

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ И ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ ПОТОКИ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Ю.Н. Извекова^{1,2}, С. И. Попель^{1,2}, О.Я. Извеков²

¹Институт космических исследований РАН

²Московский физико-технический институт

E-mail : besedina_yn@mail.ru

Аннотация. В неадиабатической атмосфере с учетом тепловых потоков солнечной радиации, инфракрасного излучения атмосферы, конденсации водяных паров и теплопроводности акустико-гравитационные волны могут быть неустойчивыми в тропосфере и на ионосферных высотах. На этих высотах могут формироваться нелинейные вихревые структуры. Наличие пыли на ионосферных высотах изменяет свойства плазмы. В результате нелинейного взаимодействия в пылевых вихрях могут формироваться вертикальные и горизонтальные направленные пылевые потоки.

1. Введение

В данной работе рассматривается взаимодействие акустико-гравитационных вихрей с пылевыми частицами на ионосферных высотах. Интерес к такого рода исследованиям обусловлен, прежде всего, тем, что акустико-гравитационные вихри на высотах около 110 км (т.е. на тех высотах, где в ионосфере присутствуют пылевые частицы) образуются и самоподдерживаются за счет диссипативных процессов, подобно автосолиитонам [1, 2].

Нейтральные частицы участвуют в нелинейных волновых процессах в пылевой плазме ионосферы двояким образом. С одной стороны, направленное движение нейтралов увлекает за собой частицы пыли, что может привести к формированию пылевых вихрей, с другой стороны, трение пылевого континуума о континуум нейтралов создает дополнительную диссипацию энергии, приводя к затуханию нелинейных процессов в пылевой плазме, таких как взаимодействие вихрей и зональных потоков. В работе рассмотрено условие раскачки неустойчивостей в среде нейтралов, затем при условии наличия сформировавшихся пылевых вихрей изучается нелинейная трансформация вихрей в стримеры и зональные

потоки без учета затухания, связанного с взаимодействием с нейтралами.

2. Система уравнений

Динамику пылевой плазмы в ионосфере будем описывать в приближении взаимопроникающих сплошных сред, взаимодействующих друг с другом силами трения. Введем локальную систему координат с осью x , направленной на восток, y на север и z по вертикали. Распространение возмущений в запыленной атмосфере Земли описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \mathbf{g} + \eta \Delta \mathbf{V} - \nu_d (\mathbf{V} - \mathbf{v}_d) \quad (2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) P + \gamma P \operatorname{div} \mathbf{V} = \frac{P}{c_v \rho T} (\nabla \mathbf{J}_c + \nabla \mathbf{J}_k - \nabla \mathbf{J}_a - \nabla \mathbf{L}) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \mathbf{v}_d) = 0 \quad (4)$$

$$\rho_d \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_d \cdot \nabla \right) \mathbf{v}_d = -\nabla P_1 + \rho_d \mathbf{g} + \nu_d (\mathbf{V} - \mathbf{v}_d) \quad (5)$$

Здесь \mathbf{V} – скорость нейтралов, \mathbf{v}_d – скорость пыли, ρ – плотность нейтралов, ρ_d – плотность пылевого континуума, \mathbf{g} – ускорение свободного падения, γ – показатель адиабаты, ν_d – частота столкновений нейтралов с пылью, η – кинематическая вязкость, c_v – удельная теплоемкость при постоянном объеме, T – температура нейтралов, P – давление в среде нейтралов, P_1 – возмущение равновесного давления плазмы, которое складывается из электронного, ионного и пылевого давлений. В правой части уравнения (3) содержатся источники энергии, описывающие приток тепла в атмосферу за счет солнечной радиации \mathbf{J}_c , приток тепла за счет конденсации паров воды \mathbf{J}_k , отток энергии за счет инфракрасного излучения атмосферы \mathbf{J}_a , приток или отток тепла за счет молекулярной и турбулентной теплопроводности \mathbf{L} .

Уравнения (4)–(5) для пылевой компоненты выведены с учетом влияния зарядки пылевых частиц, а также динамики электронов и ионов ионосферной плазмы (см. [3]). Используется предположение, что фазовая скорость и длина волны возмущений много меньше электронной и ионной тепловых скоростей и длины свободного пробега соответственно. В этом случае возмущение электростатической силы, действующей на электроны и ионы, уравновешивает соответствующий градиент возмущения давления.

3. Неустойчивость акустико-гравитационных волн в среде нейтралов

Получено и численно исследовано дисперсионное уравнение, соответствующее (1) – (3). Были найдены и проанализированы все ветви дисперсионного уравнения в диапазоне волновых чисел от 10^{-4} до 10^{-1} м^{-1} .

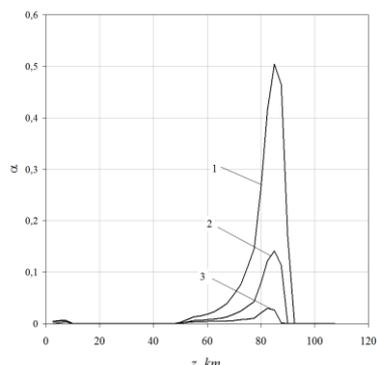


Рис. 1 Инкремент неустойчивости α от z для $k_x = 10^{-3}$, а также: 1 - $k_z = 10^{-1.5}$, 2 - $k_z = 10^{-1.7}$, 3 - $k_z = 10^{-2}$

Было получено, что основной вклад при нахождении дисперсии играет поток тепла солнечного излучения и инфракрасное излучение атмосферы. Показано, что для дипольной вихревой структуры с размерами порядка характерной глубины атмосферы значения действительной и мнимой части амплитуды становятся сравнимыми уже на высоте 80 км. На Рис. 1 показан инкремент неустойчивости для различных волновых чисел для высот до 120 км.

В [2] показано, что система уравнений (1)–(3) допускает решение в виде дипольного вихря при

условии конвективной неустойчивости, которое не выполняется в адиабатической атмосфере, однако как показали расчеты для неадиабатической атмосферы на высотах 110–130 км развивается неустойчивость акустико-гравитационных волн, связанная с ненулевым балансом потоков тепла за счет солнечного излучения, ин-

фрактального излучения атмосферы и теплопроводности. В результате на этих высотах возможно формирование акустико-гравитационных вихрей. Ниже рассмотрение проводится для указанного диапазона высот (110–130 км).

4. Пылевые вихри и пылевые потоки

Вовлечение большого числа пылевых частиц в акустико-гравитационные вихревые движения приводит к формированию пылевого вихря. При наличии вертикального градиента концентрации пыли система уравнений (4) – (5) допускает решение в виде дипольного пылевого вихря с завихренностью, направленной в меридиональном направлении (по оси) ([3]).

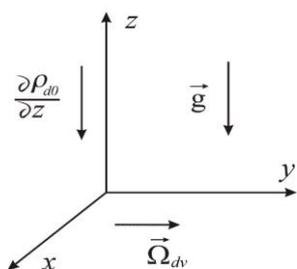


Рис. 2. Направление завихренности пылевого вихря.

В результате модуляционной неустойчивости пылевые вихри могут возбуждать горизонтальные (зональные) и вертикальные (стримеры) пылевые потоки. Исследуем возможность их генерации. Скорости пылевых вихрей и пылевых потоков, вводя функции тока, можно представить как $\mathbf{v}_{dv} = \mathbf{y} \times \nabla \psi_{dv}(x, z)$, $\mathbf{v}_{df} = \mathbf{y} \times \nabla \psi_{df}(x, z)$.

Здесь и ниже индекс «*dv*» («*df*») соответствует пылевым вихрям (потокам). Тогда завихренности соответственно равны $\vec{\Omega}_{dv} = \mathbf{y} \Delta \psi_{dv}(x, z)$, $\vec{\Omega}_{df} = \mathbf{y} \Delta \psi_{df}(x, z)$. Направление вектора $\vec{\Omega}_{dv}$ в пространстве показано на рис. 2. Учитывая, что $\rho_d = \rho_{d0} + \rho_{dv}$, $\mathbf{v}_d = \mathbf{v}_{dv} + \mathbf{v}_{df}$ (где ρ_{d0} – невозмущенная плотность), из уравнений (4) – (5), пренебрегая взаимодействием пылевой и нейтральной компонент, можно получить систему уравнений, описывающую взаимодействие пылевых вихрей и пылевых потоков.

Рассмотрим возбуждение пылевого потока пылевыми вихрями большой амплитуды в результате модуляционной неустойчивости. Для этого положим:

$$\rho_{dv} = \rho_{0\pm} e^{\pm i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)} + \sum_{+,-} \rho_{\pm} e^{i(\mathbf{k}_{\pm} \cdot \mathbf{r} - \omega_{\pm} t)},$$

$$\psi_{dv} = \psi_{0\pm} e^{\pm i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)} + \sum_{+,-} \psi_{\pm} e^{i(\mathbf{k}_{\pm} \cdot \mathbf{r} - \omega_{\pm} t)},$$

$$\psi_{df} = \varphi e^{i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \Omega t)},$$

где ω и Ω - частоты двумерных пылевых вихрей и пылевых потоков соответственно, k_x и k_z - компоненты волнового вектора по соответствующим осям, $\omega_{\pm} = \Omega \pm \omega_0$, $\mathbf{k}_{\pm} = \mathbf{q} \pm \mathbf{k}_0$, а ω_0, \mathbf{k}_0 (Ω, \mathbf{q}) - характерные частота и волновой вектор в Фурье-разложении пылевого вихря (потока). Выполним Фурье-преобразование системы уравнений, описывающей динамику двумерных пылевых вихрей и пылевых потоков. Введём обозначения $q_{\perp}^2 = q_x^2 + q_z^2$, $k_{0\perp}^2 = k_{0x}^2 + k_{0z}^2$ и $k_{\pm\perp}^2 = k_{\pm x}^2 + k_{\pm z}^2$. Группируя слагаемые с соответствующими фазами, получаем нелинейное дисперсионное уравнение, которое в случае $\Omega \ll \omega_0$ и $q \ll k_0$ имеет вид:

$$\Omega^2 = \frac{|\mathbf{y} \times \mathbf{q} \cdot \mathbf{k}_0|^2}{q_{\perp}^2} |\psi_0|^2 \frac{2\mathbf{q}_{\perp} \cdot \mathbf{k}_{0\perp}}{k_{0\perp}^2} \left(2\mathbf{q}_{\perp} \cdot \mathbf{k}_{0\perp} \left(1 + \frac{\Omega_B^2 k_{0x}^2}{\omega_0^2 k_{0\perp}^2} \right) - \frac{\Omega_B^2}{\omega_0^2} q_x k_{0x} \right), \quad (6)$$

где $|\psi_0|^2 = \psi_{0+}\psi_{0-}$, $\Omega_B^2 = g \partial \ln \rho_{d0} / \partial z$.

Случай нарастающей неустойчивости $\Omega = i\gamma$, $\gamma > 0$, согласно (6) возможен при

$$\mathbf{q}_{\perp} \cdot \mathbf{k}_{0\perp} \left(2\mathbf{q}_{\perp} \cdot \mathbf{k}_{0\perp} \left(1 + \Omega_B^2 k_{0x}^2 / (\omega_0^2 k_{0\perp}^2) \right) - \Omega_B^2 / \omega_0^2 q_x k_{0x} \right) < 0$$

Для вихревой структуры, характерный размер которой по оси x в два раза превышает характерный размер по оси z , справедливо $k_0 = \sqrt{5}k_{0x}$. Для вертикального потока (стримера) должно выполняться условие $q_z \ll q_x$. Тогда получаем оценку инкремента для стримеров $\alpha = \sqrt{2}/5 |\psi_0| q_x k_0$.

Влияние столкновений пылевых частиц с нейтралами можно оценить следующим образом. Для максимального эффекта трения пренебрежем движением нейтралов, в этом случае во все выражения вместо Ω войдет $\Omega + i\nu_d$. Таким образом, для раскачки неустойчивости достаточно выполнения условия $\gamma > \nu_d$. Численные оценки для разных высот показали, что на стратосферных высотах возмущения будут затухать, однако на высотах более 90 км возможно возбуждение пылевых потоков с вертикальной компонентой скорости в сформулированных ранее условиях.

Аналогично анализируется случай, когда $q_x \ll q_z$, что соответствует зональным потокам. Оценка инкремента неустойчивости для зональных потоков, формирующихся при нелинейном взаимодействии с тем же вихрем, имеет вид $\alpha = 4\sqrt{2/5}|\psi_0|q_z k_0$.

5. Выводы

Рассмотрена задача о неустойчивости акустико-гравитационных волн в неадиабатической атмосфере. Показано, что на ионосферных высотах развитие такой неустойчивости возможно. Изучено формирование горизонтальных и вертикальных пылевых потоков при нелинейной трансформации пылевого вихря.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 14-05-31410 мол_а).

Литература

1. Абурджания Г.Д. Самоорганизация акустико-гравитационных вихрей в ионосфере перед землетрясением // Физика плазмы. – 1990. – Т. 22, № 10. – С. 954–959.
2. Абурджания Г.Д. Самоорганизация нелинейных вихревых структур и вихревой турбулентности в диспергирующих средах. – М.: КомКнига, 2006. – 328 с.
3. Hasegawa A., Shukla P.K. Dust vortex modes in a nonuniform dusty plasma // Phys. Let. A. – 2004. – V. 332. – P. 82–85.