пусть  $r_x \gg r$ , вследствие чего направления от  $M_x$  к комете (C) и Солнцу (S) можно считать параллельными, а тело  $M_x$  в течение периода короткопериодической кометы — неподвижным;  $r$  — мгновенный радиус-вектор кометы, лежащий в плоскости чертежа и образующий с эклиптикой угол, равный мгновенному значению эклиптической широты  $B'$  кометы;  $K$  — вектор кинетического момента кометы, составляющий с осью эклиптики угол  $I$ . На рис. 1 изображена прямая орбита ( $I < 90^\circ$ ).

Очевидно, полная разность ускорений кометы и Солнца, вектор которой коллинеарен с осью эклиптики, будет

$$\mu_x / (r_x - r \sin B')^2 - \mu_x / r_x^2 = 2\mu_x r \sin B' / r_x^3. \quad (4)$$

Как видно из рис. 1, для получения нормального к плоскости орбиты ускорения  $W$  достаточно умножить (4) на  $\cos I$ , что дает

$$W = (2\mu_x r \sin B' / r_x^3) \cos I. \quad (5)$$

Из сферического треугольника с катетом на эклиптике и вершинами в узле и комете имеем

$$\sin B' = \sin(\omega + \varphi) \sin I. \quad (6)$$

Подставив (6) в (5) и (5) в (3), получим

$$\frac{d\Omega}{d\varphi} = 2\mu_X r^4 \sin^2(\omega + \varphi) \cos I / (K^2 r_X^3). \quad (7)$$

Из уравнения (7) однозначно вытекает правило: тело, находящееся в полюсе эклиптики, вызывает прецессию прямых орбит в прямом направлении (и наоборот). Этот вывод полностью сохраняет силу при положении  $M_X$  в южном полюсе эклиптики, так как характер приливного ускорения  $W$  в этом случае остается таким же. Кроме того, нетрудно заметить, что для прецессии орбит по указанному правилу возмущающему телу не обязательно находиться точно в полюсе эклиптики. Важно лишь, чтобы модуль его широты был больше модуля широты любой точки орбиты.

Подставив в (7) выражения  $r = p/(1 + e \cos \varphi)$  и  $K^2 = \mu_\odot p$ , после небольших преобразований получим

$$\Delta\Omega = [2M_X p^3 \cos I / (M_\odot r_X^3)] (J_1 + J_2 + J_3), \quad (8)$$

где в круглых скобках дана сумма следующих интегралов, сводящихся к табличным:

$$J_1 = \sin^2 \omega \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2 \varphi d\varphi}{(1 + e \cos \varphi)^4} = \sin^2 \omega \pi (1 + 4e^2)(1 - e^2)^{-7/2};$$

$$J_2 = \cos^2 \omega \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \varphi d\varphi}{(1 + e \cos \varphi)^4} = \cos^2 \omega \pi (1 - e^2)^{-5/2};$$

$$J_3 = 2 \sin \omega \cos \omega \int_0^{2\pi} \frac{\sin \varphi \cos \varphi d\varphi}{(1 + e \cos \varphi)^4} = 0,$$

откуда

$$\Sigma J = \frac{\pi}{(1 - e^2)^{5/2}} \left[ 1 + \frac{5e^2 a \sin^2 \omega}{q(1 + e)} \right].$$

Подставляя в (8) полученную сумму интегралов, используя (2) и разделив обе части равенства (8) почленно на период кометы  $P = 2\pi a^{3/2} / \sqrt{\mu_\odot}$ , получим выражение для средней скорости прецессии

$$\dot{\Omega}_{\text{ср}} = \frac{M_X a K \cos I}{M_\odot r_X^3} \left[ 1 + \frac{5e^2 a \sin^2 \omega}{q(1 + e)} \right]. \quad (9)$$

Наконец, сохраняя для  $\dot{\Omega}$  единицы рад/с и выражая  $a$ ,  $r$  и  $q$  в а. е.,  $K$  в  $K_\oplus$  и  $M$  в  $M_\oplus$ , находим

$$\frac{M_X}{r_X^3} = \frac{1.68 \cdot 10^{12} \dot{\Omega}_{\text{ср}}}{K a \cos I \left[ 1 + \frac{5e^2 a \sin^2 \omega}{q(1 + e)} \right]}. \quad (10)$$

Итак, видно, что при наличии возмущающей массы  $M_X$  близ полюса эклиптики на обратную прецессию прямых комет, вызываемую в основном Юпитером, должна накладываться прямая прецессия, обусловленная телом  $M_X$ . В итоге, в прецессии этих комет должна наблюдаться

положительная невязка  $(O-C) > 0$ , где наблюдаемая скорость прецессии  $\dot{\Omega}_{obs}$  может быть определена по каталогу [23], а теоретическая  $\dot{\Omega}_{cal}$  — по каталогу [4]. В последнем приведены теоретические значения элементов орбит комет, вычисленные с учетом возмущений от всех известных планет с 1750 до 2000 г. К сожалению, их значения приводятся не для реальных эпох прохождения, а в эфемеридном исполнении с шагом 25 лет. Поэтому для вычисления  $(O-C)$  пришлось использовать лишь те кометы, у которых любые два появления в эпохи  $T_{obs}$  приблизительно совпадали с эпохами оскуляции  $T_{dat}$ , приводимыми в [4]. В качестве критерия совпадения принималось неравенство  $|T_{obs} - T_{cal}| < 2.5$  лет. Если таких совпадений было несколько (например, у кометы Энке), то выбирались появления с минимальным отклонением эпох; кроме того, предпочтение отдавалось тем эпохам, вблизи которых не было тесного сближения кометы с планетами, сопровождаемого относительно быстрым изменением элементов.

У 24 из 78 короткопериодических комет, наблюдававшихся в двух и более появлениях, выполняется критерий  $|T_{obs} - T_{cal}| < 2.5$  лет; у 17 из них  $(O-C) > 0$  и у семи комет  $(O-C) < 0$ . Вероятность случайности такого распределения достаточно мала (0.02). У всех 24 комет как наблюдаемая, так и расчетная скорости прецессии отрицательны. В среднем они составляют  $\dot{\Omega}_{obs} = -44.00 \cdot 10^{-12}$  рад/с;  $\dot{\Omega}_{cal} = -48.56 \times 10^{-12}$  рад/с;  $(O-C) = +4.56 \cdot 10^{-12}$  рад/с; однако дисперсии у этих средних значений неприемлемо велики.

Чтобы уменьшить дисперсию, мы использовали для статистики лишь десять комет, все данные о которых приведены в таблице. Остальные кометы с максимальными и минимальными (по семь комет) значениями  $(O-C)$  из статистики исключены.

У комет, вошедших в таблицу, среднее значение  $|T_{obs} - T_{cal}|$  составляет 1 год (у кометы Энке 0.17 года), а промежуток между появлениями изменяется от 25 до 100 лет. Систематическое накопление  $(O-C)$  за столь долгий период не могло быть искажено случайной флуктуацией за 1 год, тем более, что мы избегали эпох, близких к тесным сближениям. Таким образом, данные таблицы заслуживают доверия.

Среднее значение невязки у десяти комет оказалось равным

$$(O-C)_{cp} = (2.37 \pm 1.84) \cdot 10^{-13}. \quad (11)$$

В силу аддитивности скоростей в динамике можно принять, что найденная нами невязка  $(O-C)$  соответствует положительной скорости прецессии от тела  $M_x$ .

По формуле (10) можно было бы определить значение  $M_x/r_x^3$  по каждой отдельной орбите. Однако представляется целесообразным создать одну типичную орбиту со средними значениями всех элементов и использовать среднее значение  $(O-C)$ .

В таблице приведены средние между использованными эпохами  $T_1$  и  $T_2$  значения элементов орбит каждой кометы. Усреднение значений этих элементов для всех комет дает:  $\sin^2 \omega = 0.152$ ;  $\cos I = 0.917$ ;  $e^2 = 0.616$ ;  $q = 1.36$ ;  $a = 3.52$ ;  $K = 1.41$ .

Подставляя эти данные в (10) и используя из (11) минимальное значение  $(O-C) = (2.37 - 1.84) \cdot 10^{-13} = 5.3 \cdot 10^{-14}$ , получаем

$$r_x = 4.30 M_x^{1/3}. \quad (12)$$

При интерпретации результата (12) возникают серьезные трудности. Если принять, что возмущающим телом является планета Хамфри ( $M_x = 4 M_{\oplus}$ ) или планета  $X_2$  ( $M_x = 40 M_{\oplus}$ ), то расстояния до них должны составить 7 или 15 а. е. соответственно. Если перигелии этих планет находятся около южного полюса эклиптики, то при любой форме орбит они должны были пересекать плоскость эклиптики не более чем 9 или

29 лет назад на расстоянии от Солнца не более 14 или 30 а. е. Трудно думать, что в северном полушарии эти планеты не были бы открыты. С другой стороны, если эксцентриситеты их орбит  $e \rightarrow 0$ , то планеты с периодами 19 и 58 лет были бы безусловно открыты. Если же  $e \rightarrow 1$ , то эти планеты могли бы воздействовать на кометы лишь во второй половине XX в. Между тем основные невязки в движении планет накапливались, согласно [22], в XIX в. Далее, прецессия короткопериодических комет не показывает заметной зависимости от эпохи наблюдения, что свидетельствует об устойчивом положении тела  $M_x$ . И наконец, описанная ниже прецессия почти параболических комет позволяет думать, что возмущающее тело находится вблизи южного полюса эклиптики не менее двух столетий. Следовательно, мы имеем дело с очень массивным и достаточно удаленным возмущающим телом.

Если такое тело действительно существует, то оно должно вызывать прецессию орбит долгопериодических комет согласно правилу «прямые орбиты прецессируют в прямом направлении (и наоборот)». Как эту прецессию обнаружить?

В работе [14] обнаружена концентрация перигелиев вдоль двух плоскостей, пересекающихся с эклиптикой в точках с долготами около  $270^\circ$  и  $90^\circ$ . В [7] еще более уверенно показано пересечение нескольких плоскостей с повышенной концентрацией перигелиев в этих же точках. Указанный результат использован в [4] для объяснения давно известного эффекта концентрации перигелиев вблизи упомянутых долгот: в узлах угол между дугой орбиты и эклиптикой максимален, что приводит к уплотнению проекций перигелиев на эклиптику в узлах плоскостей с повышенной концентрацией перигелиев.

Из эффекта концентрации перигелиев относительно двух или более плоскостей вытекает эффект концентрации афелиев в тех же плоскостях. Таким образом, кометы, находящиеся большую часть периода вблизи афелиев, должны образовывать тороподобные скопления, главные плоскости которых являются плоскостями повышенной концентрации перигелиев, а узлы — точками повышенной концентрации долгот перигелиев.

Если тороподобное скопление комет прецессирует как единое целое образование, то каждая комета, пришедшая в перигелий столетием позже другой, приносит в среднем новую информацию о положении главной плоскости своего «тора». В случае справедливости всего изложенного можно утверждать, что максимумы перигелиев должны смещаться вдоль эклиптики в прямом направлении у орбит с прямым движением (и наоборот), если возмущающее тело находится вблизи одного из полюсов эклиптики.

Для статистической проверки сделанного прогноза были использованы кометы из каталогов [15, 23], разделенные на две группы по признаку эпохи прохождения: кометы XIX и XX веков. Как известно, из двух равноудаленных комет, вышедших одновременно к Солнцу, в перигелий приходит раньше комета с меньшим значением  $K$ , что должно приводить к ослаблению резкости максимумов перигелиев. Для частичной нейтрализации этого эффекта к статистике привлечены кометы с оптимальными значениями кинетического момента:  $0.5 \leq K \leq 2.5$  ( $K_g = 1$ ).

Далее все кометы были разделены на прямые и обратные, причем для построения кривых (рисунки 2, 3) использованы кометы с широтой перигелия  $B > 0$ . У таких комет афелии погружены в южное полушарие, и именно они показали четкий вековой эффект сдвига максимума перигелиев. У комет с  $B < 0$  этот эффект выражен слабее, откуда можно допустить, что тело  $M_x$  находится в южном полушарии относительно эклиптики.

На рисунках 2 и 3 показаны зависимости распределения числа перигелиев по их долготе  $L$  для комет с прямым (рис. 2) и обратным

(рис. 3) движением в разные эпохи. Ординатой каждой точки кривой служит сумма  $N$  числа перигелиев в двух противоположных квадрантах. Таким путем достигается улучшение сглаженности кривых и снимается эффект преимущественного открытия комет с перигелием в каком-либо одном направлении. Абсциссой каждой точки служит долгота  $L$  (или  $L - 180^\circ$ ) вершины квадранта, образующего данную ординату. Сплошная ломаная линия относится к кометам с  $T$  в промежутке 1800—1900 гг. ( $T_{\text{ср}} = 1864$  г.), штриховая — к кометам в промежутке 1901—1986 гг. ( $T_{\text{ср}} = 1945$  г.). Как видно из рисунков, максимум перигелиев

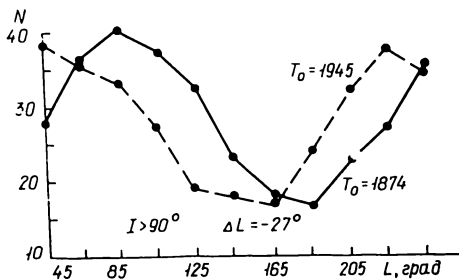


Рис. 3. Вековое смещение максимума перигелиев у почти параболических комет с обратным движением

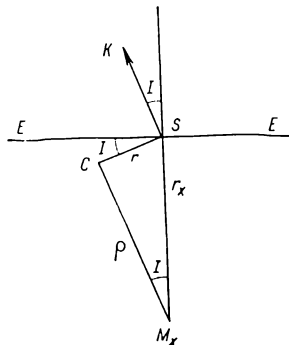


Рис. 4. Ортогональный компонент возмущающей силы, действующей со стороны тела, находящегося в полюсе эклиптики

прямых комет сдвинулся в прямом направлении. Величина сдвига за 81 год, рассчитанная по всем ординатам графиков, приведенным к нормированному числу комет, оказалась равной у прямых комет  $\Delta L = +22 \pm 6^\circ$ , что соответствует средней скорости прецессии  $\dot{\Omega}_{\text{ср}} = + (1.50 \pm 0.41) \cdot 10^{-10}$  рад/с. Примерно такую же скорость прецессии, но со знаком минус показал сдвиг максимума перигелиев у обратных комет (рис. 3).

Почти параболические кометы подвергаются существенному возмущению на значительных, но неизвестных участках своих орбит. За длительное время пребывания на этих участках тело  $M_x$  смещается с неизвестной скоростью в неизвестном направлении. Поэтому задача определения средней величины  $\dot{\Omega}_{\text{ср}}$  аналитически не решается. Однако легко определить максимальную скорость прецессии  $\dot{\Omega}_{\text{max}}$  при наиболее благоприятном расположении орбиты, кометы на орбите и самого тела  $M_x$  относительно кометы. Далее можно будет положить  $\dot{\Omega}_{\text{max}} = v \dot{\Omega}_{\text{ср}}$ , где  $v$  — число, показывающее во сколько раз максимальная скорость прецессии больше средней наблюдаемой, к тому же ослабленной противоположным по знаку воздействием известных планет.

Перейдем к определению максимально возможной скорости прецессии. Ее модуль достигает максимального значения, если комета находится в афелии ( $\varphi = 180^\circ$ ), а аргумент перигелия ее орбиты  $\omega$  равен  $90^\circ$  (при широте перигелия  $B > 0$ ) или  $270^\circ$  (при  $B < 0$ ). В этом случае входящее в (1) произведение  $r \sin(\omega + \varphi)$  становится равным  $-a(1+e)$  (при  $B > 0$ , как показано на рис. 4). Возмущающее ускорение будет максимальным при положении тела  $M_x$  на перпендикуляре к плоскости орбиты, проходящем через комету. В этом случае, как видно из рис. 4,

$$W = \mp (\mu_x / \rho^2 - \mu_x |\cos I| / r_x^2) = \mp (\mu_x / r_x^2) (\sec^2 I - |\cos I|), \quad (13)$$

где верхний знак относится к прямым, а нижний — к обратным орбитам. Подставляя в (1) это значение  $W$ , а также  $\sin(\omega + \varphi) = -1$ ,  $r =$



$= r_x \sin I$  и решая полученное равенство относительно  $r_x$ , найдем

$$r_x = GM_x (\sec^2 I - |\cos I|) / (K \dot{\nu} \dot{\Omega}_{cp}), \quad (14)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная. Выражая в формуле (14) величины  $r_x$  в а. е.,  $M_x$  в  $M_{\oplus}$ ,  $K$  в  $K_{\oplus}$  и подставляя средние для почти параболических комет значения ( $K = 1.34$ ,  $I = 60^\circ$ ,  $\dot{\Omega}_{cp} = 1.50 \cdot 10^{-10}$  рад/с), получаем

$$r_x = 1.04 \cdot 10^{-2} M_x / \dot{\nu}. \quad (15)$$

Вполне естественно предположить, что невязка в прецессии орбит короткопериодических комет и прецессии орбит долгопериодических комет вызывается одним и тем же телом. В таком случае можно приравнять правые части выражений (15) и (12):

$$M_x = 8.41 \cdot 10^3 \nu^{3/2} M_{\oplus} = 2.5 \cdot 10^{-2} \nu^{3/2} M_{\odot}. \quad (16)$$

При  $\nu = 1$  получаем нижний предел  $M_x$ , составляющий 2.5 % массы Солнца. Если положить  $M_x = 0.1 M_{\odot}$ , что соответствует оценке массы Немезиды, то из (16) мы получаем вполне правдоподобное значение  $\nu = 2.5$ . Однако при  $M_x = 0.1 M_{\odot}$  формула (12) дает  $r_x = 138$  а. е.

Мы не беремся предложить правдоподобную интерпретацию полученного результата. Мало вероятно, что тело с такой массой и на таком расстоянии не проявило бы себя заметно, будучи постоянным спутником Солнца. Возможно, что это тело чрезвычайно низкой светимости находится в стадии вторжения в Солнечную систему.

1. *Артемьев А. В., Иванов М. Л., Левакова С. А. и др.* Новые пособия по кометной статистике // Новейшие достижения в теории комет и динамике малых тел Солнечной системы.— М.: Всесоюз. астрон.-геод. о-во, 1986.— С. 55—60.
2. *Артемьев А. В., Пономарев С. М., Радзиевский В. В. и др.* Элементы орбит почти-параболических комет в галактических координатах // Пробл. исслед. Вселенной.— 1979.— Вып. 8.— С. 286—299.
3. *Бабенко Ю. Г., Коноплева В. П.* Каталог минимальных расстояний между орбитами комет и больших планет.— Киев, 1986.—115 с.— (Рукопись деп. в ВИНТИ; № 1174-B86).
4. *Беляев Н. А., Кресак Л., Питтх Э. М., Пушкарев А. Н.* Каталог короткопериодических комет.— Братислава: Астрон. ин-т Словац. АН, 1986.—395 с.
5. *Гребенников Е. А., Рябов Ю. А.* Поиски и открытия планет.— М.: Наука, 1984.— 224 с.
6. *Гулиев А. С.* О возможности существования в зоне Нептун — Плутон неизвестной планеты // Кинематика и физика небес. тел.— 1987.—3, № 2.— С. 28—33.
7. *Гулиев А. С., Дадашов А. С.* О гипотезе Оорта // Там же.— 1985.—1, № 6.— С. 82—87.
8. *Емельяненко В. В.* О динамике короткопериодических комет // Там же.— 1987.—3, № 5.— С. 52—56.
9. *Мамедов М. А., Радзиевский В. В.* Статистический каталог параметров орбит почти-параболических комет.— Баку: Элм, 1986.—100 с.
10. *Марочник Л. С., Мухин Л. М.* Существует ли в солнечной системе невидимая масса? — М., 1987.—12 с.— (Препр. / АН СССР. Ин-т космич. исслед.; № 1319).
11. *Радзиевский В. В.* Эффект рандеву в кометной статистике // Комет. циркуляр.— 1985.— № 339.— С. 3—4.
12. *Радзиевский В. В.* О существовании трансплутоновых массивных тел с обратным движением // Анализ движения тел Солнечной системы и их наблюдение.— Рига: Изд-во Латв. ун-та, 1986.— С. 126—143.
13. *Радзиевский В. В.* Новые эффекты кометной статистики // Астрономо-геодезические исследования: Стат. методы в астрономии.— Свердловск: Изд-во Урал. ун-та, 1987.— С. 82—89.
14. *Радзиевский В. В.* Происхождение и динамика кометной системы // Кинематика и физика небес. тел.— 1987.—3, № 1.— С. 66—77.
15. *Радзиевский В. В., Томанов В. П.* Статистический каталог параметров орбит долгопериодических комет в лапласовой системе координат.— М.: Всесоюз. астрон.-геод. о-во, 1985.—134 с.
16. *Радзиевский В. В., Томанов В. П.* Узлы кометных орбит и расстояния до родительских планет // Астрон. циркуляр.— 1987.— № 1480.— С. 6—8.

17. *Томанов В. П.* К проблеме поиска новых планет в Солнечной системе // Там же.— 1986.— № 1444.— С. 6—8.
18. *Уайт А. Д.* Планета Плутон.— М.: Мир, 1983.—128 с.
19. *Brady J. L.* The effect of a trans-Plutonian planet on Halley's comet // *Publs Astrop. Soc. Pacif.*— 1972.—84, N 498.— P. 314—322.
20. *Bretagnon P.* Théorie du mouvement de l'ensemble des planètes. Solution VSOP82 // *Astron. and Astrophys.*— 1982.—114, N 2.— P. 278—288.
21. *Gomes R. S., Ferraz-Mello S.* Comparison of Bretagnon's theory with observations of Neptune // *Ibid.*— 1987.—185, N 1/2.— P. 327—331.
22. *Henbest N.* Ageing space probes signal the presence of a new planet // *New Sci.*— 1987.—115, N 1569.— P. 36—37.
23. *Marsden B. G.* Catalogue of cometary orbits.— Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophys. Observ.— 1986.—109 p.
24. *Matese J. J., Whitmire D. P.* Planet X and the origins of the shower and steady state flux of short-period comets // *Icarus.*— 1986.—65, N 1.— P. 37—50.
25. *Seidelmann P. K.* A dynamical search for a transplutonian planet // *Astron. J.*— 1971.—76, N 8.— P. 740—742.

Горьков. пед. ин-т  
им. М. Горького

Поступила в редакцию 15.06.87,  
после доработки 30.04.88