

УДК 550.3

ОБ УСЛОВИЯХ ПРОХОЖДЕНИЯ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ВЕТРОВЫЕ СТРУКТУРЫ ИЗ ТРОПОСФЕРЫ В ИОНОСФЕРУ

© 2012 г. Н.С. Ерохин¹, Л.А. Михайловская¹, С.Л. Шалимов^{1,2}

¹ Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

² Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

На основе анализа лучевых траекторий рассмотрено прохождение крупномасштабных внутренних гравитационных волн из тропосферы через вертикально неоднородные ветровые структуры до ионосферных высот. При различных вариантах выбора исходных параметров численно изучены специфические особенности поведения лучевых траекторий, связанные с наличием на трассе распространения волн слоев горизонтального и вертикального отражений, а также критического слоя. Показано, что для достаточно крупномасштабных внутренних гравитационных волн возможно их прохождение из тропосферы до ионосферных высот. Установлены характерные времена достижения ионосферных высот волнами, возбуждаемыми в тропосфере, выявлены большие вариации этих времен при изменении исходных параметров задачи, определены типичные значения горизонтального смещения (относительно источника генерации) волновых пакетов по достижении ими ионосферы.

Ключевые слова: внутренние гравитационные волны, атмосфера, ионосфера, зональные ветра, критический слой, траектории.

PACS 91.30.Bi

Введение

Экспериментальные исследования последних лет показали, что развитие кризисных процессов типа землетрясений, цунами, мощных циклонов сопровождается возбуждением внутренних гравитационных волн (ВГВ), которые, распространяясь из тропосферы, могут достигать ионосферных высот. Поскольку с ростом высоты плотность атмосферы убывает экспоненциально, даже для малых амплитуд ВГВ в области тропосферы при распространении вверх имеет место значительное усиление волн, которые в ионосфере могут породить возмущения большой амплитуды, в частности перемещающие-

ся ионосферные возмущения, гидромагнитные и плазменные волны, плазменную волновую турбулентность, производить нагрев и перераспределение плазмы, влияя на фоновую обстановку (см., например, [Госсард, Хук, 1978; Липеровский и др., 1992; Абурджания, 1996; Ерохин, Шалимов, 2004; Kaladze et al., 2008]). Имеются указания на возможную связь между литосферой и ионосферой при сейсмической активности, причем наиболее вероятный механизм возникновения этой связи обусловлен акустико-гравитационными волнами [Перцев, Шалимов, 1996]. Таким образом, индикаторы и, возможно, предвестники кризисных событий в тропосфере могут посредством ВГВ отображаться в ионосфере, где их легче регистрировать из-за возросшей амплитуды, например, с помощью наблюдений со спутников. В связи с этим возникает задача исследования условий прохождения ВГВ из тропосферы на ионосферные высоты.

Такому прохождению ВГВ в ионосферу могут препятствовать зональные течения, которые практически всегда присутствуют в атмосфере и имеют скорости 10–150 м/с. При наличии зональных ветров (с достаточно высокой скоростью на трассе распространения ВГВ наверх) могут существовать слои вертикального отражения и критические слои (см., например, [Степаняни, Фабрикант, 1989; Госсард, Хук, 1996; Ерохин и др., 2007]). По мере приближения к критическому слою вертикальная длина волны убывает, амплитуда растет (в том числе за счет энергии сдвигового течения), становятся существенными эффекты диссипации, например вязкости, и, как показывают модельные расчеты, волна поглощается в окрестности критического слоя, не достигая ионосферы. Необходимо отметить, что данная задача является многопараметрической, и возможны разнообразные сценарии взаимодействия ВГВ с неоднородными ветровыми структурами в атмосфере, включая как прохождение волны в ионосферу, так и ее заперение в нижних слоях атмосферы фоновыми ветровыми структурами или планетарными волнами. При наличии горизонтальной неоднородности ветра возможны линейная фокусировка и коллапс волнового пакета (см., например, [Иванов, Морозов, 1974; Ерохин и др., 1994]), что может приводить, например, к свечению на высотах порядка 90 км в виде наблюдаемых в ночное время пятен.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию распространения ВГВ через вертикально неоднородные ветровые структуры из тропосферы до ионосферных высот. Для упрощения анализа учитывается только вертикальная неоднородность среды с использованием аналитических аппроксимаций вертикального профиля горизонтального ветра $U(z)$ и частоты Вайсяля–Брента $N(z)$ в классе дифференцируемых функций. Изложена математическая модель, описывающая с помощью лучевых траекторий распространение ВГВ в вертикально-неоднородной атмосфере при наличии горизонтальных сдвиговых течений. Приведены результаты численных расчетов пространственно-временных характеристик ВГВ по трассе их распространения из тропосферы на ионосферные высоты. Определены исходные параметры ВГВ, при которых возможно их прохождение из тропосферы в ионосферу, где они будут возбуждать возмущения ионосферной плазмы. Последние можно использовать в качестве индикаторов и предвестников кризисных атмосферных процессов, в частности подготовки землетрясений, зарождения мощных атмосферных вихрей. Выполненное исследование включает также оценки горизонтального смещения волнового пакета при его распространении в ионосферу, что весьма важно при сопоставлении спутниковых и подспутниковых измерений и правильной интерпретации результатов их обработки.

В отличие от статьи [Ерохин и др., 2007] проведенный в настоящей работе анализ составляет более полное исследование процесса прохождения ВГВ в ионосферу. В част-

ности, получены характерные времена и траектории пакетов волн (заметно различающиеся при изменении параметров задачи), на плоскости горизонтальных компонент волнового вектора (k_x, k_y) определена область, в которой возможно прохождение ВГВ до ионосферных высот при конкретных высотных профилях скорости ветра $U(z)$ и частоты Вайсяля–Брента $N(z)$. Показана возможность реализации осцилляционной структуры лучевых траекторий в горизонтальной плоскости (x, y). При прохождении ВГВ через область ветра, в которой параметры волны и ветра близки к имеющим место в критическом слое, наблюдается значительный рост вертикального волнового числа $k_z(z)$ – на порядок величины и более.

Аналитические аппроксимации некоторых экспериментальных данных по вертикальной структуре фонового ветра и частоты Вайсяля–Брента в атмосфере

Для численных расчетов прохождения внутренних гравитационных волн из тропосферы (от высот $z < 16$ км) в ионосферу ($z > 60$ км) необходимы высотные профили горизонтального ветра $U = e_x U(z)$ и частоты Вайсяля–Брента $N(z)$. Напомним, что профиль частоты $N(z)$ определяется градиентом фоновой температуры атмосферы $T_0(z)$ [Госсард, Хук, 1978]:

$$N^2(z) = g \left[\nabla_z \ln T_0 + g(\gamma - 1) / c_s^2 \right]. \quad (1)$$

Здесь g – ускорение свободного падения; $\gamma = c_p / c_v$ – отношение удельных теплоемкостей газа; $c_s^2 = \gamma R T_0$ – квадрат адиабатической скорости звука. Таким образом, высотное распределение температуры атмосферы $T_0(z)$ определяет профиль частоты Вайсяля–Брента $N(z)$.

Для численных расчетов лучевых траекторий ВГВ удобно использовать аналитические аппроксимации функций $U(z)$ и $N(z)$ в классе дифференцируемых функций. Это позволяет, в частности, соблюдать высокую степень точности расчетов и применять достаточно простые алгоритмы вычислений. Как и в работе [Ерохин и др., 2007], данные по высотным профилям зонального ветра и частоте Вайсяля–Брента брались из литературных источников, затем проводилась оцифровка графиков и в рамках программы MathCad-2001 разрабатывались аналитические аппроксимации в классе локализованных функций. Поскольку точность исходных данных обычно не лучше 5 %, можно минимизировать число функций при подборе аналитических аппроксимаций. Здесь важно подчеркнуть, что использование в аппроксимациях локализованных по высоте функций позволяет при необходимости легко менять профили $U(z)$, $N(z)$ в нужном высотном слое, а при расширении исходного высотного интервала (z_1, z_2) к новому (z_1, z_3), где $z_3 > z_2$, подбирать аппроксимации фактически только для подслоя (z_2, z_3).

Аналогично работе [Ерохин и др., 2007] типичный для средних широт график зонального ветра $U(z)$ взят из статьи [Buhler, McIntyre, 1999] и имеет аналитическую аппроксимацию для высот $0 \leq z \leq 90$ км (рис. 1, а). Отметим характерные параметры этой ветровой структуры $U(z)$. В нижнем слое атмосферы на высотах $0 < z < 20.77$ км ветер направлен с востока на запад с максимумом скорости $U_{\max} \approx 20.69$ м/с на высоте $z \approx 10.2$ км. Выше, в диапазоне высот $20.77 \leq z \leq 86.09$ км, направление ветра меняется на противоположное (с запада на восток), минимум функции $U(z)$, равный $U_{\min} \approx -49.49$ м/с, достигается на высоте $z \approx 60.6$ км. Аналитическая аппроксимация с

учетом отмеченных выше особенностей ветра и условий $U = 0$ на высотах (z) 0, 20.77 и 86.09 км описывается выражением [Ерохин и др., 2007]

$$U(z) = f_1(z) \cdot f_2(z) \cdot f_3(z) \cdot f_4(z), \quad (2)$$

где функции $f_1(z)$, $f_2(z)$, $f_3(z)$, $f_4(z)$ определены формулами

$$\begin{aligned} f_1(z) &= 4.8z(1-z/20) \cdot (1-z/86.1) \cdot \left\{ 1 + 0.35 / \left[1 + 0.05(1-z/10)^2 \right] \right\}; \\ f_2(z) &= \left\{ 1 + 1.79 / \left[1 + 0.98(1.6-z/10)^2 \right] \right\} \cdot \left\{ 1 + 0.09 / \left[1 + 3(3-z/10)^2 \right] \right\} \times \\ &\times \left\{ 1 - 0.71 / \left[1 + 0.015(7-z/10)^2 \right] \right\}; \\ f_3(z) &= \left\{ 1 - 0.65 / \left[1 + 0.15(2.7-z/10)^2 \right] \right\} \cdot \left\{ 1 + 0.04 / \left[1 + (7-z/10)^2 \right] \right\} \times \\ &\times \left\{ 1 - 0.08 / \left[1 + 3(9.1-z/10)^2 \right] \right\}; \\ f_4(z) &= \left\{ 1 + 0.29 / \left[1 + 0.6(3.4-z/10)^2 \right] \right\} \cdot \left\{ 1 - 0.07 / \left[1 + 0.2(5.4-z/10)^2 \right] \right\} \times \\ &\times \left\{ 1 - 0.19 / \left[1 + 2(8.5-z/10)^2 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

В формулах (2), (3) величина скорости зонального ветра $U(z)$ выражается в метрах в секунду, а высота z – в километрах. Отметим, что графики исходного профиля ветровой структуры и его аппроксимации в пределах точности исходных данных совпадают.

Для нормированной частоты Вьяйсяля–Брента $\mu = (50 \text{ с})N(z)$ типичный профиль $\mu(z)$, представленный в монографии [Госсард, Хук, 1978], имеет аналитическую аппроксимацию, подобную приведенной на рис. 1, б для интервала высот $0 < z < 123$ км. Как видим, имеются значительные высотные вариации $N(z)$. Аналитическая аппроксимация данного высотного профиля $\mu(z)$ в указанной области имеет следующий вид [Ерохин и др., 2007]:

$$\mu(z) = p_2(z) \cdot p_3(z) \cdot p_4(z) \cdot p_5(z), \quad (4)$$

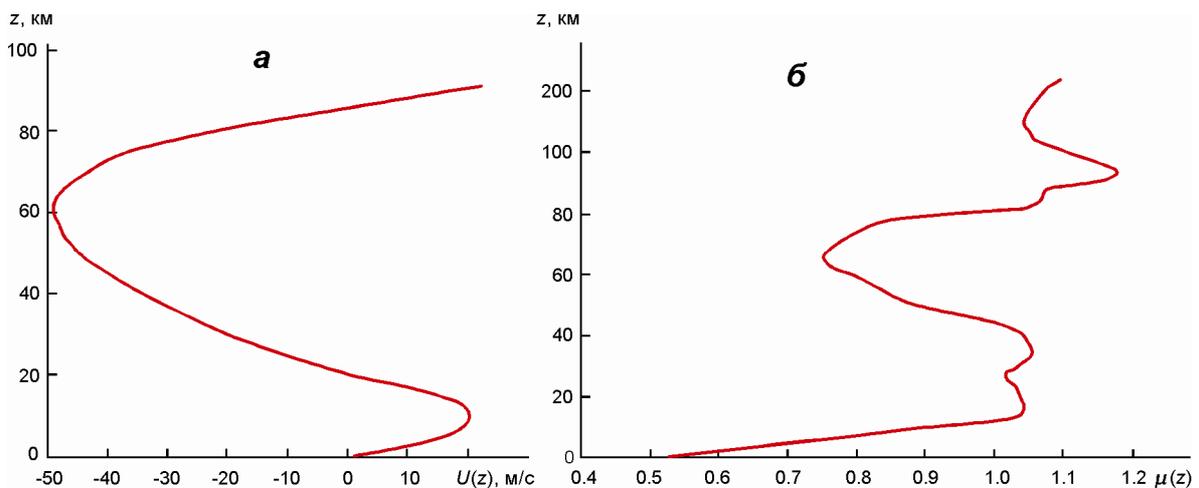


Рис. 1. Графики аналитической аппроксимации высотных профилей зонального ветра $U(z)$ по данным [Buhler, McIntayr, 1999] (а) и нормированной частоты Вьяйсяля–Брента $\mu(z)$ по данным [Госсард, Хук, 1978] (б)

где локализованные функции $p_2(z)$, $p_3(z)$, $p_4(z)$, $p_5(z)$ определены выражениями

$$\begin{aligned}
 p_2(z) &= 75 / [75 + (z + 2) p_1(z)], \\
 \text{где } p_1(z) &= 0.5 \left\{ 1 + (z - 16.7) / [6 + (z - 16.7)^2]^{1/2} \right\}; \\
 p_3(z) &= 0.0208 \left\{ z + 12 + [1 + (z + 12)^2]^{1/2} \right\} \cdot \left\{ 1 + 0.13 / [1 + 0.08(z - 20)^2] \right\} \times \\
 &\times \left\{ 1 + 0.03 / [1 + 0.55(z - 18.6)^2] \right\} / [1 + (z / 50)^2]^{-1/2}; \\
 p_4(z) &= \left\{ 1 + 0.077 / [1 + 0.003(z - 32)^2] \right\} \cdot \left\{ 1 - 0.033 / [1 + 0.3(z - 15.5)^2] \right\} \times \\
 &\times \left\{ 1 - 0.235 / [1 + 0.007(z - 65)^2] \right\} \cdot \left\{ 1 - 5(z - 45) / [10^3 + 9(z - 45)^2] \right\} \times \\
 &\times \left\{ 1 - 0.05 / [1 + 0.03(z - 52)^2] \right\} \cdot \left\{ 1 - 0.069 / [1 + 0.06(z - 76)^2] \right\}; \\
 p_5(z) &= \left\{ 1 + 0.28 / [1 + 0.03(z - 93)^2] \right\} \cdot \left\{ 1 + 0.37 / [1 + 0.012(z - 125)^2] \right\} \times \\
 &\times \left\{ 1 + 0.16 / [1 + 0.008(z - 110)^2] \right\} \cdot \left\{ 1 + 0.068 / [1 + 0.03(z - 101)^2] \right\} \times \\
 &\times \left\{ 1 + 0.15 / [1 + 0.06(z - 83)^2] \right\}.
 \end{aligned} \tag{5}$$

Данная аппроксимация достаточно хорошо описывает характерные особенности вариаций высотного профиля $\mu(z)$. Рассмотрим, например, высотный профиль зонального ветра $U(z)$ в области высот $0 < z < 60$ км для летнего сезона тропической зоны (Индия, 1988 г.) [Dhaka et al., 1995]. Эти данные были получены путем радиозондовых и ракетных измерений. Их аналитическая аппроксимация описывается формулой [Ерохин и др., 2007]

$$U(z) = h_1(z) \cdot h_2(z) \cdot h_3(z) \cdot h_4(z) \cdot h_5(z) \cdot h_6(z) \cdot h_7(z), \tag{6}$$

где функции $h_1(z)$ – $h_7(z)$ определены выражениями

$$\begin{aligned}
 h_1(z) &= \left\{ 1 - 0.15 / [1 + 0.8(z - 2.2)^2] \right\} \cdot \left\{ 1 + 2.05 / [1 + 0.08(z - 14.5)^2] \right\}, \\
 h_2(z) &= \left\{ 1 - 0.28 / [1 + 0.13(z - 10)^2] \right\} \cdot \left\{ 1 - 0.734 / [1 + 0.07(z - 21)^2] \right\}, \\
 h_3(z) &= \left\{ 1 + 0.77 / [1 + 0.29(z - 26.3)^2] \right\} \cdot \left\{ 1 + 0.29 / [1 + 0.33(z - 31)^2] \right\}, \\
 h_4(z) &= \left\{ 1 + 0.28 / [1 + 3(z - 33)^2] \right\} \cdot \left\{ 1 - 0.64 / [1 + 0.11(z - 39.6)^2] \right\}, \\
 h_5(z) &= \left\{ 1 + 0.298 / [1 + 0.16(z - 53)^2] \right\} \cdot \left\{ 1 - 0.1 / [1 + 1.2(z - 44.16)^2] \right\}, \\
 h_6(z) &= \left\{ 1 + 0.09 / [1 + 2.3(z - 48.2)^2] \right\} \cdot \left\{ 1 - 0.78 / [1 + 0.16(z - 60.36)^2] \right\}, \\
 h_7(z) &= 9.393z(1 - 0.1599z) / (1 + 0.065z).
 \end{aligned} \tag{7}$$

График функции $U(z)$ показан на рис. 2, а. В данном случае зональный ветер имеет по высоте осциллирующую структуру, причем $\min U(z) = -29.11$ м/с для $z = 14.91$ км.

Профиль зонального ветра над Индией (район Thumba) в диапазоне больших высот $85.54 \leq z \leq 150.54$ км для 12.00 ч местного времени приведен в работе [Devasia, Reddy, 1995]. Графики $U(z)$ были получены обработкой данных радарных измерений (VHF

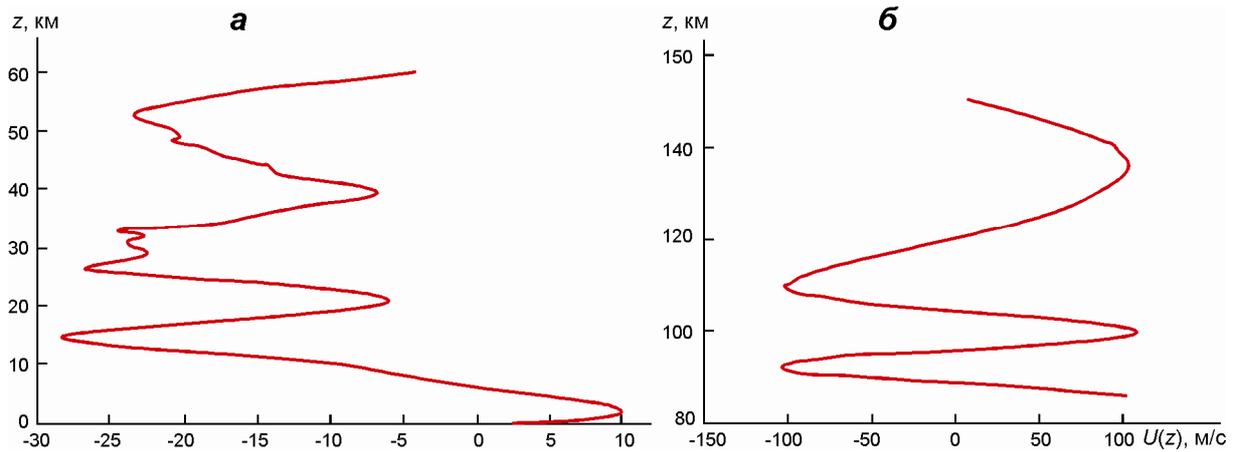


Рис. 2. Графики аналитической аппроксимации зонального ветра над Индией $U(z)$ для диапазона высот $0 < z < 60$ км по данным работы [Dhaka et al., 1995] (а) и $85.54 \leq z \leq 150.54$ км (район Thumba, местное время 12.00 ч) по данным работы [Devasia, Reddy, 1995] (б)

backscatter radar). Использовались радары с частотами 3.175–450 МГц [Turek et al., 1995]. В этом случае зональный ветер испытывал большие вариации: $\min U \approx -100$ м/с, $\max U \approx 100$ м/с (рис. 2, б).

Здесь следует отметить, что ВГВ возбуждаются как в нижней части тропосферы, так и выше. Так, при исследовании генерации ВГВ метеорологическими движениями атмосферы (см., например, [Medvedev, Gavrilov, 1995; Turek et al., 1995]) было установлено, что максимум источника генерации волн приходился на слой $z \approx 9$ –12 км, в котором возбуждались волны с горизонтальными фазовыми скоростями $v_{ph} \sim 150$ –210 м/с и периодами колебаний $T_{\omega} \sim 2$ –5 ч.

Приведенные выше аналитические аппроксимации типичных фоновых ветровых структур позволяют исследовать характерные закономерности прохождения возбуждаемых в тропосфере ВГВ на ионосферные высоты с учетом их взаимодействия с фоновыми (попутным и встречным) ветровыми потоками.

Уравнения для лучевых траекторий ВГВ и результаты их анализа

Рассмотрим математическую модель, на основе которой можно достаточно простыми расчетами исследовать прохождение пакетов ВГВ из тропосферы в ионосферу в вертикально-неоднородной атмосфере. В модели используются уравнения для лучевых траекторий ВГВ и учитываются основные физические особенности взаимодействия волн со средними ветровыми потоками: критические слои и слои горизонтального и вертикального отражений ВГВ. Будем полагать, что амплитуды ВГВ существенно ниже нелинейного уровня. Иначе, распространяясь вверх, волны будут диссипировать (в частности, за счет опрокидывания) еще до достижения ими ионосферных высот. Учтем также, что в рассматриваемой задаче вертикальная скорость ветровых потоков существенно меньше горизонтальной и горизонтальные масштабы неоднородности среднего течения газа существенно больше вертикального масштаба. Поэтому для скорости фоновой ветровой структуры будем полагать $\mathbf{U} = \mathbf{e}_x U(z)$.

Уравнения для лучевых траекторий волнового пакета в неоднородной среде имеют вид (см., например, [Госсард, Хук, 1978; Миропольский, 1981])

$$d\mathbf{r} / dt = v_g, \quad d\mathbf{k} / dt = -\partial \omega / \partial \mathbf{r}. \quad (8)$$

Здесь $v_g = \partial \omega / \partial \mathbf{k}$ – групповая скорость; $\omega(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = k_x U(z) + N(z) k_h / k$ – частота ВГВ с учетом доплеровского сдвига, где $k_h = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$ – горизонтальная компонента волнового вектора. Как будет показано ниже (см. также [Buhler, McIntyre, 1999]), прохождение в ионосфере имеет место для достаточно крупномасштабных волн, когда выполняется условие $k_h \ll k_z$.

Распишем векторные уравнения (8) по компонентам

$$\begin{aligned} dz / dt &= -N k_z k_h / k^3; \quad dx / dt = (N k_z^2 k_x / k^3 k_h) + U; \\ dy / dt &= N k_z^2 k_y / k^3 k_h; \quad dk_z / dt = -k_x \cdot dU / dz - (k_h / k) dN / dz; \\ dk_x / dt &= 0; \quad dk_y / dt = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Из уравнений (9) следует $k_x = \text{const}$, $k_y = \text{const}$. Для удобства дальнейшего анализа введем безразмерные переменные $z = L_z \xi$, $x = L_x \eta$, $y = L_y \zeta$, где $L_z = 1$ км, $L_x = L_y = 5$ км. Для скорости ветра запишем $U(z) = u(\xi)$ м/с. Частоту Вайсяля–Брента нормируем на характерную величину 50 с, так что имеем $N(z) = \mu(\xi) / 50$ с. Вводим безразмерные волновые числа $k_x = q_x / 5$ км, $k_y = q_y / 5$ км, $k_z = q_z / 1$ км и безразмерное время $\tau = t / 250$ с.

Теперь уравнения (9) принимают вид

$$\begin{aligned} d\xi / d\tau &= -(\mu q_h q_z) / p^3, \quad p = [q_z^2 + (q_h / 5)^2]^{1/2}; \\ d\eta / d\tau &= (\mu q_z^2 q_x) / p^3 q_h + u(\xi) / 20; \\ d\zeta / d\tau &= (\mu q_z^2 q_y) / p^3 q_h; \\ dq_z / d\tau &= -(q_x / 20)(du / d\xi) - (q_h / p)(d\mu / d\xi). \end{aligned} \quad (10)$$

Следует отметить, что для распространяющейся вверх ВГВ в (10) следует полагать $q_z < 0$, поскольку по вертикали компоненты фазовой и групповой скоростей направлены противоположно. Интеграл движения для системы уравнений (10) запишем следующим образом:

$$\varepsilon \equiv (q_x u / 20) + \mu q_h / p = \omega 250 \text{ с} = T_0 / T_\omega, \quad (11)$$

где $T_0 = 500\pi \text{ с} \approx 26 \text{ мин } 10 \text{ с}$, причем $T_\omega = T_0 / \varepsilon$ – период ВГВ. Величина интеграла ε определяется начальными значениями входящих в него функций ($\varepsilon = \text{const}$). Отметим также, что горизонтальные и вертикальная длины ВГВ равны: $\lambda_x = 10\pi$ (км) / q_x , $\lambda_y = 10\pi$ (км) / q_y , $\lambda_z = 2\pi$ (км) / q_z .

Уравнения (10) решаются с начальными данными $\xi(0)$, $\eta(0)$, $q_z(0)$, $\zeta(0)$, $u(0)$, $\mu(0)$ при заданных значениях параметров q_x , q_y и высотных профилях $u(\xi)$, $\mu(\xi)$.

Отметим главные качественные особенности взаимодействия ВГВ с фоновой ветровой структурой [Ерохин и др., 2007]. Прежде всего, при попутном относительно ветра распространении волны на некоторых высотах могут возникать критические слои z_c . В окрестности критического слоя в рассматриваемой модели вертикальная длина волны стремится к нулю, т.е. имеем $q_z^2 \rightarrow \infty$. Следовательно, групповая скорость волнового пакета также стремится к нулю, соответственно ВГВ неограниченно замедляется и полностью поглощается в критическом слое за счет вязкости [Госсард, Хук, 1978]. Таким образом, критические слои z_c блокируют распространение ВГВ на ионосферные высоты.

Из выражения (11) следует, что при $q_z \rightarrow \infty$ критическая скорость потока равна $u_c = 20\varepsilon / q_x$, т.е. $U = \omega / k_x$. Напомним, что волна распространяется в попутном к ветру направлении и, следовательно, определяется значением интеграла ε , а также горизонтальной компоненты волнового вектора q_x . Таким образом, если максимальная скорость потока $u_{\max} > u_c$, то в ветровой структуре на некоторой высоте имеется критический слой ξ_c .

При встречном к ветру распространении ВГВ могут существовать слои горизонтального и вертикального отражений. Отражение по горизонтальному направлению x происходит в некотором слое ξ_{rx} , где горизонтальная групповая скорость волнового пакета равна нулю, т.е. $v_{gx} = 0$. Это дает следующее условие:

$$[u(\xi_{rx}) / 20] + \{\mu(\xi_{rx}) q_x [q_z(\xi_{rx})]^2 / q_h p(\xi_{rx})^3\} = 0. \quad (12)$$

Пусть функции $a(\xi)$, $b(\xi)$, $D(\xi)$, $S_1(\xi)$ и $S_2(\xi)$ заданы формулами

$$\begin{aligned} a(\xi) &\equiv [5\mu(\xi) q_y / q_x]^2; \quad b(\xi) \equiv \varepsilon [5\mu(\xi) q_h / q_x]^2; \\ D(\xi) &= \{[b(\xi) / 2]^2 + [a(\xi) / 3]^3\}^{1/2}; \\ S_1(\xi) &= [D(\xi) + 0.5b(\xi)]^{1/3}; \quad S_2(\xi) = [D(\xi) - 0.5b(\xi)]^{1/3}. \end{aligned}$$

Введем в рассмотрение безразмерную скорость $u_{rx}(\xi)$, определяемую как

$$u_{rx}(\xi) \equiv 20[\varepsilon + S_2(\xi) - S_1(\xi)] / q_x. \quad (13)$$

Следовательно, условие горизонтального (по оси x) отражения ВГВ встречным ветровым потоком (12) можно записать в виде $u(\xi) = u_{rx}(\xi)$, где $u_{rx}(\xi)$ вычисляется по формуле (13) и позволяет находить положение слоев отражения ξ_{rx} . Графически слои горизонтального отражения ВГВ встречным ветром z_{rx} (т.е. ξ_{rx}) определяются точками пересечения кривых $u(\xi)$ и $u_{rx}(\xi)$. В слоях ξ_{rx} происходит отражение пакета ВГВ назад, к источнику их генерации. Отметим, что для $q_y \leq 1$ и малых значений волнового числа q_x величина скорости u_{rx} велика.

Слои вертикального отражения пакета ВГВ встречным ветром z_{rz} соответствуют условию $v_{gz} = 0$, т.е. $q_z(z) = 0$. На этом вертикальном уровне имеем $p(z_{rz}) = q_h / 5$. Следовательно, $\varepsilon = 5 \mu(\xi_{rz}) + [q_x u(\xi_{rz}) / 20]$. Вводя функцию $u_{rz}(\xi) \equiv 20 [\varepsilon - 5 \mu(\xi)] / q_x$, находим, что слои вертикального отражения ВГВ фоновой ветровой структурой z_{rz} определяются графически как точки пересечения ξ_{rz} кривой $u(\xi)$ с кривой $u_{rz}(\xi)$. Отметим, что выполняется условие $u_{rz}(\xi) < u_c$. В слоях ξ_{rz} происходит отражение пакета ВГВ вниз. Следовательно, аналогично критическим уровням ξ_c эти слои также препятствуют прохождению ВГВ на ионосферные высоты. Наконец, из уравнений (10) вытекает, что по горизонтальному направлению y слоев отражения нет, но есть точки перегиба на кривой $u(\tau)$, определяемые условием $q_z(z) = 0$.

Обсудим теперь результаты численных расчетов взаимодействия пакетов ВГВ с крупномасштабными фоновыми температурно-ветровыми структурами.

Пусть пакет ВГВ распространяется вверх с уровня $z = 0$. Для профиля зонального ветра $U(z)$ возьмем аппроксимацию (2), (3) для средних широт ($0 < z < 90$ км). Вертикальный профиль частоты Вайсяля–Брента $N(z)$ описывается аппроксимацией (4), (5). Систему уравнений (10) решаем с начальными условиями: $\tau = 0$, $z(0) = x(0) = y(0) = 0$, $q_z(0) = -2$ при различных значениях горизонтальных волновых чисел q_y , q_x . Для случаев выбора начальных значений вертикальной компоненты волнового вектора $q_z(0) = -8$, $q_z(0) = -4$, $q_z(0) = -2$ положения критических слоев z_c , слоев горизонтального отражения

z_{rx} и значения критической скорости ветра U_c приведены в табл. 1. В рассмотренных вариантах в области высот $z < 90$ км слои вертикального отражения z_{rz} отсутствуют, поскольку рассчитанные значения $U_{rz}(\xi)$ оказались меньше скорости зонального ветра $U(\xi)$. Так, например, для $q_z(0) = -2$, $q_y = 0.1$ получено $U_{rz}(\xi) < -162.46$ м/с.

Таблица 1. Значения критической скорости ветра, положение критических слоев и слоев горизонтального отражения при различных начальных значениях q_x и $q_z(0)$, q_y

Показатель	Начальное значение q_x												
	1	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1	0.08	0.06	0.04
$q_z(0) = -8, q_y = 1$													
z_c , км	0.76 19.02 86.80	0.69 19.02 86.8	0.87 18.81 86.83	0.8 18.89 86.87	0.87 18.89 86.87	0.91 18.75 86.97	1.08 18.55 87.07	1.53 18.03 87.47	2.1 17.38 87.85	4.32 15.21 89.16	6.03 13.75 89.79	–	–
z_{rx} , км	20.28 85.91	20.28 85.91	20.13 86.02	20.13 86.02	20.13 86.02	19.85 86.17	19.92 86.17	19.85 86.24	19.64 86.31	19.71 86.34	19.78 86.27	19.64 86.27	19.71 86.27
U_c , м/с	1.813	1.916	2.052	2.235	2.492	2.867	3.452	4.462	6.537	12.88	16.08	21.41	32.08
$q_z(0) = -8, q_y = 0.5$													
z_c , км	0.53 19.22 86.62	0.53 19.16 86.62	0.53 19.22 86.69	0.65 19.02 86.8	0.76 19.09 86.8	0.69 19.02 86.73	0.8 18.89 86.9	0.87 18.89 86.87	1.15 18.49 87.14	2.02 17.44 87.91	2.06 16.92 88.19	3.63 15.99 88.73	6.09 13.6 89.73
z_{rx} , км	21.8 84.89	21.34 85.16	21.19 85.35	20.87 85.54	20.64 85.72	20.28 85.91	20.13 86.06	20.13 86.09	19.85 86.24	19.71 86.34	19.71 86.34	19.71 86.34	19.71 86.27
U_c , м/с	1.433	1.467	1.512	1.576	1.669	1.813	2.053	2.492	3.453	6.539	8.117	10.763	16.081
$q_z(0) = -8, q_y = 0.1$													
z_c , км	0.53 19.22 86.62	0.57 19.22 86.66	0.53 19.16 86.62	0.53 19.22 86.69	0.53 19.22 86.62	0.6 19.15 86.69	0.57 19.22 86.62	0.53 19.22 86.69	0.53 19.22 86.69	0.76 19.09 86.73	0.8 18.89 86.87	0.8 18.82 86.83	1.03 18.55 87.14
z_{rx} , км	30.51 80.64	31.51 80.26	31.95 80.09	32.6 79.71	32.93 79.59	31.95 79.96	29.11 81.11	24.99 83.22	22.05 84.85	20.2 85.98	20.13 86.09	20.13 86.02	19.92 86.17
U_c , м/с	1.288	1.29	1.292	1.295	1.3	1.308	1.322	1.352	1.434	1.814	2.053	2.493	3.453
$q_z(0) = -4, q_y = 1$													
z_c , км	1.12 18.55 87.12	1.29 18.37 87.25	1.39 18.25 87.37	1.40 18.24 87.30	1.49 18.07 87.43	1.77 17.77 87.66	2.27 17.23 87.99	2.8 16.63 88.3	4.33 15.14 89.17	–	–	–	–
z_{rx} , км	20.97 85.44	20.72 85.6	20.59 85.74	20.51 85.84	20.31 85.98	20.18 85.88	20.11 86.08	19.92 86.12	19.91 86.18	19.74 86.31	19.76 86.27	19.78 86.22	19.56 86.49
U_c , м/с	3.62	3.83	4.098	4.46	4.98	5.73	6.89	8.91	13.06	25.74	32.12	42.77	64.09
$q_z(0) = -4, q_y = 0.5$													
z_c , км	0.97 18.67 87.03	0.97 18.67 87.03	0.97 18.67 87.03	0.97 18.67 87.08	1.12 18.55 87.14	1.18 18.55 87.14	1.34 18.18 87.39	1.55 18.07 87.48	2.16 17.29 87.96	4.43 15.19 89.12	6.08 13.69 89.76	–	–
z_{rx} , км	24.45 83.50	23.45 83.92	22.69 84.39	22.18 84.75	21.5 85.1	20.93 85.40	20.67 85.70	20.26 85.94	20.06 86.08	19.86 86.12	19.78 86.22	19.78 86.26	19.78 86.22
U_c , м/с	2.86	2.93	3.02	3.15	3.34	3.62	4.10	4.98	6.90	13.07	16.23	21.52	32.15
$q_z(0) = -4, q_y = 0.1$													
z_c , км	0.92 18.85 86.96	0.87 18.85 86.96	0.87 18.85 86.90	0.87 18.78 86.96	0.87 18.73 86.96	0.87 18.85 86.96	0.87 18.85 86.96	0.92 18.85 86.90	0.97 18.68 87.03	1.18 18.43 87.18	1.44 18.24 87.34	1.49 18 87.45	2.16 17.29 87.03
z_{rx} , км	34.71 79.42	35.24 79.02	36.41 78.43	37.88 77.76	39.21 77.32	40.26 77.25	37.6 77.44	31.25 79.93	24.85 83.24	20.97 85.44	20.59 85.64	20.31 85.88	20.06 86.02
U_c , м/с	2.57	2.578	2.58	2.59	2.6	2.61	2.64	2.7	2.87	3.63	4.11	4.98	6.91

Таблица 1 (окончание)

Показатель	Начальное значение q_x												
	1	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1	0.08	0.06	0.04
$q_z(0) = -2, q_y = 1$													
z_c , км	2.22 17.23 87.93	2.33 17.06 88.02	2.5 17 88.19	2.86 16.58 88.36	3.17 16.4 88.55	3.9 15.66 88.85	4.82 14.86 89.34	7.07 13.06 90	–	–	–	–	–
z_{rx} , км	22.65 84.39	22.08 84.75	21.63 85	21.41 85.25	20.97 85.5	20.85 85.6	20.47 85.84	20.33 85.98	20.11 86.08	19.83 86.22	19.82 86.26	19.82 86.34	19.63 86.42
U_c , м/с	7.18	7.6	8.14	8.88	9.9	11.4	13.73	17.76	26.02	51.29	64.07	85.23	127.7
$q_z(0) = -2, q_y = 0.5$													
z_c , км	1.7 17.82 87.56	1.84 17.66 87.72	1.8 17.66 87.72	2 17.51 87.74	2.04 17.45 87.87	2.27 17.29 87.93	2.68 16.81 88.22	3.12 16.40 88.50	4.79 14.82 89.33	–	–	–	–
z_{rx} , км	28.53 81.45	27.68 81.72	26.46 82.57	24.91 83.07	23.85 83.81	22.56 84.49	21.76 85.00	20.93 85.50	20.47 85.78	20.06 86.04	19.98 86.18	19.98 86.12	19.96 86.22
U_c , м/с	5.7	5.838	6.023	6.281	6.657	7.237	8.195	9.954	13.793	20.689	32.428	43.001	62.248
$q_z(0) = -2, q_y = 0.1$													
z_c , км	1.6 17.89 87.6	1.66 17.89 87.52	1.71 17.89 87.57	1.71 17.89 87.57	1.66 17.83 87.52	1.71 17.89 87.60	1.71 17.89 87.60	1.66 17.89 87.52	1.77 17.72 87.64	2.16 17.29 87.99	2.68 16.76 88.27	3.17 16.40 88.52	4.79 14.82 89.35
z_{rx} , км	37.43 78.13	39.98 77.44	41.11 76.73	43.90 75.73	46.14 74.49	48.41 73.14	49.12 72.08	45.21 74.25	31.26 79.93	22.69 84.49	21.76 84.94	20.97 85.44	20.51 85.78
U_c , м/с	5.13	5.14	5.163	5.169	5.191	5.225	5.283	5.405	5.734	7.254	8.211	9.97	13.812

Для $q_z(0) = -8, q_y = 1$ при выборе $q_x > 0.06$ в диапазоне высот $z < 90$ км имеются три критических слоя и два слоя горизонтального отражения ВГВ. В зависимости от величины q_x положение нижнего критического слоя меняется в области высот $0.69 < z_{c1} < 6.03$ км, средний критический слой находится на высотах $13.7 < z_{c2} < 19$ км, высота верхнего критического слоя варьируется в области $86.8 < z_{c3} < 89.8$ км. Для $q_x \leq 0.06$, т.е. при длинах волн $\lambda_x \geq 523.3$ км, критических слоев нет, и ВГВ проходит от земной поверхности до высот $z > 90$ км. Горизонтальное смещение ВГВ определяется двумя слоями горизонтального отражения z_{rx} . Их высотные расположения варьируются в областях $19.6 < z_{rx1} < 20.3$ км и $85.9 < z_{rx2} < 86.3$ км в зависимости от величины q_x .

Для $q_z(0) = -8, q_y = 0.5$ критические слои отсутствуют при $q_x < 0.04$, а для $q_z(0) = -8, q_y = 0.1$ слоев z_c нет при $q_x \leq 0.006$, т.е. для длин волн $\lambda_x \geq 5233$ км. Отметим также, что для $q_z(0) = -2, q_y = 1$ критические слои в рассматриваемом диапазоне высот $z \leq 90$ км отсутствуют при выборе $q_x \leq 0.2$, т.е. для длин волн $\lambda_x \geq 157$ км реализуется прохождение ВГВ от земной поверхности на высоты $z > 90$ км. Для $q_z(0) = -2, q_y = 0.1$ критические слои отсутствуют при $q_x \leq 0.02$. Как видим, картина расположения слоев существенно меняется при изменении исходных параметров задачи.

В целях наглядности графики скоростей $U(z), U_c, U_{rz}(z), U_{rx}(z)$ показаны на рис. 3, а для варианта $q_z(0) = -2, q_y = 1, q_x = 1$, когда в области высот $z \leq 90$ км имеются три критических слоя и два слоя горизонтального отражения, положение которых определяется пересечением кривых $U_c, U_{rz}(z), U_{rx}(z)$ с графиком $U(z)$. Случай выбора параметров $q_z(0) = -2, q_y = 1, q_x = 0.2$, когда в области высот $z \leq 90$ км нет критических слоев, но имеются два слоя горизонтального отражения ВГВ $z_{rx1} = 20.04$ км и $z_{rx2} = 86.1$ км, представлен на рис. 3, б. Кривая $U_{rz}(\xi)$ на рис. 3, б не приведена, поскольку $U_{rz}(\xi) < -230.47$ м/с. В данном варианте возможно прохождение ВГВ от земной поверхности до ионосферных высот.

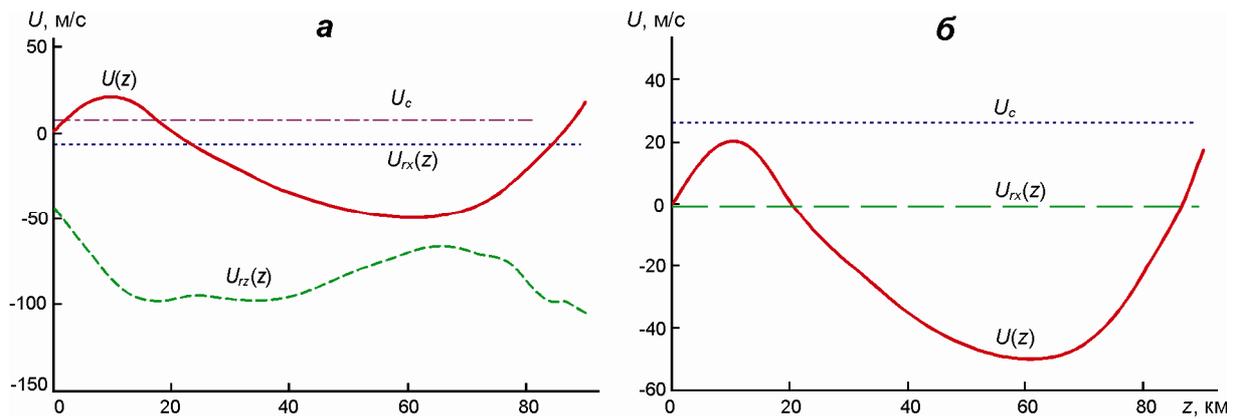


Рис. 3. Графики скоростей $U(z)$, $U_{rx}(z)$, U_c , $U_{rz}(z)$ для $z(0) = x(0) = y(0) = 0$: $q_z(0) = -2$, $q_y = q_x = 1$ (а) и $q_z(0) = -2$, $q_y = 1$, $q_x = 0.2$ (б)

Приведем результаты расчета на основе уравнений (10) и интеграла движения (11) траектории ВГВ при прохождении с уровня $z = 0$ до ионосферных высот в отсутствие критических слоев. На рис. 4, а показан график зависимости высоты z (в км) от безразмерного времени τ для случая $q_z(0) = -2$, $q_y = 0.5$, $q_x = 0.02$. Время достижения ВГВ высоты 90 км составило $\tau(90 \text{ км}) \approx 2057$, т.е. 5.9 сут. Распространение ВГВ вверх было достаточно медленным ввиду большой величины компоненты волнового вектора k_z . Траектория ВГВ в плоскости (x, z) показана на рис. 4, б.

Как видим, имеются два слоя горизонтального (вдоль оси x) отражения на высотах $z_1 \approx 20.2$ км ($x_1 \approx 2408$ км) и $z_2 \approx 86.6$ км ($x_2 \approx -6250$ км). Таким образом, вначале ВГВ, распространяясь на восток (в положительном направлении оси x), отражается в окрестности $x_1 \approx 2408$ км, $z_1 \approx 20.2$ км назад к источнику ее возбуждения и проходит над ним на высоте порядка 40 км до следующего горизонтального отражения на высоте z_2 , сместившись при этом от источника возбуждения на запад на расстояние 6250 км. По оси y смещение ВГВ монотонно возрастает с увеличением времени τ : при достижении ВГВ высоты 90 км оно составило 2869.6 км.

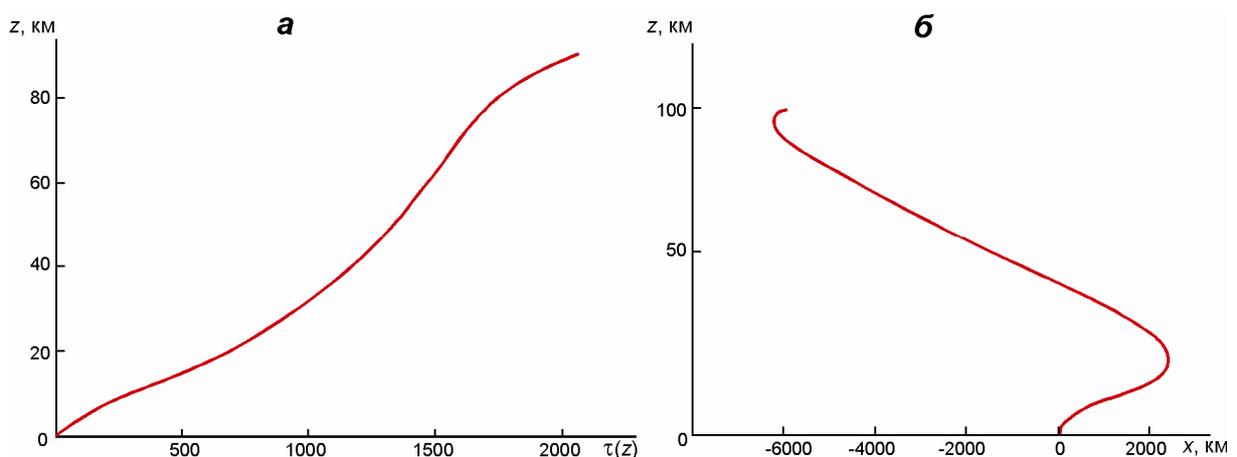


Рис. 4. Графики времени τ , необходимого для прохождения ВГВ снизу на высоту z (а) и траектория луча ВГВ на плоскости (x, z) (б) в случае $q_z(0) = -2$, $q_y = 1$, $q_x = 0.2$

Отметим весьма большую величину горизонтального смещения ВГВ вдоль ветрового потока. Кроме того, для больших значений $q_z(0)$ время прохождения ВГВ вверх и горизонтальное смещение значительно увеличиваются. Так, для варианта $q_z(0) = -4$, $q_y = 0.5$, $q_x = 0.02$ время достижения ВГВ высоты 90 км составило $\tau(90 \text{ км}) \approx 7923$, т.е. 22.9 сут, горизонтальное отражение происходило на высотах $z_3 \approx 21.4$ км ($x_3 \approx 13\,356$ км) и $z_4 \approx 85.9$ км ($x_4 \approx -10\,192$ км). Очевидно, что при таких вариантах параметров задачи необходимо учитывать влияние малой диссипации, горизонтальных неоднородностей и нестационарности фоновой обстановки на характеристики распространения ВГВ вверх.

Рассмотрим случай, когда вблизи земной поверхности ВГВ распространяется в сторону отрицательных x . Соответственно частота волны определяется выражением $\omega = k_x U - N k_h / k$. При этом вместо формул (10), (11) используем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \omega(k, r) &= k_x U(z) - N k_h / k, \quad \varepsilon \equiv (q_x u / 20) - \mu q_h / p, \\ d\xi / d\tau &= (\mu q_h q_z) / p^3, \quad p = [q_z^2 + (q_h / 5)^2]^{1/2}, \\ d\eta / d\tau &= (u(\xi) / 20) - (\mu q_z^2 q_x) / (p^3 q_h), \\ d\zeta / d\tau &= -(\mu q_z^2 q_y) / (p^3 q_h), \\ dq_z / d\tau &= -(q_x / 20) (du / d\xi) + (q_h / p) (d\mu / d\xi), \end{aligned} \quad (14)$$

где $q_z > 0$. Как и ранее, критическая скорость потока равна $u_c = 20\varepsilon / q_x$. С учетом (14) слой вертикального отражения ВГВ находится из условия $u(\xi) = u_{rc}(\xi) \equiv 20[\varepsilon + 5\mu(\xi)] / q_x$. Положение слоев горизонтального отражения ВГВ определяется условием $u(\xi) = u_{rx}(\xi)$, где для функции $u_{rx}(\xi)$ имеем формулу

$$u_{rx}(\xi) \equiv 20[\varepsilon + S_3(\xi) - S_4(\xi)] / q_x. \quad (15)$$

Здесь введены обозначения

$$S_3(\xi) = [W(\xi) + 0.5 b(\xi)]^{1/3}, \quad S_4(\xi) = [W(\xi) - 0.5 b(\xi)]^{1/3}, \quad W(\xi) = \{[a(\xi) / 3]^3 + [b(\xi) / 2]^2\}^{1/2},$$

а функции $a(\xi)$, $b(\xi)$ заданы выше. Результаты расчетов положения критических слоев для варианта $q_z(0) = 2$, $q_y = 0.2$ и различных q_x представлены в табл. 2. Критических слоев нет при $q_x \leq 0.02$. В случае $q_z(0) = 2$, $q_y = 0.8$ или $q_z(0) = 4$, $q_y = 0.8$ критические слои отсутствуют при $q_x \leq 0.08$ и $q_x \leq 0.04$ соответственно. Перед исчезновением критические слои сливаются. Так, в случае, приведенном в табл. 2, имеем $z_{c1} = z_{c2} \approx 61.64$ км при $q_x \approx 0.021$, что соответствует горизонтальной длине волны ВГВ $\lambda_x \approx 1495$ км. Следовательно, в этом варианте выбора параметров прохождение ВГВ на высоты более 90 км реализуется при длинах волн $\lambda_x > 1495$ км.

Таблица 2. Положение критических слоев и слоев горизонтального отражения при $q_z(0) = 2$, $q_y = 0.2$

Показатель	Начальное значение q_x												
	1	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1	0.05	0.03	0.01
z_c , км	22.11 84.72	22.12 84.72	22.13 84.71	22.16 84.69	22.19 84.67	22.24 84.64	22.34 84.58	22.54 84.46	23.06 84.16	25.25 82.96	30.70 80.09	39.64 75.33	—
z_{rx} , км	—	—	—	—	—	—	—	4.3 15.23 89.12	1.99 17.50 87.80	0.74 18.98 86.80	0.33 19.52 86.43	0.19 19.72 86.29	19.90 86.17 84.16

В рассмотренных выше вариантах слоев вертикального отражения ВГВ z_{rz} в диапазоне высот $z < 90$ км не обнаружено. Нет их и при других значениях параметров $q_z(0)$, q_y , q_x . В частности, были просчитаны варианты выбора параметров: $q_z(0) = 4$, $q_y = q_x = 0.1$; $q_z(0) = 4$, $q_y = q_x = 0.05$; $q_z(0) = 2$, $q_y = q_x = 0.1$; $q_z(0) = 1$, $q_y = q_x = 0.1$. Таким образом, в случае распространения ВГВ от источника у земной поверхности в отрицательном направлении оси x , когда применимы формулы (14), (15), слои вертикального отражения отсутствуют, и прохождение волн вверх может ограничиваться только критическими слоями при горизонтальных длинах волн λ_x , λ_y выше некоторых пороговых значений.

Графики функций $u_{rz}(z)$, $u_{rx}(z)$, $u(z)$ и U_c представлены на рис. 5, а для варианта значений исходных параметров задачи $q_z(0) = 2$, $q_y = 0.2$, $q_x = 0.8$. В данном случае в диапазоне высот $z < 90$ км нет слоев вертикального и горизонтального отражений, но имеются два критических слоя на хорошо разделенных высотах $z_{c1} \approx 22.13$ км, $z_{c2} \approx 84.72$ км, которые блокируют прохождение ВГВ снизу вверх.

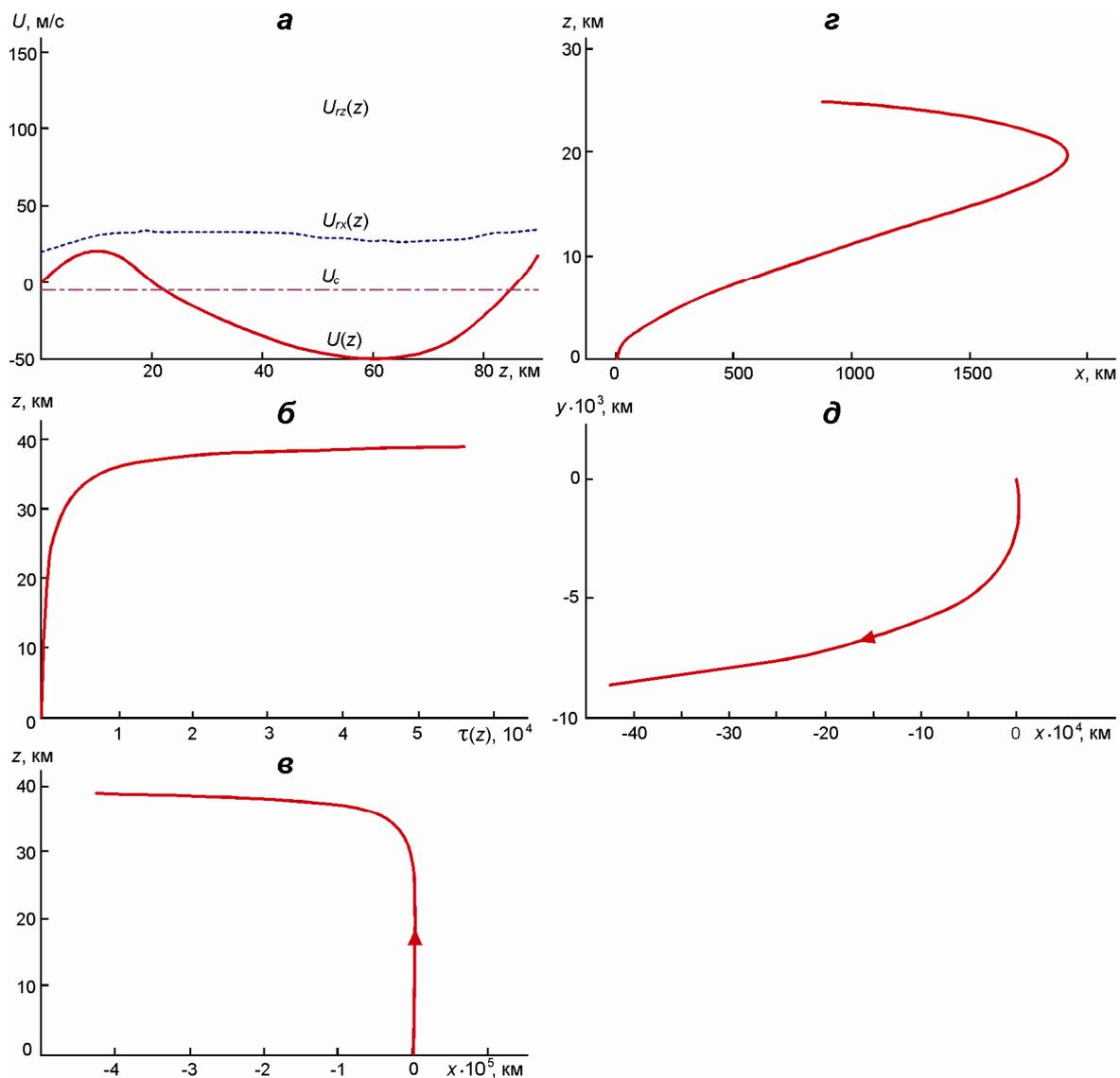


Рис. 5. Графики скоростей: $U(z)$, $U_{rx}(z)$, U_c , $U_{rz}(z)$ (а), времени τ , требующегося для прохождения ВГВ снизу на высоту z (б), траектория луча ВГВ для разных высот на плоскости (x, z) (в-д) для случая $z(0) = x(0) = y(0) = 0$, $q_z(0) = 2$, $q_y = 0.2$, $q_x = 0.03$

Обсудим динамику распространения ВГВ в случае $q_z(0) = 2$, $q_y = 0.2$, $q_x = 0.03$, когда величина критической скорости зонального ветра равна $U_c \approx -34.57$ м/с, а нижний критический слой находится на высоте $z_{c1} \approx 39.64$ км. Зависимость времени $\tau(z)$ прохождения ВГВ от земной поверхности на высоту z показана на рис. 5, б. Для высот z , находящихся вдали от критического слоя, время $\tau(z)$ сравнительно невелико: так, $\tau(15 \text{ км}) \approx 439.72$, $\tau(20 \text{ км}) \approx 720.3$. Однако по мере приближения к критическому слою $\tau(z)$ неограниченно возрастает: так, $\tau(30 \text{ км}) \approx 2656$, $\tau(36 \text{ км}) \approx 1.035 \cdot 10^4$, а вблизи критического слоя – $\tau(38.8 \text{ км}) \approx 5.626 \cdot 10^4$. На уровне $z = 38.8$ км для безразмерной вертикальной компоненты волнового вектора имеем $q_z(38.8) \approx 124.33$, что соответствует увеличению почти на два порядка по сравнению с начальным значением $q_z(0) = 2$.

Траектория луча ВГВ на плоскости (x, z) , представленная на рис. 5, в, демонстрирует сильное уменьшение компоненты групповой скорости v_{gz} на высотах $z > 30$ км. Отметим также наличие слоя горизонтального отражения $z_{rx1} \approx 19.714$, при достижении которого ВГВ смещается от источника на восток на расстояние $x \approx 1914$ км, а затем распространяется на запад. Более наглядно это видно из графика, приведенного на рис. 5, г. Далее согласно рис. 5, д, где дана траектория луча ВГВ на плоскости (x, y) , одновременно с замедлением движения по вертикали происходит существенное уменьшение компоненты групповой скорости вдоль оси y . Эти эффекты обусловлены значительным (в принципе неограниченным) увеличением вертикальной компоненты волнового вектора q_z по мере приближения ВГВ к критическому слою.

Для варианта $q_z(0) = 2$, $q_y = 0.2$, $q_x = 0.02$ величина критической скорости зонального ветра достаточно велика – $U_c \approx -51.54$ м/с, – и потому в диапазоне высот $z < 90$ км критических слоев нет, но имеются два слоя горизонтального отражения $z_{rx1} \approx 19.81$ км ($x_1 \approx 2470$ км) и $z_{rx2} \approx 86.23$ км ($x_2 \approx -4869$ км). Поскольку между этими слоями ВГВ проходит область высот $z \approx 60$ км, где скорость зонального ветра близка к критической U_c , то интервал времени для этого прохождения оказался весьма велик $\delta\tau \approx 4.07 \cdot 10^5$. На высоте $z \approx 60$ км имеется пик вертикального волнового числа $q_z(60.235) \approx 76.325$, что свидетельствует о весьма сильном замедлении скорости распространения ВГВ в окрестности данной высоты.

Представляет интерес продолжение выполненного выше анализа для случая профиля зонального ветра над Индией $U(z)$, приведенного в работе [Devasia, Reddy, 1995] (см. рис. 2, б). Этот вариант характеризуется весьма большими вариациями скорости $U(z)$ с амплитудой $\delta U \sim 100$ м/с. Детальное исследование динамики распространения ВГВ через ветровые структуры в атмосфере в этой ситуации – тема дальнейших исследований.

Аналогичным образом может быть рассмотрено распространение ВГВ при других условиях фоновой обстановки (вертикальные профили горизонтального ветра и частоты Вайсяля–Брента). Следует отметить, что данная задача является многопараметрической, поэтому подробный анализ конкретных ситуаций требует проведения достаточно большого объема численных расчетов.

Обсуждение

Проведенные выше численные расчеты взаимодействия ВГВ с фоновыми ветровыми структурами в вертикально-неоднородной атмосфере показали следующее.

1. Для крупномасштабных ВГВ, когда горизонтальные длины волн составляют величину порядка десятков километров и более, имеются зависящие от исходных верти-

кальных профилей ветра $U(z)$ и частоты Вайсяля–Брента $N(z)$ диапазоны горизонтальных волновых чисел k_x, k_y , в которых наблюдается прохождение пакетов ВГВ из нижней тропосферы до ионосферных высот ($z > 80$ км).

2. Основным препятствием, ограничивающим прохождение ВГВ с частотой ω в ионосферу, является наличие в атмосфере критических слоев z_c , в которых скорость ветра $U(z)$ имеет критическое значение ω/k_x , а вертикальное волновое число $k_z(z)$ возрастает во много раз (при отсутствии диссипации его рост не ограничен). Это приводит к сильному замедлению скорости распространения ВГВ и поглощению волн даже при весьма слабой диссипации. Величина критической скорости U_c уменьшается при увеличении горизонтального волнового числа q_h , т.е. при уменьшении горизонтальной длины волны. Согласно расчетам для ВГВ с достаточно большой горизонтальной длиной волны критические слои отсутствуют.

3. При высоких скоростях зонального ветра прохождение ВГВ из тропосферы в ионосферу становится невозможным вследствие наличия слоев вертикального отражения z_{rz} , в которых вертикальная компонента волнового вектора $k_z(z_{rz})$ обращается в нуль. Для исследованных выше профилей $U(z), N(z)$ наиболее вероятным препятствием прохождению ВГВ в ионосферу оказалось возникновение критических слоев, причем часто на довольно низких высотах. Поскольку зональный ветер по высоте обычно имеет осциллирующую структуру скорости $U(z)$, непропускание волн на ионосферные высоты возможно для обоих направлений горизонтального распространения ВГВ: восток–запад и запад–восток.

4. Проведенные нами исследования показали, что в большинстве случаев выбора исходных параметров задачи для ВГВ возникают слои горизонтального отражения z_{rh} , которые сильно меняют величину горизонтального смещения ВГВ от источника их генерации при распространении в ионосферу. Возможны ситуации, когда над источником генерации ВГВ пакет может проходить несколько раз на различных высотах. Соответственно, возбуждаемые ВГВ ионосферные возмущения могут находиться как западнее, так и восточнее источника генерации этих волн, например мощного тропосферного вихря.

5. Выполненные расчеты подтвердили вывод предыдущей работы авторов настоящей статьи [Ерохин и др., 2007] о том, что в зависимости от ветровой структуры $U(z)$, высотного профиля частоты Вайсяля–Брента $N(z)$ и исходных данных волн горизонтальное смещение ВГВ при достижении ионосферных высот может меняться в весьма широких пределах – от сотен до многих тысяч километров. Время прохождения ВГВ вверх также меняется в широких пределах – от часов до нескольких суток и более в зависимости от параметров задачи. Указанные обстоятельства следует учитывать при планировании и проведении экспериментов по регистрации ионосферных откликов, создаваемых в ионосферной плазме проходящими из тропосферы крупномасштабными ВГВ, а также для корректной интерпретации данных наблюдений ионосферных откликов на тропосферные возмущения. Важно отметить, что согласно расчетам в атмосфере с ветровыми структурами могут существовать области весьма сильного замедления волнового пакета (малые групповые скорости v_{gz}), на прохождение которых затрачивается большая часть времени распространения до ионосферы. Одновременно будет резко возрастать горизонтальное смещение ионосферного отклика относительно области генерации ВГВ.

Из проведенных расчетов видно, что для целей прогнозирования условий передачи возмущений из тропосферы в ионосферу следует выполнять анализ задачи для конкретного региона с учетом возможных в нем высотных профилей зонального ветра $U(z)$, температуры атмосферы $T_0(z)$, а также их сезонной изменчивости. Из приведен-

ных, например, в работе [Черный и др., 2003], данных следует, что характерные горизонтальные масштабы атмосферных температурных полей на высотах $z \sim 15$ км достаточно велики и составляют 700–3000 км, т.е. на два–три порядка больше типичных вертикальных масштабов. Именно по этой причине в проведенных выше расчетах горизонтальные неоднородности температурно-ветровых структур не учитывались.

Заключение

Изложенное выше можно суммировать следующим образом.

1. Физически обоснована задача исследований ионосферных индикаторов и предвестников развития тропосферных крупномасштабных вихревых процессов. Указано, что возникновение ионосферных откликов мощных тропосферных вихревых структур, сейсмической активности определяется прохождением возбуждаемых в кризисных событиях внутренних гравитационных волн из тропосферы в ионосферу. Распространение ВГВ в ионосферу (в направлении резкого уменьшения плотности атмосферы) сопровождается значительным усилением волн по амплитуде, что может приводить также к различным нелинейным эффектам.

2. В рамках метода лучевых траекторий с использованием аналитических аппроксимаций экспериментальных данных для фонового ветра $U(z)$ и частоты Вьяйсяля–Брента $N(z)$ выполнены численные расчеты прохождения пакетов ВГВ из тропосферы до ионосферных высот. Изучены факторы, ограничивающие проникновение ВГВ в ионосферу, включая критические слои и слои вертикального отражения волн. Определены диапазоны горизонтальных волновых чисел (характерные горизонтальные длины волн порядка десятков и сотен километров), в которых возможно прохождение крупномасштабных ВГВ до ионосферных высот, а также характерные времена прохождения ВГВ ионосферы, его типичные горизонтальные смещения.

3. Обращено внимание на достаточно широкий диапазон изменения указанных характеристик при варьировании исходных параметров задачи, например характеристик пакета ВГВ, вертикальных профилей ветра и частоты Вьяйсяля–Брента и т.д. Из проведенного анализа следует, что возможны региональные особенности прохождения ВГВ в ионосферу, обусловленные локальной изменчивостью фоновых температурно-ветровых структур.

Полученные в ходе исследований данные могут быть использованы, в частности, при изучении ионосферных индикаторов и предвестников развития крупномасштабных кризисных процессов в атмосфере (включая спутниковые эксперименты) типа мощных крупномасштабных тропосферных вихрей, сейсмической активности, планировании экспериментов по мониторингу зон атмосферных природных катастроф.

Благодарности

Работа выполнена в рамках проекта «SEMER» программы F7 European Union, грант № 262005.

Литература

- Абурджания Г.Д. Самоорганизация акустико-гравитационных вихрей в ионосфере перед землетрясением // Физика плазмы. 1996. Т. 22, № 10. С. 954–959.
- Госсард Э.Э., Хук У.К. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.

- Ерохин Н.С., Шалимов С.Л.* Ионосферные эффекты, инициированные интенсивными атмосферными вихрями // Международная конференция МСС-04 «Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность» («Mode conversion, coherent structures and turbulence»): Сб. докл. М.: Изд-во УРСС, 2004. С. 426–434.
- Ерохин Н.С., Михайловская Л.А., Шалимов С.Л.* Прохождение крупномасштабных внутренних гравитационных волн через ветровые структуры в нижней и средней атмосфере на ионосферные высоты // Геофизические исследования. 2007. Вып. 7. С. 53–64.
- Ерохин Н.С., Некрасов А.К., Шалимов С.Л.* Коллапс внутренних гравитационных волн в двумерно-неоднородной атмосфере Ч. 1 // Геомагнетизм и аэрномия. 1994. Т. 34, № 6. С. 150–160.
- Иванов Ю.А., Морозов Е.Г.* Деформация внутренних гравитационных волн потоком с горизонтальным сдвигом скорости // Океанология. 1974. Т. 14, № 3. С. 135–141.
- Липеровский В.А., Похотелов О.А., Шалимов С.Л.* Ионосферные предвестники землетрясений. М.: Наука, 1992. 304 с.
- Миропольский Ю.З.* Динамика внутренних гравитационных волн в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 302 с.
- Перцев Н.Н., Шалимов С.Л.* Генерация атмосферных гравитационных волн в сейсмически активном регионе и их влияние на ионосферу // Геомагнетизм и аэрномия. 1996. Т. 36, № 2. С. 111–118.
- Степанянц Ю.А., Фабрикант А.Л.* Распространение волн в сдвиговых гидродинамических течениях // УФН. 1989. Т. 159, вып. 1. С. 83–123.
- Черный И.В., Чернявский Г.М., Успенский А.Б., Пегасов В.М.* СВЧ-радиометр МТВЗА спутника «Метеор-3М» № 1: Предварительные результаты летных испытаний // Исследование Земли из космоса. 2003. № 6. С. 1–15.
- Buhler O., McIntyre M.E.* On shear-generated gravity waves that reach the mesosphere. Pt. I: Wave generation // J. Atm. Sci. 1999. V. 56. P. 3749–3763.
- Devasia C.V., Reddy C.A.* Retrieval of east-west wind in the equatorial electrojet from local wind-generated electric field // J. Atm. Terr. Phys. 1995. V. 57, N 11. P. 1233–1239.
- Dhaka S.K., Murthy B.V.K., Nagpal O.P. et al.* A study of equatorial waves in the Indian zone // J. Atm. Terr. Phys. 1995. V. 57, N 11. P. 1189–1202.
- Kaladze T.D., Pokhotelov O.A., Shah H.A., Khan M.I., Stenflo L.* Acoustic-gravity waves in the Earth's ionosphere // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2008. V. 70. P. 1607–1616.
- Medvedev A.S., Gavrilov N.M.* The nonlinear mechanism of gravity waves generation by meteorological motions in the atmosphere // J. Atm. Terr. Phys. 1995. V. 57, N 11. P. 1221–1231.
- Turek R.S., Miller K.L., Roper R.G., Brosnahan J.W.* Mesospheric wind studies during AIDA Act'89: morphology and comparison of various techniques // J. Atm. Terr. Phys. 1995. V. 57, N 11. P. 1321–1344.

Сведения об авторах

ЕРОХИН Николай Сергеевич – доктор физико-математических наук, профессор, зав. отделом космогеофизики, Институт космических исследований РАН. 117997, г. Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32. Тел.: 8 (495) 333-41-00. E-mail: nerokhin@iki.rssi.ru

МИХАЙЛОВСКАЯ Людмила Анатольевна – кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник, Институт космических исследований РАН. 117997, г. Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32. Тел.: (495) 333-41-00. E-mail: nerokhin@mx.iki.rssi.ru

ШАЛИМОВ Сергей Львович – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123995, ГСП-5, г. Москва, Д-242, Б. Грузинская ул., д. 10, стр. 1. Тел.: 8 (499) 254-91-50. E-mail: pmsk7@mail.ru

ON CONDITIONS OF INTERNAL GRAVITY WAVES PASSAGE THROUGH TROPOSPHERE WIND STRUCTURES INTO THE IONOSPHERE

N.S. Erokhin¹, L.A. Mikhailovskaya¹, S.L. Shalimov^{1,2}

¹ Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

² Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Abstract. On the basis of ray tracing analysis the propagation of large scale internal gravity waves (IGW) from the troposphere through vertically inhomogeneous wind structures up to the ionospheric altitudes is considered. Using numerical calculations for the different choice of incoming parameters the specific behavior of ray trajectories caused by the presence of both critical layers and horizontal and vertical reflection is studied. It has been shown that large scale IGW's generated in the troposphere may propagate up to the ionosphere. The typical travel time of such an IGW passage has been determined, and a wide variety of this time depending on the incoming parameters has been revealed. The typical values of an IGW's horizontal displacement (from the point of the source) after their arrival to the ionosphere have been estimated.

Keywords: internal gravity waves, atmosphere, ionosphere, zonal winds, critical layer, ray trajectory.