

УДК 533.951

САМООРГАНИЗАЦИЯ ВГВ СТРУКТУР В НЕОДНОРОДНОЙ ИОНОСФЕРЕ 2. НЕЛИНЕЙНЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ

© 2013 г. **Г. Д. Абурджания**, О. А. Харшиладзе, Х. З. Чаргазия

Институт прикладной математики им. И.Н. Веква Тбилисского государственного университета им. И.А. Джавахишвили,

Институт геофизики им. М.З. Нодиа Тбилисского государственного университета им. И.А. Джавахишвили, Тбилиси, Грузия

e-mail: aburj@mymail.ge, g.aburjania@gmail.com

Поступила в редакцию 10.08.2011 г.

После доработки 13.12.2012 г.

Исследованы генерация и дальнейшая нелинейная динамика внутренних гравитационных волновых (ВГВ) структур в диссипативной ионосфере в присутствии неоднородного зонального ветра (сдвигового течения). На основе построенной в работе [Абурджания и др., 2013] соответствующей модельной системы нелинейных динамических уравнений анализируется эффективность механизма усиления ВГВ при взаимодействии с неоднородным зональным ветром. Показано, что ВГВ эффективно черпают энергию сдвигового течения в начальной линейной стадии эволюции и существенно увеличивают (на порядок) свою амплитуду и, соответственно, энергию. С увеличением амплитуды включается нелинейный механизм самолокализации и процесс заканчивается самоорганизацией нелинейных уединенных, сильнолокализованных вихревых структур. Тем самым, появляются новая степень свободы системы и путь эволюции возмущений в среде с сдвиговым течением. В зависимости от вида профиля скорости сдвигового течения нелинейные ВГВ структуры могут быть или чисто монополюсным вихрем, и/или поперечной вихревой цепочкой и/или продольной вихревой дорожкой на фоне неоднородного зонального ветра. Накопление таких вихрей в ионосферной среде может создавать сильно-турбулентное состояние.

DOI: 10.7868/S0016794013060023

1. ВВЕДЕНИЕ

Одно свойство внутренних гравитационных волн представляет для нас особый интерес: распространяясь вертикально вверх довольно легко в изотермической атмосфере, ВГВ имеют тенденцию к росту амплитуды гидродинамической скорости экспоненциально с высотой, что вытекает из условия сохранения энергии, когда плотность среды с высотой падает [Hines, 1960; Госсард и Хук, 1978]. Так что даже для волн, начальная амплитуда которых мала, нелинейные эффекты на достаточно большой высоте становятся существенными, и их необходимо учитывать. Действительно, ясно, что это увеличение не может продолжаться бесконечно. На какой-то высоте скорость станет настолько большой что в игру могут вступить нелинейные эффекты, которые прекращают рост амплитуды колебаний через нелинейное взаимодействие мод, перераспределения энергии возмущения (насыщение волн) и, например, самоорганизацию уединенных вихревых ВГВ структур [Абурджания, 1996; Абурджания, 2006]. Нелинейные вихревые структуры переносят захваченные частицы среды и, двигаясь в атмосфере и достигая критических высот, ВГВ структуры, взаимодей-

ствуя между собой и со средой, могут образовать атмосферную турбулентность [Waterscheid and Schubert, 1990], что создает реальную угрозу авиационной безопасности, а также приводит к смешиванию вынесенных из нижней атмосферы химических веществ, химическим реакциям между ними и образованию потенциально вредных соединений [Friedrich et al., 2009]. Тем самым, ВГВ структуры могут также влиять на формирование “космической погоды” путем генерации нерегулярностей в ионосфере [Schunk and Sojka, 1996].

Одним из важных свойств ВГВ является их существенное влияние на распространения электромагнитных волн в атмосферно-ионосферных слоях [Rastogi, 1981; Гершман, 1974]. Следовательно, ионосферные электрические токи и электромагнитные поля могут иметь обратное влияние на волновые свойства ВГВ на ионосферных высотах. В ионосфере, в отличие от низких слоев атмосферы, при изучении динамики волновых процессов необходимо учитывать неоднородность, нестационарность ветрового процесса, турбулентное состояние нижней ионосферы и влияние неоднородных электромагнитных сил. Эти факторы, которые в силу малой плотности среды в ионосфере и сравнительно большой проводимости ионо-

сферного газа особенно сильно выражены, могут значительно влиять на особенности распространения волновых структур.

Действие геомагнитного поля приводит, с одной стороны, к индукционному затуханию волн, связанному с педерсеновской или поперечной (по отношению к геомагнитному полю) проводимостью, а с другой — к гироскопическому эффекту, обусловленному холловской проводимостью ионосферы и действующему на возмущения подобно силе Кориолиса. В результате совместного действия пространственно-неоднородных кориолисовой и электродинамической (связанной с геомагнитным полем) сил в ионосфере может существовать новый тип волн, физически отличающихся от обычной волны нейтральной среды, которые можно назвать замагниченными волнами.

В данной работе, в основном, исследуется нелинейная стадия эволюции ВГВ в сдвиговых зональных течениях (ветрах) в разных областях ионосферы. Теоретически изучаются особенности генерации, интенсификации и самоорганизации внутренних гравитационных волновых структур в ионосфере, обусловленных присутствием зональных локальных неоднородных ветров (сдвиговых течений). На основе решения модельных нелинейных гидродинамических уравнений для нижней ионосферы, полученных в работе [Абурджания и др., 2013] (в дальнейшем часть 1), описывающее взаимодействие замагниченных ВГВ структур со сдвиговым течением, в разделе 2 анализируется механизм генерации нелинейных вихревых структур неоднородным зональным ветром. В разделе 3 изучаются особенности переноса энергии ВГВ структурами в диссипативной ионосфере со сдвиговым течением. Обсуждение полученных результатов проводится в разделе 4.

2. НЕЛИНЕЙНЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ, УПРАВЛЯЕМЫЕ СДВИГОВЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

Как отмечалось выше, спонтанно возбужденные в разных слоях ионосферы внутренние гравитационные волны в определенный момент своей эволюции интенсивно черпают энергию сдвигового течения (в частности, в течение времени $0 < t \leq t^*$). Получая энергию, амплитуды ВГВ увеличиваются (на порядок) и, соответственно, в игру вступают нелинейные процессы. При этом, в исходных динамических уравнениях (7) и (8) (см. часть 1) уже нельзя пренебречь нелинейными членами и надо исследовать полную нелинейную систему.

Перейдем к изучению влияния нелинейных эффектов на динамику ВГВ структур в диссипативной ионосфере. Результаты наблюдения и целевых экспериментов показывает [Бенгтссон и

Лайтхилл, 1985; Chmyrev et al., 1991; Nezhlin, 1994; Sundkvist, et al., 2005], что нелинейные уединенные вихревые структуры могут генерироваться в разных слоях атмосферы—ионосферы—магнитосферы. Эти структуры переносят захваченные вращающиеся частицы среды. Причем, отношение скорости вращения частиц U_c к скорости перемещения нелинейных структур U определяется соотношением $U_c/U \geq 1$ [Монин, 1978].

Введем временные T и пространственные L характеристические масштабы нелинейных структур. С помощью уравнений (1), (7) (см. часть 1) мы можем установить следующее соотношение величин: $U_c \sim V$, $U \sim L/T$. Аналогично, для отношения нелинейного члена с инерционным имеем: $(\nabla \nabla) V / (\partial V / \partial t) \sim V / (L/T) \sim U_c / U$. Так что нелинейность играет существенную роль для волновых процессов, удовлетворяющих условию $U_c \geq U$. Эта оценка показывает, что нелинейные эффекты играют решающую роль в динамике волн типа ВГВ, начальная линейная стадия развития которых изложена в предыдущем разделе. Неравенство $U_c \geq U$ совпадает с антитвистинговым условием, лишь при выполнении которого исходные нелинейные динамические уравнения (7) и (8) (см. часть 1) могут иметь уединенные солитонные (вихревые) решения [Williams and Yamagata, 1984; Незлин и Черников, 1999].

Из общей теории нелинейных волн известно [Уизем, 1977], что, если в системе нелинейные эффекты являются существенными, то принцип суперпозиции не применим и решение уравнений в виде плоской волны несправедливо. Нелинейность искривляет профиль волны и форма волны отличается от синусоидальной. Если в нелинейной системе отсутствует дисперсия (или неоднородность равновесных параметров среды), то все волны малой амплитуды с различными волновыми числами k распространяются с одинаковой скоростью и имеют возможность длительное время взаимодействовать между собой. Так что даже небольшая нелинейность приводит к накоплению искажений. Такие нелинейные искажения, как правило, приводят к увеличению крутизны фронта волны и ее опрокидыванию или к образованию ударной волны. При наличии дисперсии фазовая скорость волн с различными k неодинакова, волны с разными k распространяются с разными скоростями и практически не могут взаимодействовать между собой. Поэтому, волновой пакет имеет тенденцию к расплыванию, и при не очень большой амплитуде волны дисперсия может конкурировать с нелинейностью. Вследствие этого волна еще до опрокидывания может распасться на отдельные нелинейные волновые пакеты, и ударная волна не образуется. На самом деле, в реальной атмосфере ударная волна, как правило, самопро-

извольно (спонтанно, без внешнего воздействия) не образуется. В первую очередь это означает, что в атмосферно-ионосферной среде дисперсионные эффекты сильно выражены и существенно конкурируют с нелинейными искажениями. Если нелинейное увеличение крутизны волны в точности компенсируется дисперсионным расплыванием, то могут существовать стационарные волны, например, уединенные солитоны-вихри, распространяющиеся в среде без изменения своей формы.

Надо отметить также, что результаты наземного и спутникового наблюдения отчетливо показывают, что в различных слоях ионосферы перманентно присутствуют зональные ветры (течения), которые обладают неоднородной вдоль вертикали скоростью [Гершман 1974; Госсард и Хук, 1978; Казимировский и Кокоуров, 1979]. Как отмечалось в разделе 3 (см. часть 1), при взаимодействии с неоднородным зональным течением у волнового возмущения появляется дополнительная дисперсия, а также новый источник усиления, и в их динамике в игру вступают нелинейные эффекты. Так что ионосферная среда со сдвиговым течением сама создает благоприятное условие для формирования нелинейных стационарных уединенных волновых структур.

Итак, мы хотим найти решение нелинейных уравнений (7) и (8) (см. часть 1) (в бездиссипативном случае, когда $\nu = \sigma_p = 0$) в форме стационарных регулярных волн $\bar{\psi} = \psi(\eta, z)$ и $R = R(\eta, z)$, распространяющихся вдоль параллели (вдоль оси x) с постоянной скоростью $U = \text{const}$ без изменения своей формы, где $\eta = x - U\tau$. Во избежание недоразумений, под нелинейной уединенной структурой мы понимаем возмущения, локализованные хотя бы по одной пространственной координате. Причем, рассматриваем случай, когда волновая структура распространяется на фоне среднего зонального ветра, который обладает неоднородной скоростью $v_0(z)$.

В бездиссипативном случае ($\nu = \sigma_p = 0$), переходя к вышеотмеченным автомодельным переменным η и z и учитывая, что при этом $\partial/\partial\tau = -U\partial/\partial\eta$, систему уравнений (7), (8) (см. часть 1) можно записать в виде:

$$-U \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\Delta \Psi - \frac{\Psi}{4H^2} \right) + \frac{\partial R}{\partial \eta} + J(\Psi, \Delta \Psi) = 0, \quad (1)$$

$$-U \frac{\partial R}{\partial \eta} - \omega_g^2 \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + J(\Psi, R) = 0. \quad (2)$$

Здесь введены новая функция тока

$$\Psi(\eta, z) = \Phi_0(z) + \bar{\psi}(x, z), \quad (3)$$

и потенциал скорости $\Phi_0(z)$ фонового зонального сдвигового течения через обозначения:

$$v_0(z) = -\frac{d\Phi_0(z)}{dz}. \quad (4)$$

Проведя так называемое векторное интегрирование, согласно [Абурджания, 2006], общее решение уравнения (2) можно представить в виде:

$$R(\eta, z) = \omega_g^2 z + F(\Psi + Uz), \quad (5)$$

где $F(\xi)$ – произвольная функция своего аргумента. Далее, подставляя (5) в уравнение (1) и проводя аналогичное преобразование, приходим к одному нелинейному уравнению в виде якобиана:

$$J \left(\Delta \Psi + U \int \frac{dz}{4H^2} + \frac{dF(\Psi + Uz)}{d(\Psi + Uz)} z, \Psi + Uz \right) = 0. \quad (6)$$

Общее решение (6) имеет вид [Абурджания, 2006]:

$$\Delta \Psi + U \int \frac{dz}{4H^2} + \frac{dG(\Psi + Uz)}{d(\Psi + Uz)} z = G(\Psi + Uz), \quad (7)$$

где $G(\xi)$ – новая произвольная функция своего аргумента.

На основе уравнений (6), (7) ниже мы исследуем особенности формирования нелинейных уединенных вихревых структур ВГВ в ионосферной среде, для трех, практически важных, профилей скорости сдвигового течения (4).

2.1. Монопольное вихревое решение

Рассмотрим случай, когда профиль скорости сдвигового течения описывается гармонической функцией

$$\Phi_0(y) = a_0 \sin(\alpha_0 z), \quad (8)$$

где a_0 характеризует амплитуду, а α_0 – поперечный размер сдвигового потока.

В этом случае, выбирая функций F и G в линейном виде:

$$F = -\frac{\omega_g^2}{U}(\Psi + Uz), \quad G = \kappa^2(\Psi + Uz), \quad (9)$$

где $\kappa^2 = 1/(4H^2) - \omega_g^2/U^2 = \text{const} > 0$, можно уравнение (7) преобразовать к виду:

$$\Delta \Psi - \kappa^2 \Psi = (\kappa^2 + \alpha_0^2) \Phi_0. \quad (10)$$

Решение уравнения (10) имеет вид

$$\Psi = b_1 K_0(\kappa r) - \Phi_0(z), \quad (11)$$

где K_0 – функция Макдональда нулевого порядка; $r = (\eta^2 + z^2)^{1/2} > 0$ и $b_1 = \text{const}$ – амплитуда структуры.

На основе решения (11) и выражения (5) (см. часть 1) можно определить значения скорости среды вдоль параллели V_x и вертикали V_z :

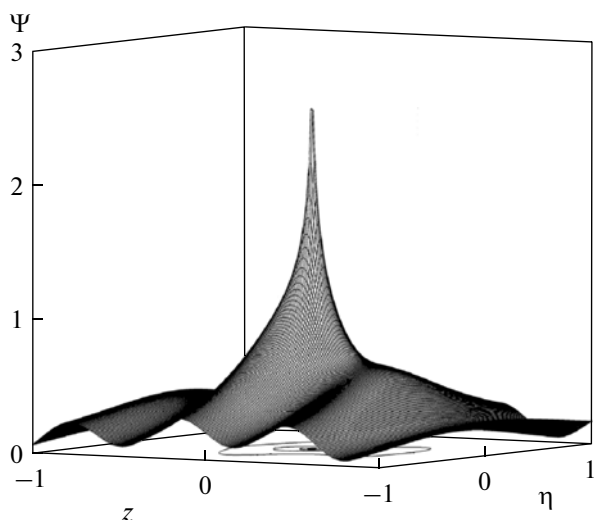


Рис. 1. Монопольный антициклонический вихрь (25) на фоне неоднородного фонового ветра для параметров: $b_1 = 1$, $a_0 = 0.1$, $k^2 = 1$, $\alpha_0 = 0.3$.

$$\begin{aligned} V_x &= -\frac{b_1 \kappa}{r} \cdot z \cdot K_1(\kappa r) - \alpha_0 a_0 \cos(\alpha_0 z), \\ V_z &= \frac{b_1 \kappa}{r} \cdot \eta \cdot K_1(\kappa r). \end{aligned} \quad (12)$$

Амплитудный параметр нелинейной структуры b_1 может быть определен из граничного условия. Так что решение (11) зависит от трех параметров: от скорости структур U , от характерного поперечного размера потока α_0 и от амплитуды b_1 сдвигового потока. Решение является сильно локализованным, имеющим вид одиночного монополя (антициклона) на фоне зонального гармонического ветра, которое асимптотически ведет себя как $\sim \exp(-\kappa r) / \sqrt{r}$ при $r \rightarrow \infty$ (см. рис. 1). Если амплитуда возмущения $b_1 < 0$, формируется циклоническая структура на фоне неоднородного ветра.

Согласно (11), характерный размер изучаемой вихревой структуры d можно оценить как $d \sim \kappa^{-1} = (1/(4H^2) - \omega_g^2/U^2)^{-1/2}$. Учитывая, что на ионосферных уровнях $H \approx 6 \times 10^3$ м, $\omega_g \approx 1.7 \times 10^{-2}$ с $^{-1}$, получим, что $d \approx 10$ км.

2.2. Дорожка вихрей

Вихревые дорожки разнообразных форм могут генерироваться в обычных жидких и плазменных средах в присутствии сдвигового течения, как следствие нелинейного насыщения неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Такие структуры, имеющие более сложные формы, чем рассмотренные в предыдущем разделе, могут возникать если асимп-

тотическая форма функции $G(\xi)$ в уравнение (7) является нелинейным [Петвиашвили и Похотелов, 1989; Абурджания, 2006].

Положим, что нелинейная структура бежит со скоростью U , удовлетворяющей условию:

$$U \int \frac{dz}{4H^2} + \frac{dF(\Psi + Uz)}{d(\Psi + Uz)} z = 0. \quad (13)$$

Очевидно, что равенство (13) выполняется для ВГВ в случае лишь когда функция $F(\xi)$ является линейной функцией своего аргумента вдоль плоскости x, z , т.е. $F = -U(\Psi + Uz)/(4H^2)$. В этом случае выбирая произвольную функцию G в виде следующей нелинейной функции $G(\xi) = \psi_0^0 \kappa^2 (\exp(-2\xi/\psi_0^0))$ [Петвиашвили и Похотелов, 1989; Абурджания, 2006], уравнение (7) сводится к виду:

$$\Delta(\Psi + Uz) = \psi_0^0 \kappa^2 \exp[-2(\Psi + Uz)/\psi_0^0]. \quad (14)$$

Теперь выберем выражение для функции тока фонового сдвигового течения:

$$\Phi_0(z) = -Uz + \psi_0^0 \ln(\kappa_0 z). \quad (15)$$

Здесь ψ_0^0 характеризует амплитуду вихревой структуры, а $2\pi/\kappa$ и $2\pi/\kappa_0$ соответственно представляют собой характерные размеры вихревой структуры и параметр неоднородности фонового сдвигового течения.

Учитывая (3) и используя (15), уравнение вихря (14) можно записать в форме

$$\Delta \bar{\Psi} = \psi_0^0 \kappa_0^2 \left[\frac{\kappa^2}{\kappa_0^2} e^{-2\bar{\Psi}/\psi_0^0} - 1 \right]. \quad (16)$$

Это уравнение имеет решение [ср. с Mallier and Maslow, 1993]:

$$\bar{\Psi}(\eta, z) = \psi_0^0 \ln \left[\frac{\text{ch}(\kappa z) + \sqrt{1 - \kappa_0^2 \cos(\kappa \eta)}}{\text{ch}(\kappa_0 z)} \right], \quad (17)$$

которое представляет собой дорожку противоположно вращающихся вихрей. Подставляя (17) и (15) в выражение (3), окончательно получаем решение:

$$\Psi(\eta, z) = -Uz + \psi_0^0 \ln[\text{ch}(\kappa z) + \sqrt{1 - \kappa_0^2 \cos(\kappa \eta)}]. \quad (18)$$

Из уравнений (18), (15) и (5) (см. часть 1) имеем следующие выражения для компонент скоростей среды и сдвигового потока, соответственно:

$$V_x(\eta, z) = U - \psi_0^0 \kappa \frac{\text{sh}(\kappa z)}{\text{ch}(\kappa z) + \sqrt{1 - \kappa_0^2 \cos(\kappa \eta)}}, \quad (19)$$

$$V_z(\eta, z) = -\psi_0^0 \kappa \frac{\sqrt{1 - \kappa_0^2 \sin(\kappa \eta)}}{\text{ch}(\kappa z) + \sqrt{1 - \kappa_0^2 \cos(\kappa \eta)}}, \quad (20)$$

$$v_0(z) = U - \psi_0^0 \kappa_0 \text{th}(\kappa_0 z). \quad (21)$$

При $\kappa_0 = 1$ решение (18) описывает фоновое течение типа сдвигового зонального потока (21). При $\kappa_0^2 < 1$ в середине зонального потока (21) образуется вихревая дорожка (рис. 2). Решение (19), (20) с замкнутыми линиями тока в виде “кошачьи глаза” (cat’s eyes) было впервые получено Кельвином.

2.3. Вихревая цепочка

Согласно работам [Педоски, 1984; Гилл, 1986; Balk, et al., 1990], основная часть энергии атмосферных волн содержится в волнах, характерная длина которых вдоль параллели L_x намного больше характерной длины вдоль вертикали L_z , $L_x \gg L_z$. Поэтому интересным представляется вопрос: могут – ли на возмущениях такой поляризации реализовываться уединенные нелинейные вихревые структуры ВГВ при их взаимодействии с локальным сдвиговым течением? Такие структуры (с $L_x \gg L_z$) далее будем называть длинноволновыми.

Рассмотрим более подробно формирование длинноволновых двумерных вихревых структур на основе точного решения уравнения (6). Покажем, что в этом случае уравнение (6) можно привести к стационарному уравнению типа Кортевега–де Вриза (КДВ) для зональной составляющей движения [Long, 1964; Aburjania et al., 2005].

Учитывая, что рассматриваемые в этом разделе структуры являются несимметрично-длинноволновыми (с $L_x \gg L_y$), мы должны обезразмерить уравнения (6) несколько иным образом: $\Psi \rightarrow \Psi V L_z$, $\eta = \eta L_z / \delta \rightarrow \eta L_x$, $z = z L_z$, $V \rightarrow V \omega_g L_z$, $U \rightarrow U \omega_g L_z$, где V – характерная скорость частиц среды. Тогда из (6) получим

$$\begin{aligned} \varepsilon \delta^2 J \left(\Psi, \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} \right) + \varepsilon J \left(\Psi, \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + \\ + \frac{L_z^2}{\lambda_0^2} \left(U - \frac{\lambda_0^2}{L_z^2} \frac{d^2 v_0(z)}{dz^2} \right) \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \\ - \delta^2 (U - v_0(z)) \frac{\partial^3 \Psi}{\partial \eta^3} - (U - v_0(z)) \frac{\partial^3 \Psi}{\partial z^2 \partial \eta} = 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь введены два малых параметра $\varepsilon = V / (\omega_g L_z) \ll 1$, $\delta = L_z / L_x < 1$ и обозначение $\lambda_0^2 = 4H^2 U^2 / (U^2 - 4H^2 \omega_g^2)$. Нас интересуют волны, у которых нелинейность (члены с ε) и дисперсия (член с δ^2) суть величины одного порядка. Полагая $\delta^2 = \varepsilon$ в (36), получим

$$\begin{aligned} [v_0(z) - U] \frac{\partial^3 \Psi}{\partial z^2 \partial \eta} + \left[\alpha_0^2 U - \frac{\partial^2 v_0(z)}{\partial z^2} \right] \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \varepsilon \times \\ \times \left[[v_0(z) - U] \frac{\partial^3 \Psi}{\partial \eta^3} + J \left(\Psi, \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) \right] + \varepsilon^2 J \left(\Psi, \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} \right) = 0, \end{aligned} \quad (23)$$

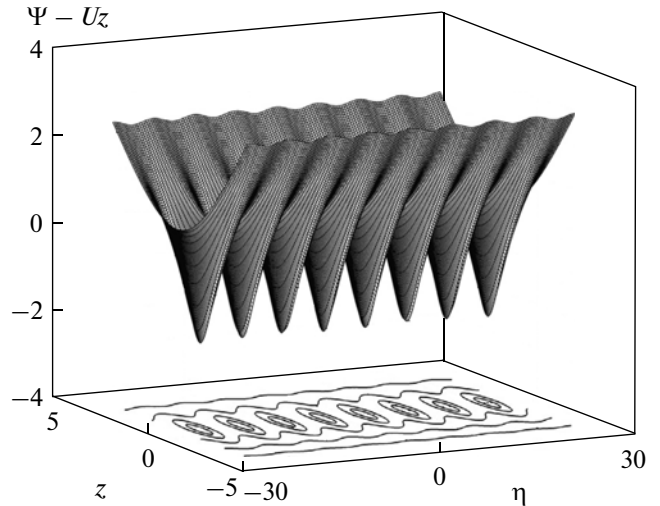


Рис. 2. Рельеф и линии уровня функции тока для вихревого решения типа “кошачьи глаза” (32) в покоящейся системе вихря $\Psi(\eta, z) - Uz$, для параметров: $\Psi_0^0 = 1, k = 1, \alpha_0 = 0.5$ (продольная вихревая дорожка).

где $\alpha_0 \equiv L_z / \lambda_0$. Решение будем искать в виде

$$\begin{aligned} \Psi = \Psi_0 + \varepsilon \Psi_1 + \varepsilon^2 \Psi_2 + \dots, \\ U = U_0 + \varepsilon U_1 + \varepsilon^2 U_2 + \dots. \end{aligned} \quad (24)$$

Подставляя (24) в (23) и приравнявая нулю слагаемые одинакового порядка малости, получим в нулевом приближении линейное уравнение

$$\left[\alpha_0^2 U - \frac{d^2 v_0(z)}{dz^2} \right] \frac{\partial \Psi_0}{\partial \eta} + [v_0(z) - U_0] \frac{\partial^3 \Psi_0}{\partial z^2 \partial \eta} = 0. \quad (25)$$

Из граничного условия задачи следует, что края течения (ограниченная вдоль вертикали) должны быть линиями тока, т.е. $\Psi_0(\eta, 0) = \Psi_0(\eta, 1) = 0$ (заметим, что в случае неограниченного течения это требование сводится к равенству нулю функции тока на бесконечности: $\Psi \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \pm\infty$). Разделяя переменные $\Psi_0 = F(\eta) \cdot W(z)$, получим стандартную задачу Штурма–Лиувилля:

$$\frac{d^2 W}{dz^2} + G(z)W = 0, \quad W(z_1) = W(z_2) = 0, \quad (26)$$

$$G(y) = \frac{\alpha_0^2 U_0 - d^2 v_0(z) / dz^2}{v_0(z) - U_0},$$

где z_1 и z_2 – координаты краев течения.

Для определенности, рассмотрим случай, когда зональное течение обладает малым сдвигом и скорость потока гармонически меняется вдоль вертикали:

$$v_0(z) = V_0 [1 + a_0 \sin(\alpha_0 z)], \quad a_0 \ll 1, \quad V_0 = \text{const}. \quad (27)$$

Общее решение уравнения (26) имеет вид:

$$W(z) = W_0 \sin(n\pi y), \quad U_0 \approx \frac{m^2 V_0}{m^2 + \alpha_0^2}, \quad (28)$$

где W_0 произвольная постоянная амплитуда, а $m = n\pi$.

В следующее приближение по ε входят эффекты дисперсии и нелинейности:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial z^2 \partial \eta} + G(z) \frac{\partial \psi_1}{\partial \eta} = -\frac{\partial^3 \psi_0}{\partial \eta^3} - \\ & - \frac{1}{v_0(z) - U} \left[\frac{\partial \psi_0}{\partial \eta} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial z^3} - \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial z^2 \partial \eta} \right] + \\ & + \frac{U_1}{v_0(z) - U_0} \left[\frac{\partial^3 \psi_0}{\partial z^2 \partial \eta} - \alpha_0^2 \frac{\partial \psi_0}{\partial \eta} \right]. \end{aligned} \quad (29)$$

Здесь ψ_1 удовлетворяет тем же граничным условиям, что и ψ_0 . Полагая $\psi_0 = F(\eta) \cdot W(z)$, домножая (29) на W и интегрируя поперек течения, получим:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \eta} \int_{z_1}^{z_2} \psi_1 \left(\frac{d^2 W}{dz^2} + G(z) W \right) dz = \\ & = a_1 U_1 \frac{dF}{d\eta} + a_2 F \frac{dF}{d\eta} + a_3 \frac{d^3 F}{d\eta^3}. \end{aligned} \quad (30)$$

Видно, что согласно уравнениям (26) левая часть уравнения (30) равна нулю, и, таким образом, функция $F(\eta)$ должна удовлетворять стационарному уравнению КдВ:

$$\frac{dF}{d\eta} + \frac{a_2}{a_1 U_1} F \frac{dF}{d\eta} + \frac{a_3}{a_1 U_1} \frac{d^3 F}{d\eta^3} = 0, \quad (31)$$

где

$$\begin{aligned} a_1 &= - \int_{z_1}^{z_2} (\alpha_0^2 + G(z)) \frac{W^2(z)}{v_0(z) - U_0} dz, \\ a_2 &= \int_{z_1}^{z_2} \frac{W^3(z)}{v_0(z) - U_0} \frac{dG(z)}{dz} dz, \quad a_3 = - \int_{z_1}^{z_2} W^2(z) dz. \end{aligned} \quad (32)$$

В зависимости от значения постоянных интегрирования, решение уравнения КдВ представляет собой или сильно-локализованный уединенный солитон (вихрь) или нелинейную кноидальную волну. Мы интересуемся солитонным решением

$$F(\eta) = \operatorname{sgn}(a_2 a_3) A \operatorname{sech}^2(\kappa \eta). \quad (33)$$

Здесь A произвольная постоянная амплитуда солитона, $\kappa^{-1} = d$ — характеризует пространственную ширину солитона. Подставляя (33) в (31), получим для U_1 и κ следующие выражения:

$$U_1 = -\operatorname{sgn}(a_2 a_3) \frac{a_2}{3a_1} A, \quad \kappa^2 = \frac{1}{12} \left| \frac{a_2}{a_3} \right| A. \quad (34)$$

С помощью (28) и (33), окончательно получаем следующее стационарное решение для уравнения (6):

$$\psi = -V_0 z + \psi_0^0 \sin(n\pi z) \operatorname{sech}^2(\kappa \eta). \quad (35)$$

Здесь, $\psi_0^0 = \Phi_0 A \operatorname{sgn}(a_2 a_3)$ и с учетом (34) можем определить характерный размер нелинейного вихря

$$\begin{aligned} \kappa^{-1} = d = \\ = \left[\frac{\psi_0^0 V_0 a_0 \alpha_0^3 n \pi (7n^2 \pi^2 + \alpha_0^2) [1 - (-1)^n \cos \alpha_0]}{8(V_0 - U_0)^2 (n^2 \pi^2 - \alpha_0^2) (9n^2 \pi^2 - \alpha_0^2)} \right]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (36)$$

Видно, что характерный размер вихря обратно пропорционально амплитуде структуры (ψ_0^0), как это свойственно для нелинейных солитонных структур [Уизем, 1977], а также зависит от амплитуды скорости сдвигового потока (ветра) (V_0), ширины потока (α_0), и, от скорости перемещения вихря (U_0).

Аналогично, для значения полной скорости перемещения нелинейной вихревой структуры, из (48), (46) получим:

$$\begin{aligned} U = \frac{m^2 V_0}{m^2 + \alpha_0^2} + \frac{\Psi_0^0 V_0 a_0 \alpha_0^3 n \pi}{2(n^2 \pi^2 - \alpha_0^2)} \times \\ \times \frac{(7n^2 \pi^2 + \alpha_0^2)(4n^2 \pi^2 - \alpha_0^2) [1 - (-1)^n \cos \alpha_0]}{\left[\alpha_0^2 (U_0 - V_0)(4n^2 \pi^2 - \alpha_0^2) + 4a_0 V_0 \alpha_0 n^2 \pi^2 (1 - \cos \alpha_0) \right]}. \end{aligned} \quad (37)$$

Заметим, что уравнения (36) и (37) определяют размер и скорость структуры, соответственно, для каждой собственной функции W и, что единственной константой является амплитуда A . Для суще-

ствования решения уравнения КдВ необходимо, чтобы величина $V_0 - U_0$ не обращалась в нуль на отрезке $z_1 < z < z_2$. Это условие, а также требование малости параметра $\varepsilon = \delta^2$ являются единственны-

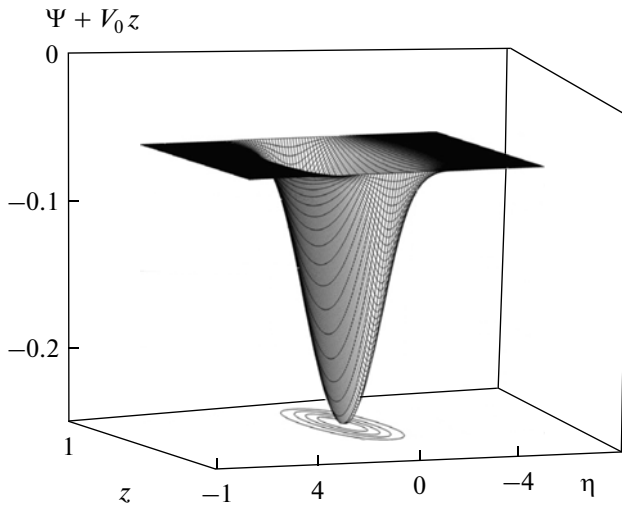


Рис. 3. Рельеф и линии уровня функции тока для вихревого решения (49) в покоящейся системе вихря $\Psi(\eta, z) + V_0 z$, для параметров: $V_0 = 0.1$, $\Psi_0^0 = 0.25$, $a_0 = 0.01$, $\alpha_0 = 0.2$, $\varepsilon_0 = 0.9$, $n = 1$ (циклон).

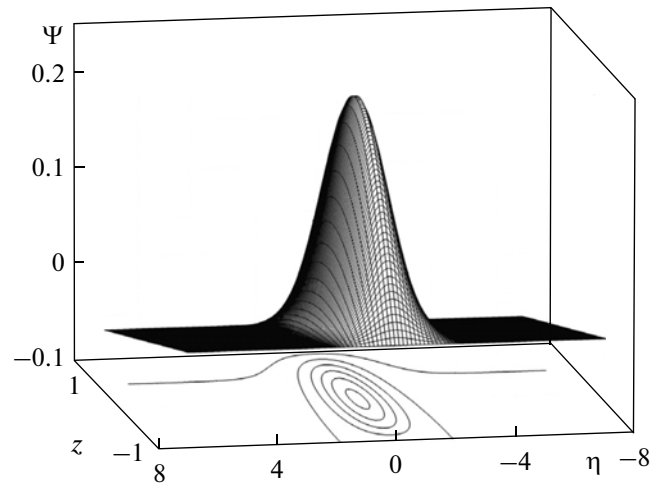


Рис. 4. Рельеф и линии уровня функции тока для вихревого решения (49) в движущейся системе координат для параметров: $V_0 = -0.1$, $\Psi_0^0 = 0.25$, $a_0 = 0.01$, $\alpha_0 = 0.2$, $\varepsilon_0 = 0.5$, $n = 1$ (антициклон).

ми ограничениями на амплитуду нелинейной волновой структуры. Действительно, в выражениях (36) и (37) как будто содержится неопределенность при $\varepsilon_0 \approx \pi l$. Однако эта точка не является особой — ее можно раскрывать по правилу Лопиталя. При $\varepsilon_0 \rightarrow (2p + 1)\pi l$, ($p = 0, 1, 2, \dots$) характерный размер структуры (36) обращается в нуль, поэтому такие резонансные значения ε_0 , т.е. характерные ширины сдвиговых потоков, не должны рассматриваться. При заданной амплитуде скорости сдвиговой течения $V_0 > 0$, скорость перемещения структуры U для потоков определенной ширины ε_0 , может быть равна нулю, т.е. образуются система неподвижных вихрей. А движущуюся вихри могут генерироваться как для восточных ($V_0 > 0$), так и для западных ветров ($V_0 < 0$).

С помощью формул (5) (см. часть 1) и (35), можно определить значение параллельной и вертикальной составляющих скорости частиц среды

$$\begin{aligned} V_x &= V_0 - n\pi\Psi_0^0 \operatorname{sech}^2(\kappa\eta) \cos(n\pi z), \\ V_y &= 2\kappa\delta\Psi_0^0 \operatorname{sech}^2(\kappa\eta) \tanh(\kappa\eta) \sin(n\pi z). \end{aligned} \quad (38)$$

На основе формулы (35) можно построить линии тока и пространственный рельеф выявленных вихревых структур в движущейся системе координат (η, z). При этом, надо иметь в виду, что знак амплитуды нелинейной структуры $\Psi_0^0 = \Phi_0 \operatorname{sign}(a_2 a_3)$ противоположен знаку скорости ветра V_0 (т.к. интеграл a_3 однозначно отрицателен, а знак интеграла a_2 определяется знаком скорости ветра, $a_2 \sim V_0$). Для определенности, в каче-

стве характерного линейного размера структуры вдоль зонального направления возьмем $L_x \sim 10^4$ м; $a_0 \sim \varepsilon \sim \delta^2 \sim 0.01$; соответственно, размер структуры вдоль вертикали выберем $L_z \approx 0.1L_x$. Амплитуду скорости зонального ветра предположим равным $V_0 = 10^2$ м/с. При безразмерных параметрах $V_0 = 0.1$, $\Psi_0^0 = 0.25$, $a_0 = 0.01$, $\alpha_0 = 0.2$, $\varepsilon_0 = 0.9$, $n = 1$ — формируется циклоническая вихревая структура у верхней границы ионосферного фонового ветра (рис. 3). При $V_0 < 0$ у нижней границы фонового ветра генерируется антициклонический вихрь ($V_0 = -0.1$, $\Psi_0^0 = 0.25$, $a_0 = 0.01$, $\alpha_0 = 0.2$, $\varepsilon_0 = 0.5$, $n = 1$) (рис. 4). При $n = 2$ в сдвиговом течении ионосферы формируется взаимосвязанная одинаково интенсивная циклон-антициклонная структура. При $V_0 > 0$ ($n = 2$) циклоны и антициклоны имеют общую зону максимальной скорости-завихренности (струйное течение). В случае $V_0 < 0$ ($n = 2$) межструктурное струйное течение отсутствует и нелинейная структура представляет собой двумерный дипольный вихрь типа Ларичева—Резника [1976]. Видно, что значение n определяет число вихрей в нелинейной структуре. Например, $n = 1$ означает, что образуется одиночный циклон или антициклон в зависимости от направления фонового потока; при $n = 2$ формируется циклон-антициклонная пара разной конфигурации; при $n = 3$ генерируется структура состоящая из трех взаимосвязанных вихрей типа — циклон-антициклон—циклон и т.д. Для $n > 2$ генерируется поперечная вихревая цепочка, состоящая из чередующихся циклонов и антициклонов, распо-

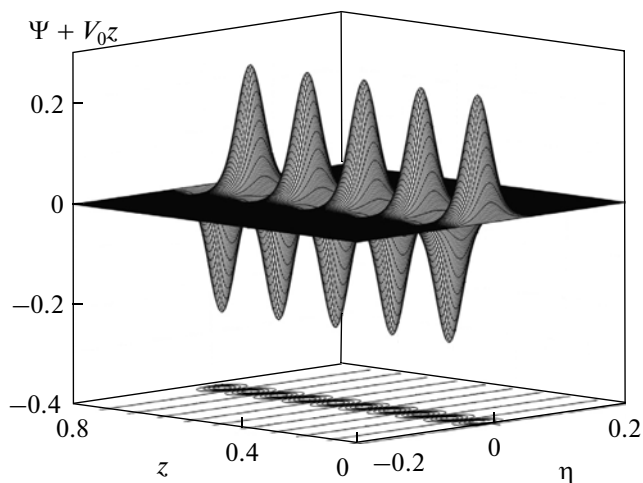


Рис. 5. Рельеф и линии уровня функции тока для вихревого решения (49) в покоящейся системе вихря $\Psi(\eta, z) + V_0 z$, для параметров: $V_0 = -0.1$, $\Psi_0^0 = 0.25$, $a_0 = 0.01$, $\alpha_0 = 0.2$, $\varepsilon_0 = 0.5$, $n = 10$ (поперечная вихревая цепочка).

лагающиеся поперек фонового течения (ветра) (рис. 5).

Заметим, что нелинейное стационарное уравнение (6) или (7) имеет также аналитическое решение в виде дипольной пары циклон-антициклон типа Ларичева-Резника [Петвиашвили и Похотелов, 1989; Абурджания, 2006]. Однако, для изученных нами неизотропных волновых возмущений ($k_z \gg k_x$), обладающих зональной асимметрией ($L_x \gg L_z$), более вероятно генерация длинноволновых нелинейных вихревых структур типа (49).

3. ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ВИХРЕВЫМИ СТРУКТУРАМИ

В динамические уравнения ВГВ структур (7) и (8) (см. часть 1) явно входят источник притока внешней энергии, обусловленный сдвиговым течением (неоднородным ветром), члены с $v_0(y)$, и источники отвода энергии диссипативными процессами в среде — члены индукционного затухания с σ_p и вязкостного затухания с ν . Лишь при наличии соответствующего баланса между притоком и оттоком энергии в волновых возмущениях могут самоподдерживаться в ионосферной среде вышеотмеченные уединенные нелинейные вихревые структуры.

Далее получим уравнение переноса энергии для вихревых структур ВГВ. С этой целью умножая уравнение (7) (см. часть 1) на $\bar{\Psi}$, а уравнение (8) (см. часть 1) на R , интегрируя их по x и z , и проводя несложные преобразования, получаем сле-

дующую закономерность динамики энергии ВГВ структур:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} = & \int v_0'(z) \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial x} \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial z} dx dz - \frac{\sigma_p B_{0y}^2}{\rho_0} \int \left(\frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial x} \right)^2 dx dz - \\ & - \frac{\sigma_p B_0^2}{\rho_0} \int \left[\left(\frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial z} \right)^2 + \frac{\bar{\Psi}^2}{4H^2} \right] dx dz - \\ & - \nu \int \left[\left(\frac{\partial^2 \bar{\Psi}}{\partial x^2} \right) + \left(\frac{\partial^2 \bar{\Psi}}{\partial z^2} \right) + 2 \left(\frac{\partial^2 \bar{\Psi}}{\partial x \partial z} \right) \right] dx dz, \end{aligned} \quad (39)$$

где

$$E = \frac{1}{2} \int \left[(\nabla \bar{\Psi})^2 + \frac{\bar{\Psi}^2}{4H^2} + \frac{R^2}{\omega_g^2} \right] dx dz \quad (40)$$

— энергия нелинейной уединенной внутренне-гравитационной вихревой структуры.

Заметим, что уравнение (29) справедливо как для линейной, так и для нелинейной стадии эволюции ВГВ возмущений. В этом уравнении первый член правой части описывает раскачку-генерацию ВГВ структур за счет сдвиговой неустойчивости; второй и третий члены описывают индукционное затухание волновых возмущений за счет педерсеновской проводимости, а последний член описывает вязкостное затухание возмущений. Согласно (39), для генерации структур необходимо, что, скорость сдвигового течения имела хотя бы отличное от нуля первое производное по вертикальной координате ($v_0'(z) \neq 0$).

Из уравнения (7), (8) (см. часть 1) и (39) видно, что рассматриваемые нами ВГВ возмущения в линейном режиме обладают собственными частотами

$$\omega^2 = \frac{k_x^2 \omega_g^2}{k_x^2 + k_z^2 + 1/4H^2}, \quad (41)$$

и распространяются вдоль параллели Земли (вдоль оси x). У этих ВГВ структур индукционное и вязкостное затухания отбирают энергию и нагревают ионосферную среду с декрементом γ , равной (см. также [Абурджания и др., 2013])

$$\begin{aligned} \gamma = & \frac{k_x^2 \left(\frac{\sigma_p B_{0y}^2}{\rho_0} + \nu K_2^2 \right) + \left(k_x^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \left(\frac{\sigma_p B_0^2}{\rho_0} + \nu K_2^2 \right)}{2K^2}, \end{aligned} \quad (42)$$

где $K^2 = k_x^2 + k_z^2 + 1/(4H^2)$, $K_2^2 = k_x^2 + k_z^2 - 1/(4H^2)$, $k_x \approx 2\pi/L_x$, $k_z \approx 2\pi/L_z$. Одновременно, сдвиговое течение снабжает среду энергией, обуславливающей генерацию-раскачку ВГВ структур и разви-

тие сдвиговой неустойчивости с характерным инкрементом γ_A :

$$\gamma_A \sim \frac{k_x k_z}{K^2} A. \quad (43)$$

Здесь параметр $A \sim v'_0$ характеризует сдвиг ветрового потока в ионосфере. Таким образом, неоднородный зональный ветер или сдвиговое течение может генерировать и/или интенсифицировать внутренние гравитационные структуры в ионосфере и содействовать самоподдерживанию ВГВ вихрей, когда $\gamma_A \geq \gamma_\sigma, \gamma_v$.

Например, для F -слоя значения параметров среды и волн равны $\sigma_p \cong 3 \times 10^{-5}$ См/м, $\rho_0 = 10^{-10}$ кг/м³, $B_0 = 0.5 \times 10^{-4}$ Тл, $\lambda \approx 10^4$ м, $v \approx 10^6$ м²/с и из (55) декремент вязкостного затухания ВГВ структур равно $\gamma_v \approx k^2 v \sim 10^{-2}$ с⁻¹, а декремент индукционного затухания — $\gamma_\sigma \approx \sigma_p B_0^2 / \rho_0 \sim 10^{-3}$ с⁻¹. А для инкремента сдвиговой неустойчивости из (43) получим $\gamma_A \approx A$. Согласно [Маргетройд, 1969; Мауг et al., 1990] характерное значение параметра сдвигового течения A для ионосферного F -региона равно $A = v'_0 \approx (0.015 - 0.15)$ с⁻¹ и, для инкремента сдвиговой неустойчивости имеем $\gamma_A \sim 10^{-1}$ с⁻¹. Так что, условие самоподдерживания нелинейных ВГВ вихревых структур на уровнях F -области ионосферы выполняется ($\gamma_A > \gamma_v, \gamma_\sigma$) даже с некоторым запасом и рассмотренные вихревые структуры являются долгоживущими. Соответствующее время сохранения структур T можно оценить как $T > \gamma_\sigma^{-1} \sim 4 \times 10^3$ сек ~ 1 час. Заметим, что оно сравнимо с временем адаптации метеорологических параметров на данной высоте в отсутствие диссипативных процессов [Гершман, 1974; Госсард и Хук, 1978].

Таким образом, выявленные в данной работе вихри внутренних гравитационных волн в ионосфере являются достаточно долгоживущими, поэтому они могут играть существенную роль в процессах переноса вещества, тепла, энергии и формировать сильнотурбулентное состояние в среде [Aburjania et al., 2009].

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье изучены линейная стадия генерации и дальнейшая нелинейная эволюция ВГВ структур в диссипативной устойчиво-стратифицированной ($\omega_g^2 > 0$) ионосфере в присутствии сдвигового течения (неоднородного зонального ветра). На основе аналитического решения и теоретического анализа соответствующей системы динамических уравнений (см. часть 1) выявлен новый ли-

нейный механизм перекачки энергии сдвигового течения в энергию волновых возмущений и усиления волн (на порядок), механизм нелинейной самоорганизации волновых возмущений в уединенные вихревые структуры и превращения энергии возмущений в тепло.

Выведено уравнение переноса энергии нелинейными волновыми структурами в диссипативной ионосфере. На основе анализа этого уравнения выявлено, что ВГВ структуры эффективно взаимодействуют с локальным фоновым неоднородным зональным ветром и самоподдерживаются за счет энергии сдвигового потока в ионосфере.

Рассматриваемые нами линейные ВГВ представляют собой низкочастотную ветвь акустико-гравитационных волн (АГВ). ВГВ обладают характерным диапазоном частот 6×10^{-4} с⁻¹ $< \omega < 2 \times 10^{-2}$ с⁻¹ (для характерного значения параметров $\gamma = 1.4$, $H = 10$ км), и длиной волны $\lambda \sim 100$ м–10 км. Они распространяются с фазовой скоростью $V_p \sim 0.1$ –200 м/с [Гершман, 1974; Госсард и Хук, 1978]. Для ВГВ свойственно экспоненциальное увеличение амплитуды возмущенной скорости при распространении вертикально в среде с экспоненциально спадающей по вертикали равновесной плотностью и давлением [Hines, 1960; Госсард и Хук, 1978]. Согласно наблюдательным данным, ВГВ возмущения проявляют себя в широком диапазоне высот — начиная с тропосферы до верхних ионосферных высот $z \leq 600$ км [Госсард и Хук, 1978; Francis, 1975; Rishbet and Fukao, 1995; Hecht et al., 2009]. На ионосферных высотах (выше 90 км) на ВГВ сильное воздействие оказывает проводящая среда, вызывая индукционное затухание ВГВ за счет локальных педерсеновских токов.

На основе аналитического решения нелинейных динамических уравнений показано, что внутренние гравитационные волны самоорганизуются (за счет энергии сдвигового течения) в виде стационарных уединенных вихревых структур. Решения нелинейных уравнений имеют экспоненциальную асимптотику $\sim \exp(-\kappa|r|)$ при $|r| \rightarrow \infty$, т.е. структуры сильно локализованы вдоль плоскости поперечной земной поверхности. В зависимости от вида профиля скорости зонального сдвигового течения (ветра) $v_0(z)$, генерированные нелинейные структуры представляют собой или монополюсный солитон, или циклон, или антициклон, или дипольную пару циклон–антициклон, или вихревые дорожки, или вихревые цепочки на фоне неоднородного зонального ветра.

Присутствие пространственно-неоднородных ветров в ионосфере придает ВГВ структурам свойства самосохранения и самоорганизации в виде вы-

шеотмеченных нелинейных уединенных вихревых структур разнообразной формы.

Согласно (41), фазовая скорость распространения линейных ВГВ лежит в диапазоне: $-V_{\max} \leq V_p \leq V_{\max}$, где $V_{\max} = 2H\omega_g = 2(gH)^{1/2}$ в несжимаемой атмосфере. Это означает, что если источник (например, вышеотмеченная нелинейная вихревая структура) движется вдоль оси x со скоростью больше, чем V_{\max} , то источник не попадает в резонанс с линейной внутренней гравитационной волной. Нелинейные вихри перемещаются быстрее, чем соответствующие линейные волны, могут сохранить свою нелинейную амплитуду, т.к. не теряют энергию на излучение линейных волн. То есть такие источники не могут генерировать линейные волны черенковским механизмом и могут сохранять свою начальную энергию [Степанянц и Фабрикант, 1992]. Итак, эти вихревые структуры могут генерироваться, самоподдерживаться и перемещаться со скоростью $U > V_{\max}$ вдоль горизонтали в любом направлении. Для значения высоты однородной атмосферы $H \approx 10$ км можно оценить значение максимальной скорости линейных ВГВ $V_{\max} \approx 340$ м/с. Таким образом, выявленные нами вихревые структуры являются сверхзвуковыми и не теряют энергию на излучение линейных ВГВ в области скоростей $U < 340$ м/с.

В устойчиво-стратифицированной атмосфере ВГВ структуры типа Ларичева-Резника и вихревых дорожек разной конфигурации были также теоретически выявлены в работах [Stenflo, 1994; Stenflo and Stepanyants, 1995; Jovanovic et al., 2002].

В неустойчиво-стратифицированной атмосфере ($\omega_g^2 < 0$), как правило, ВГВ возмущения не возбуждаются и рассмотренные здесь вихревые дорожки и цепочки не могут генерироваться. В ней могут существовать АГВ структуры типа дипольных вихрей Ларичева-Резника [Stenflo, 1987; Абурджания, 1996].

Следует заметить, что рассмотренные нами нелинейные двумерные вихревые структуры существенно отличаются от атмосферных вихрей типа Россби [Ларичев и Резник, 1976; Абурджания, 2006]. Основное отличие заключается в том, что скорость перемещения наших вихрей является полностью симметричной, т.е. структуры могут двигаться со скоростью больше, чем максимальная фазовая скорость линейных волн V_{\max} в любом горизонтальном направлении, тогда как вихри Россби могут двигаться на запад лишь со скоростями, превышающими максимальную скорость волн Россби. На восток же такие вихри могут двигаться с любой скоростью. Ибо в этом направлении линейные волны Россби не распространяются. Кроме этого, мы предполагали, что атмосферно-ионосферная среда

является изотермической. В случае, когда равновесная температура среды T_0 не является постоянной, то в выражении максимальной скорости линейных ВГВ $V_{\max} = 2c_s(\gamma - 1)^{1/2}/\gamma$ надо $\gamma - 1$ заменить на $\gamma - 1 + H(dT_0/dz)/T_0$. Тогда для температур, совпадающих с порогом неустойчивости (т.е. $d \ln T_0/dz < 0$), [Stenflo, 1994], получим соотношение $V_{\max} < |U| \ll c_s \approx 330$ м/с, при выполнении которого нелинейные стационарные ВГВ структуры могут генерироваться в атмосферно-ионосферных средах.

Характерный размер d внутренних вихрей нелинейной структуры (вихревой дорожки) $d \geq 10$ км. Нелинейные вихревые структуры испытывают затухание из-за индукционного и/или вязкостного затухания. Характерное время жизни структур составляет примерно один час и оно совпадает со временем адаптации метеопараметров ионосферного F -слоя. Так что рассмотренные нами внутренние-гравитационные вихревые структуры являются достаточно долгоживущими образованиями ионосферного резонатора.

Нелинейные вихревые структуры большой амплитуды, очень похожие на теоретически выявленные нами здесь, были обнаружены в атмосферно-ионосферных слоях при спутниковых и наземных наблюдениях и проанализированы в работах [Бенгтссон и Лайтхилл, 1985; Ramamurthy et al., 1990; Smyrev et al., 1991; Shaefer et al., 1999].

Движение частиц среды, захваченных вихревыми структурами, характеризуется ненулевой завихренностью $\nabla \times \mathbf{V} \neq 0$, т.е. частицы в нелинейных структурах вращаются по замкнутым траекториям. Характерное значение скорости вращения U_c порядка или больше скорости перемещения структуры как целого U , $U_c \geq U$. В этом случае структуры захватывают частицы среды (число которых сравнимо с числом пролетных частиц) и, двигаясь в среде, переносят эти вращающиеся захваченные частицы. Поэтому, будучи долгоживущими образованиями, крупномасштабные планетарные вихревые структуры могут сыграть существенную роль в процессе переноса вещества, тепла, энергии и в создании макротурбулентного состояния ионосферы [Абурджания et al., 2009]. В частности, вихревые структуры могут сыграть роль "турбулентного агента", или элементов горизонтального макроскопического турбулентного обмена в процессах общей циркуляции ионосферы. Коэффициент горизонтального турбулентно-вихревого обмена можно оценить с помощью формулы Обухова-Ричардсона [Монин и Яглом, 1967]: $K_T \approx 10^{-6} d^{4/3} \text{ м}^2/\text{с}$. Так что для вихрей характерным размером $d \sim 10$ км находим, что $K_T \approx 10^2 \text{ м}^2/\text{с}$. Эта оценка (которую нужно воспринимать как верхний предел) показывает, что в обменных процессах

между высокими и низкими широтами меридиональный перенос тепла с севера на юг в ионосфере может иметь макротурбулентный, вихревой характер (отметим, что в ионосфере полярный регион теплее, чем экваториальный).

ВГВ структуры являются собственными степенями свободы ионосферного резонатора. Поэтому, при внешних воздействиях на ионосферу сверху или снизу (магнитные бури, землетрясение, взрывы и др.) в первую очередь возбуждаются (или интенсифицируются) эти моды [Aburjania and Machabeli, 1998]. Для определенного импульсного типа источника энергии генерируются нелинейные единичные вихревые структуры [Абурджания, 1996; Абурджания, 2006], что подтверждается экспериментальными наблюдениями [Ramamurthy et al., 1990; Smyrev et al., 1991; Nezhlin, 1994; Shaefer et al., 1999; Sundkvist et al., 2005]. Так что эти волновые структуры могут также быть откликом ионосферы на естественную и искусственную активности.

Предложенные исследования были выполнены при поддержке седьмой европейской рамочной программы [FP7/2007–2013] по грантовому соглашению № 269198 – Геоплазма (международная схема обмена научных сотрудников им. Марии Кюри) и гранта № 31/14 Национального научного фонда им. Шота Руставели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абурджания Г.Д., Харшиладзе О.А., Чаргазия Х.З. Личейный механизм генерации и интенсификации внутренних гравитационных волн в ионосфере при их взаимодействии с неоднородным зональным ветром. 2. Генерация и интенсификация внутренних гравитационных волн на линейной стадии эволюции // Геомagnetизм и аэрономия. Т. 53. № 4. С. 500–508. 2013.
- Абурджания Г.Д., Харшиладзе О.А., Чаргазия Х.З. Самоорганизация ВГВ структур в неоднородной ионосфере. 1. Нелинейные модельные динамические уравнения // Геомagnetизм аэрономия. Т. 53. № 5. С. 692–697. 2013.
- Абурджания Г.Д. Самоорганизация нелинейных вихревых структур и вихревой турбулентности в диспергирующих средах. М.: КомКнига, 2006.
- Абурджания, Г.Д. Самоорганизация акустико-гравитационных вихрей в ионосфере перед землетрясением // Физика плазмы. Т. 22. № 10. С. 954–959. 1996.
- Бенгтссон Л., Лайтхилл Дж. (Ред.). Интенсивные атмосферные вихри. М.: Мир, 1985.
- Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974.
- Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Т. 1. М.: Мир, 1986.
- Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978.
- Казимировский Э.С., Кокоуров В.Д. Движения в ионосфере. Новосибирск: Наука, 1979.
- Ларичев В.Д., Резник Г.М. О двумерных уединенных волнах Россби // Докл. АН СССР. Т. 231. № 5. С. 1077–1079. 1976.
- Маргетройд Р. Ветры в мезосфере и нижней термосфере / В кн.: Ветер в ионосфере. Л.: Гидрометиздат, 1969.
- Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т. 2. М.: Наука, 1967.
- Монин А.С. (Ред.). Физика океана. Т. 2. Гидродинамика океана. М.: Наука, 1978.
- Незлин М.В., Черников Г.П. Аналогия дрейфовых вихрей в плазме и геофизической гидродинамике // Физика плазмы. Т. 21. № 11. С. 975–999. 1999.
- Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. Т. 1. М.: Мир, 1984.
- Петвиашвили В.И., Похотелов О.А. Уединенные волны в плазме и атмосфере. М.: Энергоатомиздат, 1989.
- Степанянц Ю.А., Фабрикант А.Л. Особенности черенковского излучения дрейфовых волн в гидродинамике и в плазме // ЖЭТФ. Т. 102. Вып. 5(11). С. 1512–1523. 1992.
- Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
- Aburjania G.D., Chargazia Kh.Z., Zeleny L.M., Zimbardo G. Model of strong stationary vortex turbulence in the space plasma // Nonlinear Process. Geophys. V. 16/ P. 11–22. 2009.
- Aburjania G.D., Chargazia Kh.Z., Jandieri G.V., Kharshiladze O.A. Generation and propagation of the ULF planetary-scale electromagnetic wavy structures in the ionosphere // Planet. Space. Sci. V. 53. P. 881–901. 2005.
- Aburjania G.D., Machabeli G.Z. Generation of electromagnetic perturbations by acoustic waves in the ionosphere // J. Geophys. Res. A. V. 103. P. 9441–9447. 1998.
- Balk A.M., Nazarenko S.V., Zakharov V.E. On the nonlocal turbulence of drift type waves // Phys. Lett. A. V. 146. № 4. P. 217–224. 1990.
- Smyrev V.M., Marchenko V.A., Pokhotelov O.A. et al. Vortex structures in the ionosphere and magnetosphere of the Earth // Planet. Space Sci. V. 39. P. 1025–1030. 1991.
- Francis S.H. Global propagation of atmospheric gravity waves: a review // J. Atmos. Terr. Phys. V. 37. P. 1011–1054. 1975.
- Friedrich M., Torkar K.M., Singer W. et al. Signatures of mesospheric particles in ionospheric data // Ann. Geophys. V. 27. P. 823–829. 2009.
- Hecht J.H., Alexander M.J., Walterscheid R.L. et al. Imaging of atmospheric gravity waves in the stratosphere and upper mesosphere using satellite and ground-based observations over Australia during the TWICE campaign // J. Geophys. Res. A. V. 114. № 17. D 18123, Doi: 10. 1029/2008 JD011259, 2009.
- Hines C.O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // Canad. J. Phys. V. 38. № 11. P. 1441–1481 1960.
- Jovanovic D., Stenflo L., Shukla P.K. Acoustic-gravity nonlinear structures // Nonlin. Proc. Geophys. V. 9. P. 333–339. 2002.

- Long R. Solitary waves in the westerlies // J. Atmos. Sci. V. 21. P. 197–200. 1964.
- Mallier R., Maslowe S.A. A row of counter-rotating vortices // Phys. Fluids. V. A5. P. 1074–1075. 1993.
- Mayr H.G., Harris I., Herraro F.A. et al. Thermospheric gravity waves: observations and interpretation using the transfer function model (TFM) // Space Sci. Rev. V. 54. P. 297–375. 1990.
- Nezhlin M.V. Rossby solitary vortices, on giant planets and in the laboratory // CHAOS. V. 4. P. 187–202. 1994.
- Ramamurthy M.K., Collins B.P., Rauber R.M. et al. Evidence of very-large-amplitude solitary waves in the atmosphere // Nature. V. 348. P. 314–317. Doi:10.1038/348314A0, 1990.
- Rastogi P.K. Radar studies of gravity waves and tides in the atmosphere // A review. J. Atmos. Terr. Phys. V. 43. № 5/6. P. 511–524. 1981.
- Rishbeth H., Fukao S. A review of MU radar observation of the thermosphere and ionosphere // J. Geomag. Geoelectr. V. 47. P. 621–637. 1995.
- Schunk R.W., Sojka J.J. Ionosphere thermosphere space weather issues // J. Atmos. Terr. Phys. V. 58. № 14. P. 1527–1574. 1996.
- Shaefer L.D., Rock O.R., Levis T.P. Detection of explosive events by monitoring acoustically-induced geomagnetic perturbations. Lawrence Livermore Laboratory. CA USA, 94550. Livermore, 1999.
- Stenflo L., Stepaniants Yu.A. Acoustic-gravity modons in the atmosphere // Ann. Geophys. V. 13. P. 973–975. 1995.
- Stenflo L. Acoustic gravity vortex chains // Phys. Lett. A. V. 186. P. 133–134. 1994.
- Stenflo L. Acoustic solitary vortex // Phys. Fluids. V. 30. P. 3297–3299. 1987.
- Sundkvist D., Vaivads A., Andre M. et al. Multi-spacecraft determination of wave characteristics near the proton gyrofrequency in high-altitude cusp // Ann. Geophys. V. 23. P. 983–995. 2005.
- Waterscheid R.L., Schubert G. Nonlinear evolution of an upward propagating gravity wave: Overturning, Convection, Transience and Turbulence // J. Atmos. Sci. V. 47. № 1. P. 101–125. 1990.
- Williams G.P., Yamagata T. Geostrophic regimes, intermediate solitary vortices and Jovian Eddies // J. Atmos. Sci. V. 41. P. 453–468. 1984.