«Оптика атмосферы», **3**, № 11 (1990)

УДК 523.58

М. Бегханов, О. Курбанмурадов, В.Н. Лебединец

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЫЛЕВЫХ СЛЕДОВ МЕТЕОРОВ

Разработан алгоритм для описания коагуляционных процессов в следах ярких метеоров и расчета оптических характеристик образующихся пылевых следов. Принята модель квазннепрерывного дробления метеорных тел в атмосфере, и учтена зависимость коэффициента теплопередачи от массы тела. Начальное расширение следа до установления теплового равновесия с атмосферой рассматривается как линейный взрыв на оси следа, а его последующее расширение обусловлено турбулентной диффузией. Показано, что к реальным следам метеоров применима модель тепловой коагуляции и неприменима модель броуновской коагуляции.

Согласно численным расчетам ежесуточно в атмосфере Земли образуется около 100 оптически плотных пылевых следов метеоров, которые могут наблюдаться днем из космоса в участке спектра 0,24 ... 0,26 мкм или в сумерки с поверхности Земли в области спектра 0,3 ... 1,0 мкм.

Введение

Влетающие в атмосферу из космического пространства пылевые частицы с массами более 10^{-8} г практически полностью испаряются в верхней атмосфере. При этом образуются газовые следы, в которых парциальное давление паров метеорного вещества (SiO_2, MgO, Fe_2O_3, CaO, Al_2O_3 и др.) на несколько порядков выше давления насыщенных паров этого вещества при температурах, характерных для верхней атмосферы, и поэтому начинаются конденсационно-коагуляционные процессы образования пылевых следов метеоров. Сумеречные наблюдения показывают, что очень яркие метеоры (болиды) могут оставлять мощные пылевые следы, которые видны в течение десятков минут, расширяясь за это время в поперечном направлении до сотен метров и искривляясь под действием высотных градиентов скорости ветра [1].

Вследствие диффузионного расширения следа концентрация паров метеорного вещества и образующихся мельчайших зародышей пылевых частиц в следе быстро падает, поэтому коагуляционные процессы могут быть эффективными лишь на ранней стадии существования метеорного следа с достаточно высокой начальной концентрацией пара. В связи с этим очень важно адекватное описание процессов формирования начальной структуры газового следа метеора и последующего диффузионного расширения следа.

Пылевые следы болидов образуют наиболее сильные неоднородности светорассеивающих характеристик в средней атмосфере на высотах 30 ... 100 км. В этом отношении с ними могут конкурировать лишь серебристые облака, иногда возникающие в очень тонком слое мезопаузы в приполярных широтах. При этом весьма вероятно, что ядрами конденсации паров воды в серебристых облаках являются мельчайшие пылинки метеорного происхождения.

Пылевые следы болидов могут наблюдаться не только с поверхности Земли в сумерки, когда они освещены прямыми солнечными лучами. Пылевые следы на высотах более 45 км должны быть хорошо видны днем с борта космических аппаратов в ультрафиолетовом излучении при максимуме полосы поглощения озона 0,24 ... 0,26 мкм на фоне очень темной в этих лучах дневной атмосферы Земли. С учетом многообразия внеатмосферных скоростей и углов вхождения метеорных тел в атмосферу пылевые следы болидов могут быть весьма схожими с конденсационными следами ракет на активных участках их траекторий.

В настоящей статье рассматриваются стадии формирования и разрушения газопылевых следов метеоров, рассчитываются оптические характеристики следов, оцениваются граничные значения масс метеорных тел с различными плотностями и скоростями, следы которых могут быть обнаружены с помощью различных методов наблюдений (лазерная локация, наземные сумеречные наблюдения, наблюдения из космоса).

Начальная стадия формирования следа метеора

Так как наблюдаемые с поверхности Земли пылевые следы обычно оставляют лишь яркие метеоры, порождаемые достаточно крупными метеорными телами с начальными массами $M_0 > 1$ г, нас прежде всего будут интересовать следы крупных метеорных тел.

Для таких тел в первом приближении можно пренебречь временем испарения осколка по сравнению со временем полного разрушения метеорного тела после начала его квазинепрерывного дробления. Тогда скорость испарения метеорного вещества можно записать в виде [4]

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{\wedge AM^{2/3}\rho v^3}{2Q_g\delta_0^{2/3}}, \tag{1}$$

где M, v — масса и скорость метеорного тела на высоте h и плотность атмосферы равна ρ; $\wedge$ — коэффициент теплопередачи; A — коэффициент формы метеорного тела; δ_0, Q_g — плотность и удельная энергия дробления метеорного тела.

В случае изотермической атмосферы

$$dt = \frac{dl}{v} = \frac{dh}{v\cos z} = \frac{Hd\rho}{\rho v\cos z}, \tag{2}$$

где dl — отрезок пути вдоль видимой траектории метеора; z — зенитное расстояние радианта метеора (угол между вектором скорости метеора и линией отвеса); H — приведенная высота однородной атмосферы.

Из (1) и (2) найдем

$$\frac{dM}{d\rho} = -\frac{\wedge AHM^{2/3}v^2}{2Q_g\delta^{2/3}\cos z}. \tag{3}$$

Интегрируя (3) при постоянных $\wedge$, A, v, получаем

$$M^{1/3} = M_0^{1/3} - \frac{\wedge AHv_0^2\rho}{6Q_g\delta^{2/3}\cos z}, \tag{4}$$

где v_0 — внеатмосферная скорость метеорного тела.

Из (1), (2) и (4) найдем массу испаряющегося метеорного вещества на единицу длины пути метеора

$$\frac{dM}{dl} = \frac{M_0\cos z}{H}\cdot\frac{\rho}{\rho_m}\left(1-\frac{1}{3}\,\frac{\rho}{\rho_m}\right)^2, \tag{5}$$

максимальное значение dM/dl

$$(dM/dl)_m = 4M_0\cos z/9H, \tag{6}$$

плотность атмосферы ρ_m на высоте h_m максимальной скорости испарения

$$\rho_m = \frac{2Q_g M_0^{1/3}\delta_0^{2/3}\cos z}{\wedge AHv_0^2} \tag{7}$$

и плотность атмосферы ρ_κ на высоте h_κ конца следа $\rho_\kappa = 3\rho_m$.

В соответствии с [5] принимаем

$$\wedge = 0{,}03 + 0{,}97\exp(-0{,}25M_0). \tag{8}$$

Начальное расширение следов метеорных тел с массами $M_0 > 1$ г происходит взрывообразно вследствие практически мгновенного выделения на оси следа большой кинетической энергии испарившегося метеорного вещества. Начальный радиус метеорного следа $R_{\text{н}}$ можно оценить из условия равенства плотности кинетической энергии теплового движения молекул в невозмущенной атмосфере

$$\frac{v_0^2}{2}\,\frac{dM}{dl} = \pi R_{\text{н}}^2 C_b\kappa T, \tag{9}$$

где C_b — концентрация молекул атмосферы; T — температура атмосферы; κ — постоянная Больцмана.

Из (5) и (8) получим

$$R_{\text{н}}^2 = \frac{Mv_0^2\cos z}{2\pi C_b\kappa TH}\,\frac{\rho}{\rho_m}\left(1-\frac{1}{3}\,\frac{\rho}{\rho_m}\right)^2. \tag{10}$$

Дальнейшее расширение следа происходит под действием турбулентности. Так как в данной стадии размеры частиц (соответственно и их массы) находятся еще на молекулярном уровне, то для его описания используем закон Ричардсона [7]

$$K(l) = \frac{1}{6} \cdot \frac{d}{dt} l_*^2(t) = a\bar{\varepsilon}^{1/3} l_*^{4/3}, \tag{11}$$

где $l_*(t)$ — эффективный диаметр облака, связанный с радиусом двумерного сечения R_0 соотношением

$$R_0 = l_*/\sqrt{6}; \tag{12}$$

a — константа в законе Ричардсона, которая по различным данным заключена в пределах 0,1 … 0,3 (принимаем a = 0,2); $\bar{\varepsilon}$ — среднее значение скорости диссипации энергии турбулентности. Из (11) и (12) получаем уравнение для $R_0^2(t)$

$$\frac{dR_0^2}{dt} = a\bar{\varepsilon}^{1/3} 6^{2/3} R_0^{4/3} \approx 3a\bar{\varepsilon}^{1/3} (R_0^2)^{2/3}, \tag{13}$$

т.е.

$$R_0^2(t) = (R_{\text{н}}^{2/3} + a\bar{\varepsilon}^{1/3} t)^3, \tag{14}$$

где время t отсчитывается от момента окончания формирования начального радиуса газового следа метеора $R_{\text{н}}$.

Коагуляционная эволюция спектра масс частиц

Естественная дискретизация масс частиц на микроскопическом уровне определяется средней массой одной молекулы метеорного вещества $m_1 \approx 10^{-22}$ г. Пусть C_n — концентрация n-меров, т.е. частиц с массами $m_n = nm_1$. Эволюция спектра масс частиц описывается известным коагуляционным уравнением [6]

$$\frac{dC_n}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{n-1} K_{j,\, n-j} C_j C_{n-j} - C_n \sum_{j=1}^{\infty} K_{j,\, n} C_j, \tag{15}$$

$$C_n(t=0) = C_{0n}, \; n = 1, 2, 3, \ldots, \infty,$$

где C_{0n} — начальное распределение; $K_{i,j}$ — коэффициент коагуляции.

В метеорных следах первоначально образуются очень мелкие частицы, концентрация которых достаточно велика (10^{11} … 10^{13}), а для них $K_n \ll 1$. Следовательно, применима модель броуновской коагуляции, обусловленной тепловым движением, с коэффициентом коагуляции:

$$K_{i,j}^T = \pi (r_i + r_j)^2 \left[\frac{8\kappa T}{\pi} \left(\frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_j} \right) \right]^{1/2}, \tag{16}$$

где r_i, r_j — радиусы коагулирующих частиц, которые мы считаем сферическими, т. е.

$$m_i = \frac{4}{3} \pi r_i^3 \delta, \; m_j = \frac{4}{3} \pi r_j^3 \delta. \tag{17}$$

Здесь δ — плотность частиц.

Однако по мере развития процесса коагуляции в следах очень ярких болидов могут появляться и достаточно крупные частицы, к которым должна применяться модель броуновской коагуляции с коэффициентом ($K_n \gg 1$)

$$K_{i,j}^{\delta} = 4\pi (r_i + r_j)(D_i + D_j), \tag{18}$$

где D_i, D_j — коэффициенты диффузии частиц.

Найдем граничное значение радиуса частиц r_0, при котором коэффициенты тепловой и броуновской коагуляции равны между собой $K_{i,j}^T = K_{i,j}^\delta$. Для упрощения расчета предположим $r_i = r_j$ и $m_i = m_j$. Тогда

$$K_{i,j}^T = 4\sqrt{2}\,\pi r_i^2 \left(\frac{8\kappa T}{\pi m_i}\right)^{1/2} \sim r_i^{1/2}, \tag{19}$$

$$K_{i,j}^\delta = 16\pi r_i D_i = 16\pi \frac{0{,}274}{C_b r_i}\left(\frac{\kappa T}{2\pi m_b}\right)^{1/2} \sim r_i^{-1}, \tag{20}$$

где m_b — масса молекулы воздуха; C_b — концентрация молекул воздуха. В (20) использовано выражение для коэффициента диффузии

$$D_i = \frac{0{,}274}{C_b r_i^2}\left(\frac{\kappa T}{2\pi m_b}\right)^{1/2}. \tag{21}$$

Приравнивая $K_{i,j}^T$ и $K_{i,j}^\delta$ из (19) и (20) получим

$$r_0^{2/3} = \frac{0{,}4\delta^{1/2}}{C_b m_b^{1/3}}. \tag{22}$$

Подставляя в (22) численные значения $m_b = 4{,}8 \cdot 10^{-23}$ г и $\delta = 2{,}5$ г/см^3 (для каменных метеорных тел), получим

$$r_0 = \frac{4{,}4}{(10^{-10} C_b)^{2/3}} \tag{23}$$

где C_b выражено в см$^{-3}$.

Для интересующего нас интервала высот 30 … 70 км из (23) получим

$$\begin{aligned} &\text{при } h = 30 \text{ км} \qquad && r_0 = 0{,}4 \text{ мкм},\\ &\text{при } h = 70 \text{ км} && r_0 = 14 \text{ мкм}. \end{aligned} \tag{24}$$

Граничное значение радиуса частиц r_0', при котором происходит переход от модели (16) к (18), можно оценить из условия: для поворота вектора скорости на угол $\pi/2$ частица с массой m_j должна испытать примерно m_j/m_b столкновений с молекулами воздуха. Считая частицу практически неподвижной по сравнению с молекулами воздуха и пренебрегая радиусом молекулы по сравнению с r_j, найдем интервал времени Δt, в течение которого частица испытывает m_j/m_b столкновений с молекулами воздуха,

$$\Delta t = \frac{m_j}{\pi r_j^2\, \bar{v}_b C_b m_b}, \tag{25}$$

где

$$\bar{v}_b = \left(\frac{8\kappa T}{\pi m_b}\right)^{1/2} \tag{26}$$

— средняя тепловая скорость молекул атмосферы. За это время частица проходит путь

$$\bar{v}_j \Delta t = \left(\frac{8\kappa T}{\pi m_j}\right)^{1/2} \Delta t. \tag{27}$$

Чтобы частица «диффундировала» в масштабе r_i, должно выполняться условие $\bar{v}_j \Delta t < r_i$. При $r_i = r_j$ и $\bar{v}_j \Delta t = r_i$ из (25)—(27) найдем некоторое граничное значение радиуса частиц с $\delta = 2{,}5$ г/см^3

$$r_0' = \frac{7}{(10^{-10} C_b)^{2/3}}, \tag{28}$$

где C_b близко к (23).

При $r_i \gg r_0'$ применима модель броуновской коагуляции с коэффициентом (18), при $r_i \ll r_0'$ — модель с коэффициентом коагуляции (16), а при $r_i \approx r_0'$ должна использоваться некоторая интерполяция между уравнениями (16) и (18).

Для метеорных следов на высотах $h > 30$ км, в которых образуются лишь очень мелкие частицы с $r_i \lesssim 0{,}1$ мкм, всегда применима только модель (16). Из (19), (20) и (24) легко увидеть, что применение модели (18) приведет к очень сильному завышению эффективности коагуляционных процессов в следах метеоров. Именно такая ошибка была допущена в [8].

Система укрупненных уравнений коагуляции

Для того чтобы сделать систему уравнений (15) практически решаемой численными методами на современных ЭВМ, ее необходимо «укрупнить». Пусть

$$C_\kappa = \sum_{n=2^{\kappa-1}}^{2^\kappa - 1} C_n,$$

т.е. C_κ — концентрация частиц, массы которых лежат в интервале $2^{\kappa-1} m_1 \le m \le 2^\kappa m_1$. Пусть $\tilde{m}_\kappa$ — характерная масса, а $\tilde{r}_\kappa$ — характерный радиус частиц из этого интервала, т. е.

$$\tilde{m}_\kappa = \frac{2^{\kappa-1} m_1 + (2^{\kappa-1}+1) m_1 + \cdots + (2^{\kappa-1}-1) m_1}{2^{\kappa-1}} = \left(3 \cdot 2^{\kappa-2} - \frac{1}{2}\right) m_1, \tag{29}$$

а $\tilde{r}_\kappa$ связан с $\tilde{m}_\kappa$ соотношением

$$\tilde{m}_\kappa = \frac{4}{3} \pi \tilde{r}_\kappa^3 \delta. \tag{30}$$

Предположим, что концентрация C_n плавно изменяется внутри κ-го интервала (т. е. при $2^{\kappa-1} \le n \le 2^\kappa - 1$), а коэффициент коагуляции $K_{i,j}$ плавно изменяется, когда i «пробегает» I-й, а j — κ-й интервал. Тогда, используя соотношение

$$C_n \approx 2^{-\kappa+1} C_\kappa, \tag{31}$$

введем усредненный коэффициент коагуляции

$$\tilde{K}_{i,j} = \pi (\tilde{r}_l + \tilde{r}_j)^2 \left[\frac{8\kappa T}{\pi}\left(\frac{1}{\tilde{m}_l} + \frac{1}{\tilde{m}_j}\right)\right]^{1/2}. \tag{32}$$

Из (15) получим систему «укрупненных» уравнений коагуляции для C_κ при $\kappa = 1, 2, 3, \ldots$

$$\frac{dC_\kappa}{dt} = \tilde{P}_\kappa - C_\kappa \tilde{L}_\kappa, \quad C_\kappa(t=0) = C_{\kappa 0} = \sum_{n=2^{\kappa-1}}^{2^\kappa - 1} C_{0n}, \tag{33}$$

где

$$\tilde{P}_\kappa = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{\kappa} \sum_{l=1}^{\infty} \tilde{K}_{l,j} fl(\kappa, l, j)\, C_l C_j, \tag{34}$$

$$\tilde{L}_{l,j} = \sum_{j=1}^{\infty} \tilde{K}_{\kappa,j} C_j. \tag{35}$$

Здесь

$$fl(\kappa, l, j) = \begin{cases} 0 & \text{при } j = 1, 2, \ldots, \kappa - 2, \\ 3 \cdot 2^{l-\kappa} - 2^{1-\kappa} & \text{при } j = \kappa - 1,\ l = 1, 2, \ldots, \kappa - 2, \\ 1 - 3 \cdot 2^{l-\kappa-1} + 2^\kappa & \text{при } j = \kappa; \end{cases} \tag{36}$$

$$fl(\kappa,\ \kappa-1,\ j)=\begin{cases}3\cdot 2^{j-\kappa}-2^{1-\kappa} & \text{при } j=1,\ 2,\ \ldots,\ \kappa-2,\\ 1 & \text{при } j=\kappa-1,\\ 2^{-2}+2^{-\kappa} & \text{при } j=\kappa;\end{cases} \tag{37}$$

$$fl(\kappa,\ \kappa,\ j)=\begin{cases}0 & \text{при } j=\kappa,\\ 1+3\cdot 2^{j-\kappa-1}+2^{-\kappa} & \text{при } j=1,\ 2,\ \ldots,\ \kappa-1.\end{cases} \tag{38}$$

С учетом (36)—(38) получим

$$\tilde{P}_1=0,\ \tilde{P}_2=\frac{1}{2}\,[\tilde{K}_{1,1}\,C_1^2-\tilde{K}_{1,2}\,C_1C_2],$$

$$\tilde{P}_\kappa=\frac{1}{2}\left[\tilde{K}_{\kappa-1,\,\kappa-1}\,C_{\kappa-1}^2+\tilde{K}_{\kappa-1,\,\kappa}\,C_{\kappa-1}\,C_\kappa\left(\frac{1}{2}+2^{1-\kappa}\right)\right]+$$

$$+\sum_{l=1}^{\kappa-2}[\tilde{K}_{l,\,\kappa-1}\,C_l\,C_{\kappa-1}\,(3-2^{1-\kappa}-2^{1-\kappa})+\tilde{K}_{l,\kappa}\,C_l\,C_\kappa\,(1-3\cdot 2^{l-\kappa-1}+2^{-\kappa})]. \tag{39}$$

Система уравнений (33) нелинейна, поэтому будем решать ее по итерационной схеме с использованием разностной аппроксимации. Переход от $C_\kappa(t)$ к $C_\kappa(t+\Delta t)$ осуществляется по схеме

$$\frac{\overset{(s+1)}{C}_\kappa-C_\kappa(t)}{\Delta t}=\overset{(s)}{\tilde{P}}_\kappa-\overset{(s+v)}{C}_\kappa\,\overset{(s)}{\tilde{L}}_\kappa,\quad \overset{(0)}{C}_\kappa=\overset{(0)}{C}_\kappa(t), \tag{40}$$

где s — итерационный параметр; знак (~) над $\tilde{P}_\kappa$ и $\tilde{L}_\kappa$ указывает, что при их вычислении по (34) и (35) нужно использовать $\overset{(s)}{C}_\kappa$

$$\overset{(s)}{P}_\kappa=\frac{1}{2}\sum_{j=1}^{\kappa}\sum_{l=1}^{\kappa}\tilde{K}_{l,j}\,fl\,(\kappa,\ l,\ j)\,\overset{(s)}{C}_l\,\overset{(s)}{C}_j, \tag{41}$$

$$\overset{(s)}{L}_\kappa=\sum_{j=1}^{\infty}\tilde{K}_{\kappa,j}\,\overset{(s)}{C}_j.$$

Итерационную процедуру (40) продолжаем до тех пор, пока относительное изменение

$$\max_\kappa\frac{|\overset{(s+1)}{C}_\kappa-\overset{(s)}{C}_\kappa|}{|\overset{(s)}{C}_\kappa|}$$

не окажется меньше заранее заданного числа. При этом приходится обрывать спектр на некотором значении κ.

Необходимо еще учесть уменьшение концентрации всех видов частиц в следе, обусловленное расширением следа. Принимаем, что в каждый момент времени t частицы равномерно распределены внутри цилиндра радиусом $R_0(t)$ и их концентрация обращается в нуль на расстоянии от оси цилиндра $R > R_0(t)$. Величина $R_0(t)$ находится с помощью уравнения (14). После того, как с помощью процедуры (40) произведена коагуляционная стадия перехода от $C_\kappa(t)$ к $C_\kappa(t+\Delta t)$, получаем

$$C_\kappa(t+\Delta t):=\frac{R_0^2\,(t)}{R_0^2\,(t+\Delta t)}\,C_\kappa(t) \tag{42}$$

и вновь считаем все частицы равномерно распределенными внутри цилиндра нового радиуса $R_0(t+\Delta t)$.

Численная реализация коагуляционной стадии

Используя систему уравнений (33), перейдем к безразмерным времени

$$\tilde{t}=t\tilde{K}_{1,1}C_{01}=tK_{1,1}C_{01}, \tag{43}$$

и концентрациям

$$\tilde{C}_\kappa(\tilde{t}) = C_\kappa(t)/C_{01} = C_\kappa\left(\frac{\tilde{t}}{\tilde{K}_{1,1}\,C_{01}}\right)\Big/ C_{01}. \qquad (44)$$

Из (33)–(35), (43) и (44) для C_κ получается система уравнений

$$\frac{d\tilde{C}_\kappa}{dt} = \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{\kappa}\sum_{l=1}^{\kappa} fl(\kappa,\ l,\ j)\,\tilde{\tilde{K}}_{l,j}\,C_l\,\tilde{C}_j - \tilde{C}_\kappa\sum_{j=1}^{\infty}\tilde{\tilde{K}}_{\kappa,j}\,\tilde{C}_j,$$

$$\tilde{C}_1(t=0) = 1,\ \tilde{C}_2(t=0) = \frac{C_{02}}{C_{01}},\ \ldots,\ \tilde{C}_\kappa(t=0) = \frac{C_{0\kappa}}{C_{01}}, \qquad (45)$$

где

$$\tilde{\tilde{K}}_{l,j} = \frac{1}{4\sqrt{2}}\left(\frac{\tilde{r}_l}{\tilde{r}_1} + \frac{\tilde{r}_j}{\tilde{r}_1}\right)\left(\frac{\tilde{m}_1}{\tilde{m}_l} + \frac{\tilde{m}_1}{\tilde{m}_j}\right). \qquad (46)$$

Поскольку в начальный момент времени в метеорном следе присутствуют лишь молекулы испарившегося метеорного вещества, полагаем $C_{02} = C_{03} = \ldots = 0$. Тогда решение задачи (45) становится универсальным, т.е., решив ее один раз, затем с помощью уравнения

$$C_\kappa(t) = C_{01}\tilde{C}_\kappa(tK_{1,1}C_{01}), \qquad (47)$$

которое является следствием (44), находим решение задачи (33).

Параметры метеорных тел и пылинок в следе

В соответствии с [5] рассмотрим три наиболее характерных типа метеорных тел – железные, обыкновенные и углистые хондриты CI, в которых $\delta_0 = 7{,}7$ г/см^3, $Q_g = 1{,}3 \cdot 10^{10}$ эрг/г; $\delta_0 = 3{,}5$ г/см^3, $Q_g = 1 \cdot 10^{10}$ эрг/г и $\delta_0 = 2$ г/см^3, $Q_g = 0{,}4 \cdot 10^{10}$ эрг/г соответственно.

Для пылинок в следах железных метеорных тел принимаем плотность $\delta = 7{,}8$ г/см^3 и показатель преломления $m = 1{,}28\ldots1{,}37i$ [3]. Поскольку в составе любых каменных метеоритов больше всего SiO_2, для всех типов каменных метеорных тел принимаем $m = 1{,}5$.

Объемный коэффициент рассеяния излучения с длиной волны λ в следе запишем в виде

$$\sigma_a = \sum_{\kappa=1}^{\infty} K(\tilde{r}_\kappa,\ m,\ \lambda)\,\pi\tilde{r}_\kappa^2\,C_\kappa, \qquad (48)$$

где $K(\tilde{r}_\kappa, m, \lambda)$ – фактор эффективности рассеяния излучения.

Поскольку в метеорных следах образуются лишь очень мелкие пылинки, для которых

$$X_\kappa = \frac{2\pi\tilde{r}_\kappa}{\lambda} < 1, \qquad (49)$$

при расчете фактора эффективности $K(\tilde{r}_\kappa, m, \lambda)$ рассеяния можно пользоваться рэлеевским приближением [3]

$$K(\tilde{r}_\kappa,\ m,\ \lambda) = \frac{8}{3}X_\kappa^4 R_{\text{н}}\left[\left(\frac{m^2-1}{m^2+1}\right)^2\right]. \qquad (50)$$

Численные значения $K(r,\ m,\ \lambda)$ для кварцевых и железных частиц приведены в [3].

Результаты численных расчетов

Нами были получены численные решения задачи при различных значениях параметров метеорных тел M_0, v_0 и δ_0. В табл. 1 приведены средние значения радиусов $\tilde{r}_\kappa$ кварцевых частиц с различными κ («κ-меров»). В табл. 2 для иллюстрации динамики коагуляционных процессов в следах болидов приведено изменение со временем радиуса следа R_0 коэффициента относительной замутненности следа $s = \sigma_a/\sigma_b$ (где σ_b — объемный коэффициент рэлеевского рассеяния света молекулами воздуха на данной высоте), значения $\kappa = \kappa(C_{\max})$ для частиц с максимальной концентрацией, $\kappa = \kappa(s_{\max})$ для частиц, дающих наибольший вклад в s, максимальное значение $\kappa = \kappa_{\max}$, при котором концентрация части еще не равна нулю, для следов двух болидов.

Таблица 1

Средние радиусы $\tilde{r}_\kappa$ кварцевых частиц с разными κ («κ-меров»)

κ	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\tilde{r}_\kappa$, мкм	0,00023	0,00031	0,00040	0,00050	0,00065	0,00080	0,0010	0,0013	0,0017	0,0020
κ	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
$\tilde{r}_\kappa$, мкм	0,0026	0,0031	0,0040	0,0050	0,0066	0,0084	0,010	0,013	0,017	0,020
κ	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
$\tilde{r}_\kappa$, мкм	0,027	0,033	0,042	0,053	0,067	0,084	0,10	0,13	0,17	0,20

Таблица 2

Изменение со временем R_0 и s в следах метеоров, порожденных метеорным телом с $M_0 = 100$ г, $\delta_0 = 3{,}5$ г/см^3 и $\cos z = 0{,}6$ на высоте $h_m = 59$ км при начальных скоростях 15 и 30 км/с

t, с		R_0, м		$s=\sigma_a/\sigma_b$		κ (C_{max})		κ (s_{max})		$\kappa=\kappa_{max}$	
v_0 15	30	15	30	15	30	15	30	15	30	15	30
$3\cdot10^{-5}$	—	1,14	—	0,005	—	1	—	1	—	8	—
$2\cdot10^{-4}$	—	1,14	—	0,011	—	1	—	2	—	10	—
0,004	0,0075	1,14	4,7	0,38	0,005	3	1	7	5	15	11
0,01	—	1,14	—	1,6	—	5	—	9	—	17	—
0,04	0,045	1,14	4,7	14	0,05	8	2	12	5	20	14
0,1	0,12	1,15	4,7	60	0,24	10	4	13	8	21	16
0,4	—	1,20	—	470	—	13	—	16	—	23	—
0,9	1,0	1,77	5,0	1300	5,9	14	9	18	12	26	20
2,3	2,5	1,5	5,3	3300	18	16	10	19	14	25	20
4,3	—	1,8	—	4300	—	16	—	20	—	26	—
11	9,2	3,0	7,0	3000	51	17	12	21	16	27	22
21	28	5,3	12	1300	39	18	14	21	17	27	24
31	38	8,0	16	650	28	18	14	22	17	27	24

Из данных табл. 2 видно, что эффективность коагуляции убывает с ростом скорости болида v_0 (вследствие возрастания при этом высоты и начального радиуса следа $R_н$), а также с уменьшением массы M_0 и плотности δ_0 метеорного тела. При таких относительно небольших значениях $M_0 \lesssim 100$ г коагуляция в следе практически заканчивается до начала заметного расширения следа под действием турбулентной диффузии (за время порядка 1 с). За это время в следе успевают образоваться лишь очень мелкие пылинки с радиусами $\tilde{r}_к \ll 0,1$ мкм. Однако в следах плотных медленных метеорных тел с большими массами ($M_0 > 1$ кг) процессы коагуляции эффективно продолжаются и на стадии диффузионного расширения следа. В таких следах могут образоваться и наиболее эффективно рассеивающие свет частицы с радиусами $\tilde{r}_к \geq 0,1$ мкм, которых очень мало среди первичных частиц космической пыли — микрометеоритов [2].

Пылевые следы болидов, у которых $R_0 s > H$, могут наблюдаться с поверхности Земли в сумерки, когда их видимая поверхностная яркость может более чем вдвое превосходить фоновую яркость неба в спектральном интервале 0,3 ... 1 мкм, а также днем с борта космических аппаратов в спектральном интервале 0,24 ... 0,26 мкм. При $v_0 = 11$ км/с и $\cos z = 0,6$ такие следы порождаются железными метеорными телами с массами $M_0 > 10$ г, плотными каменными метеорными телами с $M_0 > 30$ г и углистыми хондритами CI с $M_0 > 100$ г.

Пылевые следы медленных плотных метеорных тел с массами $M_0 > 10$ кг могут наблюдаться десятки минут, диаметр следа за это время возрастает до сотен метров. Обычно длины таких следов измеряются несколькими десятками километров, однако при почти касательном вхождении в атмосферу Земли очень крупных метеорных тел длины их пылевых следов могут достигать сотен километров.

Частоты образования наблюдаемых пылевых следов болидов достаточно велики, поскольку в атмосферу Земли за сутки влетает около 100 метеорных тел с массами $M_0 > 1$ кг.

1. Астапович И.С. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Физматгиз, 1958. 640 с.
2. Бегханов М., Курбанмурадов О., Лебединец В.Н., Чопанов Г. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 5. С. 462—467.
3. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
4. Лебединец В.Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 247 с.
5. Лебединец В.Н. //Астроном. вестник. 1988.Т. 22. № 4. С. 326—332.
6. Сутугин А.Г., Котцев З.И., Фукс Н.А. //Коллоидн. журн. 1971.Т. 33. № 4. С. 585—591.
7. Хинце И.О. Турбулентность. М.: Физматгиз, 1963. 680 с.
8. Hunten D.M., Turco R.P., Toon O.B. //J. Atm. Sci. 1980. V. 37. № 6. P. 1342—1357.

Физико-технический институт АН Туркм. ССР, Ашхабад
Институт экспериментальной метеорологии, Обнинск

Поступила в редакцию
19 апреля 1990 г.

M. Begkhanov, O. Kurbanmuradov, V.N. Lebedinets. **Optical Characteristics of Dust Traces from Meteors.**

An algorithm is developed for describing the coagulation processes in the traces of bright meteors arid for calculation the optical characteristics of the dust traces thus formed. The algorithm is based on the use of a quasicontinuous crushing of a meteor body in the atmosphere and takes into account the dependence of heat transfer coefficient on the meteor mass. The initial expantion of the trace (till the thermal equilibrium is reached) is treated as a linear explosion on the trace axis while its further broadening being explained by the turbulent diffusion. It is shown that the model of thermal coagulation is quite useful for describing realistic meteor traces while the model of Brownian coagulation is inapplicable to this case. Numerical calculations show that about 100 optically dense dusty tracks of meteors are formed in the atmosphere every day. These tracks can be observed during day time from space in the spectral range 0,24 to 0,26 μm or during the twilight from the ground in the spectral range 0,3 to 1,0 μm.