

УДК 533.9

## ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ РАЗМЕРОВ АЭРОЗОЛЕЙ НА ДИССИПАТИВНУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ АЭРОЗОЛЬНЫХ ПОТОКОВ В АТМОСФЕРАХ ПЛАНЕТ. II. АТМОСФЕРЫ МАРСА И ТИТАНА

*В. С. Грач*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Полученные в первой части [1] настоящей работы результаты, касающиеся влияния дисперсии размеров аэрозолей на диссипативную неустойчивость аэрозольного потока в холодной слабоионизованной столкновительной плазме, применены к условиям атмосферы Марса (высоты 70–100 км) и Титана (высоты 900–1200 км). Получены количественные оценки пороговых зарядов и характерных пространственно-временных масштабов неустойчивости.

### ВВЕДЕНИЕ

Данная работа продолжает начатое в [1] исследование влияния разброса размеров крупных пылевых (аэрозольных) частиц на характеристики диссипативной неустойчивости аэрозольного потока в слабоионизованной столкновительной плазме.

Впервые диссипативная неустойчивость аэрозольного потока рассматривалась в плазмоподобной среде грозового облака [2]; по существу, она является неустойчивостью пылезвуковой моды (dust-acoustic wave) [3–5], возникающей в столкновительной плазме при наличии дополнительной пылевой (аэрозольной) компоненты. В дальнейшем потоковая диссипативная неустойчивость данной моды в столкновительной слабоионизованной плазме рассматривалась применительно к естественным условиям [2, 6–10], а также к условиям лабораторных экспериментов в газоразрядной плазме [11–13]. Следует отметить, что в лабораторных экспериментах, как правило, используется практически монодисперсный ансамбль искусственных частиц; в природных средах аэрозоли образуются естественным образом, поэтому разброс их размеров может оказаться существенным фактором [8].

В первой части данной работы [1] было впервые исследовано влияние разброса размеров крупных частиц на характеристики диссипативной неустойчивости аэрозольного потока при учёте процессов зарядки и ионной диффузии. В статье [1] были получены качественные закономерности условий возбуждения (характеристики порога неустойчивости), а также количественные оценки пороговых значений заряда и характерных пространственно-временных масштабов неустойчивости для условий мезосферы Земли. Вторая часть работы посвящена исследованию данной неустойчивости в средней атмосфере Марса и ионосфере Титана.

Заметим, что источники пыли и процессы формирования аэрозольных частиц могут существенно отличаться в различных областях атмосфер планет [14–18]. Большую роль при этом могут играть коагуляция [18] и конденсация [15], фотохимические процессы [17, 18] и т. д. Однако есть основания полагать [10, 15, 16], что эволюция аэрозольных частиц происходит существенно более медленно, чем зарядка частиц при взаимодействии с окружающей плазмой и развитие рассматриваемой неустойчивости. Поэтому в рамках данной работы, как и в [1], процессы формирования самих аэрозольных частиц не учитываются. При этом рассматривается достаточно широкий диапазон параметров, характеризующих сами аэрозоли.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Напомним кратко особенности постановки задачи.

Рассматривается слабоионизованная столкновительная плазма, созданная сторонними источниками ионизации, которая содержит следующие компоненты: нейтральный газ, положительные ионы, электроны и крупные заряженные частицы (аэрозольная компонента). Концентрация нейтрального газа значительно превышает концентрацию заряженных компонент. Ионная и электронная компоненты рассматриваются в гидродинамическом приближении.

Предполагается, что все пылевые частицы (аэрозоли) имеют сферическую форму, радиус каждой частицы равен  $R$ . Тепловой разброс скоростей частиц мы полагаем несущественным и считаем, что установившаяся скорость частицы однозначно определяется её размером. Невозмущённая функция распределения частиц по размерам  $f_R^0$  считается известной. Как и в работе [1], мы рассмотрим три возможных распределения частиц по радиусам: монодисперсный ансамбль частиц, когда

$$f_R^0 = \delta(R - a), \quad (1)$$

где  $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака,  $a$  — характерный радиус частиц, закон Гаусса

$$f_R^0 = \frac{a}{\delta_a \sqrt{\pi}} \exp \left[ - \left( \frac{R - a}{\delta_a} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где  $R > 0$ ,  $\Delta = \delta_a/a < 1/2$  и степенное распределение

$$f_R^0 = \begin{cases} 0, & R < a; \\ \frac{3}{a} \left( \frac{a}{R} \right)^4, & R \geq a. \end{cases} \quad (3)$$

Зарядка крупных частиц происходит вследствие оседания на них ионов и электронов фоновой плазмы. Мы предполагаем, что движение ионов и электронов определяется их тепловыми скоростями; в этом случае заряд на частице прямо пропорционален её радиусу. Помимо радиуса основным параметром, определяющим заряд частицы, является температура фоновых электронов  $T_e$ . Однако возможна ситуация, когда в среде помимо фоновых «холодных» электронов существуют высокоэнергичные электроны с концентрацией  $n_h \ll n_e < n_i$  и температурой  $T_h \gg T_e$  (здесь  $n_e$  и  $n_i$  — концентрации электронов и ионов фоновой плазмы соответственно). Если поток энергичных электронов на крупную частицу  $I_h$  превысит соответствующий поток фоновой электронной компоненты, то заряд аэрозоля будет определяться «горячими» электронами (подробнее см. [1]). В дальнейшем будем учитывать только вклад «горячих» электронов в зарядку аэрозолей, другим влиянием «горячих» электронов на взаимодействие пылевых частиц с окружающей плазмой пренебрегаем.

Исследуемая неустойчивость порождается относительным движением ионной и аэрозольной компонент. В отсутствие электрического поля их относительная скорость совпадает с относительной скоростью аэрозольных и нейтральных частиц и определяется гравитационным падением частиц в среде [4]:

$$V_0 = g/\nu = \frac{g\sqrt{2\pi}}{4\gamma_F} \rho_a R \frac{V_{T_n}}{N_n T_n} = V^* \frac{R}{a}. \quad (4)$$

Здесь  $g$  — ускорение свободного падения,  $\nu$  — эффективная частота соударений аэрозолей (пылевых частиц) с нейтральным газом,  $\gamma_F$  — коэффициент порядка единицы,  $\rho_a$  — плотность вещества аэрозолей,  $N_n$ ,  $T_n$  и  $V_{T_n}$  — концентрация, температура и тепловая скорость нейтральных частиц соответственно,  $V^*$  — скорость частицы с характерным радиусом  $a$ .

В описании ионной и электронной компонент учитывались столкновения с нейтральным газом, электрическое поле и потери вследствие оседания ионов и электронов на аэрозолях в процессе зарядки.

В работе [1] было получено дисперсионное уравнение, характеризующее свойства спектральной составляющей квазистатического электрического поля с волновым вектором  $\mathbf{k}$  на частоте  $\omega$  (для процесса вида  $\exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$ ). В случае, когда заряд частиц определяется «горячими» электронами, это уравнение записывается следующим образом:

$$1 - 4\pi N_d^0 \int \frac{Q_d^2 f_R^0 dR}{M\Delta_d} + \frac{4\pi\sigma_i}{\Delta_i} \left[ 1 + iN_d^0 \int \frac{G_i^0 f_R^0 dR}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{V}_0 + i\nu_{ch}} \right] + \frac{4\pi\sigma_e}{\Delta_e} + 4\pi e N_d^0 n_i^0 \left( \frac{1}{\Delta_i} - \frac{1}{\Delta_e} \right) \int \frac{G_i^0 Q_d f_R^0 dR}{M\Delta_d} = 0. \quad (5)$$

Здесь  $\Delta_d = (\omega - \mathbf{k}\mathbf{V}_0)(\omega - \mathbf{k}\mathbf{V}_0 + i\nu)$ ,  $\Delta_i = \omega + iD_i k^2 + i\nu_R$ ,  $\Delta_e = \omega + iD_e k^2$ ,  $Q_d$  и  $M$  — заряд и масса частицы с радиусом  $R$  соответственно,  $N_d^0$  — невозмущённая концентрация аэрозольных частиц,  $\sigma_\beta = n_\beta^0 e^2 / (m_\beta \nu_\beta)$  и  $D_\beta = T_\beta / (m_\beta \nu_\beta)$  — проводимости и коэффициенты диффузии ионов ( $\beta = i$ ) и электронов ( $\beta = e$ ) соответственно,  $\delta = n_i^0 / n_e^0$  — отношение невозмущённых концентраций ионов и электронов,  $m_\beta$  и  $\nu_\beta$  — масса частиц сорта  $\beta$  и частота их столкновений с нейтральными частицами,  $G_i^0 n_i^0$  — поток ионов на аэрозольную частицу,  $\nu_{ch}$  — обратное время релаксации возмущений заряда,  $\nu_R$  — частота соударений ионов с пылевыми частицами вследствие процессов зарядки; здесь и далее индекс 0 соответствует невозмущённым значениям.

В работе [1] было показано, что уравнение (5) допускает развитие неустойчивости, если выполнено условие

$$Z_{d \min}^{\text{thr}} < Z_d < Z_{d \max}^{\text{thr}}, \quad (6)$$

где  $Z_d = |Q_d|/e$ . При определённых параметрах (маленькая относительная скорость или широкий разброс размеров частиц) интервал между зарядовыми числами  $Z_{d \max}^{\text{thr}}$  и  $Z_{d \min}^{\text{thr}}$  может быть настолько мал, что неустойчивость фактически не существует; однако в большинстве случаев  $Z_{d \max}^{\text{thr}} \gg Z_{d \min}^{\text{thr}}$ , и, поскольку величина  $Z_{d \min}^{\text{thr}}$  достаточно велика, именно она определяет возможность развития неустойчивости. В случае монодисперсного ансамбля значение  $Z_{d \min}^{\text{thr}}$  будет не слишком большим, только если выполнено условие [9]

$$\tilde{D}_i = \frac{D_i \nu}{V_0^2} \ll 1. \quad (7)$$

В последующих разделах будут проанализированы условия достижения и характеристики порога неустойчивости в атмосфере Марса и ионосфере Титана.

## 2. СВОЙСТВА НЕУСТОЙЧИВОСТИ В АТМОСФЕРЕ МАРСА

### 2.1. Параметры атмосферы Марса

Марсианская атмосфера содержит значительное количество пылевых частиц, которые играют заметную роль во многих происходящих там процессах, в том числе и электрических [19–21]. Согласно имеющимся косвенным экспериментальным данным [19] характерный радиус этих частиц  $0,5 \div 2$  мкм.

Ускорение свободного падения на Марсе  $g_M = 3,71 \text{ м/с}^2$ , основной компонентой нейтральной атмосферы является углекислый газ  $\text{CO}_2$ . В этих условиях скорость гравитационного падения пылевых частиц с радиусом порядка 1 мкм может быть достаточно высокой для развития неустойчивости на высотах, превышающих 70 км.

В данной работе мы рассмотрим область температурного минимума на высотах  $70 \div 100$  км [22]. Температура нейтральной компоненты в этой области  $T_n \sim 130$  К, концентрация нейтрального газа  $N_n = 10^{12} \div 10^{14}$  см $^{-3}$ . Ионная компонента состоит в основном из ионов  $\text{CO}_2^+$  и  $\text{N}_2^+$ , концентрацию ионов можно оценить как  $n_i = 10^4$  см $^{-3}$  [23]. Базовое значение отношения концентраций  $\delta = n_i^0/n_e^0$  будем полагать равным 10. Для оценки эффективной частоты соударений ионов и электронов с нейтральным газом будем, как и в [1], пользоваться следующими формулами [24, 25]:

$$\nu_i[\text{с}^{-1}] = C_{\nu_i}[\text{с}^{-1}] \left( \frac{\alpha_0}{\mu_a[\text{а. е. м.}]} \right)^{1/2} N_n[\text{см}^{-3}]; \quad (8)$$

$$\nu_e[\text{с}^{-1}] = C_{\nu_e}[\text{с}^{-1}] N_n[\text{см}^{-3}] \frac{T_e[\text{К}]}{11\,600} \frac{1}{1 + (T_e[\text{К}]/11\,600)^{1/2}}, \quad (9)$$

где  $\alpha_0$  — поляризуемость нейтральной молекулы (для углекислого газа  $\alpha_0 = 2,7$ ),  $\mu_a$  — приведённая масса иона,  $C_{\nu_i} = 2,6 \cdot 10^{-9}$  с $^{-1}$ ,  $C_{\nu_e} = 2,9 \cdot 10^{-7}$  с $^{-1}$ .

Будем считать, что характерный радиус пылевых частиц равен  $a = 1$  мкм; достоверных данных о составе этих частиц пока нет, поэтому для оценок мы полагаем  $1 < \rho_a[\text{г/см}^3] < 2$ .

При указанных значениях параметров относительные скорости аэрозолей и нейтрального газа могут быть существенно выше, чем в условиях мезосферы Земли [1]. Согласно полученным в [1] результатам это должно привести к тому, что влияние разброса размеров аэрозолей на характеристики порога неустойчивости будет существенно сильнее, чем в земных условиях. Это подтверждается результатами, приведёнными в следующем разделе.

## 2.2. Результаты расчётов порога неустойчивости

Зависимости минимального (по волновым числам) порогового значения  $Z_{d*}^{\text{thr}}$  для пылезвуковой волны и соответствующего ему характерного пространственного масштаба  $\lambda_{\text{opt}} = 2\pi/k_{\text{opt}}$  от относительного среднеквадратичного отклонения размеров аэрозолей  $0 \leq \Delta < \Delta^*$  при различных значениях параметров среды представлены на рис. 1; также приведены значения, соответствующие степенной функции распределения (3). Здесь  $\Delta^*$  соответствует значению дисперсии, при котором  $Z_{d\text{min}}^{\text{thr}} \approx Z_{d\text{max}}^{\text{thr}}$  и неустойчивость исчезает (подробнее см. [1]).

Пороговое значение заряда резко растёт при малых  $\Delta$ , затем темп роста снижается. Пороговое значение, вычисленное для гауссовой функции распределения, при малых  $\Delta$  меньше, чем для степенного распределения; при некотором значении  $\Delta$ , зависящем от параметров системы, пороговые величины зарядов для распределений (2) и (3) сравниваются. Максимальное пороговое значение  $Z_{d\text{max}}$  не приведено на рис. 1 и последующих рисунках, поскольку в рассматриваемых условиях  $Z_{d\text{min}}^{\text{thr}} \ll Z_{d\text{max}}^{\text{thr}}$ .

Характерный пространственный масштаб возмущений также резко возрастает при малых  $\Delta$ , затем в зависимости от параметров среды либо монотонно возрастает с увеличением  $\Delta$ , либо имеет локальные максимум и минимум при  $\Delta < 0,1$ . Значения  $\lambda_{\text{opt}} = 2\pi/k_{\text{opt}}$  в окрестности локального минимума превышают  $\lambda_{\text{opt}} = 2\pi/k_{\text{opt}}(\Delta = 0)$ .

Как и предполагалось выше, для условий атмосферы Марса учёт разброса размеров аэрозолей независимо от вида функции распределения приводит к существенно более сильному повышению порога неустойчивости, чем в условиях атмосферы Земли.

Количественно  $Z_d^{\text{thr}} \gtrsim 10^5$ , что превосходит значения, полученные без учёта разброса размеров частиц, на порядок и более. Однако стоит отметить, что все данные о размерах пылевых частиц в атмосфере Марса на данный момент предварительны, поэтому результаты без учёта разброса их размеров также представляют интерес. Зависимости характеристик порога неустойчивости

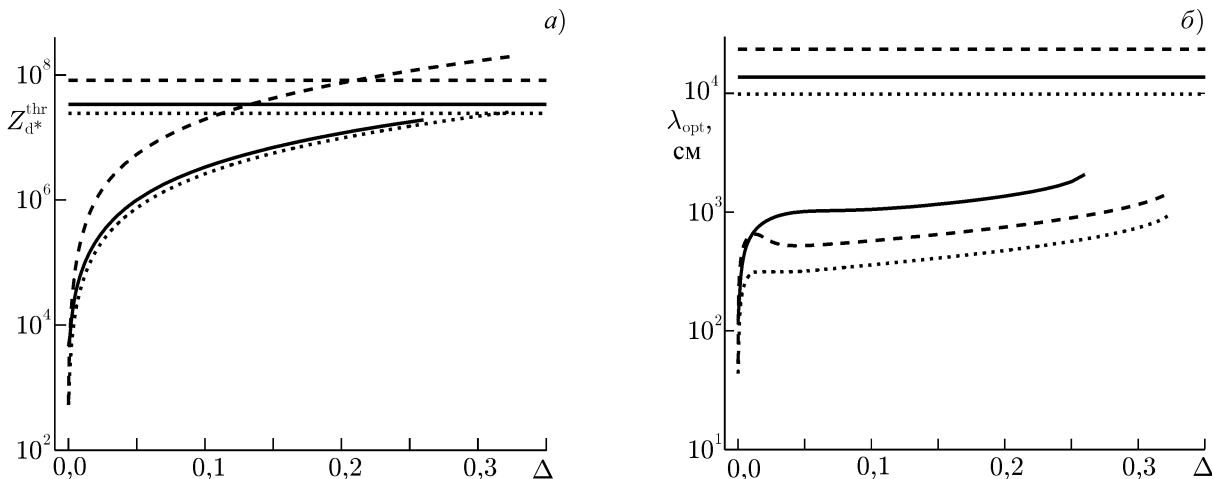


Рис. 1. Зависимость пороговых характеристик неустойчивости от относительного разброса размеров аэрозолей  $\Delta$  в случае гауссова распределения частиц (2) в условиях атмосферы Марса. Горизонтальные линии соответствуют значениям, полученным для степенного распределения. Сплошные кривые соответствуют базовым значениям параметров, штриховые —  $\rho_a = 2 \text{ г/см}^3$ , пунктирные —  $C_{\nu_i} = 7,8 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$

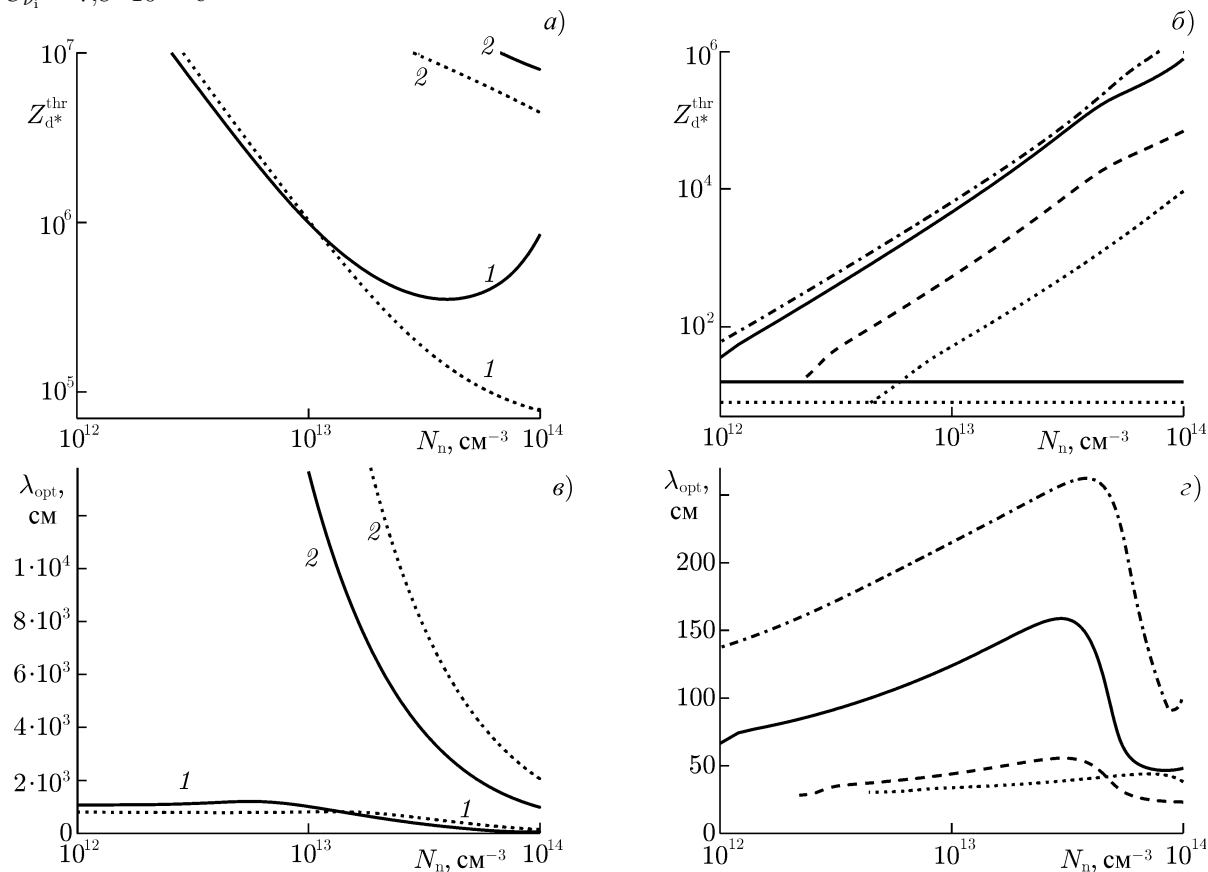


Рис. 2. Характеристики порога неустойчивости в зависимости от параметров системы в условиях атмосферы Марса. Кривые 1 на панелях (а) и (в) соответствуют распределению Гаусса (2) при  $\Delta = 0,05$ , кривые 2 — степенной функции распределения (3). Панели (б) и (г) соответствуют монодисперсному ансамблю частиц (1). Сплошные кривые построены при базовых значениях параметров, штриховые — при  $C_{\nu_i} = 7,8 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ , пунктирные — при  $\delta = 50$ ,  $\rho_a = 2 \text{ г/см}^3$ ,  $C_{\nu_i} = 7,8 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ , штрих-пунктирные — при  $m_i = 32 \text{ а. е. м.}$  Горизонтальные линии на панели (б) соответствуют значению заряда, обеспеченному фоновыми электронами

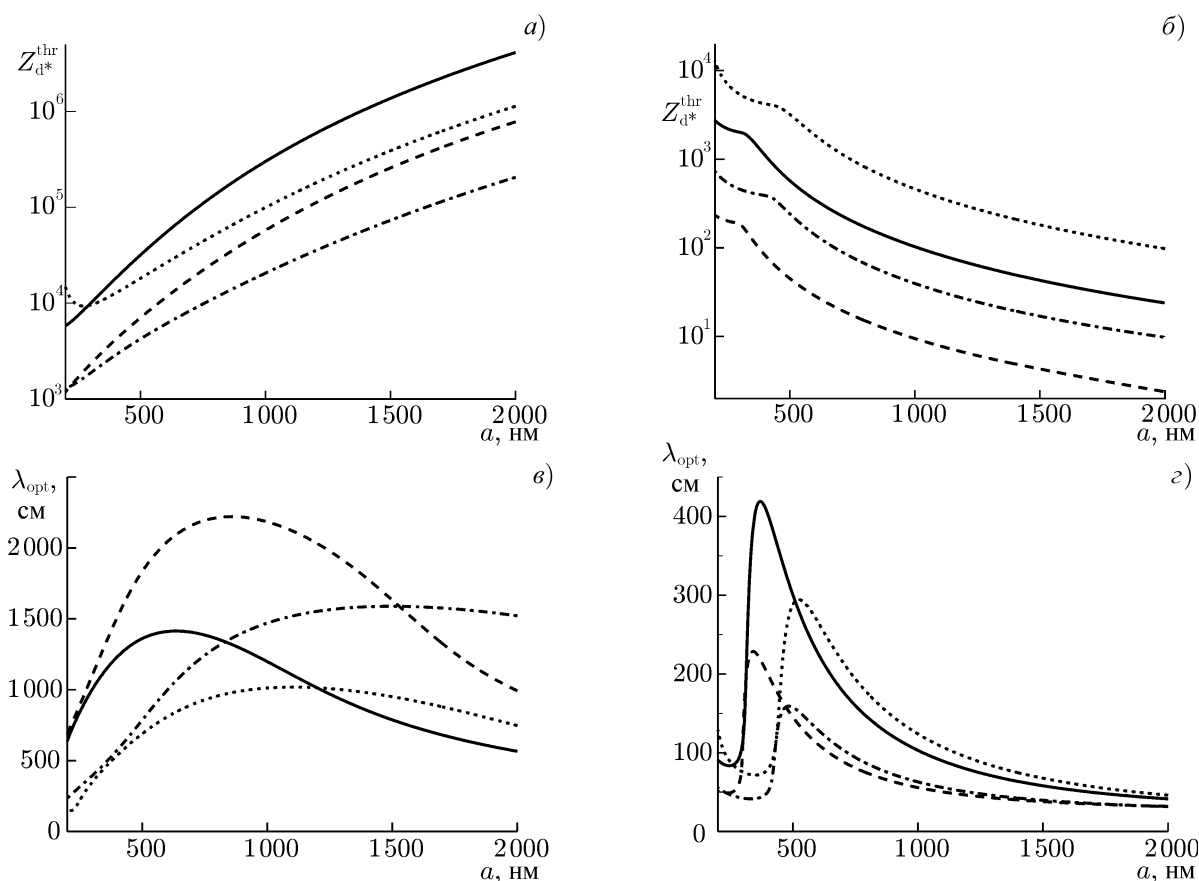


Рис. 3. Характеристики порога неустойчивости в зависимости от параметров системы для гауссовой функции распределения с  $\Delta = 0,05$  (а, е) и монодисперсного ансамбля (б, з) в условиях атмосферы Марса. Сплошные кривые соответствуют  $N_n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $C_{\nu_i} = 2,6 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ , штриховые —  $N_n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $C_{\nu_i} = 7,8 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ , пунктирные —  $N_n = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $C_{\nu_i} = 2,6 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ , штрихпунктирные —  $N_n = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $C_{\nu_i} = 7,8 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$

от параметров среды в указанной области атмосферы Марса для различных моделей функции распределения, включая монодисперсный ансамбль частиц, приведены на рис. 2 и 3.

В отсутствие разброса размеров частиц пороговое значение заряда, как и для условий атмосферы Земли, уменьшается с уменьшением концентрации нейтральных частиц  $N_n$ , увеличением плотности вещества пылевых частиц, увеличением массы ионов и частоты соударения ионов с нейтральным газом, а также при увеличении отношения концентраций  $\delta = n_i^0/n_e^0$ . Пороговое значение заряда, нормированное на пороговый заряд частицы с радиусом 100 нм (по существу, это характеристика потока сверхтепловых электронов  $I_h^{\text{thr}}$ ) уменьшается с ростом радиуса частицы (напомним, что в рассматриваемой модели заряд на частице прямо пропорционален её радиусу). Зависимость характерного масштаба возмущений  $\lambda_{\text{opt}}$  от параметров системы немонотонна. При изменении концентрации нейтрального газа в пределах от  $10^{12}$  до  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  величина  $\lambda_{\text{opt}}$  плавно меняется в интервале  $20 \div 270$  см; при изменении радиуса частиц ( $a = 0,2 \div 2$  мкм) величина  $\lambda_{\text{opt}}$  резко возрастает при малых радиусах (в окрестности  $a \approx 450$  нм при  $N_n = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и в окрестности  $a \approx 320$  нм при  $N_n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) до значений  $150 \div 420$  см, а затем плавно убывает до  $30 \div 50$  см.

Учёт разброса размеров частиц, как и в условиях атмосферы Земли, приводит к резкому увеличению порогового значения заряда и изменению его зависимостей от параметров, опреде-

ляющих относительную скорость пылевых частиц и нейтрального газа. Для гауссовой функции распределения частиц по размерам ( $\Delta = 0,05$ ) пороговое значение в рассматриваемом диапазоне значений  $N_n$  либо увеличивается с уменьшением концентрации нейтральных частиц, либо имеет минимум при  $N_n \gtrsim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Для степенной функции распределения (3) пороговое значение заряда увеличивается с уменьшением  $N_n$ . Пороговое значение заряда, нормированное на пороговый заряд частицы с радиусом 100 нм в случае распределения Гаусса либо убывает с увеличением среднего радиуса частиц (для  $a > 200$  нм), либо имеет минимум в окрестности  $a \approx 250$  нм. Характерный пространственный масштаб возмущений в случае распределения Гаусса имеет максимум в зависимости от концентрации нейтрального газа  $N_n$  и среднего радиуса  $a$  и изменяется в диапазоне  $150 \div 2300$  см. Для степенного распределения частиц по размерам характерный масштаб  $\lambda_{\text{opt}}$  возрастает с уменьшением концентрации нейтрального газа от значений порядка 1 км до 25 км и более.

### 3. СВОЙСТВА НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ИОНОСФЕРЕ ТИТАНА

#### 3.1. Параметры ионосферы Титана

В атмосфере спутника Сатурна Титана также присутствуют аэрозольные частицы. В основном это лёд кислот  $\text{HC}_n\text{N}$ ; радиус таких частиц составляет от десятков до сотен нанометров [16, 26–29]. Поскольку ускорение свободного падения на Титане мало ( $g_T = 1,35 \text{ м/с}^2$ ), гравитационная скорость падения таких частиц может быть достаточно высокой фактически только в области ионосферы (на высотах  $900 \div 1200$  км). Согласно экспериментальными данным [16] в этой области возможно существование изолированных слоёв, содержащих аэрозольные частицы с радиусом порядка  $10 \div 50$  нм. В дальнейшем мы полагаем, что характерный радиус аэрозоля  $a = 50$  нм. Мы также предполагаем базовое значение плотности вещества аэрозолей  $\rho_a$  равным  $0,7 \text{ г/см}^{-3}$ , что соответствует плотности синильной кислоты  $\text{HCN}$ .

Основной компонентой нейтрального газа в атмосфере Титана является азот; в ионосфере его концентрация меняется в пределах  $10^{11} < N_n [\text{см}^{-3}] < 10^{12}$  [30, 31], температура на высотах  $900 \div 1200$  км практически постоянна и равна 170 К [30]. Основной ионной компонентой мы полагаем  $\text{O}_2^+$ ,  $n_i = 500 \text{ см}^{-3}$  [32]; отношение концентраций ионов и электронов  $\delta = 10$ . Частоту соударений ионов и электронов с нейтральным газом будем оценивать по формулам (8), (9).

В выбранной области высот относительная скорость аэрозолей и нейтрального газа меньше, чем в рассмотренной ранее области атмосферы Марса, но больше, чем в мезосфере Земли.

#### 3.2. Результаты расчётов порога неустойчивости

На рис. 4 для различных значений параметров среды представлены зависимости минимального по волновым числам порогового значения  $Z_{d_{\text{min}}}^{\text{thr}}$  (участок кривой, соответствующий возрастанию  $Z_{d_{\text{min}}}^{\text{thr}}$  с увеличением  $\Delta$ ), характерного масштаба  $\lambda_{\text{opt}} = 2\pi/k_{\text{opt}}$ , определяемого  $Z_{d_{\text{min}}}^{\text{thr}}$ , и максимального значения  $Z_{d_{\text{max}}}^{\text{thr}}$  (в случае, когда  $Z_{d_{\text{max}}}^{\text{thr}} < 10^5$ , участок кривой, соответствующий убыванию  $Z_{d_{\text{max}}}^{\text{thr}}$ ) от параметра разброса радиуса частиц  $0 < \Delta < \Delta^*$ ; также приведены значения  $Z_{d_{\text{min}}}^{\text{thr}}$ , соответствующие степенной функции распределения (3). Аналогично рассмотренным ранее случаям, пороговое значение возрастает с увеличением  $\Delta$ : менее резко, чем в атмосфере Марса (см. рис. 1), но сильнее, чем в мезосфере Земли (см. [1]). Характерный пространственный масштаб  $\lambda_{\text{opt}}$  при учёте разброса размеров частиц также увеличивается.

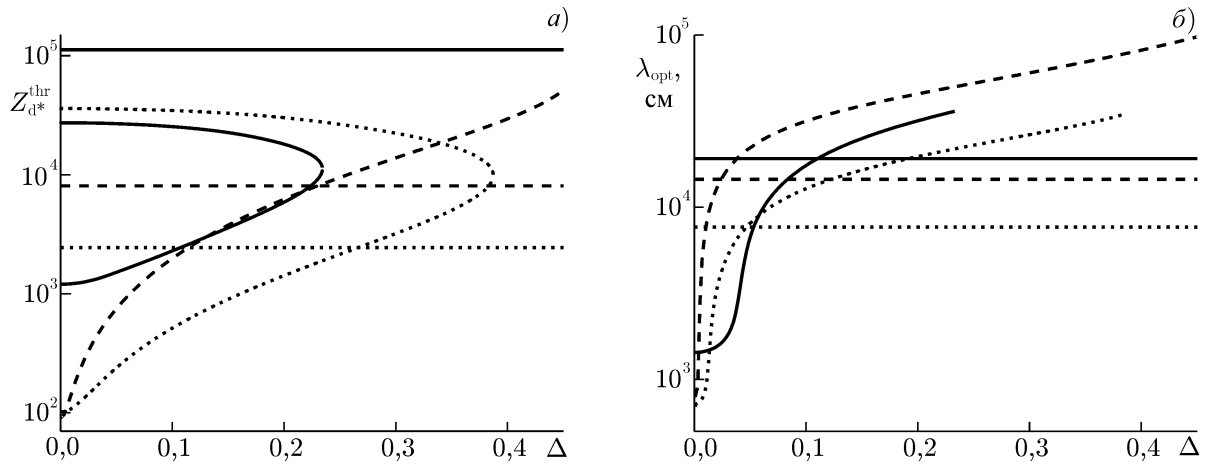


Рис. 4. Зависимость пороговых характеристик неустойчивости от относительного среднеквадратичного отклонения  $\Delta$  в случае гауссова распределения частиц по размерам в условиях ионосферы Титана. Горизонтальные линии соответствуют значениям, полученным для степенного распределения. Сплошные кривые соответствуют базовым значениям параметров, штриховые —  $\rho_a = 1,5 \text{ г/см}^3$ , пунктирные —  $C_{\nu_i} = 7,8 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$

Зависимости характеристик порога неустойчивости от концентрации нейтрального газа для различных моделей функции распределения, включая монодисперсный ансамбль частиц, приведены на рис. 5. Как можно видеть из рис. 5, пороговое значение заряда убывает при уменьшении  $N_n$  для монодисперсного ансамбля частиц и имеет минимум в зависимости от  $N_n$  при учёте разброса размеров частиц. Зависимости от остальных параметров аналогичны полученным в разделе 2.2 и работе [1]. Минимальное по волновым числам и концентрации  $N_n$  пороговое значение заряда  $Z_{d*}^{\text{thr}}$  и соответствующий ему характерный масштаб  $\lambda_{\text{opt}}$  при различных видах функции распределения и значениях параметров приведены в табл. 1.

Таблица 1. Минимальное по радиусам частиц и волновым числам возмущения значение порогового заряда и интервалы значений концентрации нейтрального газа  $N_n$  и длин волн, при которых зарядовое число  $Z_{d*}^{\text{thr}}$  отличается от минимального значения меньше, чем на 10%

$\rho_a$ , $\text{г/см}^{-3}$	$C_{\nu_i}$ , $10^{-9} \text{ с}^{-1}$	Разброс	$(Z_{d*}^{\text{thr}})_{\text{min}}$	$\lambda_{\text{opt}}$ , км	$N_{n \text{ opt}}$ , $10^{12} \text{ см}^{-3}$
0,7	2,6	$\Delta = 0,09$	1 385	28 ÷ 46	0,09 ÷ 0,14
0,7	2,6	$\Delta = 0,20$	4 270	50 ÷ 73	0,09 ÷ 0,17
0,7	2,6	степенное распределение (3)	8 808	22 ÷ 32	0,07 ÷ 0,15
1,5	2,6	$\Delta = 0,09$	1 361	12 ÷ 24	0,25 ÷ 0,45
1,5	2,6	$\Delta = 0,20$	4 210	18 ÷ 32	0,30 ÷ 0,55
1,5	2,6	степенное распределение (3)	7 458	10 ÷ 15	0,19 ÷ 0,42
0,7	7,8	$\Delta = 0,09$	451	8 ÷ 18	0,13 ÷ 0,27
0,7	7,8	$\Delta = 0,20$	1 397	14 ÷ 21	0,19 ÷ 0,27
0,7	7,8	степенное распределение (3)	2 326	7 ÷ 10	0,11 ÷ 0,21
1,5	7,8	$\Delta = 0,09$	446	40 ÷ 90	0,40 ÷ 0,85
1,5	7,8	$\Delta = 0,20$	1 385	6 ÷ 10	0,57 ÷ 0,87
1,5	7,8	$\eta = 4$	2 028	3 ÷ 5	0,27 ÷ 0,60



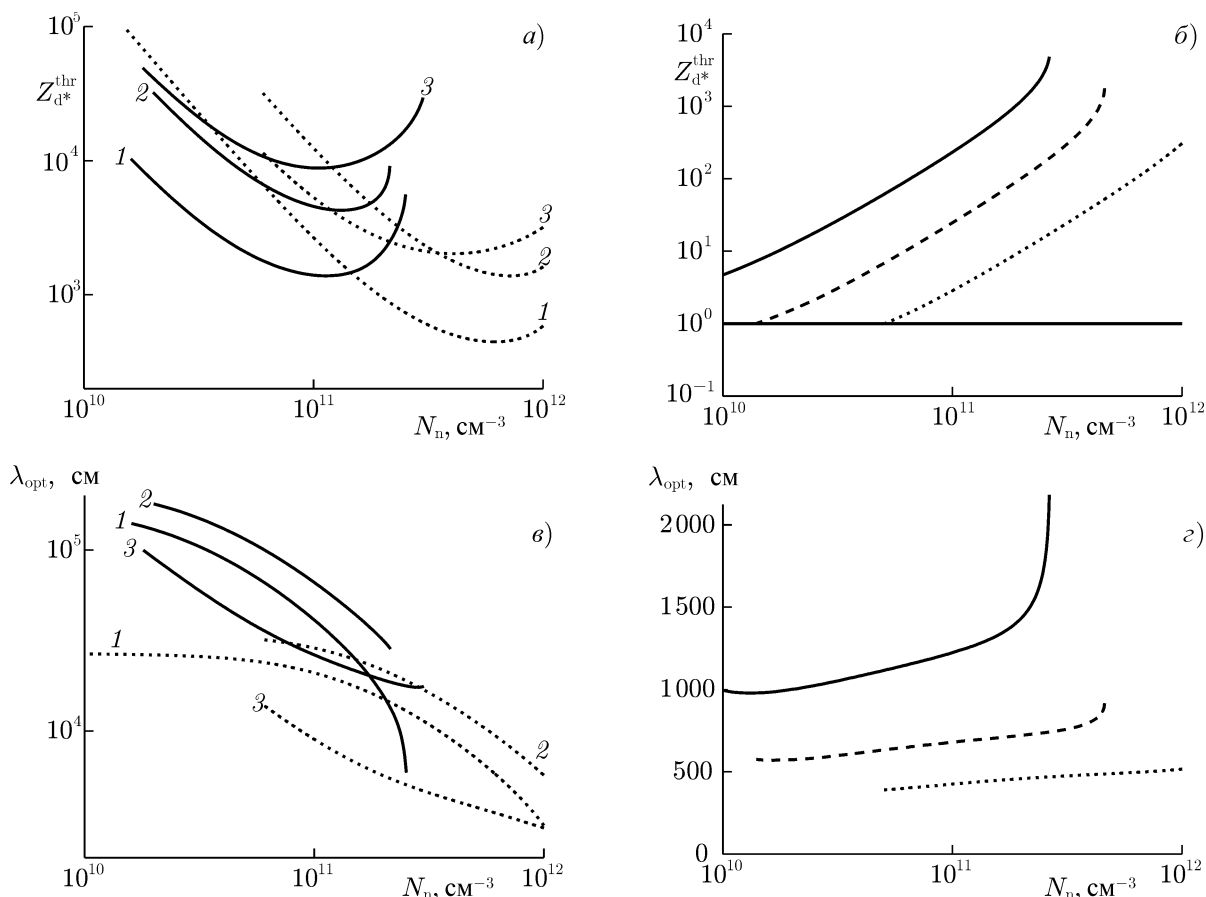


Рис. 5. Характеристики порога неустойчивости в зависимости от параметров системы в условиях ионосферы Титана. Кривые 1 на панелях (а) и (в) соответствуют распределению Гаусса (2) при  $\Delta = 0,09$ , кривые 2 — распределению Гаусса при  $\Delta = 0,20$ , кривые 3 — степенной функции распределения (3). Панели (б) и (г) соответствуют монодисперсному ансамблю частиц (1). Сплошные кривые построены при базовых значениях параметров, штриховые — при  $C_{\nu_i} = 7,8 \cdot 10^{-9} \text{ c}^{-1}$ , пунктирные — при  $\rho_a = 1,5 \text{ г/см}^{-3}$ ,  $C_{\nu_i} = 7,8 \cdot 10^{-9} \text{ c}^{-1}$ . Горизонтальная линия на панели (б) соответствует значению заряда, обеспеченному фоновыми электронами

Характерный масштаб возмущений в случае монодисперсного ансамбля возрастает с увеличением  $N_n$  (или имеет минимум при малых  $N_n$ ), а при учёте разброса размеров частиц убывает. Следует обратить внимание, что значения  $\lambda_{opt}$  в условиях атмосферы Титана достаточно велики даже в случае монодисперсного ансамбля ( $\lambda_{opt} = 0,4 \div 2 \text{ км}$ ), а при учёте разброса размеров частиц  $\lambda_{opt} = 3 \div 100 \text{ км}$ , что сравнимо с высотой ионосферы и может превышать вертикальные размеры аэрозольных слоёв.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты, полученные в обеих частях работы, показывают одни и те же качественные закономерности зависимостей характеристик порога диссипативной неустойчивости аэрозольного потока от параметров среды. Приведём их здесь для полноты картины и удобства читателя:

1) Учёт разброса размеров частиц приводит к значительному повышению пороговых значений зарядов на аэрозолях.

2) Влияние разброса размеров частиц более существенно при высоких относительных скоростях аэрозолей и нейтральной компоненты.

3) Если распределение по размерам соответствует закону Гаусса, то при больших дисперсиях неустойчивость отсутствует.

4) Разброс размеров частиц приводит к увеличению оптимальных масштабов неустойчивости и качественному изменению зависимостей порогового значения зарядов от параметров среды (появляется минимум в зависимостях от параметров, определяющих скорость аэрозолей).

В частности, повышение порогового значения заряда при учёте разброса размеров частиц наиболее значительно в рассматриваемой области атмосферы Марса (до нескольких порядков), наименее значительно — в мезосфере Земли (в два-три раза). Минимальные пороговые значения заряда частиц на частице с характерным радиусом 100 нм при учёте разброса в мезосфере Земли составляют порядка  $(100 \div 300) e$ , в ионосфере Титана  $(900 \div 2\,400) e$ , в средней атмосфере Марса  $(700 \div 3 \cdot 10^6) e$ . Для монодисперсного ансамбля соответствующие значения составляют  $(5 \div 10) e$  для условий мезосферы Земли и  $(1 \div 10) e$  для условий атмосфер Титана и Марса. В условиях атмосфер Марса и Титана в случае монодисперсного ансамбля частиц пороговые значения заряда на достаточно больших высотах могут быть обеспечены фоновыми электронами.

Характерные пространственные масштабы неустойчивости наименьшие в мезосфере Земли ( $60 < \lambda_{\text{opt}}[\text{см}] < 150$ ), наибольшие — в ионосфере Титана ( $8 \cdot 10^4 < \lambda_{\text{opt}}[\text{см}] < 90 \cdot 10^4$ ). Для ионосферы Титана характерно наибольшее повышение  $\lambda_{\text{opt}}$  при учёте разброса размеров частиц.

Следует также отметить, что влияние разброса размеров частиц на характеристики неустойчивости более существенно, чем влияние инерционности процессов зарядки (см. [9]).

Таким образом, можно заключить, что развитие рассмотренной неустойчивости возможно только в условиях малого разброса частиц по размерам. В большинстве случаев также необходимо наличие потока энергичных сверхтепловых электронов, способного обеспечить высокие заряды на частицах.

Поскольку условия достижения порогов неустойчивости достаточно жёсткие, детальное исследование инкрементов неустойчивости выходит за рамки данной работы. Однако результаты, полученные в [10] для монодисперсного ансамбля частиц в условиях мезосферы Земли, показывают, что по порядку величины инкремент неустойчивости в оптимальных условиях совпадает с параметром  $\nu_{\text{ch}}$ , характеризующим обратное время зарядки частиц. Предварительные оценки показывают, что подобное утверждение справедливо и для рассматриваемых в данной работе условий. Так, времена зарядки частиц и развития неустойчивости (инерционность зарядки учитывается при анализе дисперсионного уравнения) составляют  $5 \div 20$  с для мезосферы Земли,  $1 \div 5$  с для атмосферы Марса и  $50 \div 200$  с для ионосферы Титана. Времена роста и эволюции аэрозольных частиц в рассматриваемых областях составляют часы и более [15, 16], т. е. времена зарядки частиц и развития диссипативной неустойчивости существенно меньше.

Как уже отмечалось в [1], наличие постоянного электрического поля может улучшить ситуацию с точки зрения достижения порогов [10] (электрическое поле увеличивает относительную скорость фракций за счёт ускорения ионов; увеличение относительной скорости за счёт аэрозолей или нейтральной компоненты при наличии разброса частиц по размерам может понизить порог только до определённого минимума, см. выше). Но при этом следует иметь в виду, что при наличии сильного электрического поля может кардинально измениться процесс зарядки [33]: как величина заряда, так и его зависимость от радиуса частицы.

Автор выражает благодарность А. Г. Демехову за интерес к работе и ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 12-02-31863), программы Президиума РАН № 22 «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы» и Совета по

грантам Президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (грант НШ-4185.2012.2).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грач В. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 6. С. 395.
2. Трахтенгерц В. Ю. // Докл. АН СССР. 1989. Т. 308, № 3. С. 584.
3. Rao N. N., Shukla P. K., Yu M. Y. // Planetary and Space Science. 1990. V. 38, No. 4. P. 543.
4. Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А. и др. // Успехи физ. наук. 2004. Т. 174, № 5. С. 495.
5. Комплексная и пылевая плазма. Из лаборатории в космос / Под ред. В. Е. Фортова, Г. Морфилла. М.: Физматлит, 2012.
6. Trakhtengerts V. Yu. // J. Atmos. Terr. Phys. 1994. V. 56, No. 3. P. 337.
7. Tsyтович V. N., Havnes O. // AIP Conference Series. 2002. V. 649. Dust Crystal in the Electrode Sheath of a Gaseous Discharge. P. 454.
8. Грач В. С., Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48, № 6. С. 488.
9. Грач В. С., Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 11. С. 942.
10. Грач В. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 12. С. 945.
11. Joyce G., Lampe M., Ganguli G. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88, No. 9. Art. no. 095006.
12. Mamun A. A., Shukla P. K. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7, No. 11. P. 4412.
13. Fortov V. E., Khrapak A. G., Khrapak S. A., et al. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7, No. 5. P. 1374.
14. Kornin S. I., Popel S. I., Yu M. Y. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16, No. 6. Art. no. 063705.
15. Дубинский А. Ю., Попель С. И. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96, № 1. С. 22.
16. Lavvas P., Yelle R. V., Griffith C. A. // Icarus. 2010. V. 210, No. 2. P. 832.
17. Lavvas P., Griffith C. A., Yelle R. V. // Icarus. 2011. V. 215, No. 2. P. 732.
18. Lavvas P., Yelle R. V., Koskinen T., et al. // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 2013. V. 110, No. 8. P. 2729.
19. Wolff M. J., Smith M. D., Clancy R. T., et al. // J. Geophys. Res. E (Planets). 2006. V. 111, No. 10. P. 12.
20. McCleese D. J., Heavens N. G., Schofield J. T., et al. // J. Geophys. Res. E (Planets). 2010. V. 115, No. 14. P. 12016.
21. Heavens N. G., McCleese D. J., Richardson M. I., et al. // J. Geophys. Res. E (Planets). 2011. V. 116, No. 1. P. 1010.
22. Nair H., Allen M., Anbar A. D., et al. // Icarus. 1994. V. 111, No. 1. P. 124.
23. Krasnopolsky V. A. // Icarus. 2006. V. 185, No. 1. P. 153.
24. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
25. Акасофу С. И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. М.: Мир, 1974.
26. de Kok R., Irwin P. G. J., Teanby N. A., et al. // Icarus. 2007. V. 191, No. 1. P. 223.
27. Anderson C. M., Samuelson R. E., Bjoraker G. L., Achterberg R. K. // Icarus. 2010. V. 207, No. 2. P. 914.
28. Anderson C. M., Samuelson R. E. // Icarus. 2011. V. 212, No. 2. P. 762.
29. Michael M., Tripathi S. N., Arya P., et al. // Planetary and Space Sci. 2011. V. 59, No. 9. P. 880.
30. Fulchignoni M., Ferri F., Angrilli F., et al. // Nature. 2005. V. 438, No. 7069. P. 785.
31. Yelle R. V., Borggren N., de La Haye V., et al. // Icarus. 2006. V. 182, No. 2. P. 567.

32. Mandt K. E., Gell D. A., Perry M., et al. // J. Geophys. Res. E (Planets). 2012. V. 117, No. 16. P. 10 006.
33. Грач В. С., Семёнов В. Е., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы. 2009. Т. 35, № 1. С. 36.

Поступила в редакцию 2 июля 2013 г.; принята в печать 21 августа 2013 г.

**INFLUENCE OF THE AEROSOL-SIZE DISPERSION ON THE DISSIPATIVE  
INSTABILITY OF AEROSOL FLOWS IN THE PLANETARY ATMOSPHERES.  
II. ATMOSPHERES OF MARS AND TITAN**

*V. S. Grach*

The results on the aerosol-size dispersion influence on the dissipative instability of aerosol flow in cold weakly ionized collisional plasma, which were obtained in the first part [1] of this paper, are used for the Mars (altitudes 70–100 km) and Titan (altitudes 900–1200 km) atmospheric conditions. The threshold charges and characteristic space–time instability scales are quantitatively estimated.