

УДК 550.388.2

## МАГНИТОГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ИОНОСФЕРЕ В УСЛОВИЯХ КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

*Н. А. Бархатов*<sup>1,2,3</sup>, *О. М. Бархатова*<sup>1,2</sup>, *Г. И. Григорьев*<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет;

<sup>2</sup> Нижегородский государственный педагогический университет;

<sup>3</sup> Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород, Россия

В работе получены дисперсионные соотношения для магнитогравитационных волн в ионосфере при учёте совместного влияния магнитного поля и силы тяжести при учёте конечной проводимости в гидродинамическом приближении. Необходимые для этого условия выполняются в ионосфере на высотах больше или порядка 250 км. В качестве источника магнитогравитационных волн, часто наблюдаемых как перемещающиеся ионосферные возмущения, рассматривается авроральный электроджет. Вклад магнитогравитационных волн в возмущения ионосферы определяется на основе анализа данных вертикального зондирования ионосферного слоя  $F_2$  и геомагнитных возмущений вдоль и по сторонам от выбранного магнитного меридиана. Особенности полученных динамических спектров магнитогравитационных волн согласуются с характерными частотами и скоростями, определяемыми по расчётным дисперсионным кривым. В результате получены подтверждения того факта, что магнитогравитационные волны обуславливают часть перемещающихся ионосферных возмущений и могут быть использованы для диагностики параметров ионосферы.

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее заметных проявлений волновых движений в ионосфере являются перемещающиеся ионосферные возмущения. В качестве основных источников этих возмущений обычно рассматривают акустикогравитационные волны, которые могут быть связаны с движением терминатора, струйными течениями, возбуждают во время землетрясений или возникают в периоды интенсификации авроральных электроджетов. Однако в ионосфере, как проводящей среде, кроме акустикогравитационных волн, могут распространяться и магнитогравитационные волны, скорость которых оказывается выше скорости акустикогравитационных волн, но ниже, чем скорость магнитогидродинамических волн [1]. Экспериментальное подтверждение существования магнитогравитационных волн в ионосфере на высотах слоя  $F_2$  получено в [2], где проанализированы их дисперсионные соотношения для условий среды с бесконечной проводимостью.

В данной работе получены дисперсионные соотношения для магнитогравитационных волн в ионосфере с конечной проводимостью. Для этого в уравнениях гидродинамики учтено совместное влияние магнитного поля и силы тяжести. Это необходимо делать в том случае, когда магнитное давление сравнимо или выше гидростатического и частота изучаемых волн много меньше частоты столкновений нейтралов с ионами. Эти условия выполняются в ионосфере на высотах больше или порядка 250 км.

Известно, что в качестве возможных источников волновых возмущений в ионосфере, в том числе перемещающихся ионосферных возмущений, часто рассматривают авроральные электроджеты. Общепринятым является мнение о переносе возмущений из авроральной области к средним и низким широтам посредством акустикогравитационных волн разных пространственных масштабов. В данном исследовании определяется вклад магнитогравитационных волн, генерируемых авроральными электроджетами в возмущения ионосферы. Это делается на основе анализа данных вертикального зондирования ионосферного слоя  $F_2$  и значений горизонтальных компонент

геомагнитного поля на наземных магнитных станциях. Полученные при этом экспериментальные характерные особенности динамических спектров магнитогравитационных волн сопоставляются с характерными частотами и скоростями, полученными по расчётным дисперсионным кривым. В результате получены подтверждения того факта, что магнитогравитационные волны обуславливают часть перемещающихся ионосферных возмущений.

## 1. ОСНОВНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ, ОПИСЫВАЮЩИХ СВОЙСТВА МАГНИТОГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН, И ВЫВОД ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ

Анализ условий распространения магнитогравитационных волн в среде с конечной проводимостью  $\sigma$  в отсутствие регулярных ветров может быть проведён на основе уравнений магнитной гидродинамики. Исходная линеаризованная система уравнений в этом случае записывается в виде

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} &= -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \frac{1}{c} (\mathbf{j} \times \mathbf{H}_0); & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \operatorname{div} \mathbf{v} + (\mathbf{v} \nabla) \rho_0 &= 0; \\ \frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) p_0 &= V_s^2 \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \rho_0 \right]; & \operatorname{rot} \mathbf{h} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}; & \operatorname{div} \mathbf{h} &= 0; \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t}; & \mathbf{j} &= \sigma \left[ \mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{H}_0) \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  — плотность среды,  $p$  — давление,  $\mathbf{v}$  — скорость среды,  $\mathbf{h}$  — возмущение магнитного поля,  $V_s^2$  — квадрат адиабатической скорости звука,  $\gamma$  — постоянная адиабаты,  $\mathbf{g}$  — ускорение свободного падения,  $c$  — скорость света. Величины, помеченные индексом «0», обозначают невозмущённые значения параметров среды и магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ . Заметим, что третье уравнение системы (1) предполагает адиабатичность возмущений, что имеет место в случае их слабой диссипации.

В декартовой системе координат с осью  $z$ , направленной вертикально вверх (см. рис. 1), равновесные давление и плотность связаны соотношением  $dp_0/dz = -g\rho_0$  и определяются, прежде всего, распределением температуры  $T_0(z)$ . В том случае, если рассматривается изотермичная атмосфера ( $T_0(z) = \text{const}$ ), давление и плотность экспоненциально зависят от высоты:  $p_0(z), \rho_0(z) \propto \exp(-z/H)$ , где  $H = \kappa T / (mg)$  — приведённая высота однородной атмосферы,  $\kappa$  — постоянная Больцмана,  $m$  — эффективная масса молекул.

Для удобства вычислений все переменные, входящие в исходную систему уравнений (1), выражаются через смещение  $\boldsymbol{\xi}$  ( $\mathbf{v} = \partial \boldsymbol{\xi} / \partial t$ ) и в системе координат, представленной на рис. 1, решения ищутся в виде гармонических волн  $\exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$ . При этом  $\partial/\partial t \rightarrow -i\omega$ ,  $\partial/\partial x \rightarrow ik_x$ ,  $\partial/\partial y \rightarrow ik_y$ ,  $\partial/\partial z \rightarrow ik_z + (2H)^{-1}$ . Такая зависимость от вертикальной координаты характерна для скорости  $\mathbf{v}$  и смещения  $\boldsymbol{\xi}$ , в то время как невозмущённое давление  $p_0$  и плотность  $\rho_0$  меняются с высотой как  $\exp[ik_z z - z/(2H)]$ . Последние два условия приняты согласно экспоненциальной зависимости решений уравнений гидродинамики для акустикогравитационных волн от вертикальной координаты  $z$  в отсутствие магнитного поля, полученной в работе [3]. Заметим, что для среды с постоянной проводимостью магнитное возмущение  $\mathbf{h}$  в магнитогравитационной волне имеет такую же зависимость от  $z$ , как и смещение.

Окончательно для компонент смещений при условии  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{g}$  получена система однородных уравнений, детерминант которой представляет собой следующее дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned} (\omega^2 + Q) \{ \omega^2 [\omega^2 + Q - (V_s^2 + V_{AM}^2) (k_x^2 + k_y^2)] - \\ - V_s^2 [k_z^2 + 1/(4H^2)] [\omega^2 + Q - V_{AM}^2 (k_x^2 + k_y^2)] + (\gamma - 1) g^2 (k_x^2 + k_y^2) \} = 0, \end{aligned}$$

где  $V_A^2 = H_0^2/(4\pi\rho_0)$  — квадрат альвеновской скорости и

$$V_{AM}^2 = \frac{V_A^2}{1 + i \frac{c^2}{4\pi\sigma\omega} [k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - 1/(4H^2) - ik_z/H]}$$

— квадрат модифицированной альвеновской скорости в условиях конечной проводимости,  $Q = V_{AM}^2 [1/(2H) + ik_z]^2$ .

Решениями этого уравнения являются модифицированные альвеновские волны с дисперсионным соотношением  $\omega^2 + Q = 0$  и магнитогравитационные волны, описываемые дисперсионным соотношением

$$(\omega^2 + Q) \{ \omega^2 - V_s^2 [k_z^2 + 1/(4H^2)] \} - \omega^2 (V_s^2 + V_{AM}^2) (k_x^2 + k_y^2) + V_s^2 V_{AM}^2 [k_z^2 + 1/(4H^2)] \times (k_x^2 + k_y^2) + V_s^2 \omega_g^2 (k_x^2 + k_y^2) = 0, \quad (2)$$

где

$$\omega_g^2 = \frac{(\gamma - 1)g}{\gamma H}$$

— квадрат частоты Бранта—Вяйсяля,  $k_x^2 + k_y^2 = k_\perp^2 = k^2 \sin^2 \theta$ ,  $k_z = k \cos \theta$ ,  $k$  — волновое число.

Уравнение (2) для магнитогравитационных волн в частном случае отсутствия магнитного поля ( $H_0 = 0$ ) переходит в уравнение для акустикогравитационных волн в изотермической атмосфере:

$$\omega^4 - \omega^2 V_s^2 [k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 + 1/(4H^2)] + V_s^2 \omega_g^2 (k_x^2 + k_y^2) = 0.$$

### 3. АНАЛИЗ ДИСПЕРСИОННЫХ СВОЙСТВ МАГНИТОГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В УСЛОВИЯХ СЛАБОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Квадрат модифицированной альвеновской скорости в условиях конечной проводимости можно записать следующим образом:

$$V_{AM}^2 = \frac{V_A^2}{1 + i \frac{c^2}{4\pi\sigma\omega} [k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - 1/(4H^2) - ik_z/H]} = \frac{V_A^2}{1 + i\chi} \approx V_A^2 (1 - i\chi).$$

В случае слабого затухания должно выполняться соотношение  $\chi \ll 1$ . Исходя из этого обстоятельства, оценим допустимые значения проводимости:

а) для продольного распространения:  $k_z^2 \gg 1/(4H^2)$  или  $\lambda_z \ll 4\pi H \approx 360$  км можно выбрать  $\lambda_z \sim 10$  км =  $10^6$  см. Требование  $\chi = c^2 k_z^2 / (4\pi\sigma\omega) \ll 1$  приводит к условию  $\sigma = c^2 k_z^2 / (4\pi\omega) \gg 10^{12}$  с<sup>-1</sup> для магнитогравитационных волн с периодом порядка 30 мин;

б) для поперечного распространения:  $k_\perp^2 \gg 1/(4H^2)$  или  $\lambda_\perp \ll 4\pi H \approx 360$  км, т.е.  $\lambda_\perp \sim 100$  км =  $10^7$  см, удовлетворяет этому условию. Поскольку  $\chi = c^2 k_\perp^2 / (4\pi\sigma\omega) \ll 1$ , то  $\sigma = c^2 k_\perp^2 / (4\pi\omega) \gg 10^{10}$  с<sup>-1</sup> для магнитогравитационных волн с периодом порядка 30 мин.

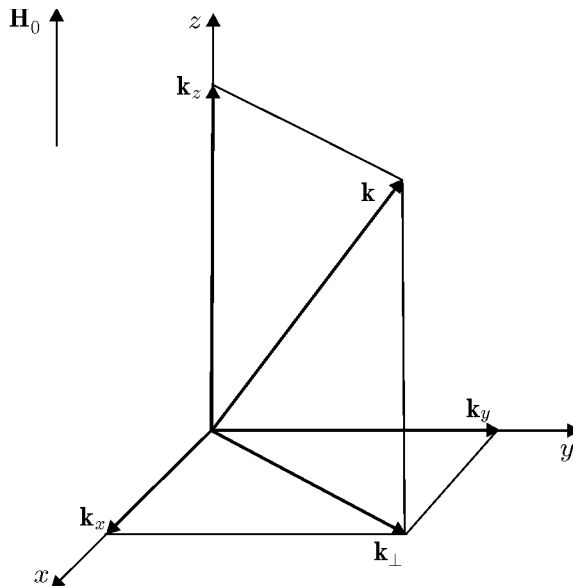


Рис. 1. Используемая система координат и ориентация векторов силы тяжести, магнитного поля и волнового вектора

В условиях слабого поглощения и выполненного для перемещающихся ионосферных возмущений ограничения на масштабы (вертикальная длина волны  $\lambda_z$  много меньше  $4\pi H$  или  $k_z \gg \gg 1/(2H)$ ) дисперсионное уравнение магнитогравитационных волн (2) принимает вид

$$\omega^4 - \omega^2 (V_s^2 + V_A^2) (k_z^2 + k_\perp^2) + V_A^2 V_s^2 k_z^2 (k_z^2 + k_\perp^2) + V_s^2 \omega_g^2 k_\perp^2 = 0. \quad (3)$$

Корни этого уравнения соответствуют быстрой (индекс «+») и медленной (индекс «-») модам магнитогравитационных волн, для которых приближённо можно использовать следующие выражения:

$$\omega_+^2 = (V_s^2 + V_A^2) (k_z^2 + k_\perp^2), \quad (4)$$

$$\omega_-^2 = \frac{V_A^2 V_s^2 k_z^2 (k_z^2 + k_\perp^2) + V_s^2 \omega_g^2 k_\perp^2}{(V_s^2 + V_A^2) (k_z^2 + k_\perp^2)}. \quad (5)$$

Из (4) следует выражение для групповой скорости распространения волн по горизонтали:

$$\frac{d\omega}{dk_\perp} = \frac{k_\perp}{\omega} \frac{V_s^2 (\omega^2 - \omega_g^2) + V_A^2 (\omega^2 - V_s^2 k_z^2)}{2\omega^2 - (V_s^2 + V_A^2) (k_z^2 + k_\perp^2)}. \quad (6)$$

В частности, для групповой скорости быстрой моды справедливо приближённое равенство

$$\frac{d\omega_+}{dk_\perp} \approx \frac{\sqrt{V_s^2 + V_A^2}}{\sqrt{k_z^2 + k_\perp^2}} k_\perp. \quad (7)$$

При учёте слабого поглощения из-за конечной проводимости частота  $\omega$  кроме действительной составляющей будет содержать и мнимую часть:  $\omega = \omega_r + i\delta$ . В условиях  $\delta \ll \omega_r$  из дисперсионного уравнения (3) следует, что

$$\delta \approx \frac{V_A^2 c^2 k_z^2 (k_z^2 + k_\perp^2) (V_s^2 k_z^2 - \omega_r^2)}{8\pi\sigma\omega_r^2 [2\omega_r^2 - V_A^2 k_z^2 - k_\perp^2 (V_s^2 + V_A^2)]}. \quad (8)$$

Если далее принять, что частота  $\omega_r$  определяется формулой (4) и  $V_A \gg V_s$ , а  $k_z \gg k_\perp$ , то получаем соотношение

$$\delta = \frac{V_A^2 c^2 k_z^4}{4\pi\sigma\omega_r^2}, \quad (9)$$

которое эквивалентно условию  $c^2 k_z \ll 4\pi\sigma V_A$ . Это условие заведомо выполняется для  $\lambda_z > 10^5$  см.

### 3. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ МАГНИТОГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Расчёт дисперсионных кривых для магнитогравитационных волн на основе полученного дисперсионного уравнения (2) выполнен в безразмерных величинах. Безразмерная частота и волновое число приняты, как и в [4], в виде  $W = \omega/\omega_c$  и  $K = k/k_c$ , где  $\omega_c = H_0 g / [V_s^2 (4\pi\rho_0)^{1/2}]$  и  $k_c = \omega_c / V_s$ . В безразмерных величинах дисперсионное уравнение (2) выглядит следующим образом:

$$W^5 + AW^4 + BW^3 + CW^2 + DW + E = 0, \quad (10)$$

где

$$A = \frac{\sqrt{2} K \cos \theta}{\gamma^{3/2} \beta^{1/2} \text{Re}_m} + i \left( \frac{2K^2}{\beta \text{Re}_m} - \frac{1}{\text{Re}_m} \right);$$

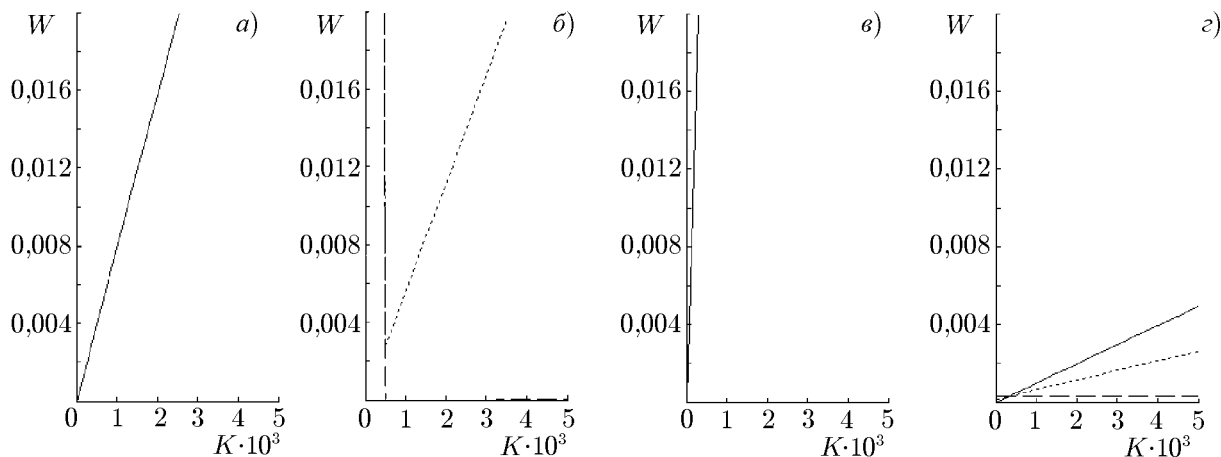


Рис. 2. Дисперсионные кривые для распространяющихся быстрой (а, е) и медленной (б, з) моды магнитогравиационной волны в безразмерных переменных, полученные решением полного дисперсионного уравнения (3) (а, б) и укороченного уравнения (4) (е, з). Сплошная линия соответствует продольному распространению ( $\theta = 0^\circ$ ), пунктирная — распространению под углом ( $\theta = 45^\circ$ ), штриховая — поперечному распространению ( $\theta = 90^\circ$ )

$$B = \frac{\gamma^2}{4} - \frac{2}{\gamma^3\beta} K^2 - \left( \frac{2}{\gamma\beta} + 1 \right) K^2 \sin^2 \theta - \frac{\gamma^3\beta}{2} - K^2 \cos^2 \theta + i \frac{\sqrt{2}\gamma^{1/2}}{\beta^{1/2}} K \cos \theta;$$

$$C = - \frac{\sqrt{2}K^3}{\gamma^{1/2}\beta \text{Re}_m} \cos \theta - \frac{\gamma^{5/2}\beta^{1/2}K}{4\sqrt{2} \text{Re}_m} \cos \theta - i \frac{2K^4}{\gamma^2\beta \text{Re}_m} + i \frac{\gamma^4\beta}{32 \text{Re}_m};$$

$$D = \frac{2K^4}{\gamma\beta} \sin^2 \theta + \frac{\gamma^2}{4} K^2 - \frac{\gamma^2 K^2}{4} \cos^2 \theta - \frac{\gamma^5\beta}{2} + \frac{(\gamma-1)\gamma\beta K^2}{2} \sin^2 \theta -$$

$$- i \frac{\sqrt{2}\gamma^{1/2}}{\beta^{1/2}} K^3 \cos^3 \theta - i \frac{\gamma^{7/2}\beta^{1/2}}{4\sqrt{2}} K \cos \theta;$$

$$E = \frac{(\gamma-1)\gamma^{1/2}\beta^{1/2}}{\sqrt{2} \text{Re}_m} K^3 \sin^2 \theta \cos \theta + i \frac{(\gamma-1)}{\gamma \text{Re}_m} K^4 \sin^2 \theta - i \frac{(\gamma-1)\gamma^2\beta}{8 \text{Re}_m} K^2 \sin^2 \theta.$$

Здесь  $\beta = p_0/(H_0^2/8\pi)$  — отношение газокинетического давления к магнитному,  $\text{Re}_m = 4\pi V_A H \times \sigma/c^2$ ,  $\theta$  — угол между  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{g} \parallel \mathbf{H}_0$ .

Расчёты дисперсионных кривых выполнены для параметров ионосферы, близких к реальным для высоты 250 км. Проводимость принималась равной  $\sigma = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , магнитное число Рейнольдса  $\text{Re}_m = 3 \cdot 10^2$  [1],  $T = 10^3 \text{ К}$ ,  $\gamma = 1,4$  — показатель адиабаты,  $\beta = 0,02$ ,  $H = 3 \cdot 10^6 \text{ см}$ ,  $|\mathbf{H}_0| = 0,5 \text{ Гс}$ . Значения этих параметров согласуются с ионосферной моделью MSIS-E-90.

На рис. 2а, б представлены решения полного дисперсионного уравнения (10), а на рис. 2в, з приведены дисперсионные кривые для укороченного уравнения (3) в безразмерных переменных для распространяющихся быстрой и медленной мод магнитогравиационной волны. Здесь сплошная линия соответствует продольному распространению ( $\theta = 0^\circ$ ), пунктирная — распространению под углом ( $\theta = 45^\circ$ ), штриховая — поперечному распространению ( $\theta = 90^\circ$ ). Линии дисперсионных кривых, не приведённые на рис. 2а, находятся вне рассматриваемого частотного диапазона. На рис. 2в для быстрой моды зависимость от угла распространения отсутствует.

### 4. ОБРАБОТКА, АНАЛИЗ И СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С ПРОВЕДЁННЫМИ РАСЧЁТАМИ

В нашей работе предполагалось, что магнитогравитационные волны возбуждались авроральным источником во время суббурь и распространялись к средним широтам. Поиск волн был проведён вдоль геомагнитного меридиана на основе сравнительного спектрального анализа колебаний индекса AU [5], вариаций критических частот ионосферного слоя  $F_2$  на станциях вертикального зондирования ионосферы [6] и вариаций горизонтальной компоненты геомагнитного поля по дневным интервалам марта–апреля 2006 года [7]. Для анализа были отобраны данные ионосферных станций (с устранённым суточным ходом) и магнитных станций с разрешением 15 мин (см. табл. 1). Географические положения станций и восточного аврорального электроджета представлены на рис. 3.

На рис. 4 приведены примеры согласованных динамических спектров индекса AU, ионосферных и магнитных возмущений для 4 и 5 апреля 2006 года. Совпадение спектральных особенностей

Таблица 1

Ионосферные и магнитные станции	Сокращённое обозначение станций	Географ. широта, град	Географ. долгота, град	Геомаг. широта, град	Геомаг. долгота, град	$L$ (параметр Мак-Илвейна)
L Aquila	AQU	42,38	13,32	58,7	1,9	1,50
Furstenfeldbruck	FUR	48,17	11,28	64,2	1,6	1,90
HEL	HLP	54,61	18,82	69,5	4,0	2,50
Lvov	LVV	49,90	23,75	66,3	4,7	2,05
Juliusruh/Rugen	JR055	54,60	13,40	69,3	2,2	2,50
San Vito	VT139	40,60	17,80	57,0	2,7	1,47

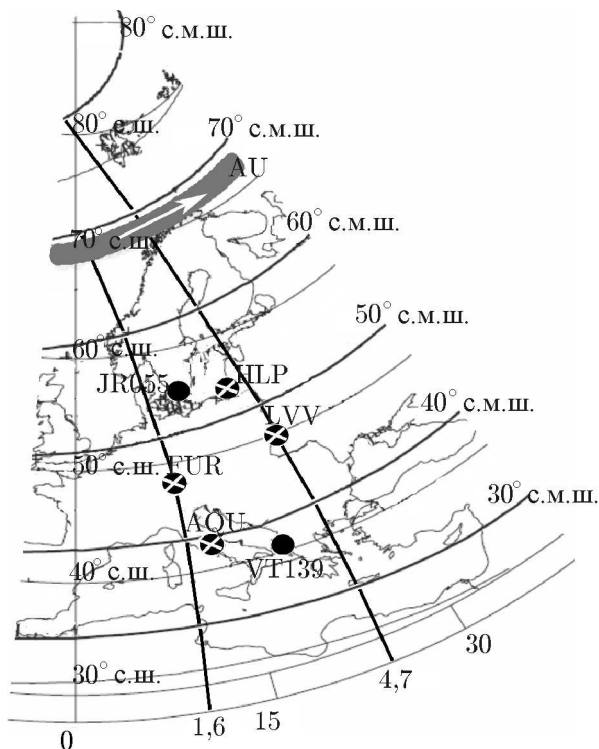


Рис. 3. Географическое расположение рассматриваемых ионосферных и магнитных станций. Крестами отмечены магнитные станции, чёрными кругами — ионосферные станции. Закрашенная область соответствует условному положению восточного электроджета (AU). Тонкие линии — линии географических широт и долгот (с. ш.); толстые линии — линии магнитных широт и долгот (с. м. ш.)

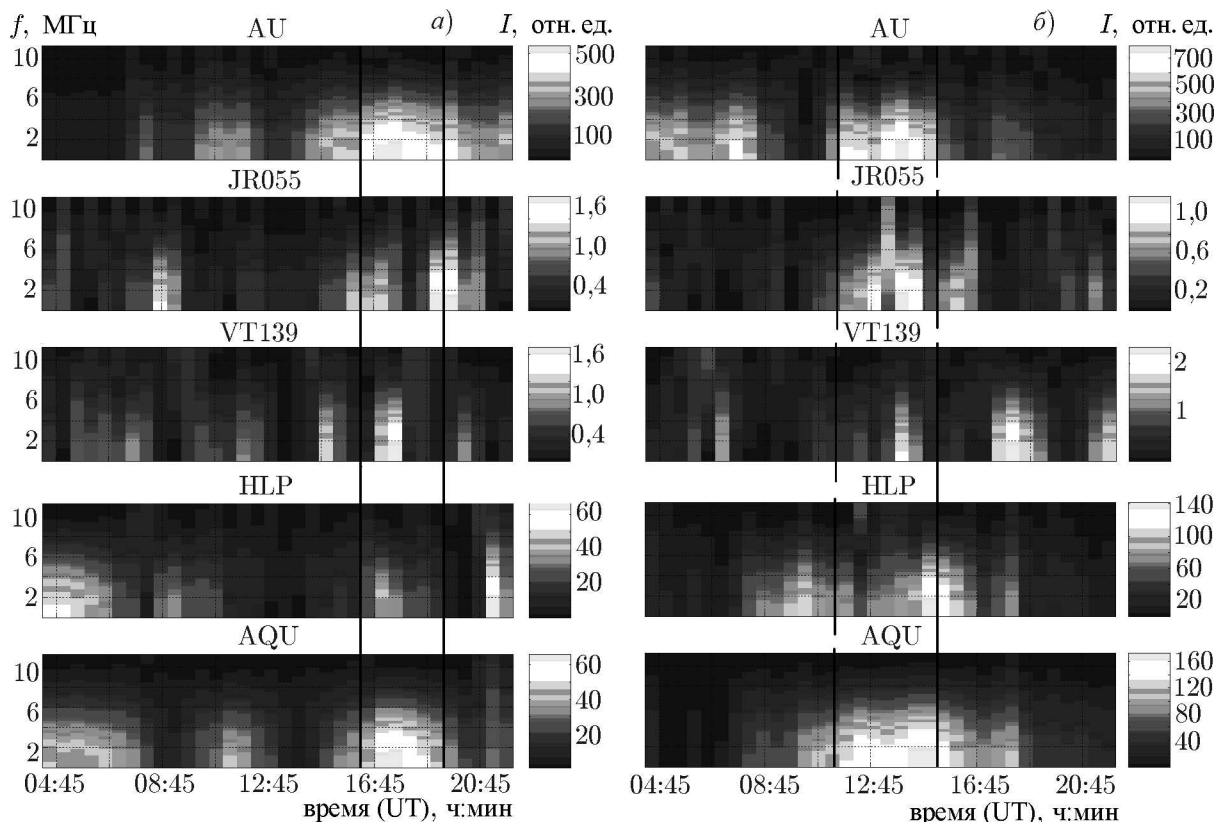


Рис. 4. Примеры динамических спектров индекса AU, данных ионосферных станций JR055 и VT139 и магнитных станций HLP и AQU (сверху вниз) для 4 апреля (а) и 5 апреля (б) 2006 года. Вертикальными линиями отмечены области совпадения спектральных особенностей — 4 апреля 16:15–19:00 UT, 5 апреля 11:15–15:15 UT

динамических спектров в интервале 16:15–19:00 UT для 4 апреля и 11:15–15:15 UT для 5 апреля свидетельствует о распространении возмущений плотности и магнитного поля от аврорального источника к средним широтам. Анализ динамики этих спектров (рис. 4), показывает практическое отсутствие временного сдвига как между возмущениями плотности ионосферного слоя  $F_2$ , так и между возмущениями геомагнитного поля на всех рассматриваемых станциях. Это свидетельствует о более высоких скоростях магнитогравитационных волн по сравнению с классическими внутренними гравитационными волнами. Исходя из известных расстояний от авроральных электроджетов до ионосферных и магнитных станций, на которых регистрируются возмущения концентрации и магнитного поля, можно оценить скорости распространения рассматриваемых волн. Для расстояний порядка 2000 км отсутствие временного сдвига, которое имеет место на динамических спектрах, полученных по данным с 15-минутным разрешением, свидетельствует о скоростях магнитогравитационных волн, превышающих 2000 м/с.

Анализ динамических спектров, аналогичных спектрам, представленным на рис. 3, позволяет оценить характерные регистрируемые частоты магнитогравитационных волн. Они находятся в диапазоне  $10^{-4} \div 4 \cdot 10^{-4}$  Гц и им соответствуют значения безразмерных частот  $W = 5 \cdot 10^{-4} \div 2 \times 10^{-3}$ . Это означает, что на графиках дисперсионных кривых (рис. 2) имеет смысл обратить внимание на безразмерные частоты ниже  $2 \cdot 10^{-2}$ . Согласно рис. 2, в этом диапазоне возможно существование быстрой (второй) моды магнитогравитационных волн при продольном распространении и медленной (четвертой) моды при распространении под углом к магнитному полю. Значения безразмерного волнового вектора в этом случае лежат в интервале  $0 \div 5 \cdot 10^{-3}$ , что

Таблица 2

$V_{\Phi}$	$V_{\Gamma}$	Мода	$\theta$ , рад
8,0	—	«+»	0
5,5	5,5	«+»	$\pi/4$
—	6,0	«-»	0
5,5	4,5	«-»	$\pi/4$

соответствует длинам волн свыше 4000 км.

В табл. 2 приведены расчётные фазовые и групповые скорости быстрой («+») ( $V_{\Phi}^+, V_{\Gamma}^+$ ) и медленной («-») ( $V_{\Phi}^-, V_{\Gamma}^-$ ) мод магнитограви-  
тационных волн в рассматриваемом диапазоне  
длин волн. Безразмерная фазовая скорость  $V_{\Phi}^+$   
составляет около 8, а  $V_{\Phi}^-$  — около 5,5. Безраз-

мерная групповая скорость  $V_{\Gamma}^+$  составляет около 5,5, а  $V_{\Gamma}^-$  — около 6 для продольного распро-  
странения и около 4,5 для распространения под углом  $\theta = 45^\circ$ . Реальные значения скоростей  
могут быть получены при умножении безразмерных значений на скорость звука (500÷600 м/с).  
Таким образом, скорости мод лежат в интервале 3000÷4000 м/с.

Экспериментальная проверка полученных значений фазовых скоростей может быть выполне-  
на путём сопоставления динамических спектров горизонтальных компонент геомагнитного поля  
для рассматриваемых станций, полученных с минутным разрешением. С учётом расстояния меж-  
ду магнитными станциями и оценок скоростей, временной сдвиг динамических спектров в обла-  
сти, отвечающей прохождению магнитограви-  
тационных волн, должен составлять 5÷15 мин. На  
рис. 5 приведены динамические спектры индекса AU и горизонтальных компонент на станциях  
HLP и AQU. На каждом из спектров овалом отмечены области, предположительно отвечаю-  
щие прохождению в южном направлении магнитограви-  
тационных волн, возбуждаемых поляр-  
ным электроджетом. При сопоставлении таких областей на спектрах индекса AU и указанных  
станций можно обнаружить временной сдвиг между ними. Величина сдвига в рассматриваемом  
случае составляет 10÷15 мин, что согласуется с выполненными аналитическими оценками.

Представляет интерес также вопрос о направлении распространения магнитограви-  
тационных волн. Для этого в анализ данных по уже отмеченным магнитным станциям были добавлены дан-  
ные по ещё двум станциям: FUR (48° с. ш., 11° в. д.) и LVV (50° с. ш., 24° в. д.), расположенным  
слева и справа от предполагаемого направления распространения волны (рис. 3). Сопоставление  
динамических спектров на всех рассматриваемых станциях показывает, что на станциях HLP и  
LVV в области распространения магнитограви-  
тационных волн наблюдается ослабление интен-  
сивности спектров, в то время как на станциях AQU и FUR интенсивности спектров заметно выше  
(см. рис. 5). Это возможно свидетельствует о направленном распространении магнитограви-  
тационных волн от аврорального источника к средним широтам. Действительно, магнитные станции  
AQU и FUR лежат на одной магнитной долготе, а станции HLP и LVV — на другой долготе на  
2° восточнее (см. табл. 2). Таким образом, в данном эксперименте магнитограви-  
тационная волна распространяется преимущественно вдоль магнитных долгот 1,6°÷1,9°.

## ВЫВОДЫ

Данное исследование посвящено выяснению вклада магнитограви-  
тационных волн, генерируе-  
мых авроральными электроджетами, в возмущения ионосферы в средних широтах. Для этого из  
уравнений гидродинамики при учёте совместного влияния магнитного поля и силы тяжести при  
конечной ионосферной проводимости получены дисперсионные соотношения и построены дис-  
персионные кривые для быстрой и медленной магнитограви-  
тационных мод. Найдены интервалы  
значений ионосферной проводимости, при которых могут распространяться магнитограви-  
тационные волны.

Сопоставление результатов динамического спектрального анализа перемещающихся ионо-  
сферных возмущений по данным вертикального зондирования ионосферного слоя  $F_2$  и геомаг-



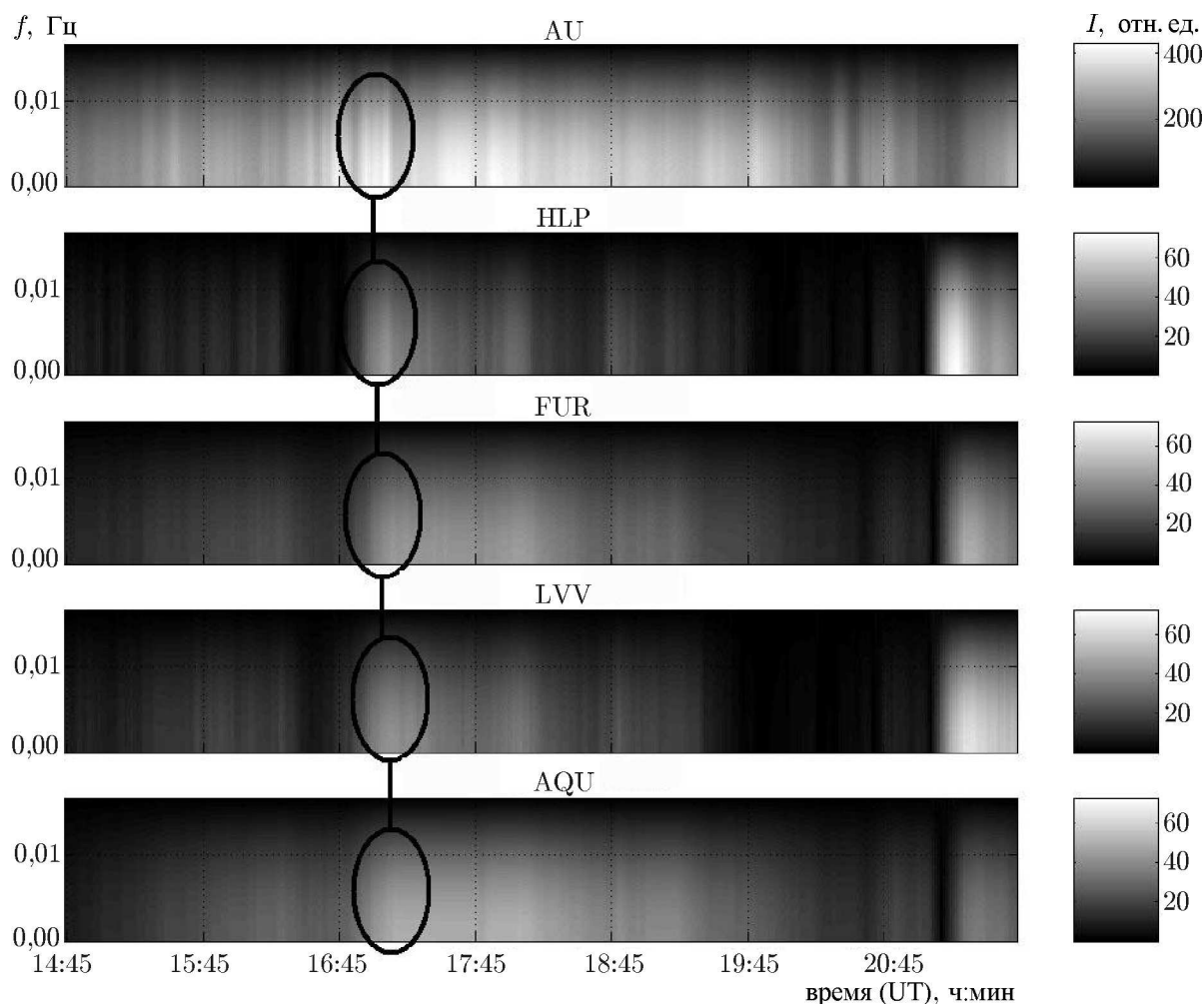


Рис. 5. Временной сдвиг между скачками интенсивности в динамических спектрах индекса AU, связанными с прохождением магнитогравиационной волны в южном направлении, и горизонтальными компонентами на станциях HLP, AQU, FUR и LVV (4 апреля 2006 года)

нитных возмущений с характерными частотами и скоростями, оценёнными по расчётным дисперсионным кривым, показало согласованность результатов. Диапазон характерных экспериментальных частот составляет  $10^{-4} \div 4 \cdot 10^{-4}$  Гц при скорости распространения свыше 2000 м/с. Значения аналитически полученных фазовых скоростей составляют около 4000 м/с для быстрой моды и около 3000 м/с для медленной моды.

Анализ динамических спектров горизонтальных компонент геомагнитного поля на станциях, расположенных на близких геомагнитных меридианах, продемонстрировал распространение магнитогравиационных волн из авроральной области к низким широтам в пределах магнитных долгот  $1,6^\circ \div 1,9^\circ$ .

Таким образом, получены подтверждения того факта, что магнитогравиационные волны обуславливают часть перемещающихся ионосферных возмущений и могут быть использованы для диагностики параметров ионосферы.

Работа поддержана РФФИ (гранты 12-05-00425 и 12-02-31043) и Министерством образования и науки в рамках программы «Разработка современных методов прогнозирования магнитосферно-ионосферного состояния в целях обеспечения успешных коммуникаций на основе

поиска фундаментальных закономерностей влияния солнечной активности».

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сорокин В. М., Федорович Г. В. Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме. М.: Энергоиздат, 1982. 136 с.
2. Бархатова О. М., Бархатов Н. А., Григорьев Г. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 10. С. 761.
3. Григорьев Г. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 2. С. 3.
4. McLellan A., Winterberg F. // Solar Physics. 1968. V. 4. P. 401.
5. <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>.
6. <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/query.do?group=Iono&>.
7. <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/query.do?group=Geom&>.

Поступила в редакцию 20 июня 2011 г.; принята в печать 18 июня 2012 г.

### MAGNETOGRAVITATIONAL WAVES IN THE IONOSPHERE UNDER THE FINITE-CONDUCTIVITY CONDITIONS

*N. A. Barkhatov, O. M. Barkhatova, and G. I. Grigor'ev*

Dispersion relationships for ionospheric magnetogravitational waves are obtained in the hydrodynamic approximation with allowance for the combined influence of magnetic field, gravity, and finite conductivity. The required conditions are fulfilled in the ionosphere at the altitudes over or of the order of 250 km. Auroral electrojet is considered as a source of magnetogravitational waves which are frequently observed as traveling ionospheric disturbances. The magnetogravitational-wave contribution to the ionospheric disturbances is determined on the basis of analyzing the data from the vertical sensing of the ionospheric  $F_2$  layer and geomagnetic disturbances along the chosen magnetic meridian and on its sides. The features of the obtained dynamic spectra of magnetogravitational waves agree the characteristic frequencies and velocities determined by the calculated dispersion curves. As a result, we confirm the fact that magnetogravitational waves determine some traveling ionospheric disturbances and can be used for the ionospheric-parameter diagnostics.