

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И БАЗЫ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ
ОБ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

УДК [551.510.534+551.524.7] : 551.513(571.1)

Метеороиды как источник аэрозоля в верхней атмосфере

В.Г. Кручиненко¹, П.Н. Козак¹, Ю.Г. Тарануха¹, А.А. Рожило¹,
Г.М. Крученицкий², Л.В. Козак³, В.Н. Ивченко³, Л.М. Белокриницкая^{3*}

¹Астрономическая обсерватория Киевского национального университета им. Тараса Шевченко
04058, г. Киев, ул. Обсерваторная, 3, Украина

²Государственное учреждение «Центральная аэрологическая обсерватория»
141700, г. Долгопрудный, Московская обл., ул. Первомайская, 3, Россия

³Кафедра астрономии и физики космоса физического факультета
Киевского национального университета им. Тараса Шевченко
03127, г. Киев, ул. Глушкова, 6, Украина

Поступила в редакцию 8.06.2010 г.

Рассматривается проблема образования аэрозолей в верхней атмосфере Земли. В качестве источника их происхождения принимаются метеороиды массой 10^{-18} – 10^{-8} г. На базе классических уравнений торможения и нагрева малых метеорных тел определяются максимальные температуры частиц, а также высоты, на которых они достигают критически малой скорости — высоты «останова». Условие превращения космической частицы в аэрозоль принято условием недостижения ею температуры плавления. На основании кумулятивного распределения по массам притока космического вещества на Землю и результатов радиолокационных наблюдений метеоров построено трехмерное распределение плотности вероятности количества таких частиц по критичным (для достижения температуры плавления) параметрам, а именно по начальным массе, скорости и углу вхождения в атмосферу. Показано, что каменные частицы с начальными массами меньше $\sim 1,7 \cdot 10^{14}$ г становятся аэрозолями не зависимо от других параметров. Путем трансформации данного распределения в соответствии с уравнениями метеорной физики получено двумерное распределение по массе и высоте образования аэрозолей космического происхождения.

Ключевые слова: метеороиды, космическое вещество, атмосферный аэрозоль; meteoroids, cosmic matter, atmosphere aerosol.

Введение

В атмосфере Земли присутствуют аэрозоли как космического, так и наземного происхождения. Последние находятся в основном в нижнем слое атмосферы — в тропосфере. Наиболее мощный аэрозольный слой земного происхождения — слой Юнге — находится на высотах 10–25 км и образуется за счет конденсации некоторых малых составляющих атмосферы, которые появляются при фотохимических превращениях продуктов вулканических извержений, например паров серной кислоты. Второй надежно установленный аэрозольный слой размещен в области наибольшего минимума атмосферной температуры — на высотах 80–85 км, в мезопаузе. Природа присутствующих здесь мельчайших частиц к настоящему времени окончательно не установлена.

Гипотеза, что это первичные либо вторичные фрагменты дробления или перекоагуляции — частицы метеорного происхождения — представляется нам наиболее вероятной. При некоторых условиях на этих мелких частицах происходит конденсация паров воды, что приводит к образованию серебристых облаков.

Большинство исследователей полагают, что выше 25 км практически все аэрозоли имеют космическое происхождение. Вулканическая пыль при мощных выбросах может достигать даже больших высот, но быстро оседает, поэтому не вносит существенного вклада в аэрозольную составляющую атмосферы выше слоя Юнге.

Наиболее мелкие частицы, которые входят в атмосферу со скоростями 11–72 км/с, теряют космическую скорость уже на высотах 140–100 км [1, 2]. В этом интервале высот вследствие торможения концентрация частиц увеличивается приблизительно на 3 порядка по сравнению с межпланетным пространством. Выше 140 км концентрация частиц всех размеров такая же, как и в межпланетном пространстве. Ниже 100 км концентрация частиц увеличивается приблизительно пропорционально плотности атмосферы, а в связи с различной скоростью оседания частиц разных масс параметр

* Владимир Григорьевич Кручиненко (kozak@observ.univ.kiev.ua); Павел Николаевич Козак (kozak@observ.univ.kiev.ua); Юрий Григорьевич Тарануха (utar@observ.univ.kiev.ua); Александр Александрович Рожило (alexor@observ.univ.kiev.ua); Григорий Михайлович Крученицкий (omd@cao-rhms.ru); Людмила Владимировна Козак (kozak@univ.kiev.ua); Василий Николаевич Ивченко (ivchenko v@univ.kiev.ua); Людмила Мечиславовна Белокриницкая (Ludmila bel@gala.net).

распределения по массе увеличивается примерно на $1/3$ [3].

Результаты определения химического состава частиц, которые захвачены в стратосфере с помощью высотных самолетов и баллонов, свидетельствуют, что эти частицы подобны углистым хондритам [4], хотя и отличаются от них большей пористостью и присутствием ряда минералов, которые не характерны для метеоритов. В поверхностном слое частиц выявлено высокое содержание гелия, который проник на глубину $0,05$ мкм из солнечного ветра. То есть это первичные межпланетные частицы, которые прошли через атмосферу без сильного нагревания и, очевидно, не являются продуктами дробления более крупных тел [5].

Фрагменты или капельки, которые отделяются от уже нагретых в атмосфере больших частиц, создающих явление метеора, не могут затормозиться, не потеряв почти полностью своей массы вследствие испарения, потому аэрозолей они практически не оставляют. И чем глубже в атмосфере отделяется фрагмент от основного тела, тем больше шансов его полного испарения. Эту задачу, согласно терминологии [6], нагревания и разрушения метеороидов в «ненормальном окружении» — частица отделилась от родительского тела на произвольной высоте в атмосфере или создана искусственно (запуск искусственных метеоров) — мы рассматривали в работе [2].

В работе [7] приведены данные об изменении климата на нашей планете за последние 127 лет. За это время произошло общее (глобальное) увеличение температуры примерно на 1 °C, хотя в отдельные периоды на фоне общего потепления наблюдались 30-летние похолодания и потепления. Исходя из приведенного, авторы [7] прогнозируют некоторое похолодание в ближайшие 30 лет и делают вывод, что потепление в XX в. не связано с изменением солнечной активности. Приведены данные, из которых следует, что увеличение температуры могло бы быть обусловлено уменьшением отраженной от Земли радиации, т.е. изменением альбедо из-за антропогенной деятельности, однако последняя может внести вклад не более 17% от необходимой величины.

Данные за последние 420 тыс. лет, полученные по ледовым кернам со скважин на антарктической станции Восток, свидетельствуют, что чем больше пыли в атмосфере, тем ниже температура. Поскольку такую противофазную связь между пылью и температурой нельзя объяснить земной пылью, авторы [7] пытаются объяснить ее космической пылью. Принимая, что все земные осадки связаны с космическими частицами, которые служат ядрами конденсации (ядрами Айткена), они вычислили общую годовую массу космического вещества, которая приходит в атмосферу Земли, и получили, что приток космического вещества равен $5 \cdot 10^6$ т/год. При этом приняли на порядок заниженную плотность космических частиц ($0,25$ г/км³). При плотности $2,5$ г/км³ авторы получили бы приток космического вещества на порядок больше. Действитель-

ная же величина притока космического вещества составляет $(1,4-2,5) \cdot 10^5$ т/год, т.е. в $10-100$ раз меньше [8, 9].

1. Микрометеориты Уиппла — аэрозольные частицы

Определим интервал масс и другие параметры космических частиц, которые, проникая в земную атмосферу, вследствие торможения и теплового излучения не достигают температуры, необходимой для образования метеорного явления.

Теория нагревания таких малых частиц с учетом их торможения, которое в этом случае играет важную роль, была рассмотрена в работах [10, 11] и позже в [12]. Такие частицы получили название микрометеориты Уиппла.

Известно [13], частицы, которые имеют размеры меньше x_0 , прогреваются насквозь до той же самой температуры (x_0 — так называемая глубина прогрева — глубина, на которой температура в e раз меньше, чем на поверхности тела). Изменение температуры таких частиц с учетом затраты энергии на нагревание и температурное излучение можно описать уравнением

$$S_{M0}Edt = m_0cdT + \beta\sigma(T^4 - T_0^4)S_{F0}dt, \quad (1)$$

где $S_{M0} = \text{const}$ — площадь поперечного сечения частицы (мидель); $m_0 = \text{const}$ — масса частицы; c — удельная теплоемкость вещества, из которого состоит частица; σ — постоянная Стефана—Больцмана; T — температура частицы; T_0 — ее начальная температура, которая равна равновесной в поле солнечной радиации на расстоянии 1 а.е.; $\beta \leq 1$ — коэффициент теплового излучения метеороида, который характеризует отклонение от излучения абсолютно черного тела; $S_{F0} = \text{const}$ — площадь полной поверхности частицы; $E = \Lambda\rho_A v^3/2$ — энергия, которая попадает на единицу поверхности частицы за единицу времени в процессе столкновений с атмосферными молекулами; Λ — безразмерный коэффициент теплопередачи; v — скорость частицы; ρ_A — плотность атмосферы как функция высоты, которая может быть заимствована из данных о стандартной атмосфере [14, 15], либо ее аппроксимация [16, 17]. Здесь и далее в соответствии с традициями метеорной физики будем пользоваться единицами в системе СГС.

В работе [13] показано (со ссылкой на [18]), что для частиц, радиус которых $r \leq 10^{-3}$ см, а именно к таким принадлежат аэрозольные частицы космического происхождения, практически вся энергия идет на тепловое излучение, т.е. в формуле (1) первым членом в правой части можно пренебречь. Таким образом, температура частицы определяется зависимостью

$$T^4 - T_0^4 = \frac{S_{M0}\Lambda\rho_A v^3}{2\beta\sigma S_{F0}}. \quad (2)$$

Для определения скорости пользуются [13] также упрощенным уравнением торможения метео-

роида в атмосфере, в котором пренебрегают гравитационным притяжением Земли:

$$m \frac{dv}{dt} = -c_R S_M \rho_A v^2, \quad (3)$$

где c_R — коэффициент сопротивления. Для аналитического решения уравнения (3) пользуются степенным законом изменения плотности атмосферы

$$\rho_A(H) = \rho_A(0) \exp(-H/H^*),$$

где H^* — шкала высот (высота однородной атмосферы); H — высота; $\rho_A(0)$ — плотность атмосферы на уровне моря, и переходят от интегрирования по времени к интегрированию по высоте с помощью следующей формулы:

$$dH = -v \cos z_R dt, \quad (4)$$

где z_R — зенитное расстояние радианта метеора. Поскольку в уравнении (3) пренебрегается силой притяжения, то $z_R = z_{R0} = \text{const}$. Таким образом, зависимость скорости v движения метеорной частицы в атмосфере Земли в доабляционный период, когда разрушения практически не происходит ($S_M = S_{M0}$, $m = m_0$), от начальных значений массы частицы m_0 , скорости входа в атмосферу v_0 , зенитного расстояния радианта z_{R0} и других параметров имеет вид

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{c_R H^* \rho_A S_{M0}}{m_0 \cos z_{R0}}\right). \quad (5)$$

Подставляя выражение для скорости из (5) в уравнение (2), получим

$$T^4 - T_0^4 = \frac{\Lambda S_{M0} \rho_A v_0^3}{24\beta \sigma S_{F0}} \exp\left(-\frac{3c_R H^* S_{M0}}{m_0 \cos z_{R0}}\right) \rho_A. \quad (6)$$

Для сферических частиц с плотностью ρ_M и объемом V имеем

$$S_{F0} = 4S_{M0} = 4A(m/\rho_M)^{2/3},$$

где $A = S_M/V^{2/3}$ — параметр формы, в данном случае сферических частиц $A = \pi(3/4\pi)^{2/3}$. Уравнения (5) и (6) принимают вид соответственно:

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{c_R A H^*}{m_0^{1/3} \rho_M^{2/3} \cos z_{R0}}\right) \rho_A; \quad (7)$$

$$T^4 - T_0^4 = \frac{\Lambda \rho_A v_0^3}{8\beta \sigma} \exp\left(-\frac{3c_R A H^*}{m_0^{1/3} \rho_M^{2/3} \cos z_{R0}}\right) \rho_A. \quad (8)$$

Приравнявая нулю производную от температуры по плотности атмосферы, находят последнюю, при которой температура частицы будет максимальной:

$$\rho_{AT\max} = \frac{m_0^{1/3} \rho_M^{2/3} \cos z_{R0}}{3c_R A H^*}. \quad (9)$$

Из зависимостей (7) и (9) следует, что скорость частицы на высоте, где ее температура достигает максимального значения, равна

$$v_{T\max} = v_0 \exp\left(-\frac{1}{3}\right) \approx 0,716v_0, \quad (10)$$

температура при этом

$$T_{\max}^4 - T_0^4 = \frac{\Lambda m_0^{1/3} \rho_M^{2/3} \cos z_{R0} v_0^3}{24\beta \sigma c_R A H^* \exp(1)}. \quad (11)$$

Полагая, что условием образования аэрозольной частицы из метеороида есть неравенство

$$T_{\max} \leq T_{\text{melt}}, \quad (12)$$

где T_{melt} — температура плавления метеорного вещества, из уравнения (11) получим критическое соотношение между начальной скоростью частицы, образующей аэрозоль, ее массой m_0 и углом вхождения частицы в атмосферу z_{R0} :

$$m_0^{1/3} v_0^3 \cos z_{R0} \leq C_T, \quad (13)$$

$$C_T = (T_{\text{melt}}^4 - T_0^4) \frac{24\beta \sigma c_R A H^* \exp(1)}{\Lambda \rho_M^{2/3}}.$$

Приняв средний угол вхождения частицы в атмосферу $\bar{z}_{R0} = 45^\circ$, из (13) можно определить ее максимальную массу $m_{0\max}$ как функцию начальной скорости. Примем для каменных частиц следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} \Lambda &= 1; \rho_M = 3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}; \bar{z}_{R0} = 45^\circ; \\ \sigma &= 5,67032 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}; \beta = 1; c_R = 1; \\ H^* &= 7 \cdot 10^5 \text{ см}; T_0 = 276 \text{ К}; T_{\text{melt}} = 1600 \text{ К}. \end{aligned}$$

Результаты зависимости между $m_{0\max}$ и v_0 , полученные по формуле (13), где принято строгое равенство, и $v_{T\max}$, вычисленные из (10), приведены в таблице. Там же, для сравнения, приведены результаты для железных частиц:

$$\Lambda = 0,75; \rho_M = 7,6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}; c_R = 1,25; T_{\text{melt}} = 1800 \text{ К}.$$

Максимальные величины масс аэрозолей в зависимости от начальной скорости

v_0 , см/с	$v_{T\max}$, см/с	$m_{0\max}$, г	
		Камень, $\rho_M = 3,0 \text{ г/см}^3$	Железо, $\rho_M = 7,6 \text{ г/см}^3$
$1,1 \cdot 10^6$	$7,9 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$
$1,5 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^6$	$7,1 \cdot 10^{-8}$	$2,1 \cdot 10^{-7}$
$2,0 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^6$	$5,3 \cdot 10^{-9}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$
$3,0 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^{-10}$	$4,1 \cdot 10^{-10}$
$4,0 \cdot 10^6$	$2,9 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^{-11}$	$3,1 \cdot 10^{-11}$
$5,0 \cdot 10^6$	$3,6 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^{-12}$	$4,1 \cdot 10^{-12}$
$6,0 \cdot 10^6$	$4,3 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^{-13}$	$8,0 \cdot 10^{-13}$
$7,0 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^6$	$6,7 \cdot 10^{-14}$	$2,0 \cdot 10^{-13}$

Формулы (7) и (13) можно использовать также для нахождения высоты максимального прогрева и высоты «остановки» метеорных частиц, т.е. высоты преобразования их в аэрозоль, для всего диапазона масс, начальных скоростей и углов вхождения

в атмосферу. Таким образом, задав функцию распределения притока космического вещества на Землю по m_0 , v_0 и z_{R0} , можно рассчитать функцию распределения аэрозоля космического происхождения, который формируется, по высоте. Будем рассматривать частицы диапазона масс $10^{-18} \leq m_0 \leq 10^{-8}$ г, где нижняя граница определяется присутствующими в литературе данными по околоземному распределению метеорных частиц, верхняя – в соответствии с условием $r \leq 10^{-3}$ см, которое определяет радиус частиц, прогреваемых насквозь.

2. Распределение притока космического вещества в атмосфере

Для расчета распределения по высоте аэрозоля космического происхождения в атмосфере сначала следует построить распределение притока космического вещества на Землю как функцию параметров, от которых зависит, превратится ли частица в аэрозольную составляющую или станет метеором, т.е. от начальных значений массы m_0 , скорости v_0 и зенитного расстояния радианта z_{R0} (нас интересует класс частиц, которые превращаются в аэрозоль, т.е. масса которых не меняется, $m \equiv m_0$, однако, чтобы не нарушать общности, сохраним нулевой индекс и возле массы).

Среди присутствующих в литературе распределений интегрального притока космического вещества на Землю чаще всего приводятся однопараметрические кумулятивные распределения количества частиц по массам [9, 19, 20]. Воспользуемся функцией притока частиц в широком спектре масс согласно [9, 20]:

$$\log_{10} N(m'_0 \geq m_0) = C_0 - k \log_{10} m_0, \quad (14)$$

где $N(m'_0 \geq m_0)$ – количество частиц с массами не меньше m_0 , которые попадают на всю Землю за год; $C_0 = 7,86$; $k = 0,892$. Как известно, такое степенное распределение можно выразить через дифференциальное распределение плотности вероятности Парето:

$$p_m(m_0 \geq m_{0l}) = km_{0l}^k / m_0^{k+1} \quad (15)$$

и $p_m(m_0 < m_{0l}) = 0$. Ограничивая при этом генеральную совокупность диапазоном $m_0 \geq m_{0l}$, имеем $\int_{m_{0l}}^{+\infty} p_m(m_0) dm_0 = 1$. Граничное значение m_{0l} выбирается произвольно.

Распределение накопленной вероятности в этом случае запишется в виде

$$F(m_0) = \int_{m_{0l}}^{m_0} p_m(m_0) dm_0 = 1 - \int_{m_0}^{+\infty} p_m(m_0) dm_0 = 1 - \frac{m_{0l}^k}{m_0^k}. \quad (16)$$

Для нахождения количества частиц $dN(m_0)$ в бесконечно малом диапазоне dm_0 для любого

$m_0 \geq m_{0l}$ можно воспользоваться частотным распределением вероятности и записать

$$\frac{dN(m_0)}{N_l(m_{0l} \leq m_0 \leq +\infty)} = dF(m_0) = p_m(m_0) dm_0, \quad (17)$$

где $N_l(m_0 \geq m_{0l})$ – совокупность всех частиц в выбранном диапазоне, которая находится из (14): $N_l(m_{0l}) = 10^{C_0} / m_{0l}^k$. Таким образом, для некоторого диапазона масс $m_{01} \leq m_0 \leq m_{02}$ из (17) и (16) имеем уравнение

$$\begin{aligned} \Delta N(m_{01} \leq m_0 \leq m_{02}) &= N_l \int_{m_{01}}^{m_{02}} p_m(m_0) dm_0 = \\ &= N_l m_{0l}^k \left(\frac{1}{m_{01}^k} - \frac{1}{m_{02}^k} \right) = 10^{C_0} \left(\frac{1}{m_{01}^k} - \frac{1}{m_{02}^k} \right), \end{aligned} \quad (18)$$

из которого видно, что количество частиц определяется корректно и не зависит от произвольно выбранной границы m_{0l} .

Для определения трехмерного распределения плотности вероятности $p_{mvzR}(m_0, v_0, z_{R0})$ притока космического вещества в атмосферу Земли как функции параметров m_0 , v_0 и z_{R0} будем полагать: она независима по каждому из параметров, что даст возможность представить ее в виде

$$p_{mvz}(m_0, v_0, z_{R0}) = p_m(m_0) p_v(v_0) p_z(z_{R0}). \quad (19)$$

Поскольку все три функции выбраны независимыми, очевидно, они должны быть нормированными на единицу по диапазону всех возможных значений, тогда и трехмерная функция плотности вероятности также будет нормирована на единицу.

С учетом того, что речь идет о той же генеральной совокупности частиц с массами $m_0 \geq m_{0l}$, в качестве функции распределения по массам $p_m(m_0)$ должно быть выбрано то же распределение Парето (15).

При построении распределения плотности вероятности по скоростям входа в атмосферу будем использовать результаты радиолокационных наблюдений метеоров как таковых, которые через массу дают статистически значимые результаты и характеризуют частички с минимальными массами, доступными для наземных наблюдений. В работе [2] приводятся наблюдаемые распределения метеоров, зарегистрированных радиолокационным способом. Данные распределения являются бимодальными с максимумами возле 30 и 54 км/с. Соотношение между амплитудами обеих мод распределения меняется на протяжении года, причем амплитуда в моде первого распределения приблизительно в два раза больше, чем у второго. Для аналитических расчетов авторы [2] предлагают аппроксимацию гауссианами:

$$G(v) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(v - \bar{v})^2}{2\sigma_v^2}\right);$$

$$p_v(v_0) = PG(\bar{v}_1, \sigma_{v1}) + (1 - P)G(\bar{v}_2, \sigma_{v2}), \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{v}_1 &= 32,32 \text{ км/с}, \quad \sigma_{v1} = 6,51 \text{ км/с}, \\ \bar{v}_2 &= 54,26 \text{ км/с}, \quad \sigma_{v2} = 5,15 \text{ км/с}. \end{aligned}$$

Кроме того, для P дается зависимость от времени на протяжении года. Однако так выглядят наблюдаемые распределения без коррекции. После соответствующей коррекции соотношение между амплитудами максимумов радикально меняется, причем почти без изменения средних значений скорости в модах распределения. К сожалению, в [2] не приводится аналитическая зависимость скорректированных распределений, только рисунок с гистограммами. Учитывая, что мы строим функцию распределения притока вещества, усредненную на протяжении года, воспользуемся формулой (20) с приближенным средним значением $P = 0,33$.

Для построения функции распределения плотности вероятности по зенитным углам радианта $p_z(z_R)$ рассмотрим следующую модель. Приближенно примем, что количество частиц $dN(r, r + dr)$, влетающих в земную атмосферу из определенного направления за единицу времени в диапазоне dr , можно записать как (рис. 1)

$$dN(r, r + dr) \sim 2n_0\pi r dr,$$

где n_0 — пространственная концентрация частиц. Поскольку $r = R_\oplus \sin z_R$, то

$$dN(z_R, z_R + dz_R) \sim 2n_0\pi R_\oplus^2 \sin z_R \cos z_R dz_R.$$

Тогда в качестве относительной функции распределения по зенитным расстояниям радианта примем распределение синус-косинуса: $\sin z_{R0} \cos z_{R0}$. Учитывая, что интеграл

$$\int_0^{\pi/2} \sin z_{R0} \cos z_{R0} dz_{R0} = 1/2,$$

после нормировки для функции распределения плотности вероятности получим

$$p_z(z_{R0}) = \sin 2z_{R0}. \quad (21)$$

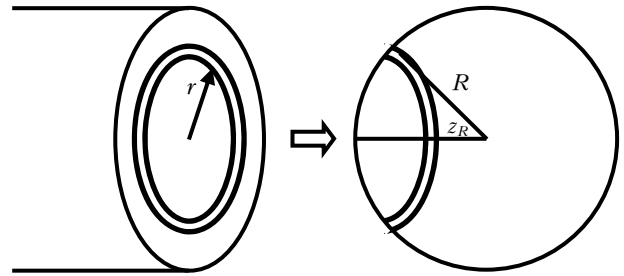


Рис. 1. К построению функции распределения плотности вероятности притока космического вещества на Землю по начальным зенитным углам радиантов метеороидов

Строго говоря, данное распределение будет несколько искажено гравитационным притяжением Земли, однако оно является удобным (из-за простоты) для приближенных оценок. Все три функции (15), (20) и (21) приведены на рис. 2.

Таким образом, примем в качестве функции распределения плотности вероятности космических частиц, которые влетают в земную атмосферу за год, функцию (19), а ее составляющих — (15), (20) и (21). Границы параметров генеральной совокупности составляют: по массе 10^{-18} – 10^{-8} г, по скорости 11,2–72,5 км/с (метеороиды, принадлежащие Солнечной системе), по зенитному углу радианта $0 \div 90^\circ$. Для расчета количества частиц за год на всю поверхность Земли в пределах m_{01} – m_{02} , v_{01} – v_{02} , и z_{R01} – z_{R02} можно воспользоваться (18):

$$\Delta N = N_l \int_{m_{01}}^{m_{02}} \int_{v_{01}}^{v_{02}} \int_{z_{R01}}^{z_{R02}} p_{mvz}(m_0, v_0, z_{R0}) dm_0 dv_0 dz_{R0}, \quad (22)$$

где выберем $m_{01} = 10^{-18}$ г, и соответственно (14) $N_l \approx 8,24 \cdot 10^{23}$. Если взять количество частиц за секунду на квадратный сантиметр (при площади поверхности Земли как сферы на высоте 100 км над уровнем моря, средний радиус Земли $R_\oplus = 6367,445$ км — Канберра, 1979), получим $N_l \approx 4,97 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

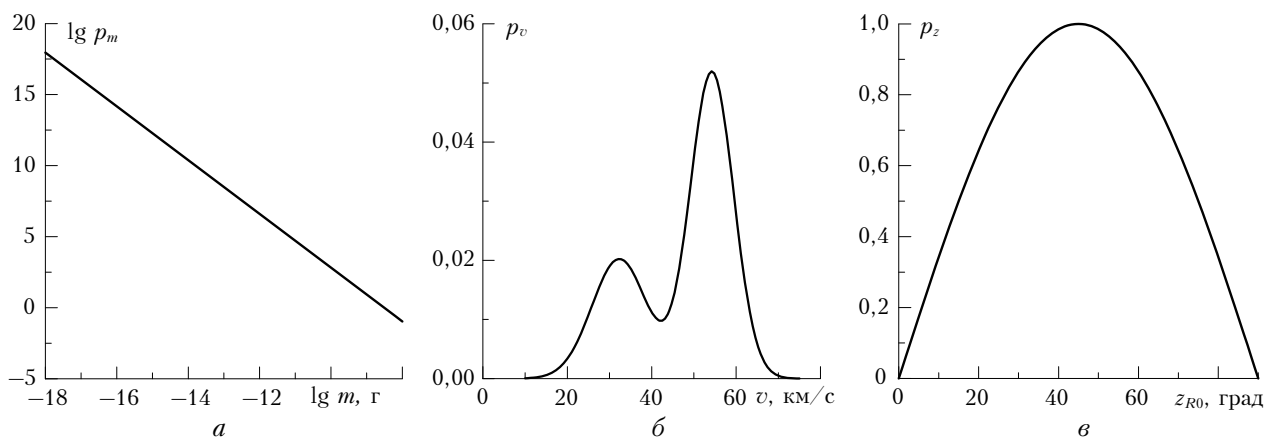


Рис. 2. Компоненты трехмерного распределения притока космических частиц в атмосферу Земли по начальной массе (а), скорости (б) и углу вхождения в атмосферу (в)

Как было сказано выше, формально границы интегрирования по скорости должны отображать диапазон реальных скоростей космических частиц, т.е. $v_{0\min} \approx 11,2$ км/с, $v_{0\max} \approx 72,5$ км/с. Однако вне этих пределов функция $p_z(v_0)$, как видно из рис. 2, имеет практически нулевые значения, и в случае интегрирования по всему диапазону целесообразно использовать бесконечные пределы, которые позволяют провести интегрирование суммы гауссиан аналитически.

3. Распределение аэрозоля космического происхождения в атмосфере

Все космические частицы с начальными параметрами m_0 , v_0 и z_{R0} «останавливаются» в атмосфере (тормозятся до некоторой малой скорости v_S) на некоторой высоте H_S , не изменяя своей массы, если выполняется условие (12), и формируют таким образом профиль распределения аэрозоля с высотой для частиц данной массы.

Рассмотрим для функции p_{mvz} из (19) ее «срез» для некоторой фиксированной массы m_0 . Распределение плотности на таком «срезе» будет иметь вид (рис. 3) в соответствии с распределениями функций p_v и p_z (см. рис. 2), куда p_m входит как амплитудный множитель.

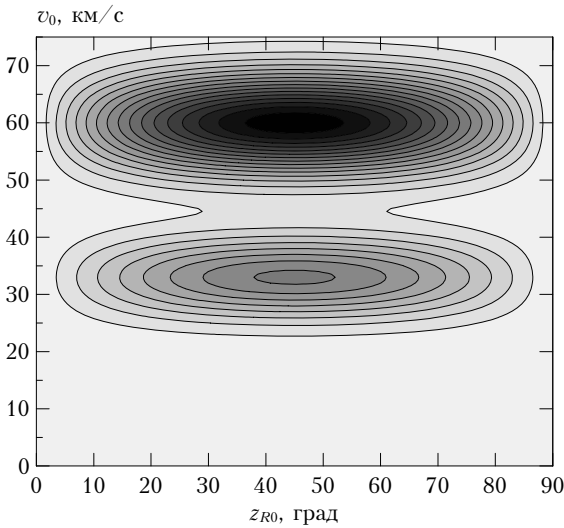


Рис. 3. Распределение метеороидов, влетающих в атмосферу, по начальной скорости и зенитному углу радианта при некоторой фиксированной массе. Темный цвет соответствует большей плотности вероятности

Очевидно, космические частицы, которые будут превращаться в аэрозоль в соответствии с (13), будут лежать на аналогичном графике в некоторой области, ограниченной по зенитному углу радианта z_{R0} значениями $0-90^\circ$, по скорости v_0 — снизу минимальным значением $v_{0\min} \approx 11,2$ км/с, а сверху — значением, которое вычисляется из уравнения

$$m_0^{1/3} v_0^3 \cos z_{R0} = C_T, \quad (23)$$

полученного как верхняя граница из неравенства (13), для всех z_{R0} , для которых $v_0 \leq v_{0\max}$, иначе величиной $v_{0\max}$. Величина зоны будет меняться с массой (рис. 4, выделенная область).

Вероятность достижения частицей температуры плавления и, таким образом, превращения в метеор будет пропорциональной величине скорости и косинусу зенитного угла радианта. Поэтому, выбирая их максимальные значения $v_{0\max} \approx 72,5$ км/с, $\cos z_{R0} = 1$, из (23) можно найти критическое значение массы частицы $m_{0cr} = 1,7 \cdot 10^{-14}$ г, ниже которого все метеороиды превращаются в аэрозоль, независимо от других начальных параметров.

Высоту остановки H_S частицы данной массы m_0 , которая не превратилась в метеор, т.е. при выполнении условия (13), можно найти из уравнения (7), если принять некоторую скорость «остановки» v_S :

$$v_0 = v_S \exp\left(\frac{C_V \rho_A(H_S)}{m_0^{1/3} \cos z_{R0}}\right), \quad (24)$$

где $C_V = c_R A H^* \rho_M^{-2/3}$. Имеет место очевидное равенство $C_T/C_V = 24\beta \sigma \exp(1)(T_m^4 - T_0^4)/\Lambda$. Положим для дальнейших расчетов $v_S = 0,5$ км/с. Полученная из (24) зависимость между v_0 и z_{R0} для некоторых высот H_S изображена на рис. 4 линиями равной высоты остановки. Очевидно, что данные кривые имеют физический смысл только для выделенной области — аэрозолей, а не в зоне метеоров, где частицы теряют массу и со временем испаряются.

Чтобы получить распределение плотности вероятности количества аэрозолей с высотой $p_{mH}(m_0, H_S)$, сначала перейдем от распределения по зенитным углам радианта к распределению по высотам остановки частицы:

$$p_H(H_S) = p_{z(H_S)}(z_{R0}(H_S)) \left| \frac{\partial z_{R0}(H_S)}{\partial H_S} \right|, \quad (25)$$

где $z_{R0}(H_S)$, и якобиан перехода $\partial z_{R0}(H_S)/\partial H_S$ находится из формулы (24), которую можно представить в виде

$$\cos z_{R0} = \frac{C_V \rho_A(H_S)}{m_0^{1/3} \ln \frac{v_0}{v_S}} \equiv C_z(m_0, v_0, H_S), \quad (26)$$

где введено обозначение C_z для косинуса зенитного расстояния радианта как функции начальной скорости при заданных m_0 и H_S . Тогда, учитывая, что зенитный угол радианта лежит в пределах $0-90^\circ$, функцию p_z , которая входит в состав p_{mvz} , запишем как

$$\begin{aligned} p_z(z_{R0}(H_S)) &= 2 \cos z_{R0} \sqrt{1 - \cos^2 z_{R0}} \equiv \\ &\equiv 2 C_z \sqrt{1 - C_z^2}, \end{aligned} \quad (27)$$

а якобиан

$$\frac{\partial z_{R0}}{\partial H_S} = \frac{1}{H^*} \frac{C_z}{\sqrt{1 - C_z^2}}. \quad (28)$$

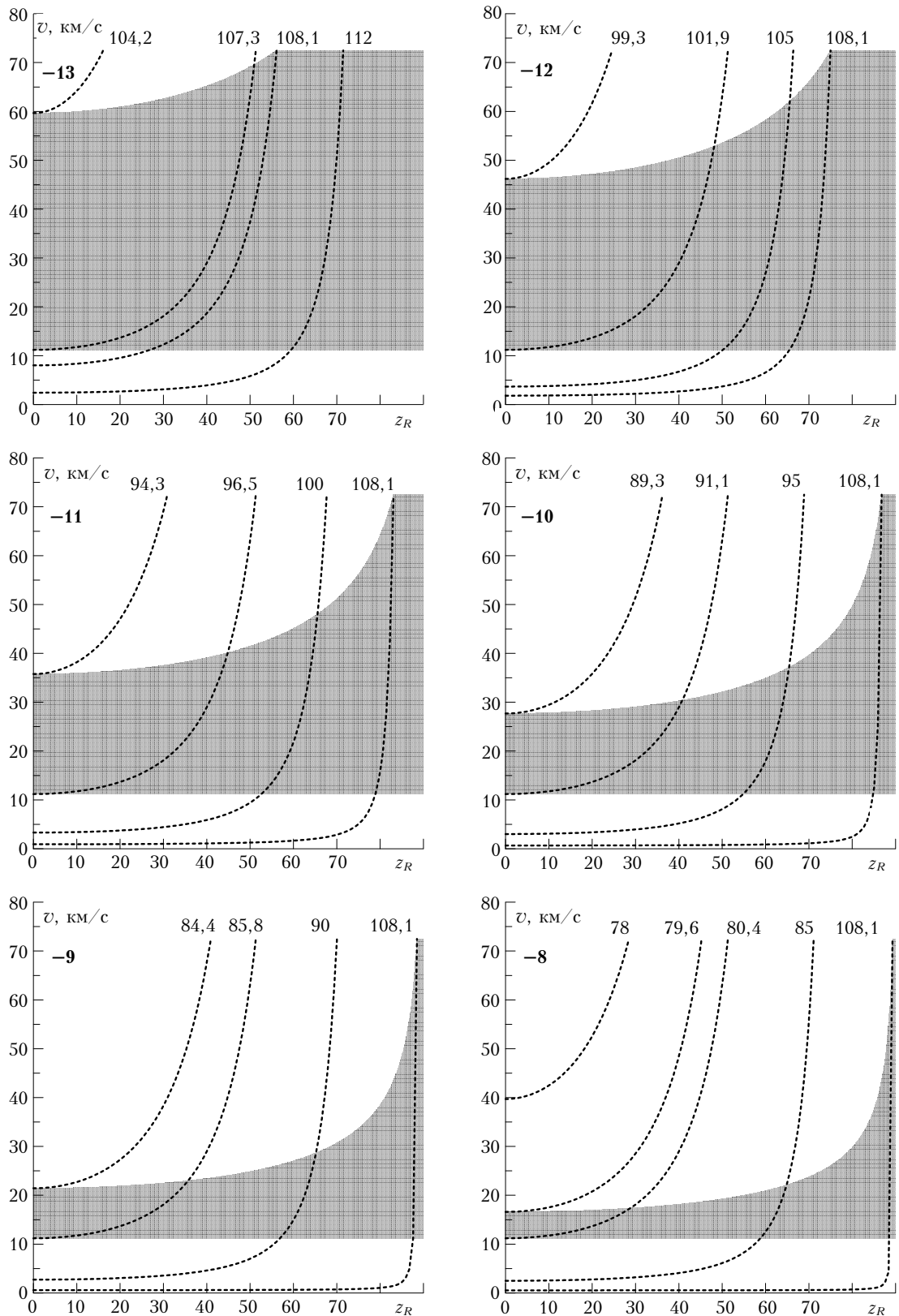


Рис. 4. Области распределения частиц в координатах $v_0: z_{R0}$ для $m_0 = 10^{-13} - 10^{-8}$ г (обозначены логарифмы масс). Зенитное расстояние радианта — в градусах. Выделенная область — зона частиц, которые превращаются в аэрозоль; выше — зона метеоров. Пунктирные кривые — линии равной высоты (км) останова метеороидов (имеют физический смысл лишь для зоны аэрозолей)

После подстановки (27) и (28) в (25) окончательно получим

$$p_H(m_0, v_0, H_S) = 2/H^* C_z^2(m_0, v_0, H_S). \quad (29)$$

После интегрирования нового трехмерного распределения по скорости имеем

$$p_{mH}(m_0, H_S) = p_m(m_0) \int_{v_1(m_0, H_S)}^{v_2(m_0, H_S)} p_v(v_0) p_H(m_0, v_0, H_S) dv_0. \quad (30)$$

Функцию $p_H(m_0, v_0, H_S)$ удобно представить в явном виде и вынести из-под интеграла не зависящие от скорости члены. Окончательно получим

$$p_{mH}(m_0, H_S) = p_m(m_0) \frac{2}{H^*} \left(\frac{C_V \rho_0 \exp(-H_S/H^*)}{m_0^{1/3}} \right)^2 I_v(m_0, H_S), \quad (31)$$

где

$$I_v(m_0, H_S) = \int_{v_{01}(m_0, H_S)}^{v_{02}(m_0, H_S)} \frac{p_v(v_0)}{\ln^2(v_0/v_S)} dv_0. \quad (32)$$

Найдем пределы интегрирования v_{01} и v_{02} , которые в общем случае являются функциями от m_0 и H_S , а также минимальную высоту $H_{S\min}$, которой может достигать частица определенной массы. Для расчета этих величин найдем значения H_S , которые соответствуют некоторым точкам в пространстве параметров (v_0, z_{R0}) . Как видно из рис. 4, для каждого значения массы существует некоторое минимальное значение $H_{S\min}$, ниже которого плотность распределения равна нулю – кривая (24) проходит выше выделенной зоны. Данная точка соответствует значениям $z_{R0} = 0$, и $v_{0H\min} = (C_T/m_0^{1/3})^{1/3}$, которое получено из (23). Величину $H_{S\min}$, соответствующую этой точке, найдем из (24), подставив в нее $\rho_A(H_S)$ из барометрической формулы в явном виде:

$$H_{S\min}(m_0) = H^* \ln \left[\frac{\rho_0 C_V}{m_0^{1/3} \ln[v_0/v_S]} \right], \quad (33)$$

где используем $v_0 = v_{0H\min}$.

Следующая важная точка имеет параметры $z_{R0} = 0$, $v_0 = v_{0\min}$, что соответствует кривой остановки частицы на некоторой высоте $H_{S\lim1}$, которую найдем также из (33), положив $v_0 = v_{0H\min}$.

Последняя критическая точка – достижение функцией $v_0(z_{R0})$, выраженной из (23), максимальной скорости $v_0 = v_{0\max}$. Высоту остановки аэрозольной частицы в этой точке найдем из (24), подставив туда $\cos z_{R0} = C_T/m_0^{1/3} v_0^3$, полученное из (23):

$$H_{S\lim2} = H^* \ln \left[\frac{\rho_0 C_V v_{0\max}^3}{C_T \ln[v_{0\max}/v_S]} \right]. \quad (34)$$

Как видно, она не зависит от массы.

Таким образом, расчет интеграла $I_v(m_0, H_S)$ в (32) следует начинать с высоты $H_{S\min}$, которая определяется из (33), и продолжать формально до бесконечности. В диапазоне $H_{S\min}(m_0) \div H_{S\lim1}(m_0)$ нижняя граница интегрирования $v_{01}(m_0, H_S)$ определится из (24) при $z_{R0} = 0$. При $H_S \geq H_{S\lim1}$ $v_{01} = v_{0\min}$. Верхняя граница $v_{02}(m_0, H_S) = v_{0\max}$ при $H_S \geq H_{S\lim2}$, а в пределах $H_{S\min} \div H_{S\lim2}$ определяется как точка пересечения двух функций $v_0(z_{R0})$ из уравнений (23) и (24). Исключив из обоих уравнений $\cos z_{R0}$, получим логарифмическое уравнение относительно v_0 :

$$\ln \frac{v_{02}}{v_S} = \frac{C_V}{C_T} \rho_A v_{02}^3,$$

которое будем решать численно. Результаты расчета $I_v(m_0, H_S)$ представлены на рис. 5.

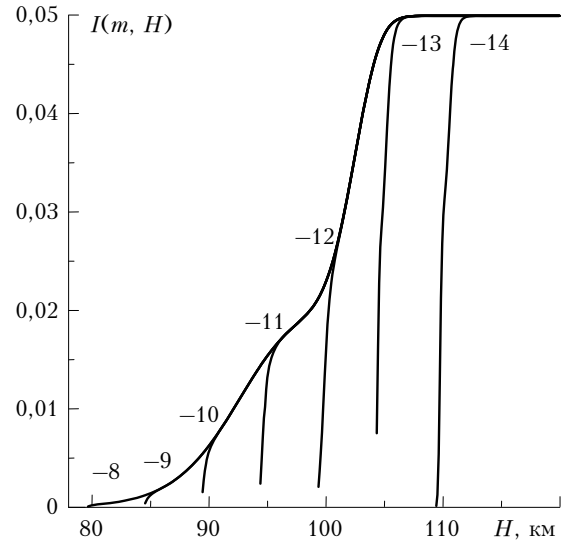


Рис. 5. Зависимость интеграла $I_v(m_0, H_S)$, рассчитанного численно, от высоты для $m_0 = 10^{-14} \div 10^{-8}$ г (обозначены логарифмы масс)

Проведем расчеты для ряда масс космических частиц, начиная с $m_0 = 10^{-14}$ г и заканчивая $m_0 = 10^{-8}$ г. Корректность расчета функции распределения плотности вероятности p_{mvz} для каждой массы можно проверить с помощью очевидного равенства

$$\int_{H_{S\min}}^{+\infty} p_{mH}(m_0, H_S) dH_S = p_m(m_0) \int_0^{\pi/2} p_z(z_{R0}) \int_{v_{0\min}}^{v_C(z_{R0})} p_v(v_0) dv_0. \quad (35)$$

Следует сделать замечание – функция p_{mH} не является нормированной на единицу, поскольку представляет собой только часть распределения плотности вероятности от общей функции, именно та, которая описывает частицы, превращающиеся в аэрозоль.

Двойной интеграл в правой части (35) будет равен единице для значений $m_0 < m_{0cr}$, для больших масс его значения будут меньше единицы.

Результаты расчета $p(m_0, H_S)$ в виде распределений, нормированных на свой максимум, для некоторых масс приведены на рис. 6.

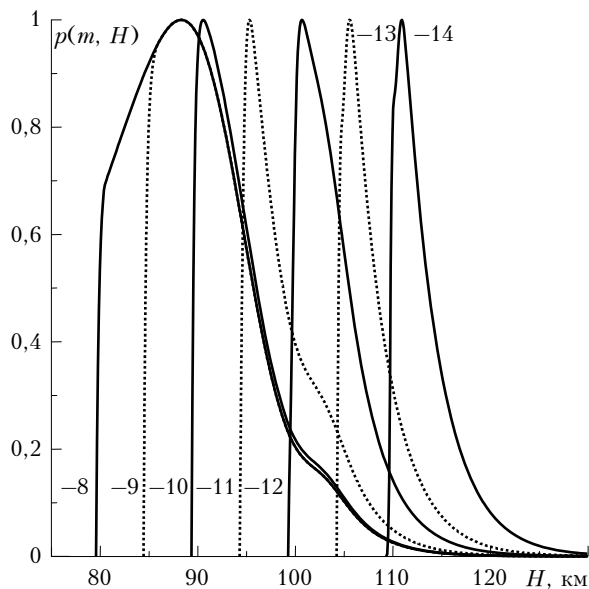


Рис. 6. Относительное (нормированное на значение в моде) двумерное распределение притока аэрозолей космического происхождения в атмосферу Земли как функция массы и высоты их образования для диапазона масс $m_0 = 10^{-14} \div 10^{-8}$ г (обозначены логарифмы масс). Амплитудные множители $p_{max}(m_0)$ ($\text{г}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) для разных масс соответственно равны: $4,97 \cdot 10^4$; $6,24 \cdot 10^2$; $3,8$; $2,99 \cdot 10^{-2}$; $1,51 \cdot 10^{-4}$; $4,45 \cdot 10^{-7}$; $1,23 \cdot 10^{-9}$

Заключение

Как видно из рис. 6, минимальная высота, которой может достигать потенциальная аэрозольная частица, составляет $\sim 79,6$ км и соответствует метеороиду массой 10^{-8} г, который движется вертикально вниз со скоростью $\sim 16,6$ км/с. Частица той же массы, но с меньшей начальной скоростью, остановится выше, а с большей — превратится в метеор. Для аэрозольных частиц диапазона масс $10^{-14} \div 10^{-8}$ их остановки происходят в довольно узком диапазоне высот: 80–120 км. При этом с увеличением массы метеороидов уменьшается их вклад в аэрозоль по отношению к общему числу частиц: показатель распределения по массе k увеличивается от общего начального значения 0,892 (оставаясь таким же для масс $m_0 < m_{0cr}$) до 1,1–1,2 для масс $10^{-12} \div 10^{-10}$ г и до почти 1,4 для наиболее тяжелых аэрозольных частиц $\sim 10^{-9} \div 10^{-8}$ г.

Плотность вероятности конечного распределения $p_{mi}(m_0, H)$ (индекс «S» опускаем), которая описывается формулой (31) и приведена на рис. 6, имеет размерность $\text{г}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Если ее умножить на N_i аналогично (22), т.е. на количество частиц, которые влетают на квадратный сантиметр Земли за 1 с, то размерность данного произведения будет

$\text{г}^{-1} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Таким образом, величина $N_i p(m_0, H)$ может быть интерпретирована как изменение концентрации аэрозоля на единицу массы за единицу времени. Для дальнейшего использования полученных результатов можно написать выражение для концентрации аэрозоля

$$\frac{dn(m, H)}{dt} = N_i p(m, H) dm.$$

Данную формулу целесообразно использовать для исследований дальнейшей эволюции аэрозольной составляющей космического происхождения — медленного дрейфа под действием сил гравитации и сопротивления воздуха, а также для построения квазистационарных профилей аэрозоля на всех высотах, вплоть до земной поверхности.

Авторы высказывают благодарность Ю.М. Кудре за ценные советы и замечания при работе над статьями.

Работа выполнена при поддержке гранта НАН Украины — РФФИ 2008–2009 гг. № 28.

1. Лебединец В.Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 250 с.
2. Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Кручиненко В.Г. Метеоры и метеорное вещество. Киев: Наук. думка, 1989. 294 с.
3. Лебединец В.Н. Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 272 с.
4. Nady B. Carbonaceous meteorites. Amsterdam; New York, 1975. 747 p.
5. Brownlee D.E., Hodge P.W. Ablation debris and primary micrometeoroids in the atmosphere // Space Res. 1973. V. 13, N 2. P. 1139–1151.
6. Öpik E.J. Physics of Meteor Flight in the Atmosphere. N.Y.: Interscience Publ., 1958. 174 p.
7. Ермаков В.И., Охлопков В.П., Стожков Ю.И. Влияние пыли космического происхождения на облачность, альbedo и климат Земли // Вестн. МГУ. Сер. 3. 2007. Т. 48, № 5. С. 41–45.
8. Öpik E.J. Interplanetary dust and terrestrial accretion of meteoric matter // Irish Astron. J. 1956. V. 4, N 3/4. P. 84–135.
9. Кручиненко В.Г. Приток космических тел на Землю в широком интервале масс // Кинематика и физика небесных тел. 2002. Т. 18, № 2. С. 114–127.
10. Whipple F.L. The theory of micro-meteorites. Part I. In an isothermal atmosphere // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. 1950. V. 36, N 12. P. 686–695.
11. Whipple F.L. The theory of micro-meteorites. Part II. In heterothermal atmospheres // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. 1951. V. 37, N 1. P. 19–29.
12. Фесенков В.Г. К вопросу о микрометеоритах // Метеоритика. 1955. № 12. С. 3–14.
13. Левин Б.Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 296 с.
14. Cospar International Reference Atmosphere (CIRA-1972). Berlin: Akademie-Verlag, 1972. 450 p.
15. Ярошевский В.А. Вход в атмосферу космических летательных аппаратов. М.: Наука, 1988. 336 с.
16. Таблица временной стандартной атмосферы. Вычислит. центр АН СССР. 1960.

17. Таблица временной стандартной атмосферы. ГОСТ 4401-64. М., 1964.
18. *õpik E.J.* Researches on the physical theory of meteor phenomena // Publ. Obs. Astr. Tartu. 1937. V. 29, N 5. 67 p.
19. *Ceplecha Z.* Influx of interplanetary bodies onto Earth // Astron. and Astrophys. 1992. V. 263. P. 361–366.
20. *Кручиненко В.Г.* Тепловые взрывы метеороидов в атмосфере Земли // Кинематика и физика небесных тел. 2004. Т. 20, № 3. С. 269–282.

V.G. Kruchynenko, P.M. Kozak, Yu.G. Taranukha, O.O. Rozhilo, G.M. Kruchenytskiy, L.V. Kozak, V.M. Ivchenko, L.M. Bylokrynytska. **Meteoroids as a source of aerosol in the upper atmosphere.**

The problem of the aerosol formation in upper atmosphere is considered. Meteoroids of mass range 10^{-18} – 10^{-8} g are taken as a source of the aerosol origin. Basing on classical equations of deceleration and heating of small meteor bodies we have determined the maximal temperatures of the particles and altitudes at which they reach critically low velocities, i.e. altitudes of «stop». The condition of non-reaching the melting temperature by a particle is used as the condition of particle transformation into aerosol component. Basing on a cumulative distribution over masses of space matter onto earth and results of radar meteor observations, the three-dimensional probability density of the number of such particles has been plotted as a function of the following parameters being critical for reaching the melting temperature by a particle: initial mass, velocity and angle of entrance into the atmosphere. It is shown that stone particles with initial masses less than $\sim 1.7 \cdot 10^{14}$ g become the aerosols independently of other parameters. Using transformation of the plotted distribution in accordance with meteor physics equations we have derived two-dimensional distribution over mass and altitude of cosmic aerosol formation.