Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса.
2012. Т.9. № 2. С. 187–191

Вихри внутренних гравитационных волн в атмосфере с зональным ветром

О.Г. Онищенко[1,2], О.А. Похотелов[2], Н.М. Астафьева[1]

[1]Институт космических исследований РАН
117997 Москва, Профсоюзная 84/32
E-mail: ast@iki.rssi.ru
[2]Институт физики Земли РАН,
117997 Москва, Б. Грузинская 10
E-mails: onish@ifz.ru, pokh@ifz.ru

Исследуется влияние сдвиговых зональных ветров на распространение нелинейных внутренних гравитационных волн в земной атмосфере. Выведена замкнутая система нелинейных уравнений для этих волн. Получено условие существования уединенных вихрей в атмосфере со сдвиговым зональным ветром. Показано, что в атмосфере с сдвиговым зональным ветром горизонтальная скорость перемещения вихрей может быть существенно меньше скорости звука.

Ключевые слова: внутренние гравитационные волны, зональные ветры, вихри.

Введение

Проблема передачи энергии от литосферных движений в атмосферу и ионосферу актуальна для фундаментальной геофизики и прикладных исследований. Отклик ионосферы на возмущения нейтральной атмосферы и литосферы является частной задачей более общей проблемы о взаимодействии геосфер. Внутренние гравитационные волны (ВГВ) способны переносить энергию и импульс из нижних слоев нейтральной атмосферы в ионосферу. Источником ВГВ в атмосфере могут быть извержения вулканов, тайфуны, зональные ветры, приливные возмущения, землетрясения и ряд других процессов. Распространяясь до больших высот в атмосфере с убывающей плотностью с нарастанием амплитуды возмущений, ВГВ способны возмущать ионосферу. Спутниковое и наземное электромагнитное зондирование нейтральной атмосферы и нижних слоев ионосферы свидетельствует о связи наземных катастроф с возмущениями нижних слоев слабоионизованной ионосферы. Поэтому, проблема их наблюдения и прогнозирования катастроф по электромагнитному зондированию тесно связана с изучением ВГВ.

Генерация нелинейных структур может ограничить рост возмущений. Проведенные в работе (Онищенко, Похотелов, 2012) исследования свидетельствуют в пользу параметрического механизма генерации зональных структур в атмосфере мелкомасштабными ВГВ конечной амплитуды. Генерируемый при этом зональный ветер является саморегулирующейся системой сдвиговых течений, существенно ослабляющих процессы переноса в направлении экватор – полюс. Такой механизм обеспечивает эффективный канал переноса энергии из области мелкомасштабной турбулентности ВГВ в область глобальных конвективных движений и играет важную роль в регуляризации турбулентности атмосферы. Этот процесс — парадигма обратного турбулентного каскада в теории двумерной анизотропной турбулентности как результат формирования регулярной крупномасштабной структуры из мелкомасштабного хаоса.

Нелинейные ВГВ в турбулентной атмосфере наряду с зональными ветрами могут генерировать вихревые структуры. Исследованию вихревых структур ВГВ посвящены работы (Stenflo, Shukla, 2009; Kaladze, Pokhotelov et al., 2008). В этих работах было показано, что горизонтальная скорость рассматриваемых уединенных вихрей должна превышать скорость звука.

Целью данной работы является исследование влияние зональных ветров на условие существования уединенных вихрей ВГВ. Для этой цели, в рамках модельного гидродинамического описания, будет выведена замкнутая система уравнений, позволяющая описывать динамику нелинейных ВГВ и исследовать условие существования уединенных вихрей ВГВ.

Модельное гидродинамическое описание нелинейных ВГВ

В качестве исходных уравнений используем уравнения движения

$$\rho d\mathbf{u} / dt + \nabla p = \rho \mathbf{g} \ , \tag{1}$$

непрерывности

$$d\rho / dt + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 , \tag{2}$$

и теплового баланса

$$dp / dt - c_s^2 d\rho / dt = 0 . \tag{3}$$

Здесь ρ и p – плотность и давление, $\mathbf{u} = (v + U(z), 0, w)$ – скорость вещества, $d / dt = \partial / \partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$ – эйлеровская (конвективная) производная по времени, U – скорость зонального ветра, $\mathbf{g} = g\hat{\mathbf{z}}$ – гравитационное ускорение, $\hat{\mathbf{z}}$ – единичный вектор локальной декартовой системы координат (x, y, z) вдоль вертикали, ось x направлена на восток, $c_s^2 = \gamma p_0 / \rho_0$, γ – показатель адиабаты, p_0 и ρ_0 – невозмущенные давление и плотность. Для описания двумерного движения несжимаемого газа в гравитационных волнах введем функцию тока ψ так, что $v = -\partial\psi / \partial z$ и $w = \partial\psi / \partial x$. Рассматривая слабые возмущения, полагаем $\rho = \rho_0(z) + \tilde{\rho}(t, x, z)$ и $p = p_0(z) + \tilde{p}(t, x, z)$ где $\tilde{\rho}$ и $\tilde{p}$ – возмущения плотности и давления, $|\tilde{\rho}| << \rho_0$ и $|\tilde{p}| << p_0$. При этом, из уравнения движения получаем

$$\rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \nabla^2 \psi - U'' \frac{\partial \psi}{\partial x} + J(\psi, \nabla^2 \psi) \right) = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial x} \frac{dp_0}{dz} - \frac{d\rho_0}{dz} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho} J(\tilde{\rho}, \tilde{p}) \ , \tag{4}$$

где $J(a,b) = (\partial a / \partial x)\partial b / \partial z - (\partial a / \partial z)\partial b / \partial x$ – якобиан, $U'' = d^2U / dz^2$, $\nabla = (\partial / \partial x, \partial / \partial z)$ и $\partial / \partial \tau = \partial / \partial t + U \partial / \partial x$. Из уравнения теплового баланса в пренебрежении возмущенным давлением $p - p_0 << c_s^2 \tilde{\rho}$, см., например, (Stenflo, Shukla, 2009; Kaladze, Pokhotelov et al., 2008), получаем

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \tau} + \left(\frac{d\rho_0}{dz} - \frac{1}{c_s^2} \frac{dp_0}{dz} \right) \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial x} + \{\tilde{\psi}, \tilde{\rho}\} = 0 . \tag{5}$$

Учитываем, что давление в атмосфере экспоненциально убывает с высотой, $p_0(z) = p_0(0)\exp(-z / H)$, где $H = c_s^2 / \gamma g$ – приведенная высота атмосферы. Из уравнения движения следует, что возмущения функции тока, плотности и давления можно представить в виде:

$$\psi = \hat{\psi}(t, x, z)\exp(z / 2H), \quad \tilde{\rho} = \hat{\rho}(t, x, z)\exp(-z / 2H), \quad \tilde{p} = \hat{p}(t, x, z)\exp(-z / 2H) . \tag{6}$$

Используя соотношения (6), преобразуем уравнение (4) к виду

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\nabla^2 \hat{\psi} - \frac{\hat{\psi}}{4H^2} \right) - \left(U'' - \frac{U'}{H} \right) \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial x} + \{\hat{\psi}, \nabla^2 \hat{\psi}\} = -(1 - \chi) \frac{\partial \chi}{\partial x} \ . \tag{7}$$

Из уравнения непрерывности (5) получаем

$$\frac{\partial \chi}{\partial \tau} - \omega_g^2 \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial x} + \{\hat{\psi}, \chi\} = 0\,, \tag{8}$$

где $\chi = g\hat{\rho} / \rho_0$, $\omega_g^2 = (\gamma - 1) g / \gamma H$, ω_g — частота плавучести (частота Брента-Вяйсяля). Замкнутая система уравнений (7) и (8) позволяет описывать нелинейную динамику внутренних гравитационных волн в атмосфере со сдвиговыми зональными ветрами и с учетом конечного градиента равновесной температуры. В пренебрежении зональными ветрами система уравнений (7) и (8) совпадает с соответствующей системой уравнений исследовавшейся в работах (Stenflo, Shukla, 2009; Kaladze, Pokhotelov et al., 2008).

В линейном приближении из (7) и (8), используя Фурье преобразование, получаем дисперсионное уравнение ВГВ

$$\left(k^2 + \frac{1}{4H^2}\right)\omega'^2 - k_x\left(U'' - \frac{U'}{H}\right)\omega' = k_x^2 \omega_g^2\,, \tag{9}$$

где $\omega' = \omega - k_x U$, ω — частота волны, ω' — локальная частота в системе координат, движущейся с зональным ветром, $k^2 = k_x^2 + k_z^2$, $k_{x(z)}$ — $x(z)$ компонента волнового вектора $\mathbf{k}$. В области, где $U'' = U' = 0$ решение дисперсионного уравнения имеет стандартный вид для внутренних гравитационных волн: $(\omega - k_x U)^2 = \omega_g^2 / (k^2 + 1/4H^2)$.

Дипольные вихри ВГВ

Для исследования стационарных структур, распространяющихся вдоль оси x относительно зонального потока со скоростью v, вводим переменную $\eta = x - vt$. В результате такой подстановки из уравнения (7) получаем

$$(U - v)\frac{\partial}{\partial \eta}\left(\nabla^2 \hat{\psi} - \frac{1}{4H^2}\hat{\psi}\right) + \left(U'' - \frac{U'}{H}\right)\frac{\partial \hat{\psi}}{\partial \eta}$$

$$= J(\hat{\psi}, \nabla^2 \hat{\psi}) + \left(1 - \frac{\hat{\chi}}{\chi_0}\right)\frac{\partial \hat{\chi}}{\partial \eta}\,. \tag{10}$$

Подставив в это уравнение частное решение уравнения (8)

$$\hat{\chi} = -\frac{\omega_g^2}{U - v}\hat{\psi}\,, \tag{11}$$

получаем

$$(U - v)^2 \frac{\partial}{\partial \eta}\left(\nabla^2 \hat{\psi} - \frac{1}{4H^2}\hat{\psi}\right) + (U - v)\left(U'' - \frac{U'}{H}\right)\frac{\partial \hat{\psi}}{\partial \eta}$$

$$-(U - v) J(\hat{\psi}, \nabla^2 \hat{\psi}) + \omega_g^2 \left(1 - \frac{\hat{\psi}}{\psi_0}\right)\frac{\partial \hat{\psi}}{\partial \eta} = 0\,. \tag{12}$$

Пренебрегая скалярной нелинейностью как малой величиной по сравнению с векторной (пренебрегая слагаемым пропорциональным $\partial \hat{\psi}^2 / \partial \eta$), из уравнения (12) можно получить

$$J(\nabla^2 \hat{\psi} - \Lambda \hat{\psi}, \hat{\psi}) = 0\,, \tag{13}$$

где

$$\Lambda = \frac{1}{4H^2} - \frac{1}{U - v}\left(U'' - \frac{U'}{H}\right) - \frac{\omega_g^2}{(U - v)^2}\,. \tag{14}$$

Во внешней области дипольного вихря, см., например, (Онищенко, Похотелов, Астафьева, 2008), выполняется соотношение

$$\nabla^2\hat{\psi} - \Lambda\hat{\psi} = 0. \tag{15}$$

Решение уравнения (15) имеет локализованное в пространстве решение, если $\Lambda > 0$. В пренебрежении эффектами, связанным с зональным ветром, из этого условия получаем оценку для минимальной трансляционной скорости вихрей $v > v_{\min}$, $v_{\min} = 0,9 \cdot c_s$, где $c_s \approx 300\,\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ – скорость звука, (Kaladze, Pokhotelov et al., 2008; Stenflo, Shukla, 2009). Из такой оценки следует, что уединенная структура должна двигаться в атмосфере со звуковой или сверхзвуковой скоростью. Учет сдвиговых эффектов зонального ветра определяется вторым слагаемым в правой части равенства (14). Первое слагаемое в равенстве (14) всегда положительное, а третье в устойчиво стратифицированной атмосфере, $\omega_g^2 > 0$, всегда отрицательное. Вклад этих двух слагаемых определяет условие существования уединенных вихрей ВГВ в атмосфере с зональным ветром без учета эффектов, связанных со сдвигом (с широм) зонального ветра. Знак второго слагаемого определяется знаком $(U - v)(U'' - U'/H)$.

Выводы

Проведенные исследования указывают на то, что в атмосфере Земли со сдвиговым зональным ветром возможно существование уединенных конвективных ячеек (вихрей), если параметр Λ, определенный уравнением (14), положителен. В пренебрежении сдвиговыми эффектами, полагая $U'' \to 0$ и $U' \to 0$, при $\gamma = 1,4$ из уравнения (13) получаем, что скорость вихрей в системе координат связанной с зональным ветром должна быть порядка или больше звуковой скорости, $|U - v| > 0,9 \cdot c_s$. Сверхзвуковое движение структур должно возбуждать ударные волны и, поэтому, проблематично в рассматриваемом приближении.

Скорость зонального ветра в атмосфере на высотах (35÷100) км порядка $10\,\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ (Lu, Liu et al., 2009). Согласно наблюдениям (Sherman, She, 2006) шир (сдвиг) зонального ветра по вертикали U' в атмосфере на высоте 80÷100 составляет величину порядка $2 \cdot 10^{-2}\,\text{с}^{-1}$, а на высоте 100 км может достигать значений $4 \cdot 10^{-2}\,\text{с}^{-1}$. Из таких наблюдений следует, что U' может быть порядка или даже превышать частоту Брента-Вяйсяля, $\omega_g \approx 2 \cdot 10^{-2}\,\text{с}^{-1}$. При таких значениях U' существенно модифицируется условие существований вихрей. Приняв, $|U''| << |U'|/H$, $|U'| = (2 \div 4) \cdot 10^{-2}\,\text{с}^{-1}$ и H = 7 км, из условия $\Lambda > 0$ получаем оценку $|U - v| > (60 \div 110)\,\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$. Отсюда следует, что скорость вихрей может быть существенно меньше скорости звука в атмосфере.

Литература

1. *Онищенко О.Г., Похотелов О.А.* Генерация зональных структур внутренними гравитационными волнами в земной атмосфере // Докл. РАН, 2012 (В печати).
2. *Онищенко О.Г., Похотелов О.А., Астафьева Н.М.* Генерация крупномасштабных вихрей и зональных ветров в атмосферах планет // УФН. 2008. Т. 178. № 6. С. 605–616.
3. *Kaladze T.D., Pokhotelov O.A., Shah H.A. et al.* Acoustic-gravity waves in the Earth's ionosphere // J. Atmosp. Solar-Terr. Phys., 2008. V. 70. P. 1607-1616.
4. *Sherman J.P., and Chiao-Yao She*, Seasonal variation of mesopause region wind shears, convective and dynamic instabilities above Fort Collins, CO: A statistical study // J. Atmosp. Solar-Terr. Phys., 2006. V. 68. P. 1061–1074.
5. *Stenflo. L., Shukla P.K.* Nonlinear acoustic-gravity waves // J. Plasma Phys., 2009. V. 75. P. 841–847.
6. *Xian Lu, Alan Z. Liu, Gary R. Swenson et al.* Gravity wave propagation and dissipation from the stratosphere to the lower thermosphere // J. Geophys. Res., 2009. V. 114. D11101. doi:10.1029/2008JD010112.

Iinternal gravity vortices in atmosphere with zonal wind

O.G. Onishchenko[1,2], O.A. Pokhotelov[2], N.M. Astafieva[1]

[1]Space Research Institute RAS
117997 Moscow, 84/32 Profsoyuznaya str.
E-mail: ast@iki.rssi.ru;
[2]Institute of Physics of the Earth RAS
123995 Moscow, 10 B. Gruzinskaya str.
E-mails: onish@ifz.ru, pokh@ifz.ru

The effect of shear of zonal winds on the dynamics of nonlinear internal gravity waves in the Earth's atmosphere is investigated. Closed system of nonlinear equations describing these waves is derived. A condition for the existence of solitary vortices in the atmosphere with shear zonal wind is obtained. It is shown that in the atmosphere with zonal shear wind the horizontal velocity of the vortices can be substantially smaller than the sound speed.

Keywords: Internal gravity waves, zonal winds, vortices.