

Особенности пылевых структур в верхней атмосфере Земли

Б. А. Клумов¹⁾, С. В. Владимиров*, Г. Е. Морфилл

Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, D-85740 Garching, Germany

**School of Physics, The University of Sydney, New South Wales 2006, Australia*

Поступила в редакцию 11 октября 2005 г.

На примере летней полярной мезосферы рассматриваются особенности запыленной ионосферы Земли. Детально рассматривается влияние оптических свойств микрочастиц на их нагрев и фотоэмиссию электронов под действием солнечного излучения. Рассмотрены некоторые фотохимические следствия присутствия пыли в верхней атмосфере, в частности, показано, что микрочастицы могут заметно уменьшить содержание паров воды в верхней атмосфере, что, в свою очередь, ограничивает размер частиц. Обсуждается влияние рассматриваемых эффектов на поведение заряженной компоненты верхней атмосферы.

PACS: 52.27.Lw, 92.60.Mt, 94.20.—y

Процессы, происходящие в многокомпонентной плазме, содержащей пылевые частицы, привлекают в последнее время значительное внимание [1–4]. Интерес к пылевой плазме обусловлен как ее широкой распространенностью в Природе, так и значительным (в некоторых случаях – определяющим) влиянием пылевых частиц на состояние среды, в которой они находятся. Микрочастицы могут играть важную роль в ионосфере Земли. В верхнюю атмосферу Земли пылевые частицы попадают в результате процессов бомбардировки микрометеоритами (с их последующим сгоранием на высотах 80–100 км) и конвективного переноса из нижней атмосферы частиц сажи и/или аэрозоля вулканического происхождения. Считается, что концентрация частиц варьируется в пределах $10 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$ в зависимости от сезона и микрометеоритной активности, при характерном размере частиц порядка нескольких нанометров [5]. В обычных условиях такие частицы не оказывают существенного влияния на состояние ионосферной плазмы и фотохимию верхней атмосферы. Однако в летней полярной мезосфере на высотах около 80–90 км, когда температура окружающего воздуха опускается ниже 150 К и пары воды, которые присутствуют на этих высотах, становятся пересыщенными [6], влияние микрочастиц резко возрастает (см., например, [7]). Важной особенностью мезосферы при этом является наличие тонких²⁾ (по сравнению со шкалой высот атмосферы) пылевых слоев,

расположенных на высотах 80–85 км и известных как серебристые облака (noctilucent clouds или NLC), и на высотах 85–95 км, называемых полярными мезосферными радиоотражениями (Polar Mesosphere Summer Echoes или PMSE). Серебристые облака состоят из субмикронных частиц водного льда (с возможными включениями пыли) [8], они легко наблюдаются оптическими методами. PMSE, состоящие из заряженных наночастиц, оптическими методами не наблюдаются, а проявляются как сильные радиоотражения на радарх, работающих на частотах порядка $50 \div 1000 \text{ МГц}$ [9]. Сильная корреляция в наблюдениях NLC и PMSE указывает на то, что эти образования имеют общую природу. Поэтому явления NLC и PMSE часто объединяют и называют “полярными мезосферными облаками” или PMC (Polar Mesospheric Clouds).

В настоящей работе представлена модель эволюции пылевых образований в летней полярной мезосфере. В представленной модели учитывается влияние солнечного излучения на нагрев и зарядку микрочастиц, а также седиментация частиц в гравитационном поле и изменение концентрации паров воды в мезосфере самосогласованно с ростом частиц.

Условия в летней полярной мезосфере, важные с точки зрения физики полярных мезосферных облаков, представлены на рис.1. Условия для роста частиц выполняются в диапазоне высот около 80–90 км, где местные пары воды пересыщены. Учитывая наличие наночастиц в мезосфере, наиболее вероятный механизм роста частиц – гетерогенная нуклеация на частицах. Концентрация наночастиц n_{PMSE} в мезосфере может быть оценена из данных о по-

¹⁾e-mail: klumov@mpe.mpg.de

²⁾Характерный вертикальный масштаб таких слоев $\simeq 100 \text{ м} \div 1 \text{ км} \ll H_A \approx 7.5 \text{ км}$, где H_A – шкала высот в мезосфере.

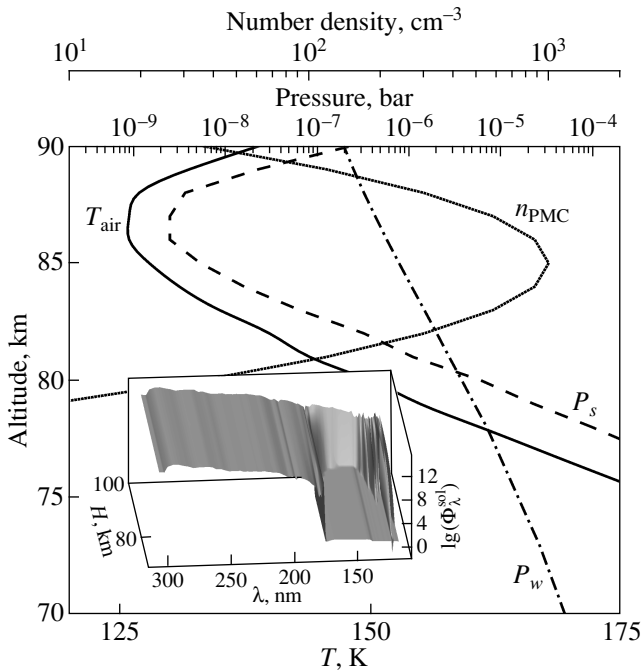


Рис.1. Параметры летней полярной мезосферы. Представлены высотные профили температуры T_{air} , давления насыщенных паров воды над поверхностью льда P_s , парциального давления паров воды P_w и качественный профиль концентрации наночастиц n_{PMC} . На высотах 80 ÷ 90 км пары воды пересыщены, что приводит к росту наночастиц и образованию РМС. На вставке показан спектральный поток солнечного излучения $\Phi_{\lambda}^{\text{sol}}$ в мезосфере в зависимости от высоты h . Излучение с $\lambda < 170$ нм практически не проникает (за исключением линии водорода Ly α) на высоты мезосферы, поглощаясь на высотах ≈ 100 км

токе метеороидов на Землю, который составляет³⁾ ~ 100 тонн/день: $n_{\text{PMC}} \sim 10 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$. Одним из ключевых параметров является освещенность мезосферы солнечным излучением. На вставке рис.1 представлены характерные спектры солнечного излучения в зависимости от высоты для зенитного угла 85°, такие зенитные углы характерны для летней полярной мезосферы. Отметим, что коротковолновое излучение с длиной волны $\lambda \leq 170$ нм (то есть для фотонов с энергиями $h\nu \geq 7.3$ эВ) практически не проникает в мезосферу, сильно поглощаясь на высотах $H \approx 100$ км, за исключением линии атомарного водорода Ly α ($\lambda \approx 121$ нм), излучение которой хоть и заметно подавлено, но присутствует на высотах РМС.

Частицы при поглощении солнечного излучения могут нагреваться; величина нагрева зависит от мно-

гих факторов: показателя преломления и формы микрочастицы, высоты, солнечного зенитного угла и др. Когда температура частиц льда⁴⁾ превышает ≈ 150 К, они начинают испаряться. Этот эффект может быть оценен с помощью уравнения баланса температуры T_d пылевой частицы (см., например, [10]). Запишем уравнение баланса как

$$P^{\text{sol}} + P^{\text{rad}} + P^{\text{col}} = 0, \quad (1)$$

где P^{sol} – поток энергии солнечного излучения, поглощаемого частицей, P^{rad} описывает тепловое излучение микрочастицы, P^{col} описывает охлаждение пылевой частицы при столкновениях с нейтралами. Выражения для P^{sol} и P^{rad} имеют вид

$$P^{\text{sol}} = \pi a^2 h c \int \sigma_{\text{abs}}(\lambda, a, m) (\Phi_{\lambda}^{\text{sol}}(H, \alpha_{za}) + \Phi_{\lambda}^{\text{sca}}(H, \alpha_{za})) d\lambda / \lambda,$$

$$P^{\text{rad}} = \pi a^2 h c \int \sigma_{\text{abs}}(\lambda, a, m) B_{\lambda}(T_d) d\lambda / \lambda,$$

где σ_{abs} – так называемая эффективность поглощения (нормированное на πa^2 сечение поглощения излучения пылевой частицы радиуса a), материал микрочастицы имеет комплексный показатель преломления $m = n + ik$, α_{za} – солнечный зенитный угол, B_{λ} – спектральный поток теплового излучения частицы, $\Phi_{\lambda}^{\text{sol}/\text{sca}}$ – спектральные потоки прямого и рассеянного атмосферой солнечного излучения на высоте H , c – скорость света, h – постоянная Планка. Темп охлаждения пылинок нейтралами P^{col} можно оценить из $P^{\text{col}} \approx 4\pi a^2 \alpha_T n_n v_{th} k_B (T_d - T_n)$, где α_T – коэффициент (вероятность) тепловой аккомодации (порядка единицы), n_n – концентрация нейтралов в мезосфере ($n_n \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ на высотах РМС), v_{th} , T_n – тепловая скорость и температура нейтралов соответственно, k_B – постоянная Больцмана. Численное решение уравнения переноса солнечного излучения в атмосфере Земли показывает, что $\Phi_{\lambda}^{\text{sol}}$ и $\Phi_{\lambda}^{\text{sca}}$ могут быть одного порядка на высотах мезосферы в условиях РМС. Отметим, что вкладом теплового излучения Земли в уравнение баланса T_d можно пренебречь.

Эффективность поглощения сложным образом зависит от показателя преломления, размера пылевой частицы и длины волны излучения. На рис.2 представлены рассчитанные по теории Ми эффективности поглощения и рассеяния $\sigma_{\text{abs}/\text{sca}}$ в зависимости от a для сферических микрочастиц различного состава для излучения с заданной длиной волны $\lambda = 121$ нм. Отметим, что σ_{abs} для кремниевой частицы, покрытой льдом (ice coated particle), слабо отличается от σ_{abs} для ледяной частицы. На вставке

³⁾ Распределение метеороидов по размерам a близко к степенному: $\propto a^{-n}$, преимущественно выпадают сантиметровые тела.

⁴⁾ Всюду ниже для обозначения водного льда используется термин “лед”.

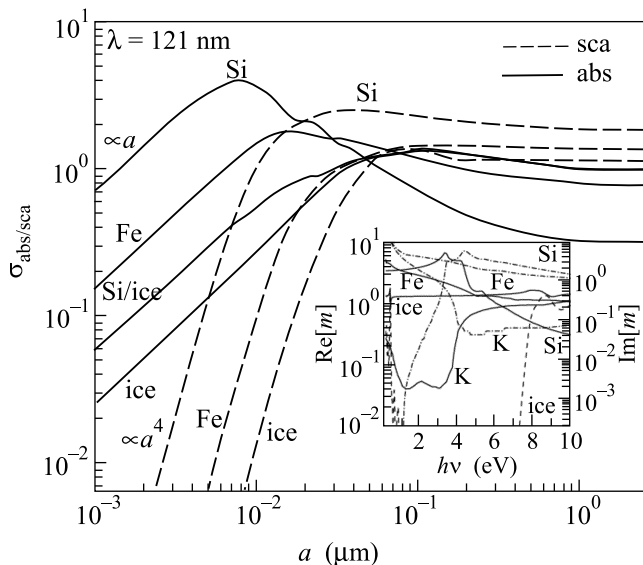


Рис.2. Оптические свойства микрочастиц разного состава, рассчитанные по теории Ми. Представлены эффективности рассеяния σ_{sca} и поглощения σ_{abs} излучения с длиной волны $\lambda = 121$ нм в зависимости от размера частицы a для разных материалов микрочастицы: льда, железа, кремния и кремния, покрытого льдом (при отношении соответствующих радиусов 1:2). Показан известный скейлинг для малых a : $\sigma_{sca} \propto a^4$, $\sigma_{abs} \propto a$. На вставке показаны действительные (сплошная линия) и мнимые (штрих-пунктир) части комплексного показателя преломления m в зависимости от энергии фотона для ряда соединений, которые могут присутствовать в пылевой частице. Значения m для льда были получены при температуре 130 К, близкой к температуре летней полярной мезосферы [12]

рис.2 показаны комплексные коэффициенты преломления в зависимости от энергии фотона для ряда соединений. Отметим крайне малые значения мнимой части показателя преломления k (определяющие поглощение излучения частицей) в оптическом диапазоне у ледяных частиц. У остальных рассмотренных соединений значения k относительно велики.

На рис.3 представлена σ_{abs} для микрочастиц разного состава в зависимости от энергии фотона $h\nu$ и размера частицы a . Заметное поглощение солнечного излучения субмикронными частицами калия наблюдается для фотонов с энергиями $\sim 1 \div 3$ эВ, которые легко проникают в мезосферу. В то же время, ледяные частицы относительно эффективно поглощают коротковолновое ($h\nu \geq 8$ эВ) и ИК ($h\nu \leq 0.5$ эВ) излучение. Результаты, представленные на вставке, могут быть использованы для оценки нагрева и зарядки мезосферных пылевых частиц. Удобно ввести безразмерный параметр эффективности $\eta(a, m)$ по-

глощения частицей энергии солнечного излучения: $\eta(a, m) = S_0^{-1} \int \sigma_{abs} F_\lambda^0 d\lambda$, где F_λ^0 – внеатмосферный солнечный спектральный поток энергии⁵⁾, S_0 – солнечная постоянная ($S_0 \approx 1366$ Вт · м⁻²). Для ледяных субмикронных частиц η растет почти линейно с ростом радиуса частицы: $\eta(a = 0.025$ мкм) $\simeq 10^{-4}$, для $\eta(a = 0.8$ мкм) $\simeq 3 \times 10^{-3}$. Нагрев ΔT_d таких частиц можно оценить из $\eta_{ice} S_0 \approx P^{col}$, это дает: $\Delta T_d \sim 3$ К, то есть нагрев ледяных субмикронных частиц в мезосфере недостаточен для их испарения. Для частиц же, состоящих из калия, ситуация кардинально меняется – в этом случае $\eta_K \sim 0.1 \div 1$, причем значение η_K максимально для частиц с $a \approx 30$ нм (у железных микрочастиц η_{Fe} имеет максимум для $a \simeq 150$ нм), и необходимо учитывать радиационное охлаждение такой частицы. Это определяет величину нагрева: $T_d \simeq 270$ К. На рис.4. показана зависимость $\Delta T_d = T_d - T_n$ от параметра η для ряда высот, на которых располагаются РМС, которая суммирует предыдущие оценки. На вставке представлена зависимость $\eta(a)$ для ряда соединений. Данные зависимости позволяют определить, как нагреваются микрочастицы разного состава под действием солнечного излучения в мезосфере. Влияние фотоэлектрического эффекта на зарядку пылевых частиц обсуждается ниже.

Кинетическое уравнение, описывающее эволюцию функции распределения микрочастиц $f_d(H, a, v, t)$ на высоте H , имеет вид

$$\frac{\partial f_d}{\partial t} + \frac{\alpha_w}{4} m_w v_w^T \rho_d (n_w - n_w^s) \frac{\partial f_d}{\partial a} + v \frac{\partial f_d}{\partial H} + \left[g - \frac{\pi \rho_s a^2 F_d (v + v_{wind})}{m_d} \right] \frac{\partial f_d}{\partial v} = 0. \quad (2)$$

Здесь ρ и ρ_d – плотности соответственно воздуха и материала микрочастицы, m_d – масса микрочастицы, α_w – вероятность аккомодации молекул воды при столкновении с пылевой частицей (для пересыщенных паров воды $\alpha_w \sim 1$), v_w^T и c_s – тепловая скорость молекул воды и местная скорость звука, v_{wind} и v – вертикальные скорости ветра и частицы, соответственно, F_d – коэффициент (порядка единицы), зависящий от формы частицы. Второй член в уравнении описывает рост/испарение ледяных микрочастиц в зависимости от степени насыщения паров воды, n_w , n_w^s – концентрации молекул воды и насыщенных паров воды в мезосфере, соответственно. Последний член в (2) описывает седиментацию/подъем пылевой частицы при взаимодействии

⁵⁾ Основной вклад в нагрев микрочастиц вносит излучение оптического и ближнего ИК диапазонов, которые в мезосфере практически не поглощаются.

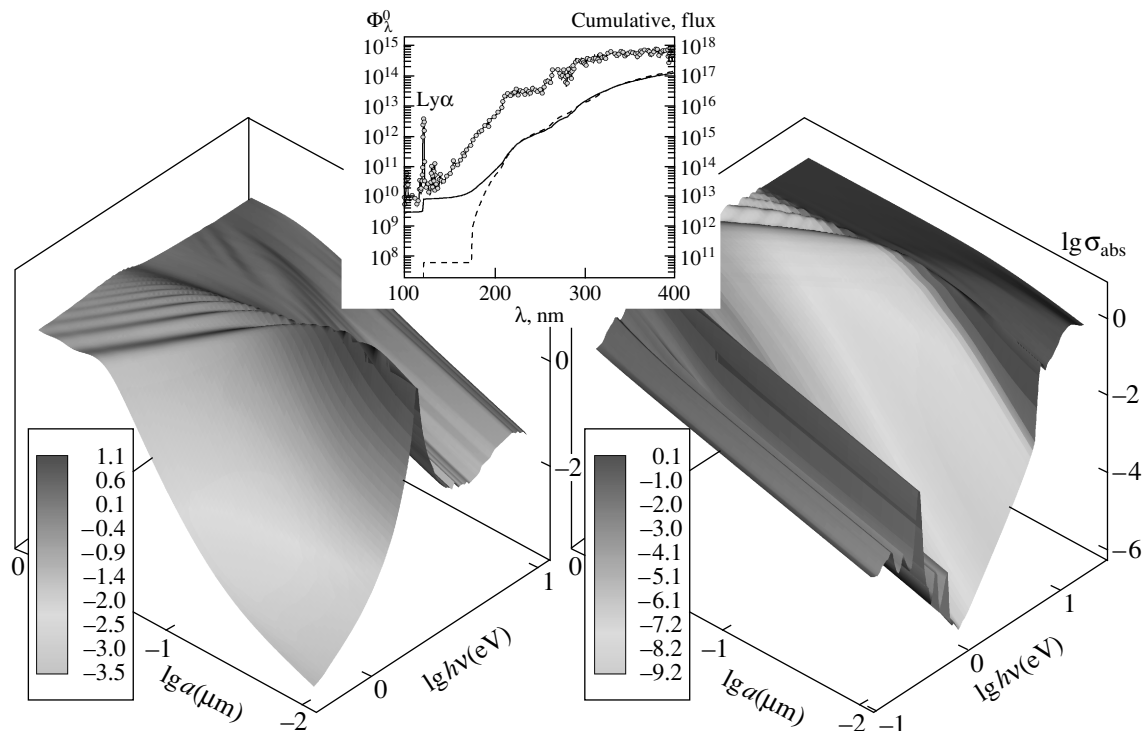


Рис.3. Эффективность σ_{abs} поглощения излучения микрочастиц, состоящей из разных материалов: калия (левая панель) и льда (правая панель) в зависимости от энергии фотона и размера частицы. На вставке представлены спектральные потоки солнечного излучения: внеатмосферный Φ_{λ}^0 и кумулятивные $\Phi(H, \lambda) = \int_0^{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda$ (внеатмосферный, сплошная линия, и на высоте 85 км, штриховая линия)

с нейтралами (neutral drag). В летней полярной мезосфере средняя вертикальная (направленная против гравитации) компонента скорости нейтрального газа $\langle v_{wind} \rangle \simeq 1 \div 10$ см/с.

Решение кинетического уравнения (2) совместно с уравнением, описывающим содержание паров воды

$$\frac{\partial n_w}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_w}{\partial h} = -P_w - n_w L_w - \pi \alpha_w v_w n_w \langle a^2 n_d \rangle, \quad (3)$$

где Γ_w – вертикальный диффузионный поток паров воды (см., например, [11]), а P_w и L_w – фотохимические источники и стоки паров воды в мезосфере (последний член правой части описывает гибель молекул воды на растущих пылинках), определяет характерный размер частиц в летней полярной мезосфере. На рис.5 показано, как меняются характерный размер частицы и концентрация паров воды в зависимости от времени для разных концентраций частиц n_d при $v_{wind} \approx 5$ см/с. Хорошо видно, что рост частиц приводит к падению концентрации воды в мезосфере, что, в свою очередь, ограничивает дальнейший рост микрочастиц. Итак, для типичных параметров РМС эффект дегидратации мезосферы в пылевом облаке ограничивает размер частиц в зависимости от

их концентрации на уровне $\sim 0.05 \div 0.1$ мкм. Отметим, что эффект дегидратации мезосферы в условиях РМС наблюдался в расчетах [13], где поведение частиц моделировалось методом молекулярной динамики.

Рекомбинация ионосферной плазмы на поверхности микрочастиц может заметно изменить ионизационные свойства летней полярной мезосферы. Такое влияние пылевых частиц на баланс ионизации может быть оценено из системы уравнений непрерывности для концентрации электронов n_e , концентрации первичных, n_i^s , и кластерных, n_i^c , положительных ионов, а также для заряда микрочастицы Z_d^a радиусом a , записанных в локальном приближении [14]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} &= q_e - \alpha_s^{rec} n_e n_i^s - \alpha_c^{rec} n_e n_i^c + \\ &\quad + \pi \langle \nu^{photo} a^2 n_d \rangle - \pi \langle \nu_e a^2 n_d \rangle, \\ \frac{\partial n_i^s}{\partial t} &= q_e - \alpha_s^{rec} n_e n_i^s - \beta_c n_i^s - \pi \langle \nu_s a^2 n_d \rangle, \\ \frac{\partial n_i^c}{\partial t} &= \beta_c n_i^s - \alpha_c^{rec} n_e n_i^c - \pi \langle \nu_c a^2 n_d \rangle, \\ \frac{\partial Z_d^a}{\partial t} &= \nu^{photo} + \nu_s + \nu_c - \nu_e. \end{aligned} \quad (4)$$

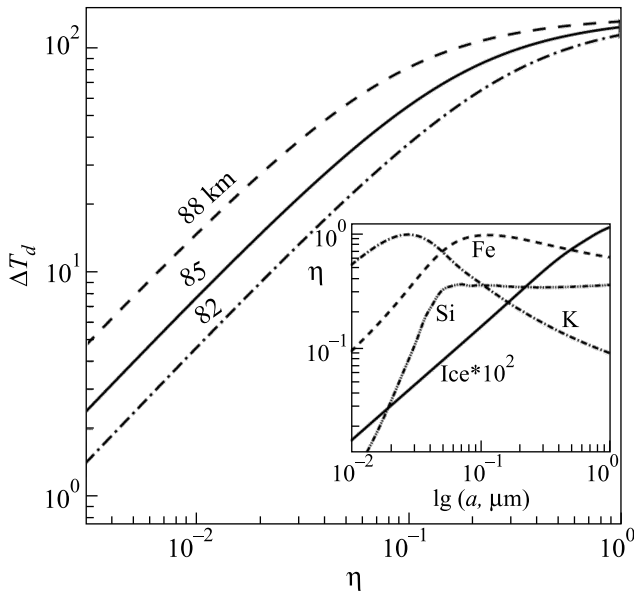


Рис.4. Зависимость ΔT_d нагрева пылевой микрочастицы в мезосфере на высотах РМС от параметра $\eta(a, m) = S_0^{-1} \int \sigma_{\text{abs}}(a, m) F_{\lambda}^0 d\lambda$, здесь $S_0 = \int F_{\lambda}^0 d\lambda \approx 1366 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ – солнечная постоянная. На вставке представлена зависимость $\eta(a)$ для ряда соединений

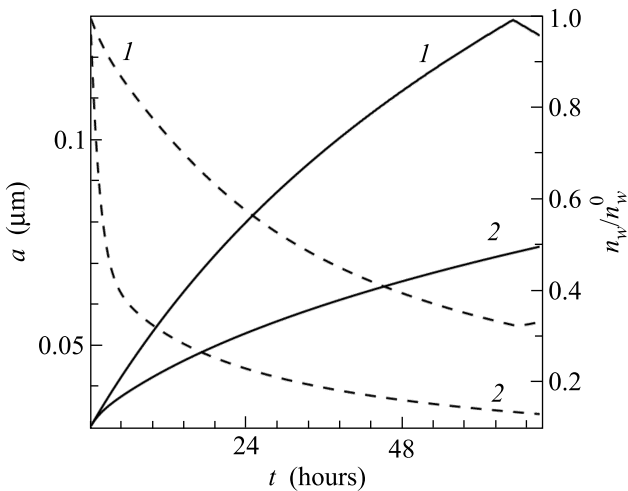


Рис.5. Временные вариации относительной концентрации паров воды $n_w(t)/n_w(0)$ – пунктир, и радиуса a микрочастицы в пылевом облаке – сплошная линия, с разными концентрациями частиц $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ (1) и $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ (2)

Здесь $\alpha_{s/c}^{\text{rec}}$ – коэффициенты рекомбинации простых и кластерных ионов, соответственно, ν_j ($j = e, s, c$) – члены, описывающие гибель электронов, простых и кластерных ионов на пылевых частицах, β_c – скорость конверсии простых ионов в кластерные, ν_e^{photo} описывает рождение фотоэлектронов при поглощении

солнечного излучения одиночной частицей радиуса a . Выражение, определяющее ν^{photo} , имеет вид

$$\nu^{\text{photo}} = \pi a^2 \int_0^{\lambda_W} \sigma_{\text{abs}}(\lambda, a, m) \Phi_{\lambda}(H, \alpha_{za}) Y(\lambda, m, a) d\lambda, \quad (5)$$

где λ_W – максимальная (пороговая) длина волны излучения, приводящая к фотоэффекту. Например, для льда λ_W соответствует энергии фотона около 8.7 эВ, для железа, натрия, калия, алюминия, кремния – 4.7, 2.4, 2.3, 4.1, 4.85 эВ, соответственно. В выражении (5) $Y(\lambda, m, a)$ – вероятность рождения фотоэлектрона. Величина Y быстро растет в надпороговой области ($|\lambda/\lambda_W| \leq 1$) с ростом энергии фотона. Для оценки Y часто используется зависимость вида $Y(\lambda) = Y_{\infty}(1 - \lambda/\lambda^*)$ (см., например, [15]), интерполирующая экспериментальные данные. Характерные значения $Y_{\infty} \sim 1$, $\lambda^* \simeq \lambda_W$. Следует отметить, что величина Y увеличивается с уменьшением размера микрочастицы. Это связано с тем, что длина пробега фотона в веществе l_{ν} , как правило, заметно превышает длину пробега l_e электрона, поэтому эксперименты с массивными (bulky) образцами дают заниженные значения Y_b выхода фотоэлектронов – часть образующихся фотоэлектронов не покидает образец. При $a \sim l_e$ выход фотоэлектронов может вырасти в 2–3 раза по сравнению с Y_b [16]. Отметим, что солнечное излучение с $\lambda \leq 170 \text{ нм}$ (энергиями фотона $\geq 7.3 \text{ эВ}$) практически полностью поглощается на высотах выше мезосферы, за исключением линии $\text{Ly}\alpha$ ($\lambda \approx 121 \text{ нм}$) атомарного водорода. Затухание линии $\text{Ly}\alpha$ на высотах РМС может быть определено из рис.3. Скорость ионизации $\nu_{\text{ice}}^{\text{photo}}$, индуцированная фотоэффектом на субмикронных ледяных частицах, может быть оценена из $\nu_{\text{ice}}^{\text{photo}} \simeq \pi a^2 n_d \sigma_{\text{abs}} \Phi_{\text{Ly}\alpha} Y_{\text{ice}}$. Для $n_d \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ и $a \simeq 0.1 \text{ мкм}$ $\nu_{\text{ice}}^{\text{photo}} \sim 10\text{--}100 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, что заметно выше равновесного темпа ионизации q_e , который определяется согласно: $q_e \simeq \alpha^{\text{rec}} n_e^2 \sim 0.1\text{--}10 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Отметим, что даже нанометровые ледяные частицы могут давать определенный вклад в ионизацию мезосферы, поскольку $\sigma_{\text{abs}} \propto a$ (см. рис.2). Если же пылевая частица состоит из калия, то роль фотоэлектронов в балансе ионизации мезосферы становится определяющей, начиная с умеренных концентраций субмикронных частиц $n_d \sim 1 \text{ см}^{-3}$. Действительно, кумулятивный поток фотонов, вызывающих фотоэффект, $\Phi(\lambda_W^K) \sim 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, для таких фотонов $\sigma_{\text{abs}} \sim 0.1 \div 1$ в широком диапазоне значений a , и даже для очень малых значений $Y_K \sim 10^{-4}$ темп фотоэмиссии вызванный пылевыми частицами, очень высок: $\nu_K^{\text{photo}} \simeq$

$\simeq \pi \langle a^2 n_d(a) \sigma_{\text{abs}}(a) \Phi(\lambda_W^K) Y_K \rangle \sim 10^3 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Такой высокий темп образования электронов приводит к ряду интересных фотохимических эффектов. Заметно повышается концентрация электронов в облаке таких пылевых частиц, концентрация же ионов (преимущественно кластерных) понижается, благодаря усилению электрон-ионной рекомбинации. Замечательно, что такое поведение заряженной компоненты в условиях РМС наблюдалось экспериментально (см., например, [9]). Дополнительно микрочастицы приобретают значительный положительный заряд, который легко приводит к эффекту РМSE – радиоотражений от пылевого слоя.

Таким образом, в настоящей работе подробно рассмотрено влияние состава и оптических свойств микрочастиц на формирование пылевых слоев в мезосфере. Определены параметры нагрева пылинок и фотоэмиссии электронов под действием солнечного излучения. Рассмотрены некоторые фотохимические следствия присутствия пыли в верхней атмосфере, в частности, показано, что микрочастицы могут заметно уменьшить содержание паров воды в верхней атмосфере, что, в свою очередь, ограничивает размер частиц. Показано, что микрочастицы, в зависимости от их состава, могут определять ионизационные особенности летней полярной мезосферы.

Данная работа была частично поддержана Обществом Макса Планка (Германия) и Австралийским Исследовательским Советом.

1. В. Е. Фортгов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др., УФН **174**, 495 (2004).
2. S. V. Vladimirov and K. Ostrikov, Phys. Rep. **393**, 175 (2004).
3. V. E. Fortov, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak et al., Phys. Rep. **421**, 1 (2005).
4. S. V. Vladimirov, K. Ostrikov, and A. A. Samarian, *Physics and applications of complex plasmas*, Imperial College Press, London, 2005.
5. R. P. Turco, O. B. Toon, R. C. Whitten et al., Planet. Space Sci. № 30, 1147 (1982).
6. M. Gadsden and W. Schröder, *Noctilucent Clouds*, Springer-Verlag, Berlin, 1989.
7. B. A. Klumov, S. I. Popel, and G. Morfill, ЖЭТФ **127**, 171 (2005).
8. U. von Zahn, G. Baumgarten, U. Berger et al., Atmos. Chem. Phys. **4**, 2449 (2004).
9. M. Rapp and F.-J. Lübken, Atmos. Chem. Phys. **4**, 2601 (2004).
10. G. Grams and G. Fiocco, J. Geophys. Res. **82**, 961 (1977).
11. B. J. Murray and J. M. C. Plane, Atmos. Chem. Phys. **5**, 1027 (2005).
12. M. L. Clapp, R. E. Miller, and D. R. Worsnop, J. Phys. Chem. **99**, 6317 (1995).
13. U. Berger and U. von Zahn, J. Geophys. Res. A **107**, 1366 (2002).
14. B. A. Klumov, S. I. Popel, and R. Bingham, Письма в ЖЭТФ **72**, 524 (2000).
15. B. T. Draine, Astron. J. Suppl. **36**, 595 (1978).
16. W. D. Watson, J. Opt. Soc. Am. **63**, 164 (1973).