

УДК 523.62

Эволюция орбит пылевых частиц в процессе сублимации в F-короне Солнца

Б.И. Демченко, Л.И. Шестакова

Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова (АФИФ), г. Алматы, Казахстан
shest1952@mail.ru

Поступила в редакцию 1 октября 2016 г.

Аннотация. Проведены расчеты орбитальной эволюции пылевых частиц из вулканического стекла (р-обсидиана), базальта, астросиликата, оливина, пироксена в области сублимации около Солнца. Темп сублимации (испарения) задается температурой нагрева пылевых частиц в зависимости от радиусов пылинок, материала, из которого они состоят, и расстояния до Солнца. Все практически важные параметры, характеризующие взаимодействие сферических пылевых частиц с излучением, рассчитаны по теории Ми. Учитывалось влияние давления радиации и солнечного ветра, а также эффектов торможения Пойнтинга-Робертсона на динамику пыли. Согласно наблюдениям (Шестакова, Демченко, 2016), граница беспылевой зоны для стандартных частиц зодиакального облака находится на расстоянии 7.0–7.6 солнечных радиусов, для кометных частиц 9.1–9.2 солнечного радиуса. Наилучшее согласие с наблюдениями получено для частиц базальта и некоторых видов оливина, пироксена и вулканического стекла.

ORBITAL EVOLUTION OF DUST GRAINS IN THE PROCESS OF SUBLIMATION IN THE SOLAR F-CORONA, *B.I. Demchenko, L.I. Shestakova*. In the paper we have calculated the orbital evolution for dust particles of volcanic glass (obsidian-p), basalt, astrosilicate, olivine, pyroxene in the field of sublimation near the Sun. The sublimation rate (evaporation) was defined by the heating temperature of dust particles depending on the radii of dust particles, the material they are made of, and the distance to the Sun. All practically important parameters that characterize the interaction of spherical dust particle with radiation have been calculated by the Mie theory. Also it was taken into account the radiation pressure and solar wind, as well as the action of Poynting-Robertson effect on dust dynamics. According to observations (Shestakova, Demchenko, 2016) the boundary of dust-free area for the standard particles of the zodiacal cloud is located at a distance of 7.0–7.6 solar radii, and for cometary particles at a distance of 9.1–9.2 solar radii. The best agreement with observations has been obtained for particles of basalt and some types of olivine, pyroxene, and volcanic glass.

Ключевые слова: F-корона, околосолнечная пыль, сублимация пыли, зодиакальное облако, динамика пыли

1 Введение

Согласно интерферометрическим наблюдениям лучевых скоростей околосолнечной пыли во время солнечных затмений (Шестакова, Демченко, 2016), величины скоростей, наблюдаемые практически в плоскости орбиты, возрастают с удалением от Солнца, хотя по кеплеровскому закону они должны убывать $V \sim (1/r)^{1/2}$. Проблема разрешается простым предположением о существовании около Солнца пустой зоны, свободной от пыли.



Рис. 1. Усредненные по секторам в пределах $\pm 30^\circ$ разности лучевых скоростей пыли в F-короне для позиционных углов, в направлении которых наблюдаемые скорости максимальны: $V(P = 15^\circ) - V(P = 195^\circ)$ для затмения 29.03.2006 и $V(P = 270^\circ) - V(P = 90^\circ)$ для затмения 01.08.2008



Рис. 2. Модель распределения скоростей околосолнечной пыли в сравнении с наблюдениями лучевых скоростей (V_{obs}), полученных во время затмения 29.03.2006. V_{calc} – расчетные скорости, полученные из модели 1 с локальной функцией рассеяния ($a = const$), V_{calc_int} – расчетные скорости, полученные из модели 2 с интегральной функцией рассеяния

В указанной работе построена модель пространственного распределения пыли вблизи зоны сублимации по усредненным данным вблизи осей максимального роста наблюдаемых скоростей (рис. 1). Наблюдения 1 августа 2008 года дали ожидаемый результат: при концентрации пыли к плоскости эклиптики ось максимального роста наблюдаемых скоростей совпадает с плоскостью эклиптики, причем к востоку от Солнца (позиционный угол, отсчитываемый от направления на север против часовой стрелки, равен $P = 90^\circ$) наблюдаемые скорости отрица-

Эволюция орбит пылевых частиц...

тельны, а к западу ($P = 270^\circ$) – положительны, что соответствует направлению вращения Солнца, зодиакальной пыли и планет. Наблюдаемые лучевые скорости пыли 29 марта 2006 года показали другое направление максимального роста скоростей, которое противоположно вращению планет и составляет большой угол к плоскости эклиптики. При этом результирующие кривые, полученные по двум затмениям в разные годы, в средней части практически совпадают (рис. 1).

Загадка, связанная с “неправильным” направлением движения пыли 29 марта 2006 года, разрешилась легко. Оказалось, что за 1.5 суток до затмения Солнца на него упала комета обратного движения группы Крейца и на подходе была еще одна подобная комета, поэтому околосолнечная область была заполнена кометной пылью обратного движения, что и отразилось на результатах наблюдений.



Рис. 3. Модель распределения околосолнечной пыли 01.08.2008

Результаты моделирования распределения пыли во внешней зоне на подходе к области полного испарения пыли, то есть к границе беспылевой зоны, показаны на рисунках 2 и 3. Модельные величины лучевых скоростей считались в виде интеграла по лучу зрения в предположении дифракционной функции рассеяния для пылевых частиц, степенного закона распределения концентрации пыли с расстоянием от Солнца и в двух вариантах по распределению частиц по размерам. В 1-м варианте для вычисления V_{calc} использована локальная или одночастичная функция рассеяния, где предполагается, что радиусы частиц $s = const$. Во 2-м варианте для вычисления V_{calc_int} использована интегральная функция рассеяния, которая получена суммарным действием частиц, радиусы которых (a) распределены по степенному закону: $n(s, \gamma) = n_0 \cdot (s/s_0)^{-\gamma}$, где γ – показатель степени. В таблице 1 величина dV (км/с) получена как минимум среднеквадратичного отклонения dV в смысле “О-С” (Observation-Calculation).

Таблица 1. Параметры моделей

	Модель 1			Модель 2		
	dV (км/с)	$r_0(r_{sun})$	s (мкм)	dV (км/с)	$r_0(r_{sun})$	s_{min} (мкм)
29.03.2006	1.633	9.2	0.91	2.045	9.1	0.61
01.08.2008	3.507	7.0	1.15	3.637	7.6	0.57

В таблице приведены результаты моделирования, где $r_0(r_{sun})$ – граница зоны полного испарения (сублимации), выраженная в солнечных радиусах r_{sun} , s – радиус частицы, выраженный в микрометрах и s_{min} – минимальный размер частиц в степенном распределении частиц по размерам для 2-й модели. Из таблицы 1 видно, что кометная пыль, наблюдаемая в 2006 году, испаря-

ется на несколько большем расстоянии от Солнца, чем более тугоплавкая зодиакальная пыль. Размеры частиц в разные годы отличаются незначительно. Здесь мы не касаемся других параметров модели, которые, независимо от данных о пролетающей комете, показали, что в 2006 году наблюдалась именно кометная пыль, которая отличалась низким альбедо, высоким световым давлением и более крутым степенным законом распределения концентрации пыли с расстоянием.

После моделирования результатов наблюдений выполнено исследование, целью которого стал выбор подходящего силикатного материала, удовлетворяющего результатам наблюдений.

Мы провели моделирование орбитальной эволюции пылевых частиц различного химического состава в окосолнечной области в процессе испарения. Выбраны частицы обсидиана, базальта, астросиликата, разных видов оливина и пироксена с радиусами от 0.01 до 10 мкм. Расчеты температуры основаны на решении уравнения теплового баланса “поглощение-излучение” с учетом потерь на испарение. Оптические свойства рассчитаны по теории Ми (Борен, Хафмен, 1983) для однородных сферических частиц в соответствии с индексами рефракции материала.

Моделирование орбитальной эволюции пылевых частиц проведено с учетом влияния давления радиации, солнечного ветра (Веселовский, 2007) и эффектов торможения Пойнтинга-Робертсона.

2 Тепловой баланс и испарение частиц

Используя кинетическую теорию газов, процесс сублимации согласно Лами (1974а, б), Мукаи и Ямамото (1979), Кобаяши и др. (2011) можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} ds/dt &= - P/\delta \cdot [\mu \cdot m_h / (2\pi kT)]^{1/2} \\ P &= P_m(T) \cdot \exp[-H_L/(kT)], \text{ или } P = \exp[H_L/k(1/T_0 - 1/T)], \end{aligned} \quad (1)$$

где ds/dt – скорость уменьшения радиуса в см/сек; P – давление насыщенных паров в торах (1 тор = 1 мм рт. ст. = 133.322 па, 1 па = 1 н/м² = 10 дин/см²); $P_m(T) = \exp(H_L/(kT_0))$ – давление насыщенных паров для предельно больших температур; δ – плотность вещества в г/см³; μ – молекулярный вес; $m_h = 1.66057e^{-27}$ кг = 1.66057e⁻²⁴ г – атомная единица массы; $k = 1.38066e^{-23}$ дж/К = 1.38066e⁻¹⁶ эрг/К – постоянная Больцмана; T – температура в К; H_L – энергия испарения одной молекулы; T_0 – температура, при которой давление насыщенных паров $P = 1$ тор.

Приведем рабочие формулы к следующему виду:

$$\begin{aligned} ds/dt &= - C_1 \cdot P/\delta \cdot (\mu/T)^{1/2} \text{ см/сек} \\ \lg(P) &= C_2 - C_3/T, \end{aligned} \quad (2)$$

где C_1, C_2, C_3 – константы. Для константы C_1 используем коэффициент аккомодации $\alpha = 0.7$ согласно Лами (1974б): $C_1 = \alpha \cdot 133.322 (m_h/(2\pi k))^{1/2} = \alpha \cdot 0.5833 = 0.4083$ кг/(м·сек)·К^{1/2} в системе СИ и $C_1 = 0.04083$ г/(см·сек)·К^{1/2} в системе CGC, отсюда

$$\dot{s} = \frac{0.0408}{\delta} \cdot P \cdot \sqrt{\frac{\mu}{T}} \text{ см/сек.} \quad (3)$$

Эволюция орбит пылевых частиц...

Заметим, что C_1 не зависит от свойств вещества, то есть это универсальная константа. Коэффициенты 2-го уравнения из (1) и (2): $C_2 = \lg(e) \cdot H_L / (k \cdot T_0)$; $C_3 = \lg(e) \cdot H_L / k = C_2 \cdot T_0$, где $\lg(e) = 0.434294$. C_3 зависит только от H_L , C_2 – зависит от отношения H_L / T_0 . C_2 и C_3 одинаковы в СИ и в СГС: C_2 безразмерная, C_3 имеет размерность градус Кельвина.

В таблице 2 дана H – латентная теплота на единицу массы или удельная теплота парообразования. Пересчитать H (эрг/г) в H_L (дж/молекула) легко из очевидного соотношения: $H_L = (H \cdot 10^{-4}) \cdot (\mu \cdot m_H) = H \cdot \mu \cdot 1.66057e^{-31}$, где коэффициент 10^{-4} – переход из СГС в СИ, $m_H = 1.66057e^{-27}$ кг – атомная единица массы, μ – молекулярный вес. С переводом единиц в дин/см² получим: $P_m = 1330 \cdot \exp[H_L / (kT_0)]$, отсюда $T_0 = H_L / [k \cdot \ln(P_m / 1330)]$.

Таблица 2. Свойства материалов, использованные в расчетах

Вещество	δ г/см ³	μ мол. вес	H эрг/г	P_m дин/см ²	T_0 К	$H_L \cdot 10^{-20}$ дж/мол	C_2 (T_0, H_L)	$C_3(H_L)$
p-obsidian	2.5	67.0	7.12e10	1.07e14	2284	79.2	10.915	24928.3
bazalt	2.5	67.0	7.12e10	1.07e14	2284	79.2	10.915	24928.3
a-silicate	3.2	67.0	7.12e10	1.07e14	2284	79.2	10.915	24928.3
olivine1/50 MgFeSiO ₄	3.3	169.1	3.21e10	6.62e14	2423	90.1	11.6969	28341.47
olivine2/50 MgFeSiO ₄	3.3	60.1	9.60e10	3.12e11	3600	95.8	8.37068	30134.44
pyroxene50 Mg _{0.5} Fe _{0.5} SiO ₃	3.3	60.1	9.60e10	3.12e11	3600	95.8	8.37068	30134.44
pyroxene100 MgSiO ₃	3.3	60.1	9.60e10	3.12e11	3600	95.8	8.37068	30134.44

Свойства материалов собраны по данным Лами (1974а, b; 1978) и Поллака (1973) для базальта и р-обсидиана, согласно данным Дрейна (1985) для искусственного вещества астросиликата, а также данные оливина и пироксена взяты из работы Кобаяши и др. (2011). Все материальные параметры с использованием данных таблиц Кобаяши и др. (2011) после пересчета и дополнения сведены в таблицу 2. Материальные параметры вещества olivine1/50, содержащего 50 % Mg и 50 % Fe, взяты в соответствии с Кобаяши и др. (2011), а материальные параметры olivine2/50, такого же химического состава, как и olivine1/50, взяты как у пироксенов. При этом индексы рефракции соответствуют приведенным в работе Доршнер и др. (1995) и совпадают между собой для olivine1/50 и olivine2/50. Фактически мы не можем определить, какие именно молекулы покидают пылинку при испарении: SiO₂, чей молекулярный вес близок к 60, или полная молекула MgFeSiO₄, у которой молекулярный вес близок к 172. Очевидно, что такая “синтетическая” молекула существует лишь формально и может распадаться на другие сочетания атомов перед испарением. Известных данных реальных измерений пока недостаточно. На наш взгляд сочетание атомов SiO₂ в природе более устойчиво, поэтому мы привлекли к расчетам материал olivine2/50.

Для расчета температуры пылинки используется естественное физическое условие, что при тепловом равновесии поглощаемая энергия должна быть равна излучаемой энергии с учетом потерь на испарение:

$$E_{abs} = E_{rad} + E_{evap}, \quad (4)$$

$$E_{abs} = \pi s^2 \cdot 2 \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{r_s^2}{r^2}}\right) \cdot \pi \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, s, m) F_S(\lambda) d\lambda \quad , \quad (5)$$

$$E_{rad} = 4\pi s^2 \cdot \pi \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, s, m) B(\lambda, T) d\lambda \quad , \quad (6)$$

где T – температура нагрева частицы; $Q_{abs}(\lambda, s, m)$ – фактор поглощения, полученный из расчетов по теории Ми, зависящий от длины волны λ , радиуса частицы s и комплексного индекса рефракции вещества $m(\lambda) = n(\lambda) + ik(\lambda)$; r_s – радиус Солнца; r – расстояние от Солнца; F_S – распределение энергии в солнечном спектре (поверхностная яркость); $B(\lambda, T)$ – функция Планка. Из работы Мукаи и Ямамото (1979) после преобразований получим:

$$E_{evap} = \frac{4\pi s^2 \cdot ds/dt \cdot \delta}{\mu m_H} H_L = 4\pi s^2 \frac{H_L}{m_H} C_1 P \frac{1}{\sqrt{\mu T}} \quad . \quad (7)$$

C_1 и P определены выше.

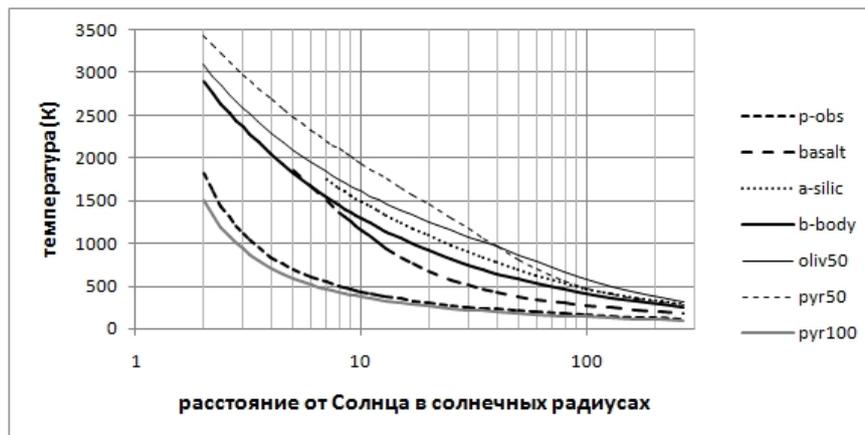


Рис. 4. Температура частиц из различных материалов радиусами 1 мкм в зависимости от расстояния до Солнца

Практические расчеты теплового баланса с учетом потерь на испарение показали, что влияние его незначительно, особенно с учетом некоторых неопределенностей, следующих из кинетической теории, таких как коэффициент аккомодации и отклонение от равновесного состояния молекул, покидающих пылинку. Также свой вклад в неопределенность некоторых вещественных параметров дают различные примеси химического состава и условности в определении расчетных индексов рефракции для синтетических комбинаций оливинов и пироксенов (Доршнер и др., 1995).

Температуры пылевых гранул, полученные из наших расчетов, для сравнения сопровождаются аналогичными расчетами для абсолютно черного тела. В этом случае будем считать, что $Q_{abs} = 1$ и тело имеет достаточно большие размеры, во избежание эффектов дифракции. Для

Эволюция орбит пылевых частиц...

больших расстояний ($r > 10r_{\text{sun}}$) из уравнения теплового баланса можно получить температуру пылинки в зависимости от расстояния до Солнца в приближении абсолютно черного тела: $T_g = T_{\text{eff}}(r_{\text{sun}}/2r)^{1/2}$. В результате численных расчетов получают значения температур T нагрева частиц в зависимости от материала, радиуса частицы s и расстояния r до Солнца.

На рисунках 4 и 5 показано, как температуры частиц разных размеров и материалов отличаются друг от друга и от абсолютно черного тела.

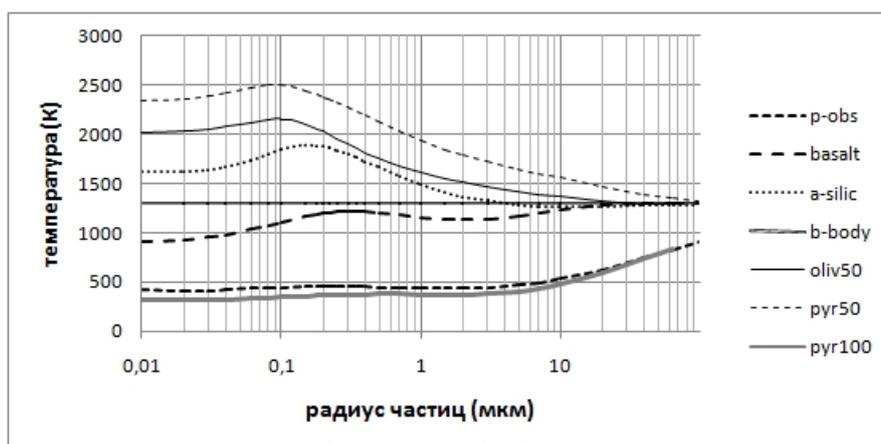


Рис. 5. Температура частиц из различных материалов на расстоянии $10 r_{\text{sun}}$ в зависимости от радиусов частиц

На рисунке 5 представлены результаты расчетов температуры частиц на расстоянии $10r_{\text{sun}}$ в зависимости от их радиусов s . Вызывает удивление, что вблизи радиусов частиц около 0,1 мкм их температуры могут превышать температуру черного тела. Такие результаты – следствие волновой природы света, когда эффективное сечение частиц превосходит геометрические размеры.

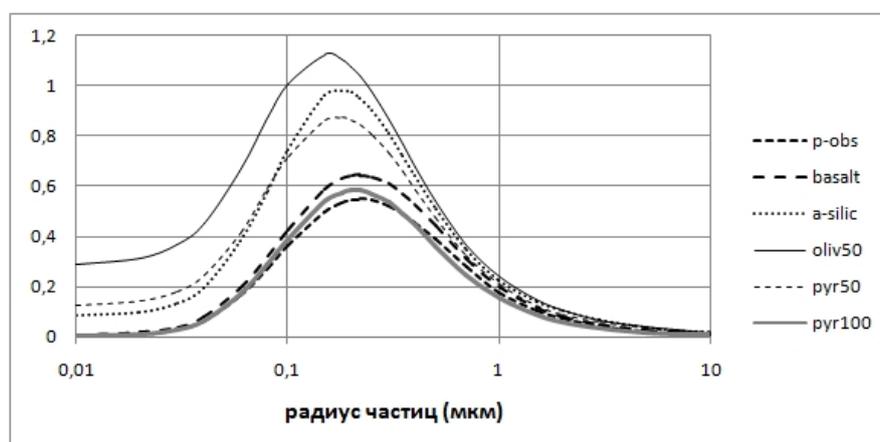


Рис. 6. Отношение давления радиации к силе тяготения ($\beta = F_{\text{pre}}/F_{\text{grav}}$) в зависимости от радиусов частиц для различных материалов

3 Расчеты светового давления

Расчет среднего фактора радиационного давления $Q_{pr} = \langle Q_{pre} \rangle$ и отношения силы давления к силе тяготения $\beta = F_{pre}/F_{grav}$ проводился в зависимости от материала и радиуса пылинки. Эти параметры не зависят от расстояния до Солнца.

Из рисунка 6 видно, что максимум светового давления приходится на частицы радиусами 0.2 мкм, которые сильнее других подвержены действию солнечной радиации.

4 Расчеты орбитальной эволюции

Расчет орбитальной эволюции пылевых частиц основан на численном интегрировании системы дифференциальных уравнений:

$$\ddot{r} = r\dot{\varphi}^2 - \frac{\mu}{r^2} \cdot \left(1 - \beta - \beta' \cdot \frac{V_{wr} - \dot{r}}{U} \right) \quad , \quad (8)$$

$$\ddot{\varphi} = -\frac{1}{r^2} \cdot \left[2r \cdot \dot{r}\dot{\varphi} + \alpha \cdot \dot{\varphi} \cdot \left(1 + \frac{r_{sun}^2}{2r^2} \right) + \alpha' \cdot \left(\dot{\varphi} - \frac{V_{w\tau}}{r} \right) \right] \quad , \quad (9)$$

$$\dot{s} = \frac{0.0408}{\delta} \cdot P \cdot \sqrt{\frac{\mu}{T}} \quad . \quad (10)$$

Приняты следующие обозначения: $\dot{r} = dr/dt$ – скорость изменения r со временем; $\ddot{r} = d^2r/dt^2$ – ускорение; φ – полярный угол (угол поворота вектора \vec{r}); $\dot{\varphi} = d\varphi/dt$ – угловая скорость изменения φ со временем; $\ddot{\varphi} = d^2\varphi/dt^2$ – угловое ускорение; $\beta' = \frac{3\dot{M} \cdot U^2}{16\pi \cdot \mu \cdot s \cdot \delta \cdot V_{wr}}$ – аналог β , отношение силы давления солнечного ветра к силе гравитации; \dot{M} и r_{sun} – потеря массы и радиус Солнца; V_{wr} – радиальная и $V_{w\tau}$ – тангенциальная составляющие скорости солнечного ветра; $\alpha = \beta \cdot \mu/c$; $\alpha' = \beta' \cdot \mu/U = 3\dot{M}/(16\pi \cdot s \cdot \delta) \cdot U/V_{wr}$; $U = \sqrt{V_{wr}^2 + V_{w\tau}^2}$ – модуль скорости звездного ветра.

Для вычисления давления насыщенных паров P служит формула: $lg(P) = C_2 - C_3/T$, с коэффициентами C_2 и C_3 , приведенными в таблице 2, где P выражено в торах (1 тор = 1 мм рт. ст.). Если в уравнении (10) давление P выражено в торах, а плотность вещества δ выражена в г/см³, то скорость уменьшения радиуса частицы \dot{s} будет иметь размерность см/сек. Именно такую размерность дает константа 0.0408, входящая в это уравнение.

Стартовые условия задаются отдельно: частицы либо движутся самостоятельно с круговой орбитальной скоростью, либо срываются с родительских тел (комет) с параболической скоростью. Расчет проводится для реального излучения Солнца с распределением энергии в спектре согласно Макаровой и др. (1991) в диапазоне длин волн λ от $\lambda_1 = 0.0075$ мкм до $\lambda_2 = 50$ мкм. Единица измерения расстояний – радиус Солнца.

5 Результаты расчетов и заключительные замечания

Орбитальная эволюция частиц зависит от исходного стартового расстояния и начального радиуса частиц, поскольку темп сублимации зависит от температуры, сильно зависящей от исходных данных.

Эволюция орбит пылевых частиц...

После начала активного испарения пылевые частицы сначала выходят на высокоэллиптические орбиты, а затем полностью испаряются. Типичный пример орбитальной эволюции отдельно взятой пылевой частицы представлен на рисунке 7, где показано, что частица, стартующая с расстояния $7.5r_{\text{sun}}$ (жирная линия), сближается с Солнцем и испаряется, а частица, стартующая с расстояния $8.0(r_{\text{sun}})$ (тонкая линия), после нескольких орбитальных оборотов покидает Солнечную систему.

Согласно нашим расчетам, частицы с радиусами в интервале от 0.04 до 0.6 мкм могут покинуть Солнечную систему под действием светового давления сразу после отрыва от родительского тела, если в момент отрыва окажутся за пределами зоны сублимации. Более мелкие частицы сближаются с Солнцем и испаряются. Более крупные частицы дрейфуют к зоне сублимации и также могут покинуть Солнечную систему после испарения до субмикронных размеров (рис. 7).

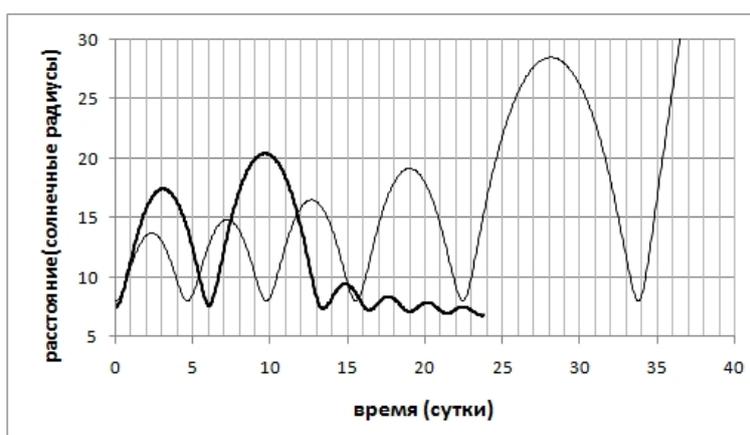


Рис. 7. Орбитальная эволюция частиц базальта начального радиуса 1 мкм, стартующих с расстояния $7.5r_{\text{sun}}$ (жирная линия) и $8.0(r_{\text{sun}})$ (тонкая линия)

На рисунке 8 представлены результаты расчетов границ зоны сублимации для пылевых частиц всех рассмотренных материалов во всем диапазоне размеров.

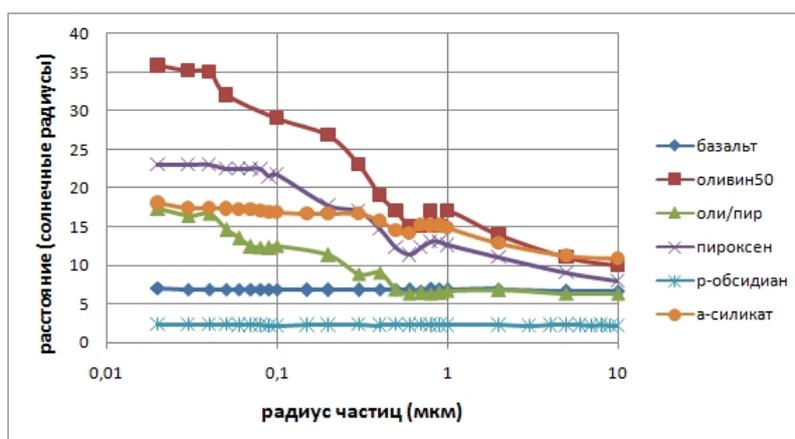


Рис. 8. Границы зоны испарения для пылевых частиц из различных материалов

Получено, что область испарения частиц различного химического состава простирается от расстояний $2.2r_{\text{sun}}$ для бедного железом р-обсиана до $35r_{\text{sun}}$ для железосодержащего оливина.

Лучше других наблюдениям удовлетворяют частицы базальта и “гибридного” оливина (MgFeSiO_4) с материальными параметрами пироксена. В указанную область со стороны больших расстояний попадают крупные частицы “гибридного” пироксена ($\text{Mg}_{1/2}\text{Fe}_{1/2}\text{SiO}_3$) (рис. 8).

Работа выполнена по проекту грантового финансирования № 0069/ГФ4 Комитета науки МОН РК.

Литература

- Борен, Хафмен (Boren C.F, Hafmen D.R.) // Absorption and scattering of light by small particles. John Wiley & Sons Inc. 1983.
- Веселовский И.С. // Солнечный ветер и гелиосферное магнитное поле. М.: КДУ. 2007.
- Доршнер и др. (Dorschner J. et al.) // Astron. Astrophys. 1995. V. 300. P. 503.
- Дрейн (Draine B.T.) // Astrophys. J. Suppl. 1985. V. 57. P. 587.
- Кобаяши и др. (Kobayashi H. et al.) // Earth, Planets and Space. 2011. V. 63. P. 1067.
- Лами (Lamy P.L.) // Astron. Astrophys. 1974a. V. 33. P. 191.
- Лами (Lamy P.L.) // Astron. Astrophys. 1974b. V. 35. P. 197.
- Лами (Lamy P.L.) // Icarus. 1978. V. 34. P. 68.
- Макарова Е.А. и др. // Поток солнечного излучения. М.: Наука. 1991.
- Мукай, Ямамото (Mukai T., Yamamoto T.) // Publ. Astron. Soc. Japan. 1979. V. 31. P. 585.
- Поллак и др. (Pollack J.B. et al.) // Icarus. 1973. V. 19. P. 372.
- Шестакова Л.И., Демченко Б.И. // Астрон. вестник. 2016. Т. 50. С. 154.