

## Формирование и эволюция плазменно-пылевых структур в ионосфере

А. Ю. Дубинский, С. И. Попель<sup>1)</sup>

Институт динамики геосфер РАН, 119334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 апреля 2012 г.

Представлена самосогласованная модель формирования и эволюции плазменно-пылевых структур в ионосфере. Показано влияние начальных распределений пылевых частиц, а также процессов конденсации и поглощения молекул воды пылевыми частицами на образование серебристых облаков и полярных мезосферных радиоотражений. Проиллюстрирована возможность образования слоистой структуры серебристых облаков.

Важной особенностью летней полярной ионосферы является наличие очень тонких (по сравнению со шкалой высот атмосферы) пылевых слоев, расположенных на высотах 80–85 км (серебристые облака или NLC, *noctilucent clouds*) и около 90 км (полярные мезосферные радиоотражения или PMSE, *Polar Mesosphere Summer Echoes*). Серебристые облака состоят из субмикронных частиц водного льда (с возможными включениями примесей) [1]. Их вертикальная оптическая толщина значительно меньше единицы, но на закате их можно наблюдать невооруженным глазом. Полярные же мезосферные радиоотражения, которые, по-видимому, состоят из заряженных наномасштабных частиц, оптическими методами не наблюдаются, а проявляются как сильные радиоотражения на радарх, работающих на частотах порядка 50–1000 МГц [2]. Сильная корреляция в наблюдениях серебристых облаков и полярных мезосферных радиоотражений дает основания считать, что эти образования имеют одинаковое происхождение, связанное с формированием наномасштабных и субмикронных частиц в ионосфере. В литературе NLC и PMSE часто объединяют, называя их полярными мезосферными облаками или PMC (*Polar Mesospheric Clouds*) [3].

Интерес к описанию пылевых структур в ионосфере резко возрос в 2000-е годы. Это было связано, во-первых, с разработкой к тому времени методов исследования пылевой (комплексной) плазмы, в том числе и в природных системах [4–7]. Во-вторых, существенный интерес к указанным структурам обусловлен их возможной связью с климатическими изменениями на Земле и в частности с процессами глобального потепления.

Применение плазменно-пылевых методов к описанию NLC и PMSE [8–10] позволило получить ряд важных результатов, касающихся прежде всего применимости указанных методов для описания NLC и PMSE, а также ионизационных свойств запыленной ионосферы. Однако существенные вопросы, касающиеся формирования и эволюции NLC и PMSE, до сих пор остаются открытыми. Так, например, до сих пор неясно, почему существуют именно два типа пылевых структур, NLC и PMSE, отличающиеся друг от друга как размерами составляющих их частиц, так и местом расположения в ионосфере. Кроме того, не описаны механизмы возникновения слоистой структуры пылевых образований в ионосфере, а также резких границ указанных образований.

Весьма активные современные исследования мелкодисперсных частиц в ионосфере и образуемых ими структур [11–13] указывают на необходимость и своевременность дальнейшего развития методов их описания. Существенным результатом последних лет стало непосредственное наблюдение мелкодисперсных (*smoke*) частиц с размерами порядка 1 нм в ионосфере [11], которые могут служить центрами конденсации в ионосфере Земли. В работах [8–10] роль конденсации при формировании и эволюции NLC и PMSE детально не изучалась. В настоящей работе предлагается самосогласованная модель для описания NLC и PMSE, в которой в дополнение к процессам, учтенным в [8–10], добавлено описание процессов конденсации. Новым является также и учет влияния зарядов частиц на процессы конденсации. В расчетах для описания частиц конденсата используются наблюдаемые профили наномасштабных частиц в ионосфере [11].

Частицы с характерным размером, равным нескольким нанометрам, попадают в ионосферу в результате бомбардировки Земли микрометеоритами

<sup>1)</sup> e-mail: s\_i\_popel@mtu-net.ru

с их последующим сгоранием на высотах 80–120 км и конденсацией метеорного вещества [14]. Концентрация таких частиц варьируется в пределах  $10\text{--}1000\text{ см}^{-3}$  в зависимости от сезона и микрометеоритной активности. В обычных условиях такие частицы практически не оказывают влияния на состояние ионосферной плазмы. Ситуация кардинально меняется 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 (см., например, [3]). В этих условиях происходит рост пылевых частиц и, начиная с определенного размера (и момента времени), выросшие частицы определяют ионизационные свойства ионосферы в месте своей локализации [9]. Эволюция частиц происходит в окружающей ионосферной плазме. В результате взаимодействия с плазмой частицы приобретают электрические заряды, которые сказываются на процессе их роста.

Рисунок 1 иллюстрирует условия в летней полярной мезосфере, важные с точки зрения физики РМС. На нем приведены высотные профили температуры нейтрального газа, давления насыщенных водяных паров и давления паров воды. Условия для роста (нуклеации) частиц выполняются в диапазоне высот около 77–94 км, где пары воды пересыщены. Именно в этом высотном диапазоне и наблюдаются серебристые облака и полярные мезосферные радиотражения. Жирные кривые на рис. 1 характеризуют, в соответствии с данными [12], временную эволюцию высот, на которых наблюдаются серебристые облака. Видно, что имеет место седиментация частиц, составляющих серебристые облака.

При построении модели плазменно-пылевых структур в ионосфере Земли описание эволюции функции распределения пылевых частиц  $f_d(h, a, v, t)$  на высоте  $h$  проводится с помощью кинетического уравнения

$$\frac{\partial f_d}{\partial t} + \frac{\alpha_w m_w v_w^{th} (n_w - n_w^s)}{4\rho_d} \frac{\partial f_d}{\partial a} + v \frac{\partial f_d}{\partial h} + \left[ g - \frac{\pi \rho c_s a^2 F_d (v + v_{\text{wind}})}{m_d} \right] \frac{\partial f_d}{\partial v} = 0. \quad (1)$$

Здесь  $a$  – характерный линейный размер пылевой частицы,  $m_d$  – ее масса,  $m_w$  – масса молекулы воды,  $\alpha_w$  – коэффициент аккомодации молекул воды при столкновении с пылевой частицей (обычно в пересыщенном водяном паре  $\alpha_w \sim 1$ ),  $v_w^{th}$  – тепловая скорость молекул воды,  $c_s$  – местная скорость звука,  $\rho$  и  $\rho_d$  – плотности воздуха и материала пылевой частицы соответственно,  $n_w^s$  и  $n_w$  – концентрации на-

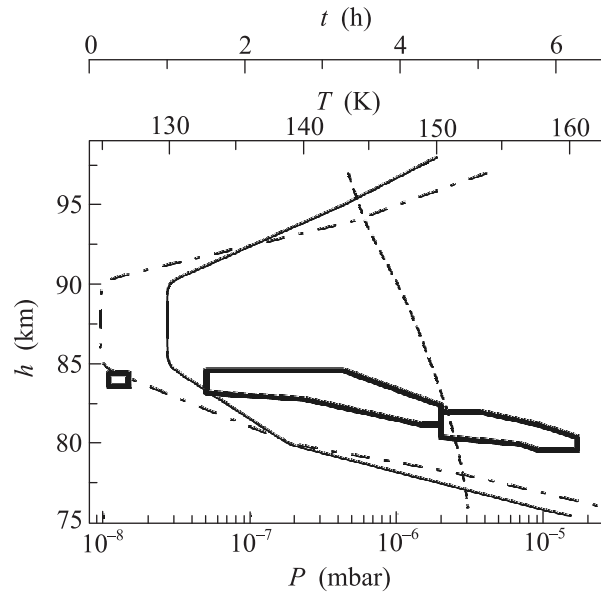


Рис. 1. Качественные высотные профили температуры воздуха (сплошная кривая), парциального давления паров воды (штриховая кривая) и давления насыщенных паров воды (штрихпунктирная кривая). Пары воды пересыщены в диапазоне высот 77–94 км. Жирные кривые характеризуют (в соответствии с данными [12]) временную эволюцию высот, на которых наблюдаются серебристые облака

сыщенных водяных паров над поверхностью пылевой частицы и паров воды в мезосфере соответственно,  $v_{\text{wind}}$  и  $v$  – вертикальные скорости ветра и частицы соответственно,  $F_d$  – коэффициент порядка единицы, отражающий влияние формы частицы,  $g$  – ускорение свободного падения. Второе слагаемое в левой части (1) описывает рост пылевых частиц в окружающем пересыщенном водяном паре, четвертый член описывает седиментацию (подъем) пылевой частицы при взаимодействии с нейтралами (*neutral drag*).

Вычисление концентрации насыщенных водяных паров  $n_w^s$  над поверхностью частицы проводится стандартным образом [15]. Для этой цели вводится термодинамический потенциал  $\Phi$  системы, состоящей из пылевой частицы, на поверхности которой происходит конденсация полярных молекул (воды), и прилегающего к частице слоя газа указанных молекул. Поскольку пылевые частицы заряжены и, кроме того, наряду с нейтральными молекулами окружены ионами и электронами, экранирующими поле пылевой частицы, необходимо учитывать электростатическое взаимодействие. Таким образом, производится учет зависимости  $n_w^s$  от размера  $a$  и заряда  $q_d$  пылевых частиц. Последний также является функцией

размера  $a$  частицы. Термодинамический потенциал системы  $\Phi$  имеет вид

$$\Phi = m_d(f_d + Pv_d) + m_g(f_g + Pv_g) + \sigma S + \Psi_E - \frac{m_g N_A \mu_D q_d}{\mu_g a^2} L\left(\frac{\mu_D q_d}{T a^2}\right), \quad (2)$$

где  $P$  – давление,  $f_d(v_d, T)$  – удельная свободная энергия пылевой частицы,  $f_g(v_g, T)$  – удельная свободная энергия газа,  $v_{d(g)}$  – удельный объем пылевой частицы (газа),  $T$  – температура,  $m_g$  – масса газа,  $\mu_g$  – молярная масса газа,  $N_A$  – число Авогадро,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения вещества частицы,  $S$  – площадь поверхности пылевой частицы,  $\mu_D$  – дипольный момент молекулы воды,  $L(x)$  – функция Ланжевена (ср. с [16]). Что касается электростатической энергии  $\Psi_E$ , то она складывается из энергии электрического поля в пределах пылевой частицы (индекс “in”) и в остальном пространстве (индекс “out”):

$$\Psi_E = \int_{\text{in}} \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} dV + \int_{\text{out}} \frac{E^2}{8\pi} dV. \quad (3)$$

Здесь  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость вещества пылевой частицы,  $E$  – электрическое поле,  $V$  – объем.

Вычисление, основанное на анализе экстремумов выражения (2) в предположениях сферической симметрии пылевой частицы, постоянства  $\varepsilon$  и экранировки электрического поля пылевой частицы в соответствии с экранирующим потенциалом Юкавы, характеризуемым длиной экранировки  $\lambda$ , позволяет получить следующее трансцендентное уравнение, связывающее значение давления  $P_S$  насыщенных паров воды над частицей размера  $a$ , обладающей поверхностным зарядом  $q_d$ , и значение давления  $P_0$  насыщенных паров воды над плоской поверхностью:

$$v_d \left\{ P_S - \frac{\mu_D q_d}{a^2} L\left(\frac{\mu_D q_d}{T a^2}\right) - P_0 \right\} - \frac{N_A T}{\mu_g} \times \ln \frac{P_S}{P_0} + \frac{2\sigma v_d}{a} + \frac{q_d^2 v_d}{8\pi a^4} \left[ \frac{1}{\varepsilon} - 1 + \nu(\lambda, a) \right] = 0, \quad (4)$$

где

$$\nu(\lambda, a) = \int_a^\infty \frac{a^2(\lambda + r)^2}{r^2} \frac{2a \exp[2(a-r)/\lambda]}{\lambda(\lambda + a)^3} dr. \quad (5)$$

Концентрация  $n_w^s$  определяется из  $P_S$  с помощью хорошо известного соотношения для идеального газа:  $n_w^s = P_S/T$ .

Динамика водяных паров описывается следующим уравнением для их концентрации  $n_w$  [10]:

$$\frac{\partial n_w}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_w}{\partial h} = -P_w - n_w L_w - \pi \alpha_w v_w^{th} n_w \langle a^2 n_d \rangle, \quad (6)$$

где  $\Gamma_w$  – вертикальный диффузионный поток водяных паров [17],  $P_w$ ,  $L_w$  – фотохимические источники и стоки водяных паров в мезосфере. Последнее слагаемое в правой части (6) описывает поглощение молекул воды пылевыми частицами.

Кинетические уравнения (1), (6) выписаны в рамках одномерного приближения (пространственная координата – высота частицы  $h$ ). Оправданность такого приближения связана с тем, что вертикальный размер полярных мезосферных облаков ( $\sim 1$  км) значительно меньше горизонтального ( $\sim 100$  км), а горизонтальные скорости переноса пылевых частиц меньше или порядка вертикальной скорости переноса. Поэтому на рассматриваемых временах (порядка одних суток) горизонтальным смещением частиц можно пренебречь.

Описание невозмущенной заряженной компоненты проводится с помощью суточной модели ионосферы [18], которая на количественном уровне описывает суточные вариации концентрации ионосферной плазмы. При этом все положительные ионы разбиваются на две группы. В первую входят простые первичные ионы  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$  с коэффициентом рекомбинации  $\alpha_{\text{rec}}^s \simeq 10^{-7} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Во вторую группу входят кластерные протон-гидратные ионы  $H^+(H_2O)_n$  с усредненным по  $n$  коэффициентом рекомбинации  $\alpha_{\text{rec}}^c \simeq 10^{-5} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Скорость  $\beta_c$  конверсии из простых ионов в кластерные и скорость ионизации  $q_e$  определяются согласно указанной модели ионосферы. Характерные значения  $\beta_c$  и  $q_e$  в рассматриваемых условиях оказываются порядка  $\beta_c \sim 0.1 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $q_e \sim (0.1-10) \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Перенос солнечного излучения в ионосфере рассчитывается с учетом реальных зенитных углов в данный сезон [8]. Для описания нейтрального состава используется модель [19]. Характерные концентрации  $n_n$  нейтрального газа на высотах около 80 км определяются из модели атмосферы:  $n_n \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Система уравнений, описывающих влияние пылевых частиц на динамику заряженных частиц в летней полярной ионосфере, записывается в локальном приближении. Его использование оправдано, поскольку характерные времена зарядки пылевых частиц в ионосфере значительно меньше характерных времен их переноса. Система уравнений включает в себя уравнения непрерывности [8] для концентрации электронов  $n_e$ , концентрации первичных ( $n_i^s$ ) и кластерных ( $n_i^c$ ) ионов, а также для заряда пылевой частицы  $Z_d^a$  радиуса  $a$ :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = q_e - \alpha_{\text{rec}}^s n_e n_i^s - \alpha_{\text{rec}}^c n_e n_i^c + L_{\text{photo}}^e - L_{\text{dust}}^e, \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_i^s}{\partial t} = q_e - \alpha_{\text{rec}}^s n_e n_i^s - \beta_c n_i^s - L_{\text{dust}}^s, \quad (8)$$

$$\frac{\partial n_i^c}{\partial t} = \beta_c n_i^s - \alpha_{\text{rec}}^c n_e n_i^c - L_{\text{dust}}^c, \quad (9)$$

$$\frac{\partial Z_d^a}{\partial t} = q_{\text{photo}} + \nu_s + \nu_c - \nu_e. \quad (10)$$

Здесь  $L_{\text{dust}}^j$  ( $j = e, s, c$ ) – слагаемые, описывающие гибель электронов, простых и кластерных ионов на пылевых частицах, причем  $L_{\text{dust}}^j = \int \nu_j dn_d$  (учитывается распределение  $dn_d$  микрочастиц по размерам,  $n_d = \int f_d dv da$ ), слагаемое  $L_{\text{photo}}^e$  описывает рождение фотоэлектронов при поглощении солнечного излучения частицами,  $L_{\text{photo}}^e = \int q_{\text{photo}} dn_d$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_s$ ,  $\nu_c$  – скорости зарядки, обусловленные столкновениями электронов и ионов (простых и кластерных) с пылевыми частицами,  $q_{\text{photo}}$  – скорость ионизации, вызванная фотоэффектом,  $\beta_c$  – скорость конверсии простых ионов в кластерные.

Отметим, что в мезосфере коагуляцией пылевых частиц при их столкновениях друг с другом можно пренебречь. Характерное время  $\tau_{\text{coag}}$  такого процесса значительно превышает все остальные значимые характерные времена:  $\tau_{\text{coag}} \sim (n_d v \pi a^2)^{-1} \geq 10^6$  с.

Для вычисления микроскопических токов электронов и ионов на микрочастицы используется зондовая модель (*orbit-limited probe model*) [20, 21], в рамках которой сечения взаимодействия ионов и электронов с заряженной частицей определяются из законов сохранения момента импульса и энергии. Если пылевые частицы заряжены отрицательно, то зондовое приближение приводит к следующим выражениям для скоростей зарядки:

$$\nu_e \approx \pi a^2 \left( \frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \exp \left( \frac{eq_d}{aT_e} \right),$$

$$\nu_i \approx \pi a^2 \left( \frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} n_i \left( 1 - \frac{eq_d}{aT_i} \right).$$

Для положительно заряженных пылевых частиц выражения для  $\nu_e$ ,  $\nu_i$  принимают вид

$$\nu_e \approx \pi a^2 \left( \frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \left( 1 + \frac{eq_d}{aT_e} \right),$$

$$\nu_i \approx \pi a^2 \left( \frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} n_i \exp \left( -\frac{eq_d}{aT_i} \right).$$

Здесь  $q_d = Z_d e$  – заряд пылевой частицы,  $-e$  – заряд электрона,  $T_e$ ,  $T_i$  – температуры электронов и ионов

соответственно,  $m_\alpha$  – масса частицы сорта  $\alpha$ . Скорость ионизации, ассоциированная с фотоэффектом  $q_{\text{photo}}$ , определяется потоком солнечного излучения  $F(\lambda)$ :

$$q_{\text{photo}} \approx \pi r^2 \int_0^{\lambda^*} Q_{\text{abs}}[a, m(\lambda)] F(\lambda) Y(\lambda) d\lambda, \quad (11)$$

где  $Q_{\text{abs}}$  – сечение поглощения фотона,  $m(\lambda) = n(\lambda) + ik(\lambda)$  – комплексный показатель преломления материала пылевой частицы,  $F(\lambda)$  – поток солнечного излучения,  $\lambda^*$  – максимальная длина волны фотона приводящего к фотоэффекту,  $Y(\lambda)$  – вероятность фотоэффекта. Зависимость  $Y$  от длины волны  $\lambda$  является достаточно сложной. Как правило, используется зависимость Фаулера–Нордхайма [22]:  $Y(\lambda) = C(W - 2\pi\hbar c/\lambda)^2$ , где коэффициент  $C$  обычно варьируется в пределах  $10^{-2}$ – $10^{-4}$  эВ $^{-2}$  и зависит от размера и состава пылевой частицы [23]. Отметим, что фотоэффект может быть существен для достаточно крупных частиц. Для частиц с размером в несколько нанометров эффективность фотоэффекта мала из-за сильного уменьшения ( $\propto a^3$ ) сечения поглощения  $Q_{\text{abs}}$  при  $a \ll \lambda$ .

Пределы интегрирования в (11) определяются из условия, что только фотоны с энергиями  $2\pi\hbar c/\lambda - W - e^2 Z_d/a$  приводят к рождению фотоэлектронов. В рассматриваемом случае энергия фотона составляет несколько эВ, в то время как равновесный потенциал заряженной частицы имеет порядок [9]  $T_e/e \approx T_n/e$ , где  $T_n \approx 0.03$  эВ – температура нейтралов в мезосфере. Отсюда  $e^2 |Z_d|/a \sim kT_e \simeq 0.01$  эВ  $\ll 2\pi\hbar c/\lambda$ . Таким образом, зависимость фототока электронов от заряда пылевой частицы можно пренебречь.

Приведенные выше уравнения описывают самосогласованную модель плазменно-пылевых структур в ионосфере. Рассмотрим на ряде частных примеров результаты, получаемые в рамках изложенной выше модели. Рассмотрение проводится с точки зрения возможности объяснения основных наблюдаемых эффектов, сопровождающих формирование и эволюцию NLC и PMSE.

В качестве начальных профилей высотного распределения пылевых частиц используются два профиля, представленные на рис.6 из [11]. Один из них представляет собой распределение частиц относительно небольшой концентрации на высотах 90–95 км, другой – сравнительно тонкий слой пыли на высоте 85–87 км достаточно высокой концентрации,  $n_d = (100\text{--}1000) \text{ см}^{-3}$ .

В вычислениях первое распределение аппроксимируется трапецевидным профилем. В этом случае можно считать, что в начальный момент времени на высотах от 91 до 96 км концентрация пылевых частиц  $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ , а начальный радиус частиц равен 10 нм. Эволюция такого начального профиля представлена на рис. 2. Те частицы, которые находятся

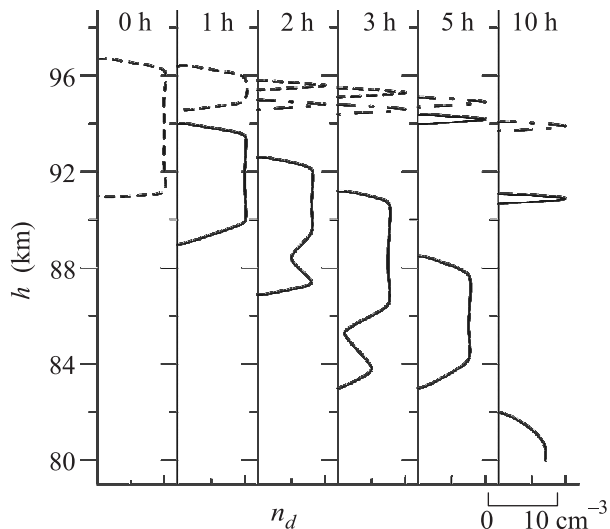


Рис. 2. Эволюция начального трапецевидного профиля концентрации пылевых частиц  $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$  в зависимости от высоты в различные моменты времени. Штриховыми, штрихпунктирными и сплошными кривыми обозначены профили концентрации частиц с размерами, меньшими 20 нм, от 25 до 75 нм и большими 80 нм соответственно

в слоях, расположенных выше 94 км, растут по размеру достаточно медленно и поэтому левитируют в течение нескольких часов на высотах около 90–95 км. Причина “зависания” состоит в том, что слои, расположенные ниже 94 км, которые в начальный момент уже находятся в зоне конденсации, т.е. в зоне, где пары воды пересыщены (см. рис. 1), собирают на себя основную часть водяных паров и вместе с поглощенными молекулами воды седиментируют вниз. Те же пылевые частицы, которые в начальный момент находятся наверху (выше 94 км), даже когда они через некоторое время, седиментируя, достигают области конденсации, сильно вырасти в размере не могут из-за наличия лишь небольшого количества оставшихся паров воды. Оставаясь небольшого размера, эти частицы зависают на высотах 90–93 км часами, что и объясняет феномен PMSE.

Картина становится еще более выразительной (рис. 3), если в качестве начальной концентрации пылевых частиц используется  $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ . В этом

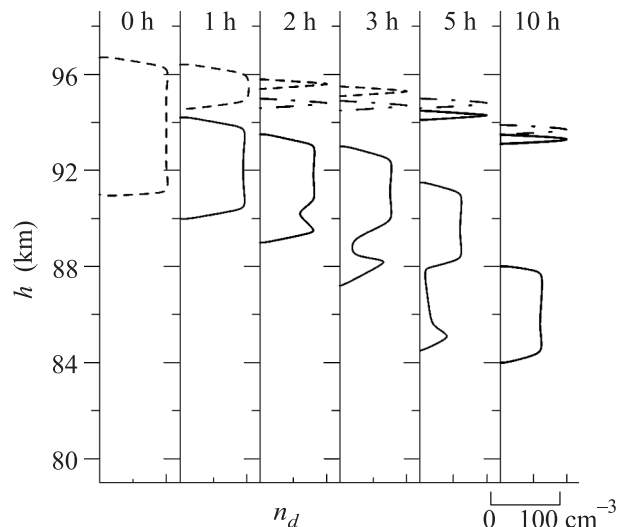


Рис. 3. Эволюция начального трапецевидного профиля концентрации пылевых частиц  $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$  в зависимости от высоты в различные моменты времени. Штриховыми, штрихпунктирными и сплошными кривыми обозначены профили концентрации частиц с размерами, меньшими 20 нм, от 25 до 75 нм и большими 80 нм, соответственно

случае нижние слои практически полностью забирают на себя водяные пары, не оставляя возможности для роста пылевых частиц на высотах около 95 км. Вследствие этого время нахождения пылевых частиц малого размера на высотах 90–95 км увеличивается до 15–20 ч. Частицы из слоев, расположенных ниже, достигают размеров, превосходящих 100 нм, что дает возможность наблюдать слои таких частиц невооруженным глазом (NLC). В течение нескольких часов частицы седиментируют с высоты 90–94 км до высот около 77–80 км, ниже которых ледяной слой с пылевых частиц полностью испаряется.

Формирование слоистой структуры NLC иллюстрируется эволюцией наблюдаемого начального колоколообразного распределения частиц (рис. 4) [11]. Нижняя половина колоколообразного распределения, которая проходит через слой водяных паров первой, седиментируя, набирает скорость и не оставляет после себя водяных паров. В результате вторая половина распределения движется медленнее, а на суммарном распределении возникает второй горб, образуемый более плотными пылевыми слоями, отстающими от менее плотных.

Еще сильнее указанный эффект проявляется для модельного симметричного пылевого облака, характеризуемого концентрацией пылевых частиц на оси распределения  $n_d = 1000 \text{ см}^{-3}$ , эволюция которого представлена на рис. 5. Уже через два часа после на-

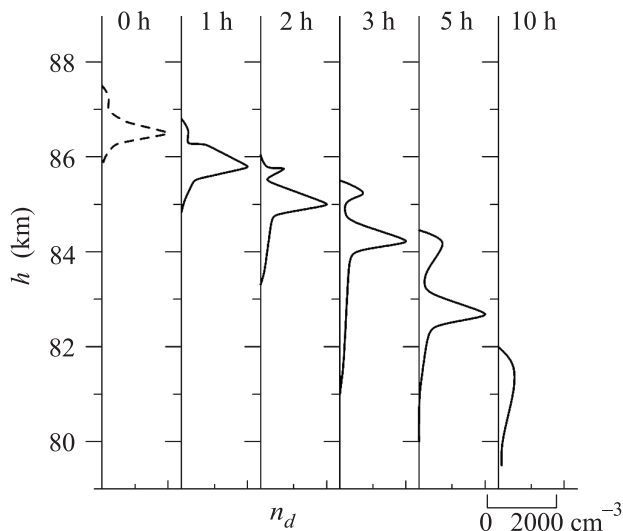


Рис. 4. Эволюция начального [11] колоколообразного распределения частиц по высотам в различные моменты времени

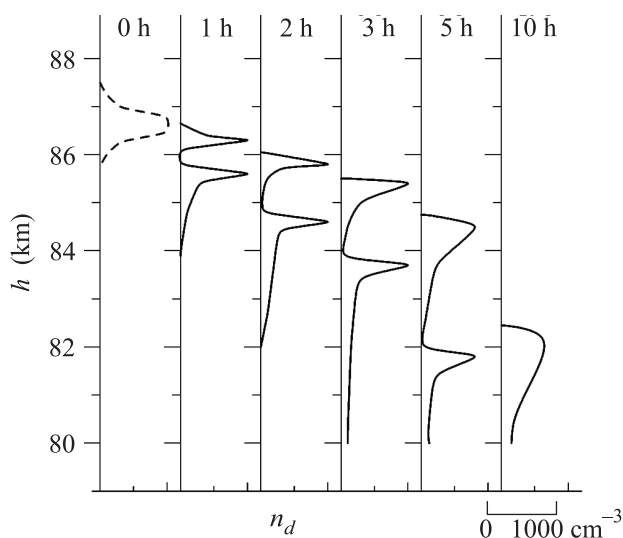


Рис. 5. Эволюция начального колоколообразного профиля концентрации пылевых частиц с  $n_d = 1000 \text{ cm}^{-3}$  на оси распределения в зависимости от высоты в различные моменты времени

чала эволюции наблюдается расщепление первичного облака. Два слоя с  $n_d \approx 1000 \text{ cm}^{-3}$  движутся вниз с разными скоростями по той причине, что более низкий слой еще может вбирать в себя пары воды, оставшиеся после движения слоев с меньшей концентрацией частиц, расположенных изначально снизу от оси ближе к периферии распределения. Согласно расчетам слой с  $n_d \approx 1000 \text{ cm}^{-3}$ , находящийся чуть ниже, содержит через час после начала эволюции частицы с размерами около 180 нм. При этом находящийся

выше слой ( $n_d \approx 1000 \text{ cm}^{-3}$ ) включает в себя частицы меньших размеров (около 85 нм). Неравномерное движение этих двух слоев приводит к тому, что через 5 ч “нижний” слой оказывается на высоте около 82 км, а верхний – около 84.5 км. Расщепление пика распределения приводит к образованию слоистой структуры с резкой границей, что может служить объяснением появления серебристых облаков.

Итак, в работе представлены уравнения модели плазменно-пылевых структур в ионосфере. Указанная модель может, в частности, применяться как для самосогласованного описания собственно эволюции плазменно-пылевых систем, таких, как NLC и PMSE, так и для объяснения ионизационных свойств запыленной ионосферы. Примеры расчетов, основанных на представленной модели, иллюстрируют влияние начальных распределений пылевых частиц, а также процессов конденсации и поглощения молекул воды пылевыми частицами на образование NLC и PMSE, демонстрируют возможность появления именно NLC и/или PMSE в тех или иных ситуациях, возможность образования слоистой структуры NLC.

Работа выполнена по Программе фундаментальных исследований Отделения наук о Земле РАН # 5 “Наночастицы: условия образования, методы анализа и извлечения из минерального сырья”, при финансовой поддержке РФФИ (проект # 12-02-00270-а), а также Совета по грантам Президента РФ (проект # НШ-203.2012.5) для поддержки ведущих научных школ.

1. U. von Zahn, G. Baumgarten, U. Berger et al., *Atmos. Chem. Phys.* **4**, 2449 (2004).
2. J. Y. N. Cho and J. Röttger, *J. Geophys. Res.* **102**, 2001 (1997).
3. M. Gadsden and W. Schröder, *Noctilucent Clouds*, Springer-Verlag, Berlin, 1989.
4. F. Verheest, *Waves in Dusty Space Plasmas*, Kluwer, Dordrecht, 2000.
5. P. K. Shukla and A. A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasmas Physics*, Institute of Physics Publishing, Bristol/Philadelphia, 2002.
6. V. N. Tsytovich, G. E. Morfill, S. V. Vladimirov, and H. Thomas, *Elementary Physics of Complex Plasmas*, Springer, Berlin/Heidelberg, 2008.
7. V. E. Fortov, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak et al., *Phys. Rep.* **421**, 1 (2005).
8. В. А. Клумов, С. И. Попель, and R. Bingham, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 524 (2000).
9. В. А. Клумов, Г. Е. Морфилл, С. И. Попель, *ЖЭТФ* **127**, 171 (2005).
10. В. А. Клумов, С. В. Владимиров, Г. Е. Морфилл, *Письма в ЖЭТФ* **82**, 714 (2005).

11. K. Amyx, Z. Sternovsky, S. Knappmiller et al., *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **70**, 61 (2008).
12. N. Kaifler, G. Baumgarten, J. Fiedler et al., *Atmos. Chem. Phys. Discuss.* **10**, 25081 (2010).
13. A. Mahmoudian and W. A. Scales, *J. Geophys. Res.* **117**, A02304 (2012).
14. R. P. Turco, O. B. Toon, R. C. Whitten et al., *Planet. Space Sci.* **30**, 1147 (1982).
15. М. А. Леонтович, *Введение в термодинамику*, М.–Л.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1952.
16. В. Б. Лапшин, М. Ю. Яблоков, А. А. Палей, *Журнал физической химии* **76**, 1901 (2002).
17. B. J. Murray and J. M. C. Plane, *Atmos. Chem. Phys.* **5**, 1027 (2005).
18. A. D. Danilov, N. V. Smirnova, T. A. Blix, and E. V. Thrane, *Adv. Space Res.* **29**, 6 (2002).
19. G. P. Anderson, S. A. Clough, F. X. Kneizys et al., Air Force Geophysics Lab Hansom AFB MA, Report A371571 (1986).
20. F. F. Chen, in *Plasma Diagnostic Techniques* (ed. by R. H. Huddlestone and S. L. Leonard), Academic, N.Y., 1965, chap. 4.
21. M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 313 (1992).
22. B. Feuerbacher and B. Fitton, *J. Appl. Phys.* **43**, 1563 (1972).
23. A. Schmitt-Ott, P. Schurtenberger, and H. C. Siegmann, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1284 (1980).