

УДК 533.951

# ЛИНЕЙНЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ И ИНТЕНСИФИКАЦИИ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С НЕОДНОРОДНЫМ ЗОНАЛЬНЫМ ВЕТРОМ. 1. МОДЕЛЬ СРЕДЫ И ИСХОДНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ

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

*Институт прикладной математики им. И.Н. Векуа*

*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.

В работе изложено теоретическое исследование особенностей генерации и интенсификации внутренних гравитационных волновых структур в разных атмосферно-ионосферных областях, обусловленных присутствием зональных локальных неоднородных ветров (сдвиговых течений). Разъяснена модель среды и получена исходная замкнутая система уравнений для изучения как линейной, так и нелинейной динамики внутренних гравитационных волн (ВГВ) при их взаимодействии с геомагнитным полем в диссипативной ионосфере (как для  $D$ ,  $E$ , так и  $F$  областей).

DOI: 10.7868/S0016794013030024

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы заметно возрастает интерес к изучению свойств внутренних гравитационных волн (ВГВ), возникающих вследствие плотностного расслоения воздуха по вертикали, играющих важную роль в динамике как нижней, так и верхней атмосферы и ионосферы Земли и других планет. Повышенный интерес, в первую очередь, обусловлен пониманием того факта, что эти волны способны распространяться на многие сотни и тысячи километров от источника без существенного затухания. Распространяясь с групповой скоростью, ВГВ обеспечивают эффективный перенос энергии, тепла и импульса из тропосферы в верхнюю атмосферу (который превосходит даже энергию, поставляемую солнечным ветром), где оказывают влияние на тепловой и динамический режим [Francis, 1975; Kim and Mahrt, 1992; Nakamura et al., 1993; Rishbeth and Fukao, 1995; Fritts et al., 2006; Alexander et al., 2008; Necht et al., 2009; Alexander, 2010]. Последние численные эксперименты [Gavrilov and Fukao, 2001; Alexander and Rosenlof, 2003; Alexander et al., 2010] показали, что для адекватного описания изменения климата и циркуляции средней атмосферы обязателен учет ускорений фонового потока и притока тепла, создаваемых волнами (особенно ВГВ), распространяющимися из тропосферы.

В результате многочисленных теоретических и экспериментальных исследований установлено, что источниками ВГВ движений в атмосфере-

ионосфере могут быть: землетрясения [Липеровский и др., 1992; Hayakawa, 1999], извержения вулканов [Cheng and Huang, 1991], магнитные бури и морские штормы [Testud, 1970; Голицын и др., 1975], ураганы, тайфуны, торнадо [Kuester et al., 2008; Ming et al., 2010], солнечные затмения [Chimonas and Hines, 1971], струйные течения [Bertin, et al., 1978], терминатор [Бурмака и др., 2003], пролеты метеоров [Pokhotelov et al., 1995], запуски мощных ракет [Бурмака и др., 2003], полярная и экваториальная токовые системы [Chimonas and Hines, 1970], а также промышленные, военные и атомные взрывы большой мощности [Tolstoy and Herron, 1970; Дробжев и др., 1986; Shaefer et al., 1999].

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 ионосферного газа особенно сильно

выражены, могут значительно влиять на особенности распространения волновых структур. Следовательно, общая циркуляция в ионосфере должна иметь специфические особенности, отсутствующие в условиях тропосферы.

Впервые, по-видимому, стационарная задача о существовании в ионосфере волновых возмущений для случая прямолинейного равномерного течения среды (для крупномасштабных волн типа Россби) обсуждалась в работе Докучаева [1959]. Выявлено, что при теоретическом изучении и интерпретации динамики ветров выше 100 км необходимо учитывать возможные отклонения от геострофического ветра, связанные с действием электромагнитных сил. В дальнейшем появились и другие работы [Hines and Reddy, 1967; Абурджания и Хантадзе, 2002; Aburjania et al., 2005; Aburjania et al., 2006 и др.], в которых изучены нестационарные эволюции ветровых структур в проводящей ионосферной среде под влиянием пространственно-неоднородного геомагнитного поля.

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 замагнитненными волнами.

## 2. МОДЕЛЬ СРЕДЫ И ИСХОДНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ

Введем локальную систему декартовых координат  $x, y, z$  с осью  $x$ , направленной на восток, осью  $y$  — на север и осью  $z$  — по вертикали. Нас будут интересовать, низкочастотные волновые движения в ионосферной среде (состоящей из электронов, ионов и нейтральных частиц) с  $\omega \ll kc_s$  (где  $\omega$  и  $k$  — характерная частота и волновое число возмущений, соответственно;  $c_s = (\gamma P_0 / \rho_0)^{1/2}$  — скорость звука,  $\gamma = c_p / c_v$  — отношение удельных теплоемкостей,  $P_0$  — равновесное газо-кинетическое давление и  $\rho_0$  — равновесная плотность среды), имеющие горизонтальный пространственный масштаб  $L_h$  порядка 10 км, вертикальный масштаб  $L_v$ , намного меньший, чем приведенная высота нейтральной атмосферы  $H$  ( $L_v \ll H = d \ln \rho_0 dz = c_s^2 / (\gamma g)$ ) и временный масштаб  $\tau$  порядка, 5 мин  $\leq \tau < 3$  часа. Причем, динамические свойства такой среды и движения большей степенью опреде-

ляются нейтральной компонентой, поскольку выполняется условие  $N_{e,i} / N_n \ll 1$  (где  $N_e, N_i = N, N_n$  — концентрация электронов, ионов и нейтральной компоненты соответственно). Присутствие же заряженных частиц обуславливает электропроводность рассматриваемой среды и появление действия пондермоторной силы Ампера.

Для рассматриваемого класса возмущений эффективное магнитное число Рейнольдса является относительно малым  $R_{\text{eff}} \approx \mu_0 \sigma_{\text{eff}} V \cdot L \ll 1$  (где  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  м · кг · Кл<sup>-2</sup> — магнитная постоянная,  $\sigma_{\text{eff}}$  есть эффективное значение проводимости для ионосферы,  $V$  и  $L$  — характерные размеры скорости и возмущений соответственно), что достаточно хорошо выполняется почти вплоть до  $F$ -слоя ионосферы [Гершман, 1974; Докучаев, 1959; Kamide and Chian 2007]. Вследствие этого, для нижней ионосферы, можно пренебречь индуцированным магнитным полем  $\mathbf{b} \approx R_{\text{eff}} \mathbf{B}$  и возникающим при изменении  $\mathbf{b}$  вихревым электрическим полем  $E_v \sim R_{\text{eff}} (V \mathbf{B})$ . Следовательно, для рассматриваемого класса волновых возмущений магнитное поле можно считать заданным и равным внешнему, пространственно-неоднородному геомагнитному полю  $\mathbf{B}_0$  ( $\mathbf{B} = \mathbf{b} + \mathbf{B}_0 \approx \mathbf{B}_0, E_v \rightarrow 0$ ). Оно удовлетворяет уравнениям  $\text{div} \mathbf{B}_0 = 0, \text{rot} \mathbf{B}_0 = 0$ . В подобном безиндукционном приближении достаточно рассматривать лишь возникающие в среде токи  $\mathbf{j}$ , пренебрегая создаваемым ими магнитным полем. При этом, действие геомагнитного поля  $\mathbf{B}_0$  на индукционный ток  $\mathbf{j}$  в ионосферной плазме приводит к необходимости учитывать пондермоторную силу  $[\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0]$  в известных уравнениях динамики ионосферы (помимо сил: давления, Кориолиса и вязкого трения). Наличие этой силы и вызывает индукционное торможение (из-за педерсеновских токов) в ионосфере Земли, не менее значительно, чем вязкое торможение, особенно, в  $F$ -области [Гершман, 1974; Докучаев, 1959].

Исходя из вышесказанного, основные свойства внутренней гравитационной волны в ионосфере целесообразно рассматривать, взяв в качестве исходного уравнение для двумерного движения в плоскости  $(x, z)$  ( $\partial / \partial y = 0$ ; со скоростью  $\mathbf{V}(V_x, 0, V_z)$ ), в котором принято, что ускорение определяется ускорением свободного падения, градиентом давления, силами Кориолиса, объемным электродинамическим и вязкостным трением [Гершман, 1974; Докучаев, 1959; Госсард и Хук, 1978]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = \\ = -\frac{\nabla P}{\rho} + \mathbf{g} - 2[\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{V}] + \frac{1}{\rho} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0] + \nu \Delta \mathbf{V}. \end{aligned} \quad (1)$$

С целью исключения высокочастотной акустической моды, используем условие несжимаемости среды

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \quad (2)$$

Тогда в качестве уравнения для плотности среды  $\rho$  можно взять уравнение непрерывности в виде:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\rho = 0, \quad (3)$$

и уравнение состояния среды

$$\frac{\partial P}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)P = 0. \quad (4)$$

Здесь, как обычно,  $\rho = N_n M = \rho_0(z) + \rho'(x, z, t)$  – плотность;  $P = P_0(z) + P'(x, z, t)$  – давление;  $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$  – ускорение силы тяжести,  $\mathbf{e}_z$  – единичный вектор вдоль вертикали, т.е. вдоль оси  $z$ . Переменные с нулевым индексом означают параметры атмосферы в невозмущенном состоянии, а имеющие знак штрих – отклонение от этого среднего состояния (далее, для простоты штрих у величин опустим).  $M$  – масса иона или нейтральной частицы (молекулы),  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2$  – двумерный лапласиан. Пондермоторная сила  $[\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0]$  в значительной степени определяет специфику ионосферных движений [Abugjania et al., 2006]. Плотность индукционного тока  $\mathbf{j}$  определяется из обобщенного закона Ома для ионосферы [Гершман, 1974]:

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{d_{\parallel}} + \sigma_{\perp} \mathbf{E}_{d_{\perp}} + \frac{\sigma_H}{B_0} [\mathbf{B}_0 \times \mathbf{E}_d], \quad (5)$$

где параллельная проводимость (в направлении магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ )  $\sigma_{\parallel}$ , педерсеновская или поперечная проводимость (поперек  $\mathbf{B}_0$ )  $\sigma_P$  и проводимость Холла  $\sigma_H$  определяются следующими выражениями

$$\begin{aligned} \sigma_{\parallel} &= e^2 N \left( \frac{1}{m\nu_e} + \frac{1}{M\nu_{in}} \right), \\ \sigma_P &= e^2 N \left\{ \frac{\nu_e}{m(\nu_e^2 + \omega_{Be}^2)} + \frac{\nu_{in}}{M(\nu_{in}^2 + \omega_{Bi}^2)} \right\}, \\ \sigma_H &= e^2 N \left\{ \frac{\omega_{Be}}{m(\nu_e^2 + \omega_{Be}^2)} - \frac{\omega_{Bi}}{M(\nu_{in}^2 + \omega_{Bi}^2)} \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

$e$ ,  $m$ ,  $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{en}$ ,  $\omega_{Be} = eB_0/m$  – заряд, масса, частота столкновений электронов с ионами и нейтральными молекулами и циклотронная частота электронов,  $\nu_{in}$  и  $\omega_{Bi} = eB_0/M$  – соответствующие значения для ионов. Считая ионосферу с высокой степенью точности квазинейтральной, мы пренебрегли электростатической ( $\mathbf{E}_e = -\nabla\Phi$ ,  $\Phi$  – электростатический потенциал) и вихревой  $\mathbf{E}_v$  частя-

ми электрического поля. Таким образом, в уравнении (5) напряженность электрического поля при учете движения среды определяется только лишь динамо-полем [Гершман, 1974; Докучаев, 1959]

$$\mathbf{E}_d = [\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0]. \quad (7)$$

Геомагнитное поле считаем дипольным  $\mathbf{B}_0(B_{0x}, B_{0y}, B_{0z})$ , которое в выбранной системе координат имеет следующие компоненты [Докучаев, 1959]

$$B_{0x} = 0, \quad B_{0y} = -B_e \sin \theta', \quad B_{0z} = -2B_e \cos \theta', \quad (8)$$

где  $B_e \approx 3.5 \times 10^{-5}$  Тесла (Тл) – значение индукции геомагнитного поля на экваторе. При этом, полная индукция геомагнитного поля  $B_0 = B_e (1 + 3 \cos^2 \theta')^{1/2}$  и  $\theta' = \pi/2 - \varphi'$ ,  $\varphi'$  – геомагнитная широта. В этой же системе координат для компонент вектора угловой скорости вращения Земли  $\Omega_0(\Omega_{0x}, \Omega_{0y}, \Omega_{0z})$  можно записать

$$\Omega_{0x} = 0, \quad \Omega_{0y} = \Omega_0 \sin \theta, \quad \Omega_{0z} = \Omega_0 \cos \theta. \quad (9)$$

Далее предполагается, что географические  $\varphi$  и геомагнитные  $\varphi'$  широты совпадают ( $\varphi = \varphi'$ ,  $\theta = \theta'$ ) и возмущения располагаются возле широты  $\varphi_0 = \pi/2 - \theta_0$ .

Равновесная плотность среды стратифицирована действием гравитационных сил. Поэтому в термосфере равновесная плотность  $\rho_0$  меняется с высотой экспоненциально

$$\rho_0(z) = \rho(0) \exp\left(-\frac{z}{H}\right). \quad (10)$$

Для определенности будем рассматривать ионосферную  $E$ -область, которая расположена на высотах 80–150 км от поверхности Земли. В этом регионе равновесные параметры среды имеют следующую иерархию:  $\nu_e \approx \nu_{en}$ ;  $\omega_{Be}\omega_{Bi} \gg \nu_{in}\nu_{en}$  и  $\nu_{in} \gg \omega_{Bi}$ , которая дает возможность упростить выражение для индукционного тока (5). Причем, условие  $\nu_{in} \gg \omega_{Bi}$  означает, что ионы являются немагнитиченными и их скорость поперек геомагнитного поля совпадает со скоростью нейтралов [Abugjania et al., 2005], т.е. ионы полностью увлекаются ионосферными нейтральными ветрами. Однако электроны являются замагнитиченными,  $\omega_{Be} \gg \nu_{en}$ , и они заморожены в геомагнитное поле. В этом случае, холловская проводимость  $\sigma_H = en/B_0$ , педерсеновская проводимость подчиняется неравенству  $\sigma_P \approx \sigma_H \omega_{Bi}/\nu_{in} \ll \sigma_H$  [Abugjania et al., 2005]. Для численных оценок мы используем типичные значения параметров среды [Гершман, 1974; Гинзбург and Рухадзе 1975]:  $N/N_n \sim 10^{-8} - 10^{-6}$ ,  $\nu_{ei} \sim 10^3 \text{ c}^{-1}$ ,  $\nu_{en} \sim 10^4 \text{ c}^{-1}$ ,  $\nu_{in} = 10^3 \text{ c}^{-1}$ ,  $\nu_{en} \sim 10^4 \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_{Be} \sim 10^7 \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_{Bi} \sim 10^2 \text{ c}^{-1}$ ,  $\sigma_H \approx 3 \times 10^{-4} \text{ См/м}$  и  $\sigma_P \approx$

$\approx 10^{-4}$  См/м. В уравнении движения ионосферы (1) часть вклада силы Лоренца  $eNB_0/\rho_0$ , связанная с токами Холла и полный вклад силы Кориолиса  $2\Omega_0$  имеют одинаковый порядок  $\sim 10^{-4}$  с $^{-1}$ . Кроме этого учтем, что отношение  $N/\rho_0$  не зависит от вертикальной координаты  $z$  (высоты) [Гершман, 1974]. Причем, характерная частота ВГВ ( $\omega \sim 10^{-2}$  с $^{-1}$ ) существенно выше, чем частота Кориолиса и гироскопическая частота Холла. На основе этих оценок можно заключить, что вклады полной силы Кориолиса и части силы Лоренца, связанной с токами Холла, оказывают пренебрежимо малое воздействие на динамические свойства ВГВ. Однако педерсеновской проводимостью, обуславливающей индукционное затухание (особенно, в  $F$ -области), а также и вязкостное затухание пренебрегать нельзя, как бы малы они ни были. При исследовании динамики волновых возмущений в сдвиговом течении они важны как способ перераспределения энергии системы, обеспечивающей устойчивое самоподдержание нелинейных уединенных структур в среде.

Далее, уравнение движения можно еще более упростить, если учесть тот факт, что во внутренних гравитационных волнах возмущение плотности среды не превышает 3–4% [Госсард и Хук, 1978; Гилл, 1986]. Соответственно, отношения возмущенной плотности на невозмущенной имеет порядок  $\rho'/\rho_0 \sim (1 - 4) \times 10^{-2}$ . Исходя из вышесказанного, мы можем в исходном уравнении движения (1) пренебречь  $\rho'$  по сравнению с  $\rho_0(z)$  перед инерционным, Кориолисовым и вязкостным членами и, используя приближение Буссинеска, приходим к следующему уравнению движения:

$$\rho_0(z) \left( \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} \right) = -\nabla P + \rho \mathbf{g} - \sigma_p B_0^2 \left( \mathbf{V} - B_0 \frac{(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}_0)}{B_0^2} \right) + \rho_0(z) \nu \Delta \mathbf{V}. \quad (11)$$

Система уравнений (3), (4) и (11) представляет собой исходную замкнутую систему уравнений для изучения как линейной, так и нелинейной динамики ВГВ при их взаимодействии с геомагнитным полем в диссипативной ионосфере (как для  $D$ -,  $E$ -, так и  $F$ -областей).

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изложена теоретическая модель для исследования особенностей генерации и интенсификации внутренних гравитационных волновых структур в разных атмосферно-ионосферных областях, обусловленных присутствием зональных локальных неоднородных ветров. Получена исходная замкнутая система уравнений для изучения как линейной, так и нелинейной динамики

ВГВ при их взаимодействии с геомагнитным полем для  $D$ ,  $E$  и  $F$  областей диссипативной ионосферы. На основе аналитического решения и теоретического анализа полученной в данной работе системы динамических уравнений в следующей части этой работы будет показана возможность перекачки энергии сдвигового течения в энергию волновых возмущений, усиления волн и превращения энергии возмущений в тепло.

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).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Абурджания Г.Д., Хантадзе А.Г.* Крупномасштабные электромагнитные волновые структуры в  $E$ -области ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 2. С. 245–51. 2002.
- *Бурмака В.П., Костров Л.С., Черногор Л.Ф.* Статистические характеристики сигналов доплеровского ВЧ радара при зондировании средней ионосферы, возмущенной стартами ракет и солнечным терминатором // Радиофизика и радиоастрономия. Т. 8. № 2. С. 143–162. 2003.
- *Гершман Б.Н.* Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974.
- *Гилл А.* Динамика атмосферы и океана. Т. 1. М.: Мир, 1986.
- *Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А.* Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975.
- *Голицын Г.С., Романова Н.Н., Чунгузов Е.П.* О генерации внутренних волн в атмосфере морским волнением // Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана. Т. 12. С. 319–323. 1975.
- *Госсард Э., Хук У.* Волны в атмосфере, М.: Мир, 1978.
- *Докучаев В.П.* О влиянии магнитного поля Земли на ветры в ионосфере // Изв. АН СССР. Сер. Геофизическая. № 5. С. 783–787. 1959.
- *Дробжев В.И., Молотов Г.Ф., Рудина М.П. и др.* Отклик ионосферы на возмущения, инициированные промышленным взрывом // Ионосферные исследования. № 39. С. 61–71. 1986.
- *Липеровский В.А., Похотелов О.А., Шалимов С.А.* Ионосферные предвестники землетрясений. М.: Наука, 1992.
- *Aburjania G.D., Chargazia Kh.Z., Khantadze A.G., Kharshiladze O.A.* Mechanism of the planetary Rossby wave energy amplification and transformation in the ionosphere with an inhomogeneous zonal smooth shear wind // J. Geophys. Res. V. 111. A09304. Doi:10.1029/2005JA011567. 2006.
- *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.
- *Alexander M.J.* Gravity waves in the stratosphere. Chapter 5. In “The Stratosphere: Dynamics, Chemistry and

- Transport". L.M. Polvani, A. Sobel, D.W. Waugh (Eds.). Geophys. Monogr. Ser. Doi: 10. 1029/2009GM000887. 2010.
- Alexander M.J., Geller M., McLandress C. et al. Recent developments in gravity wave effects in climate models and global distribution of gravity wave momentum flux from observations and models. Q. J. R. Meteorol. Soc. V. 136. P. 1103–1124. 2010.
  - Alexander M.J., Gille J., Cavanaugh C. et al. Global estimates of gravity wave momentum flux from High Resolution Dynamics Limb Sounder observations // J. Geophys. Res. V. 113. D15S18. Doi:10.1029/2007JD008807. 2008.
  - Alexander M.J., Rosenlof K.H. Gravity wave forcing in the stratosphere: Observational constraints from the Upper Atmosphere Research Satellite and implications for parametrization in global models // J. Geophys. Res. V. 108. D19, 4597. Doi:10.1029/2003JD003373. 2003.
  - Bertin F., Testud J., Kerby L., Rees P. The meteorological jet stream as a source of medium scale gravity waves in the thermosphere: an experimental study // J. Atmos. Terr. Phys. V. 40 № 10/11. P. 1161–1183. 1978.
  - Cheng K., Huang Y.-N. Ionospheric disturbances observed during the period of Mount Pinatubo eruptions in June 1991 // J. Geophys. Res. V. 97. P. 16,995–17,004. 1991.
  - Chimonas G., Hines C.O. Atmospheric gravity waves launched by auroral currents // Planet. Space Sci. V. 18. № 4. P. 565–612. 1970.
  - Chimonas G., Hines C.O. Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse // J. Geophys. Res. V. 76. № 28. P. 703–705. 1971.
  - Francis S.H. Global propagation of atmospheric gravity waves: a review // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. V. 37. P. 1011–1054. 1975.
  - Fritts D.C., Janches D., Riggan D.M. et al. Gravity waves and momentum fluxes in the mesosphere and lower thermosphere using 430 MHz dual-beam measurements at Aresibo: 2. Frequency spectra, momentum fluxes, and variability // J. Geophys. Res. V. 111. D18108. Doi:10.1029/2005JD006883. 2006.
  - Gavrilov N.M., Fukao S. Hydrodynamic tropospheric wave sources and their role in gravity wave climatology of upper atmosphere from the MU radar observations // J. Atmos. Solar-Terr. Physics. V. 63. P. 931–943. 2001.
  - Hayakawa M. (Edit). Atmospheric and ionospheric electromagnetic phenomena associated with Earthquakes. Terra Sci. Tokyo, 1999.
  - 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., Reddy C.A. On the propagation of atmospheric gravity waves trough region of wind shear // J. Geophys. Res. V. 72. № 3. P. 1015–1034. 1967.
  - Kamide Y., Chian A. (Editors). Handbook of the solar-terrestrial environment. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2007.
  - Kim J., Mahrt L. Momentum transport by gravity waves // J. Atmos. Sci. V. 49. P. 735–748. 1992.
  - Kuester M.A., Alexander M.J., Ray E.A. A model study of gravity waves over Hurricane Humbert (2001) // J. Atmos. Sci. V. 65. P. 3231–3246. 2008.
  - Ming F.C., Chen Z., Roux F. Analysis of gravity-waves produced by intense tropical cyclones // Ann. Geophys. V. 28. P. 531–547. 2010.
  - Nakamura T., Tsuda T., Yamamoto M., Fukao S., Kato S. Characteristic of gravity waves in the mesosphere observed with the middle and upper atmosphere radar. 1. Momentum flux // J. Geophys. Res. V. 98. № B5. P. 8899–8910. 1993.
  - Pokhotelov O.A., Parrot M., Fedorov E.N. et al. Response of the ionosphere to natural and man-made acoustic sources // Ann. Geophys. V. 13. P. 1197–1210. 1995.
  - 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.
  - 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.
  - Testud J. Gravity wave generated during magnetic substorms // J. Atmos. Terr. Phys. V. 32. P. 1793–1805. 1970.
  - Tolstoy I., Herron T.J. Atmospheric gravity waves from nuclear explosions // J. Atmos. Sci. V. 27. P. 55–61. 1970.