

Нижегородский научно-исследовательский радиофизический
институт
Министерства общего и профессионального образования РФ

П р е п р и н т № 436

АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ
(о б з о р)

Гоигорьев Г.И.

Нижный Новгород, 1997

Григорьев Г.И.

АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ (ОБЗОР)

Препринт № 436. – Нижний Новгород: НИРФИ, 1997. – 45 с.

Изложена современная теория акустико-гравитационных волн малой амплитуды в атмосфере Земли. Основное внимание уделено распространению и излучению акустико-гравитационных волн различными источниками, рассмотрены также вопросы их диссипации, устойчивости и взаимодействия с ионосферной плазмой. Кратко обсуждаются основные методы регистрации волновых процессов в верхней атмосфере в диапазоне частот АГВ. Дано сопоставление экспериментальных данных об атмосферных неоднородностях и выводов теории.

Подписано в печать

Формат 60x84/16.

Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 3 усл. печ. л.

Заказ 5467. Тираж 50.

Отпечатано в НИРФИ

С о д е р ж а н и е

| | |
|---|----|
| В в е д е н и е | 3 |
| 1. Основные уравнения и граничные условия | 5 |
| 2. Вопросы устойчивости и диссипации акустико-гравитационных волн | 15 |
| 3. Механизмы генерации акустико-гравитационных волн | 18 |
| 4. Методы регистрации акустико-гравитационных волн | 24 |
| 5. Сравнение экспериментальных данных и теоретических расчетов | 27 |
| З а к л ю ч е н и е | 31 |
| Цитированная литература | 32 |

В в е д е н и е

Данный обзор посвящен, в основном, вопросам теоретических исследований акустико-гравитационных волн (АГВ) в земной атмосфере. Первые публикации на тему о влиянии стратификации и поля тяжести на волновые движения в атмосфере и океане появились в конце прошлого века (см. книгу Ламба [1]). Но только со второй половины XX столетия интерес к указанной тематике исследований сильно возрос, а число соответствующих публикаций с тех пор лавинообразно нарастает. Мартин [2] и Хайнс [3] были первыми, кто указал на важную роль АГВ для многих физических процессов в атмосфере.

В настоящее время основные характеристики АГВ основательно изучены и подробно изложены в серии книг [4-9] и обзоров [10-24].

Однако до сих пор интерес к рассматриваемой проблеме не ослабел. Совершенствуются традиционные методы наблюдений за состоянием атмосферы, разрабатываются новые комплексы аппаратных средств и методик измерений, усложняются модели среды при теоретических расчетах ее волновых характеристик, улучшаются алгоритмы и программы численных расчетов, рассматриваются не решенные ранее вопросы, ставятся новые задачи для учета нелинейных эффектов при излучении и распространении АГВ.

В настоящее время напечно установленным является факт существенного влияния АГВ на распространение в атмосфере электромагнитных волн в широком диапазоне частот от КВ-УКВ до ОНЧ (вариации амплитуды и фазы полей, углов прихода сигнала, доплеровский сдвиг частоты и т.п.) [16,25,26]. Другой причиной важности исследований по указанной тематике, с точки зрения их практического использования, является то обстоятельство, что потоки энергии и импульса, переносимые АГВ из нижних областей атмосферы в верхние, сравнимы (а иногда, видимо, превосходят) с теми, которые поступают от солнечного излучения или других источников [13,27-30]. В связи с этим необходимо учитывать АГВ как при расчетах облей циркуляции в атмосфере, так и при определении динамики локализованных областей (и в частности в метеопрогнозах).

Обзор содержит пять разделов. В первых трех изложены основные результаты теоретических исследований АГВ в атмосфере. В двух других кратко обсуждаются методы их диагностики и сопоставляются характеристики АГВ, полученные из данных измерений, с рассчитанными.

Приходится с сожалением констатировать, что в представленном обзоре не все работы, относящиеся к его теме, нашли в нем отражение. Этому две причины. Во-первых, материал очень обширен (см. библиографические указатели [31,32]). Во-вторых, часть работ, особенно опубликованных в последние годы, стала недоступной автору ввиду неполучения библиотеками НИРОИ и ИФРАН многих научных журналов и книг.

I. Основные уравнения и граничные условия

При анализе условий распространения и механизмов генерации АГВ исходной является система уравнений гидродинамики с источниками массы Q , силы \vec{f} и энергии q' [24]:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} + \nabla p - \rho \vec{g} = \vec{f} \quad (1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{u} = Q, \quad (2)$$

$$\frac{dp}{dt} - c^2 \frac{d\rho}{dt} = (\gamma - 1) q' = q, \quad (3)$$

в которой ρ - плотность, p - давление, \vec{u} - скорость, $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{u} \nabla)$, $c^2 = \gamma p / \rho$ - квадрат адиабатической скорости звука, γ - отношение теплоемкостей, \vec{g} - ускорение силы тяжести. Когда отклонение параметров среды от их равновесных значений мало ($\rho = \rho_0 + \rho'$, $p = p_0 + p'$, $\rho' \ll \rho_0$, $p' \ll p_0$ и т.д.), а регулярный ветер $\vec{u} = \vec{u}_0$ отсутствует, систему уравнений (1) - (3) можно линеаризовать и записать в виде:

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla p' + \rho' \vec{g} = \vec{f}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \rho_0 + \rho_0 \operatorname{div} \vec{u} = Q, \quad (5)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) p_0 - c^2 \left[\frac{\partial \rho'}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \rho_0 \right] = q. \quad (6)$$

Закон сохранения энергии в линейных задачах гидродинамики на основе (4) - (6) можно представить в виде [33]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \left[\frac{\rho_0 u^2}{2} + \frac{p'^2}{2\rho_0 c^2} + \frac{(\rho' - c^2 \rho')^2}{2(\gamma - 1)\rho_0 c^2} \right] d^3 \vec{r} + \oint_S (\rho' \vec{u}) dS = \int_V \left[(\vec{f} \vec{u}) + \frac{pQ}{\rho_0} + \frac{(\gamma \rho' - c^2 \rho') q}{\rho_0 c^2} \right] d^3 \vec{r}. \quad (7)$$

Объем интегрирования V в (7) ограничен поверхностью S .

Равновесные давление $p_0(z)$ и плотность $\rho_0(z)$ определяются прежде всего распределением температуры $T_0(z)$, и в том случае, когда $T_0(z) = \text{const}$, имеют место простые формулы $p_0(z), \rho_0(z) \sim \exp(-z/H)$, где $H = \alpha T_0 / mg$ - высота однородной атмосферы (α - постоянная Больцмана, m - масса частицы). Если же температура T_0 меняется с высотой z , $p_0(z)$ и $\rho_0(z)$ падают следующими соотношениями:

$$p_0(z) = p_s \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{H}\right),$$

$$\rho_0(z) = \frac{\rho_s T_s}{T_0(z)} \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{H}\right),$$

где p_s , ρ_s и T_s - давление, плотность и температура на уровне $z = 0$.

Для анализа систему уравнений (4) - (6) обычно преобразуют к одному для какой-либо из искоемых величин. Например, для вертикальной компоненты скорости w в декартовой системе координат (x, y, z) при $f = 0$ имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 w}{\partial t^4} + \gamma g \frac{\partial^3 w}{\partial t^2 \partial z} - c^2 \Delta \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - c^2 \omega_g^2 \Delta_{\perp} w = \\ = \frac{1}{\rho_0} \left(g Q - \frac{\partial^3 F}{\partial t^2 \partial z} - g \Delta_{\perp} F \right), \end{aligned} \quad (8)$$

где $F = g + c^2 Q$, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \Delta_{\perp}$, $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, $\omega_g = (\gamma - 1)^{1/2} g / c$ - частота Бранта-Вяйсяля. Существенным является то обстоятельство, что левая часть уравнения (8) содержит член с первой производной по координате z . Следствием этого является экспоненциальная зависимость решений уравнения (8) от вертикальной координаты z : $w \approx \exp(z/2H)$. Аналогичные уравнения для давления p и плотности ρ [24] включают $\frac{\partial^3 p}{\partial t^2 \partial z}$ или $\frac{\partial^3 \rho}{\partial t^2 \partial z}$ с другим знаком, поэтому $p, \rho \sim \exp(-z/2H)$.

Если решение (8) получено, то другие физические характеристики полей можно получить с помощью поляризационных соотноше-

ний, которые для $w \sim \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y)$ записываются в виде [15, 34]:

$$u = \frac{k_x (c^2 dw/dz - gw)}{i(\omega^2 - c^2 k^2)},$$

$$v = \frac{k_y (c^2 dw/dz - gw)}{i(\omega^2 - c^2 k^2)}, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2,$$

$$p = \frac{\omega \rho_0 (c^2 dw/dz - gw)}{i(\omega^2 - c^2 k^2)}, \quad (9)$$

$$\rho = \frac{\omega \rho_0 dw/dz}{i(\omega^2 - c^2 k^2)} + \frac{w d\rho_0}{i\omega dz} - \frac{gk^2 \rho_0 w}{i\omega(\omega^2 - c^2 k^2)}.$$

Для анализа условий возбуждения и распространения АГВ при наличии ограничивающих поверхностей или границ раздела между различными средами исходную систему уравнений (4) – (6) необходимо дополнить граничными условиями⁺). Динамические и кинематические условия на непроницаемых границах сводятся к непрерывности полного давления $p - \rho_0 g \zeta$ и вертикального смещения ζ [37]:

$$p_1 - \rho_{01} g \zeta_1 = p_2 - \rho_{02} g \zeta_2, \quad \zeta_1 = \zeta_2, \quad (10)$$

а также равенству частот $\omega_1 = \omega_2$ и горизонтальных составляющих волновых векторов $k_{x1} = k_{x2}$. Если какая-либо из границ фиксированная и жесткая (например, поверхность Земли), то нормальные к ней смещение ζ_n и скорость u_n должны равняться нулю.

Дисперсионные соотношения [3, 12]. Уравнение для потенциала $\psi = p \exp(z/2H)$, вытекающее из системы (1) – (3) в предположении $T_0(z) = \text{const}$, приведено в [24]:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^4 \psi}{\partial t^4} - \left(\Delta - \frac{1}{4H^2} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \omega_g^2 \Delta \psi = F_1, \quad (11)$$

⁺) Граничное условие используют также при численном анализе распространения АГВ, когда реальную среду представляют совокупностью слоев с постоянной или линейно изменяющейся температурой [35, 36].

$$F_1 = \exp\left(-\frac{z}{2H}\right) \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_g^2 \right) \left(\frac{\partial Q}{\partial t} - \operatorname{div} \vec{f} \right) + \right. \\ \left. + \omega_g^2 \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{g} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) f_z + \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - g \frac{\partial}{\partial z} \right) \frac{\partial q}{\partial t} \right].$$

В безграничной изотермической среде, используя Фурье-преобразование, из уравнения (II) получаем интегральное представление

$$\psi = \int \frac{F_1(\vec{k}, \omega)}{D(\vec{k}, \omega)} \exp(i\vec{k}\vec{R} - i\omega t) d\vec{k} d\omega, \quad (I2)$$

$$F_1(\vec{k}, \omega) = (2\pi)^{-4} \int F_1(\vec{R}, t) \exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{R}) dt d\vec{R}.$$

Как следует из формул (II), (I2), источники массы, импульса и энергии дают аддитивный вклад в поля излучения. Поэтому, анализируя поля излучения, для простоты можно рассматривать какой-либо один из них.

Подынтегральное выражение в формуле (I2) содержит дисперсионное уравнение для АГВ:

$$D(\vec{k}, \omega) = \frac{\omega^4}{c^2} - \omega^2(k^2 + k_z^2) + \omega_g^2(k_x^2 + k_y^2); \quad (I3)$$

где $k_z^2 = 1/4H^2$. Уравнение (I3), разрешенное относительно частоты ω , дает два значения ω^2 , одно из которых характеризует быстрые акустические волны при $\omega \geq \omega_A = ck_z$, другое описывает внутренние гравитационные волны при $\omega \leq \omega_g$. При условии $kH \gg 1$ корнями (I3) являются

$$\omega_1^2 \approx c^2(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 + k_z^2), \\ \omega_2^2 \approx \omega_g^2(k_x^2 + k_y^2)(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 + k_z^2)^{-1}. \quad (I4)$$

Исчерпывающий анализ дисперсионных характеристик АГВ проведен в работах [3, 8, 10, 12, 38, 39].

На больших расстояниях от локализованных источников при $k_s R \gg 1$ (определение k_s дано ниже, см. (I7)) поля излучения во многом определяются дисперсионными свойствами среды и некоторые их характеристики могут быть получены из анализа кинематических соотношений, базирующихся на формуле (I3).

Пользуясь определением групповой скорости $\vec{v}_{gp} = d\omega/d\vec{k}$ и вводя углы ϑ и φ , с помощью соотношений

$$\begin{aligned} v_{gp,x} &= v_{gp} \sin \vartheta \cos \varphi \\ v_{gp,y} &= v_{gp} \sin \vartheta \sin \varphi \\ v_{gp,z} &= v_{gp} \cos \vartheta \end{aligned} \quad (15)$$

из дисперсионного уравнения (13) находим:

$$\begin{aligned} v_{gp,x} &= 2c^2 k_x (\omega^2 - \omega_g^2) \left(\frac{\partial D}{\partial \omega} \right)^{-1}, \\ v_{gp,y} &= 2c^2 k_y (\omega - \omega_g^2) \left(\frac{\partial D}{\partial \omega} \right)^{-1}, \\ v_{gp,z} &= 2c^2 k_z \omega^2 \left(\frac{\partial D}{\partial \omega} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (16)$$

Формулы (15) – (16) позволяют выразить компоненты волнового вектора \vec{k} через частоту ω и углы ϑ , φ :

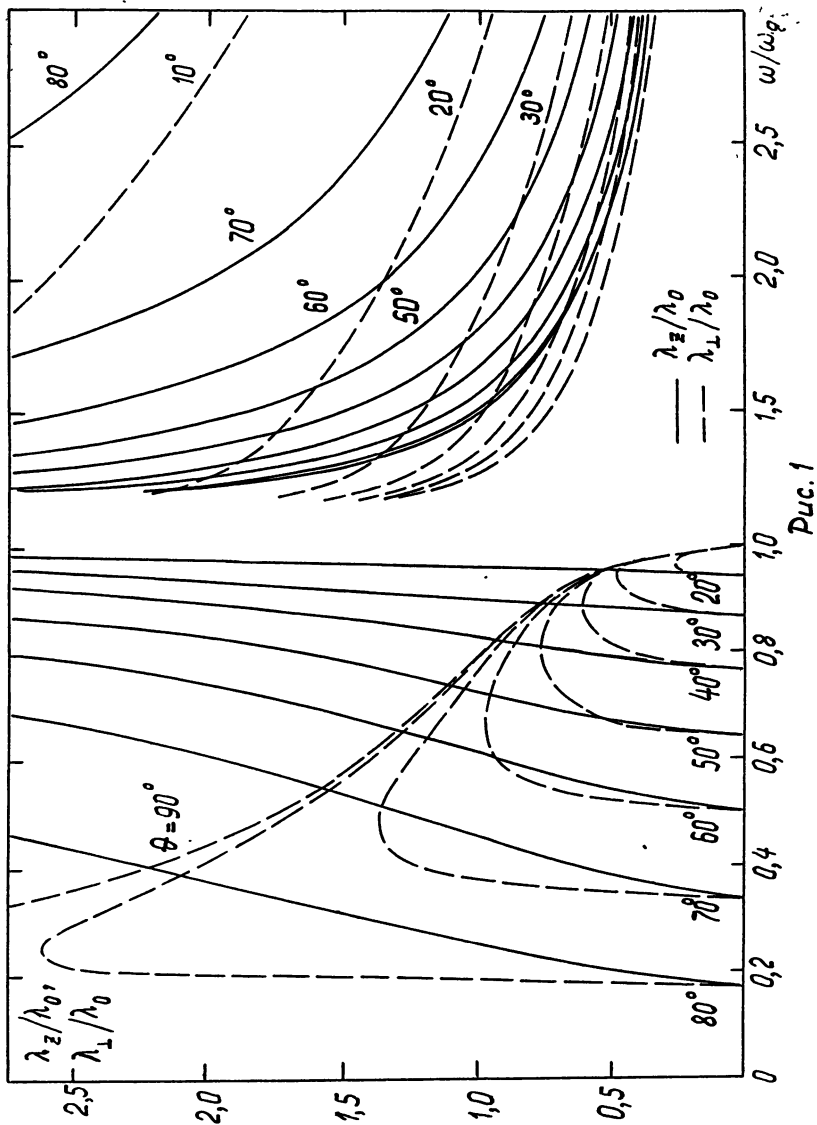
$$\begin{aligned} ck_{sx} &= \omega^2 \left[\frac{\omega^2 - \omega_A^2}{(\omega^2 - \omega_g^2)(\omega^2 - \omega_c^2)} \right]^{1/2} \sin \vartheta \cos \varphi, \\ ck_{sy} &= \omega^2 \left[\frac{\omega^2 - \omega_A^2}{(\omega^2 - \omega_g^2)(\omega^2 - \omega_c^2)} \right]^{1/2} \sin \vartheta \sin \varphi, \\ ck_{sz} &= \operatorname{sgn}(\omega - \omega_g) \left[\frac{(\omega^2 - \omega_A^2)(\omega^2 - \omega_g^2)}{\omega^2 - \omega_c^2} \right]^{1/2} \cos \vartheta. \end{aligned} \quad (17)$$

Длина волны $\lambda = 2\pi/k$, фазовая $v_\varphi = \omega/k$ и групповая скорости в соответствии с (14) – (15) даются выражениями:

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{v_\varphi}{\omega} = c \left\{ \frac{(\omega^2 - \omega_g^2)(\omega^2 - \omega_c^2)}{(\omega^2 - \omega_A^2)[\omega^4 \sin^2 \vartheta + (\omega^2 - \omega_g^2)^2 \cos^2 \vartheta]} \right\}^{1/2}, \quad (18)$$

$$v_{gp} = \frac{c}{\omega} \frac{[(\omega^2 - \omega_A^2)(\omega^2 - \omega_g^2)^3(\omega^2 - \omega_c^2)]^{1/2}}{(\omega^2 - \omega_g^2)^2 + \omega_g^2(\omega_A^2 - \omega_g^2) \sin^2 \vartheta}, \quad (19)$$

где $\omega_c = \omega_g \cos \vartheta$, $\omega_A = ck_1 = c/2H$, $\omega_g = (\gamma - 1)^{1/2} g/c$.
На рис. 1–4 даны частотные зависимости $\lambda_z(\omega) = 2\pi/k_z$, $\lambda_\perp =$



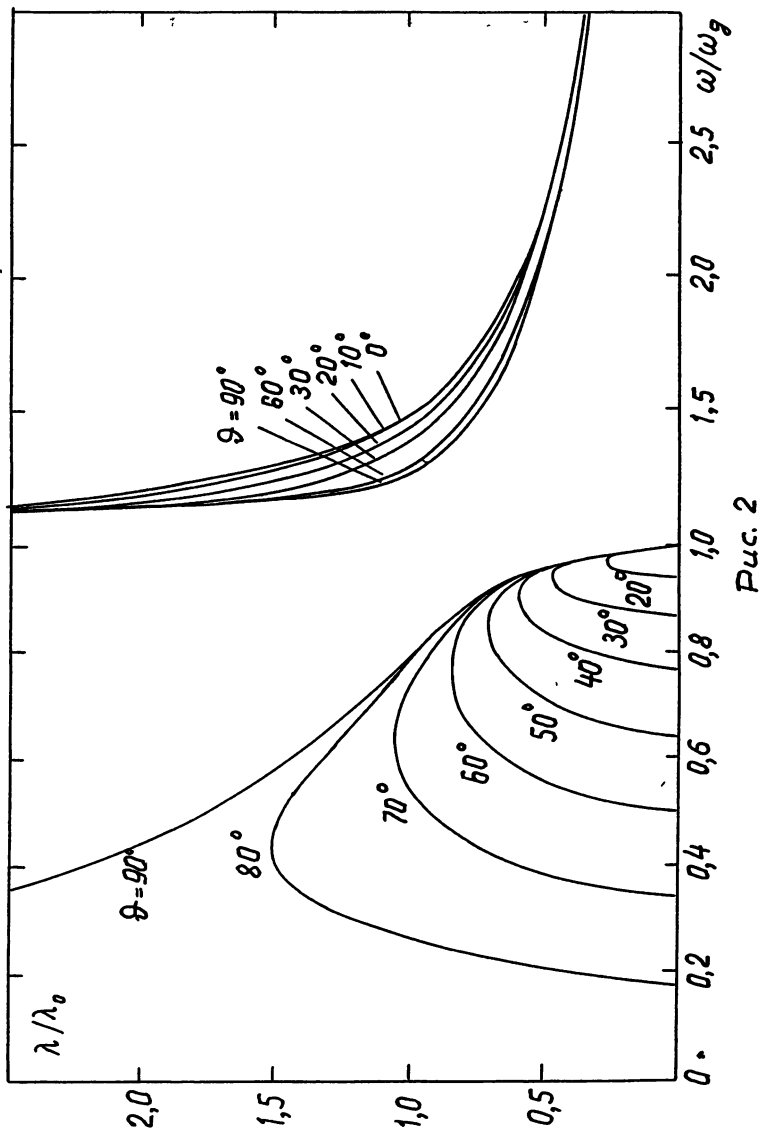


Рис. 2

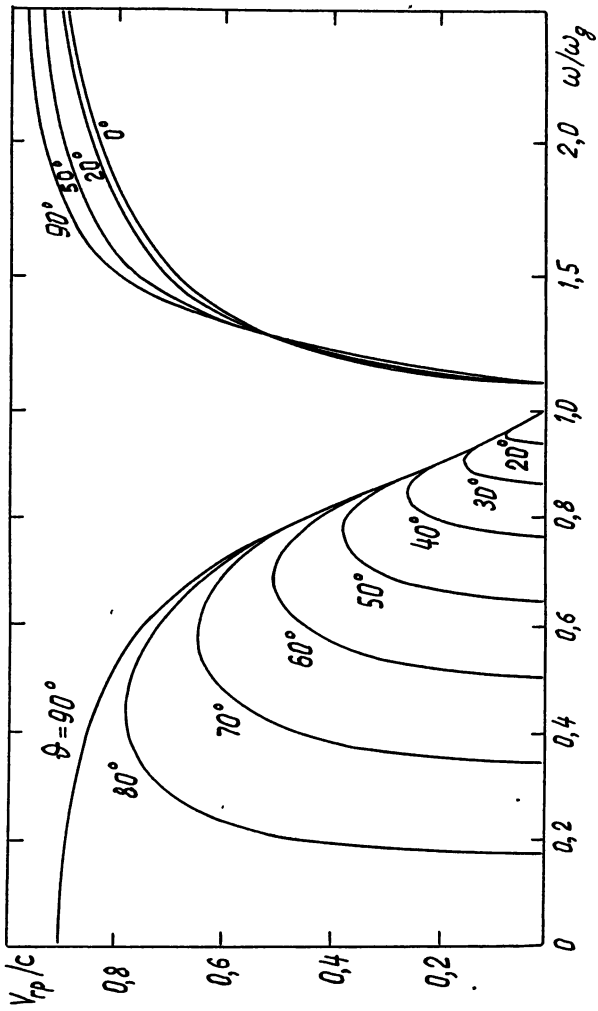


Рис. 3

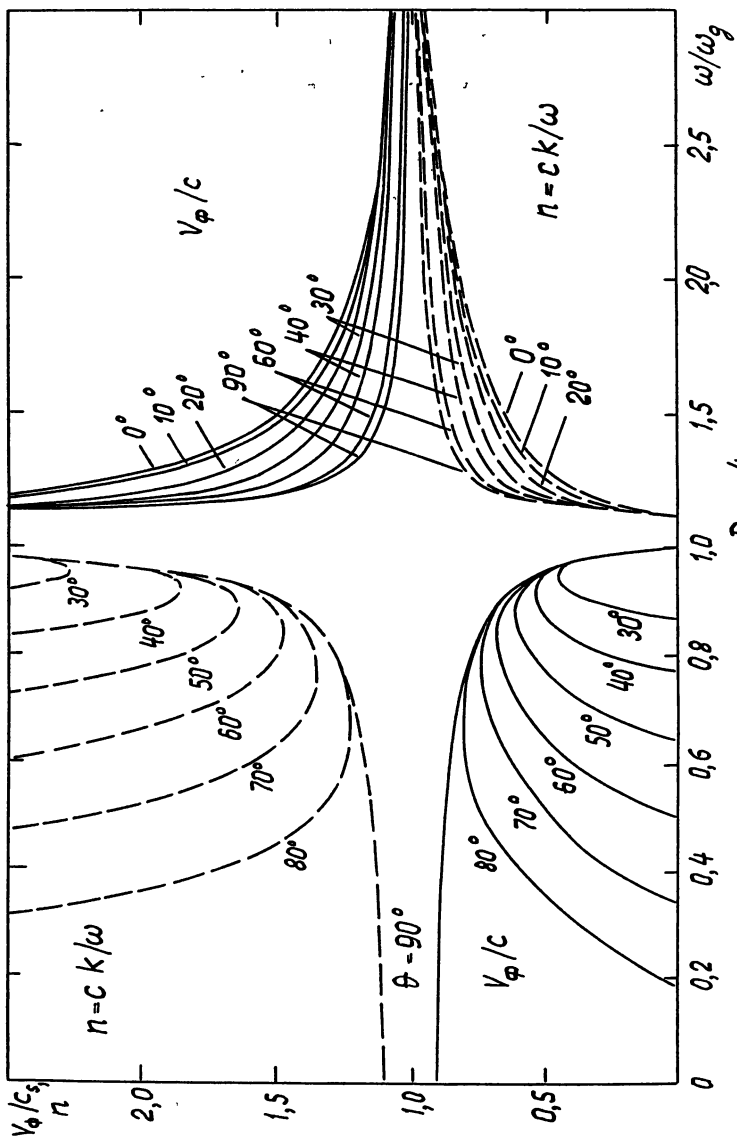


Рис. 4

$= 2\pi/k_{\perp} = 2\pi(k_x^2 + k_y^2)^{-1/2}$, $\lambda(\omega) = 2\pi/k$, $v_{гp}(\omega)$, $v_{ф}(\omega)$ и показателя преломления $n = ck/\omega$ для разных углов ϑ . В качестве масштаба длины λ_0 выбрано $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_g$.

Анизотропный характер распространения АГВ сильнее проявляется на низких частотах. Если при $\omega > \omega_A$ распространение волн возможно во всех направлениях от ненаправленного излучателя, то при $\omega < \omega_g$ излучение сосредоточено в секторе углов $\vartheta_0 \leq \vartheta < \leq \pi - \vartheta_0$. Предельный угол ϑ_0 уменьшается с увеличением частоты. Этот вывод следует также из анализа поверхностей волновых нормалей, определяющихся зависимостью $k_z = k_z(k_{\perp})$ при $\omega = = const$ из уравнения

$$\frac{k_z^2}{a^2} + \frac{k_{\perp}^2}{b^2} = 1, \quad (20)$$

где $a^2 = \frac{\omega^2 - \omega_A^2}{c^2}$, $b^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega^2 - \omega_A^2}{\omega^2 - \omega_g^2}$. Уравнение (20) определяет семейство эллипсоидов при $\omega < \omega_A < \omega$ и гиперboloидов при $\omega < \omega_g$. Для больших k_z , k_{\perp} образующие гиперboloидов асимптотически приближаются к прямым $k_z = k_{\perp}(\omega_g^2/\omega^2 - 1)^{1/2}$.

Частным случаем волновых движений, подчиняющихся дисперсионному уравнению (13), являются поверхностные волны Ламба [1, 3, 40]. Они распространяются в горизонтальном направлении со скоростью звука c без дисперсии: $\omega = ck_{\perp} = c(k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$.

Анализ дисперсионных свойств АГВ базировался на макроскопических уравнениях гидродинамики, которые могут стать непригодными на больших высотах в атмосфере Земли вследствие значительного увеличения длины свободного пробега частиц $l_{св}$. В работе [41] метод кинетического уравнения приспособлен для применения в неолнорольной среде и применен для вывода дисперсионного уравнения АГВ и расчета их затухания из-за вязкости и теплопроводности.

Возвращаясь к интегральному представлению (12), укажем, что на больших расстояниях от источников при $k_g R \gg 1$ после свертки (12) по k_x , k_y , k_z находим спектральное распределение $\psi(\omega)$:

$$\psi = \frac{2\pi^2 F(\vec{k}_s \omega)}{R[(\omega^2 - \omega_g^2)(\omega - \omega_c^2)]^{1/2}} \exp\left\{i \frac{R}{c} \operatorname{sgn} \omega \left[\frac{(\omega_A - \omega)^2 (\omega^2 - \omega_c^2)}{\omega_g^2 - \omega^2} \right]^{1/2}\right\}, \quad (21)$$

где волновой вектор $\vec{k} = \vec{k}_z$, определенный при интегрировании (12) по \vec{k} методом стационарной фазы, дается соотношениями (17) полученными выше из кинематики. Конкретные примеры с расчетами полей излучения от заданных источников приведены ниже.

2. Вопросы устойчивости и диссипации акустико-гравитационных волн

Одним из важных аспектов распространения АГВ в земной атмосфере является их диссипация и устойчивость. Расчеты декрементов затухания АГВ из-за вязкости и теплопроводности выполнены Г.С.Голицыным [42] в предположении неизменности с высотой коэффициента кинематической вязкости $\nu = \eta/\rho$ и в [43,44] при сохранении с высотой коэффициента динамической вязкости $\eta = \nu \rho_0$. Затухание АГВ из-за взаимодействия нейтральных частиц с плазмой в магнитном поле через соударения было рассмотрено в работах [45,46]. Влияние плазменной компоненты при распространении АГВ в проводящей среде можно учесть, включив в уравнения движения среды (I) пондеромоторную силу $\frac{1}{c} [\vec{j} \vec{H}_0]$, где \vec{j} - плотность тока, \vec{H}_0 - напряженность магнитного поля Земли. Если \vec{j} - плотность тока, возникающего при распространении АГВ, то включение такого члена в уравнение (I) приводит к диссипации волн. Если же \vec{j} - ток, вызванный сторонними источниками, то сила $\frac{1}{c} [\vec{j}_{ст} \vec{H}_0]$ служит источником АГВ. Если кроме того в среде имеется постоянный ток \vec{j}_0 , то затухание АГВ, при выполнении некоторых условий, может смениться их нарастанием [47]. Энергетический коэффициент поглощения $\bar{\alpha}$ определяется из соотношения

$$\bar{\alpha} = \frac{Q_1}{|\vec{v}_{гр.}| E}, \quad (22)$$

где Q_1 - величина энергии, диссипируемой в единицу времени в единице объема, E - плотность энергии в волне [48]. Анализ показал, что магнитогидродинамическое поглощение АГВ имеет анизотропный характер.

+) См. ниже эффект Гетманцева Г.Г.

В [45-49] показано, что на ионосферных высотах из-за наличия плазменной компоненты и геомагнитного поля \vec{H}_0 имеет место заметное омическое поглощение АГВ. Этот вывод, однако, требует коррекции при наличии регулярных токов \vec{J}_0 достаточно большой интенсивности. Заметим, что наиболее сильные токовые системы расположены на уровне E-области, причем максимальные значения силы тока достигаются в авроральных и экваториальных токовых струях.

При анализе омического затухания АГВ в качестве исходной используется система уравнений (1) - (3), дополненная столкновительными членами $m_e \nu_e N_{e0} (\vec{u}_e - \vec{u})$ и $M_i \nu_i N_{i0} (\vec{u}_i - \vec{u})$ и уравнениями для электронов ($j = e$) и ионов ($j = i$):

$$\frac{\partial \vec{u}_j}{\partial t} + (\vec{u}_{j0} \nabla) \vec{u}_j = -\frac{\nabla P_j}{m_j N_{j0}} + \frac{e_j \vec{E}}{m_j} - \nu_j (\vec{u}_j - \vec{u}) + \omega_{Hj} [\vec{u}_j \vec{\tau}], \quad (23)$$

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} + (\vec{u}_{j0} \nabla) N_j + N_{j0} \operatorname{div} \vec{u}_j = 0, \quad (24)$$

где \vec{E} - напряженность внутреннего электрического поля, ω_{Hj} - гирочастоты для электронов и ионов, $\vec{\tau}$ - единичный вектор в направлении геомагнитного поля \vec{H}_0 , N_j - концентрация частиц, m_j - их масса. Считая влияние плазменной компоненты слабым (из-за малой степени ионизации плазмы в ионосфере), методом возмущений можно получить поправки к частоте АГВ $\omega = \omega_j + i\Gamma$, связанные с соударениями и регулярным движением заряженных частиц. Выражение для декремента затухания Γ и детальный его анализ в различных предельных случаях приведен в работе [47]. Там же показано, что при наличии тока \vec{J}_0 в среде и выполнении некоторых условий диссипация волн сменяется их нарастанием (токовая неустойчивость АГВ).

Близкой по характеру к только что рассмотренной является пучковая или потоковая неустойчивость АГВ, когда движущаяся компонента газа взаимодействует с основной средой через соударения частиц. Для описания такой системы на примере звуковых волн [50] было выбрано пятимоментное приближение, используемое при решении кинетического уравнения без учета вязкости и теплопроводности. Неустойчивость волн, распространяющихся в среде с пучком,

может возникать по двум причинам: за счет движения частиц пучка и за счет его высокой температуры.

Неустойчивость тангенциального разрыва в изотермической атмосфере исследована в работе [37]. В качестве исходного здесь выбрано уравнение для давления в двух горизонтально движущихся средах (с индексами 1,2), имеющее вид:

$$\frac{1}{c_i^2} \frac{d^4 p_i}{dt^4} - \frac{d^2}{dt^2} \Delta p_i - \frac{1}{H_i} \frac{d^2}{dt^2} \frac{\partial p_i}{\partial z} - \omega_{gi}^2 \Delta p_i = 0. \quad (25)$$

Вертикальная компонента смещения ζ_i связана с p_i соотношением

$$\rho_{oi} \left(\frac{d^2}{dt^2} + \omega_{gi}^2 \right) \zeta_i = - \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{g}{c_i^2} \right) p_i. \quad (26)$$

На границе разрыва в плоскости x, y (при $z = 0$) выполняются граничные условия (10). Полагая зависимость всех возмущений от времени и горизонтальных координат в виде плоской волны $\exp(i\omega t - ik_x x - ik_y y)$, получаем дисперсионное уравнение, корнями которого в случае $H_1 = H_2$, $c_1 = c_2 = c$, $\rho_{o1} = \rho_{o2}$, $v_0 = 0$ являются:

$$\frac{\omega_{1-4}}{kc} = \frac{1}{2} M \cos \vartheta \pm \left[1 + \frac{1}{4} M^2 \cos^2 \vartheta + i \alpha k_1 \pm \left(1 + M^2 \cos^2 \vartheta - \frac{k_1^2}{k^2} + 2i \alpha k_1 \right)^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (27)$$

$$\frac{\omega_{5-8}}{kc} = \frac{1}{2} M \cos \vartheta \pm \left[1 + \frac{1}{4} M^2 \cos^2 \vartheta - i \alpha k_1 \pm \left(1 + M^2 \cos^2 \vartheta - \frac{k_1^2}{k^2} - 2i \alpha k_1 \right)^{1/2} \right]^{1/2},$$

где $M = v_0/c$ — число Маха, $\alpha^2 = 1 - \omega_g^2/\omega_A^2$, ϑ — угол между векторами \vec{k} и \vec{v}_0 . При $kH \rightarrow \infty$ ($\omega_g^2 \rightarrow 0$, $g \rightarrow 0$) получаются выражения, полученные ранее С.И. Сыроватским для тангенциального разрыва в сжимаемой среде без учета тяжести [51]. Предельный переход $c \rightarrow \infty$ (несжимаемая среда) в коротковолновом приближении $kH \gg 1$ дает:

$$2\omega = kv_0 \cos \vartheta \pm (2\omega_g^2 - k^2 v_0^2 \cos^2 \vartheta)^{1/2}. \quad (28)$$

Из (28) следует вывод, что тангенциальный разрыв устойчив в диапазоне длин волн $1 \ll kH < (\sqrt{2gH}/v_0) \cos \vartheta$. Без учета

стратификации ($\omega_g^2 \rightarrow 0$) область устойчивости исчезает и $2\omega = k v_0 (1 \pm i) \cos \theta$.

Измеренные с помощью ракет профили ветра в земной атмосфере обнаруживают иногда смену направлений с восточно-западного на противоположное в интервале высот порядка нескольких километров [52]. Следовательно, для атмосферных волн с вертикальными масштабами больше десяти километров границы течений можно считать тангенциальными разрывами. Возникающие из-за неустойчивости границ возмущения уходят из области генерации в виде АГВ. Линейная теория не позволяет оценить амплитуды этих волн и мощность излучения. Однако использованное приближение определяет условия возбуждения волн и характерные времена развития неустойчивости.

В работах [53,54] рассматривалось взаимодействие АГВ с тангенциальным разрывом. Найдены коэффициенты отражения R и прохождения T волн через тангенциальный разрыв. Показана возможность сверхотражения ($R \rightarrow \infty$) от тангенциального разрыва.

3. Механизмы генерации акустико-гравитационных волн

В результате теоретических и экспериментальных исследований установлено, что источниками АГВ в атмосфере являются землетрясения и извержения вулканов, ураганы, грозы и солнечные затмения, терминатор, струйные течения, полярная и экваториальная токовые системы, метеоры, сильные взрывы, мощные стартовые пакеты [8,55-61]. Эффективность различных механизмов генерации АГВ оценивается из решения соответствующих уравнений газодинамики с включенными в них источниками массы Q , энергии q и импульса \vec{f} (см. (1)-(3)). Роль источников могут выполнять также заданные движения границы раздела при анализе возмущений в атмосфере, порождаемых поверхностными волнами Релея или волнением поверхности океана при землетрясениях и подземных взрывах [62-66]. В атмосфере АГВ могут возбуждаться также при обтекании воздушными потоками неровностей земной поверхности [67].

Как правило, задача о возбуждении АГВ тем или иным источником сводится к анализу интегральных представлений типа (12).

Так, для монохроматического элементарного источника массы в безграничной среде

$$Q_1(\vec{r}, t) = Q_0 \exp(-i\omega_0 t) \delta(z) \delta(r) / 2\pi r \quad (29)$$

имеем [68]:

$$\rho = \frac{\omega_0 Q_0}{8\pi} \exp(-i\omega_0 t - \frac{z}{2H}) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\alpha z) H_0^{(1)} \left\{ r \left[\frac{\omega_0^2}{\omega_g^2 - \omega_0^2} \left(\alpha^2 + \frac{\omega_A^2 - \omega_0^2}{c^2} \right) \right]^{1/2} \right\} d\alpha. \quad (30)$$

При интегрировании по радиальным волновым числам k использовано условие излучения для выбора знака в аргументе функции Ханкеля $H_0^{(1)}$. Из (30) следует, что возмущения носят волновой характер в том случае, если аргумент функции Ханкеля $H_0^{(1)}$ — действительная величина, т.е. при $\omega_0 < \omega_g$ и $\omega_0 > \omega_A$. После интегрирования (30) по α имеем:

$$\rho = \frac{\omega_0 Q_0}{4\pi} \left(\frac{\omega_0^2 r^2}{\omega_g^2 - \omega_0^2} - z^2 \right)^{-1} \exp \left\{ -\frac{z}{2H} - i\omega_0 t + \right. \\ \left. + \frac{i}{c} \left[(\omega_A^2 - \omega_0^2) \left(\frac{\omega_0^2 r^2}{\omega_g^2 - \omega_0^2} - z^2 \right) \right]^{1/2} \right\}. \quad (31)$$

Как видно из соотношения (31), поверхности равных фаз не совпадают с поверхностями одинаковых амплитуд. Для быстрых волн ($\omega > \omega_A$) поверхности равных фаз являются эллипсоидами, для медленных ($\omega < \omega_g$) — гиперboloидами вращения. Интенсивность излучения I определяется потоком энергии через боковую поверхность цилиндра радиуса r с осью вдоль z :

$$I = 2\pi r \cdot \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} (\rho u_r^* + \rho^* u_r) dz, \quad (32)$$

где $u_r = \frac{1}{i\omega_0 \rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial r}$, знак * означает комплексную сопряженность. Вычисления I приводят к следующему результату:

$$I = \begin{cases} \frac{\omega_0 Q_0^2}{8\pi \rho_{00}} \int_0^{\infty} d\alpha & , \quad \omega_0 < \omega_g \\ \frac{\omega_0 Q_0^2}{8\pi \rho_{00} c} \left(1 - \frac{\omega_A^2}{\omega_0^2} \right)^{1/2} & , \quad \omega_0 > \omega_A \end{cases} \quad (33)$$

Интенсивность излучения I элементарного источника на частотах $\omega_0 < \omega_g$ для внутренних гравитационных волн расходится при больших z , что соответствует малым длинам волн. Эта расходимость устраняется при учете конечных размеров излучателя, диссипации (например, из-за вязкости и теплопроводности). Нетрудно заметить, что на низких частотах $\omega_0 < \omega_g$ амплитуда возмущений резонансным образом растет вдоль направлений $\vec{z} = r \omega_0 (\omega_g^2 - \omega_0^2)^{-1/2}$. Влияние конечных размеров излучателей на характер генерируемых ими возмущений оценивалось в работах [68-70].

При анализе генерации АГВ переменными токами полярных широт в качестве источника была принята радиальная сила^{†)} [71]:

$$f_{ст.} = B \frac{\delta(\vec{z}) \delta(r - r_0)}{2\pi \tilde{c} r} \exp(-i\omega_0 t), \quad (34)$$

где $\delta(\vec{z})$ - функция Дирака. Для давления p в этом случае было получено выражение:

$$p = \frac{\alpha^2 \beta J_1 [\alpha^2 \beta r_0 (\alpha^2 - ctg^2 \vartheta)^{-1/2}]}{4\pi \tilde{c} R (\alpha^2 - ctg^2 \vartheta) \sin \vartheta} \exp\left(-\frac{R}{2H} \cos \vartheta\right) \cdot \exp\left\{i\beta R (\alpha^2 \sin^2 \vartheta - \cos^2 \vartheta)^{1/2} - i\omega_0 t - \frac{i\pi}{2}\right\}, \quad (35)$$

в котором $\alpha^2 = \omega_0^2 (\omega_g^2 - \omega_0^2)^{-1}$, $\beta^2 = k_1^2 - \omega_0^2 / c^2$, \tilde{c} - скорость света, J_1 - функция Бесселя, $B = I_0(\omega_0) H_0$, $I_0 / 2\pi r_0$ - ток, протекающий через сечение кольца, H_0 - напряженность магнитного поля.

Возмущения от импульсного источника массы вида

$$Q = Q_0 \delta(t) \delta(\vec{z}) \delta(r) / 2\pi r \quad (36)$$

можно получить из решения задачи о возбуждении АГВ соответствующим монохроматическим источником сверткой по частоте полученных там представлений. В результате для давления p в низкочастотном пределе ($\omega \ll \omega_g$) для несжимаемой среды получено [75]

$$p = -\frac{\omega_g Q_0 \omega c t \exp(-z/2H)}{4\pi R (t^2 - t_0^2)^{1/2}} J_1(\omega c \sqrt{t^2 - t_0^2}) h(t - t_0), \quad (37)$$

^{†)} Альтернативой здесь является задание источника энергии [72-74].

где $\omega_c = \omega_g z/R = \omega_g \cos \varphi$, $R^2 = z^2 + r^2$, $t_0 = R/2\sqrt{gH}$, J_1 - функция Бесселя, $h(t-t_0)$ - единичная функция, равная 1 при $t > t_0$ и 0 при $t \leq t_0$. Как следует из приведенного решения, после прохождения фронта импульса в точке наблюдения устанавливаются колебания ρ с характерной частотой $\omega = \omega_c$ и убывающей со временем амплитудой.

В работах [70, 76] проведен анализ возмущений в атмосфере Земли, генерируемых вспышками молний и сгорающими метеорами. В силу малой временной длительности (по сравнению с периодами АГВ) указанные источники волн имеют импульсный характер. Метеоры с большими начальными массами и скоростями эффективно возбуждают АГВ вследствие большого выделения энергии E_0 при сгорании. Горящий метеор практически мгновенно образует след протяженностью L и радиусом a . Область этого следа является источником энергии с плотностью энерговыделения $q = E_0 D(t, r, z)$

$$D(t, r, z) = \frac{\delta(t)}{\pi^{3/2} a^2 L} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2} - \frac{z^2}{L^2}\right). \quad (38)$$

Точка $r = 0$, $z = 0$ в (38) совмещена с точкой максимального испарения метеора. В расчетах возмущений от грозовых очагой импульсный источник энергии зававался в виде [70]:

$$q = \frac{W_0}{\pi a^2 L} f(t) h(z, L) \exp(-r^2/a^2). \quad (39)$$

Функция малой длительности $f(t)$ описывает изменение энерговыделения со временем, $W_0 = E_0/\tau$ - мощность, $h(z, L) = 1$ при $z \leq L$, $h = 0$ при $z > L$. Для обоих источников (38), (39) найдены асимптотические представления полей возмущений на больших расстояниях, даны численные оценки амплитуд возмущений, найдено распределение энергии излучения по спектру частот.

Черенковский механизм генерации АГВ рассматривался многими авторами (см., например, [33, 68, 77-80] и цитированную там литературу). В работе [81] получено спектральное представление для полей излучения, создаваемых источником массы, движущимся равномерно под углом α к вертикали, а также выражение для частотного спектра мощности АГВ, излучаемых таким источником. В задачах об излучении волн движущимися источниками в безгранич-

ной среде условие черенковского синхронизма можно записать в виде

$$\cos \vartheta_0 = v_0 / v_0, \quad (40)$$

где ϑ_0 - угол между волновым вектором \vec{k} и скоростью источника \vec{v}_0 . Для источника, движущегося под углом α к вертикали,

$\cos \vartheta_0 = \cos \vartheta_k \cos \alpha + \sin \vartheta_k \sin \varphi_k \sin \alpha$ (углы ϑ_k и φ_k определяют проекции вектора \vec{k} на оси декартовой системы координат $k_z = k \cos \vartheta_k$, $k_x = k \sin \vartheta_k \cos \varphi_k$, $k_y = k \sin \vartheta_k \sin \varphi_k$ и условие (40) принимает вид:

$$M = \frac{v_0}{c} = \left(\frac{\omega^2 - \omega_g^2 \sin^2 \vartheta_k}{\omega^2 - \omega_A^2} \right)^{1/2} (\cos \vartheta_k \cos \alpha + \sin \vartheta_k \cos \varphi_k \sin \alpha), \quad (41)$$

Отсюда следует, что в заданном направлении при фиксированной скорости движения излучается волна определенной частоты. Так, для случая, когда все величины зависят только от X и Z ($\varphi_k = 0$), при $v_0 > c\omega_g/\omega_A$ внутренние волны не излучаются. Поверхности постоянной фазы $\Phi_i = \vec{k} \vec{R}_i = \text{const } t$ для волн, генерируемых движущимся с постоянной скоростью \vec{v}_0 ($v_{0x}, 0, v_{0z}$) источником в системе координат, связанной с ним ($X_1 = X - v_{0x} t$, $Y_1 = Y$, $Z_1 = Z - v_{0z} t$), определяются параметрически (через параметр ξ):

$$\begin{aligned} x_1 &= 2H\alpha_1^2 \Phi_1 \frac{-\xi \xi^2 + (\xi \cos \alpha + \xi \sin \alpha / \alpha_1 M) \cos \alpha}{\xi^2 (\beta_1 \xi^2 - \eta^2 - \alpha_1^2 \xi^2)}, \\ y_1 &= 2H\alpha_1^2 \Phi_1 \frac{\eta (1 - \xi^2)}{\xi^2 (\beta_1 \xi^2 - \eta^2 - \alpha_1^2 \xi^2)}, \\ z_1 &= 2H\alpha_1^2 M \Phi_1 \frac{2\beta_1 \xi^3 - \xi [\eta^2 + \alpha_1^2 (\xi^2 + 1)]}{\xi^2 (\beta_1 \xi^2 - \eta^2 - \alpha_1^2 \xi^2)} + \\ &+ \frac{(\alpha_1 \xi \cos \alpha + \xi \sin \alpha / M) \sin \alpha / M}{\xi^2 (\beta_1 \xi^2 - \eta^2 - \alpha_1^2 \xi^2)}, \\ \eta^2 &= (\xi^2 - 1)^{-1} [\beta_1 \xi^4 - \alpha_1^2 \xi^2 (\xi^2 + 1) + (\alpha_1 \xi \cos \alpha + \xi \sin \alpha / M)], \end{aligned} \quad (42)$$

где $\alpha_1 = \omega_A/\omega_g$, $\beta_1 = 1 - M^2$.

Если источник движется в горизонтальной плоскости ($\alpha = \pi/2$) [79-80], из соотношений (42) легко получить линии рав-

ной фазы в сечениях $x \neq 0$, $y = 0$:

$$\left. \begin{aligned} Z_1^2 &= (M^2 - 1) \left(x_1^2 + \frac{a_1^2 M^2 \Phi_1^2}{a_1^2 M^2 - 1} \right), & y &= 0, \\ Y_1 &= -a_1 \Phi_1 \frac{(\zeta^2 - 1)^{3/2} (\beta_1 \zeta^2 - a_1^2 + M^2)^{1/2}}{(a_1^2 - 1) \zeta^3} \\ Z_1 &= a_1 M \Phi_1 \frac{a_1^2 + \beta_1 \zeta^4 - 2\beta_1 \zeta^2 - M^{-2}}{(a_1^2 - 1) \zeta^3} \end{aligned} \right\} x = 0. \quad (43)$$

Приближенные выражения для поля давления p_A быстрых (звуковых) и медленных (внутренних) волн в этом случае даны в [80]:

$$p_A = \begin{cases} -\frac{v_0 Q}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\cos[k_A^* ((x - v_0 t)^2 - (M^2 - 1)r^2)^{1/2}]}{[(x - v_0 t)^2 - (M^2 - 1)r^2]^{1/2}}, & v_0 t - x > r\sqrt{M^2 - 1} \\ 0 & , v_0 t - x < r\sqrt{M^2 - 1} \end{cases} \quad (44)$$

где $r = (x^2 + z^2)^{1/2}$, $k_A^* = k_1 (M^2 - 1)^{-1/2}$, $k_1 = 1/2H$. Укажем, что в работах [40, 55, 68, 82, 83] рассмотрен случай вертикально движущегося источника, а в [77, 84, 85] анализируется горизонтальное движение.

В отчетах [86] содержится обзор теоретических работ и данных наблюдений, посвященных анализу механизмов возбуждения и распространения АГВ в атмосфере и ионосфере, инициируемых землетрясениями и извержениями вулканов. При достаточно сильных землетрясениях (с магнитудой больше 5) возникают длиннопериодные поверхностные волны. Смещения поверхности приводят к возбуждению АГВ, спектр которых определяется частотным спектром поверхности Земли при землетрясении, а также пространственным масштабом распространяющихся сейсмических волн.

В работах [40, 87] исследовано переходное излучение АГВ и возбуждение волны Ламба над жесткой поверхностью Земли движущимися и неподвижными источниками. Так, для источника массы

$$Q = Q_0 \exp(-z/2H) \delta(x) \delta(z - vt) h(t), \quad (45)$$

где $h(t)$ - единичная функция Хевисайда, объемное возмущение

лалско за фронтом сигнала ($d = \omega_A \sqrt{t^2 - R^2/c^2} \gg 1$) представляется в виде суммы $\psi = \psi_1 + \psi_2$ стационарного поля движущегося источника ψ_1 и поля переходного излучения ψ_2 :

$$\psi_1 = \frac{Q_0}{2\pi \sqrt{1-M^2}} \frac{\partial}{\partial t} K_0(\omega_A \beta \sqrt{1-M^2}), \quad (46)$$

$$\psi_2 = \frac{Q_0}{\pi \sqrt{1-M^2}} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\sin d}{[d^2 + \omega_A^2 \beta^2 (1-M^2)]^{1/2}}, \quad (47)$$

где $\beta = \frac{1}{c(1-M^2)} [(z-vt)^2 + x^2(1-M^2)]^{1/2}$, $M = v/c$, K_0 - функция Макдональда. Вблизи фронта сигнала ($d \ll 1$) структура волны Ламба описывается выражением

$$\psi_1 = \frac{\omega_A Q_0 t \sqrt{t^2 - R^2/c^2}}{\pi (t^2 - x^2/c^2)(R + Mz)} \left[z + \frac{1}{3} \omega_A c \left(1 + \frac{z}{4H} \right) \left(t^2 - \frac{R^2}{c^2} \right) \right] \quad (48)$$

Энергия, излучаемая источником (45) в поверхностные волны, равна $E = Q_0^2 / 2M\rho_s$, где ρ_s - плотность на уровне $z = 0$.

4. Методы регистрации акустико-гравитационных волн

При распространении АГВ в земной атмосфере меняются ее параметры: плотность, давление, скорость движения газа, температура, скорость звука и др. Методы регистрации АГВ условно можно разделить на две части. Одна из них основана на прямых измерениях (*in situ*) каких-либо из перечисленных характеристик среды (или их совокупности) и подробно изложена в обзоре [23]. В другой регистрируют физические процессы или параметры, зависящие от свойств среды, меняющихся при распространении в ней АГВ. На этой части методов остановимся несколько подробнее.

Степень ионизации в земной атмосфере невелика вплоть до высот $z \approx 1000$ км. Поэтому заряженную компоненту (электроны и ионы разных сортов) можно рассматривать как пассивную примесь. Таким образом, наблюдая за ионизированной компонентой, можно делать определенные выводы об основной среде. На низких высотах, где магнитное поле оказывает слабое влияние на движение плазмы

(от поверхности Земли до D и E областей ионосферы) можно считать, что заряженная компонента движется так же, как и нейтральная, $\vec{u}_p \approx \vec{u}_n$ [6]. В F области и выше влиянием магнитного поля пренебречь нельзя, но зная и учитывая это влияние, по параметрам плазменных возмущений можно делать определенные выводы о характеристиках нейтральной компоненты и в этом интервале высот [8, 10, 48, 88]. Это обстоятельство делает возможным применение различных радиометодов для диагностики состояния атмосферы и распространяющихся в ней АГВ.

Диапазон электромагнитных волн, используемых в настоящее время для указанных целей, очень широк – от оптического до ОНЧ.

Широкое практическое применение получили ионозонды (с рабочими частотами от единиц Гц до 10 ± 15 МГц и мощностью W в десятки Вт) для снятия высотно-частотных характеристик и профилей электронной концентрации $N(h)$, измерения максимальных значений N_{max} в различных областях ионосферы, определения их высот h_m над поверхностью Земли, а также для наблюдений за неоднородностями электронной концентрации (спорадическими слоями, перемежающимися ионосферными возмущениями, дрейфовыми и волнообразными движениями плазмы и др.). Установленные на борту искусственных спутников Земли (ИСЗ) ионозонды [89] дают сведения о распределении электронной концентрации на высотах от максимума F слоя до места нахождения спутника.

Значительное увеличение мощности высокочастотных передатчиков позволило существенно расширить рамки их применения. В настоящее время мощные радиопередатчики используются в диагностических целях для радиолокации неоднородностей в различных областях ионосферы: мезосфере, стратосфере, термосфере (MST -радары и ST -радары) [90]. Так, в сборнике [91] приведены методика измерений и результаты измерений ветра и скорости АГВ в интервале высот от 80 по 105 км по радиолокации метеороидов станцией непрерывного излучения с частотой $f = 29,8$ МГц и мощностью передатчика $W = 4$ кВт. Радары ясного неба основаны на рассеянии радиоволн неоднородностями показателя преломления n , вызванными волновыми и турбулентными флуктуациями температуры и влажности воздуха. Для высокочастотного диапазона в соответствии с эмпирической формулой Дебая имеем [92]:

$$n = 1 + 10^{-6} \frac{79}{T} \left(\rho + 4800 \frac{e}{T} \right), \quad (49)$$

где T – температура в градусах Кельвина, ρ – давление в миллибарах, e – упругость водяных паров в миллибарах. Рассеиваясь на неоднородностях показателя преломления, радиоволны дают информацию о тех процессах, которые приводят к изменению температуры, давления и влажности. Обзор [93] по радиолокационному дистанционному зондированию ясного неба включает историческую справку, технические данные различных установок, анализ возможностей мониторинга атмосферы и достигнутых результатов.

Этот же эффект используется в методе радиоакустического зондирования (РАЗ) атмосферы, когда частичное отражение радиоволн происходит от периодической структуры показателя преломления n , образованной распространяющимися звуковыми волнами [94]. Методика РАЗ разрабатывается и совершенствуется уже более 30 лет, возможности и недостатки этого метода детально обсуждаются в монографии [94].

Периодическую структуру искусственных неоднородностей можно создать не только инфразвуком, но и мощными пучками радиоволн. Для этих целей были созданы специальные установки (стенды) для нагрева ионосферы вертикальными пучками коротковолнового (КВ) излучения [95]. Мощность КВ передатчиков составляет $W \approx 100 + 1000$ кВт, а эквивалентная мощность W_e , с учетом направленных свойств антенн, достигает 300 МВт.

Теория распространения радиоволн в ионосфере, с учетом нелинейных эффектов, в настоящее время хорошо разработана и изложена в [96].

С помощью нагревных стендов были исследованы различные типы неустойчивости в плазме, искусственное низкочастотное радиоизлучение ионосферы (эффект Гетманцева), квазипериодические ионосферные решетки и др. Для диагностики эффектов, возникающих при воздействии на ионосферу мощными радиоволнами, используется весь арсенал современных радиофизических методов: импульсные ионозонды, ионозонд с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ-зондирование), метод пробных волн для измерения амплитудных, фазовых и спектральных характеристик отраженных сигналов, метод радиомерцаний сигналов ИСЗ и дискретных радиоисточников в диапазоне

100 ± 300 МГц, проходящих через возмущенную область ионосферы.

В работах [97-99] подробно изложена методика измерений и приводятся некоторые параметры внутренних гравитационных волн на высотах нижней ионосферы в пикле наблюдений за 1990-1991 г., проведенных вблизи Нижнего Новгорода.

На эффекте Гетманцева основан новый метод диагностики атмосферных гравитационных волн на высотах 70 ± 90 км. В нем используется генерация низкочастотного излучения ионосферными токовыми системами при воздействии на них мощным модулированным КВ радиоизлучением. Физические основы этого метода измерений и полученные на его основе результаты изложены в работах [100-103].

Широким фронтом ведутся комплексные исследования верхней атмосферы на высотах 80 ± 110 км с использованием оптических приборов (интерферометры, лидары, спектрометры, фотометры, камеры кругового обзора), установленных на поверхности Земли, самолетах и ИСЗ [104-109]. Чаще всего наблюдения связаны с ночным и сумеречным свечением атмосферы в диапазоне длин волн, соответствующем излучению гидроксидов OH, а также кислорода и натрия [110-112].

5. Сравнение экспериментальных данных и теоретических расчетов

Стратификация атмосферы и влияние поля тяжести наиболее значительно проявляются на низких частотах $\omega < \omega_g$. В изотермической атмосфере характерная частота Брэнта-Вяйсяля ω_g определяется формулой $\omega_g = \sqrt{\gamma - 1} g / c$. Заметим, что с такой частотой колеблется элементарный объем воздуха, выведенный из положения равновесия и предоставленный самому себе. При значениях параметров, определяющих частоту ω_g , $\gamma = 1,4$, $g = 10^3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-2}$, $c = 3 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, имеем $\omega_g \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, а соответствующий ей период $T_g = 2\pi / \omega_g \approx 5 \text{ мин}$. Вследствие не-изотермичности земной атмосферы частота ω_g меняется с высотой. Вертикальное распределение $\omega_g(z)$ в диапазоне высот от поверхности Земли до $z = 130 \text{ км}$ приведено в монографии [8].

Некоторые особенности волновых движений в атмосфере с пе-

риодами от нескольких минут до нескольких часов при грубом сопоставлении объясняются свойствами внутренних гравитационных волн (ВГВ), полученными для простейших моделей атмосферы: временные и пространственные масштабы, изменение амплитуды с высотой, скорость перемещения и др. Впервые повидимому, такое сопоставление проводилось после обнаружения с помощью ионозондов вертикального зондирования перемещающихся ионосферных возмущений [3; II3].

Для более тщательной проверки выводов теории необходимо было использовать более реалистические модели среды распространения, в которых учитывались изменения температуры $T_0(z)$ и скорости ветра $u_0(z)$ с высотой, а также различные диссипативные процессы. Многочисленные расчеты волновых характеристик в таких условиях были выполнены как аналитически, с использованием ВКБ-приближения [II4], так и численно на ЭВМ [II5-II2]. По данным [I23] разработана программа расчета отклика атмосферы при наличии в ней заданных источников ВГВ.

Наиболее полный набор данных был получен для перемещающихся ионосферных возмущений (ПВ), которые имеют волнообразный характер и способны распространяться на большие (по сравнению с длиной волны λ) расстояния (см. обзоры [I3, I24]). Среди них выделяют крупномасштабные ($\lambda \approx 10^3$ км) и среднемасштабные с длинами волн от десятков до сотен километров. Первые являются длиннопериодными ($\tau \approx 1$ час) и характеризуются скоростями распространения в горизонтальном направлении от 300 м/сек до 1000 м/сек, они почти всегда возникают после сильных магнитных бурь и перемещаются широким фронтом к экваториальным широтам без существенных изменений амплитуды и формы.

Неоднородности второго типа с периодами $\tau \approx 10 \div 30$ мин имеют меньшие скорости $v \approx 100 \div 250$ м/сек. Преимущественным направлением их перемещения также является меридиональное, но часто регистрируются и восточно-западные компоненты скорости. Величина отклонений концентрации электронов N от равновесной N_0 в ПВ колеблется в широких пределах ($N/N_0 \approx 10^{-3} \div 10^{-1}$).

Общепринятой является точка зрения, согласно которой ПВ связаны с прохождением в ионосфере ВГВ. В низкочастотном пределе $\omega \ll \omega_0$ и при $4k^2H^2 \gg 1$ из дисперсионного уравнения АГВ (I3) получаем:

$$\omega^2 = \omega_g^2 k_x^2 (k_x^2 + k_z^2)^{-1}. \quad (50)$$

Если еще учесть, что горизонтальные масштабы ПВ, как правило, велики по сравнению с вертикальными, то (50) упрощается:

$$\omega = \omega_g k_x / k_z. \quad (51)$$

В этих условиях период волны $\tau = T_g \lambda h / \lambda_z \ll T_g$, поляризация вырождается в линейную $u_x / u_z \approx -\lambda_x / \lambda_z$ а скорости распространения даются соотношениями [10]:

$$\begin{aligned} v_{гр.х} &= \omega_g / k_z, & v_{гр.з} &= -\omega_g k_x / k_z^2, \\ v_{ф.х} &= \omega_g k_x^2 / k_z^3, & v_{ф.з} &= \omega_g k_x / k_z^2. \end{aligned} \quad (52)$$

Эти выражения указывают на сильную пространственную дисперсию: направление фазовой скорости близко к вертикальному, а групповая почти горизонтальна. При сопоставлении экспериментальных данных, касающихся ПВ, и тех или иных модельных расчетов следует иметь в виду, что волновые характеристики зависят не только от дисперсионных свойств среды, но и от природы действующих источников. Приведенные выше формулы (50)–(52) пригодны для квази-монохроматических сигналов, а ситуация применительно к импульсным источникам детально обсуждалась в ряде работ (см., например, [39, 75, 125]).

Измерения плотности атмосферы с помощью ИСЗ показали, что в 10% пролетов ИСЗ регистрировались волновые возмущения плотности ρ с наиболее вероятной амплитудой $\Delta \rho \approx 0,1 \div 0,2$ от невозмущенного значения ρ_0 . Такие возмущения преобладали на высоких широтах и чаще всего наблюдались рано утром и поздно вечером.

Спектральный анализ ВГВ дает степенной закон спахания их интенсивности при увеличении частоты с показателем $\rho = 2$ [8, 97, 98].

Для более полного исследования АГВ в атмосфере было проведено несколько научных кампаний (например, WAGS-85 [126–128], AIDA-89 [129], МАССА [130]), много данных об АГВ также получено в широкомасштабных комплексных экспериментах по серебристым облакам ANLC-93 и свечению различных атмосферных слоев

АЛОНА-93, когда кроме наземной одновременно использовалась аппаратура на ИСЗ и самолете [107-109].

Накопленный обширный экспериментальный материал бесспорно доказывает постоянное присутствие АГВ в земной атмосфере. Эти волны, как показывают расчеты [131, 132] и измерения [133-138], играют важную роль в энергообмене и передаче импульса между различными областями атмосферы.

Опубликовано большое количество работ, в которых приведены данные о возмущениях в атмосфере, зарегистрированных после взрывов большой мощности (ядерные, вулканические, взрыв тунгусского метеорита) [139-142]. При таких взрывах возмущенной оказывается вся атмосфера. Возникающие ударные волны на некотором удалении от источника превращаются в линейные акустико-гравитационные с дальностями распространения, достигающими десятков тысяч километров [13].

Инфразвуковые возмущения, вызываемые ядерными взрывами, регистрировались на широкой сети станций. В зависимости от мощности взрыва и удаления от него амплитуды приземных колебаний давления изменяются в интервале от единиц до сотен $\text{дин}/\text{см}^2$ [139]. На ионосферных высотах отмечались сильные изменения критических частот $f_o F^2$ и колебания высоты максимума F слоя, наблюдалось почти линейное увеличение квазипериодов колебаний электронной концентрации при удалении от места взрыва [125]. Обзор работ, посвященных взрывам в атмосфере, дан в [142].

Наблюдавшийся линейный рост периода АГВ в зависимости от расстояния от импульсного источника можно объяснить анализируя решение соответствующей задачи. Из формулы (37) для функции Грина следует, что после прихода сигнала в точку наблюдения (r, z) на большом удалении по горизонтали ($r \gg z$) от источника частота волны ω приближается к $\omega_c = \omega_g z / r$. При фиксированной высоте точек наблюдения $z = \text{const}$ имеем для периода колебаний $\tau = 2\pi / \omega = 2\pi r / \omega_g z$. Этот факт легко объяснить также на основе кинематических соотношений АГВ (см. (20), (52)). В низкочастотном диапазоне $\omega \ll \omega_g$ волны распространяются в конусе, образующая которого составляет угол $\theta = \arctg \omega / \omega_g$ с горизонтом. Это означает, что волна с периодом $\tau = 2\pi / \omega$ достигает максимума F слоя (на высоте $z \approx 250 \div 300 \text{ км}$) на расстоянии r (по горизонтали) от ис-

точника $\Gamma = \varepsilon \tau \omega_g / 2\pi$.

Для более детального сопоставления измеренных форм сигнала с расчетными многими авторами было выполнено численное моделирование условий распространения АГВ в земной атмосфере как для плоского, так и сферического волноводов. Анализ полученных на этом пути результатов содержится в обзоре [13].

Нелинейные режимы распространения АГВ анализировались в ряде работ [143–148].

Таким образом, на основании вышеизложенного приходим к заключению об удовлетворительном, а иногда и хорошем соответствии выводов теории с экспериментальными данными о распространении и возбуждении АГВ. В связи с этим поставлена и решается обратная задача: по измеренным характеристикам перемещающихся ионосферных возмущений восстановить параметры акустико-гравитационных волн [149–150].

З а к л ю ч е н и е

Свойства акустико-гравитационных волн для простейших моделей атмосферы (изотермическая без ветра или с ветром, не меняющимся с высотой) исследованы достаточно подробно. Это служит фундаментом для дальнейшего анализа особенностей распространения и возбуждения АГВ в условиях, постепенно приближающихся к реальным. Основные закономерности волноводного режима распространения АГВ также выяснены и успешно используются для интерпретации экспериментальных данных. Менее изученными являются вопросы устойчивости АГВ (хотя и здесь многое достигнуто), нелинейные эффекты, отдельные механизмы генерации (например, в атмосферных фронтах, грозových облаках, зонах конвекции и др.); не выяснено влияние горизонтальной неоднородности среды на характер их распространения.

Автор выражает благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку этой работы по грантам 95-02-05001 и 96-02-18632.

1. Ламб Г. Гидродинамика. М.-Л.: ГИТТЛ, 1947.
2. *Martyn D.F. Cellular atmospheric waves. Proc. Roy. Soc. Lond. 1950. A201. p. 216-234.*
3. *Hines C.O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. 1960. Canad. J. Phys. V. 38. P. 1441-1481.*
4. Эккарт К. Гидродинамика океана и атмосферы. М.: ИЛ, 1963.
5. *Tolstoy I. Wave propagation. Mc.Graw-Hill, N.-Y. 1973.*
6. Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974.
7. Дикий Л.А. Теория колебаний земной атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1959.
8. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978.
9. Сомсиков В.М. Солнечный терминатор и динамика ионосферы. Алма-Ата: Наука, 1983.
10. Гершман Б.Н., Григорьев Г.И. Перемещающиеся ионосферные возмущения. (обзор). Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. II. № 1. С. 5-27.
11. *Dickinson R.E. Propagators of atmospheric motions. Rev. Geophysics. 1969. V. 7. N3. P. 483-538.*
12. *Yeh K.C., Liu C.H. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere. Reviews of Geophys. and Space Phys. 1974. V. 12. N2. P. 193-215.*
13. *Francis J.H. Global propagation of atmospheric gravity waves: A review. J. Atm. Terr. Phys. 1975. V. 37. P. 1011-1054.*
14. Григорьев Г.И., Савина О.Н., Сомсиков В.М., Троицкий Б.В. О механизмах генерации акустико-гравитационных волн. В сб. Волновые возмущения в атмосфере. Под ред. А.Д. Данилова. Каз. ССР, Алма-Ата: Наука, 1980.
15. *Janes W.L. Linear internal gravity waves in the atmosphere. Handbuch der Physik. 1976. V. 49/5. 177-216. Berlin, Springer.*

16. *Rastogi P.K. Radar studies of gravity waves and tides in the middle atmosphere: A review. J. Atm. Terr. Phys. 1981. V. 43. N 5/6. P. 511-524.*
17. *Fritts D.C. Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observation. Rev. Geoph. Space Phys. 1984. V. 22. N3. P. 275-308.*
18. *Cevoli G., Formiggini. Evidence of internal gravity waves in the lower thermosphere at midlatitudes. Nuovo Cimento. 1981. V. 4C. N1. P. 1-25.*
19. Голицын Г.С., Чунгузов Е.П. АГВ в атмосфере. В кн. Полярные сияния и свечение ночного неба, № 23. М.: Наука, 1973, с.5-21.
20. *Fritts D.C., Rastogi P.K. Convective and dynamical instabilities due to gravity wave motions in the lower and middle atmosphere: Theory and observations. Radio Sci. 1985. V. 20. P. 1247-1277.*
21. Степанянц Ю.А., Стурова И.В. Теодорович Э.В. Линейная теория генерации поверхностных и внутренних волн. В сб. Итоги науки и техники. Серия Механика жидкости и газа. Т.21, с.93-179. М.: ВИНТИ, 1987.
22. *Hunsucker R.D. Atmospheric gravity waves generated in the high latitude ionosphere: A review. Rev. Geoph. Space Phys. 1982. V. 20. N2. P. 293-315.*
23. Романова Н.Н., Якушкин И.Г. Внутренние гравитационные волны в нижней атмосфере и источники их генерации (обзор). - Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1995. Т.31. № 2. С.163-186.
24. Григорьев Г.И., Савина О.Н. О механизмах генерации акустико-гравитационных волн в изотермической атмосфере. Сб. Неустойчивости и волновые явления в системе ионосферы - атмосферы. Горький: ИПФ АН СССР, 1989, с.26-40.
25. Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М.: Наука, 1984.

26. Jones T.B.; Reynolds J.S.B. Ionospheric perturbations and their effect on the accuracy of h.f. direction finders. *Radio Electr. Engineer.* 1975. V. 45. N 1/2. P.63-73.
27. Fritts D.C., Tsuda T., Van Zandt T.E., Smith S.A., Sato T., Fukao S., Kato S. Studies of velocity fluctuations in the lower atmosphere using the MU radar. P.II: Momentum fluxes and energy densities. *J. Atm. Sci.* 1990. V.47. N1. P51-66.
28. Kim J., Mahrt L. Momentum transport by gravity waves. *J. Atm. Sci.* 1992. V. 49. N 9. P.735-748.
29. Ebel A. Contributions of gravity waves to the momentum, heat and turbulent energy budget of the upper mesosphere and lower thermosphere. *J. Atm. Terr. Phys.* 1984. V. 46. N9. 727-737.
30. Alexander M.J., Pfister L. Gravity wave momentum flux in the lower stratosphere over convection. *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. N 15. P.2029-2032.
31. Дмитриева Г.В., Ерущенков А.И. Инфразвуковые и внутренние гравитационные волны в атмосфере Земли. Библ. указатель (1955-1978). Иркутск. СО АН СССР, 1980.
32. Стурова И.В., Бородина Н.Н., Гуляева Л.Г. Поверхностные и внутренние волны. Библ. указатель (1977-1984 г.). Новосибирск. СО АН СССР. 1985. Ч.1, 210 с. 1986. Ч.2, 259 с.
33. Липовский В.Д. Линейная теория излучения акустико-гравитационных волн движущимися источниками. Изв. АН СССР. ФАО. 1981. Т.17. № 11. С.1134-1141.
34. Беликович В.В., Григорьев Г.И. Искусственные периодические неоднородности и акустико-гравитационные волны в нижней ионосфере. Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т.30. № 3. С.347-351.
35. Francis S.H. Acoustic-gravity modes and large-scale traveling ionospheric disturbances of a realistic, dissipative atmosphere. *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 2278 - 2301.
36. Ашин Н.Д., Григорьев Г.И., Немцов Б.Е. О волновом пространстве акустико-гравитационных волн в изотермической атмосфере. Изв. АН СССР. ФАО. 1989. Т.25. № 11. С.1157-1163.
37. Григорьев Г.И., Докучаев В.П. Неустойчивость тангенциального разрыва в изотермической атмосфере. Изв. АН СССР. ФАО.

1971. Т.7. № 10. С.1193-1195.

38. Kato S. *The response of an unbounded atmosphere to point disturbances. Astrophys. J.* 1966. V.143. N3. P.893-903 (part 1); 1966. V.144. N1. P.326-336 (part 2).
39. Григорьев Г.И., Денисов Н.Г. О дисперсионных свойствах перемещающихся ионосферных возмущений. Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т.27. № 8. С.1073-1075.
40. Григорьев Г.И., Денисов Н.Г., Савина О.Н. О переходном излучении акустических волн источниками, движущимися в атмосфере над поверхностью Земли. Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т.32. № 2. С.145-151.
41. Григорьев Г.И., Савина О.Н. Метод кинетического уравнения для акустико-гравитационных волн. Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т.21. № 6. С.811-815.
42. Гслицын Г.С. Затухание малых колебаний в атмосфере благодаря вязкости и теплопроводности. Изв. АН СССР. Ф40. 1965. Т.1. № 2. С.136-149.
43. Yanowitch M. *Effect of viscosity on gravity waves and the upper boundary condition. J. Fluid Mech.* 1967. V.29. pt.2. P. 209 - 231.
44. Yanowitch M. *Effect of viscosity on vertical oscillations of an isothermal atmosphere. Can.J. Phys.* 1967. V.45. P.2003-2008.
45. Miesen R.H., de Jagner P.C., Kamp L.P.G., Sluijter F.W. *Damping of acoustic gravity waves caused by the conductivity of the ionosphere. J. Geophys. Res.* 1989. V.94. N D13. P.16269-16275.
46. Гершман Б.Н., Григорьев Г.И. К теории перемещающихся ионосферных возмущений (магнитогидродинамическое поглощение). Геомагн. и аэрномия. 1965. Т.5. № 5. С.843-849.
47. Гершман Б.Н., Григорьев Г.И. О токовой неустойчивости атмосферных гравитационных волн. Геомагн. и аэрномия. 1973. Т.13. № 4. С.604-609.

48. Гершман Б.Н., Григорьев Г.И. Некоторые вопросы теории перемещающихся ионосферных возмущений. В сб. Ионосферные исследования, № 16. М.: Наука, 1968, с.34-38.
49. Hickey M.P., Cole K.D. *A numerical model for gravity-wave dissipation in the thermosphere. J. Atm. Terr. Phys. 1988. V. 50. N 8. P. 689-697.*
50. Григорьев Г.И.; Савина О.Н., Файнштейн С.И. Пучковая неустойчивость звуковых волн. Акуст. журн. 1989. Т.35. № 6. С.1114-1115.
51. Ландау Л.Д., Литвин Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
52. Казимировский Э.С. Ветер в ионосфере. Л.: Гидрометеоздат, 1970.
53. Григорьев Г.И. Преломление атмосферных гравитационных волн на тангенциальном разрыве. Изв. АН СССР. ФАО. 1973. Т.9. № 11. С.1193-1195.
54. McKenzie J.F. *Reflection and amplification of acoustic-gravity waves at a density and velocity discontinuity. J. Geophys. Res. 1972. V. 77. N 16. P. 2915-2926.*
55. Tolstoy I., Lau J. *Generation of long internal gravity waves in waveguides by rising buoyant air masses and other sources. Geophys. J. R. astr. Soc. 1971. V. 26. P. 295-310.*
56. Richmond. *Gravity wave generation, propagation and dissipation in the thermosphere. J. Geophys. Res. 1978. V. 83. A9. P. 4131-4145.*
57. Röttger J. *Equatorial spread-F by electric fields and atmospheric gravity waves generated by thunderstorms. J. Atm. Terr. Phys. 1981. V. 43. N 5/6. P. 453-462.*
58. Fovell R., Durran D., Holton J.R. *Numerical simulations of convectively generated stratospheric gravity waves. J. Atm. Sci. 1992. V. 49. N 16. P. 1427-1442.*
59. Igarashi K., Kainuma, Nishimuta I., Okamoto S., Kuroiwa H., Tanaka T., Ogawa T. *Ionospheric and atmospheric disturbances around Japan caused by the eruption of Mount Pinatubo on 15 June 1991. J. Atm. Terr. Phys. 1994. V. 56. N 9. P. 1227-1234.*

60. Cole J.D., Greifinger C. *Acoustic-gravity waves produced by energy release.* - In: *Acoustic-gravity waves in the atmosphere.* Ed. by T.M. Georges. Washington, 1968, p. 25-43.
61. Kato S. *Dynamics of the upper atmosphere.* Japan, Tokyo, 1980.
62. Голицын Г.С., Кляцкин В.И. Колебания в атмосфере, вызываемые движениями земной поверхности. Изв. АН СССР. ФАО. 1967. № 10. С.1044-1052.
63. Голицын Г.С., Романов Н.Н., Чунчузов Е.П. О генерации внутренних волн в атмосфере морским волнением. Изв. АН СССР. ФАО. 1976. Т.12. № 6. С.669-673.
64. Григорьев Г.И., Савина О.Н. Об орографическом возбуждении акустико-гравитационных волн. Изв. АН СССР. ФАО. 1991. Т.27. № 5. С.545-549.
65. Row R.V. *Evidence of long-period acoustic-gravity waves launched into the F-region by the Alaskan earth-quake of March 28, 1964.* J. Geophys. Res. 1966. V. 71. N 1. P. 343-345.
66. Okuzawa T., Shibata T., Jasui H. *On the ionospheric effect of near source earthquakes around the islands of Japan detected by the HF Doppler technique.* J. Geomagn. and Geoelectricity. 1983. V. 35. N 10. P. 383-390.
67. Bretherton F.P. *Momentum transport by gravity waves.* Q.J.R. Meteorol Soc. 1969. V. 95. P. 213-243.
68. Григорьев Г.И., Докучаев В.П. К теории излучения гравитационно-звуковых волн источниками массы в слоисто-неоднородной среде. Изв. АН СССР. ФАО. 1970. Т.6. № 7. С. 678-686.
69. Григорьев Г.И. О перемещающихся ионосферных возмущениях, возникающих при работе мощных передатчиков. Изв. вузов. Радиопизика. 1975. Т.18. № 12. С.1802-1805.
70. Григорьев Г.И., Докучаев В.П. Инфразвук и внутренние гравитационные волны при грозových разрядах в атмосфере. Изв. АН СССР. ФАО. 1981. Т.17. № 7. С.690-697.
71. Григорьев Г.И., Докучаев В.П. Генерация ионосферных возмущений переменными токами полярных широт. Геомагн. и аэронавигация. 1969. Т.9. № 4. С.650-654.

72. *Testud J. Gravity waves generated during magnetic substorms. J. Atm. Terr. Phys. 1970. V. 32. № 11. P. 1793-1805.*
73. *Chimonas G., Hines C.O. Atmospheric gravity waves launched by auroral currents. Planet. Space Sci. 1970. V. 18. № 4. P. 565-582.*
74. *Chimonas G. Infrasonic waves generated by auroral currents. Planet. Space Sci. 1970. V. 18. № 4. P. 591-598.*
75. Григорьев Г.И. Возбуждение неоднородностей электронной концентрации в ионосфере импульсным источником массы. Геомагн. и аэронавигация. 1975. Т. 15. № 2. С. 260-265.
76. Голицын Г.С., Григорьев Г.И., Докучаев В.П. Излучение акустико-гравитационных волн при движении метеоров в атмосфере. Изв. АН СССР. ФАО. 1977. Т. 13. № 9. С. 926-935.
77. *Chimonas G., Deltier W.R. The low wave generated by an auroral arc in supersonic motion. Planet. Space Sci. 1970. V. 18. № 4. P. 599-612.*
78. *Rehm R. G., Radt H.S. Internal waves generated by a translating oscillating body. J. Fluid Mech. 1975. V. 68. Part 2. P. 235-258.*
79. Григорьев Г.И., Савина О.Н. Об излучении акустико-гравитационных волн горизонтально движущимися источниками. Геом. и аэронавигация. 1979. Т. 19. № 5. С. 851-858.
80. Григорьев Г.И., Докучаев В.П., Савина О.Н. Акустико-гравитационные возмущения в атмосфере от горизонтально движущихся источников. Изв. АН СССР. ФАО. 1979. Т. 15. № 5. С. 669.
81. Григорьев Г.И., Савина О.Н. Возбуждение акустико-гравитационных волн источниками, движущимися в атмосфере под углом к горизонту. Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 7. С. 750-750.
82. *Warren F.W. Wave resistance to vertical motion in a stratified fluid. J. Fluid Mech. 1960. V. 7. pt. 2. P. 209-229.*
83. Эйрман В.Я. К вопросу об излучении звуковых волн и радиационном торможении при движении источника в стратифицированной среде. Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 12.

84. Miles J.W. *Internal waves generated by a horizontally moving source. Geophys. Fl. Dynamics. 1971. V.2. P.63-87.*
85. Липовский В.Д. Черенковское излучение акустико-гравитационных волн горизонтально движущимися источниками. Изв.вузов. Радиофизика. 1980. Т.23. № 2. С.159-168; № 6. С.655-661.
86. Григорьев Г.И., Савина О.Н. В отчетах НИРФИ "Теоретические и экспериментальные исследования ионосферных объектов землетрясений". Горький, 1988 г. (промежуточный); 1990 г. (итоговый). № гос.регистрации ОI.86.0087151.
87. Григорьев Г.И., Денисов Н.Г., Савина О.Н. Излучение акустико-гравитационных волн и поверхностной волны Ламба в изотермической атмосфере. Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т.30. № 2. С.268-274.
88. Hooke W.H. *Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves. J. Atm. Terr. Phys. 1968. V.30. N 5. P. 795-823.*
89. Gross S.H. *Large scale structures from topside sounding. Radio Sci. 1985. V. 20. N3. P. 499-510.*
90. Scheffer A.O., Liu C.H. *On observation of gravity wave spectra in the atmosphere by using MST radars. Radio Sci. 1985. V.20. N 6. P.1309-1322.*
91. Спиззикино А. Измерения ветра с помощью радиолокации метеорных следов над Европой. В сб. Термосферная циркуляция. М.: Мир, 1975, с.120-177.
92. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967.
93. Чедуик Р.Б., Госсарл Э.Э. Радиолокационное дистанционное зондирование ясного неба. Обзор. ТИИР, 1983. Т.71. № 6. С.59-78.
94. Каллистратова М.А., Кон А.И. Радиоакустическое зондирование атмосферы (РАЗ). М.: Наука, 1985.
95. Митяков Н.А., Грач С.М., Митяков С.Н. Возмущение ионосферы мощными радиоволнами. Итоги науки и техники, сер. Геомаг -

нетизм и высокие слои атмосферы, т.9. М. 1989.

96. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
97. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гончаров Н.П., Толмачева А.В. Диагностики ионосферы и атмосферы на высотах области E при помощи ИИП. Геомагн. и аэрномия. 1995. Т.35. № 4. С.64.
98. Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Бенедиктов Е.А. и др. Исследование волновых движений в нижней ионосфере методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях. Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т.15. № 3. С.308-321.
99. Иванов В.А., Иванов Д.В., Рябова Н.В. и др. Вариации ионосферы в период солнечного затмения 22 июля 1990 г. В сб. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: МФТИ, 1996, с.104-110.
100. Рапопорт В.О., Митяков С.Н., Трахтенгерц В.Ю. Диагностика атмосферных волн в нижней ионосфере с помощью нагревных стендов. Геомагн. и аэрномия. 1995. Т.35. № 2. С.84-90.
101. Рапопорт В.О., Мироненко Л.Ф., Митяков С.Н., Трахтенгерц В.Ю. Исследование пространственно-временной структуры внутренних гравитационных волн в нижней ионосфере с помощью нагревных стендов. Геомагн. и аэрномия. 1995. Т.35. № 3. С.55-62.
102. Митяков С.Н., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. Угловая анизотропия внутренних гравитационных волн. Геомагнетизм и аэрномия. 1995. Т.35. № 5. С.142-143.
103. Митяков С.Н., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. Поляризация внутренних гравитационных волн в мезосфере. Геомагн. и аэрномия. 1995. Т.35. № 5. С.144-146.
104. *Beatty T.J., Hostetler C.A., Gardner C.S. Lidar observations of gravity waves and their spectra near the mesopause and stratopause at Arecibo. J. Atm. Sci. 1992. V. 49. № 6. P. 477- 496.*

- I05. Tarrago A., Chanin M.-L. Interpretation in terms of gravity waves of structures observed at the mesopause level by photogrammetry and lidar. *Planet. Space Sci.* 1982. V. 30. N 6. P. 611-616.
- I06. Rees D. Observations and modelling of ionospheric and thermospheric disturbances during major geomagnetic storms: A review. *J. Atm. Terr. Phys.* 1995. V. 57. N 12. P. 1433 - 1457.
- I07. Espy P.J., Huppi R., Manson A. Large-scale, persistent latitude structures in the mesospheric temperature during ANLC-93. *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. N 20. P. 2801-2804.
- I08. Taylor M.J., Bishop M.B., Taylor V. All-sky measurements of short period waves imaged in the OI (557,7 nm), Na (589,2 nm) and near infrared OH and O₂ (0,1) nightglow emissions during the ALOHA-93 campaign. *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. N 20. P. 2833 - 2836.
- I09. Swenson G.R., Taylor M.J., Espy P.J. et al. ALOHA-93 measurements of intrinsic AGW characteristics using airborne airglow imager and groundbased Na wind/temperature lidar. *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. N 20. P. 2841 - 2844.
- I10. Molina A. Sodium nightglow and gravity waves. *J. Atm. Sci.* 1983. V. 40. P. 2444 - 2450.
- I11. Taylor M.J., Hapgood M. A. Identification of a thunderstorm as a source of short period gravity waves in the upper atmospheric nightglow emissions. *Planet. Space Sci.* 1988. V. 36. N 10. P. 975 - 985.
- I12. Красовский В.И., Шефров Н.Н. Эмиссии верхней атмосферы и внутренние гравитационные волны. *Геомагн. и аэронавигация.* 1978. Т. 18. № 5. С. 864-868.
- I13. Munro G.H. Travelling ionospheric disturbances in the F-region. *Austr. J. Phys.* 1958. V. 11. N 1. P. 91-112.
- I14. Pitteway M.L.V., Hines C.O. The reflection and ducting of atmospheric acoustic-gravity waves. *Canad. J. Phys.* 1965. V. 43. N. 12. P. 2222 - 2243.
- I15. Friedman J.P. Propagation of internal gravity waves in a thermally stratified atmosphere. *J. Geophys. Res.* 1966. V. 71. P. 1033 - 1054.

- II6. Hunt J.N., Palmer R., Penny W. Atmospheric waves caused by large explosions. *Phil. Trans. R. Soc.* 1960. V. 252. P. 275-315.
- II7. Mc Kinnon R.F. Effects of wind on atmospheric pressure waves produced by hydrogen bombs. *J. Met. Soc. Jap.* 1968. V. 46. P. 45-59.
- II8. Pfeiffer R.L., Zarichny J. Acoustic-gravity wave propagation in an atmosphere with two sound channels. *Geoph. Pura Appl.* 1963. V. 55. P. 175-199.
- II9. Press F., Harkinder D. Propagation of acoustic-gravity waves in the atmosphere. *J. Geoph. Res.* 1962. V. 67. 3889-3908.
- I20. Weston V.H. The pressure pulse produced by a large explosion in the atmosphere. *Canad. J. Phys.* 1961. V. 39. P. 993-1009; 1962. V. 40. P. 431-445.
- I21. Pierce A.D. The multilayer approximation for infrasonic wave propagation in a temperature- and wind-stratified atmosphere. *J. Comp. Phys.* 1967. V. 1. P. 343-366.
- I22. Pierce A.D., Posey J.W. Theory of the excitation and propagation of Lamb's atmospheric edge mode from nuclear explosions. *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 1971. V. 26. P. 341-368.
- I23. Mayr H.G., Harris I., Varosi F., Herrera F.A. Global excitation of wave phenomena in a dissipative multiconstituent medium. a) Transfer function of the earth's thermosphere. *J. Geophys. Res.* 1984. V. 89. N A12. P. 10929-10959; b) Impulsive perturbations in the earth's thermosphere. *J. Geoph. Res.* 1984. V. 89. N A12. P. 10961-10986.
- I24. Vasseur G., Reddy C.A., Testud J. Observation of waves and travelling disturbances. *Space Research XII-Akademie-Verlag, Berlin.* 1972, p. 1109-1131.
- I25. Row R.V. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere due to a nuclear detonation and an earth quake. *J. Geoph. Res.* 1967. V. 72. N 5. P. 1599-1610.
- I26. Walker G.O., Wong Y.W., Ma J.H.K. et al. Propagation ionospheric waves observed throughout east Asia during the WAGS campaign. *Radio Sci.* 1988. V. 23. N 6. P. 867-878.

- I27. Crowley G., Mc Crea I.W. A synoptic study of TIDs observed in the United Kingdom during the first WAGS campaign. *Radio Sci.* 1988. V. 23. N6. P. 905-917.
- I28. Rice D.D., Hunsucker R.D., Lanzerotti L.J. et al. An observation of atmospheric gravity wave cause and effect during the WAGS campaign. *Radio Sci.* 1988. V. 23. N6. P. 919-930.
- I29. *J. Atm. Terr. Phys.* 1993. V. 55. P. 197-521.
- I30. Известия АН СССР. Физика Земли. 1985. № II.
- I31. Lindsen R.S. Internal gravity waves in atmospheres with realistic dissipation and thermosphere.
 Pt.1. Mathematical development and propagation of waves into the thermosphere. *Geoph. Fl. Dyn.* 1970. V. 1. N3. P. 303-355.
 Pt.2. Thermal tides below the mesopause. *Geoph. Fl. Dyn.* 1971. V. 2. N1. P. 31-61.
 Pt.3. Daily variations in the thermosphere. *Geoph. Fl. Dyn.* 1971. V. 2. N 2. P. 89-121.
- I32. Kim Y.J., Arakawa A. Improvement of orographic gravity wave parametrization using a mesoscale gravity wave model. *J. Atm. Sci.* 1995. V. 52. N11. 1875-1902.
- I33. Reid I.M. Measurements of the horizontal scales and phase velocities of short period mesospheric gravity waves at Adelaide, Australia. *J. Atm. Terr. Phys.* 1987. V. 49. N10. P. 1033-1048.
- I34. Jacobson A.R., Carlos R.C. A study of apparent ionospheric motions associated with multiple travelling ionospheric disturbances. *J. Atm. Terr. Phys.* 1991. V. 53. N1/2. P. 53-62.
- I35. Tsunoda R.T. On the origin of quasi-periodic radar backscatter from midlatitude sporadic E. *Radio Sci.* 1994. V. 29. N 1. P. 349-365.

- I36. Spoelstra T.A.Th. *Combining TID observations: NNSS and radio interferometry data. J. Atm. Terr. Phys. 1992. V. 54. N 9. P. 1185 - 1195.*
- I37. Благовещенская Н.Ф., Вовк В.Я., Корниенко В.А., Москвин И.В. Волновые процессы в высокоширотной ионосфере по лан-ным комплексных радиобизических наблюдений. Геомагнетизм и аэрономия. 1997. Т.37. № 5. С.70-78.
- I38. Бенедиктов Е.А., Беликович В.В., Бахметьева Н.В., Толмачева А.В. Исследование динамических явлений в Е области ионосферы по измерениям электронной концентрации в осенне-зимние периоды 1990-1992 г. Геомагн. и аэрономия. 1997. Т.37. № 5. С.88-98.
- I39. Pierce A.D., Posey J.W. *Variation of nuclear explosion generated acoustic-gravity wave forms with burst height and with energy yield. J. Geophys. Res. 1971. V. 76. N21. 5025-5042.*
- I40. Roberts D., Clobuchar J.A., Fougere P.F., Hendrickson D.H. *A large-amplitude travelling ionospheric disturbance produced by the May 18, 1980, explosion of Mount St. Helens. J. Geophys. Res. 1982. V. 87. N 8. P. 6291-6301.*
- I41. Liu C.H., Klostermeyer J., Yeh K.C. et al. *Global dynamic responses of the atmosphere to the eruption of Mount St. Helens on May 18, 1980. J. Geophys. Res. 1982. V. 87. N 8. P. 6281-6290.*
- I42. Donn W.L., Shaw D.M. *Exploring the atmosphere with nuclear explosions. Rev. of Geoph. 1967. V. 5. N 1. P. 53-83.*
- I43. Huang C.S., Li J. *Weak nonlinear theory of the ionospheric response to atmospheric gravity waves in the F-region. J. Atm. Terr. Phys. 1991. V. 53. N 10. P. 903-908.*
- I44. Shrira V.I. *On the propagation of a three-dimensional packet of weakly non-linear internal gravity waves. Int. J. Non-Linear Mechanics. 1981. V. 16. N 2. P. 129-138.*
- I45. Clark T.L., Deltier W.R. *Critical level reflection and the resonant growth of nonlinear mountain waves. J. Atm. Sci. 1984. V. 41. N 21. P. 3122-3134.*

- I46. Weinstock J. *Nonlinear theory of gravity waves: momentum deposition, generalized Rayleigh friction and diffusion.* *J. Atm. Sci.* 1982. V.39. N P. 1698-1710.
- I47. Orlanski I., Cerasoli C.P. *Energy transfer among internal gravity modes: weak and strong interactions.* *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. N C5. P. 4103-4129.
- I48. Walterscheid R.L., Schubert G. *Nonlinear evolution of an upward propagation gravity wave: overturning, convection, transience and turbulence.* *J. Atm. Sci.* 1990. V. 47. N1. P. 101-125.
- I49. Beley V.S., Galushko V.G., Yampolski Y.M. *Travelling ionospheric disturbances diagnostics using HF signal trajectory parametr variations.* *Radio Sci.* 1995. V.30. N 6. P. 1739-1759.
- I50. Kirchegast G., Hocke K., Schegel K. *Gravity waves determined by modeling of travelling ionospheric disturbances in incoherent-scatter radar measurements.* *Radio Sci.* 1995. V. 30. N 5. P. 1551-1567.