

УДК 521.31+523.44

Эволюция резонансных орбит астероидного типа и проблема существования люков

С. И. Ипатов

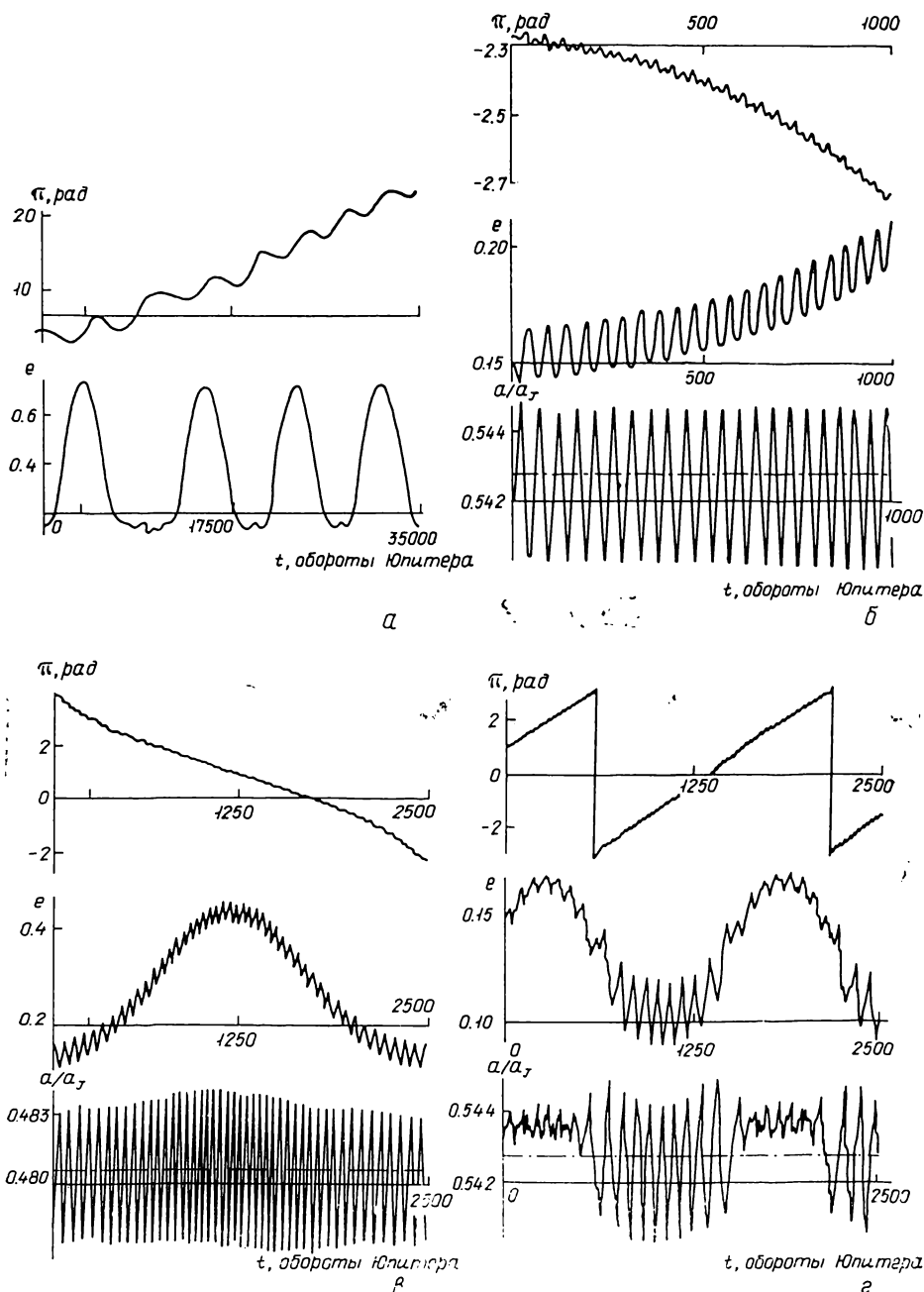
Путем численного интегрирования уравнений движения плоской задачи трех тел исследуются изменения со временем элементов орбит некоторых фиктивных астероидов в случае соизмеримостей 1:3, 2:5 и 1:2 с движением Юпитера. Рассматриваемый интервал времени составляет $3.5 \cdot 10^4$ оборотов Юпитера вокруг Солнца. В ходе эволюции орбиты многих фиктивных астероидов из люков 1:3 и 2:5 приобретали такие эксцентриситеты, что их перигелии лежали внутри орбиты Марса. Сближения астероидов с Марсом могли быть одной из причин образования этих люков.

RESONANT ASTEROID ORBIT EVOLUTION AND GAPS EXISTENCE PROBLEM, by Ipatov S. I.— Numerical solutions of the plane three-body problem are obtained in order to investigate the time dependence of orbital elements for some fictitious asteroids in the case of 1:3, 2:5 and 1:2 commensurabilities with the Jupiter motion. Some runs cover a time span up to $3.5 \cdot 10^4$ of Jupiter's revolutions around the Sun. Orbits of many fictitious asteroids in the 1:3 and 2:5 gaps have acquired such eccentricities during evolution that their perihelia lie inside the Mars orbit. Encounters of asteroids with this planet might be one of the causes of the origin of these gaps.

Введение. Исследование эволюции резонансных орбит астероидного типа проводилось аналитическими методами для ограниченной круговой задачи трех тел [1, 5, 7], а численными методами — с учетом эксцентриситета орбиты Юпитера и возмущений от других планет [2, 3, 8, 9, 12, 14—20]. При интегрировании на ЭВМ полных (неусредненных) уравнений движения астероидов в большинстве работ [2, 8, 9] рассматриваемый интервал времени $T < 10^3 t_J$ (t_J — время оборота Юпитера вокруг Солнца), а при исследовании соизмеримости 1:3 [15, 20] и при больших полуосях орбит астероидов $a \approx 3.6—3.9$ а. е. [12] интервал T равен $5 \cdot 10^3 t_J$, [15], $4 \cdot 10^4 t_J$, [20] и $10^4 t_J$, [12]. В других работах эволюция орбит исследовалась в основном путем интегрирования усредненных уравнений движения на интервале $T \leq 5 \cdot 10^3 t_J$, [9, 16, 17] или методом точечных отображений на интервале $T \leq 2 \cdot 10^5 t_J$, [14, 15, 18, 19]. Полученные последними двумя методами графики изменений элементов орбит со временем в ряде случаев существенно отличались от аналогичных графиков, полученных численным интегрированием полных уравнений движения [15].

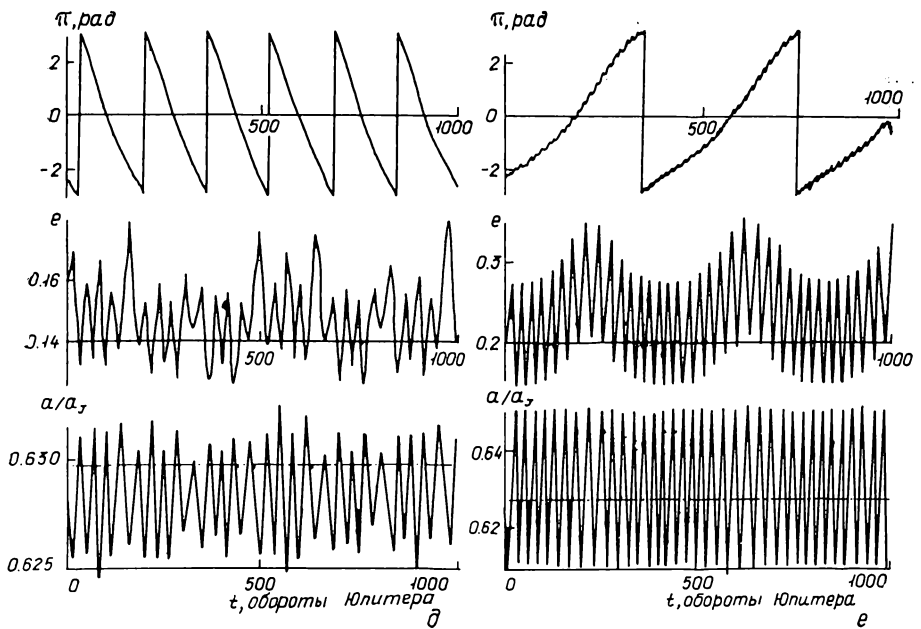
По результатам отмеченных исследований установлено, что эксцентриситеты и большие полуоси резонансных орбит астероидов могут изменяться более широко, чем в случае нерезонансных орбит, причем эволюция резонансных орбит астероидов может существенно зависеть от исходных положений Юпитера и астероида на их орбитах [1—3, 5, 7—9, 14—19].

Численные расчеты. В настоящей работе эволюция орбит фиктивных астероидов при соизмеримостях 1:3, 2:5 и 1:2 на интервале $T \leq 3.5 \cdot 10^4 t_J$ исследовалась путем интегрирования на ЭВМ БЭСМ-6 полных уравнений движения задачи трех тел. Рассматривалась плоская модель движения Солнце — планета — астероид для фиктивной планеты с массой Юпитера $M = 10^{-3} M_{\odot}$, астероида с $m = 10^{-7} M_{\odot}$ и орбитой астероида внутри орбиты Юпитера. Принятое значение m более удобно для контроля сохранения интегралов движения и связано с тем, что



Изменение элементов a , e , π орбит фиктивных астероидов со временем при $e_0=0.15$ и $e_J=0.0484$. Исходные значения большой полуоси орбиты астероида $a_0=0.479 a_J$ (в) и $a_0=0.65 a_J$ (г), т. е. a_0 лежит в окрестностях точных соизмеримостей соответственно 1:3 и 1:2, или a_0 соответствует соизмеримостям 2:5 (а, б, г) и 1:2 (д) с движением Юпитера; $\pi_0^J=1$, $\pi_0=4$, $\nu_0^J=1$, $\nu_0=2$ рад (а—в, д, е) или $\pi_0^J=2$, $\pi_0=1$, $\nu_0^J=0$, $\nu_0=2$ рад (г), где a_J — большая полуось орбиты Юпитера

для меньшей массы астероида эволюция его орбиты практически такая же. Для эксцентриситета начальной орбиты астероида принимались значения $e_0=0, 0.05, 0.15$, а для эксцентриситета орбиты фиктивной планеты, которую в дальнейшем будем называть «Юпитер», $e_J=0.0484$. В отдельных случаях $e_J=0$. В табл. 1 приведены максимальные и минимальные значения периода T_e изменений эксцентриситета орбиты астероида с наибольшей амплитудой, $\Delta a_J = \max\{a\} - \min\{a\}$, $\Delta e_J =$



Окончание рисунка

$= \max\{e\} - \min\{e\}$ и $e_{\max} = \max\{e\}$, полученные при $T \sim 10^3 - 10^4 t_J$, различных исходных значениях долготы перигелия π^0_J , π_0 и истинной аномалии ν^0_J , ν_0 Юпитера и астероида соответственно. При расчетах на ЭВМ через интервал времени $\Delta t \leq T/500$ вычислялись значения элементов орбит, по которым затем определялись Δa_T , Δe_T , e_{\max} и T_e . На рисунке представлены графики изменений со временем t элементов a , e и π орбит пяти фиктивных астероидов для соизмеримостей 2:5, 1:3 и 1:2 при $e_0 = 0.15$, причем на графиках a , b для интервалов времени $T = 3.5 \cdot 10^4 t_J$ и $T = 10^3 t_J$ приведен один и тот же случай. Штрихпунктиром показаны значения a , соответствующие соизмеримостям. Аналогичные графики для 60 орбит астероидного типа получены нами ранее [3].

Контроль точности интегрирования. При интегрировании уравнений использовалась программа BULSTO из библиотеки стандартных программ «Дубна», реализующая метод Булирша—Штера [10] экстра-

Таблица 1. Изменения элементов орбит фиктивных астероидов ($e_J = 0.0484$, $T \sim 10^3 - 10^4 t_J$)

Соизмеримость	e_0	e_{\max}		T_e (в оборотах Юпитера вокруг Солнца)		Δe_T		Δa_T (в больших полуосях орбиты Юпитера)	
		min	max	min	max	min	max	min	max
1:3	0	0.06	0.06	140	150	0.06	0.06	0.0017	0.0017
	0.05	0.28	0.31	1200	1350	0.26	0.28	0.0024	0.0032
	0.15	0.32	0.44	1300	2500	0.25	0.34	0.0024	0.0060
2:5	0	0.06	0.08	1700	1900	0.06	0.08	0.0017	0.0020
	0.05	0.11	0.47	1700	5000	0.08	0.42	0.0032	0.0032
	0.15	0.17	0.76	1600	10 000	0.08	0.62	0.0033	0.0090
1:2	0		0.12		35		0.12		0.01
	0.15	0.18	0.35	30	200	0.05	0.20	0.0055	0.043

полюции с переменным шагом. Согласно [6], этот метод эффективен при расчетах с высокой точностью. Переменный шаг интегрирования выбирался так, чтобы относительная величина ошибки на каждом шаге не превышала первоначально заданной постоянной ϵ_r . Для контроля точности интегрирования во всех рассмотренных вариантах расчетов через $\Delta t \leq T/500$ вычислялись значения интегралов энергии I и момента количества движения K . Интегрирование проводилось в гелиоцентрической системе прямоугольных координат, единицами времени, расстояния и массы были соответственно земные сутки, большая полуось a_J орбиты Юпитера и масса Солнца.

Таблица 2. Эволюция орбиты астероида при различных значениях точности интегрирования на каждом шаге для случая соизмеримости 2:5 с движением Юпитера ($T=2500 t_J$, $e_0=0.15$, $e_J=0.0484$, $\pi_J^0=1$, $\pi_0^0=4$, $\nu_J^0=1$, $\nu_0^0=2$ рад)

Параметр	ϵ_r^*			
	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}
ΔJ_{\max}^R	$1.1 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$6.8 \cdot 10^{-8}$
ΔK_{\max}^R	$8.7 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$4.1 \cdot 10^{-8}$	$5.8 \cdot 10^{-8}$
$\delta a_k/a_J$	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$2.7 \cdot 10^{-7}$
δe_k	$4 \cdot 10^{-3}$	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$
$\delta \pi_k$, рад	$5 \cdot 10^{-4}$	$3.8 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$
$\delta \nu_k$, рад	$4 \cdot 10^{-3}$	$8.5 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-7}$
$\delta a_{\min}/a_J$	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$9.1 \cdot 10^{-8}$	$2.9 \cdot 10^{-7}$
$\delta a_{\max}/a_J$	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-8}$	$1.8 \cdot 10^{-7}$
δe_{\min}	$3 \cdot 10^{-6}$	$1.2 \cdot 10^{-8}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$
δe_{\max}	$3 \cdot 10^{-3}$	$7.4 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-6}$	$2.1 \cdot 10^{-6}$

Примечание. $\Delta J_{\max}^R = \max_{t \in [0, T]} \{|I - I_0|/|I_0|\}$, $\Delta K_{\max}^R = \max_{t \in [0, T]} \{|K - K_0|/|K_0|\}$, где I и K — значения интегралов энергии и момента количества движения в текущий, а I_0 и K_0 — исходный моменты времени (при $e_r = \epsilon_r^*$); a_{\min} , e_{\min} , a_{\max} и e_{\max} — соответственно минимальные и максимальные значения большой полуоси и эксцентриситета орбиты астероида в ходе эволюции (при $t \in [0, T]$); a_k , e_k , π_k и ν_k — значения a , e , π и ν при $t = T$; δa_k , δe_k , $\delta \pi_k$, $\delta \nu_k$, δa_{\min} , δa_{\max} , δe_{\min} , δe_{\max} — модули разности соответственно значений a_k , e_k , π_k , ν_k , a_{\min} , a_{\max} , e_{\min} и e_{\max} , полученных при точности интегрирования на шаге, равной ϵ_r^* и $0.1 \epsilon_r^*$.

Графики б — е одинаковы для разных $10^{-10} \leq \epsilon_r \leq 10^{-8}$. На графике а представлен случай $\epsilon_r = 10^{-8}$. Аналогичные графики получены при $\epsilon_r = 10^{-9}$ и $\epsilon_r = 10^{-10}$ для тех же исходных данных и $T = 3.5 \cdot 10^4 t_J$, как и в варианте, приведенном на графике а.

Результаты исследований показывают, что при $T \leq 5 \cdot 10^3 t_J$ ошибки определения a и e не превышают долей процентов Δa_T и Δe_T соответственно. В частности, для таких же исходных данных, как и в случае, представленном на графиках а, б, модули разности значений a , e , π и ν , полученных при двух значениях точности интегрирования $\epsilon_r = \epsilon_r^*$, $\epsilon_r = 10^{-8}$ и $\epsilon_r = 0.1 \epsilon_r^*$ на одном шаге на конце интервала $T = 5 \cdot 10^3 t_J$, составляют $\delta a_k < 0.0001 a_J$, $\delta e_k < 0.001$, $\delta \pi_k \approx 0.001$, $\delta \nu_k \approx 0.001$ рад. Для сравнения отметим, что в этом случае $\Delta a_T \approx 0.009 a_J$ и $\Delta e_T \approx 0.6$ при $T = 5 \cdot 10^3 t_J$. При $\epsilon_r^* = 10^{-9}$ значения δa_k , δe_k , $\delta \pi_k$ и $\delta \nu_k$ меньше, чем при $\epsilon_r^* \geq 10^{-8}$ (табл. 2). Однако при $\epsilon_r \leq 10^{-9}$ значения интегралов I и K в ходе эволюции изменяются больше, чем при $\epsilon_r \sim 10^{-8} - 10^{-7}$. Поэтому при расчетах на БЭСМ-6 необходимо принимать $\epsilon_r \sim 10^{-9} - 10^{-8}$. Если $t > 10^4 t_J$, то определить точные значения a и ν

в конкретный момент времени не удается. Даже при $T=3.5 \cdot 10^4 t_j$ и тех же исходных данных, что и в случае, представленном на графике *a*, для $\epsilon_r=10^{-9}$ и $\epsilon_r=10^{-8}$ графики долгопериодических изменений π и e со временем практически одинаковы. В этом случае период изменений e с наибольшей амплитудой $T_e \approx 10^4 t_j$ и изменяется в ходе эволюции на величину примерно $T_e/5$. Средние значения T_e при $\epsilon_r=10^{-9}$ на 2% больше, а при $\epsilon_r=10^{-10}$ на 6% меньше, чем при $\epsilon_r=10^{-8}$. Максимальные значения e за период T_e при $\epsilon_r=10^{-8}$ и $\epsilon_r=10^{-9}$ отличаются между собой на $2 \cdot 10^{-5}$ для первого, на 0.001 для второго, на 0.01 и 0.004 для третьего и четвертого максимумов e .

Эволюция резонансных орбит астероидного типа. На графиках изменений a , e и π со временем можно выделить несколько периодических составляющих с разными амплитудами, которые могут изменяться в ходе эволюции. Периоды различных составляющих e обозначим через T_e , T_a и T_1 , при этом $T_e \geq T_a > T_1$, где T_a — период составляющей a с наибольшей амплитудой. Для случаев, показанных на графиках a — b , значения T_1 , T_a (при $e \approx 0.15$) и T_e приведены в табл. 3. Здесь для больших e значения T_a меньше, а большая полуось орбиты астероида изменяется с периодами T_a и T_1 , а также с периодом $T_2 = t_s/2$ [3], где t_s — синодический период обращения астероида и Юпитера. Заметим, что при соизмеримостях 1:3 и 2:5 имеем $t_s = t_j/2$ и $t_s = 2t_j/3$ соответственно.

В окрестности соизмеримости 2:5 хаотические орбиты не обнаружены и исследование эволюции орбит методом точечных отображений не проводилось [19]. Путем интегрирования усредненных уравнений движения на интервале $T \leq 5 \cdot 10^3 t_j$ для соизмеримости 2:5, $e_0 = 0.14$ и ряда исходных значений π и ν в работах [9, 17] получены максимальные значения e в ходе эволюции $e_{\max} \leq 0.4$. Для этой же соизмеримости, $e_0 = 0.15$ и других исходных значений π и ν путем численного интегрирования полных уравнений движения в двух из четырех рассмотренных в работе [3] случаях получены значения $e_{\max} \geq 0.74$. В случае $e_0 = 0.15$ и соизмеримостей 2:5 и 1:3 среди рассмотренных нами вариантов значения e_{\max} максимальны при $\pi^0_j = 1$, $\pi_0 = 2$, $\nu^0_j = 3$, $\nu_0 = 0$ и минимальны при $\pi^0_j = 2$, $\pi_0 = 1$, $\nu^0_j = 0$ и $\nu_0 = 2$ рад.

Таблица 3. Периодические изменения элементов орбит астероидов в случае $e_0 = 0.15$, $e_j = 0.0484$, $\pi^0_j = 1$, $\pi_0 = 4$, $\nu^0_j = 1$, $\nu_0 = 2$ рад

Соизмеримость	T_1/t_j	$\Delta a/a_j$	Δe	T_a/t_j	$\Delta a/a_j$	Δe	T_e/t_j	$\Delta a/a_j$	Δe
		при $t \in [0, T_1]$			при $t \in [0, T_a]$			при $t \in [0, T_e]$	
	при $e \approx 0.15$								
1:3	1	0.0007	0.004	60	0.005	0.05	2500	0.006	0.35
2:5	2	0.0015	0.007	50	0.004	0.025	10 000	0.009	0.6

Примечание. $\Delta a = \max\{a\} - \min\{a\}$ и $\Delta e = \max\{e\} - \min\{e\}$.

Представленные на графиках *a*, *b* и *г* случаи соизмеримости 2:5 различаются между собой только исходными значениями π и ν . Полученные значения T_e в первом случае в 6 раз больше, чем во втором. При варьировании исходных π и ν отношения максимального значения к минимальному величин Δa_T , Δe_T , e_{\max} и T_e , а также средние их значения обычно больше для соизмеримости 2:5, чем для соизмеримости 1:3, причем тем больше, чем больше e_0 (см. табл. 1 и [3, 8, 16, 17]). Для соизмеримости 1:2 и ряда исходных значений π и ν величины Δe_T и Δa_T при $e_0 = 0$ больше, чем при $e_0 = 0.15$, в 2 и 1.3 раза соответственно [3].

В вариантах, представленных в табл. 4 и на рисунке, $\pi \approx \left(\operatorname{sgn} \frac{d\bar{\pi}}{dt} \right) \times 6.28 \cdot t/T_{\pi} + \xi(t)$ рад, где $T_{\pi} = 4T_e$ в случае, приведенном в пятой строке табл. 4 и на графике ∂ , и $T_{\pi} = T_e$ в остальных случаях, а $\xi(t)$ является суперпозицией нескольких составляющих π с периодами $T_{\xi_i} < T_{\pi}$ и амплитудами ξ_i (i — номер составляющей). При $\frac{d\bar{\pi}}{dt} > 0$ значение π увеличивается, а при $\frac{d\bar{\pi}}{dt} < 0$ — уменьшается на 6.28 рад за время T_{π} . В некоторых случаях (графики $a - \partial$) $T_{\xi_1} = T_1$, $T_{\xi_2} = T_a/2$, $T_{\xi_3} = T_a$, причем $\xi_1 < \xi_2 < \xi_3 \ll 1$ рад. В варианте, представленном на графиках $a, б, в$, $T_{\xi_4} = T_e/2$ и $\xi_4 \sim 1 - 2$ рад.

Таблица 4. Взаимосвязь долгопериодических изменений эксцентриситета и долготы перигелия орбиты астероида ($e_0=0.15$ и $e_J=0.0484$)

Вариант	Соизмеримость	T_e (в оборотах Юпитера)	$\Delta e = \frac{\max\{e\} - \min\{e\}}{e}$ при $0 \leq \Delta t \leq T_e$	T_{π}	Знак $\frac{d\bar{\pi}}{dt}$	$\max\{\xi(t)\}$, рад	$\Delta\pi_e$, рад	Пример (графика на рисунке)
1	Нерезонансные орбиты при $a \sim 0.5 - 0.58 a_J$	1000—2000	0.07—0.08	T_e	+	< 1	0	[З]
2	1:3	1300—2500	0.25—0.34	T_e	—	≈ 1	0	∂
3	2:5	1600	0.08	T_e	+	$\ll 1$	0	∂
4	2:5	10 000	0.6	T_e	+	$\sim 1-2$	3.14	a
5	1:2	37	0.01—0.04	$4T_e$	—	$\ll 1$	—	∂
6	1:2	200	0.05	T_e	—	< 1	3.14	[З]
7	1:2	400	0.2	T_e	+	< 1	0	e

Примечание. $\Delta\pi_e$ — угол между направлениями на перигелии орбит астероида и Юпитера в момент времени, когда e достигает максимума при изменениях с периодом T_e .

В рассмотренных вариантах при $T \sim 10^3 - 10^4 t_J$, $\Delta e_T \geq 0.2$ и соизмеримостях 1:3, 2:5 и 1:2 графики изменений a со временем примерно симметричны относительно $a_{\text{рез}}$, т. е. значения a , соответствующего соизмеримости (графики $б, в, e$). Большую часть времени эволюции $a < a_{\text{рез}}$ в случае соизмеримости 1:3, $e_0 \leq 0.05$, $T \approx 10^3 t_J$ [3]; $a > a_{\text{рез}}$ при соизмеримости 1:2, $e_0 = 0.15$, $T \approx 10^3 t_J$ и $\Delta e_T \leq 0.05$ (график ∂), а также при соизмеримости 2:5, $e_0 \geq 0.05$, $T \geq 10^3 t_J$ и $\Delta e_T < 0.1$ (график ∂).

Аналитические исследования круговой задачи трех тел (Солнце—Юпитер—астероид) показывают [12], что e достигает максимума, когда угол между направлениями на перигелии орбит астероида и Юпитера $\Delta\pi = 0$ или $\Delta\pi = 3.14$ рад. При $e_J = 0.0484$ и $e_0 \neq 0$ во многих вариантах такая взаимосвязь изменений e и π получена для изменений e с периодом T_e (табл. 4, рисунок).

Согласно аналитическим исследованиям ограниченной круговой задачи трех тел [7], при соизмеримостях низких порядков типа 1:3 имеем $\sqrt{a(1.5 - 0.5\sqrt{1 - e^2})} = \text{const}$. Из этого соотношения следует, что e уменьшается при увеличении a и наоборот. В большинстве рассмотренных [3] вариантов (как при $e_J = 0$, так и при $e_J = 0.0484$) при исследовании эволюции резонансных орбит (кроме некоторых случаев соизмеримостей 1:3 и 2:5 при $e_0 = 0$) такая взаимосвязь a и e получена для изменений a и e с периодом $10 t_J < T_a < 100 t_J$. При $e_0 = 0.15$ и $a < 0.6 a_J$ за этот период π изменяется не более, чем на несколько десятых долей радиана. При $e_J = 0$ для большинства резонансных орбит

$T_a = T_e$. В случае соизмеримостей 1:3 и 2:5 значения Δa_T и Δe_T при $e_J = 0$ меньше, чем при $e_J = 0.0484$.

О существовании люков. В настоящее время предложены различные гипотезы происхождения люков в поясе астероидов [2, 9]. Например, в гипотезе столкновений [16] предполагается, что астероиды, находящиеся на резонансных орбитах, чаще сталкиваются с другими астероидами, так как пределы изменений эксцентриситетов и средних движений их орбит больше, чем нерезонансных орбит. Результаты наших расчетов подтверждают такое предположение.

При исследовании хаотических [18, 19], а также квазипериодических [3] орбит получено, что при $e_0 \leq 0.15$ эксцентриситеты орбит некоторых фиктивных астероидов из люка 1:3 могли достигать значений, при которых орбиты данных астероидов пересекали орбиту Марса. На основе этих исследований высказано предположение [4, 18, 19] о том, что часть астероидов мигрировала из люка 1:3 вследствие тесных сближений с Марсом. Афелийное расстояние астероида меньше большой полуоси и афелийного расстояния Марса соответственно при $e > 0.39$ и $e > 0.33$ в случае соизмеримости 1:3 и при $e > 0.46$ и $e > 0.41$ в случае соизмеримости 2:5. Для этих соизмеримостей значения e , при которых астероид достигал афелийного расстояния Марса, получены [3] в большинстве вариантов при $e_0 = 0.15$ и в ряде вариантов при $e_0 = 0.05$. Так как скорости изменений долготы перигелия орбит астероида и Марса различны, то астероиды, достигавшие афелийного расстояния Марса, со временем могли сблизиться с этой планетой. На изменения π , ν и долготы восходящего узла астероида Ω кроме Юпитера оказывали влияние также другие планеты и астероиды. Поэтому за время существования Солнечной системы величины π , ν и Ω для ряда астероидов из люков 1:3 и 2:5 могли приобрести значения, при которых под влиянием Юпитера эксцентриситеты их орбит изменялись так, что орбиты пересекали орбиту Марса.

Таким образом, полученные нами результаты свидетельствуют о том, что часть астероидов могла мигрировать из люков 1:3 и 2:5 вследствие тесных сближений с Марсом.

В [3, 11, 21] высказывались предположения о миграции из люка 1:2 астероидов и их осколков вследствие тесных сближений с Юпитером. При соизмеримости 2:5 и $e_0 = 0.15$ афелийное расстояние фиктивного астероида достигало перигелийного расстояния Юпитера в двух из четырех рассмотренных нами вариантов. В [3, 4] предполагается, что в случае соизмеримостей 2:5 и 1:2 гравитационное влияние других больших планет, кроме Юпитера, на эволюцию орбит (в основном на изменения π и Ω) астероидов, достигавших в афелии орбиты Юпитера, за миллиарды лет могло привести к тесным сближениям некоторых астероидов с Юпитером и к выходу астероидов из люков. При $e > 0.65$ перигелии орбит астероидов из люка 2:5 лежали внутри орбиты Земли. Поэтому астероиды, достигавшие в афелии орбиты Юпитера, с большей вероятностью могли мигрировать из этого люка вследствие тесных сближений с Марсом и Землей, чем с Юпитером. Некоторые метеориты, выпадавшие на Землю, могли мигрировать к ней не только из люков 1:2 и 1:3, как отмечалось ранее [20, 21], но и из люка 2:5.

Согласно [13], ширина люков 1:3, 2:5 и 1:2 в поясе астероидов равна соответственно $0.006a_J$, $0.0036a_J$ и $0.018a_J$. И табл. 1 видно, что для этих соизмеримостей при $T \sim 10^3 - 10^4 t_J$, $e_0 = 0.15$ и ряде исходных значений π и ν астероида и Юпитера Δa_T не меньше ширины соответствующего люка, а при варьировании исходных значений π и ν величины Δa_T и Δe_T могут изменяться в несколько раз. Поэтому можно предположить [3], что за миллиарды лет гравитационное влияние других планет, кроме Юпитера, на изменения π и ν приводило к тому, что небольшая часть астероидов могла мигрировать из люка в его окрестность и обратно.

Заключение. Численное интегрирование уравнений движения резонансных орбит астероидного типа проводилось нами для других исходных данных, чем в [2, 8, 9, 12, 15—17, 20]. При соизмеримости 2:5 и начальном эксцентриситете $e_0 \approx 0.15$ рассматриваемый интервал времени и максимальное значение эксцентриситета были соответственно почти в семь и два раза больше, чем в [9, 17]. В случае соизмеримостей 1:3 и 2:5 в большинстве рассмотренных вариантов эксцентриситеты увеличивались от 0.15 до значений, при которых астероиды в перигелии достигали орбиты Марса. Тесные сближения астероидов с этой планетой могли быть причиной образования люков Кирквуда 1:3 и 2:5.

1. Гребеников Е. А., Рябов Ю. А. Новые качественные методы в небесной механике.— М.: Наука, 1971.— 442 с.
2. Демин В. Г., Журавлев С. Г. Астероиды: Происхождение, статистика и эволюция // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия.— 1979.— 15.— 116 с.
3. Ипатов С. И. Эволюция резонансных астероидных орбит в плоской задаче трех тел: Солнце—Юпитер—астероид.— М., 1980.— 32 с.— (Препринт / АН СССР. Ин-т прикл. математики им. М. В. Келдыша; № 30).
4. Ипатов С. И. Эволюция орбит гравитирующих частиц и проблема аккумуляции планет Солнечной системы: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.— М., 1982.— 18 с.
5. Пуанкаре А. Лекции по небесной механике.— М.: Наука, 1965.— 571 с.
6. Современные численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений / Под ред. Дж. Холла, Дж. Уатта.— М.: Мир, 1979.— 312 с.
7. Шарль К. Небесная механика.— М.: Наука, 1966.— 627 с.
8. Шербаум Л. М., Симоненко А. Н., Кручиненко В. Г. О характере эволюции орбит вблизи соизмеримости 1:3 с Юпитером (результаты модельных расчетов) // Письма в Астрон. журн.— 1979.— 5, № 12.— С. 669—673.
9. Asteroids / Ed. by T. Gehrels.— Tucson: Arizona Univ. press, 1979.— 1181 p.
10. Bulirsh R., Stoer J. Numerical treatment of ordinary differential equations by extrapolation methods // Numer. Math.— 1966.— 8, N 1.— P. 1—13.
11. Dermott S. F., Murray C. D. Nature of the Kirkwood gaps in the asteroid belt // Nature.— 1983.— 301, N 5897.— P. 201—205.
12. Froeschlé C. F., Scholl H. New numerical experiments to deplete the outer part of the asteroid belt // Astron. and Astrophys.— 1979.— 72, N 1/2.— P. 246—255.
13. Heppenheimer T. A. On the origin of the Kirkwood gaps and of the satellite-satellite resonances // Ibid.— 1978.— 70, N 3.— P. 457—465.
14. Murray C. D. Structure of the 2:1 and 3:2 Jovian resonances // Icarus.— 1986.— 65, N 1.— P. 70—82.
15. Murray C. D., Fox K. Structure of the 3:1 Jovian resonance: a comparison of numerical methods // Ibid.— 1984.— 59, N 2.— P. 221—233.
16. Scholl H., Froeschlé C. F. Asteroidal motion at the 3:1 commensurability // Astron. and Astrophys.— 1974.— 33, N 3.— P. 455—458.
17. Scholl H., Froeschlé C. F. Asteroidal motion at the 5/2, 7/3 and 2/1 resonances // Ibid.— 1975.— 42, N 3.— P. 457—463.
18. Wisdom J. The origin of the Kirkwood gaps: a mapping for asteroidal motion near the 3/1 commensurability // Astron. J.— 1982.— 87, N 3.— P. 577—593.
19. Wisdom J. Chaotic behavior and the origin of the 3/1 Kirkwood gap // Icarus.— 1983.— 56, N 1.— P. 51—74.
20. Wisdom J. Meteorites may follow a chaotic route to Earth // Nature.— 1985.— 315, N 6022.— P. 731—733.
21. Zimmerman P. D., Wetherill G. W. Asteroidal source of meteorites // Science.— 1973.— 182, N 4107.— P. 51—53.

Ин-т прикл. математики им. М. В. Келдыша
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию 04.05.87,
после доработки 19.01.88